

球面スパイラル・グループ軸受の負荷容量に及ぼす慣性力の影響*

佐藤 勇一**, 田村 章義***
Yuichi SATO, Akiyoshi TAMURA**Key Words:** Lubrication, Load Capacity, Spherical Spiral Groove Bearing, Fluid Inertial Effect, Centrifugal Force, Laminar Flow

1. ま え が き

球面スパイラル・グループ軸受の特性に関しては、これまでも多くの研究がなされている^{(1)~(8)}。静特性に関しては Muijderman によって最適な軸受諸元も求められている⁽¹⁾。その後になされた研究の多くは動特性を調べることを主な目的としており、安定限界値に関する理論的にかかなりの精度で求めることができるようになっている。しかしながら、これらの研究はいずれも高速運転時においても、潤滑剤の慣性力は粘性力に比べて十分小さいとして解析されている。球面スパイラル・グループ軸受は一般には高速で使用されており、この仮定は軸受半径が十分小さく、かつ、ロータ浮上量が小さく、潤滑剤の動粘度が高い場合にはかなりの高速運転時にも成り立つものであるが、これらの条件が満たされない場合には潤滑剤の慣性力は無視できないものになる。すなわち、一般に使用されているポンプ・イン式軸受では、遠心力がポンピング作用を打ち消すように働くため、高速運転時に負荷容量が極端に低下することが予想され、これに原因した使用限界回転数も考えられる。しかし、負荷容量に及ぼす慣性力の影響に関しては、これまでほとんど研究されていないようである。本論文では、慣性力のうち遠心力のみを考慮して負荷容量を求め⁽⁹⁾、遠心力により負荷容量がかなり低下することを示している。また、実験を行い解析結果と比較し、両者がかなり良く一致することを確かめている。

2. 主 な 記 号

c_r : 半径すきま m
 f_z : 軸方向負荷容量 N
 $F_z = f_z / (r_0^2 p^*)$
 h : 潤滑膜厚さ m

 h_g : グループ深さ m $H = h/c_r = 1 - \varepsilon_z \cos \theta$ $H_g = h_g/c_r$ $H_m = H + H_g$ n : ロータ回転数 s^{-1} $N = r_0^2 p^* / f_z$ N_c : 式(29)参照 p : 潤滑膜圧力 Pa $p^* = 12\mu\omega r_0^2 / c_r^2$ Pa $P = p/p^*$ \bar{P} : 平均化された圧力 r_0 : 軸受半径 m $R_e^* = \rho c_r^2 \omega / \mu$ $R_{ec}^* = \rho c_r^2 \omega_c / \mu$: 式(31)参照 α : スパイラル角 deg $\Gamma = \rho f_z c_r^2 / (3\mu^2 r_0^4)$ δ : グループ幅/(グループ幅+リッジ幅) ε_z : z 軸方向無次元変位 $\zeta = (r - r_0) / c_r$ μ : 粘度 Pa·s ρ : 密度 kg/m^3 ω : ロータ角速度 rad/s $\omega_c = N_c c_r^2 f_z / (12\mu r_0^4)$ rad/s ω_1, ω_2 : グループ面, 平滑面の角速度 rad/s $Q_i = \omega_i / \omega$ ($i=1, 2$)

3. 理 論 解 析

解析にあたって、流れは層流とし潤滑剤は非圧縮性とする。また潤滑膜は十分薄く、厚さ方向に圧力は一定とする ($\partial p / \partial \zeta = 0$)。グループの断面形状は長方形とする。図1に座標系を示す。このような仮定のもとにナビエ・ストークス方程式を無次元化し、さらに $c_r / r_0 \ll 1$, および慣性力のうち遠心力のみを考慮すると次のように表せる。

* 昭和57年10月11日 第60期全国大会講演会において論文講演として講演, 原稿受付 昭和57年4月5日。

** 正員, 埼玉大学工学部 (〒338 浦和市下大久保 255)。

*** 正員, 東京工業大学 (〒152 東京都目黒区大岡山 2-12-1)。

$$\left. \begin{aligned} -R_e^* V_\varphi^2 \cot \theta &= -12 \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 V_\theta}{\partial \xi^2} \\ 0 &= -\frac{12}{\sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \frac{\partial^2 V_\varphi}{\partial \xi^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

式(1)を連続の式に代入して p を求めればよいのであるが、このままでは困難なので次のように考えることにする。すなわち、慣性力による影響はそれ程大きくなく粘性力による流れが支配的とする。そこで、式(1)の第1式左辺の V_φ については慣性力を無視して求めた $V_{\varphi 0}$ を用いることにする。しかしながら、それだけでは $V_{\varphi 0}$ は ξ の関数であるから、さらに ξ について0から H まで $V_{\varphi 0}$ を積分し、この値を H で割った平均流速によって近似する。

$$-R_e^* V_\varphi^2 \cot \theta = -R_e^* (Q_{\varphi 0}/H)^2 \cot \theta \dots\dots\dots (2)$$

