扇形パッドスラストすべり軸受の乱流域における性能特性*

(第2報, 入口端圧力境界条件が静特性に及ぼす影響)

橋 本 巨^{*1}, 和 田 稲 苗^{*2}

Performance Characteristics of Sector-shaped Pad Thrust Bearings in Turbulent Regime

(2nd Report, An Influence of Inlet Pressure Boundary Conditions on the Static Characteristics)

Hiromu HASHIMOTO and Sanae WADA

In this second paper, the influence of inlet pressure boundary conditions on the static characteristics of sector-shaped pad thrust bearings, which are subjected to the effects of both turbulence and fluid inertia forces, is investigated theoretically and experimentally. The basic lubrication equations presented in the first paper are solved by a numerical technique combining the control volume integration and the Newton-Raphson iteration method under the three kinds of inlet boundary conditions in accordance with three types of lubrication conditions. The theoretical results pertaining to the pressure distribution, load carrying capacity and center of pressure are obtained for $\theta=60^\circ$, $R_1=0.5$, $A=1.0-2.0$, $Re=2000$ and $R^*=0-1.6$, and the results of the load carrying capacity are compared with the experimental results. From these theoretical and experimental results, the relationships between the inlet boundary conditions and the static characteristics of sector-shaped pad turbulent thrust bearings are clarified.

Key Words: Lubrication, Thrust Bearing, Sector-shaped Pad, Turbulence, Inertia Effect, Inlet Boundary Condition

1. 緒 言

扇形パッドスラストすべり軸受は、水車発電機などのたて形回転機械の支え要素として一般に広く用いられている。さて、従来の扇形パッドスラスト軸受では潤滑膜の流れが比較的遅く層流とみなせる場合が多いので、その軸受特性の予測はレイノルズの潤滑理論により十分に可能であった。しかしながら、機械が大形化・高速化するにつれて潤滑膜の流れは乱流や慣性力の影響を受けて極めて複雑になり、これらが軸受特性に及ぼす影響を無視し得なくなってきた。したがって、大形・高速スラストすべり軸受の性能特性を十分に把握し、かつ設計に活用するためには、遠心力を含む慣性力一般を考慮した乱流潤滑理論を構築し、その数値解析手法を確立する必要がある。そこで、著者らは第1報⁽¹⁾において、乱流および遠心力を含む慣性力の影響を考慮した乱流潤滑の基礎方程式を平均化の手法を用いて導出し、次にこの基礎方程式を圧力と流れ関数に関する連立偏微分方程式に帰着させて微小潤滑要素

面内で積分したのち離散化し、ニュートン・ラフソン法によって解く方法を提案した。さらに、この方法を用いて、乱流域における扇形パッド軸受の圧力分布、負荷容量、圧力中心位置などの静的諸特性を広範囲のパッド開き角度および内外径比に対して計算し、負荷容量については実験結果との比較検討を行うことにより、まだ十分に解明されていなかった乱流域における扇形パッドスラスト軸受の性能特性を明らかにした。

ところで、第1報において示した解析例では、軸受入口端において潤滑流体の供給量が適正で、入口端での圧力が供給圧力に等しい(フラッド潤滑)とみなせるものとして計算を実施した。しかしながら、潤滑流体の供給量に過不足が生じる場合には、潤滑状態はフラッドからオーバフラッドあるいはスターブの状態に移行し、軸受特性に著しい変化が現れるものと予想される⁽²⁾⁽³⁾。したがって、かかる状況下における軸受性能を解析するには、供給流量の過不足に応じた境界条件を設定するとともに、各境界条件下における乱流潤滑の基礎方程式の数値解析方法を新たに確立する必要がある。

