ポンプ用シールの動特性に関する研究*

(第1報, 偏心時の環状シールの場合)

梁 保 錫**, 岩 壺 卓 三**, 川 井 良 次**

A Study on the Dynamic Characteristics of Pump Seal (1st Report, In Case of Annular Seal with Eccentricity)

by Bo Suk YANG, Takuzo IWATSUBO, and Ryoji KAWAI

The dynamic characteristics of the annular pressure seal employed in pumps have been theoretically deduced with consideration for the effect of eccentricity. Turbulent flow is assumed in both circumferential and axial directions, and effect of inertia are considered. An equation for the pressure increment due to journal translation is derived in terms of the effective viscosities, based on the rotational and axial flow Reynolds numbers. Comparisons are made between the stiffness, damping and add mass coefficients derived herein and the previously published theoretical and experimental results without eccentricity. It is shown to be reasonable in agreement with experiments.

Key Words: Vibration of Rotating Body, Annular Seal, Hydraulic Force, Stability

1. ま え が き

ポンプは産業分野で使用される重要な機械の一つで、原子力発電所、火力発電所、化学プラントなど多くの用途に使用されている。ポンプの場合比較的動粘度の低い液体が作動流体として使用される場合が多い。また高速、高圧化によってポンプの軸受やライナリング部の液膜の流れは層流から乱流へ移行し、液膜の慣性力の影響も現れるので高圧環状非接触シールの流体力による動特性はポンプ軸系の振動に重要な影響をおよぼす。

この環状シールの動特性に関する先駆的な研究として、Black⁽¹⁾⁽²⁾はすきまの小さいライナリング部の両端に比較的大きな差圧が存在する場合、同心時のシールのジャーナルの微小運動に対して Yamada⁽³⁾の1/7乗則の速度分布に基づく結果を用いて無限小幅近似理論で解析して流体力を得ている。最近 Childs⁽⁴⁾⁽⁵⁾は1/7乗則の速度分布の代わりにバルク流れ理論による Hirs⁽⁶⁾の乱流潤滑理論で類似な結果を得ている。これに関する実験的研究として金子ら⁽⁷⁾は回転軸の片側を

1方向に正弦波加振し、ケーシング側の動的荷重と環状シール部の相対変位とを測定し同心時の軸受動特性を求めて、Childsの解析結果と比較しており、真鍋ら⁽⁸⁾も不釣り合い力による円加振法を用いてライナリング部の液膜の動的反力を実験的に得て、Blackの理論と比較検討している。これはいずれも同心時のシール動特性に関するものである。Iinoら⁽⁹⁾は偏心量を考慮した静、動特性実験によって入口、出口損失係数、摩擦抵抗係数および動特性係数を求めている。しかし、偏心がある場合の環状シールの動特性に関する研究はIinoら⁽⁹⁾の実験的研究があるがまだ不十分である。ところが実際のポンプの作動状態では偏心を有している場合のほうが多く、このような状態における動特性の解析はポンプの振動を解析する上で必要である。そこで本論文では流体の慣性力を考慮した乱流域で運転される偏心がある場合の環状シールの特性を解析し、本解析方法が正しいことを軸とシールの中心が一致している従来の結果と比較して示した後、偏心の影響について報告する。

記 号

c : 減衰係数

C : 同心時半径すきま

* 昭和58年7月13日 第920回講演会において講演、原稿受付 昭和58年1月7日。

** 正員、神戸大学工学部 (〒657 神戸市灘区六甲台町1)。

- k : ばね係数
 L : シール長さ
 H : 液膜厚さ
 m : 付加質量係数
 P_{in} : シール入口圧力
 P_{ex} : シール出口圧力
 R_a : 軸流レイノルズ数 $= w_0 C / \nu$
 R_a^* : 局部軸流レイノルズ数 $= w_0 H_0 / \nu$
 R_r : 回転レイノルズ数 $= R \omega C / \nu$
 R_r^* : 局部回転レイノルズ数 $= R \omega H_0 / \nu$
 u, v, w : x, y, z 方向の流速
 V : ジャーナル周速 $= R \omega$
 u_m, w_m : x, z 方向の平均流速
 x : 周方向座標 $= R \theta$
 z : 軸方向座標
 λ : 摩擦損失係数
 ν : 動粘度係数
 ξ : 入口損失係数 $= 0.5$
 μ : 粘性係数
 ε_0 : 静的偏心率 $= H_0 / C$
 ρ : 密度
 ΔP : 入口圧力降下
 τ_r, τ_a : x, z 方向のせん断応力

