ピストンポンプ・モータにおけるピストンの挙動* (固体接触力・動力損失に対する理論的検討)

山 口 惇^{*1}

Motion of the Piston in Piston Pumps and Motors (Theoretical Discussion in Relation to Solid Contact Force and Power Loss)

Atsushi YAMAGUCHI

Tribological characteristics between the piston and cylinder wall are very important for piston pumps and motors, especially for swash plate-type, to realize high efficiency and reliability. In this paper the solid contacting forces and power losses under medium and high speed operations are theoretically analyzed. Then, three calculating methods in relation to cavitation of the fluid film are discussed. The effects of mass of the pistons, difference between the male and female pistons, and the rotating cylinder block-types and rotating swash plate-types are also given.

Key Words: Fluid Power Systems, Piston Pump, Piston, Theory, Cavitation, Tribology, Solid Contact, Power Loss

1. 緒 言

ピストンポンプ・モータの基本作用要素はピストンであり、したがって、ピストンのシリンダボア内での挙動が、この種のポンプ・モータの性能を本質的に定めるといえる。この観点から、著者はこれに関する一連の研究を発表してきた。まず、ピストンのシリンダボア内での挙動は、ともに一樣な円筒である場合不安定であり⁽¹⁾、これを安定化するには高圧側の流体膜の厚さを低圧側よりも厚くした指数関数状ピストン(テーパピストン、ステップピストンも同様)が有効であり、構造上押付け荷重の小さい斜軸式ではそのピストンまわりに流体潤滑を実現できること、しかし、大荷重となる斜板式では無理であることを示した⁽²⁾。ついで、斜板式でも流体潤滑を実現できる静圧パッド付きピストンの設計法を導き⁽³⁾、実験的に確かめた⁽⁴⁾。また、ピストンがシリンダ壁と固体接触する場合についても理論解析法を示し⁽⁵⁾、低速の場合について実験的に確かめた⁽⁴⁾。

一方、特に近年、ピストン・シリンダ壁面に作用す

る摩擦力あるいは接触状況を実験的に調べた結果が、発表されるようになった^{(6)~(15)}。しかし、いずれも回転斜板式について、ピストンの往復行程(比較的低速である)とも同一の圧力下での実験である。

本報告では比較的高速の場合を主対象とし、斜板式ポンプ・モータに対して、ピストンの慣性力とピストン形状とがシリンダ壁との接触力およびピストンまわりに生じる動力損失に及ぼす影響を理論的に解析する。また、ピストンまわりの圧力分布を与えるレイノルズ方程式の解法として、直接数値解法、摂動パラメータの二次項までを考慮した扱いなどを比較し、すでに発表した近似解法の精度を数値的に調べる。さらに、回転斜板式についても数値的に解析し、通常のシリンダブロック回転式と比較する。合せて、めすピストン(Female type)についても、おすピストン(Male type)と比較する。

2. 記 号

$\bar{A}_c$: シリンダ断面積 $= A_c/R^2$

C : 半径すきま

$\bar{I}$: ピストン慣性モーメント

$= I\omega/\{6\mu R^3(R/C)^3\}$

$\bar{l}$: ピストン長さ $= l/R$

* 原稿受付 1998年3月23日。

*1 正員、横浜国立大学工学部(〒240-8501 横浜市保土ヶ谷区常盤台 79-5)。

$\bar{M}$: 負荷容量(モーメント)