本報では、文献(2)、(3)で提案した各種境界条件を第1報で導出した乱流潤滑の基礎方程式に適用した場合の数値解析方法について述べるとともに、圧力分

* 昭和63年11月23日 中国四国支部・九州支部合同岡山地方講演会において講演、原稿受付 昭和63年5月24日。

^{*1} 正員、東海大学工学部 (〒259-12 平塚市北金目 1117)。

^{*2} 正員、早稲田大学理工学部 (〒160 東京都新宿区大久保 3-4-1)。

布, 負荷容量, 圧力中心位置などの軸受諸特性を計算し, 境界条件の違いがこれらに及ぼす影響を検討したので, 報告する。

2. 記 号

本論文において使用する主な記号および無次元量の定義は以下のとおりである。

A : 膜厚さ比 $= h_0/h_2$

G_r, G_θ : 乱流係数

Re : 代表レイノルズ数 $= \rho r_2 \omega h_2 / \mu$

R_h : 局所レイノルズ数 $= \rho r \omega h / \mu$

R_s^* : 慣性パラメータ $= \rho \omega h_2^3 / \mu$

h : 潤滑膜厚さ ($H = h/h_2$)

h_0 : 軸受中央断面の入口膜厚さ (図1参照)

h_2 : 軸受中央断面の出口膜厚さ (図1参照)

p : 潤滑膜圧力 [$P = h_2^3 p / (\mu r_2^2 \omega)$]

q_{in} : 軸受入口端流量 [$Q_{in} = q_{in} / (h_2 r_2 \omega)$]

q_s : 潤滑流体の供給流量

q_θ : 円周方向流量 [$Q_\theta = q_\theta / (h_2 r_2 \omega)$]

$q_{\theta t}$: フラッド潤滑下における理論入口端流量

[$Q_{\theta t} = q_{\theta t} / (h_2 r_2 \omega)$]

r : 半径方向座標 ($R = r/r_2$)

r_p : 半径方向圧力中心位置 ($R_p = r_p/r_2$)

r_1, r_2 : 軸受パッドの内径および外径 (図1参照)

v_{rm} : 半径方向平均速度成分 [$V_{rm} = v_{rm} / (r_2 \omega)$]

$v_{\theta m}$: 円周方向平均速度成分 [$V_{\theta m} = v_{\theta m} / (r_2 \omega)$]

w : 負荷容量 [$W = h_2^3 w / (\mu r_2^4 \omega)$]

z : 膜厚方向座標 (図1参照)

Θ : 軸受パッドの開き角度 (図1参照)

θ : 円周方向座標 (図1参照)

θ_p : 円周方向圧力中心位置

μ : 潤滑流体の粘度

ξ : スターブ潤滑下における潤滑流体の供給率

$= q_s / q_{\theta t}$

図1 扇形パッドスラストすべり軸受

η : 速度水頭の有効係数

ρ : 潤滑流体の密度

ψ : 流れ関数

ω : 回転軸の角速度

ここにおいてアルファベットの大文字は無次元を表す。

添 字

0: 軸受入口端を示す。

1: スターブ潤滑下における圧力発生位置を示す。

2: 軸受出口端を示す。

3. 理 論

3.1 乱流潤滑の基礎方程式 図1に示す扇形パッドスラストすべり軸受において, 膜厚方向の圧力を一定とみなし, かつ軸受すきま内の流れは定常であるとする, 乱流並びに遠心力を含む慣性力の影響を考慮した潤滑膜流れの運動方程式および連続の式は, それぞれ以下のように無次元表示される⁽¹⁾。

$$R_s^* \left\{ \frac{\partial}{\partial R} (H V_{rm}^2) + \frac{\partial}{\partial \theta} (H V_{rm} V_{\theta m}) + \frac{H}{R} V_{rm}^2 - \frac{H}{R} V_{\theta m}^2 - f R H \right\} = -H \frac{\partial P}{\partial R} - \frac{V_{rm}}{H G_r} \dots (1)$$

$$R_s^* \left\{ \frac{\partial}{\partial R} (H V_{rm} V_{\theta m}) + \frac{\partial}{\partial \theta} (H V_{\theta m}^2) + \frac{2H}{R} V_{rm} V_{\theta m} + \frac{\partial}{\partial \theta} (f R^2 H) \right\} = -H \frac{\partial P}{\partial \theta} - \frac{1}{H G_\theta} \left(V_{\theta m} - \frac{R}{2} \right) \dots (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial R} (R H V_{rm}) + \frac{\partial}{\partial \theta} (H V_{\theta m}) = 0 \dots (3)$$

ただし, f は前報⁽¹⁾で定義した修正係数である。また, G_θ, G_r はそれぞれ次式によって与えられる乱流係数である⁽³⁾。

$$G_\theta = \frac{1}{12(1 + \alpha R_h^2)}, \quad G_r = \frac{1}{12(1 + \alpha R_h^2)} \dots (4)$$

