

UDC 621.318.4.076:  
629.76/.78.054

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-338

誘導用浮動型慣性センサに用いる自己制御型  
八極磁気軸受方式の理論解析

滝沢 実・大月正男・鈴木孝雄

1973 年 9 月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- TR-321 空冷軸流タービンの空力性能に関する研究  
(第1報 空冷タービンの設計および全体性能に関する実験研究)  
Cold-Air Investigation of an Air-Cooled Axial-Flow Turbine (Part 1 Turbine Design and Overall-Stage Performance without Supply of Cooling Air) 1973年12月 山本孝正, 高原北雄  
能瀬弘幸, 井上重雄  
白井弘, 三村富嗣雄
- TR-322 IC 演算増幅器を利用した乱流頻度計  
Application of Intergrated Circuit Operational Amplifiers on Turbulence Intermittency Meters 1973年6月 綿貫忠晴, 佐藤淳造
- TR-323 月と太陽の引力の作用下にある地球の人工衛星の運動に関する研究  
The Study on the Motion of an Artificial Earth Satellite under the Gravitational Attractino of the Sun and Moon 1973年7月 武内澄夫, 松島弘一
- TR-324 偏揺れ振動するT型尾翼に働く, 非定常ローリングモーメントの測定  
Measurement of Rolling Moments Acting on the Stabilizer of T-tails Oscillating in Yaw 1973年6月 市川輝雄, 磯貝紘二  
安藤泰勝, 江尻宏
- TR-188T 浮動型1自由度積分ジャイロの不等弾性誤差  
Analysis of the Anisoelastic Errors of a Floated Single Degree of Freedom Integrating Gyro 1973年6月 大月正男, 新宮博公  
田畑浄治, 鈴木孝雄  
円居繁治
- TR-325 ロケットの分離特性に関する研究  
Some Investigation on the Separation Characteristics of a Two-Stage Vehicle Model 1973年7月 宇宙研究グループ
- TR-326 電子衝撃型水銀イオンエンジンの研究  
Experimental Investigation on 5cm Mercury Electron Bombardment Ion Engine 1973年7月 中村嘉宏, 東久雄  
宮崎勝弘
- TR-327 ガスタービン燃焼器のライナにおける伝熱  
On the Liner Heat Transfer of Gas Turbine Combustor 1973年7月 相波哲朗
- TR-328 連続板の振動  
Natural Frequencies of Continuous Plate 1973年7月 林洋一, 川井忠彦
- TR-329 ジェットエンジン用薄肉組立ロータの曲げ剛性(静荷重試験と振動試験による測定と有限要素法による計算)  
Flexural Rigidity of the Thin Walled Build-up Rotor for the Jet Engine (Measurement by Static Load Test and Vibration Test and Calculation by Finite Element Method) 1973年7月 宮地敏雄, 小河昭紀  
貝谷昌二, 祖父江清
- TR-330T 線形シェル理論について  
On the Linear Theory of Thin Elastic Shells 1973年7月 古賀達蔵, 戸田勸
- TR-331 非線型層流安定理論と数値計算  
(第1報 べき級数展開による Orr-Sommerfeld 方程式の数値解法)  
A Non-linear Hydrodynamic Stability Theory with Numerical Calculations  
—Part 1 A Power Series Method for the Numerical Treatment of the Orr-Sommerfeld Equation— 1973年7月 伊藤信毅

## 目 次

1. 結 言	1
〔記 号〕	2
2. 動作原理	2
3. 理論解析	4
3.1 軸受間隙面に作用する磁気吸引力の式の導出	4
3.2 磁気支持力の式の導出	6
4. 数値計算と考察	6
4.1 数値計算とその結果	6
4.2 考 察	7
5. 結 言	9
参考文献	9
付 録	10
付録 1. 励磁コイルの $L$ および $\partial L/\partial g$ の式の導出	10
付録 2. 磁気支持力 $F_x$ , $F_y$ の誘導	10
付録 3. R.H. Frazier らの解析	11

# 誘導用浮動型慣性センサに用いる自己制御型 八極磁気軸受方式の理論解析\*

滝沢 実\*\*・大月正男\*\*・鈴木孝雄\*\*

## Theoretical Analysis of a Passive Magnetic Suspension System with an Eight Pole Stator for Floated Inertial Sensors

By Minoru TAKIZAWA, Masao OTSUKI and Takao SUZUKI

High precision inertial sensors such as gyros and accelerometers are necessary to launch a space vehicle successfully. The gimbls 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 analitical 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' analitical 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. 結 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<sup>1)</sup>および浮動振子型加速度計<sup>2),3)</sup>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<sup>4),5)</sup>等の研究が行なわれた。

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、この宝石・尖軸受が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が存在する。このガタは出力のランダム誤差の発生や分解

\* 昭和48年6月28日受付

\*\* 計測部

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。このような軸受方式の一つとして、磁気軸受方式が考えられる。

浮動型慣性センサの出力軸受に用いられる磁気軸受方式には、大別して、軸の変位に対応して磁気支持力を得る自己制御型 (passive type) と軸の変位量を検出し、それをサーボ増幅器で処理して磁気支持力を得るサーボ制御型 (active type) がある<sup>6),7),8)</sup>。両者は各々利点、欠点を有するが、自己制御型は原理が簡単で、複雑なサーボ増幅回路を必要としないため、構成が簡単となる。

従来、自己制御型八極磁気軸受方式の解析に関して、R.H. Frazier らの解析<sup>6),9)</sup>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、軸受間隙部における磁束の漏洩効果および各軸受間隙面に作用する磁気吸引力のすべての成分による磁気支持力の合成が考慮されていない。このためかれらの導出した磁気支持力の式は、筆者らが行なった予備実験<sup>10)</sup>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 (磁気軸受が機能を果さない領域) の存在が説明できないという矛盾がある。すなわち、かれらの解析方法に従って導いた式によれば、軸の全変位領域において磁気支持力は常に復元力となり、軸受設計上重要と思われる磁気支持力の非復元力領域を検討することができない。

本研究はこのような観点から上記のような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。すなわち、軸受間隙部に生ずる磁気エネルギーの式より直接導いた筆者らの式は、磁気支持力の物理的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、設定軸受間隙距離等をパラメータにとって軸受静特性を考察した。なお、軸の微小変位内における磁気支持力に関して、筆者らの解析結果は Frazier らの解析結果と良い一致を示している。

### 【記 号】

$C$ : 励磁コイルに直列に挿入した共振容量	[F]
$E$ : 励磁電圧	[V]
$F_k$ : 各軸受間隙面に作用する磁気吸引力	[N]
$F_x, F_y$ : $x, y$ 軸方向の磁気支持力	[N]

$F_a$ : $x, y$ 座標の任意方向軸変位 $d$ に対する磁気支持力の大きさ	[N]
$f$ : 励磁周波数	[Hz]
$g$ : 軸受間隙距離	[m]
$h$ : 磁極鉄心露出部長さ (図 4 参照)	[m]
$I$ : 励磁電流	[A]
$L$ : 励磁コイルの自己インダクタンス	[H]
$m$ : 磁極断面外接円の半径 (図 4 参照)	[m]
$N$ : 励磁コイルの巻数	[回数]
$R_m$ : 磁気回路間隙部の磁気抵抗	[回数 <sup>2</sup> /H]
$r$ : 励磁コイルの直流抵抗	[ $\Omega$ ]
$S$ : 磁極断面積	[m <sup>2</sup> ]
$\mu$ : 磁気回路間隙部の透磁率	[H/m]
$\omega$ : 角周波数 ( $2\pi f$ )	[Hz]