$$= M / \{6\mu\omega R^3(R/C)^2\}$$

$\bar{m}$: ピストン質量 $= m\omega / \{6\mu R(R/C)^3\}$

$\bar{p}$: 圧力 $= p / \{6\mu\omega(R/C)^2\}$

$\bar{p}_c$: シリンダ内圧力

$\bar{p}_{co}$: 吐出し圧力 $= 1/S_0$

$\bar{P}$: 負荷容量(力) $= P / \{6\mu\omega R^2(R/C)^2\}$

$\bar{P}_{th}$: 理論動力 $= P_{th} / \{6\mu\omega^2 R^3(R/C)^2\}$

$\Delta\bar{P}_Q/\bar{P}_{th}$: 漏れによる損失動力

$\Delta\bar{P}_r/\bar{P}_{th}$: 摩擦による損失動力

R : ピストン半径

$\bar{R}_A$: 固体接触力 $= R_A / \{6\mu\omega R^2(R/C)^2\}$

$\bar{R}_B$: 固体接触力

$\bar{R}_c$: シリンダボアのピッチ円半径 $= R_c/R$

$\bar{R}_s$: ピストン端球部の半径 $= R_s/R$

$$S_0 = 6\mu\omega(R/C)^2/\bar{p}_{co}$$

t : 時間 $= \tau/\omega$

$\bar{W}$: ピストンに作用する荷重

$$= W / \{6\mu\omega R^2(R/C)^2\}$$

$\bar{x}, \bar{y}$: ピストン中心の変位 $= x/C, = y/C$

$\bar{z}_A, \bar{z}_B$: 固体接触点の z 座標 $= z/R$

$\bar{\alpha}$: ピストンの傾き角 $= \alpha R/C$

δ : 斜板傾斜角

μ : 粘度

λ_A, λ_B : 接触点の摩擦係数

λ_s : ピストン端球部の摩擦係数

$\bar{\Phi}_x, \bar{\Phi}_y$: ピストン中心軸が zx, yz 平面となす角
 $= \Phi_x R/C, = \Phi_y R/C$

φ : O_b - xyz 系での x 軸から採った角座標

ω : 軸角速度

Ω : ピストン回転の角速度

添 字

$\dot{}$: τ についての微分

$\bar{}$: 無次元量

3. 理 論

通常のシリンダブロック回転式を扱う。座標系を図1のように定める。 O_c - XYZ はシリンダブロック中心を原点とする静止系(慣性系), O_b - xyz は解析するシリンダボアに定めた並進系, o_p はピストン中心を示す。 o_b - xyz 系について, ピストンの運動方程式は(既報⁴⁾の式を具体的に記すと),

並進運動:

$$\begin{aligned} \bar{m}\ddot{\bar{x}} = & \bar{R}_c(R_c/C)\bar{m}\cos\tau + \bar{P}_x \\ & - \bar{R}_A\cos\varphi_A - \bar{R}_B\cos\varphi_B \\ & - \text{sign}(\bar{\nu}_{Ex})\lambda_s\bar{W}|\bar{\nu}_{Ex}|/\bar{\nu}_E \dots\dots\dots(1) \end{aligned}$$

Fig. 1 Schematic diagrams

Fig. 2 Explanation of α, Φ_x and Φ_y

$$\begin{aligned} \bar{m}\ddot{\bar{y}} = & \bar{R}_c(R_c/C)\bar{m}\sin\tau + \bar{P}_y \\ & - \bar{R}_A\sin\varphi_A - \bar{R}_B\sin\varphi_B - \bar{W}\sin\delta \\ & - \text{sign}(\bar{\nu}_{Ey})\lambda_s\bar{W}\cos\delta|\bar{\nu}_{Ey}|/\bar{\nu}_E \dots\dots\dots(2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{m}\ddot{\bar{z}} = & -\bar{A}_c\bar{p}_c - (\lambda_A\bar{R}_A + \lambda_B\bar{R}_B)\text{sign}(\dot{\bar{l}}_2) \\ & + \bar{W}\cos\delta \\ & - \text{sign}(\bar{\nu}_{Ez})\lambda_s\bar{W}\sin\delta|\bar{\nu}_{Ez}|/\bar{\nu}_E \dots\dots\dots(3) \end{aligned}$$