ここに, R_h は局所レイノルズ数である。係数 α, β, γ はそれぞれ局所レイノルズ数の領域に応じて定められる定数で, 例えば $R_h \leq 10^4$ の範囲に対しては, $\alpha = 0.00069, \beta = 0.95, \gamma = 0.88$ とおくことができる⁽³⁾。

ここで、式(1)～(3)を後述の各種境界条件下で解くために、前報⁽¹⁾と同様下記のような流れ関数 ψ を導入する。

$$RHV_{rm} = \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad HV_{\theta m} = -\frac{\partial \psi}{\partial R} \quad \dots\dots\dots (5)$$

式(5)は連続の式(3)を自動的に満足するので、ここでは運動方程式(1)、(2)のみを考えればよい。そこで、式(5)を式(1)、(2)へ代入すると、流れ関数 ψ と膜圧力 P に関して下記のような連立偏微分方程式が得られる。

$$R_e^* \left[\frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{HR^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)^2 \right\} - \frac{\partial}{R \partial \theta} \left(\frac{1}{RH} \frac{\partial \psi}{\partial R} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{HR} \left\{ \frac{1}{R^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)^2 - \left(\frac{\partial \psi}{\partial R} \right)^2 \right\} - fRH \right] + H \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{RH^2 G_r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$R_e^* \left[-\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{RH} \frac{\partial \psi}{\partial R} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{R \partial \theta} \left\{ \frac{1}{H} \left(\frac{\partial \psi}{\partial R} \right)^2 \right\} - \frac{2}{HR^2} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \frac{\partial \psi}{\partial R} + \frac{\partial}{R \partial \theta} (fR^2 H) \right] + H \frac{\partial P}{R \partial \theta} - \frac{1}{HG_\theta} \left(\frac{1}{H} \frac{\partial \psi}{\partial R} + \frac{R}{2} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

3・2 境界条件 文献(3)にならって、扇形パッドスラストすべり軸受に対する入口端での境界条件を供給流量の過不足に応じて、(a)フラッド潤滑、(b)オーバフラッド潤滑、(c)スターブ潤滑の三形態に分けて設定する。

供給流量 q_s が軸受入口端における理論流量 $q_{\theta t}$ に厳密に等しいとき (フラッド潤滑)、軸受入口端の圧力は周囲圧力 p_a に等しいとみなせ、圧力分布は図2(a)のようになると考えられる。このとき、圧力および流れ関数に関する境界条件は次のように設定される。

(i) $R=R_1, 1$ において $P=0$ および式(6)を適用。

(ii) $\theta=\theta_0, \theta_2$ において $P=0$ および式(7)を適用。

潤滑流体が過剰に供給されてフラッド潤滑下における理論入口端流量 $q_{\theta t}$ を上回ると (オーバフラッド潤滑)、余分の流体は図2(b)に示すように軸受前縁部に沿って流れ、軸受入口端に急激な圧力上昇 (ラム圧力) が生じる。遠心力の作用しない長方形パッドの場合⁽³⁾とは異なり、扇形パッド軸受では入口端においても半

径方向流れが生じることを考慮して、軸受入口端近傍の流れに対してベルヌイの定理を適用すると、次式が得られる。

$$\frac{R_e^*}{2} \eta R^2 = P_0 + \frac{R_e^*}{2} (V_{\theta m0}^2 + V_{rm0}^2) \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 P_0 はラム圧力を、 $V_{\theta m0}$ は入口端における円周方向平均流速を、 V_{rm0} は入口端における半径方向平均流速をそれぞれ表している。また、 η は実験的に定められる有効係数で、軸受の運転状態や潤滑方式の違いによって変化するが、軸受が潤滑流体中にサブマージされている場合には、 $\eta \approx 0.25$ とみなすことができる^{(2)~(5)}。一方、潤滑流体が滴下供給されている場合には、無限幅スラストすべり軸受における測定値を参考に、一つの目安として $\eta \approx 0.5$ とおくことができよう⁽²⁾⁽³⁾。

