多孔質静圧フォイル軸受の浮上特性*
(フォイル剛性を考慮した場合)橋本 巨^{*1}, 梶間 雅樹^{*2}Space Height Characteristics of Externally Pressurized
Porous Foil Bearings
(Theoretical Analysis Considering Foil Bending Rigidity)

Hiromu HASHIMOTO and Masaki KAJIMA

In this paper, the effects of foil bending rigidity on the space height characteristics of externally pressurized foil bearings with a hollow porous shaft are analyzed by the finite width bearing theory. In the analysis, in order to save computation time and to improve the convergence of solutions, the two-dimensional modified Reynolds equation considering the added flow through the porous shaft is reduced to an ordinary differential equation using the weighted residual method. The reduced Reynolds equation and elastic equation for the foil are discretized by the finite difference method and solved numerically by the Newton-Raphson iterative technique. This numerical solutions for the pressure and film thickness distributions between foil and shaft are obtained for a wide range of bearing width-to-diameter ratio under various combinations of foil bending rigidity and foil wrap angle, and the space height characteristics of the foil bearings are examined theoretically.

Key Words: Tribology, Hybrid Bearig, Porous Foil Bearing, Space Height Characteristics, Foil Bending Rigidity

1. 緒 言

中空多孔質軸の内部に加圧気体を供給し、その静圧効果とフォイル走行にともなう動圧効果とのハイブリッド効果によってフォイルの浮上を確実にしようとする多孔質静圧フォイル軸受は、紙、金属薄膜、プラスチック、写真用フィルムなどの製造工程における搬送系への適用や、磁気テープとヘッド間の浮上特性の改善などに応用されつつある。フォイル軸受の浮上特性については既に多くの研究者によって検討されているが、そのほとんどすべてが動圧形フォイル軸受を対象としている^{(1)~(5)}。一方、本研究の対象とするハイブリッド式フォイル軸受に関しては、矢部ら⁽⁶⁾が外部の圧力源からの加圧気体によって浮上特性を確実にする形式としての軸受を提案し、無限幅近似による解析を実施している。また橋本⁽⁷⁾は、矢部らの扱った無限幅解析モデルを有限幅に拡張した解析を行い、フォイル幅が浮上特性に及ぼす影響は大きいことを示している。しかしながら、これらの解析においてはフォイルの剛性が無視されており、その浮上特性に及ぼす影響は明らかにされていない。

そこで本研究では、新たにフォイル剛性を考慮

した解析を行い、その浮上特性に及ぼす影響を理論的に検討したので、報告する。

2. 記 号

- $2B$: フォイル巻き角 (図1参照)
- D : フォイル剛性 ($= Et_f^3/12(1-\nu^2)$)
- $\bar{D}$: 無次元フォイル剛性 ($= D/(RT\varepsilon^2)$)
- E : フォイル弾性係数
- h : フォイル浮上量 (図1参照)
- $\bar{h}$: 無次元フォイル浮上量 ($= h/R\varepsilon^2$)
- I : 多孔質軸の流動抵抗係数 ($= t/k$)
- k : 多孔質軸の透過率
- L : フォイル幅 (図1参照)
- p : 流体膜圧力 (図1参照)
- $\bar{p}$: 無次元流体膜圧力 ($= (p - p_a)/(T/R)$)
- p_a : 大気圧 (図1参照)
- R : 多孔質軸の半径 (図1参照)
- T : フォイル張力 (図1参照)
- t : 多孔質の厚さ (図1参照)
- t_f : フォイル厚さ
- U : フォイル走行速度 (図1参照)
- u : フォイル変形量 (図1参照)
- x, z : 座標 (図1参照)
- $\bar{x}, \bar{z}$: 無次元座標 ($\bar{x} = x/R\varepsilon, \bar{z} = z/L$)
- β : 無次元フォイル巻き角 ($= B/\varepsilon$)
- ε : フォイルパラメータ ($= (6\mu U/T)^{1/3}$)

* 原稿受付 1995年11月20日。

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

^{*2} 准員, ミネベア(株) (〒437-11 静岡県磐田郡浅羽町浅名1743-1)。

λ : 幅径比 ($= L/(2R\epsilon)$)