回転運動:

$$\begin{aligned} \bar{I}_1\ddot{\bar{\Phi}}_x - \bar{I}_0(\Omega/\omega)\dot{\bar{\Phi}}_y = & -\bar{M}_x - \bar{z}_A\bar{R}_A\sin\varphi_A \\ & + |\bar{z}_B|\bar{R}_B\sin\varphi_B + (\bar{l} - \bar{z}_A)\bar{W}\sin\delta \\ & + (\lambda_A\bar{R}_A\sin\varphi_A + \lambda_B\bar{R}_B\sin\varphi_B)\text{sign}(\dot{\bar{l}}_2) \\ & + \text{sign}(\bar{\nu}_{Ey})\lambda_s\bar{W}(\bar{\alpha}\cos\delta \pm \bar{R}_s)|\bar{\nu}_{Ey}|/\bar{\nu}_E \dots\dots\dots(4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{I}_1\ddot{\bar{\Phi}}_y + \bar{I}_0(\Omega/\omega)\dot{\bar{\Phi}}_x = & \bar{M}_y - \bar{z}_A\bar{R}_A\cos\varphi_A \\ & + |\bar{z}_B|\bar{R}_B\cos\varphi_B \\ & + (\lambda_A\bar{R}_A\cos\varphi_A + \lambda_B\bar{R}_B\cos\varphi_B)\text{sign}(\dot{\bar{l}}_2) \\ & + \text{sign}(\bar{\nu}_{Ex})\lambda_s\bar{W}(\bar{\alpha}\pm\bar{R}_s\cos\delta)|\bar{\nu}_{Ex}|/\bar{\nu}_E \dots\dots\dots(5) \end{aligned}$$

ここに, ピストン端の球面とスリッパ球面の間の滑り速度に対し, $\bar{\alpha} = \bar{l}/2$ として

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_{Ex} = & \dot{\bar{x}} - (\bar{\alpha} \pm \bar{R}_s\cos\delta)\dot{\bar{\Phi}}_y \\ \bar{\nu}_{Ey} = & \dot{\bar{y}} - (\bar{\alpha} \pm \bar{R}_s\cos\delta)\dot{\bar{\Phi}}_x \\ \bar{\nu}_E = & (\bar{\nu}_{Ex}^2 + \bar{\nu}_{Ey}^2)^{1/2} \end{aligned} \dots\dots\dots(6)$$

複号は+がオスピストン, -がメスピストンである。 Φ_x, Φ_y の説明を図2に示す($\Phi_x = \alpha\sin\beta, \Phi_y = \alpha\cos\beta, \beta$: 最大方位角)。また, ピストン z 方向位置 $\bar{z} =$

$\bar{z}(\tau)$ は既知であり、ピストンの軸まわりの自転については、一定の角速度を仮定する。

ピストンとシリンダ壁間の流体膜厚さは

$$\bar{h}=1-(\bar{x}+\bar{z}\bar{\Phi}_y)\cos\varphi-(\bar{y}+\bar{z}\bar{\Phi}_x)\sin\varphi \quad \dots\dots\dots(7)$$

であり、流体膜圧力に基づく負荷容量 $\bar{P}_x, \bar{P}_y, \bar{M}_x, \bar{M}_y$ の算出⁽⁵⁾ にはレイノルズ方程式

$$\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\bar{h}^3\frac{\partial\bar{p}}{\partial\varphi}\right)+\frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(\bar{h}^3\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{z}}\right) \\ =\bar{\Omega}\frac{\partial\bar{h}}{\partial\varphi}-\bar{\omega}_0\frac{\partial\bar{h}}{\partial\bar{z}}+2\frac{\partial\bar{h}}{\partial\tau} \quad \dots\dots\dots(8)$$