ただし、

$$Q_{\varphi 0} = \int_0^H V_{\varphi 0} d\xi \dots\dots\dots (3)$$

こうすると式(1)の第1式左辺は ξ によらないことになる。このように近似したことによる誤差は明らかではなく、正確にはより厳密な取扱いをする必要がある。この点について Smalley らは同様な近似で慣性力を考慮し、流れが乱流の場合実験とよく一致することを報告している。流れが層流の場合には若干誤差が大きいようであるが、簡単のため上記の近似を用いることにする⁽¹⁰⁾。

グループ面、平滑面の φ 方向角速度をそれぞれ $\Omega_1 \sin \theta, \Omega_2 \sin \theta$, また θ 方向の角速度がともに零であることを用いると θ, φ 方向の流量が、

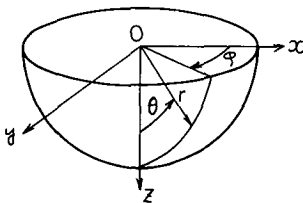
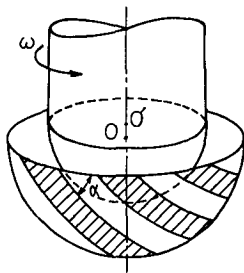


図1 球面スパイラル・グループ軸受

$$\left. \begin{aligned} Q_\theta &= -H^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{H}{12} R_e^* Q_{\varphi 0}^2 \\ Q_\varphi &= -\frac{H^3}{\sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \frac{H}{2} (\Omega_1 + \Omega_2) \sin \theta \end{aligned} \right\} \dots (4)$$

と求められる。次に、グループ本数が十分多いとして一対のグループとリッジにわたる平均化された圧力 \bar{P} に関する方程式を導くことにする。慣性力を無視した場合と同様⁽¹¹⁾⁽¹²⁾、グループ本数が非常に多いとグループとリッジに対応したこの歯状の圧力変化が十分小さくなるとして方程式を導くわけであるが、潤滑膜がステップ状に変化するとこのステップにおいて圧力分布は、慣性力によって不連続的に変化することが知られている⁽¹⁰⁾⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。つまり、グループ軸受においてもグループとリッジの境において微小な圧力変動が生じていることが予想される。しかし、この圧力変動は、この歯状の圧力変動に比べて一般には、さらに小さな大きさであると考えられるので、以下ではこの圧力の不連続の変動が無視しうる程度だとして扱うことにする。

グループとリッジの境界線に直角方向の流量 Q_n は

$$Q_n = Q_\varphi \sin \alpha + Q_\theta \cos \alpha \dots\dots\dots (5)$$

で与えられる。また、グループとリッジの境界で流量が連続であることから、

$$(Q_n)_g = (Q_n)_r + \Omega_1 H_g \sin \theta \sin \alpha \dots\dots\dots (6)$$

ただし、添字 g, r はそれぞれグループ、リッジにおける量であることを示している。式(4)、(5)、(6)を用いると、

$$\begin{aligned} & -H_m^3 \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right)_g - H_m^3 \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_g \cot \alpha \\ & + H^3 \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right)_r + H^3 \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_r \cot \alpha \\ & = (H_g/2)(\Omega_1 - \Omega_2) \sin \theta + (R_e^*/12) \\ & \times \{ -H_m (Q_{\varphi 0})_g^2 + H (Q_{\varphi 0})_r^2 \} \cot \alpha \cot \theta \end{aligned} \dots\dots\dots (7)$$

グループとリッジの境界線に沿って両側の圧力こう配が等しいことから、

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_g - \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right)_g \cot \alpha - \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_r \\ & + \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right)_r \cot \alpha = 0 \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

次にグループ、リッジの幅が狭く、これらにおける圧力こう配が一定とみなせるとして平均化された圧力 \bar{P} を次式で定義する⁽¹²⁾。

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} = \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta \theta} = \delta \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_g + (1 - \delta) \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_r \dots\dots\dots (9)$$

ただし、 $\Delta\theta$ は θ 方向の一对のグループとリッジの幅、 ΔP は $\Delta\theta$ の両端における圧力差。同様に、

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \varphi} = \delta \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right)_\theta + (1-\delta) \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right)_r \dots\dots\dots (10)$$

