

スクイーズ膜特性に及ぼす流体の慣性力の影響\*  
(正弦波状スクイーズ運動の振幅が大きい場合の近似解法の精度の検討)春山 義夫\*<sup>1</sup>, 森 淳暢\*<sup>2</sup>, 森 美郎\*<sup>2</sup>  
三上 房男\*<sup>1</sup>, 風 巻 恒 司\*<sup>3</sup>, 守 田 範 夫\*<sup>4</sup>Fluid Inertia Effects in a Squeeze Film  
(Evaluation of Various Approximate Solutions  
in a Large Sinusoidal Squeezing Motion)Yoshio HARUYAMA, Atsunobu MORI, Haruo MORI,  
Fusao MIKAMI, Tsuneji KAZAMAKI, and Norio MORITA

An analytic solution for the squeeze film flow of an incompressible Newtonian fluid between circular parallel surfaces is presented. One surface undergoes sinusoidal oscillation toward the other. The solution is obtained in consideration of second order vibration. From a comparison of the conventional approximate solutions with the above one, and from experiment under condition of a large oscillation amplitude, it is concluded that the averaging approach in which the inertia term is averaged out across the film thickness gives fairly good approximations.

**Key Words:** Lubrication, Squeeze Film, Inertia Effect, Large Sinusoidal Squeezing Motion, New Approximate Analysis

## 1. 緒 言

薄い流体膜をはさんで相対している二面間のすきまの大きさが変化すると、面内の流体の移動によって圧力が発生する。この現象はスクイーズ膜効果と呼ばれ、流体潤滑問題における圧力発生の要因のひとつである。

スクイーズ膜特性は、軸受、スクイーズ膜ダンパ、自動車のハイドロ・プレーニング現象等の工学上の広い分野の問題に関連して、従来より多くの研究がなされている<sup>(1)(2)</sup>。

スクイーズ膜効果による圧力発生は、主として潤滑流体の粘性に起因するが、低粘度の流体を用いて、膜厚が大きい場合やスクイーズ速度が大きい場合には流体の慣性力の影響も無視できなくなる。近年、動粘度の小さい水や液体金属等を潤滑流体に使用する場合も多く、慣性力の影響をできるだけ正確に把握しておく必要があると思われる。

流体の慣性力を考慮してスクイーズ膜特性を解析したのは Pinkus と Sternlicht<sup>(3)</sup>が最初であり、慣性項を膜厚方向に平均化して扱う平均化法を用いている。Jackson<sup>(4)</sup>, Kuzma<sup>(5)</sup>は慣性力を無視した解を第一近似解として、より精度の高い解を求めていく繰返し代入法で解析した。しかし、Pinkus ら、Jackson の解析では慣性項の一部が考慮されていなく、Kuzma の研究は近似解の適用範囲に対する検討が十分でない。石沢<sup>(6)</sup>はすきまが任意の時間的変化をする場合の無限平板間の流れについて、多重級数展開法を用いて厳密な解を求めている。それはかなり煩雑な計算であり、実際の潤滑問題に適用するには、もっと簡略化した解析が必要であると思われる。正弦波状のスクイーズ運動をする場合については Kuhn-Yates<sup>(7)</sup>, Terrill<sup>(8)</sup>, Tichy-Modest<sup>(9)</sup>の研究等がある。Tichy らは流れ関数を用いて、二次元の非圧縮性スクイーズ膜特性を微小振幅の仮定のもとに厳密に解析している。Elkhouh<sup>(10)</sup>, および黒田・仙北谷<sup>(11)</sup>はスクイーズ運動の開始時や終了時の過渡現象の解析も行っている。また、潤滑流体の慣性力と非ニュートン特性の両方を考慮した解析は Elkhouh<sup>(12)</sup>, 橋本・和田<sup>(13)</sup>によってなされている。

近似の精度に関する研究としては、平行 2 円板間の非圧縮性スクイーズ膜を対象に、近接問題に対する二

\* 昭和 62 年 11 月 28 日 関西支部第 247 回講演会において講演、原稿受付 昭和 62 年 2 月 2 日。

\*<sup>1</sup> 正員、富山大学工学部 (〒930 富山市五福 3190)。

\*<sup>2</sup> 正員、京都大学工学部 (〒606 京都市左京区吉田本町)。

\*<sup>3</sup> 正員、元富山大学工学部 (〒419-01 静岡県田方郡函南町平井字南谷下 1740-1908)。

\*<sup>4</sup> 准員、(株)不二越 (〒930 富山市石金 20)。

次の摂動解を求めて調べた Tichy-Winer の研究<sup>(14)</sup>, 近接運動および正弦波状運動をする場合について, 繰返し代入法で二次解まで調べた黒田・堀の研究<sup>(15)</sup>がある程度であり, あまり詳しくは調べられていない。著者らは既報<sup>(16)</sup>において, 平行円形スクイーズ膜を対象に, すきまが微小な正弦波運動をする場合について厳密な解法を提案し, 平均化法は非定常項の大きい領域においても近似の精度がよいことを示した。本報では, 引き続き, 比較的大きな振幅の正弦波運動をする場合について, 平均化法の近似の精度を理論的, 実験的に調べる。

2. 理 論

図1に示す平行円板間の非圧縮性スクイーズ膜において, 下面は固定され, 上面の円板が常に平行を保って運動をする場合を考え, 流れは層流であり, すきま内にはキャピテーションは発生しないものとする。潤滑膜の厚さは潤滑面の大きさに比べて非常に小さいことを考慮すれば, 運動方程式および連続の式は次のように表される。用いる記号は既報<sup>(16)</sup>に準じる。