を解くことを要する。

レイノルズ方程式の解法として、ここではキャビテーションの扱いの合理性と計算時間との関連から、3 種の方法を比較する。

(1) 数値解法

圧力 $\bar{p}(\varphi, \bar{z}, \tau)$ は、静圧効果とくさび膜効果を表す $\bar{p}_1$ と絞り膜効果を表す $\bar{p}_2 \sim \bar{p}_5$ とから、

$$\bar{p}(\varphi, \bar{z}, \tau)=\bar{p}_1(\varphi, \bar{z}, \tau) \\ +\bar{p}_2(\varphi, \bar{z}, \tau)\dot{\bar{x}}+\bar{p}_3(\varphi, \bar{z}, \tau)\dot{\bar{y}} \\ +\bar{p}_4(\varphi, \bar{z}, \tau)\dot{\bar{\Phi}}_x+\bar{p}_5(\varphi, \bar{z}, \tau)\dot{\bar{\Phi}}_y \quad \dots\dots\dots(9)$$

と表示できる。境界条件は

$$\left. \begin{aligned} \bar{p}(0, \bar{z}, \tau) &= \bar{p}(2\pi, \bar{z}, \tau) \\ \frac{\partial}{\partial\varphi}\bar{p}(0, \bar{z}, \tau) &= \frac{\partial}{\partial\varphi}\bar{p}(2\pi, \bar{z}, \tau) \\ \bar{p}(\varphi, \bar{z}_A, \tau) &= \bar{p}_c(\tau) \\ \bar{p}(\varphi, \bar{z}_B, \tau) &= \bar{p}_a \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(10)$$

である。ここで、

数値解法 I : $\bar{p}(\varphi, \bar{z}, \tau)$ を直接数値的に求め、負荷容量などの計算において、瞬時の負圧部分の圧力をすべて零とする ($\bar{p}_a=0$: 大気圧)。

数値解法 II : 式(9)の $\bar{p}_1(\varphi, \bar{z}, \tau)$ については、レイノルズ方程式を数値的に解く。負荷容量などの計算には、 $\bar{p}_1$ が負となる部分に対し $\bar{p}_1=0$ とする。絞り膜効果 $\bar{p}_2 \sim \bar{p}_5$ に対しては、後述の摂動解を用いる。

(2) 摂動法

$$\bar{p}(\varphi, \bar{z}, \tau)=\bar{p}_0^*+\bar{\alpha}\bar{p}_1^*+\bar{\alpha}^2\bar{p}_2^*+\dots \quad \dots\dots(11)$$

と、 $\bar{\alpha}$ をパラメータとして摂動解 $\bar{p}_0^*, \bar{p}_1^*, \bar{p}_2^*, \dots$ を求める。すでに記したように、三角関数の直交性から、 $\bar{p}_0^*, \bar{p}_2^*$ は負荷容量に関与しない⁽¹⁾。しかし、キャビテーションを考慮する目的からは、負圧部分の圧力を零とするほうが合理的である。この扱いでは、直交性は成り立たない。したがって、静圧効果とくさび効果に基づく部分については、 $\bar{\alpha}^2$ の項までを求め、負圧となる部分の圧力を零と置く。他方、絞り膜効果については、負圧部分にも気泡を含んだ液体が存在すること、

その見掛け粘度は液体自体よりも高くなること、に基づき、負圧部分までを含める。この扱いによれば、絞り膜効果については、三角関数の直交性が成り立つ。

この意味から、ここで用いた摂動解は $\bar{\alpha}$ の二次項まで含めた扱いといえる。

固体接触力 $\bar{R}_A, \bar{R}_B$ については、接触点が yz 平面内にあることは仮定していない。接触に関する条件は、以下のとおりである。

接触発生条件：

$$\left. \begin{aligned} (\bar{x}+\bar{z}_A\bar{\Phi}_y)^2+(\bar{y}+\bar{z}_A\bar{\Phi}_x)^2 &\geq 1 \\ (\bar{x}+\bar{z}_B\bar{\Phi}_y)^2+(\bar{y}+\bar{z}_B\bar{\Phi}_x)^2 &\geq 1 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(12)$$