式(7)~(10)から、 $(\partial P/\partial \theta)_\theta$, $(\partial P/\partial \theta)_r$, $(1/\sin \theta)(\partial P/\partial \varphi)_\theta$, $(1/\sin \theta)(\partial P/\partial \varphi)_r$ を $(\partial \bar{P}/\partial \theta)$, $(\partial \bar{P}/\partial \varphi)$ で表すことができる。一方、一对のグループとリッジにわたる平均化された θ 方向流量が次式で定義される。

$$\sin \theta \bar{Q}_\theta = \lim_{\Delta\varphi \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta\varphi} \left\{ \int_{\varphi-\Delta\varphi}^{\varphi} (\sin \theta Q_\theta)_\theta d\varphi + \int_{\varphi}^{\varphi+(1-\delta)\Delta\varphi} (\sin \theta Q_\theta)_r d\varphi \right\} \dots\dots\dots (11)$$

ただし、 $\Delta\varphi$ は φ 方向の一对のグループとリッジの幅である。式(11)において、

$$(\sin \theta Q_\theta)_\theta = -\sin \theta H_m^3 \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_\theta + \frac{R_e^*}{12} \cos \theta H_m (Q_{\varphi 0})_\theta^2 \dots\dots\dots (12)$$

$$(\sin \theta Q_\theta)_r = -\sin \theta H^3 \left(\frac{\partial P}{\partial \theta} \right)_r + \frac{R_e^*}{12} \cos \theta H (Q_{\varphi 0})_r^2 \dots\dots\dots (13)$$

であること、および、グループ内またはリッジ内で圧力こう配が一定であること、さらに先に求めた $\partial \bar{P}/\partial \theta$, $(1/\sin \theta)(\partial \bar{P}/\partial \varphi)$ で表した $(\partial P/\partial \theta)_\theta$, $(\partial P/\partial \theta)_r$ などを代入すると、 $\sin \theta \bar{Q}_\theta$ が \bar{P} の関数として与えられる。同様に \bar{Q}_φ も \bar{P} の関数として求められる。これらの流量を用いて連続の式は、

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \bar{Q}_\theta) + \frac{\partial}{\partial \varphi} \bar{Q}_\varphi = 0 \dots\dots\dots (14)$$

と表せる。今、軸と直角方向には無負荷、つまり軸中心線が軸受中心線に一致している状態を考えると、 $\partial \bar{P}/\partial \varphi = 0$, $\partial \bar{Q}_\varphi/\partial \varphi = 0$ である。従って式(14)は

$$\sin \theta \bar{Q}_\theta = \text{const.} \dots\dots\dots (15)$$

さらに、図1に示される形式の軸受では潤滑剤の軸受への流入・流出はないから

$$\sin \theta \bar{Q}_\theta = 0 \dots\dots\dots (16)$$

先に求めた \bar{Q}_θ において、 $\partial \bar{P}/\partial \varphi = 0$ および式(16)を考慮すると \bar{P} に関する方程式が

$$\begin{aligned} \eta_1 \left(\frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} \right) &= \frac{H_\theta}{2} (\mathcal{Q}_1 - \mathcal{Q}_2) \delta (1-\delta) \sin \alpha \cos \alpha \eta_4 \sin \theta \\ &+ \frac{R_e^*}{12} \left\{ \frac{(1-\delta) \sin^2 \alpha H_m^3 + [1 - (1-\delta) \sin^2 \alpha] H^3}{(1-\delta) H_m^3 + \delta H^3} \delta H_m (Q_{\varphi 0})_\theta^2 \right. \\ &\left. + \frac{(1-\delta) \sin^2 \alpha H_m^3 + \delta \sin^2 \alpha H^3}{(1-\delta) H_m^3 + \delta H^3} (1-\delta) H (Q_{\varphi 0})_r^2 \right\} \cot \theta \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

ただし、

$$\eta_1 = \frac{H^3 H_m^3 + (H_m^3 - H^3)^2 \delta (1-\delta) \sin^2 \alpha}{(1-\delta) H_m^3 + \delta H^3}, \quad \eta_4 = \frac{H_m^3 - H^3}{(1-\delta) H_m^3 + \delta H^3} \dots\dots\dots (18)$$

また、 $(Q_{\varphi 0})_\theta$, $(Q_{\varphi 0})_r$ は慣性力を無視したときの φ 方向流量で、

$$(Q_{\varphi 0})_\theta = \left\{ K(1-\delta) H_m^3 + \frac{H_m}{2} (\mathcal{Q}_1 + \mathcal{Q}_2) \right\} \sin \theta, \quad (Q_{\varphi 0})_r = \left\{ -K\delta H^3 + \frac{H}{2} (\mathcal{Q}_1 + \mathcal{Q}_2) \right\} \sin \theta \dots\dots\dots (19)$$