2. 運動方程式と解析

図1は偏心時の環状シールの形状である。作動流体は非圧縮性として仮定する。流れの x, z 方向の運動量の式及び連続の式は

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad \dots (1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial t} \right) = - \frac{\partial P}{\partial z} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \quad \dots (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots (3)$$

液膜厚さ H に対して積分してすきま内の速度を平均速度の式に変換すると

図1 シールの座標系

$$\left. \begin{aligned} \int_0^H u \frac{\partial u}{\partial x} dy &= \frac{\partial}{\partial x} (H u_m^2), \\ \int_0^H u \frac{\partial u}{\partial t} dy &= \frac{\partial}{\partial t} (H u_m), \\ \int_0^H w \frac{\partial u}{\partial x} dy &= \frac{\partial}{\partial x} (H u_m w_m), \\ \int_0^H w \frac{\partial w}{\partial t} dy &= \frac{\partial}{\partial t} (H w_m), \\ \int_0^H \frac{\partial v}{\partial y} dy &= v_H - v_0 = \frac{\partial H}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad \dots (4)$$

より、式(1)~(3)は次のようになる。

$$\rho \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (H u_m) + \frac{\partial}{\partial x} (H u_m^2) + \frac{\partial}{\partial z} (H u_m w_m) \right\} = -H \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_0^H \quad \dots (5)$$

$$\rho \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (H w_m) + \frac{\partial}{\partial x} (H u_m w_m) + \frac{\partial}{\partial z} (H w_m^2) \right\} = -H \frac{\partial P}{\partial z} + \mu \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_0^H \quad \dots (6)$$

$$\frac{\partial (H u_m)}{\partial x} + \frac{\partial (H w_m)}{\partial z} + \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \quad \dots (7)$$

ジャーナルが偏心するときの平均速度の変化を一次摂動量とみなしたらせん断応力の変化は⁽¹⁰⁾

$$\mu \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_0^H = \tau_{a1} - \tau_{a2} - H \frac{\partial P_0}{\partial z} = \frac{-12 \mu_a^* w}{H} \quad \dots (8)$$

$$\mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_0^H = \tau_{r1} - \tau_{r2} = \frac{-12 \mu_r^* u}{H} \quad \dots (9)$$

ここで $\partial P_0 / \partial z$ は同心位置にあるときの圧力こう配でこのときの摩擦係数を λ_a としたら 1/7 乗則の速度分布⁽³⁾によって式(10)になる。

$$\frac{dP_0}{dz} = - \frac{\lambda_a}{C} \rho w^2 \quad \dots (10)$$

$$\lambda_a = 0.079 R_a^{-1/4} \left\{ 1 + \left(\frac{7 R_r}{16 R_a} \right)^2 \right\}^{3/8}$$

また軸方向および周方向の有効粘度 μ_a^*, μ_r^* は

図2 偏心を考慮した摩擦損失係数

$$\mu_a^* = 0.01(7-3\beta)R_a^*\lambda\mu \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\mu_r^* = 0.02\left(2 + \frac{3}{4}\beta\right)R_a^*\lambda\mu \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\beta = (7R_r^*/16R_a^*)^2 / \{1 + (7R_r^*/16R_a^*)^2\}$$

式(11), (12)の λ はTaoら⁽¹¹⁾によっておこなった偏心量の効果を考慮した摩擦損失係数で図2はその計算値である。

式(10), (11)および(12)を式(5)~(7)に代入して

ジャーナルが軸方向に平衡と考えて静的偏心位置で次の摂動変数として拡張する。

$$H = H_0 + \varepsilon H_1, \quad P = P_0 + \varepsilon P_1,$$

$$w_m = w_0 + \varepsilon w_1, \quad u_m = u_0 + \varepsilon u_1 \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで P_0, w_0, u_0 および H_0 は偏心定常状態の量,
 P_1, w_1, u_1 および H_1 は微小摂動量である。