接触解消条件：

$$\bar{R}_A \leq 0, \quad \bar{R}_B \leq 0 \quad \dots\dots\dots(13)$$

ここに φ_A, φ_B は接触点 A, B の角座標であり、例えば φ_A は $(\bar{x}+\bar{z}_A\bar{\Phi}_y), (\bar{y}+\bar{z}_A\bar{\Phi}_x)$ の正負をも考慮することから、一意的に定まる。 φ_B についても同様である。

ピストンまわりに生じる動力損失として、摩擦損失として固体接触と流体摩擦に基づく損失、漏れ流れに基づく漏れ損失とを求める⁽⁵⁾。

次に、回転斜板式について要点を記す。その特性として、ピストン荷重の向きが斜板回転角の関数となる。また、ピストンの自転も相違するであろう。シリンダブロックが静止しているから、式(8)の $\bar{\Omega}$ としては自転のみが算入され、($\bar{\Omega}=\Omega/\omega$)、おもにスリッパと斜板との接触に応じ、 $\bar{\Omega}$ は 1~−1 の値を採り得る(均一な状態で $\bar{\Omega}=1$)。他方、通常の形状である回転シリンダブロック式の場合、点 O_b は z 軸まわりを角速度 ω で回転するため、式(8)の $\bar{\Omega}(=1+\Omega/\omega)$ は 1 (ピストンが自転しない場合)から 2 (シリンダ壁に対し周方向に滑らない場合)の値を採り得る。

4. 計 算 結 果

数値計算に用いた基準寸法を表 1 に示す。作動条件を表示するパラメータは $S_0=6\mu\omega(R/C)^2/p_{co}$ であり、シリンダ内圧力は図 3 に示す台形として与えた。な

Table 1 Dimensions and parameters

$\bar{Z}_A=\bar{l}/2=3.180$	$\bar{Z}_B=-1.538(\delta=0^\circ)$
$\bar{R}_C=4.205$	$R/C=1\times 10^3$
$\bar{m}=0.1308\times 10^{-4}$	$\bar{I}_0=0.654\times 10^{-5}$
$\bar{I}_1=0.473\times 10^{-4}$	$\delta=20^\circ$
$\lambda_A=\lambda_B=\lambda=0.02$	$\lambda_S=0.0$
$\bar{R}_S=0.6818$	$\bar{\Omega}=1+\Omega/\omega=1.5$

Fig. 3 Pressure $\bar{p}_c$ in cylinder

お、特に言及しないかぎり、おすピストンとする。

比較評価項目としては、ピストンとシリンダ壁間の固体接触力と損失動力割合とを主とする。前者については、軸 1 回転中の接触力の最大値 $\bar{R}^*$ (ピストン端面に作用する圧力による力に対する比としての表示 $\bar{R}_A/(\pi \bar{p}_{c0})$, $\bar{R}_B/(\pi \bar{p}_{c0})$) とそのときの接触角、および軸 1 回転中の固体接触を生じている期間の割合(概略値 t_A , t_B)を示す。後者については、理論動力に対する摩擦損失動力と漏れ損失動力の比⁽⁴⁾を示す。

表 2 に慣性力を含めレイノルズ方程式に数値解法 I を適用した場合の結果を示す。運動方程式 [式(1) ~ (5)] はルンゲ・クッタ法により数値的に解いた。慣性力(慣性力モーメント)が小さいため、時間刻みを小さくする必要があり、その時間刻みごとに接触状態を調べ、無接触、1 点接触(点 A あるいは点 B)、それに 2 点接触の四つの場合に分けて計算を進めた。

1 回転中の接触力の最大値は、ピストン頂部側(点 A)がシリンダブロック末端側(点 B)より大きく、接触する期間も長い。 S_0 が 1 程度となると接触力の低下が目立つが、これは動圧効果に基づく。 S_0 が増大しても、摩擦力に基づく損失割合があまり変化しないのは、固体接触に基づく部分が減少しても流体摩擦が増大するためである。一方、漏れに基づく動力損失は S_0 の増大につれ減少し、これが負値となっているのは、ピストン運動に基づく持込み流量を生じたこと、すなわち流体動力の利得を意味する。