式(8)に含まれる軸受入口端における平均流速 $V_{\theta m0}$ 、 V_{rm0} を式(5)に示す流れ関数に置き換え、若干の変形を行うと、ラム圧力 P_0 が次のように表される。

$$P_0 = \frac{R_e^*}{2} \left\{ \eta R^2 - \left(\frac{1}{H} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right)_{\theta=\theta_0}^2 - \left(\frac{1}{RH} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)_{\theta=\theta_0}^2 \right\} \quad \dots\dots\dots (9)$$

図2 軸受入口端の潤滑条件と発生圧力の関係

これよりオーバフラッド潤滑状態における圧力並びに流れ関数に関する境界条件が次のように設定される。

(i) $R=R_1, 1$ において $P=0$ および式(6)を適用。

(ii) $\theta=\theta_0$ において式(7)および式(9)を適用。

(iii) $\theta=\theta_2$ において $P=0$ および式(7)を適用。

潤滑流体の供給量 q_s が不足し、フラッド潤滑下での理論入口端流量 q_{0t} を下回ると、図2(c)に示すように軸受入口端から空気が侵入し、圧力発生位置が入口端から軸受すきま内部へと移動する。このとき、入口側境界はパッド半径の方向に対して湾曲すると考えられるが、これが圧力分布の大きさに及ぼす影響は少ないと判断される⁽¹⁾。そこで、取扱いの容易さも考慮して、圧力発生位置はパッド半径方向に一定として扱えば、スターブ潤滑下における境界条件は次のように設定される。

(i) $R=R_1, 1$ において $P=0$ および式(6)を適用。

(ii) $\theta=\theta_1, \theta_2$ において $P=0$ および式(7)を適用。

ただし、(ii)において圧力発生位置 θ_1 は未知であり、下記の流量連続の条件から決定される。

$$\int_{R_1}^1 HV_{\theta m}|_{\theta=\theta_1} dR = - \int_{R_1}^1 \frac{\partial \psi}{\partial R} \Big|_{\theta=\theta_1} dR = \xi Q_{0t} \quad \dots\dots\dots(10)$$

3.3 数値解析 潤滑膜流れの運動方程式(6)、(7)を上述の各種境界条件のもとに解いて圧力分布を決定するに際し、まず運動方程式並びに境界条件式を前報⁽¹⁾で提案した微小潤滑要素面内で積分したのち差分によって離散化すると、下記のマトリックス方程式が得られる。

$$\begin{cases} \{\phi\}^T [A_r] \{\phi\} + \{B_r\}^T \{\phi\} + \{C_r\}^T \{P\} + D_r = 0 \\ \{\phi\}^T [A_\theta] \{\phi\} + \{B_\theta\}^T \{\phi\} + \{C_\theta\}^T \{P\} + D_\theta = 0 \end{cases} \quad \dots\dots\dots(11)$$

ここに、 $\{\phi\}, \{P\}$ はそれぞれ9個の隣接する格子点での流れ関数値および圧力値から成るベクトルである。また、 $[A_r], [A_\theta]$ はそれぞれ9行9列マトリックス、 $\{B_r\}, \{B_\theta\}, \{C_r\}, \{C_\theta\}$ はそれぞれ9個の要素から成るベクトルで、いずれも座標 R および θ の関数である。また、 D_r, D_θ はそれぞれ定数項を表している。マトリックス方程式(11)を境界を含むすべての格子点について作成し、その結果得られる非線形多元連立方程式をニュートン・ラフソン法によって線形化したのち、コラム法によって解けば、各格子点での流れ関数と膜圧力の値を求めることができる。なお、スターブ潤滑下における圧力発生位置 θ_1 は未知であるから、連続の

条件式(10)にニュートン・ラフソン法を適用して反復計算することによって見出す。その際、 Q_{0t} の値としてはフラッド潤滑下における入口端流量の理論値を用いる。

3.4 軸受静特性 扇形パッドスラストすべり軸受の無次元膜形状は次式によって表される。

$$H = \frac{1}{2}(1+A) + \frac{R(A-1)}{(1+R_1) \sin(\theta/2)} \times \sin\left(\frac{\theta}{2} + \theta_0 - \theta\right) \quad \dots\dots\dots(12)$$

軸受負荷容量 W は

$$W = \int_{R_1}^1 \int_{\theta_0}^{\theta_2} PR d\theta dR \quad \dots\dots\dots(13)$$