ここで、

$$K = \frac{(\mathcal{Q}_1 - \mathcal{Q}_2) H_\theta \sin^2 \alpha}{2[(1-\delta) H_m^3 + \delta H^3]} \frac{\delta (1-\delta) (H_m^3 - H^3)^2 + H^3 H_m^3}{(H_m^3 - H^3)^2 \delta (1-\delta) \sin^2 \alpha + H^3 H_m^3} \dots\dots\dots (20)$$

式(17)に境界条件： $\theta = \pi/2$ で $\bar{P} = 0$ を適用して解くと

$$\bar{P} = -(H_\theta/2)(\mathcal{Q}_1 - \mathcal{Q}_2) \delta (1-\delta) \sin \alpha \cos \alpha \Psi_0(\theta) - (R_e^*/12) \Psi_1(\theta) \dots\dots\dots (21)$$

ただし、

$$\Psi_0 = \int_0^{\pi/2} (\eta_4/\eta_1) \sin \theta d\theta, \quad \Psi_1 = \int_0^{\pi/2} J \cot \theta d\theta \dots\dots\dots (22)$$

$$J = \left\{ [(1-\delta) \sin^2 \alpha H_m^3 + [1 - (1-\delta) \sin^2 \alpha] H^3] \delta H_m (Q_{\varphi 0})_\theta^2 + [(1-\delta) \sin^2 \alpha] H_m^3 \right. \\ \left. + \delta \sin^2 \alpha H^3 (1-\delta) H (Q_{\varphi 0})_r^2 \right\} / \left\{ H_m^3 H^3 + (H_m^3 - H^3)^2 \delta (1-\delta) \sin^2 \alpha \right\} \dots\dots\dots (23)$$

式(21)を積分して負荷容量 F_z が式(24)のように求められる。

$$F_z = F_{z0} + R_e^* F_{z1} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \bar{P} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi \dots\dots\dots (24)$$

$$F_{z0} = -\pi H_g (\Omega_1 - \Omega_2) \delta (1 - \delta) \sin \alpha \cos \alpha \times \int_0^{\pi/2} \Psi_0 \cos \theta \sin \theta d\theta \dots\dots\dots (25)$$

$$F_{z1} = -(\pi/6) \int_0^{\pi/2} \Psi_1 \cos \theta \sin \theta d\theta \dots\dots\dots (26)$$

式(24)において、 $R_g^* F_{z1}$ の項が遠心力による負荷容量の変化分である。

4. 計算結果

図2, 3に F_{z0}, F_{z1} の ϵ_z に対するグラフを示す。ただし、軸受諸元は $\epsilon_z = 0$ で F_{z0} を最大にする値 $\alpha = 16^\circ, H_g = 2.6, \delta = 0.5$ としている。図2より F_{z0} は ϵ_z が減少すると、すなわち軸浮上量が増加すると、単調に減少する。一方、 F_{z1} は図3から分かるように負の値であり、遠心力によって負荷容量は減少することが分かる。また、グループ面回転の場合と平滑面回転の場合とでは F_{z1} の値は異なり、グループ面回転の方が F_{z1} の絶対値は大きい。浮上量が増加するとグループ面、平滑面のいずれかが回転しても、軸受間のすきまが大きくなるためグループの影響が減少し、二つの場合の F_{z1} の値は近づく。図2と比べて、 ϵ_z に対する F_{z1} の変化は小さく、従って、 F_{z0} が急激に小さく

なる浮上量の大きい場合には、遠心力による負荷容量の減少が著しいことが分かる。

次に、一般には軸方向荷重 f_z は一定であるから、回転数の増加に伴う浮上量の変化について調べることとする。式(24)を書き直すと、

$$1 = F_{z0} N + (\Gamma F_{z1} / 4) N^2 \dots\dots\dots (27)$$

ただし、 $N = 12\mu\omega r_d^3 / (c_r^2 f_z), \Gamma = \rho f_z c_r^4 / (3\mu^2 r_d^3), F_{z0}, F_{z1}$ は ϵ_z の関数であり、式(27)はロータ回転数の無次元量 N と ϵ_z の関係を決める式である。また、 Γ は ρ, f_z, c_r などによるパラメータであるから、式(27)を N について解くと、

$$N = \frac{1 \pm \sqrt{1 - \Gamma(-F_{z1}/F_{z0}^2)}}{\Gamma(-F_{z1}/F_{z0}^2)} (2N_0) \dots\dots\dots (28)$$