### 添 字

0: ロータ (軸) 中心とステータ穴中心とが合致した位置 (零位置)

$k$ : 各磁極 (間隙) の位置, ( $k=1, 2, \dots, 8$ )

res: RLC 共振回路の共振点

18, 23, 45, 67: 18 は極 1 と 8 を 1 ペアとして取り扱う。他の 23, 45, 67 についても同様である。

ここに、記号の単位は MKSA 単位系とする。

## 2. 動作原理

自己制御型八極磁気軸受方式<sup>6),9)</sup>の構成概略を図 1 に示す。この軸受方式は、八極を備えたステータと円柱状のロータおよび軸受間隙 (可変) より磁路を構成し、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電源  $E$  に並列に結線される。その等価回路は図 2 によって表わせる。

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構成するとすれば、磁気抵抗  $R_m$  は各極に対応する軸受間隙距離  $g$  の函数として与えられる。各コイルの  $L$  (自己インダクタンス) は対応する  $R_m$  の函数であるため  $g$  の変化に依存する。この  $L$  の特性を利用して、図 2 で示した等価回路を構成すれば、各コイルに流れる  $I$  は  $g$  の函数となる。軸受間隙面に作用する磁気吸引力  $F_k$  は  $I$  に依存するので、 $I$  を  $g$  の函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各々の電流  $I_{45}, I_{18}$  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 ( $\theta_{18} = \theta_{45} = \theta_0 \equiv$  零位

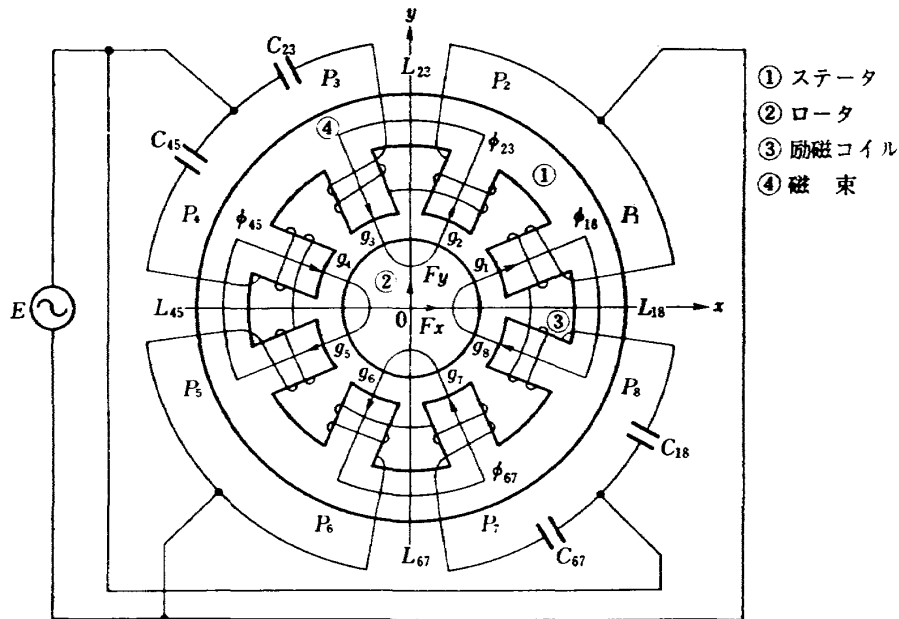


図 1 自己制御型八極磁気軸受方式の構成

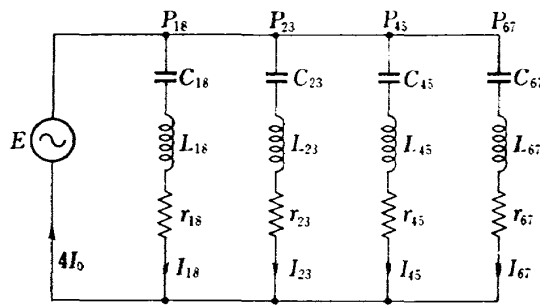


図 2 等価回路

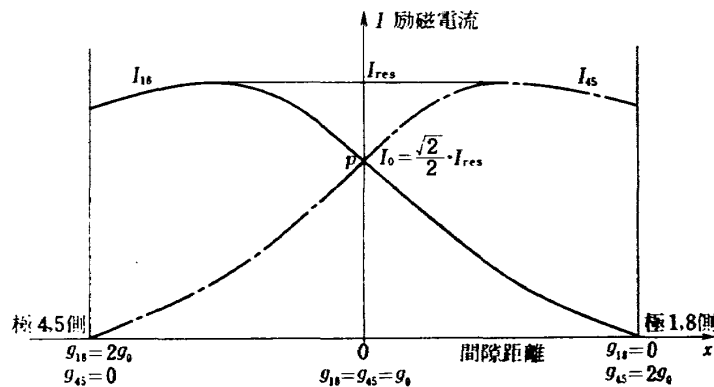


図 3 RLC 回路の共振特性

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、今ロータの中心が  $x$  軸方向の正の向きに変位したとすれば、図3で示すように  $I_{45}$  が増加し、 $I_{18}$  が減少する。すなわちロータと極との間隙が小となった側での

磁気吸引力が減少し、逆に間隙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戻されようとする復元力を受ける。この力がロータの磁気支持力となる<sup>10),11)</sup>。

この軸受系は振動系であるが適当なダンピングを与

えることにより安定化できるので、ここでは軸受静特性に関する物理的および設計的な面について論じる。

### 3. 理論解析

#### 3.1 軸受間隙面に作用する磁気吸引力の式の導出

軸変位と磁気支持力の関係式を導出するために、各磁束回路は相互に独立とし、鉄心磁路の磁気抵抗および鉄損等のエネルギー損失を無視した場合には、間隙  $g_1, g_8$  に生ずる磁気エネルギーは次式で表わせる<sup>12)</sup>。

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

ただし、

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

ここに、 $\phi_{18}$  は極 1, 8 に関する磁束を表わす。

一方、電源から磁場に、 $dt$  時間に供給されるエネルギー

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

は、磁場が外部になした機械的仕事  $F_{18} dg_{18}$  と磁場エネルギーの増加  $dU_{m18}$  の和に等しく、次式で与えられる<sup>12)</sup>。

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

(1) 式より、 $dU_{m18}$  は次式で与えられる。

$$dU_{m18} = \frac{1}{2} (I_{18} d\phi_{18} + \phi_{18} dI_{18}) \quad (5)$$

(5) 式を (4) 式に代入すれば、

$$\frac{1}{2} I_{18} d\phi_{18} - \frac{1}{2} \phi_{18} dI_{18} = F_{18} dg_{18} \quad (6)$$