μ : 空気の粘度

ν : ポアソン比

3. 理論解析

本研究の対象とする多孔質静圧フォイル軸受とは、図1に示すように中空多孔質軸の内部に加圧気体を給気し、その静圧効果とフォイル走行に伴う動圧効果とのハイブリッド効果によってフォイルの浮上を確実にしようとするものである。理論解析にあたって、(i) 潤滑流体の圧縮性は無視できる、(ii) フォイル張力 T は一定とする、(iii) 多孔質内の流動は毛細管モデルに従う、(iv) 表面粗さの影響は無視できる、などの仮定を設けると、フォイルが軸に巻かれている領域 II ($x_s \leq x \leq x_e$) における軸受すきま内の圧力分布は、次の修正レイノルズ方程式を解くことによって求められる⁽⁷⁾。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \frac{1}{I\mu} (p_s - p) = \frac{U}{2} \frac{\partial h}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(1)$$

一方、領域 I ($-R-a \leq x < x_s$) 及び領域 III ($x_e < x \leq R+a$) では圧力は大気圧に等しいので、

$$p = p_a \quad \dots\dots\dots(2)$$

フォイル浮上量 h はフォイル走行方向に大きく変形し、フォイル幅方向には軸受両端近傍を除いてほぼ一定と考えると、領域 II に対するフォイル弾性方程式は近似的に次のように表すことができる。

$$D \frac{d^4 u_{II}}{dx^4} - T \frac{d^2 u_{II}}{dx^2} = \frac{1}{L} \int_0^L (p - p_a) dz - \frac{T}{R} \quad \dots\dots\dots(3)$$

一方、領域 I, III におけるフォイル弾性方程式は次のように表される。

$$D \frac{d^4 u_{I,III}}{dx^4} - T \frac{d^2 u_{I,III}}{dx^2} = 0 \quad \dots\dots\dots(4)$$

なお式(3),(4)における添字 I, II, III は図1に示す解析領域を表している。図1から、領域 II におけるフォイル変形量 u_{II} とフォイル浮上量の関係は次のように与えられる。

$$h = u_{II} - H; \quad H = \sqrt{R^2 - x^2} \quad \dots\dots(5)$$

ここで、修正レイノルズ方程式(1)に対する圧力境界条件は、次のように設定される。

Fig.1 Geometry of porous foil bearing

$$\left. \begin{aligned} p(x_s, z) &= p(x_e, z) = p_a \\ p(x, 0) &= p(x, L) = p_a \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(6)$$

一方、フォイル弾性方程式(4)に対する圧力境界条件は

$$\left. \begin{aligned} u_I(x = -R-a) &= 0, \quad \partial^2 u_I / \partial x^2 \Big|_{x=-R-a} = 0 \\ u_{III}(x = R+a) &= 0, \quad \partial^2 u_{III} / \partial x^2 \Big|_{x=R+a} = 0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(7)$$

修正レイノルズ方程式(1)を解くに際して、解の精度を大きく損なうことなく演算時間を大幅に短縮し、かつ収束性を高めるために、圧力分布 p を重み関数 $Q(z)$ を用いて次のように仮定する。

$$p(x, z) = P(x) Q(z) + p_a \quad \dots\dots\dots(8)$$

ただし、重み関数 $Q(z)$ は次の境界条件を満たすものとする。

$$Q(0) = Q(L) = 0 \quad \dots\dots\dots(9)$$

なお、式(8)において $Q(z)$ を後述のように選んだ場合、同一のすきま形状を与えたときの圧力分布の厳密解(式(1)を直接解いた解)に対する誤差は本研究で用いたフォイル幅の範囲で高々5%、演算時間は1/10以下であることを確認している。

圧力分布を式(8)のように仮定したとき、修正レイノルズ方程式(1)に対する残差は次のように与えられる。

$$\epsilon_R(x, z) = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial (PQ)}{\partial x} \right\} + \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial^2 (PQ)}{\partial z^2} + \frac{p_s - PQ}{I\mu} - \frac{U}{2} \frac{\partial h}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(10)$$