また、圧力中心位置 R_p, θ_p はそれぞれ次式により求められる。

$$R_p = \frac{(M_c^2 + M_s^2)^{1/2}}{W}, \quad \theta_p = \tan^{-1}\left(\frac{M_s}{M_c}\right) \quad \dots\dots\dots(14)$$

ただし、 M_c, M_s はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} M_c &= \int_{R_1}^1 \int_{\theta_0}^{\theta_2} PR^2 \cos \theta d\theta dR \\ M_s &= \int_{R_1}^1 \int_{\theta_0}^{\theta_2} PR^2 \sin \theta d\theta dR \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(15)$$

ここに、 θ^* は圧力発生位置で、フラッド潤滑状態およびオーバフラッド潤滑状態に対しては $\theta^* = \theta_0$ とし、スターブ潤滑状態に対しては $\theta^* = \theta_1$ とする。

さらに、フラッド潤滑状態およびオーバフラッド潤滑状態における軸受入口端流量 Q_{in} は、次の積分によって計算される。

$$Q_{in} = \int_{R_1}^1 HV_{\theta m}|_{\theta=\theta_0} dR = \int_{R_1}^1 \left(- \frac{\partial \psi}{\partial R} \Big|_{\theta=\theta_0} \right) dR \quad \dots\dots\dots(16)$$

4. 計算結果とその検討

3章に示した理論を扇形パッド傾斜平面スラスト軸受に適用して、圧力分布、負荷容量、圧力中心位置などの静的諸特性を各種境界条件に対して計算した結果を以下に示す。なお、計算に際して軸受面を R および θ 方向にそれぞれ10等分し、反復途中において各格子点での圧力 P と流れ関数 ψ の相対誤差の総和が0.1%以内になったときを収束とみなした。軸受パッドの開き角度は $\theta=60^\circ$ 、パッド内外径比は $R_1=0.5$ とした。なお、オーバフラッド潤滑状態並びにスターブ潤滑状態では慣性パラメータが増大するにつれて解の収束性が急激に悪化するために、本論文では確実に収束解が得られる $Re=2000, R^*=0\sim 1.6, A=1\sim 2$ の場合について計算を実施した。レイノルズ数 Re は膜厚さが最小となる軸受出口端で定義されているの

で, $Re=2000$ に対して局所レイノルズ数は $R_h=1000\sim4000$ の範囲にあり, パッド全面にわたって流れは乱流に遷移していると考えて差支えない。また, R_s^* の値についても実際の運転状態に対して妥当と考えられる。オーバフラッド潤滑状態での計算に際しては, 軸受がサブマージされている場合を想定して, 有効係数の値を $\eta=0.25$ とした。また, スターブ潤滑状態については, 供給流量 q_s はフラッド潤滑下における理論入口端流量の 90% に制限されているものとして, $\xi=0.9$ とした。

図3は2章で述べた各種境界条件下における圧力分布を $Re=2000$, $R_s^*=1.0$, $A=1.5$ の場合について比較したものである。図3(a)に示したフラッド潤滑下の膜圧力は軸受端において周囲圧力に等しくなるのに対して, オーバフラッド潤滑下では図3(b)に示すように入口端において急激な圧力上昇(ラム圧力)が生じる。一方, 供給流量 q_s が制限されたスターブ潤滑下においては, 図3(c)に示すように圧力発生位置は軸受入口端から軸受内部へ移動し, 圧力発生領域が縮小

($Re=2000$, $R_s^*=1.0$, $A=1.5$, $\theta=60^\circ$, $R_1=0.5$)

図3 各種境界条件に対する圧力分布

することがわかる。

図4は軸受中央断面 ($R=0.75$) における圧力分布が慣性パラメータの値の増加に伴って変化する様子を各種境界条件に対して示したものである。図4(a)はフラッド潤滑下における圧力分布を示している。別報⁽³⁾で示したように長方形パッドの圧力は R_s^* とともに増大するのに対して, 扇形パッドの場合には R_s^* の増加に伴って圧力が低下する。これは, 長方形パッドでは遠心力の影響が現れないのに対して, 扇形パッドにおいては慣性力のうち遠心力の影響が強く現れて, 遠心力以外の慣性力によって生じる圧力上昇を上回る圧力