ここで、 $N_0 = 1/F_{z0}$ であり慣性力を考慮しないときの無次元回転数である。図4に $\Gamma = 0.2$ のときの N および N_0 と ϵ_z の関係を示す。慣性力を考慮しない場合、 N の増加に伴い軸浮上量は単調に増加する。一方、遠心力を考慮した場合、はじめ N の増加に伴って浮上量は増加するがやがて、増加の傾向が減少し、ある N の値で浮上量は最大となる。このときの N の値は同じ浮上量における N_0 の値の2倍である。図中には N_c として一点鎖線で示してある。この値より N が増加すると浮上量は減少してゆく。同じ N の値に対して浮上量は、慣性力を考慮しない場合、平滑面回転で遠心力を考慮した場合、グループ面回転で遠心力を考慮した場合の順に少なくなる。このように遠心力のため $N > N_c$ において軸受を使用した場合、浮上量が小さくなってしまふことが予想される。またこの状態では摩擦力の増加も考えられ、好ましい運転状態とは言えない。この浮上量が最大となる回転数 N_c を一応使用限界の目安と考え、この値を求めると、

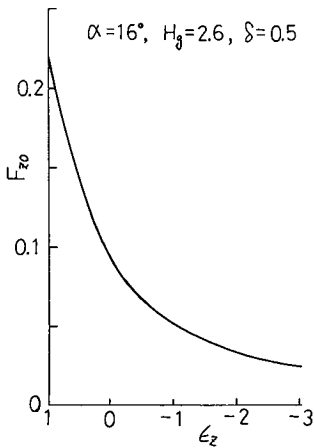


図2 F_{z0} と ϵ_z の関係

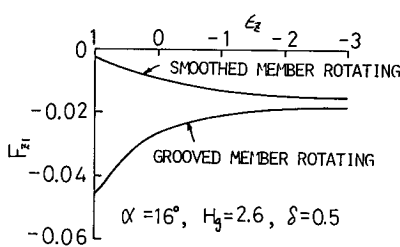


図3 F_{z1} と ϵ_z の関係

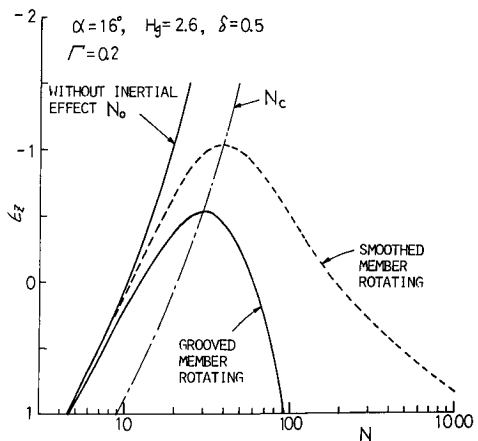


図4 N と ϵ_z の関係

$$N_c = 2N_0 = 2/F_{z0} \dots\dots\dots(29)$$

で、そのときの ϵ_z は

$$-F_{z1}/F_{z0} = 1/\Gamma \dots\dots\dots(30)$$

から求められる。 f_z, c_r, r_0 などから決まる Γ の値が分かると、式(30)より ϵ_z が決まる。そして、この ϵ_z (浮上量)より軸は浮上しない。図5には ϵ_z と $1/\Gamma$ の値の関係が示されている。この図から、与えられた Γ の値に対する最高浮上量が求められる。一方、式(29)、

(30)より

$$R_{ec}^* = \Gamma N_c = 2F_{z0}/(-F_{z1}) \dots\dots\dots(31)$$

R_{ec}^* は最高浮上量における R_{ec}^* の値で図5に示されている。この値から実際のロータ角速度 ω_c が求められる。たとえば、図4と同じく $\Gamma = 0.2$ として、図5よりこのときの最高浮上量は $\epsilon_z = -0.55$ (グループ面回転)、 $\epsilon_z = -1.05$ (平滑面回転)で、対応する R_{ec}^* はそれぞれ1.5, 1.9となる。この R_{ec}^* から求められる ω_c が使用回転数よりかなり小さい場合には、慣性力を無視した解析から得られる浮上量が得られないことになる。

次に、 α, H_θ, δ といった諸元の値によって遠心力の影響がどのように変化するか調べたのが図6~8である。この場合も、 $\alpha = 16^\circ, H_\theta = 2.6, \delta = 0.5$ という負荷