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \dots\dots\dots(1)$$

$$0 = \frac{\partial p}{\partial z} \dots\dots\dots(2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots(3)$$

境界条件は

$$\left. \begin{aligned} z=0 \text{ で } u=w=0 \\ z=h \text{ で } u=0, w = \frac{dh}{dt} = -v_s \\ r=0 \text{ で } \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \\ r=r_0 \text{ で } p = p_a - \xi \cdot \Delta p \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4)$$

である。ただし, 正のスクイーズ時 ( $dh/dt \leq 0$ ) では  $\xi = 0$ , 負のスクイーズ時 ( $dh/dt > 0$ ) では  $\xi = 1$  とする。正のスクイーズ時と負のスクイーズ時で圧力の境界条件が異なるのは, 負の場合には境界近傍で流体が急加速されて圧力降下を生じるためである。この圧力降下量を静圧軸受の自成絞りの圧力降下量と同様に考えて, ベルヌーイの定理より求めるものとする

$$\Delta p = \frac{\rho}{2c_b^2 h^2} \left( \int_0^h u|_{r=r_0} dz \right)^2 \dots\dots\dots(5)$$

で与えられる。ここに,  $c_b$  は流量係数である。

これら基礎式(1)~(3)を厳密に解くことは困難であり, 従来より種々の近似解法がなされている。以下では, 速度および圧力を三角関数の級数に展開して解

析する解法を示し, ついで, 従来の近似解法である平均化法による結果を示す。

すきまを

$$h = h_0 + h_1 e^{j\omega t} \dots\dots\dots(6)$$

速度および圧力を

$$\begin{aligned} (u, w, p) = & (0, 0, p_a) + (\bar{u}_{t1}, \bar{w}_{t1}, \bar{p}_{t1}) e^{j\omega t} \\ & + (\bar{u}_{t2}, \bar{w}_{t2}, \bar{p}_{t2}) e^{j\omega t} \cos \omega t \\ & + (\bar{u}_{t3}, \bar{w}_{t3}, \bar{p}_{t3}) e^{j\omega t} \sin \omega t + \dots \end{aligned} \dots\dots\dots(7)$$

と置き, 基礎式(1)~(3)および境界条件式(4)に代入して,  $(e^{j\omega t}), (e^{j\omega t} \cos \omega t), (e^{j\omega t} \sin \omega t)$  のオーダー比較を行って得られる方程式, 境界条件を解く。高調波まで求めると, 計算が非常に多くなるため, 本論文では二次解で打ち切る。既報<sup>(16)</sup>の解析は一次解で打ち切っている。ここに,  $\omega$  はスクイーズ運動の角周波数,  $j = \sqrt{-1}$  であり, 式(6), (7)は実数部のみが物理的な意味をもつ。

二次解についての基礎式は次のように表される。

$$\begin{aligned} R^{**} \left\{ (j\bar{U}_{t2} + \bar{U}_{t3}) + \bar{U}_{t1R} \frac{\partial \bar{U}_{t1}}{\partial R} + \bar{W}_{t1R} \frac{\partial \bar{U}_{t1}}{\partial Z} \right\} \\ = - \frac{12}{\sigma} \frac{\partial \bar{P}_{t2}}{\partial R} + \frac{\partial^2 \bar{U}_{t2}}{\partial Z^2} \dots\dots\dots(8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R^{**} \left\{ (j\bar{U}_{t3} - \bar{U}_{t2}) - \bar{U}_{t1R} \frac{\partial \bar{U}_{t1}}{\partial R} - \bar{W}_{t1R} \frac{\partial \bar{U}_{t1}}{\partial Z} \right\} \\ = - \frac{12}{\sigma} \frac{\partial \bar{P}_{t3}}{\partial R} + \frac{\partial^2 \bar{U}_{t3}}{\partial Z^2} \dots\dots\dots(9) \end{aligned}$$

$$0 = \frac{\partial \bar{P}_{t2}}{\partial Z} = \frac{\partial \bar{P}_{t3}}{\partial Z} \dots\dots\dots(10)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R\bar{U}_{t2}) + \frac{\partial \bar{W}_{t2}}{\partial Z} = 0 \dots\dots\dots(11)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R\bar{U}_{t3}) + \frac{\partial \bar{W}_{t3}}{\partial Z} = 0 \dots\dots\dots(12)$$

ただし, ここでは次のような無次元量を使っている。

$$\bar{U}_{tn} = \frac{\bar{u}_{tn}}{\varepsilon^2 \omega r_0}, \bar{W}_{tn} = \frac{\bar{w}_{tn}}{\varepsilon^2 \omega h_0}, \bar{P}_{tn} = \frac{\bar{p}_{tn}}{\varepsilon^2 p_a}$$

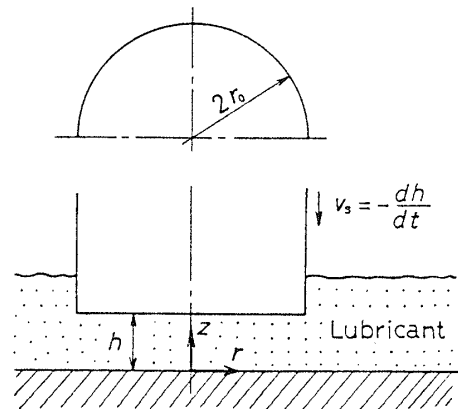


図1 平行円形スクイーズ膜の概略図

$$\sigma = \frac{12\mu\omega}{\rho a} \left(\frac{r_0}{h_0}\right)^2, R_e^{**} = \frac{\rho\omega h_0^2}{\mu}, (n=2,3)$$