式(10)に対し重み付き残差法を適用すると

$$\int_0^L \varepsilon_R(x, z) Q(z) dz = 0 \quad \dots\dots\dots(11)$$

式(10)を式(11)に代入して整理することにより、式(8)における関数 $P(x)$ に対して次の常微分方程式が得られる。

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{h^3}{12\mu} \frac{dP}{dx} \right) + \left(\frac{h^3}{12\mu} a_1 - \frac{1}{I\mu} \right) P + a_2 \left(\frac{p_s}{I\mu} - \frac{U}{2} \frac{dh}{dx} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots(12)$$

ここに係数 a_1, a_2 は次のように定義される。

$$\begin{aligned} a_1 &= \int_0^L Q \frac{d^2 Q}{dz^2} dz / \int_0^L Q^2 dz \\ a_2 &= \int_0^L Q dz / \int_0^L Q^2 dz \quad \dots\dots\dots(13) \end{aligned}$$

領域 I, III に対する弾性方程式(4)は線形であるから、これを解析的に解くと次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} u_i &= C_{1i} + C_{2i}x + C_{3i} \sinh(kx) + C_{4i} \cosh(kx) \\ k &= \sqrt{T/R}; \quad i = I, III \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(14)$$

ここに、積分定数 $C_{1i} \sim C_{4i} (i = I, III)$ は式(7)の境界条件及び領域 II における弾性方程式(3)の解 u_{II} との接続条件により決定される。なお、領域 II における圧力分布 p 及びフォイル浮上量 h は式(3), (5), (8), (12)を差分法により離散化した後、Newton-Raphson 法により反復計算して求める。

数値解析を実施するにあたり、式(3), (5)より u_{II} を消去したのち第2章で定義した無次元量を適用して無次元化を行うと、次式が得られる。

$$\bar{D} \frac{d^4 \bar{h}}{d\bar{x}^4} - \frac{d^2 \bar{h}}{d\bar{x}^2} = \int_0^1 \bar{p}(\bar{x}, \bar{z}) d\bar{z} - 1 \quad \dots\dots\dots(15)$$

一方、式(8), (12)はそれぞれ次のように無次元化される。

$$\bar{p}(\bar{x}, \bar{z}) = \bar{P}(\bar{x}) \bar{Q}(\bar{z}) \quad \dots\dots\dots(16)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\bar{x}} \left(\bar{h}^3 \frac{d\bar{P}}{d\bar{x}} \right) + \left(\frac{\bar{h}^3}{4\lambda^2} \bar{a}_1 - \alpha \right) \bar{P} \\ + \bar{a}_2 \left(\alpha \bar{p}_s - \frac{d\bar{h}}{d\bar{x}} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots(17) \end{aligned}$$

式(16)を式(15)へ代入して整理すると、

$$\bar{P} = \frac{1}{\bar{a}_3} \left(\bar{D} \frac{d^4 \bar{h}}{d\bar{x}^4} - \frac{d^2 \bar{h}}{d\bar{x}^2} + 1 \right) \quad \dots\dots\dots(18)$$

ただし、式(17), (18)において係数 $\bar{a}_1 \sim \bar{a}_3$ はそれぞれ次のように与えられる。

$$\bar{a}_1 = \int_0^1 \bar{Q} \frac{d^2 \bar{Q}}{d\bar{z}^2} d\bar{z} / \int_0^1 \bar{Q}^2 d\bar{z}$$

$$\bar{a}_2 = \int_0^1 \bar{Q} d\bar{z} / \int_0^1 \bar{Q}^2 d\bar{z}, \quad \bar{a}_3 = \int_0^1 \bar{Q} d\bar{z} \quad \dots\dots\dots(19)$$

式(17)において、 $\bar{h} = \bar{h}(\bar{P})$, $\bar{P} = \bar{P}(\bar{h})$ であるから、これは非線形である。そこで、式(17)を線形化して、Newton-Raphson 法により逐次反復して解く。いま反復途中におけるフォイル浮上量と圧力を $\bar{h}, \bar{p}$, その前回の反復値を $\bar{h}^*, \bar{p}^*$ とすると

$$\left. \begin{aligned} \bar{h} &= \bar{h}^* + \Delta \bar{h}, \quad \bar{p} = \bar{p}^* + \Delta \bar{p} \\ \Delta \bar{h} &= \bar{h} - \bar{h}^*, \quad \Delta \bar{p} = \bar{p} - \bar{p}^* \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(20)$$