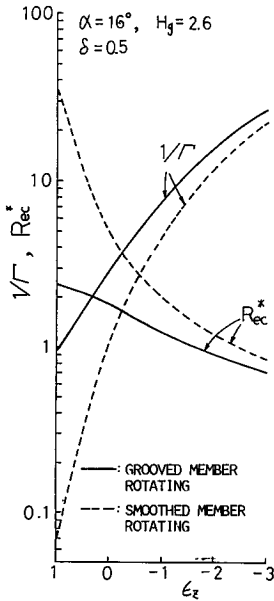


図5 $1/\Gamma$ および R_{ec}^* と ϵ_z の関係

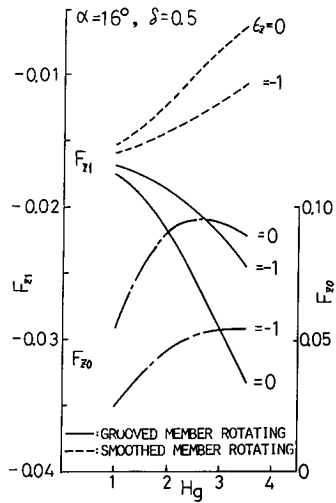


図7 F_{z1} に及ぼす H_θ の影響

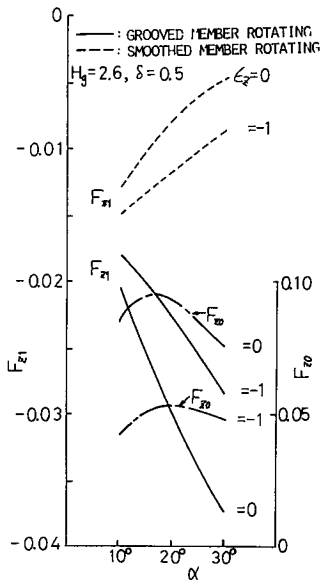


図6 F_{z1} に及ぼす α の影響

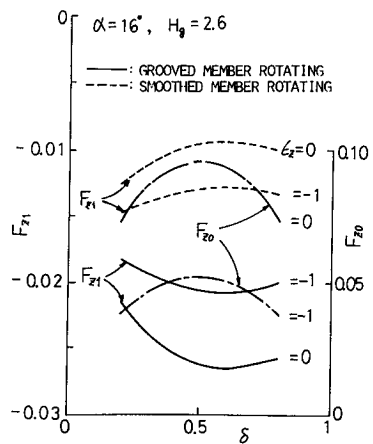


図8 F_{z1} に及ぼす δ の影響

容量を最大にする諸元の値を中心に検討する。まずはじめに、グループ面回転の場合について調べる。図6より α が増加すると $|F_{z1}|$ の値も増加する。つまり α が大きい方が遠心力による負荷容量の減少が著しいことが分かる。図7から H_θ が大きい程 $|F_{z1}|$ の値も大きい。このように α, H_θ の変化に対しては $|F_{z1}|$ も単調に変化するが、図8から分かるように、 δ に対しては $\delta=0.6$ 付近において $|F_{z1}|$ は極大値をとる。結局、 α と H_θ を小さくし、 δ を0.6からははずすことにより $|F_{z1}|$ を小さくできるのであるが、図中に示されているように、最適値をはずれると F_{z0} の値は急に減少する。かんじんの F_{z0} が小さくなるとは意味がないので、 $\delta=0.5$ とし、 $\alpha=12^\circ$ とするかまたは $H_\theta=2$ とすることにより、 F_{z0} は5%程度小さくなるが、 $|F_{z1}|$ を約15%小さくする方が実際的と思われる。平滑面回転の場合は、 α, H_θ, δ に対する F_{z1} の傾向がグループ面回転の場合と逆になっている。従って、 $\alpha=20^\circ$ または $H_\theta=3$ とし他の値は最適値とするのがよいであろう。

5. 実験

5・1 実験装置および実験方法 図9に実験装置の概略図を示す。縦形ロータ②の上部半径方向を静圧空気軸受③で支え、下部を供試軸受①で支持している。実験に使用した球面スパイラル・グループ軸受は1個で、グループはロータ側に切られている。その諸