ε の一次式は

$$H_0 \frac{\partial P_1}{\partial z} = -H_1 \frac{\partial P_0}{\partial z} - \frac{12\mu_a^* w_1}{H_0} - \rho \left(H_0 \frac{\partial w_1}{\partial t} + w_0 \frac{\partial H_1}{\partial t} + H_0 w_0 \frac{\partial u_1}{\partial x} + H_0 u_0 \frac{\partial w_1}{\partial x} \right. \\ \left. + u_0 w_0 \frac{\partial H_1}{\partial x} + w_0^2 \frac{\partial H_1}{\partial z} + 2H_0 w_0 \frac{\partial w_1}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$H_0 \frac{\partial P_1}{\partial x} = -H_1 \frac{\partial P_0}{\partial x} - \frac{12\mu_r^* u_1}{H_0} - \rho \left(H_0 \frac{\partial u_1}{\partial t} + u_0 \frac{\partial H_1}{\partial t} + 2H_0 u_0 \frac{\partial u_1}{\partial x} \right. \\ \left. + u_0^2 \frac{\partial H_1}{\partial x} + H_0 w_0 \frac{\partial u_1}{\partial z} + H_0 u_0 \frac{\partial w_1}{\partial x} + u_0 w_0 \frac{\partial H_1}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$H_0 \frac{\partial w_1}{\partial z} + H_0 \frac{\partial u_1}{\partial x} + u_0 \frac{\partial H_1}{\partial x} + \frac{\partial H_1}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

解析の簡単化のために無限小幅シールと考えると静的偏心位置で周方向の微小変動成分 u_1 を無視して定常状態量 u_0 は $V/2$ とする。だから一次連続の式は

$$\frac{\partial w_1}{\partial z} = -\frac{1}{H_0} \left(\frac{V}{2} \frac{\partial H_1}{\partial x} + \frac{\partial H_1}{\partial t} \right) \quad \dots\dots\dots (17)$$

になる。積分すれば

$$w_1 = w_1(0, x, t) - \frac{z}{H_0} \left(\frac{V}{2} \frac{\partial H_1}{\partial x} + \frac{\partial H_1}{\partial t} \right) \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここで $w_1(0, x, t) = w_1(0)$ は入口速度の変動成分で時間 t と x によって一定とする。

$$\frac{\partial w_1}{\partial t} = -\frac{z}{H_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{V}{2} \frac{\partial H_1}{\partial x} + \frac{\partial H_1}{\partial t} \right), \quad \frac{\partial w_1}{\partial x} = -\frac{z}{H_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{V}{2} \frac{\partial H_1}{\partial x} + \frac{\partial H_1}{\partial t} \right), \\ \frac{\partial w_1}{\partial z} = -\frac{1}{H_0} \left(\frac{V}{2} \frac{\partial H_1}{\partial x} + \frac{\partial H_1}{\partial t} \right) \quad \dots\dots\dots (19)$$

式(19)を式(14)に代入すると

$$H_0 \frac{\partial P_1}{\partial z} = -H_1 \frac{\partial P_0}{\partial z} - \frac{12\mu_a^*}{H_0} \left\{ w_1(0) - \frac{z}{H_0} h(x, t) \right\} + \rho \left\{ z \frac{\partial}{\partial t} h(x, t) + \frac{V}{2} z \frac{\partial}{\partial x} h(x, t) + w_0 h(x, t) \right\} \quad \dots\dots (20)$$

ここで $h(x, t) = \frac{V}{2} \frac{\partial H_1}{\partial x} + \frac{\partial H_1}{\partial t}$ である。

境界条件として

$$z=0, \quad P_1(z, x, t) = P_1(0, x, t) \quad \dots\dots\dots (21)$$

を代入すると式(20)は

$$H_0 P_1(z, x, t) = H_0 P_1(0, x, t) - H_1 \frac{\partial P_0}{\partial z} z - \frac{12\mu_a^*}{H_0} w_1(0, x, t) z + \frac{6\mu_a^*}{H_0^2} z^2 h(x, t) \\ + \rho \left\{ \frac{z^2}{2} \frac{\partial}{\partial t} h(x, t) + \frac{z^2}{4} V \frac{\partial}{\partial x} h(x, t) + w_0 z h(x, t) \right\} \quad \dots\dots\dots (22)$$