(a) フラッド潤滑

(b) オーバフラッド潤滑 ($\eta=0.25$)

(c) スターブ潤滑 ($\xi=0.9$)

($Re=2000$, $A=1.5$, $\theta=60^\circ$, $R_1=0.5$, $R=0.75$)

図4 各種境界条件に対する圧力分布

低下が起こるためである。一方、図4(b)はオーバフラッド潤滑下における圧力分布を示している。長方形パッドでは慣性パラメータ R_s^* の値が増加するほど軸受入口端でのベルヌイ効果が顕著に現れてラム圧力が増大するのに対して、扇形パッドではベルヌイ効果によるラム圧力は存在するものの、 R_s^* の増加にともなって遠心力の影響も強く現れるので、結果的にラム圧力の大きさは R_s^* の増加とともに減少することがわかる。スターブ潤滑下における慣性パラメータ R_s^* の影響は、図4(c)にみられるようにフラッド潤滑やオーバフラッド潤滑の場合ほど大きくはないが、 R_s^* の増加とともに圧力発生位置 θ は軸受前方へやや移動し、入口端近傍で若干圧力が上昇するが、出口部へ近づくにつれて逆に圧力が低下することがわかる。

図5は各種潤滑状態に対する圧力の分布形状の違いを $R_s^*=1.2$, $A=1.5$ の場合について示したものである。運転条件が同じであっても、潤滑状態が異なれば

($Re=2000$, $R_s^*=1.2$, $A=1.5$, $\theta=60^\circ$, $R_l=0.5$)

図5 各種境界条件に対する圧力分布

($Re=2000$, $\theta=60^\circ$, $R_l=0.5$)

図6 各種境界条件に対する負荷容量

圧力分布の形状に著しい差異が生じることがわかる。

図6は負荷容量と膜厚比の関係に及ぼす慣性パラメータの影響を各種潤滑状態について比較したものである。本論文の解析の対象としているパッド開き角度 $\theta=60^\circ$ の軸受に対しては、流体慣性力のうち遠心力の効果が支配的になるために、膜厚比 $A=1.0\sim 2.0$ の範囲において負荷容量は R_s^* の増加とともに減少し、その割合は A の値にかかわらずほぼ一定である。このような傾向は三種の潤滑状態すべてにわたってみうけられる。なお、破線で示したオーバフラッド潤滑下における結果は、実線で示したフラッド潤滑下における結果を上回り、膜厚比 A の値が増すにつれて両者の差も大きくなることをわかる。これは、オーバ

(a) 半径方向圧力中心位置

(b) 円周方向圧力中心位置

($Re=2000$, $\theta=60^\circ$, $R_l=0.5$)

図7 各種境界条件に対する圧力中心位置

フラッド潤滑下ではラム圧力が生じ、その大きさが膜厚さ比とともに増大するためである。図中に鎖線で示したスターブ潤滑下においては、圧力発生領域が縮小するため負荷容量の値はフラッド潤滑下におけるそれを下回る。また、慣性パラメータ R^* の影響については、フラッド潤滑下やオーバフラッド潤滑下での影響よりも小さい。膜厚さ比が1に近づいて平行とみなせるようになると、圧力発生位置は急激に出口端のほうへ移動し、軸受すきま内に圧力発生領域が存在し得なくなる。

図7は圧力中心位置と膜厚さ比の関係に及ぼす慣性パラメータの影響を各種境界条件について比較したものである。図7(a)に半径方向圧力中心位置を示す。フラッド潤滑下においては、半径方向圧力中心位置 R_p は慣性パラメータ R^* の増加とともにパッド外周部へ向かって移動する。膜厚さ比 A の値が1に近づくと、負荷容量が零となるので R_p は無限大となり、パッド内に圧力中心位置が存在し得なくなる。また、膜厚さ比が増加するにつれて R_p は慣性力を無視した場合 ($R^*=0$) の結果に漸近する。オーバフラッド潤滑下においては、軸受入口端に発生するラム圧力の影響によって R_p の値はフラッド潤滑下におけるそれよりも内側へ移動する。しかしながら、 R^* の値が増すにつれて流体慣性力のうちとくに遠心力の影響が強く現れて、 R_p は再び外側へ向かって移動する。スターブ潤滑下における R_p の値は外側へ移動するが、 R^* 値による変化は少ない。図7(b)は円周方向圧力中心位置 θ_p の変化を図示したものである。フラッド潤滑下における円周方向圧力中心位置は流体慣性力の影響によって R^* の増加とともに軸受出口端の方へ移動する。一方、オーバフラッド潤滑下ではラム圧力のために圧力中心位置は軸受入口端のほうへ移動する。しかしながら、 R^* の増加につれて慣性力の影響を受けて圧力が低下するために、圧力中心位置は再び軸受出口端のほうへ移動する。潤滑状態がフラッドからスターブに移行すると、円周方向圧力中心位置は軸受出口端のほうへかなり後退するが、 R^* 値が圧力中心位置に及ぼす影響は少ない。