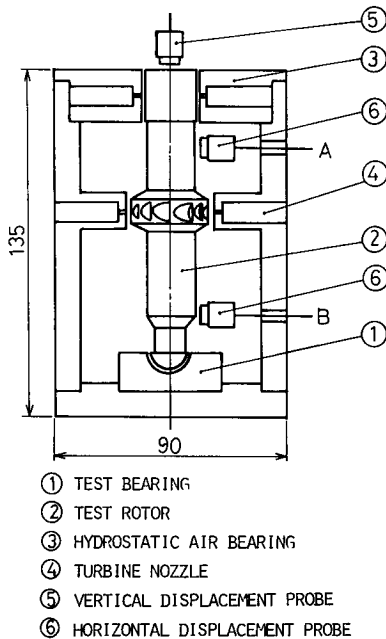


図9 実験装置概略図

元は、 $\alpha=15^\circ, H_\theta=0.9, \delta=0.5, c_r=40 \mu\text{m}, r_0=7.14 \text{mm}$ 、グループ本数=12、そしてグループは $\theta=20^\circ$ から 90° まで切られている。静圧空気軸受は6個の給気孔を有するポケットのない自成絞り式静圧空気軸受で半径10mm、半径すきま $20 \mu\text{m}$ 、静圧は98kPa(ゲージ圧)である。またロータ②の質量は0.117kgである。ロータの駆動は空気タービン④で行った。ロータの軸方向変位(浮上量)を測定端子⑤において、また半径方向振動をロータの上下2箇所⑥においてうず電流式ピックアップで測定した。運転中はこれら3箇所の振動をオシロスコープにより観察し、半径方向に回転と同期しない大きな振動(不安定振動)が発生する回転数まで運転し、測定を行った。その最高回転数は 330s^{-1} であった。実験に用いた潤滑剤は潤滑油A, B, Cの3種類、および水である。実験中、軸受面から約5mm離れた位置で温度を測定し、この値をもとにして測定値を整理したが、回転数が変わっても温度変化はほとんどなく、各潤滑油で次のような粘度と密度であった。潤滑油A： $\mu=62 \text{mPa}\cdot\text{s}, \rho=880 \text{kg}/\text{m}^3$ 、B： $\mu=44 \text{mPa}\cdot\text{s}, \rho=860 \text{kg}/\text{m}^3$ 、C： $\mu=14 \text{mPa}\cdot\text{s}, \rho=860 \text{kg}/\text{m}^3$ 。

5・2 実験結果 図10に実験結果を示す。慣性力の影響を無視した計算値(点線)は μ によらず同じ浮上量に対して同じ μn の値が対応するが図から分かるように、浮上量は回転数の増加に伴い、慣性力を無視した計算値から定量的にも定性的にもずれてくる。特に水潤滑の場合、 $\mu n > 0.18$ では浮上量が減少する。遠心力を考慮した計算値では実験値と定性的にはよく合っているが、浮上量が増加すると差があらわれてくる。式(2)による近似を行うと、層流では少なめに慣性力を評価しているようである。水潤滑では最高回転

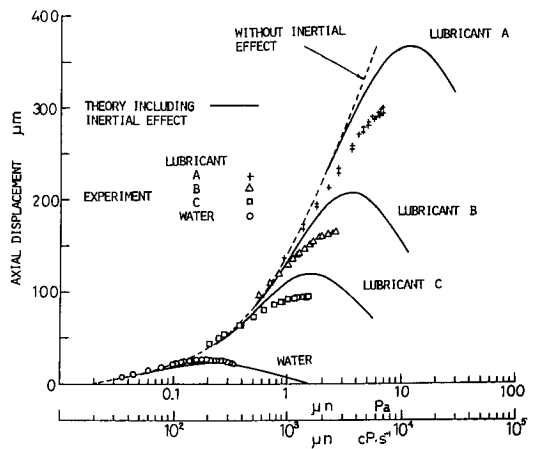


図10 浮上量に及ぼす慣性力の影響

数 330 s^{-1} であった。この回転数における $R_e = \rho r_0 \omega c_r / \mu$ を計算すると 590 である。この回転数近くにおける流れは、乱流ではないにしても純粋な層流とは呼べないかも知れないが、実験結果から見る限り、浮上量が少ないこともあり計算とはよく合っている。より細かいことについては、精度の高い解析を行う必要があるが、本解析によっても、かなりの精度で遠心力による負荷容量の減少を見積もることができる。

6. ま と め

遠心力を考慮して球面スパイラル・グループ軸受の負荷容量を理論解析し、また、実験を行い次の結論を得た。

(1) 遠心力によって球面スパイラル・グループ軸受の負荷容量は減少する。そして、その減少はグループ面回転の場合の方が平滑面回転の場合より著しい。

(2) 軸方向荷重が一定の系では遠心力のために回転数の増加に伴って浮上量は増加せず、ある回転数以上では逆に浮上量は減少する。この最高浮上量における回転数は慣性力を考慮しない場合の同一浮上量に対する回転数の 2 倍である。

今回の研究では、流れは層流として扱っているが、高速運転時には流れが乱流域に入ることも考えられる。そのような状態において潤滑剤の慣性力も考慮した研究が今後の課題であろう。