レイノルズ方程式の解法として数値解法 II、すなわち静圧効果とくさび膜効果を与える $\bar{p}_1$ についてののみ数値解を求めた扱い、による解を表 3 に示す。

表 3 の結果を表 2 と比較すると、定性的な一致は良好であり、 $S_0=1.0$ では定量的にも良好といえる。数値解法 II は、数値解法 I に比べ、計算時間も短く収束もよい。これは、絞り膜効果が解析解として与えられるためであり、前述したように、負圧領域にも気泡を含んだ液体が存在し減衰効果を与えると考えられるから、数値解法 I よりは優れるであろう。

Table 2 Performance of pistons (inertia terms included, method I)

S_0	0.01	0.1	1.0	2.0
$\bar{R}_A^*$	0.463	0.462	0.233	0.056
φ_A rad	1.576	1.62	2.00	2.00
t_A	0.55	0.50	0.40	0.21
$\bar{R}_B^*$	0.269	0.135	0.0	0.0
φ_B rad	-1.56	-1.52	—	—
t_B	0.13	0.11	—	—
$\Delta \bar{P}_T / \bar{P}_{th}$	0.0064	0.0062	0.0065	0.099
$\Delta \bar{P}_Q / \bar{P}_{th}$	0.066	0.0040	-0.0022	-0.0025

Table 3 Performance of pistons (inertia terms included, method II)

S_0	0.01	0.1	1.0	←	←
$\bar{R}_A^*$	0.649	0.705	0.234	0.216	0.908
φ_A rad	1.58	1.63	1.95	1.97	2.16
$\bar{R}_B^*$	0.319	0.437	0.0008	0.052	2.290
φ_B rad	-1.56	-1.42	-1.16	-1.28	-1.40
$\Delta \bar{P}_T / \bar{P}_{th}$	0.0096	0.0121	0.0073	0.0067	0.0135
$\Delta \bar{P}_Q / \bar{P}_{th}$	0.0911	0.0059	-0.0014	-0.0012	-0.0012
$\bar{m} (\times 10^4)$	0.1308	←	←	$\times 10$	$\times 100$
$\bar{I}_0 (\times 10^5)$	0.654	←	←	$\times 10$	$\times 100$
$\bar{I}_1 (\times 10^4)$	0.473	←	←	$\times 10$	$\times 100$

本報告で使用した無次元化では、 $\bar{m}$, $\bar{I}_0$, $\bar{I}_1$ は ω に比例するため、 S_0 の変化が ω に基づく場合には、この点の考慮が必要となる。このため、表 3 には $S_0=1.0$ について、 $\bar{m}$, $\bar{I}_0$, $\bar{I}_1$ をそれぞれ標準値の 10 倍、100 倍とした場合の結果を加えた。10 倍の場合は動力損失の変化はわずかであるが $\bar{R}_B$ の増加を生じ、100 倍では $\bar{R}_B$ を主とする固体接触力が急増し、摩擦に基づく動力損失も大きくなることがわかる。

表 3 に対応するピストンの挙動を図 4, 5 に示す。図 4 はピストン頂部(添字 A)とシリンダブロック端部(添字 B)におけるピストン変位の周期変化である。ピストン頂部は吐出し行程(高圧域)の大部分で固体接触 ($H=1.0$) を生じ、吸込行程(低圧域)で変位が小さくなっている。シリンダブロック端部での変位はシリンダ内圧力の低圧から高圧への切換直後に生じている。図 5 はピストンまわりの流体膜形状を与えるパラ

Fig. 4 Radial displacement of piston end at points A and B (inertia terms included, method II)

メータ ($\bar{x}$, $\bar{y}$, $\bar{\phi}_x$, $\bar{\phi}_y$) の変化を示す。いずれも低圧から高圧への切換時に大きく変化している。 $\bar{R}_A^*$, $\bar{R}_B^*$ もこの切換後の接触時に生じている。