(6) 式を整理すると

$$F_{18} = \frac{1}{2} \left( I_{18} \frac{d\phi_{18}}{dg_{18}} - \phi_{18} \frac{dI_{18}}{dg_{18}} \right) \quad (7)$$

(2) 式より、 $d\phi_{18}/dg_{18}$  は次式で与えられる。

$$\frac{d\phi_{18}}{dg_{18}} = \frac{d}{dg_{18}} (L_{18} I_{18}) = I_{18} \frac{dL_{18}}{dg_{18}} + L_{18} \frac{dI_{18}}{dg_{18}} \quad (8)$$

(2), (8) 式を (7) 式に代入すれば、間隙  $g_1, g_8$  面に作用する磁気吸引力  $F_{18}$  は次式で表わせる。

$$\begin{aligned} F_{18} &= \frac{1}{2} \left( I_{18}^2 \frac{dL_{18}}{dg_{18}} + I_{18} L_{18} \frac{dI_{18}}{dg_{18}} - I_{18} L_{18} \frac{dI_{18}}{dg_{18}} \right) \\ &= \frac{1}{2} (I_{18})^2 \frac{dL_{18}}{dg_{18}} \\ \therefore F_{18} &= \frac{\mu N^2}{4\pi^2} \left\{ \frac{E}{r_{18} + j \left( \omega L_{18} - \frac{1}{\omega C_{18}} \right)} \right\}^2 \\ &\quad \times \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_{18} + h)^2} - \frac{S\pi^2}{(g_{18})^2} \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

ただし、

$$I_{18} = \frac{E}{r_{18} + j \left( \omega L_{18} - \frac{1}{\omega C_{18}} \right)} \quad (10)$$

$$g_{18} \equiv \frac{1}{2} (g_1 + g_8) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} L_{18} &= \frac{N^2}{R_{m18}} \\ &= \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \left\{ \frac{32}{3} \pi (g_{18} + h) + \frac{16(\pi m^2 - S)}{(g_{18} + h)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{S\pi^2}{g_{18}} + 8\pi^2 m \right\} \end{aligned} \quad (12)*$$

$$\frac{dL_{18}}{dg_{18}} = \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_{18} + h)^2} - \frac{S\pi^2}{(g_{18})^2} \right\} \quad (13)*$$

ここに、 $R_{m18}$  は間隙部における漏洩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。

すなわち、図 4 (a) は間隙 1, 8 に関する磁気抵抗  $R_{m18}$  の解析モデルの概略図を示す。図 4 (b) は (a) 図中の一磁極間隙部に関する磁気抵抗の解析モデルを示すもので、ロータと極との対面は (a) 図のように実際には曲面となるが、ここでは解析を容易にするために平面とみなした。図 4 (c) は (b) 図 A-A' 断面を示す。図 4 より、 $R_{m18}$  は図 5 に示すような等価回路で表わせ、次式で与えられる。

$$R_{m18} = \frac{2R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (14)$$

ここに

$R_1$ : 漏洩磁束以外に関する磁気抵抗

$R_2$ : 漏洩磁束に関する磁気抵抗

したがって、

$$R_1 = \frac{g_{18}}{\mu S} \quad (15)$$

$$R_2 = \frac{l_2}{\mu S_2} = \frac{(l_2)^2}{\mu V_2} \quad (16)$$

ここに、

$S_2$ : 漏洩磁束回路の有効断面積、 $V_2/l_2$

$l_2$ : 漏洩磁束回路の有効長さ

$V_2$ : 漏洩磁束回路の容積

そこで、 $l_2$  を近似的に次式でおく。

\* 詳細は付録 1. を参照

\*\* 磁気回路は漏洩のある電気回路と同様に取り扱える。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 13) を参考に考案した。

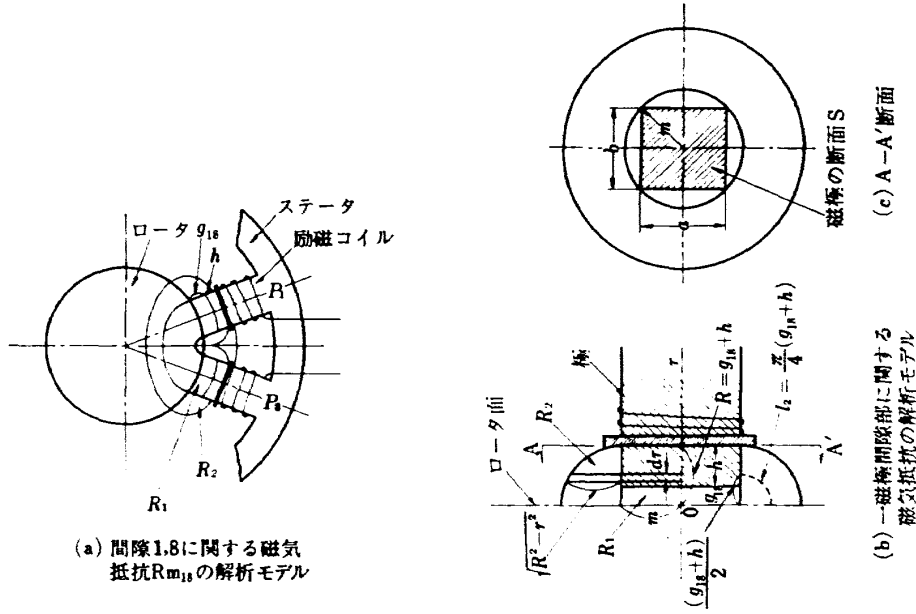


図 4 間隙磁気抵抗解析モデル

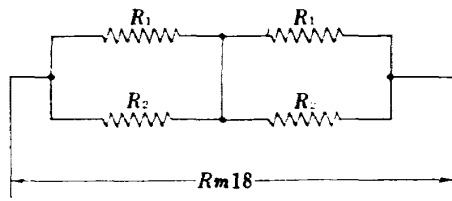


図 5  $R_{m18}$  の等価回路

$$l_2 \approx \frac{\pi}{4} (g_{18} + h) = \frac{\pi}{4} R \quad (\text{ただし, } R = g_{18} + h) \quad (17)$$

$V_2$  は図 4 (b) より, 次式で表わせる。

$$V_2 = \int_0^R \pi (\sqrt{R^2 - r^2} + m)^2 dr - SR = R \left\{ \pi \left( \frac{2}{3} R^2 + m^2 + \frac{\pi}{2} mR \right) - S \right\} \quad (18)$$

(17), (18) 式を (16) 式に代入すれば,  $R_2$  は次式となる。

$$R_2 = \frac{\pi^2}{16\mu} \cdot \frac{R}{\pi \left( \frac{2}{3} R^2 + m^2 + \frac{\pi}{2} mR \right) - S} \quad (19)$$

(15), (19) 式を (14) 式に代入すれば,  $R_{m18}$  は次式で表わせる。

$$R_{m18} = \frac{2\pi^2 g_{18} (g_{18} + h)}{\mu \left[ 16g_{18} \left\{ \pi \left( \frac{2}{3} (g_{18} + h)^2 + m^2 + \frac{\pi}{2} m(g_{18} + h) \right) - S \right\} + S\pi^2 (g_{18} + h) \right]} = \frac{2\pi^2}{\mu} \cdot \frac{1}{\left[ \frac{32}{3} \pi (g_{18} + h) + \frac{16(\pi m^2 - S)}{(g_{18} + h)} + \frac{S\pi^2}{g_{18}} + 8\pi^2 m \right]} \quad (20)$$