境界条件は

$$\left. \begin{aligned} Z=0 \text{ で } \bar{U}_{12} = \bar{U}_{13} = \bar{W}_{12} = \bar{W}_{13} = 0 \\ Z=1 \text{ で } \bar{U}_{12} = -\frac{\partial \bar{U}_{11}}{\partial Z} \Big|_{z=1}, \bar{U}_{13} = 0 \\ \bar{W}_{12} = -\frac{\partial \bar{W}_{11}}{\partial Z} \Big|_{z=1}, \bar{W}_{13} = 0 \\ R=0 \text{ で } \frac{\partial \bar{P}_{12}}{\partial R} = \frac{\partial \bar{P}_{13}}{\partial R} = 0 \\ R=1 \text{ で } \bar{P}_{12} = 0, \bar{P}_{13} = \xi \frac{j\sigma R_e^{**}}{96c_b^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots (13)$$

と表される。なお、一次解  $\bar{U}_{11}, \bar{W}_{11}, \bar{P}_{11}$  については既報<sup>(16)</sup>に示されている。 $\bar{U}_{11R}, \bar{W}_{11R}$  および  $\bar{U}_{11}, \bar{W}_{11}$  は、それぞれ、 $\bar{U}_{11}, \bar{W}_{11}$  の実数部および虚数部を表している。 $\sigma$  はスクイーズ数と呼ばれ、圧力に及ぼす粘性項の影響を表す無次元数であり、 $R_e^{**}$  は粘性項と非定常項の比を表す無次元数であり、本論文では非定常パラメータと呼ぶ。

式(8)~(12)を境界条件式(13)のもとに解けば

$$\bar{U}_{12} + j\bar{U}_{13} = \left( \frac{-3j\varphi \tanh \varphi}{\Phi} + 6 \int_0^1 F_{1z} dZ \right) \times R(Z^2 - Z) - \frac{j\varphi \tanh \varphi}{\Phi} RZ + RF_{1z} \dots\dots (14)$$

$$\bar{U}_{12} - j\bar{U}_{13} = \left( \frac{j\varphi \tanh \varphi \cosh 2\varphi_1 - 1}{2\varphi_1 \sinh 2\varphi_1} - \int_0^1 F_{2z} dZ \right) \times \frac{R}{\Phi_1} \left\{ 1 - \frac{\cosh(2\varphi_1 Z - \varphi_1)}{\cosh \varphi_1} \right\} - \frac{j\varphi \tanh \varphi}{\Phi} R \frac{\sinh 2\varphi_1 Z}{\sinh 2\varphi_1} + RF_{2z} \dots\dots (15)$$

$$\bar{P}_{12} + j\bar{P}_{13} = \frac{\sigma}{2} \left( \frac{j\varphi \tanh \varphi}{2\Phi} - \int_0^1 F_{1z} dZ \right) (1 - R^2) - \xi \frac{\sigma R_e^{**}}{96c_b^2} \dots\dots (16)$$

$$\bar{P}_{12} - j\bar{P}_{13} = \frac{j\sigma R_e^{**}}{12\Phi_1} \left( \frac{j\varphi \tanh \varphi \cosh 2\varphi_1 - 1}{2\Phi} - \int_0^1 F_{2z} dZ \right) (1 - R^2) + \xi \frac{\sigma R_e^{**}}{96c_b^2} \dots\dots (17)$$

と得られる。ここに、 $\varphi = \sqrt{jR_e^{**}}/2, \varphi_1 = \sqrt{jR_e^{**}}/2, \Phi = 1 - \varphi^{-1} \tanh \varphi, \Phi_1 = 1 - \varphi_1^{-1} \tanh \varphi_1$  であり、 $F_{1z}, F_{2z}$  は

$$\frac{d^2 F_{1z}}{dZ^2} = f_{1z} \dots\dots (18)$$

$$\frac{d^2 F_{2z}}{dZ^2} - 4\varphi_1^2 F_{2z} = f_{2z} \dots\dots (19)$$

を境界条件

$$Z=0,1 \text{ で } F_{1z} = F_{2z} = 0 \dots\dots (20)$$

のもとに解いて得られる  $Z$  の関数である。ここに、

$$f_{1z}(Z) = \frac{R_e^{**}}{R} \left( \bar{U}_{11} \frac{\partial \bar{U}_{11}}{\partial R} + \bar{W}_{11} \frac{\partial \bar{U}_{11}}{\partial Z} \right) \dots\dots (21)$$

$$f_{2z}(Z) = \frac{R_e^{**}}{R} \left( \bar{U}_{11} \frac{\partial \bar{U}_{11}}{\partial R} + \bar{W}_{11} \frac{\partial \bar{U}_{11}}{\partial Z} \right) \dots\dots (22)$$

である。ただし、 $\bar{U}_{11}, \bar{W}_{11}$  は、それぞれ、 $\bar{U}_{11}, \bar{W}_{11}$  の共役複素数である。 $F_{1z}, F_{2z}$  を解析的に求めるには非常に多くの計算が必要であり、本論文では、ルンゲ・クッタ・ギル法により数値計算して求める。