式(20)を式(17)に代入し、微小量 $\Delta \bar{h}, \Delta \bar{p}$ の2次以上の項を省略したのち差分法を適用して離散化すると、次の差分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \alpha_{1i} \bar{P}_{i+1} + \alpha_{2i} \bar{P}_i + \alpha_{3i} \bar{P}_{i-1} + \alpha_{4i} \bar{h}_{i+1} \\ + \alpha_{5i} \bar{h}_i + \alpha_{6i} \bar{h}_{i-1} + \alpha_{7i} = 0 \quad \dots\dots\dots(21) \end{aligned}$$

ここに係数 $\alpha_{1i} \sim \alpha_{7i}$ は1回前の反復値 $\bar{h}^*, \bar{p}^*$ に関する関数である。フォイル弾性方程式(18)についても同様の離散化を行うと、次の差分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \bar{P}_i &= \beta_1 \bar{h}_{i+2} + \beta_2 \bar{h}_{i+1} + \beta_3 \bar{h}_i \\ &+ \beta_2 \bar{h}_{i-1} + \beta_1 \bar{h}_{i-2} + 1/\bar{a}_3 \quad \dots\dots\dots(22) \end{aligned}$$

ここに係数 $\beta_1 \sim \beta_3$ は定数である。

式(22)を式(21)へ代入して圧力を消去すると、フォイル浮上量のみに関する次の差分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \bar{A}_i \bar{h}_{i-3} + \bar{B}_i \bar{h}_{i-2} + \bar{C}_i \bar{h}_{i-1} + \bar{D}_i \bar{h}_i + \bar{E}_i \bar{h}_{i+1} \\ + \bar{F}_i \bar{h}_{i+2} + \bar{G}_i \bar{h}_{i+3} = \bar{R}_i \quad (i = 1, 2, 3 \dots n-1) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(23)$$

ただし、 $\bar{A}_i \sim \bar{R}_i$ は前回反復値 $\bar{h}^*, \bar{p}^*$ の関数である。

領域 II と領域 I, III におけるフォイル浮上量及び圧力に関する接続条件を離散化すると、以下の差分方程式が得られる。

$$\beta_1 \bar{h}_{-2} + \beta_2 \bar{h}_{-1} + \beta_3 \bar{h}_0 + \beta_2 \bar{h}_1 + \beta_1 \bar{h}_2 + 1/\bar{a}_3 = 0 \quad \dots\dots\dots(24)$$

$$\begin{aligned} \beta_1 \bar{h}_{n-2} + \beta_2 \bar{h}_{n-1} + \beta_3 \bar{h}_n \\ + \beta_2 \bar{h}_{n+1} + \beta_1 \bar{h}_{n+2} + 1/\bar{a}_3 = 0 \quad \dots\dots\dots(25) \end{aligned}$$

$$\eta_1 \bar{u}_{I-1} + \eta_2 \bar{u}_{I0} + \eta_3 \bar{u}_{I1} = 0 \quad \dots\dots\dots(26)$$

$$\psi_1 \bar{u}_{II n-1} + \psi_2 \bar{u}_{II n} + \psi_3 \bar{u}_{II n+1} = 0 \quad \dots\dots\dots(27)$$

$$\begin{aligned} \phi_1 \bar{u}_{I-2} + \phi_2 \bar{u}_{I-1} + \phi_3 \bar{u}_{I0} + \phi_4 \bar{u}_{I1} + \phi_5 \bar{u}_{I2} = 0 \\ \dots\dots\dots(28) \end{aligned}$$

$$\omega_1 \bar{u}_{II n-2} + \omega_2 \bar{u}_{II n-1} + \omega_3 \bar{u}_{II n}$$

$$+\omega_4 \ddot{u}_{n+1} + \omega_5 \ddot{u}_{n+2} = 0 \dots\dots\dots(29)$$

式 (23)～(29) を連立して緩和加速法により解けば、反復途中におけるフォイル浮上量が得られる。さらにその結果を式 (21) へ代入し、緩和加速法により解けば、反復途中における圧力が計算される。フォイル浮上量 $\bar{h}$ 及び圧力 $\bar{p}$ がともに収束するまでこの過程をくり返せば、フォイルの浮上特性が決定される。なお、解析領域 II については、まずフォイルと軸が接触した状態で、フォイル巻き角との関係から領域 II の初期値を定め、この状態で計算を開始して徐々に領域 II を拡大してゆき、圧力分布の値が変化しなくなるまで繰り返し計算を行う。