ここに, 間隙  $g_1 \sim g_8$  は図 1 で定義した  $x, y$  直交座標系において, 軸の  $x, y$  方向の小変位内では近似的に次式でおける。

$$\left. \begin{aligned} g_1 &\approx g_0 - x \cos \frac{\pi}{8} - y \sin \frac{\pi}{8} \\ g_2 &\approx g_0 - x \cos \frac{3\pi}{8} - y \sin \frac{3\pi}{8} \\ g_3 &\approx g_0 + x \cos \frac{3\pi}{8} - y \sin \frac{3\pi}{8} \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} g_4 &\approx g_0 + x \cos \frac{\pi}{8} - y \sin \frac{\pi}{8} \\ g_5 &\approx g_0 + x \cos \frac{\pi}{8} + y \sin \frac{\pi}{8} \\ g_6 &\approx g_0 + x \cos \frac{3\pi}{8} + y \sin \frac{3\pi}{8} \\ g_7 &\approx g_0 - x \cos \frac{3\pi}{8} + y \sin \frac{3\pi}{8} \\ g_8 &\approx g_0 - x \cos \frac{\pi}{8} + y \sin \frac{\pi}{8} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$



また、共振容量  $C_{18}$  は (10) 式より、

$$I_0 = \frac{E \cdot e^{-j\theta_0}}{\left\{ r_{18}^2 + \left( \omega L_0 - \frac{1}{\omega C_{18}} \right)^2 \right\}^{(1/2)}} \quad (22)$$

ここに、 $\theta_0$  は零位置における  $I_0$  の位相角である。一方、 $I_0$  は本磁気軸受動作原理より次式で与えられる。

$$|I_0| = \frac{\sqrt{2}}{2} |I_{res}| = \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{|E|}{r_{18}} \quad (23)$$

したがって、(22)、(23) 式より、 $C_{18}$  は次式で表わせる。

$$C_{18} = \frac{1}{\omega(\omega L_0 - r_{18})} \quad (24)$$

ただし、(24) 式は  $\omega L_0 - r_{18} > 0$  を満足しなければならない。他の  $C_{23}$ 、 $C_{45}$ 、 $C_{67}$  についても (24) 式と同様に与えられる。

以上、励磁コイル 1、8 に流れる電流  $I_{18}$  によって間隙  $g_1$ 、 $g_8$  面に生ずる磁気吸引力  $F_{18}$  を導いたが、他の  $F_{23}$ 、 $F_{45}$ 、 $F_{67}$  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

$x$ 、 $y$  軸方向の磁気支持力  $F_x$ 、 $F_y$  は、以上で求めた磁気吸引力  $F_{18} \sim F_{67}$  に関する  $x$ 、 $y$  軸方向の合力として図 6 に示され、かつ次式で与えられる。

$$\begin{aligned} F_x &= \{ \|F_1 + F_8\| - \|F_4 + F_5\| \} \cos \frac{\pi}{8} \\ &\quad + \{ \|F_2 + F_7\| - \|F_3 + F_6\| \} \cos \frac{3\pi}{8} \\ &= [ \|F_{18}\| - \|F_{45}\| ] \cos \frac{\pi}{8} \\ &\quad + \left[ \frac{\|F_{23}\|}{\left( g_0 - y \sin \frac{3\pi}{8} \right)} + \frac{\|F_{67}\|}{\left( g_0 + y \sin \frac{3\pi}{8} \right)} \right] x \cos^2 \frac{3\pi}{8} \end{aligned} \quad (25)^*$$

$$\begin{aligned} F_y &= \{ \|F_2 + F_3\| - \|F_6 + F_7\| \} \cos \frac{\pi}{8} \\ &\quad + \{ \|F_1 + F_4\| - \|F_5 + F_8\| \} \cos \frac{3\pi}{8} \\ &= [ \|F_{23}\| - \|F_{67}\| ] \cos \frac{\pi}{8} \\ &\quad + \left[ \frac{\|F_{18}\|}{\left( g_0 - x \sin \frac{3\pi}{8} \right)} + \frac{\|F_{45}\|}{\left( g_0 + x \sin \frac{3\pi}{8} \right)} \right] y \cos^2 \frac{3\pi}{8} \end{aligned} \quad (26)$$

ただし、(25)、(26) 式中の「 $\|\dots\|$ 」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

\* 付録 2 を参照

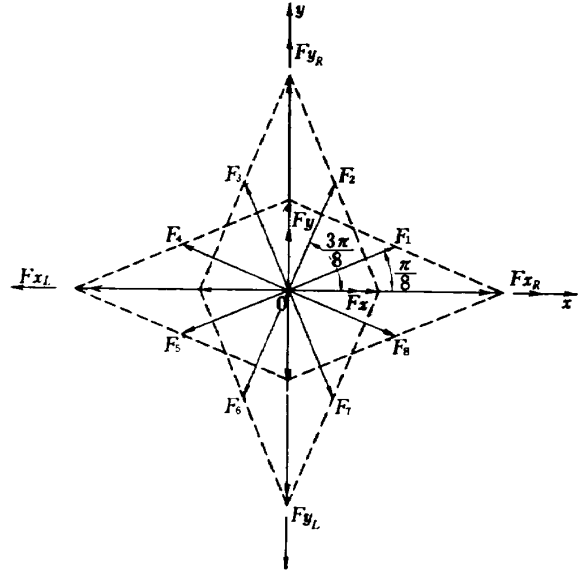


図 6 磁気支持力の合成

絶対値を示す。また、 $F_1$ 、 $F_8$  は間隙  $g_1$ 、 $g_8$  に生ずる磁気吸引力  $F_{18}$  を  $(g_1 + g_8)$  に対する各間隙の逆比例で与えられると仮定し、他の  $F_2 \sim F_7$  についても同様に考えるとすれば、 $F_1 \sim F_8$  は軸の小変位内において近似的に次式でおける。

$$\left. \begin{aligned} F_1 &\approx F_{18} \cdot \frac{g_8}{g_1 + g_8}, & F_8 &\approx F_{18} \cdot \frac{g_1}{g_1 + g_8} \\ F_2 &\approx F_{23} \cdot \frac{g_3}{g_2 + g_3}, & F_3 &\approx F_{23} \cdot \frac{g_2}{g_2 + g_3} \\ F_4 &\approx F_{45} \cdot \frac{g_5}{g_4 + g_5}, & F_5 &\approx F_{45} \cdot \frac{g_4}{g_4 + g_5} \\ F_6 &\approx F_{67} \cdot \frac{g_7}{g_6 + g_7}, & F_7 &\approx F_{67} \cdot \frac{g_6}{g_6 + g_7} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

$F_x$ 、 $F_y$  は磁気支持力であるため、軸変位の向きに対して逆向きの符号を持たなければならず、次の条件を満足しなければならない。

$$\left. \begin{aligned} F_{x+} < 0, & & F_{x-} > 0 \\ F_{y+} < 0, & & F_{y-} > 0 \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