図8はフラッド潤滑状態並びにオーバフラッド潤滑状態における軸受入口端流量 Q_{in} と膜厚さ比 A の関係に及ぼす慣性パラメータ R^* の影響を示したものである。オーバフラッド潤滑下における入口端流量 Q_{in} はフラッド潤滑下におけるそれを上回り、膜厚さ比が増加するほどその傾向が顕著になる。慣性パラメータ R^* の影響は無視できる程度に小さい。

図9はスターブ潤滑下における圧力発生位置 θ_1 と

膜厚さ比の関係をも R^* をパラメータとして示したものである。膜厚さ比 A が1に近づくにつれて、圧力発生位置は急激に軸受出口部のほうへ移動する。その結果、 $A < 1.2$ においてはパッド内に圧力発生位置が存在し得なくなる。 R^* 値が増すと、圧力発生位置は軸受入口端のほうへ移動するが、その量はわずかである。

本論文で提案した境界条件および基礎方程式の数値解析方法の妥当性を検証する目的で、三種の潤滑状態における無次元負荷容量と膜厚さ比の関係を実験的に求め、数値計算結果と比較した。使用した実験装置は前報⁽¹⁾で報告したものと基本的に同じである。オーバフラッド状態下での測定は、軸受部分を潤滑流体(水)中にサブマージした状態で行った。また、スターブ潤滑下での測定は、軸受すきま内への潤滑流体の供給量をフラッド潤滑下におけるその90%に制限す

($Re=2000, \theta=60^\circ, R_1=0.5$)

図8 軸受入口端流量

($Re=2000, \theta=60^\circ, R_1=0.5$)

図9 スターブ潤滑下における圧力発生位置

(理論値と実験値の比較: $\theta=60^\circ$, $R_1=0.5$)

図 10 各種境界条件に対する負荷容量

ることにより行った。軸受パッドは $\theta=60^\circ$, $r_1=20$ mm, $r_2=40$ mm のものを使用した。測定は軸受すきま形状について実施し、レイノルズ数 Re と慣性パラメータ R_1^* の値があまりばらつかないように配慮しながら、軸の回転数と負荷荷重の組み合わせをさまざまに変化させて、うず電流式非接触変位計により膜厚を検出した。図 10 は実験結果と理論値との比較を示したものである。理論値と実験値は比較的良好に一致しており、理論解析によって明らかにした各種境界条件下における負荷容量特性が実験的に裏付けられる。

以上に示したように、本論文で解析の対象としたパッド角度が大きく ($\theta=60^\circ$) かつ膜厚比が比較的小さい ($A=1.0\sim 2.0$) 扇形パッドスラストすべり軸受では、流体慣性力のうち特に遠心力の影響が強く現れ、著者らが既に明らかにしている遠心力を伴わない長方形パッドスラストすべり軸受の場合⁽³⁾とはかなり異なった特性を示すことが明らかとなった。なお、パッド角度が小さい場合 ($\theta\leq 30^\circ$) や膜厚比の大きい場合 ($A\geq 3.0$) には遠心力以外の慣性力の影響が支配的となるので⁽¹⁾、入口端における境界条件の違いがその軸受特性に及ぼす影響については、長方形パッドにおけ

る場合と同様であると考えられる。しかしながら、本報で提案した三種の境界条件すべてについてかかる場合の結果を得るには、乱流潤滑の基礎方程式(1)～(3)の数値解析方法、とくに解の収束性を改善する方法に関してさらに検討を加える必要がある。この点については今後の課題としたい。