4. 計算結果とその検討

第3章に述べた理論解析方法に基づきフォイル浮上特性を計算した結果を以下に示す。なお計算に使用した諸元は表1のとおりである。フォイル幅は軸直径の高々4倍程度と考えれば、重み関数として $\bar{Q}(\bar{z}) = \sin(\pi\bar{z})$ を採用することにより、十分な精度の解を得ることができる。

図2は無次元巻き角 $\beta = 8$ 、無次元供給圧力 $\bar{p}_s = 1.6$ 、無次元透過率 $\alpha = 2$ の場合についてフォイル浮上量と圧力の分布を示したものである。図において(a)はフォイル幅の比較的小さい $\lambda = 4$ の場合におけるフォイル剛性の影響を示している。なお、 $\bar{D} = 0$ はフォイル剛性を無視した結果である。フォイル剛性が無視できる程度に薄いフォイルについては、フォイル浮上量は軸受中央部においてW字形の対称に近い分布形状となる。圧力は領域 II の入口部から出口部へかけて台形状に分布し、軸受中央部で高い圧力が発生する。フォイル剛性の比較的大きい $\bar{D} = 1.06$ の場合、フォイル浮上量は一旦急激に減少したのち増加し、軸受中央部から出口部にかけてほぼ平坦な分布となる。圧力はフォイル浮上量が最小になったとき最高値に達し、その後出口部に向かうにつれてなだらかに減少することがわかる。フォイル剛性のさらに大きい $\bar{D} = 3.58$ の場合には、フォイル浮上量は軸受中央 ($\bar{z} = 0$) に対してほぼ対称な放物形に分布し、フォイル剛性が小さい場合にみられたような複雑な浮上特性はみられなくなる。フォイル浮上量の分布に対応して圧力も放物形に分布し、軸受中央部で突出した形状になる。

図(b)はフォイル幅の比較的大きい $\lambda = 10$ の場合の結果である。フォイル剛性が無視できるとき、フォイル浮上量は軸受中央部で膨らんだW形状となり、入口、出口部で減少する傾向が顕著となる。また、圧力は台形状に分布する。なお、 $\lambda = 10$ の場合には、 $\lambda = 4$ の場合に比べてフォイル両端からの空気のもれ量が減少するために、動圧が発生する領域が広まり、フォイル浮上量と圧力はともに増加することがわかる。

図3は無次元巻き角 $\beta = 8$ 、無次元供給圧力 $\bar{p}_s = 1.6$ とし、無次元透過率を $\alpha = 4$ とした場合のフォイル浮上量と圧力分布の関係を示したものである。図2の場合と同様、図(a)はフォイル幅が比較的小さい $\lambda = 4$ に対する結果を、図(b)はフォイル幅が比較的大きい $\lambda = 10$ に対する結果をそれぞれ示している。いずれの場合についてもフォイル浮上量と膜圧力は図2で示した $\alpha = 2$ の場合と同様の傾向を示すが、フォイル浮上量及び膜圧力の絶対値は $\alpha = 4$ の場合の方が大きい。これは α の増大によって多孔質軸内部からフォイル浮上すきまに流入する空気量が増し、ハイブリッド効果がより有効に作用するためである。

図4は無次元供給圧力 $\bar{p}_s = 1.6$ 、無次元透過率 $\alpha = 2$ におけるフォイル中央部 ($\bar{z} = 0.5$) での浮上量と膜圧力分布に及ぼす幅径比の影響を異なる3つの無次元巻き角の値について示したものである。巻き角の小さい $\beta = 2$ の場合、フォイル浮上量はフォイル剛性 $\bar{D}$ の増加とともに減少する。すきま形状は下に凸のV字形に近い放物形で、 $\bar{D}$ が