レイノルズ方程式に対し数値解法IIを適用し、慣性力として遠心力のみを考慮した場合 [式(1)~(5)の左辺を省略した場合] の結果を表4に示す。慣性力のみ扱いが相違する表3と比べると、固体接触力については、 S_0 の小さい場合一致は良好であるが、その増大につれ差が目立つ。それを反映して、損失動力の値に差を生じている。なお、表4には、おすピストンとめすピストンの比較を加えた。めすピストンは、スリッパに設けた球部をピストン端部から締め込む構造であって、スリッパを介して作用する力(荷重)の作用線が下死点においてもシリンダ壁部を通る構造とできれば、接触力は小さくなる。しかしながら、斜板角の大きい本数値例では、おすピストンとの差はほとんど生じていない。

表5は、レイノルズ方程式の解法として摂動法を採用した場合の結果であり、一次摂動解は静圧効果に対して $\bar{\alpha}$ の項までを採用した場合である。絞り膜効果に基づく圧力や慣性力に対しては、二次の摂動解と同じ扱いである。 $S_0=0.75$ までは、二次と一次との一致は認められる。二次の摂動解は収束性が改善され、時間刻みを密としないで済むため計算時間も短縮できた。ただし、 $S_0=1.0, 2.0$ (これは、表示していない)では軸の2回転で1周期となる $1/2$ 次分数調波を生じた ($\bar{R}^*$ は1周期での最大値を採用した)。表2, 3の結果と比較して、大きい S_0 に対して摂動解を適用することに慎重でなければならないことがわかる。

他方、小さい S_0 に対し、固体接触が yz 平面内で生じ、負圧部分を許容した扱いをすでに報告した⁽⁴⁾。この手法を $S_0=0.01$ に適用すると $\bar{R}_A^*=0.753$, $\bar{R}_B^*=0.330$ となり、表示の一次の摂動解とよく一致する。

Table 4 Performance of pistons (only centrifugal force included, method II)

S_0	0.01	0.1	1.0	0.01	1.0
$\bar{R}_A^*$	0.738	0.762	0.826	0.738	0.827
φ_A rad	1.58	1.69	1.80	1.58	1.76
$\bar{R}_B^*$	0.309	0.593	0.466	0.309	0.497
φ_B rad	-1.57	-1.41	-1.39	-1.57	-1.38
$\Delta \bar{P}_T / \bar{P}_{th}$	0.0137	0.0143	0.0140	0.0130	0.0137
$\Delta \bar{P}_Q / \bar{P}_{th}$	0.0222	0.0015	-0.0004	-0.0215	-0.0004
Type	Male			Female	

Table 5 Maximum contact force of pistons (perturbation method)

method	2nd order			1st order			
S_0	0.5	0.75	1.0	0.01	0.1	0.5	0.75
$\bar{R}_A^*$	0.529	0.499	0.546	0.761	0.745	0.532	0.515
φ_A rad	1.96	2.04	1.59	1.57	1.69	1.95	2.01
$\bar{R}_B^*$	0.987	1.02	1.06	0.353	0.449	1.02	1.17
φ_B rad	-1.38	-1.34	-1.31	-1.57	-1.77	-1.45	1.36

Table 6 Comparison on contact force of rotation swash plate-type and rotation cylinder block-type ($S_0=0.75$, 2nd order perturbation method)

type	swash plate				cylinder block		
$\bar{\Omega}$	-0.5	0.0	0.5	1.0	1.0	1.5	2.0
$\bar{R}_A^*$	1.03	1.05	0.725	0.676	0.394	0.499	0.670
φ_A rad	-2.82	-2.58	-2.14	-2.36	2.20	2.04	1.67
$\bar{R}_B^*$	0.451	0.358	0.962	0.965	1.03	1.02	1.06
φ_B rad	0.826	0.033	0.380	0.234	-1.44	-1.34	-1.45