式(22)の中で $P_1(0, x, t)$ を求めるために入口の損失効果を考える。すなわち、シールの入口には高圧部から大きい流速をもつ作動流体が流入する際に動圧をもち、それによって圧力降下を生じる。この時の圧力降下を ΔP として、流入直前における圧力を P_s 、流入直後の圧力および軸方向流速を P_n と $w(0)$ とする。また入口損失係数を ξ とすれば、入口の圧力降下は

$$\Delta P = P_s - P_n = (1 + \xi) \frac{\rho}{2} w(0)^2 \quad \dots\dots\dots (23)$$

になる。式(23)に式(13)を代入し変動成分を求めると

$$P_1(0, x, t) = -\rho(1+\xi)w_0w_1(0, x, t) \dots\dots\dots (24)$$

となる。式(24)を式(22)に代入すると

$$P_1(z, x, t) = -\left\{\rho(1+\xi)w_0 + \frac{12\mu_a^*}{H_0^2}z\right\}w_1(0, x, t) + \frac{\lambda_a}{C}\rho\omega_0^2z\frac{H_1}{H_0} + \frac{6\mu_a^*}{H_0^2}z^2h(x, t) \\ + \frac{\rho}{H_0}\left\{\frac{z^2}{2}\frac{\partial}{\partial t}h(x, t) + \frac{z^2}{4}V\frac{\partial}{\partial x}h(x, t) + w_0zh(x, t)\right\} \dots\dots\dots (25)$$

入口の変動速度 $w_1(0, x, t)$ を求めるために出口境界で微小振動によっておこる変動圧力成分を 0 と仮定する。すなわち、

$$z=L, P_1(L, x, t)=0 \dots\dots\dots (26)$$

であるから $w_1(0, x, t)$ は次のようになる。

$$w_1(0, x, t) = \frac{1}{\left\{\rho(1+\xi)w_0 + \frac{12\mu_a^*}{H_0^2}L\right\}} \left\{ \frac{\lambda_a}{C}\rho\omega_0^2L\frac{H_1}{H_0} + \frac{6\mu_a^*}{H_0^2}L^2h(x, t) \right. \\ \left. + \frac{\rho}{H_0}\left\{\frac{L^2}{2}\frac{\partial}{\partial t}h(x, t) + \frac{L^2}{4}V\frac{\partial}{\partial x}h(x, t) + w_0Lh(x, t)\right\} \right\} \dots\dots\dots (27)$$

式(27)の $w_1(0, x, t)$ を式(25)に代入すれば変動圧力 P_1 を求める。

(a) 無次元ばね係数

(c) 無次元減衰係数

(b) 無次元連成ばね係数

(d) 無次元付加質量係数

図3 同心時の無次元動特性係数〔太線は本解析結果、細線は文献(4)、実験点は文献(7)〕

$$P_1(z) = \frac{\lambda_a}{C} \rho \omega_0^2 \frac{H_1}{H_0} (z - kL) + \frac{\rho \omega_0}{H_0} h(x, t) (z - kL) + \left\{ \frac{6\mu_a^*}{H_0^3} h(x, t) + \frac{\rho}{2H_0} \frac{\partial}{\partial t} h(x, t) + \frac{\rho V}{4H_0} \frac{\partial}{\partial x} h(x, t) \right\} (z^2 - kL^2) \quad (28)$$

ここで $k = \{1 + \xi + (12\mu_a^* z / H_0^3 \rho \omega_0)\} / \{1 + \xi + (12\mu_a^* L / H_0^3 \rho \omega_0)\}$ である。

液膜厚さ H は静的偏心状態の $H_0 = C + x_0 \cos \theta + y_0 \sin \theta$ および微小変動成分 $\varepsilon H_1 = \Delta x \cos \theta + \Delta y \sin \theta$ に分ける。また変動圧力成分 $P_1(z)$ は微小変位、速度および加速度の項で分けると次になる。

$$P_1(z) = \left\{ P_{1x} \Delta x + P_{1y} \Delta y + P_{1\dot{x}} \Delta \dot{x} + P_{1\dot{y}} \Delta \dot{y} + P_{1\ddot{x}} \Delta \ddot{x} + P_{1\ddot{y}} \Delta \ddot{y} \right\} \quad (29)$$