Table 1 Parameter values used in calculation

Parameter	Value
Foil tension T [N/m]	10
Foil velocity U [m/s]	2
Radius of shaft R [m]	0.02
Foil width L [m]	0.014, 0.021, 0.037, 0.175
Flow resistance factor I [1/m]	1.45×10^{-6} , 7.25×10^{-7}
Foil wrap angle 2θ [rad]	0.12, 0.23, 0.46
Film thickness t_f [m]	0.1×10^{-6} , 1.9×10^{-6} , 2.9×10^{-6}
Air viscosity μ [Pa·s]	2.0×10^{-5}
Elastic modulus of foil E [N/m ²]	5×10^9
Poisson's ratio of foil ν	0.4
Foil parameter ϵ	0.0288
Dimensionless foil rigidity $\bar{D}$	0, 1.06, 3.58
Dimensionless permeability α	2, 4
Dimensionless supply pressure $\bar{p}_s$	1.2, 1.6, 2.0
Dimensionless wrap angle β	2, 4, 8
Width-to-diameter ratio λ	4, 6, 10, 50

大きいほど放物形の形状が急峻である。フォイル剛性を無視した $\bar{D} = 0$ の場合、フォイル浮上量

に及ぼす幅径比 λ の影響は大きく、 λ が増すほど浮上量も大きくなる。巻き角のより大きい $\beta = 4$

Fig.2 Spacing height and pressure distributions for $\alpha = 2$, $\beta = 8$, $\bar{p}_s = 1.6$

Fig.3 Spacing height and pressure distributions for $\alpha = 4$, $\beta = 8$, $\bar{p}_s = 1.6$

Fig.4 Pressure distribution at $\bar{z} = 0.5$ for $\alpha = 2$, $\bar{p}_s = 1.6$ Fig.5 Pressure distribution at $\bar{z} = 0.5$, for $\alpha = 2$, $\beta = 4$, $\bar{D} = 3.58$

Fig.6 Variation of minimum film thickness with dimensionless rigidity

の場合、フォイルすきま形状は、 $\beta = 2$ の場合に比べてやや平坦になり、放物形状がゆるやかになる。フォイル剛性が小さいほうがこの傾向が顕著であり、 $\bar{D} = 0$ で幅径比 λ が大きい場合には軸受中央部で浮上量が増加する W 字形の形状を示すようになる。巻き角がさらに大きい $\beta = 8$ の場合、無次元フォイル剛性が小さいとフォイルすきまはさらに中央部で大きくなり、 $\bar{D} = 0$ の場合は完全な W 字形になる。 $\bar{D} = 1.06$ の場合、すきまは中央部で増加し、W 字形に近い分布を示すが、入口部より出口部の方が浮上量が大きく非対称なすきま分布となる。圧力分布もこれにともなって軸受中央部で右下がりになだらかに変化している。無次元フォイル剛性が大きい $\bar{D} = 3.58$ の場合、すきま分布は下に凸の放物形となるが、その分布は $\beta = 4$ の場合よりもさらにゆるやかで V 形よりもむしろ U 形に近くなっている。なお、軸受幅径比は $\bar{D}$ が小さいときは浮上量及び膜圧力の分布に大きく影響し、 λ が増すにつれてこれらの諸量も増加するが、剛性の大きい $\bar{D} = 3.58$ の場合には λ の影響が小さいことがわかる。なお、フォイル巻き角が大きくなるにつれてフォイル剛性の増加にともなうフォイル浮上量の低下割合は小さくなることをわかる。

図 5 は、フォイル無次元巻き角 $\beta = 2$ 、多孔質軸の無次元透過率 $\alpha = 2$ 、無次元フォイル剛性 $\bar{D} = 3.58$ の場合について、3 つの異なる無次元供給圧力 $\bar{p}_s$ の値に対するフォイル浮上量と膜圧力分布の関係を広範囲の幅径比 λ に対して示した