ただし、 $S_0=0.75$ ではそれぞれ 1.003, 0.347 となり差が大きくなる。

回転斜板式に対する結果を表6に示す。二次の摂動解により、最大固体接触力を求めたものである。 $\bar{\Omega}$ の影響を調べるため、4種の $\bar{\Omega}$ を設定した。回転シリンダブロック式に比べると、接触力の最大値はほぼ同じであると判断できるが、回転斜板式ではそれが $\bar{R}_A$ に生じるために対応しやすいといえる。なお、実験方法との関連から、 $\bar{p}_c = \bar{p}_{co}$ 一定の場合も計算した ($\bar{\Omega}=0.5$, $S_0=0.75$)。当然のことながら、接触を生じる時間は長くなるが、接触力の最大値は台形圧力変化のほ

Fig. 5 Time change of fluid film parameters (inertia terms included, method II)

うが約 10%大きくなった。

5. 結 言

(1) 本報ではピストンまわりの圧力分布の計算法として 3 種について比較したが、その結果をまとめると、次の結論となる。

(i) ピストンまわりの圧力分布に動圧効果の影響が大きくなる場合 (S_0 が 0.1 以上), 静圧効果とくさび膜効果に基づく圧力分布は, レイノルズ方程式を直接数値的に解くのがよい。

(ii) 絞り膜効果の扱いについては, 基本的には実験との比較も大切であるが, 摂動解を用いる解法が論理的にも計算の容易さからも, 直接数値解より優れるであろう。

(iii) 動圧効果の影響が小さい場合 (S_0 が 0.1 以下), 摂動解は良好な解法となる。

(2) ピストンまわりに生じる固体接触力, 動力損失についての数値例をまとめると, 次の結論となる。

(i) 動圧効果 S_0 の増大につれ, 固体接触力は増大し, ついで減少する。ピストン質量の増大につれ, シリンダブロック末端での接触力 $\bar{R}_B$ が増大する。

(ii) S_0 の増大につれ, ピストンの固体接触力に基づく摩擦動力損失割合は減少する。漏れ動力損失割合も減少し, ついには流体動力の利得を生じる。

(iii) 本数値例では, むすピストンとしても性能の向上を認めなかった。回転斜板式は, 通常のシリンダブロック回転式に比べ, ピストン頂部の接触力が大きく, シリンダブロック端部の接触力が小さくなる傾向を示す。

文 献

- (1) 山口惇・谷岡豊, 機論, **41**-348 (1975), 2399-2406.
- (2) 山口惇, 機論, **41**-348 (1975), 2413-2421.
- (3) 山口惇, 機論, **57**-537, B (1991), 1689-1694.
- (4) 山口惇, 機論, **58**-547, B (1992), 785-790.
- (5) 山口惇, 機論, **55**-518, B (1989), 3122-3128.
- (6) Renüs, K. Th., *VDI-Forsh-Heft*, 561 (1974), 1-51.
- (7) Regenbogen, H., *VDI-Forsh-Heft*, 590 (1978), 1-52.
- (8) 京極啓史・浜村有一・長沼徹郎・中原綱光, トライボロジスト, **35**-12 (1990), 914-921.
- (9) 京極啓史・長沼徹郎・浜村有一・中原綱光, トライボロジスト, **36**-1 (1991), 28-35.
- (10) 松本和幸・池谷光栄, 機論, **57**-540, C (1991), 2729-2733.
- (11) 小林俊一・金子力・池谷光栄, 油圧と空気圧, **22**-7 (1991), 807-814.
- (12) 方 義・池谷光栄, 油圧と空気圧, **23**-2 (1992), 195-200.
- (13) 方 義・池谷光栄, 油圧と空気圧, **23**-3 (1992), 294-301.
- (14) 方 義・池谷光栄, 油圧と空気圧, **23**-4 (1992), 420-426.
- (15) 田中嘉津彦・中原綱光・京極啓史, 機論, **59**-560, C (1993), 1192-1197.