平均化法は、式(1)の慣性項を膜厚方向の平均値で置き換え

$$\frac{\rho}{h} \int_0^h \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) dz = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \dots\dots (23)$$

として解くものであり、圧力は

$$p = \frac{3\mu v_s}{h^3} \left( 1 + \frac{\rho h^2}{12\mu v_s} \frac{\partial v_s}{\partial t} + \frac{3\rho v_s h}{20\mu} \right) (r_0^2 - r^2) - \xi \frac{\rho r_0^2 v_s^2}{8c_b^2 h^2} + p_a \dots\dots (24)$$

と得られる<sup>(13)</sup>。

スクイーズ面が正弦波状運動をする場合は

$$h = h_0 + h_1 \cos \omega t \dots\dots (25)$$

と置き、無次元量

$$P = \frac{p - p_a}{\epsilon \rho a}, H = \frac{h}{h_0}, \tau = \omega t, \epsilon = \frac{h_1}{h_0}$$

を導入すると、無次元膜圧力  $P$  は

$$P = \frac{\sigma}{\epsilon} \left[ \left\{ -\frac{\dot{H}}{4H^3} + R_e^{**} \left( -\frac{\dot{H}}{48H} + \frac{3\dot{H}^2}{80H^2} \right) \right\} \times (1 - R^2) - \xi \frac{R_e^{**} \dot{H}^2}{96c_b^2 H^2} \right] \dots\dots (26)$$

と表される。ここに、記号  $(\dot{\quad})$  は無次元時間  $\tau$  による微分を表す。

式(16), (17), (26)から、無次元膜圧力  $P$  は、両方の解法ともスクイーズ数  $\sigma$ , 非定常パラメータ  $R_e^{**}$ , 無次元振幅  $\epsilon$ , 流量係数  $c_b$  で定まり、特に、 $\sigma$  の大きさに比例する。慣性力の影響は  $R_e^{**}$  で定まる。

### 3. 計算結果

図2, 3は膜圧力  $P = (p - p_a) / (\epsilon \rho a)$  について各解法による結果を比較したものである。図中の記号は、Sol. 1は $\bar{P}_{11}$ による結果<sup>(16)</sup>, Sol. 2は二次の高調波まで考慮した式(16), (17)による結果を表し、AAは平均化法、すなわち式(26)による結果を表し、AA1, AA2は平均化法による圧力式(26)に  $H = 1 + \epsilon \cos \tau$  を代入し、 $\cos \tau, \sin \tau$  の一次の項で打ち切った結果をAA1, 二次の高調波まで考慮した結果をAA2と表している。AA1, AA2は、それぞれ、Sol. 1, Sol. 2に対応する平均化法による結果であるといえる。図2は  $\epsilon = 0.2$ , 図3は  $\epsilon = 0.4$  の場合である。これらの図に見られるように、Sol. 2とAA2の差はあまり大きくない。Sol. 2は二次の高調波まで考慮した基礎式(8)~(12)を厳密に解いたものであり、二次解についての平均化

法の近似の精度は、一次解と同様に<sup>(16)</sup>、かなりよいことがわかる。 $\epsilon=0.2$ ではAAとAA2の差はあまり大きくはないが、 $\epsilon=0.4$ ではかなり大きくなっており、振動の振幅が大きくなると三次以上の高次の項を考慮する必要があると思われる。

図4は膜圧力に及ぼす慣性力の影響および二次以上の高調波の影響を調べるために、AAとAA1を非定常パラメータ $Re^{**}$ をパラメータとして比較したものである。なお、LTは慣性力を無視した場合の結果を表し、LT1は、その一次で打ち切った場合の結果を表している。慣性力の影響は $Re^{**}>1$ の領域で現れている。破線と実線の差が高調波成分であり、それは $Re^{**}$ の値が小さいほど波形の山の部分を高くする傾向があ

るが、概して、 $Re^{**}$ の大きさにはあまり大きくは影響されない。なお、高調波成分は振動の振幅の増加とともに大きくなることを記しておく。

4章では、実験結果と比較検討して、振動の振幅が大きい場合における近似解法の有効性を調べる。

#### 4. 実験結果との比較検討

実験装置および実験方法は既報<sup>(16)</sup>と同様である。すなわち、図5に示す試験軸受と正弦波振動をする軸のスラスト板の間の中空円形スクイーズ膜について、膜圧力を測定し、理論値と比較する。圧力は半径16mm( $R=0.582$ )および20.6mm( $R=0.749$ )の位置の直径0.3mmの測定孔から導いて、半導体圧力変換器により検出し、オシロスコープで観測する。潤滑流体は粘度 $\mu=1.58$  mPas、密度 $\rho=805$  kg/m<sup>3</sup>の灯油である。