ものである。フォイル剛性が高いためにいずれの場合にもフォイルすきま形状は下に凸な急峻な分布を示し、幅径比 λ の影響は小さい。無次元供給圧力 $\bar{p}_s$ が増すにつれて膜圧力も増加し、これにともなってフォイル浮上量も増加する様子がうかがえる。図 6 は $\bar{p}_s = 1.6$ 、 $\alpha = 2$ 及び 4 の場合におけるフォイル最小浮上量と無次元剛性の関係をフォイル無次元巻き角 β をパラメータとして 3 つの異なる幅径比 λ の値に対して示したものである。いずれの場合においても無次元巻き角 β が小さいと最小浮上量 $\bar{h}_{min}$ は無次元フォイル剛性 $\bar{D}$ の増加とともに単調に減少する。無次元巻き角のより大きい $\beta = 4$ の場合、無次元透過率 $\alpha = 2$ については $\bar{h}_{min}$ は $\bar{D}$ の増加につれてゆるやかに増加し、ピーク値を超過したあとゆるやかに減出する。幅径比 λ が小さいほうがこの傾向が顕著である。一方、 $\alpha = 4$ については $\lambda = 4$ の場合に同様の傾向がうかがえるが、 $\lambda = 6, 8$ と増大するにつれて $\beta = 2$ の場合と同様に単調減少の傾向を示すようになる。フォイル巻き角がさらに大きい $\beta = 8$ の場合には、フォイル最小浮上量 $\bar{h}_{min}$ は $\bar{D}$ の値によってほとんど影響を受けず、 $\bar{D}$ に対してほぼ一定の値となることがわかる。以上に示したように、多孔質静圧フォイル軸受の浮上特性は、フォイル巻き角、幅径比、フォイル剛性、多孔質軸の透過率、供給圧力など多くのパラメータによって微妙に変化する。

さて、以上に述べた解析結果とそのフォイル走行系設計への適用に関して検討する。図 2, 3 及び

図6より、フォイル巻き角を一定とした場合、多孔質軸の透過率を変えることにより、使用目的に応じてフォイル浮上量のある程度制御することができると思われる。その際、フォイル材質やフォイル厚さなどによって決まるフォイル剛性の値が浮上量に大きな影響を及ぼすので、図6を利用することによりフォイル剛性と浮上量の関係を定量的に把握し、その結果を基に透過率、巻き角、フォイル幅などのパラメータ調整を行うことができよう。このように本研究結果を基に、より浮上特性の優れたフォイル軸受の設計が可能と考える。

5. 結 言

本論文では、フォイル剛性を考慮した多孔質静圧フォイル軸受の解析方法を提示するとともに、フォイル巻き角、多孔質軸の透過率、幅径比、供給圧力など支配パラメータをさまざまに変化させたときのフォイル浮上特性に及ぼすフォイル剛性の影響を明らかにした。得られた結論を要約すると下記のとおりである。

(1) フォイル剛性が増すにつれてフォイルすきま形状は中央部で浮上量が大きくなる W 形から下に凸の急峻な放物線へと変化する。これにともない圧力分布も中央部で平坦な台形状から上に凸の急峻な放物線へと変化する。フォイル巻き角が大

きいほど、また幅径比が大きいほどこの傾向が顕著である。

(2) フォイル剛性が大きくなると幅径比がフォイル浮上量と膜圧力に及ぼす影響は小さくなり、その効果が無視できるようになる。

(3) 多孔質軸の透過率が増すほど、あるいは供給圧力が増すほど動圧効果に加えて静圧効果が効果的に働きフォイル浮上量が増す。

(4) フォイル巻き角が小さい場合、フォイル最小浮上量はフォイル剛性が増すにつれて単調に減少するが、巻き角が大きくなると、浮上量はフォイル剛性の大きさにかわらずほぼ一定になる。

文 献

- (1) Eshel, A. and Elrod, H. G., Trans. ASME, J. Basic Eng., 87(1965), 831.
- (2) Eshel, A., Trans. ASME, J. Lubr. Technol., 91-1(1969), 120.
- (3) Wildman, M., 文献 (2) の 37 ページ
- (4) Light, L., Trans. ASME, J. Lubr. Technol., 90-1(1968), 119.
- (5) 森ほか 2 名, 機論, 35-272(1969), 899
- (6) 矢部・ほか 3 名, 潤滑, 24-3(1979), 154
- (7) Hashimoto, H., Trans. ASME, J. Tribol., 117-1(1995), 103.