ここに、+、- の符号は図 6 において軸の  $x$ 、 $y$  変位の正、負を示す。

それゆえ、軸が  $x$ 、 $y$  面において任意の方向  $d$  に変位したとき、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。

$$F_d = \sqrt{(F_x)^2 + (F_y)^2} \quad (29)$$

## 4. 数値計算と考察

### 4.1 数値計算とその結果

自己制御型八極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、数値計算を行なった。

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: $\mu=4\pi\times 10^{-7}$	[H/m]
$S=48\times 10^{-6}$	[m <sup>2</sup> ]
$h=1.0\times 10^{-3}$	[m]
$m=5.0\times 10^{-3}$	[m]
$E=5.0$	[V] (rms)

ここに、 $h$ : コイル端から極先端までの鉄心露出部長さ。 $m$ : 極断面外接円の半径\*。

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としているので、設計可能な数値をもって軸受の特性を検討するために次のように設定した。

$f=200, 400, 600$	[Hz]
$g_0=200, 400, 600$	[ $\mu\text{m}$ ]
$N=1200, 1400, 1600$	[回]
$r=30, 50, 70$	[ $\Omega$ ]

数値計算は、これらの定数値とパラメータ値を各種組合せて、軸変位と磁気支持力の関係を求めた。また、各種の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。

(a)  $f$  をパラメータにとり、 $N, r, g_0$  を定数とした場合の軸変位と磁気支持力の関係を図 7 に示す。

(b)  $g_0$  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。

(c)  $N$  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。

(d)  $r$  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。

(e) 図 11 は軸変位と磁気支持力に関する Frazier らの式による解析値と筆者らの式による解析値との比較を示すグラフである。Frazier らの式 (3-7)\*\* は文献 6) より直接引用した式であり、Frazier らの式 (3-8)\*\* は筆者らがかれの解析方法に従って誘導した式である。(3-7) 式は (3-8) 式の一次近似式である。

#### 4.2 考察

以上の結果に基づいて、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 R.H. Frazier らの解析との比較検討について述べる。