図6~9に実験結果とそれに対応する中空円形スクイーズ膜の理論値の比較を示す。図中の記号は3章と

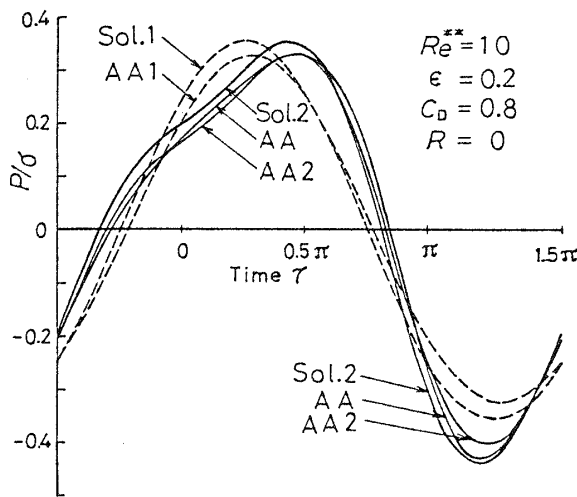


図2 各解法による膜圧力の比較

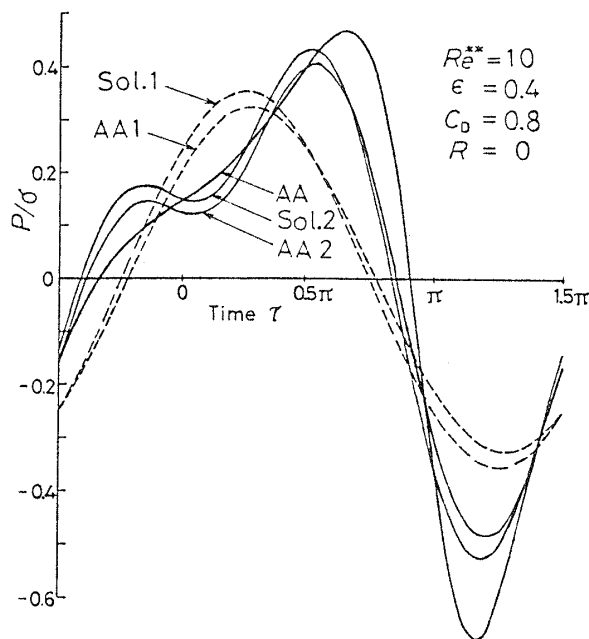


図3 各解法による膜圧力の比較

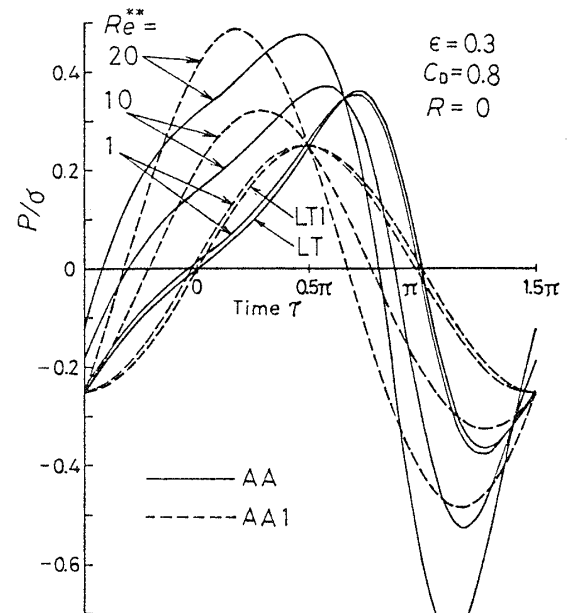


図4 膜圧力に及ぼす $Re^{**}$ の影響