終わりに実験に協力下さった(株)日立製作所 伊部誠氏に深く感謝いたします。

文 献

- (1) Muijderland, E. A., *Trans. ASME, Ser. F*, 89 (1967), 291.
- (2) Bootsma, J., *Trans. ASME, Ser. F*, 97-2 (1975), 236.
- (3) Bootsma, J., 文献(2)の 243 ページ.
- (4) 佐藤・田村, 機論, 44-382 (昭 53), 1965.
- (5) 佐藤・田村, 機論, 44-388 (昭 53), 4105.
- (6) 佐藤, 機論, 45-390 (昭 54), 221.
- (7) 染谷・ほか 2 名, 機論, 45-390, C (昭 54), 370.
- (8) 村田・ほか 2 名, 機論, 47-420, C (昭 56), 1054.
- (9) 佐藤・田村, 機論, 48-434, C (昭 57), 1563.
- (10) Smalley, A. J., ほか 3 名, *Trans. ASME, Ser. F*, 96-1 (1974), 151.
- (11) Vohr, J. H. and Chow, C. Y., *Trans. ASME, Ser. D*, 87-3 (1965), 568.
- (12) Hsing, F. C., *Trans. ASME, Ser. F*, 94-1 (1972), 81.
- (13) Constantinescu, V. N., *Trans. ASME, Ser. F*, 92-3 (1970), 473.
- (14) Pan, C. H. T., *Trans. ASME, Ser. F*, 96-1 (1974), 80.

討 論

〔質問〕 三 矢 保 永

(日本電信電話公社武蔵野電気通信研究所)

遠心力の影響について興味ある報告をされているが、以下についてご教示いただきたい。

(1) 式(29)において N_c と N_0 との比は厳密に整数 2 であるのか、あるいは約 2 であるのか。また本報告で用いている仮定のもとでは $N_c/N_0=2$ の関係は一般的に成立すると考えてよいか。

(2) グループ側回転の方が遠心力の効果が大きい理由として、どのような物理的な説明が考えられるか。

(3) 実験結果との比較において、軸受面で測定した温度から潤滑油の温度を一定として計算されているが、球面軸受部の回転損失は概略どの程度か。回転損失はおおむね回転数の 1~2 乗に比例するため、高速回転時には潤滑油の温度上昇により粘性係数が低下している影響が考えられないか。

〔回答〕 (1) 浮上量 {すなわち, $c_r(1-\varepsilon_z)$ } が増加すると、図 2 にみるように F_{20} は急激に減少する。一方、 $-F_{21} (>0)$ は浮上量によってあまり変化しないので、一般に浮上量の増加に伴い $y \equiv \Gamma(-F_{21}/$

$F_{20}^2)$ は増加すると考えられる。図 5 には $1/\Gamma (=y/\Gamma) = -F_{21}/F_{20}^2$ が ε_z に対して示されている。式(28)を書き直すと

$$y = 4(x-1)/x^2 \dots\dots\dots (i)$$

ただし、 $x = N/N_0$, $y = \Gamma(-F_{21}/F_{20}^2)$ 。

y を x で微分すると、 $x=2$ で $dy/dx=0$ となり、このとき y は最大となる。浮上量に伴い y が増加することから、 $x=2$ で浮上量も最大となる。

このことは、すなわち、 $N_c=2N_0$ の関係は、 $-F_{21}/F_{20}^2$ が浮上量に伴って増加しない場合には成立しないが、少なくとも図 6~8 に示す $\alpha=16^\circ$, $H_0=2.6$, $\delta=0.5$ の近くでは成立している。また、一般にポンピング作用は ω に、遠心力は ω^2 に比例すると考えられるので、ある回転数以上で遠心力による作用がポンピング作用をしのぐようになり、負荷容量は減少するようになると考えられる。従って、このような回転数付近では上記の議論が成り立つものと考えている。

(2) 平滑面回転の場合には潤滑剤の流速は圧力差による流れを別にすれば Couette 流れと考えられる。一方グループ面回転の場合には Couette 流れに加えて、グループの壁面近くの流体は壁が動くため押さ

れ、あるいは引ばられてグループ面と同じ速さで動いており、このため、潤滑剤全体としての平均的な流速は、グループ面回転の場合の方が、平滑面回転の場合より速いと考えられる。従って遠心力による作用もグループ面回転の方が大きく、負荷容量の減少も大きいと考えられる。

(3) 軸受面での摩擦損失については解析してないので正確なことは分からない。しかし、Muijderman (付1)の求めた式から計算すると、最高回転数において1~3 W という値になる。ただし、彼の式は ϵ_2

=0のときのものなので半径すきまとして浮上量を用いて計算した。

かりに、これだけの熱流量が軸受面のどこからも同じように外に向かって伝わるとする。そして、実際は円筒状の軸受を厚さ5 mmの半球殻として外側の球面における温度と、内側の球面(軸受面)における温度との差を計算すると0.1~0.3°Cとなる。かりに10 Wの熱流量としても1°C未満ということになる。確かに高速回転時には粘度の低下が生ずることが考えられるが、今回の実験ではその影響は少なく、粘度の変化はたかだか10%と考えられる。

(付1) Muijderman, E. A., *Spiral Groove Bearings*, (1966), 116, Philips Technical Library.