\* 図 4 を参照

\*\* 付録 3 を参照

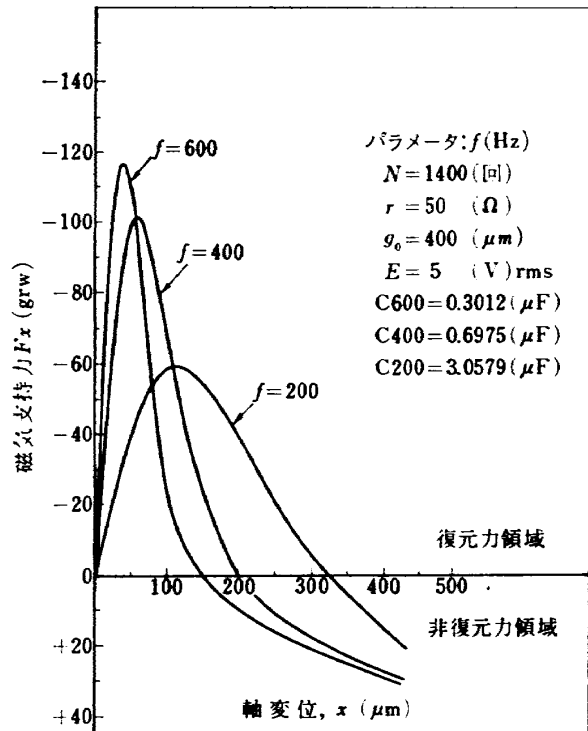


図 7 パラメータ:  $f$  の場合の  $x-F_x$  特性

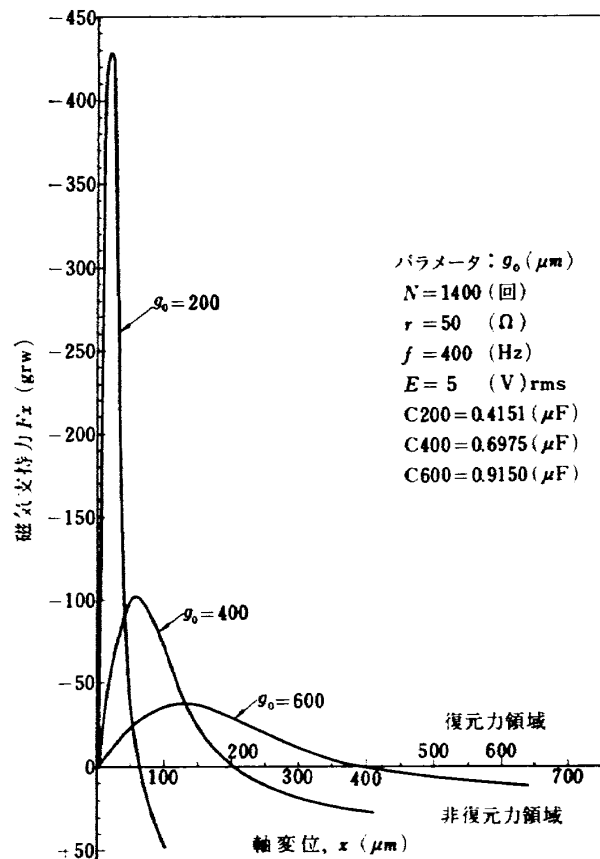


図 8 パラメータ:  $g_0$  の場合の  $x-F_x$  特性

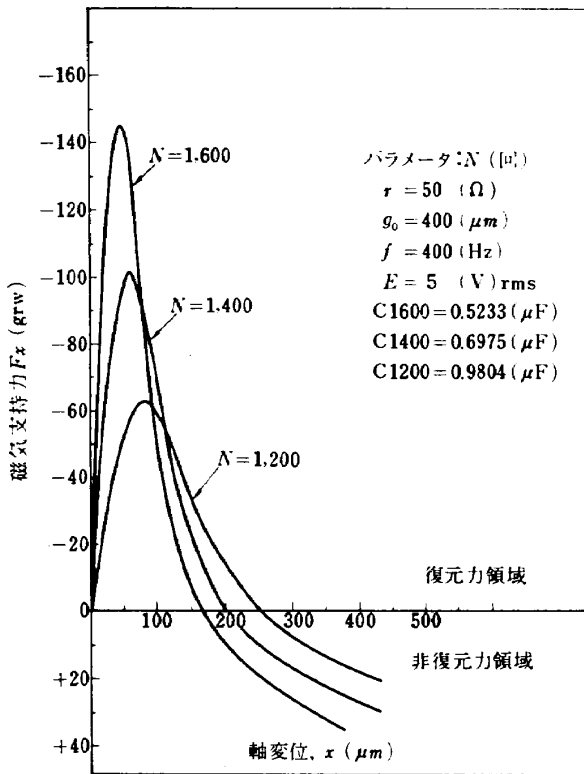


図 9 パラメータ:  $N$  の場合の  $x$ - $F_x$  特性

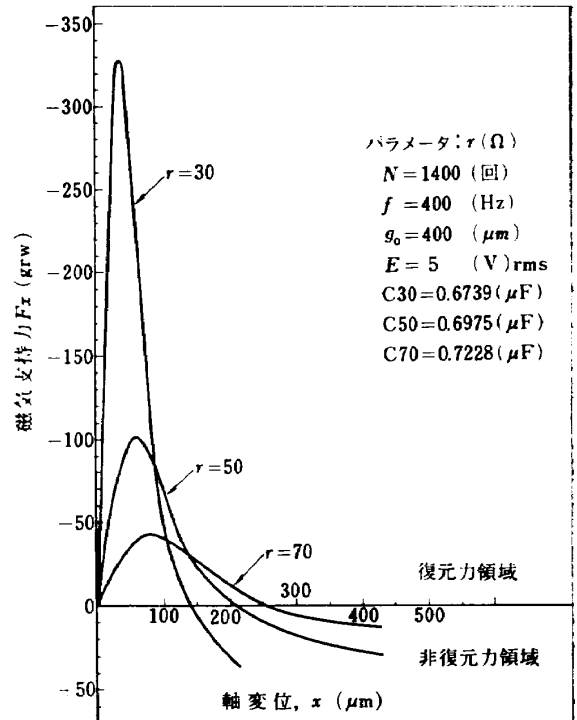


図 10 パラメータ:  $r$  の場合の  $x$ - $F_x$  特性

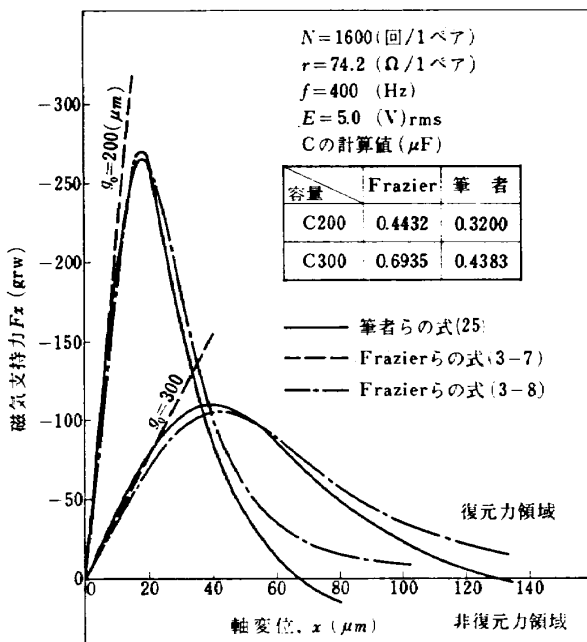


図 11 Frazier らの解析値と筆者らの解析値との比較

(a) 本磁気軸受方式は、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。そのためには、図 7~図 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出す必要がある。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がジンバルフロートを浮かす油への消散効果（油の対流現象を起させ、センサの精度に影響を与えるものと考えられる）を考慮して、励磁電力を適当に選ぶべきである。これらの事柄について、本解析では詳細な検討ができなかったが、今後検討する余地があると考え

える。  
(b) 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た。一方 Frazier らの解析では磁気支持力が常に復元力（ただし、共振尖鋭度  $Q_0 > 2$ ）となり、実際に生ずると考えられる磁気支持力の非復元力領域（筆者らの予備実験においても確認された）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ずることが明らかとなった。これは、Frazier

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  $\cos \frac{3}{8}\pi$  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、実際の物理現象によく合致するものと思われる。

さらに、Frazierらは間隙磁路における磁束の漏洩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、これら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われている。

(c) 本磁気軸受方式における磁気支持力の非復元力領域の存在が上述のように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、本磁気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する。

(a) 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的現象を矛盾なく表現でき、そ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。

(b) 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。

(c) 本磁気軸受方式は、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、設計的にその領域を補い得るものである。

今後は本研究成果に基づいて、自己制御型八極磁気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に必要な設計資料を確立する予定である。

最後に、本研究を進めるにあたり、R.H. 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 裕の各氏に深謝の意を表するとともに、本所計測部樋口一雄部長に有益な助言をいただいたことをここに付記する。

## 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, 昭和44年1月, pp. 122~125
- 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, 1968年9月
- 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, 1971年1月
- 4) 大月正男, 新宮博公, 円居繁治, 山脇功次; デジタル・トルクリバランス方式による積分ジャイロ系の研究, 航技研昭和46年度研究発表会前刷, pp. 25~26
- 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, pp. 13~16, 1971年2月
- 6) Sidney Lees; Air Space and Instruments, McGraw-Hill Book Company, Inc., pp. 312-350, (1963)
- 7) Paul T. Hirth; A Time-Sharing Active Magnetic Suspension, M.I.T., Instrumentation Laboratory Report, T-507, (1968)
- 8) M.S. Sapuppo and P.J. Pijoan; A Small Low Angular Momentum Inertial Gyroscope, M.I.T., Draper Laboratory, AIAA Paper No. 70-1011, (1970)
- 9) P.J. Gilinson, W.G. Denhard, R.H. Frazier; A Magnetic Support for Floated Inertial Instruments, S.M.F. Fund Paper, FF-27, Institute of the Aeronautical Sciences, New York, (1960)
- 10) Ira Cochlin; Analysis and Design of the Gyroscope for Inertial Guidance, Jahn Wiley and Sons, Inc., pp. 56-66, (1963)
- 11) P.H. Savet; Gyroscope: Theory and Design, McGraw-Hill Book Company, Inc., pp. 347-351, (1961)
- 12) 熊谷寛夫, 荒川泰二; 電磁気学, 朝倉書店, pp. 162-164
- 13) 茂木 晃; 磁気回路, 共立出版株式会社, pp. 181-184
- 14) 大月正男, 鈴木孝雄, 滝沢 実; 誘導用慣性機器に用いる磁力支持軸受の研究(1)——磁力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, 昭和47年4月, pp. 215-216

## 付 録

付録 1. 励磁コイルの  $L$  および  $\partial L/\partial g$  の式の導出(1)  $L$  の導出

一般に、コイルの巻数  $N$ 、コイルに流れる電流  $i$ 、 $i$  によって発生する磁束  $\phi$  の閉磁気回路において、コイルの自己インダクタンス  $L_c$  は、ノイマンの電磁誘導法則およびアンペールの貫流定理より、次のように求められる。

$$N\phi = L_c i \quad (1-1)$$

$$Hl = Ni \quad (1-2)$$

$$\phi = \mu_c S_c H \quad (1-3)$$

(1-2)、(1-3) 式より  $H$  を消去すれば、

$$\phi = \frac{\mu_c S_c Ni}{l} = \frac{Ni}{R_m} \quad (1-4)$$

ただし、

$$R_m = \frac{l}{\mu_c S_c}$$

(1-1)、(1-4) 式より  $\phi$  を消去すれば、 $L_c$  は次式となる。

$$L_c = \frac{N^2}{R_m} \quad (1-5)$$

ここに、 $\mu_c$ : この磁気回路の透磁率、 $H$ : 磁気回路に生ずる磁界の強さ、 $l$ : 磁気回路の長さ、 $S_c$ : 磁気回路の断面積である。