この関係を式(28)に代入するとシールの流体力は

$$\left. \begin{aligned} F_x &= -\varepsilon \int_0^L \int_0^{2\pi} P_1 R \cos \theta d\theta dz, \\ F_y &= -\varepsilon \int_0^L \int_0^{2\pi} P_1 R \sin \theta d\theta dz \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

になる。シール係数も一般に用いられている軸受係数

の表示法を用いて次式のように表現することができる。

(c) 無次元減衰係数

(a) 無次元ばね係数

(d) 無次元連成減衰係数

(b) 無次元連成ばね係数

(e) 無次元付加質量係数

図4 偏心時の無次元動特性係数

$$\begin{bmatrix} F_x \\ F_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{xx} & k_{xy} \\ k_{yx} & k_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta x \\ \Delta y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} c_{xx} & c_{xy} \\ c_{yx} & c_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta \dot{x} \\ \Delta \dot{y} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} m_{xx} & 0 \\ 0 & m_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta \ddot{x} \\ \Delta \ddot{y} \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (31)$$

$\bar{P}_1 = \epsilon R \int_0^L P_1 dz$ として式(28)と(29)によって各々の成分を計算して次の式に代入したら動特性係数がとめられる。

$$\left. \begin{aligned} k_{xx} &= - \int_0^{2\pi} \bar{P}_{1x} \left\{ \begin{matrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{matrix} \right\} d\theta \\ k_{yx} &= - \int_0^{2\pi} \bar{P}_{1x} \left\{ \begin{matrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{matrix} \right\} d\theta \\ c_{xx} &= - \int_0^{2\pi} \bar{P}_{1x} \left\{ \begin{matrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{matrix} \right\} d\theta \\ c_{yx} &= - \int_0^{2\pi} \bar{P}_{1x} \left\{ \begin{matrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{matrix} \right\} d\theta \\ m_{xx} &= - \int_0^{2\pi} \bar{P}_{1x} \cos \theta d\theta \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (32)$$

ここで

$$\begin{aligned} \bar{P}_{1x} &= -\frac{L^2}{2} A \left(\frac{\lambda_a}{H_0^3} \rho \omega_0^2 \cos \theta - \frac{\rho}{2H_0} \omega \omega_0 \sin \theta \right) \\ &+ 2L^3 B \left(\frac{\mu_a^*}{H_0^3} \omega \sin \theta + \frac{\rho \omega^2}{8H_0} \cos \theta \right) \end{aligned}$$

(a) 減衰係数

(c) 連成ばね係数

(b) ばね係数

(d) 連成減衰係数

図5 偏心に対する軸および周方向レイノルズ数の影響

$$\begin{aligned} \bar{P}_{1x} &= -\frac{\rho \omega_0}{2H_0} L^2 A \cos \theta \\ &+ B \left(\frac{\rho \omega L^3}{3H_0} \sin \theta - 4 \frac{\mu_a^* L^3}{H_0^3} \cos \theta \right) \end{aligned}$$

$$\bar{P}_{1x} = -\frac{\rho L^3}{3H_0} B \cos \theta$$

$$A = (1 + \xi) / (1 + \xi + 12q)$$

$$B = (1 + \xi + 3q) / (1 + \xi + 12q)$$

$$q = \frac{b\lambda(L/C)}{(H_0/C)}$$

$$b = 0.02088(7 - 3\beta)$$

F_y の場合も同じ方法で表現できる。

$H_0 = C$ の同心状態で微小振動するときの動特性係数は次のようになる。

$$\begin{aligned} k_{xx} &= \frac{\pi}{2} R \rho \omega_0^2 \lambda_a (L/C)^2 \\ &\times \{ A - (L/R)^2 (R_r/R_a)^2 B / 2\lambda_a (L/C) \} \end{aligned}$$

$$k_{yx} = -\frac{\pi}{4} \rho \omega w_0 R L (L/C)^2 \lambda \{A/\lambda(L/C) + 8bB\}$$