5. 結 言

本論文では、扇形パッドスラストすべり軸受の乱流域における性能特性に関する研究の一環として、入口端圧力境界条件と軸受静特性との関連を供給流量の観点から検討した。乱流域で運転される扇形パッドスラストすべり軸受の潤滑状態を潤滑流体の供給量の過不足に応じて、フラッド潤滑、オーバフラッド潤滑、スターブ潤滑の三形態に分類し、それぞれの潤滑形態における入口側圧力境界条件を定式化した。さらに、これらの各種境界条件を前報⁽¹⁾で導出した扇形パッドスラスト軸受に対する乱流潤滑の基礎方程式に適用する場合の数値解析方法について検討し、一例として軸受パッド開き角度 $\theta=60^\circ$ 、パッド内外径比 $R_1=0.5$ の軸受について具体的な性能解析例を示した。その結果、入口側境界条件によって、圧力分布、負荷容量、圧力中心位置などの軸受諸性能は著しく変化すること、遠心力を含めた流体慣性力の影響はフラッド潤滑およびオーバフラッド潤滑下では顕著であるが、スターブ潤滑下では比較的小さいことがわかった。また、各種潤滑状態における負荷容量に関する実験値と理論値とは、その傾向がよく一致した。

なお、本論文における実験並びに数値計算の一部は昭和 62 年度文部省科研費〔奨励研究(A)〕の援助のもとに実施されたことを付記し、ここに謝意を表する。

文 献

- (1) 橋本・和田, 機論, 53-496, C (昭 62), 2664.
- (2) 橋本・和田, 機論, 52-483, C (昭 61), 2925.
- (3) 橋本・ほか 2 名, 機論, 55-505, C (昭 63), 2228.
- (4) Burton, R. A., *Trans. ASME, J. Lubr. Technol.*, 96-1 (1974), 103.
- (5) Tichy, J. A. and Chen, C. H., *Trans. ASME, J. Tribol.*, 107-1 (1985), 32.

討 論

〔質問〕 原 田 正 躬〔埼玉大学工学部〕

供給油量がスラスト軸受の特性に大きな影響を与えることを、指摘され、複雑な計算を遂行されたことに敬意を表す。次の点について伺います。

式(8)における $V_{\theta mo}$, V_{rmo} は、潤滑膜内での値と思われる。しかしながら、潤滑膜の中の流れのほうが、外の流れより、流体摩擦が極めて大きくなることを考えると、実際には、入口端で潤滑膜の外に生じている半径方向の流れのほうが支配的ではないか。いいかえると、 η の値は、0.25~0.5 程度ではなく、極めて小さくなるように思われるが、この点、いかがか。

〔回答〕 η の値を理論的に決定するのは難しく、実際には軸受の外部流れのパターンを三次元 N - S 方程式により厳密に求める必要がある。しかしながら、これは現時点では不可能に近く、したがって本報では η の値として、遠心力の効果を伴わない無限幅スライドの実験値を一つの目安として用いている。さて、軸受の外部流れにおける遠心力(慣性力)の影響については、上で述べたように、その厳密な計算が現時点で不可能なため不明である。この問題に関連して、Mori

ら(付1)は、層流下において運転されるサブマージされた扇形パッドスラスト軸受の解析と実験を実施している。そこでは軸受前方に円周方向のみの流れを仮定し、またパッド前縁を含む軸受すきま内の流れに対しては通常のレイノルズの潤滑理論を適用して、ラム圧力と軸受内の圧力分布を求めているが、ラム圧力は比較的大きく現れ、実験値ともよく一致している。このことは、 η の値があまり小さくはないということを示唆していると考えられる。また、軸受内のピーク圧力について実験値は理論値をかなり下回ることから、これは遠心力による影響と考えられる。以上のことから、少なくとも Mori らの条件下では、遠心力(慣性力)の影響は軸受前方流れにおいてよりもむしろ軸受すきま内流れにおいて顕著であり、したがって討論者の指摘されるように η の値は極めて小さいとは断定し難いと思う。いずれにしても η を理論的に決定するのが困難な以上、 η に関するより有用な実験公式を見いだす努力を今後続けていきたいと思う。

(付1) Mori, A. and Mori, H., *Proceeding 13th Leeds-Lyon Symp.* (1987), 141, Elsevier.