そこで、極 1, 8 に関する励磁コイルの自己インダクタンス  $L_{18}$  は、本文中の (20) 式と (1-5) 式より、次式で表わせる。

$$\begin{aligned} L_{18} &= \frac{N^2}{R_{m18}} \\ &= \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \left\{ \frac{32}{3} \pi (g_{18} + h) + \frac{16(\pi m^2 - S)}{(g_{18} + h)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{S\pi^2}{g_{18}} + 8\pi^2 m \right\} \quad (1-6) \end{aligned}$$

他の  $L_{23}$ 、 $L_{45}$ 、 $L_{67}$  についても (1-6) 式と同様に表わせる。

(2)  $\partial L_{18}/\partial g_{18}$  の演算

(1-6) 式を  $g_{18}$  で偏微分すれば、 $\partial L_{18}/\partial g_{18}$  は次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial L_{18}}{\partial g_{18}} &= \frac{\partial}{\partial g_{18}} \left[ \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \left\{ \frac{32}{3} \pi (g_{18} + h) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{16(\pi m^2 - S)}{(g_{18} + h)} + \frac{S\pi^2}{g_{18}} + 8\pi^2 m \right\} \right] \\ &= \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \cdot \frac{\partial}{\partial g_{18}} \left\{ \frac{32}{3} \pi (g_{18} + h) \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\left. + \frac{16(\pi m^2 - S)}{(g_{18} + h)} + \frac{S\pi^2}{g_{18}} + 8\pi^2 m \right\} \\ &= \frac{\mu N^2}{2\pi^2} \left\{ \frac{32}{3} \pi + \frac{16(S - \pi m^2)}{(g_{18} + h)^2} - \frac{S\pi^2}{(g_{18})^2} \right\} \quad (1-7) \end{aligned}$$

他の  $\partial L_{23}/\partial g_{23}$ 、 $\partial L_{45}/\partial g_{45}$ 、 $\partial L_{67}/\partial g_{67}$  についても (1-7) 式と同様に表わせる。

付録 2. 磁気支持力  $F_x$ 、 $F_y$  の誘導

(21)、(27) 式より、 $F_1 \sim F_8$  は次式となる。

$$\begin{aligned} F_1 &\approx F_{18} \cdot \frac{g_8}{g_1 + g_8} = F_{18} \cdot \frac{g_0 - x \cos \frac{\pi}{8} + y \sin \frac{\pi}{8}}{2 \left( g_0 - x \cos \frac{\pi}{8} \right)} \\ F_2 &\approx F_{23} \cdot \frac{g_3}{g_2 + g_3} = F_{23} \cdot \frac{g_0 + x \cos \frac{3\pi}{8} - y \sin \frac{3\pi}{8}}{2 \left( g_0 - y \sin \frac{3\pi}{8} \right)} \\ F_3 &\approx F_{23} \cdot \frac{g_2}{g_2 + g_3} = F_{23} \cdot \frac{g_0 - x \cos \frac{3\pi}{8} - y \sin \frac{3\pi}{8}}{2 \left( g_0 - y \sin \frac{3\pi}{8} \right)} \\ F_4 &\approx F_{45} \cdot \frac{g_5}{g_4 + g_5} = F_{45} \cdot \frac{g_0 + x \cos \frac{\pi}{8} + y \sin \frac{\pi}{8}}{2 \left( g_0 + y \cos \frac{\pi}{8} \right)} \\ F_5 &\approx F_{45} \cdot \frac{g_4}{g_4 + g_5} = F_{45} \cdot \frac{g_0 + x \cos \frac{\pi}{8} - y \sin \frac{\pi}{8}}{2 \left( g_0 + y \cos \frac{\pi}{8} \right)} \\ F_6 &\approx F_{67} \cdot \frac{g_7}{g_6 + g_7} = F_{67} \cdot \frac{g_0 - x \cos \frac{3\pi}{8} + y \sin \frac{3\pi}{8}}{2 \left( g_0 + y \sin \frac{3\pi}{8} \right)} \\ F_7 &\approx F_{67} \cdot \frac{g_6}{g_6 + g_7} = F_{67} \cdot \frac{g_0 + x \cos \frac{3\pi}{8} + y \sin \frac{3\pi}{8}}{2 \left( g_0 + y \sin \frac{3\pi}{8} \right)} \\ F_8 &\approx F_{18} \cdot \frac{g_1}{g_1 + g_8} = F_{18} \cdot \frac{g_0 - x \cos \frac{\pi}{8} - y \sin \frac{\pi}{8}}{2 \left( g_0 - x \cos \frac{\pi}{8} \right)} \quad (2-1) \end{aligned}$$

$F_x$  は (25) 式の第一式より、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} F_x &= \{ \|F_1 + F_8\| - \|F_4 + F_5\| \} \cos \frac{\pi}{8} \\ &\quad + \{ \|F_2 + F_7\| - \|F_3 + F_6\| \} \cos \frac{3\pi}{8} \quad (2-2) \end{aligned}$$

(2-1) を (2-2) 式に代入すると、

$$\begin{aligned} F_x &= \{ \|F_{18}\| - \|F_{45}\| \} \cos \frac{\pi}{8} \\ &\quad + \{ \|F_2 + F_7\| - \|F_3 + F_6\| \} \cos \frac{3\pi}{8} \quad (2-3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \{ \|F_1 + F_7\| - \|F_3 + F_6\| \} \cos \frac{3\pi}{8} \\
&= \left[ \begin{aligned} & \|F_{23}\| \cdot \frac{g_0 + x \cos \frac{3\pi}{8} - y \sin \frac{3\pi}{8}}{2(g_0 - y \sin \frac{3\pi}{8})} \\ & + F_{67} \cdot \frac{g_0 + x \cos \frac{3\pi}{8} + y \sin \frac{3\pi}{8}}{2(g_0 + y \sin \frac{3\pi}{8})} \\ & - F_{23} \cdot \frac{g_0 - x \cos \frac{3\pi}{8} - y \sin \frac{3\pi}{8}}{2(g_0 - y \sin \frac{3\pi}{8})} \\ & + F_{67} \cdot \frac{g_0 - x \cos \frac{3\pi}{8} + y \sin \frac{3\pi}{8}}{2(g_0 + y \sin \frac{3\pi}{8})} \end{aligned} \right] \cos \frac{3\pi}{8} \\
&= \left[ \begin{aligned} & \|F_{23}\| \frac{2r \cos \frac{3\pi}{8}}{2(g_0 - y \sin \frac{3\pi}{8})} \\ & + \|F_{67}\| \frac{2r \cos \frac{3\pi}{8}}{2(g_0 + y \sin \frac{3\pi}{8})} \end{aligned} \right] \cos \frac{3\pi}{8} \\
&= \left[ \frac{\|F_{23}\|}{(g_0 - y \sin \frac{3\pi}{8})} + \frac{\|F_{67}\|}{(g_0 + y \sin \frac{3\pi}{8})} \right] x \cos^2 \frac{3\pi}{8} \quad (2-4)
\end{aligned}$$