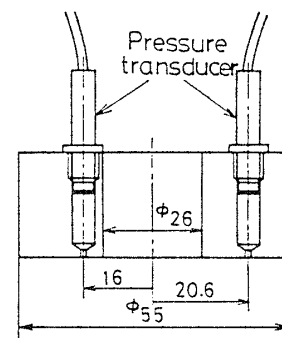


図5 試験軸受の形状諸元

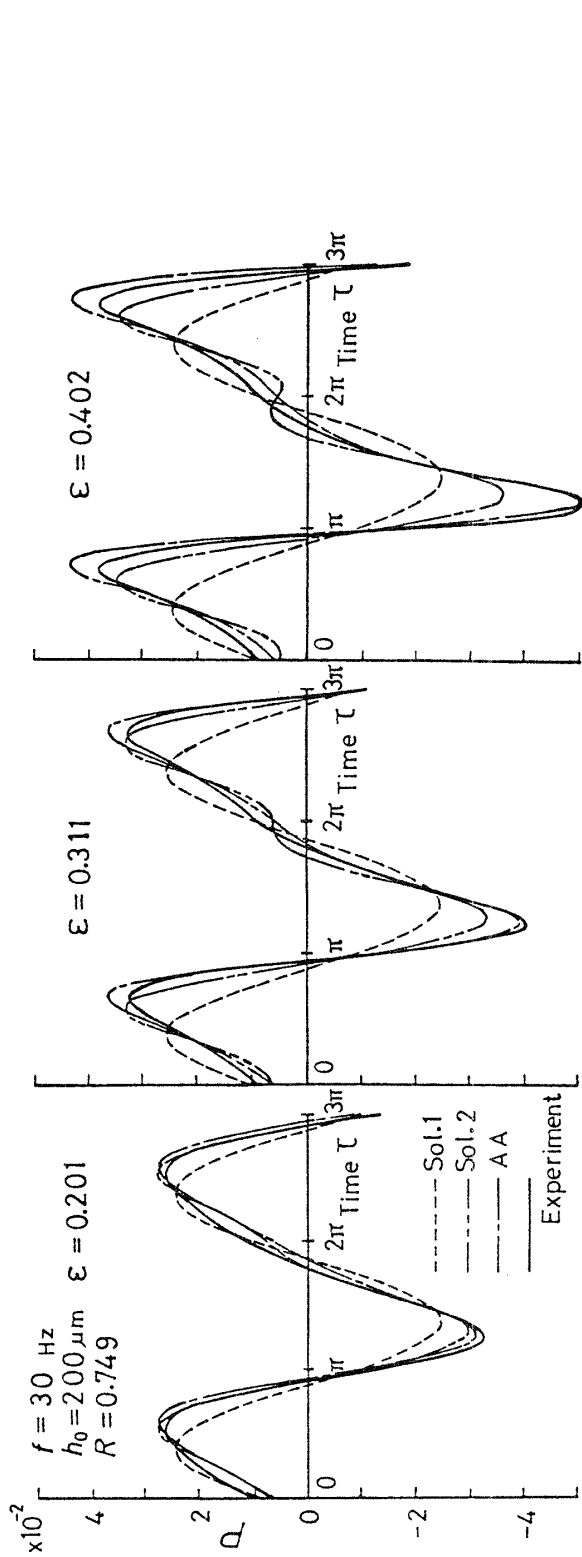


図 6 実験結果との比較 ( $f = 30 \text{ Hz}$ ,  $h_0 = 200 \mu\text{m}$ )

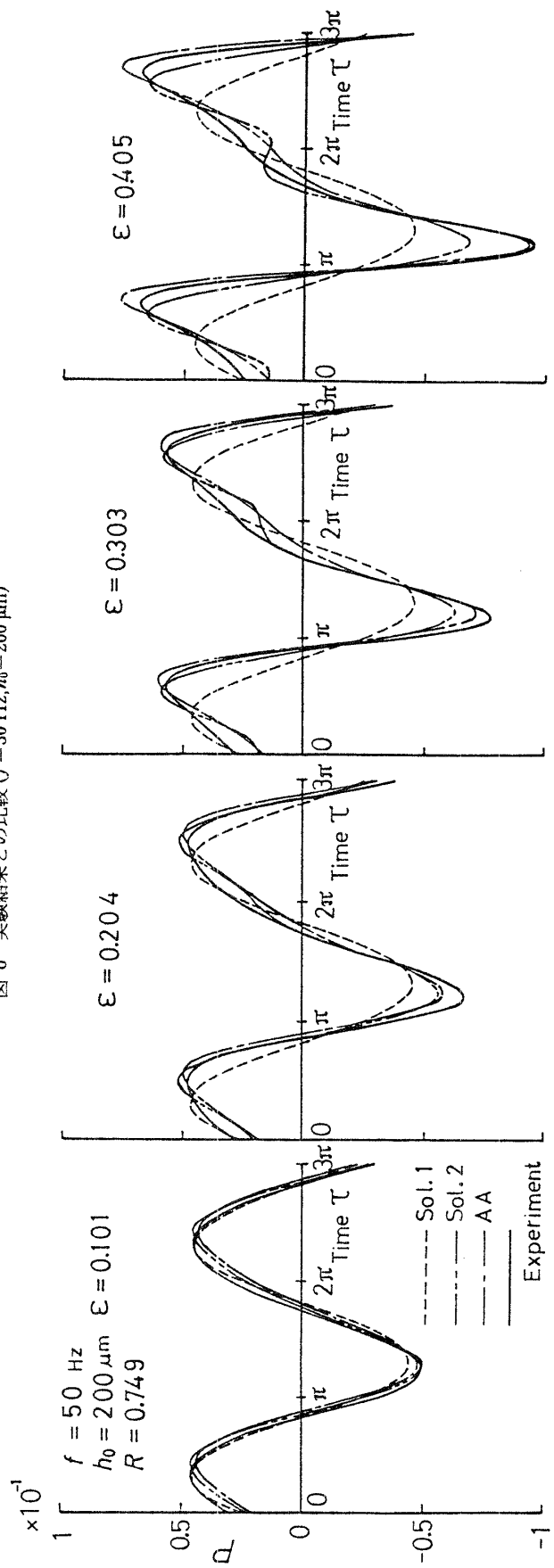


図 7 実験結果との比較 ( $f = 50 \text{ Hz}$ ,  $h_0 = 200 \mu\text{m}$ )