$$c_{xx} = \frac{\pi}{2} R \lambda R_a (L/C)^3 \{A/\lambda(L/C) + 8bB\}$$

$$c_{yx} = -\frac{\pi}{3} \rho \omega L^3 (R/C) B$$

$$m_{xx} = \frac{\pi}{3} \rho R L^2 (L/C) B$$

$$c_{xy} = -c_{yx}, \quad k_{yy} = k_{xx}, \quad k_{xy} = -k_{yx}$$

$$m_{xx} = m_{yy} \dots\dots\dots (33)$$

3. 数値計算例

3.1 同心時の場合 図3は、数値解析により算出した結果と金子ら⁽⁷⁾の実験結果および文献(4)の理論計算結果との比較である。表1は図3に使っている記号の説明で理論結果の場合文献(4)は細線で著者らの結果は太線で表示する。 K_{yx} , C_{xx} は軸方向レイノルズ数とともに線形的に増加して、 L/D の増加とともに大きくなる。これは式(11)の有効粘度がレイノルズ数の増加によって大きくなってせん断応力が大きくなるのを意味する。実験値とよく一致している。 K_{xx} の場合、文献(4)の結果は L/D に関係なしにただすきま比 $2C/D$ によって変化しているが本解析では L/D によっても変化している。また軸方向レイノルズ数の増加によって小さくなる傾向は定性的に一致している。

3.2 偏心時の場合 図4はパラメータが $L/D=0.768$, $2C/D=0.002$, $R_r=2000$ および $R_a=5000$ の場合の任意の偏心位置での動特性を本理論解析により算出した結果である。偏心率の小さい領域では連成減衰項および付加質量以外は偏心率の増加に従い係数は減少し偏心率が大きくなると急に増加している。連成減衰係数は偏心率によってほぼ一定であるが偏心率の大きい領域では少し増加している。付加質量も連成減衰係数の場合より少し大きいと同じ傾向である。これはIinoら⁽⁹⁾の実験結果と定性的にあっているが剛性係数の場合は偏心率の小さい領域で減少するのは一致しても偏心率の大きい領域になると増加することは一致していない。

図5はパラメータが $L/D=0.768$, $2C/D=0.002$ の

表1 図3使用記号の説明

L/D	2C/D	Experiment Kaneko(7)	Theory	
			Childs(4)	Authors
0.765	0.00208	□	—	—
	0.00301	■	—	—
	0.00393	□	—	—
0.385	0.00205	△	—	—
	0.00297	▲	—	—
0.192	0.00206	○	—	—
	0.00302	●	—	—

場合の軸および周方向レイノルズ数の影響をあらわしている。ばね係数および減衰係数は軸方向レイノルズ数の影響が大きい周方向レイノルズ数はあまり影響をおよぼさない。連成ばね係数は両方向ともに大きい影響をおよぼす。連成減衰係数の場合は軸方向より周方向レイノルズ数によって大きく変化するが付加質量は両方向ともにほぼ影響されない。

4. 結 論

環状シールの動特性をシール内の乱流の影響を考慮して軸偏心がある場合の理論解析を行った。

軸とシールが同心の場合について本方法で求めた数値結果をChilds⁽⁴⁾の理論結果と比較したところよく一致していることがわかった。また金子ら⁽⁷⁾の実験結果と比較したところ無次元減衰係数はよく一致しているが他の係数は定量的には差があるが定性的にはかなり一致していることがわかった。

軸とシールに偏心がある場合の結果としては偏心率が0.5~0.6以上では、その影響がかなり大きく現れとくにばね係数、連成ばね係数および減衰係数にそれが顕著であることが明らかとなった。

文 献

- (1) Black, H.F., *Proc. J. Mech. Eng.*, 184 (1970), 92.
- (2) Black, H.F., *ASME Paper*, No.71-WA/FF-38 (1971).
- (3) Yamada, Y., *Bull. JSME*, 5-18 (1962), 302.
- (4) Childs, D.W., *ASME Paper*, No.82-Lub-41 (1982).
- (5) Childs, D.W., *IFTOMM Paper*, 82 (1982).
- (6) Hirs, G.G., *Trans. ASME*, Ser. F, 95-2 (1973), 137.
- (7) 金子・ほか2名, 機講論, No.820-3 (昭57-3,4), 257.
- (8) 真鍋・ほか3名, 三菱重工技報, 16-6 (昭54), 41.
- (9) Iino, T. and Kaneko, H., *NASA Conf. Pub.*, 2133 (1980).
- (10) Black, H.F., *J. Mech. Eng. Sci.*, 12-4 (1970), 301.
- (11) Tao, L.N. and Donovan, W.F., *Trans. ASME*, 77-8 (1955), 1291.