(2-4) 式を (2-3) 式に代入すれば, (25) 式の第二式を得る。

$$\begin{aligned}
\therefore F_x &= [\|F_{18}\| - \|F_{45}\|] \cos \frac{\pi}{8} \\
&+ \left[ \frac{\|F_{23}\|}{(g_0 - y \sin \frac{3\pi}{8})} + \frac{\|F_{67}\|}{(g_0 + y \sin \frac{3\pi}{8})} \right] x \cos^2 \frac{3\pi}{8} \quad (2-5)
\end{aligned}$$

$F_y$  についても (2-5) 式と同様に次式となる。

$$\begin{aligned}
F_y &= [\|F_{23}\| - \|F_{67}\|] \cos \frac{\pi}{8} \\
&+ \left[ \frac{\|F_{18}\|}{(g_0 - x \sin \frac{3\pi}{8})} + \frac{\|F_{45}\|}{(g_0 + x \sin \frac{3\pi}{8})} \right] y \cos^2 \frac{3\pi}{8} \quad (2-6)
\end{aligned}$$

### 付録 3. R.H. Frazier らの解析

#### (1) 基本式

軸受方式の原理, 構成は筆者らが採用したものと同じである。解析条件は, ①隣接する二極を一組とする磁束回路は相互に独立, ②鉄心磁路における鉄損およ

び磁気抵抗は無視, ③間隙磁路における磁束の漏洩は無視する。基本式は次のように整理できる。

$$F_k = \frac{1}{2} (NI_k)^2 \frac{\partial P_k}{\partial g_k} \quad (3-1)$$

$$I_k = \frac{I_{res}}{1 + j(Q_k - Q_c)} \quad (3-2)$$

$$\left. \begin{aligned} Q_k &= \frac{2\omega L_k}{2R} = \frac{\omega L_k}{R} \\ Q_c &= \frac{1}{2R\omega C} \end{aligned} \right\} \quad (3-3)$$

$$L_k = N^2 P_k \quad (3-4)$$

$$P_k = \frac{\mu S}{g_k} = \frac{\mu S}{g_0 \pm x \cos \frac{\pi}{8}} \quad (3-5)$$

$$Q_0 - Q_c = 1 \quad \therefore C = \frac{1}{2\omega(\omega L_0 - R)} \quad (3-6)$$

ここに,

$N$ : 1 極に巻かれたコイルの巻数

$g_k$ : 各軸受間隙距離 ( $k=1, \dots, 8$ )

$P_k$ : 各軸受間隙部のパーミアンス

$I_k$ : 1 ペア (例えば 1 と 8 等) の極に巻かれたコイルに流れる電流

$Q_k$ : 1 極に巻かれたコイルの共振鋭度

$Q_c$ : 共振容量に関する共振鋭度

$F_k$ : 各軸受間隙面に作用する磁気吸引力

$R$ : 1 極に巻かれたコイルの直流抵抗

$\mu$ : 間隙部の透磁率

$S$ : 磁極断面積

$L_k$ : 1 極に巻かれた各コイルの自己インダクタンス

$C$ : 1 ペアの RLC 共振回路の共振容量

$\omega$ : 角周波数 ( $2\pi f$ ,  $f$ : 励磁周波数)

添字

0: 零位置, res: RLC 共振回路の共振点

#### (2) 磁気支持力の式

以上の基本式に基づいて, Frazier らが導出した磁気支持力の式は次式で示される<sup>6)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} F_x &= -2 \left( \frac{NI_0}{g_0} \right)^2 P_0 \cos^2 \frac{\pi}{8} (Q_0 - 2)x \\ F_y &= -2 \left( \frac{NI_0}{g_0} \right)^2 P_0 \cos^2 \frac{\pi}{8} (Q_0 - 2)y \end{aligned} \right\} \quad (3-7)$$

ただし, (3-7) 式は  $x/g_0, y/g_0 \ll 1$  において成立つ。

ここに,  $F_x, F_y$  はそれぞれ  $x, y$  軸方向に関する磁気支持力である。ただし,  $F_x, F_y$  は磁気支持力であるために,  $Q_0 > 2$  を満足しなければならない。

一方, 筆者らがかれらの解析方法に従って導出した

磁気支持力の式は次式となる。

$$F_x = \frac{2(NI_0)^2}{g_0} P_0 \times \left\{ \frac{1}{\left(1 - \frac{x}{g_0} \cos \frac{\pi}{8}\right)^2 + \left(1 + \frac{x}{g_0} Q_c \cos \frac{\pi}{8}\right)^2} - \frac{1}{\left(1 + \frac{x}{g_0} \cos \frac{\pi}{8}\right)^2 + \left(1 - \frac{x}{g_0} Q_c \cos \frac{\pi}{8}\right)^2} \right\} \quad (3-8)$$

ここに、 $F_x$  は  $x$  軸方向に関する磁気支持力であり、 $y$  軸方向に関する磁気支持力  $F_y$  についても、(3-8) 式と同様に与えられる。

ただし、 $F_x$ 、 $F_y$  は磁気支持力のため次の条件を満足しなければならない。

$$F_{x+} < 0, F_{y+} < 0; F_{x-} > 0, F_{y-} > 0 \quad (3-9)$$

ここに、+、- の符号は軸の  $x$ 、 $y$  変位の正、負を示す。

### TR-338 正誤表

頁・列・行	誤	正
2頁 右下10行目	函数	関数
2頁 右下 6行目	函数	関数
11頁 (2-4) 式	$\{\ F_1+F_7\ -\ F_3+F_6\ \} \cos \frac{\pi}{8}$	$\{\ F_2+F_7\ -\ F_3+F_6\ \} \cos \frac{\pi}{8}$



- TR-332 非線型層流安定理論と数値計算  
(第2報 平行流における有限攪乱理論と二  
次元 Poiseuille 流れへの応用)  
A Non-linear Hydrodynamic Stability Theory  
with Numerical Calculations  
—Part 2 Theoretical Analysis and the  
Numerical Results for Plane Poiseuille  
Flow— 1973年7月 伊藤信毅
- TR-333 非線型層流安定理論と数値計算  
(第3報 平板境界層における有限攪乱の計  
算)  
A Non-linear Hydrodynamic Stability Theory  
with Numerical Calculations  
—Part 3 Numerical Results for the Flat  
Plate Boundary Layer— 1973年7月 伊藤信毅
- TR-334 音波と乱流の干渉によるソニックブーム波形  
の変形  
Distortions of Sonic Boom Pressure Signa-  
ture by Sound and Turbulance Interaction 1973年8月 河野長正
- TR-335 航空宇宙技術研究所突風風洞の計画と整備試  
験  
Design and Development of the Gust Wind  
Tunnel at the National Aerospace Labora-  
tory 1973年9月 廣末健一, 北村清美  
村上義隆, 進藤重美
- TR-336 モアレ法によるひずみ解析  
Strain Analysis by the Moire Analyzer  
Method 1973年9月 青木由雄
- TR-337 回転駆動振動検出型ジャイロの運動方程式の  
一解析  
An Analysis of the Equations of Motion  
for Rotary-drive Vibratory-output Gyros 1973年10月 山田 博

---

## 航空宇宙技術研究所報告 338 号

昭和 48 年 9 月 発行

発行所 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺町 1880  
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)●182

印刷所 株式会社 東京プレス  
東京都板橋区桜川 2~27~12

---