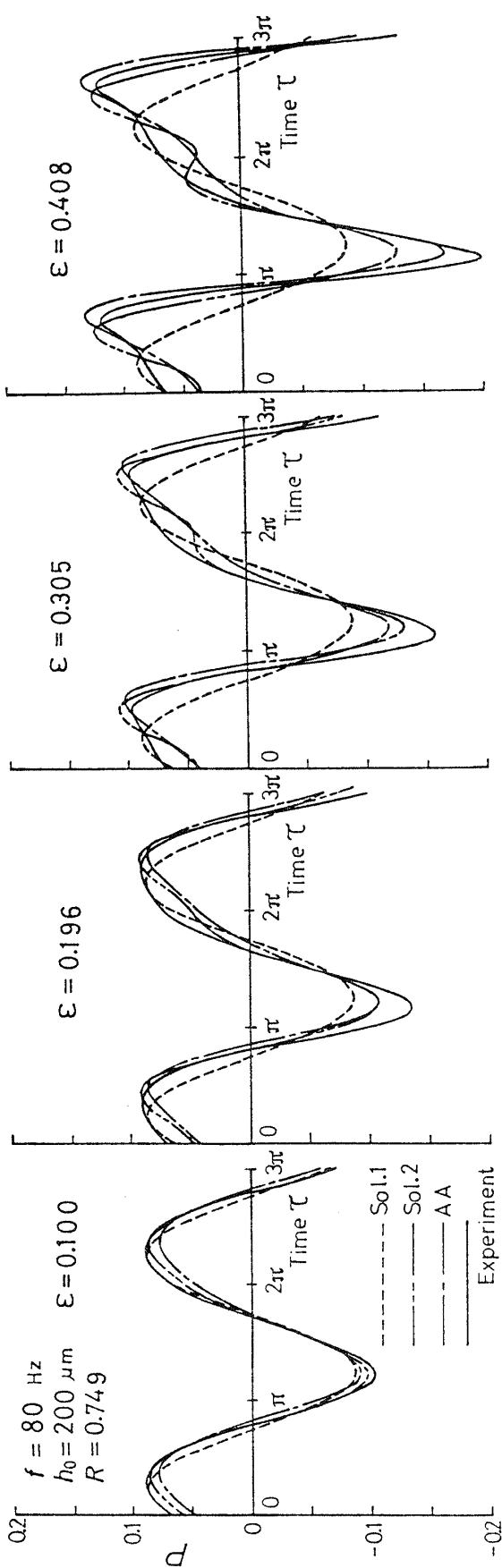


図 8 実験結果との比較 ( $f = 80 \text{ Hz}$ ,  $h_0 = 200 \mu\text{m}$ )

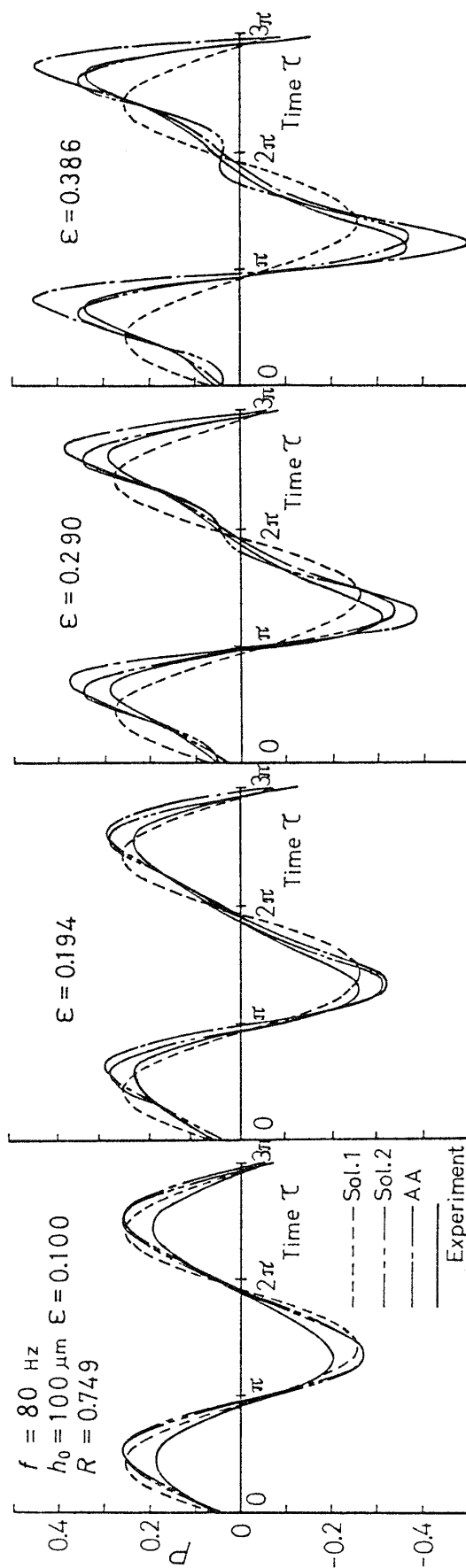


図 9 実験結果との比較 ( $f = 80 \text{ Hz}$ ,  $h_0 = 100 \mu\text{m}$ )

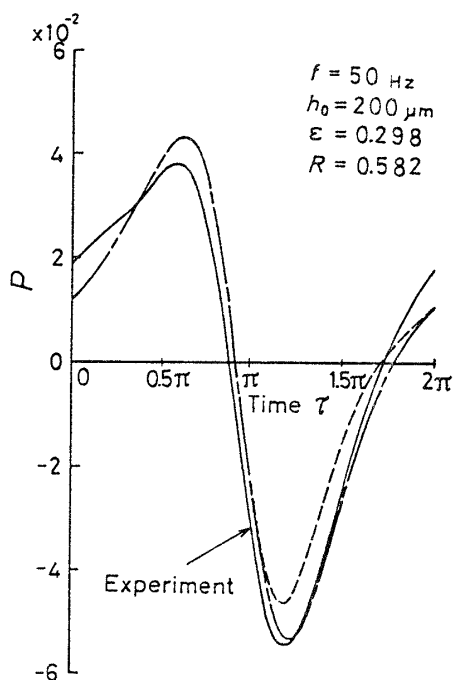


図 10 境界での圧力降下の影響

同じであり、実験値を実線で示す。実験は、平衡状態のすきま  $h_0$ 、振動数  $f$  を固定し、無次元振幅  $\varepsilon$  の値がほぼ 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 の場合について行った。これらの図より、 $\varepsilon=0.1$  では圧力波形はほぼ正弦波に近く、 $\varepsilon=0.2$  では実験値は Sol. 2, AA によく合っている。さらに振幅の大きい  $\varepsilon=0.3, 0.4$  では実験値は AA にはかなりよく合うが、Sol. 2 との差は大きくなっている。これらのことは、振動数  $f$  が変化してもあまり変わらない。  $h_0$  が  $200 \mu\text{m}$  以下では、  $h_0$  が小さくなるとともに、実験値は理論値より小さくなる傾向が見られた。

図 10 は、境界での圧力降下の影響を確かめるため、AA と実験値を比較したものであり、一点鎖線は圧力降下を考慮した理論値、破線は無視したものである。実線の実験値は一点鎖線により近いことがわかる。なお、流量係数  $c_D$  の値は、文献(15)を参考にして、0.8 と置いて計算している。

以上により、平均化法は広い範囲にわたって近似の精度が比較的好く、計算も他の解法に比べて容易であることから、実用的な解法であると思われる。

## 5. 結 言

平行円形非圧縮性スクイーズ膜を対象に、比較的大きな正弦波状スクイーズ運動をする場合における近似解法の近似の精度について、理論的、実験的な検討を加え、次のような結論を得た。

(1) 二次の高調波まで考慮する解析では、平均化法による膜圧力の結果は厳密に解いたものとあまり差がない。

(2) 平均化法による結果は、大きな振幅の場合においても、実験結果に比較的好く合う。

(3) 圧力波形の正弦波からのずれは、振動の振幅の増加とともに大きくなり、非定常パラメータ  $R_e^{**}$  にはあまり関係しない。

(4) 流体の慣性力の影響は  $R_e^{**} > 1$  の領域で現れている。

終わりに、実験に協力いただいた当時富山大学工学部学生 平野雅敏、高岡敏夫、利根川誠一君に謝意を表す。

## 文 献

- (1) Stefan, J., *Sitzungsber. d. k. Akad. Wissenschaften (Math. u. Natur. W. Cl.) Wien*, 69 (1874), 713.
- (2) Needs, S. J., *Trans. ASME*, 62 (1940), 331.
- (3) Pinkus, O. and Sternlicht, B., *Theory of Hydrodynamic Lubrication*, (1961), 360, McGraw-Hill.
- (4) Jackson, J. D., *Appl. Sci. Res., Section A*, 11 (1962), 148.
- (5) Kuzma, D. C., *Appl. Sci. Res.*, 18 (1967), 15.
- (6) 石沢, 機論, 31-231 (昭40), 1662.
- (7) Kuhn, E. C. and Yates, C. C., *ASLE Trans.*, 7 (1964), 299.
- (8) Terrill, R. M., *Trans. ASME, Ser. F*, 91-1 (1969), 126.
- (9) Tichy, J. A. and Modest, M. F., *Trans. ASME, J. Lubr. Technol.*, 100-3 (1978), 316.
- (10) Elkouh, A. F., *Trans. ASME, J. Tribol.*, 106-2 (1984), 223.
- (11) 黒田・仙北谷, なかれ, 3-4 (昭59), 348.
- (12) Elkouh, A. F., *Trans. ASME, Ser. F*, 98-3 (1976), 409.
- (13) 橋本・和田, 機論, 51-465, C (昭60), 1125.
- (14) Tichy, J. A. and Winer, W. O., *Trans. ASME, Ser. F*, 92-4 (1970), 588.
- (15) 黒田・堀, 潤滑, 21-11 (昭51), 740.
- (16) 春山・ほか3名, 機論, 52-476, C (昭61), 1435.

## 討 論

〔質問〕 橋本 巨〔東海大学工学部〕

流体の慣性効果を含むスクイーズ膜特性の各種近似解法において、解析的取扱いの容易な平均化法が広範囲の条件にわたって近似の精度がよく、最も実用的な解法であることを理論的、実験的に立証されたことに対して敬意を表す。

さて、一般の潤滑問題においては、軸受すきまが小さいほうが本理論の基礎にもなっている薄膜の仮定がより精度よく成り立つので、理論値と実験値の差は少ないと考えられる。しかるに、図9に示されている著者らの実験結果は、一般に考えられる傾向とは逆に、すきまが小さいほうが理論値と実験値の差が大きいことを示唆しているが、この点について著者らはどのような見解をお持ちか。

〔回答〕 すきまが小さいほうが理論値と実験値の差が大きくなっていることの原因としては、本実験においては、すきまが小さくなるとすきま変化が正弦波から少しずれるようになることおよびスクイーズ膜外

周部での圧力降下量を式(5)で評価していることが必ずしも成り立たなくなるのではないかなどが考えられるが、はっきりした原因はわからず、今後の検討課題であると思っている。

〔質問〕 黒田 成昭〔電気通信大学〕

スクイーズフィルム現象では流体の慣性の有無にかかわらず  $\partial u/\partial t$ ,  $\partial u/\partial r$  が存在し、現象は本質的に非定常となっている。著者が、流体の慣性力の影響を示す  $Re^{**}$  を非定常パラメータと呼び、粘性項と非定常項の比とされるのはどうしてか。

〔回答〕  $Re^{**}$  は上円板の振動の速度  $\omega h_0$  を代表速度とするレイノルズ数に相当するパラメータであり、一般的には粘性項と加速度項との比を表すと表現すべきだろうが、正弦波状スクイーズ運動の場合の加速度項については、場所的加速度項は二次以上の振動成分となり、振動の振幅が小さい場合には時間的加速度項に比べ無視される<sup>(16)</sup>。このため、本論文では、 $Re^{**}$  を非定常パラメータと呼んでいる。