にかかわらず摩耗量は著しく増加する。接触面どうしのかたさの差, 接触面と固形異物とのかたさの差いかんによって, 荷重の増大に伴っては摩耗量が増加しないある荷重範囲が存在する。いずれの供試合金の場合でも潤滑油中にかたい固形異物を含有すれば, 摩擦速度の増大とともに摩耗量は増大し, やわらかい固形異物の場合には逆に減少する。潤滑油の温度上昇は低速では固形異物の種類によってはあまり差異が見られないが, 高速になるとその差があらわれてくる。

(2) 固形異物の粒径のある大いさにおいて摩耗量は極大を示し, 粒径が大になれば濃度が増しても摩耗量はほとんど変わらない。粒径の大いさの影響は形成される潤滑油膜の厚さに関係する。

(3) 潤滑油中の固形異物の濃度と摩耗量との関係は一次的ではなく, 濃度の増加による潤滑摩耗量の増加はしだいに減少し一定値に近づく。また固形異物の濃度は潤滑油の温度上昇にはほとんど影響しない。

(4) 固形異物の種類, 粒径, 濃度いかにかわらず, 摩擦相手軸材のかたさが大きければ摩耗量は少ない。

(5) 固形異物を含まぬ場合とは反対に, 固形異物を含有する潤滑油の粘度が大きくなれば摩耗量は増大する。

文 献

- (1) H.G. Rylander, *Mech. Engng.*, **74**-12 (1952), 963.
- (2) A.E. Roach, *Trans. ASME*, **73** (1951), 677.
- (3) S.A. McKee, *SAE J.*, **20** (1927), 3.
- (4) S.A. McKee & T.R. McKee, *Trans. ASME*, **51**-APM-51-15 (1929), 161.
- (5) 平野, 機械の研究, **11**-1 (昭 34-1), 20.
- (6) 松山・萱場, 機械学会論文集, **21**-110 (昭 30), 723.
- (7) T. Matsuyama & T. Kayaba, *Bull. JSME*, **3**-12 (1960), 566.
- (8) JIS H 5401 (1958).
- (9) 松山・萱場, 機械学会論文集, **20**-98 (昭 29), 666.
- (10) M.M. Maslennikov & M.C. Rapiort, *Aircraft Piston Engine*, (1951), 703, Oborongiz.
- (11) 軸受・潤滑便覧, (昭 36), 107, 日刊工業新聞社.

532.516:621.822.5.034

ジャーナル軸受における油膜の弾性および減衰特性*

出 原 清**, 大 橋 猛***

Elastic and Damping Properties of Oil-Film Journal Bearings

by Kiyoshi IDEHARA and Takeshi OHASHI

On the basis of hydrodynamic theory of lubrication, the components of the resultant film force acting on the journal in the infinitely wide bearing can be expressed as functions of x , y , $\dot{x}$ and $\dot{y}$, where x and y are the rectangular co-ordinates of the displacement of the journal center. By expanding these functions into the power series in x , y , $\dot{x}$ and $\dot{y}$, the film elasticity and film damping for small displacements from the position of static equilibrium are derived. In the process of the derivation, the influence of the variation of the film extent due to the motion of the journal center is taken into account in an approximate manner. It is shown that the cross coupling terms of both film elasticity and film damping are not small in comparison with the other terms, and that they reach their minimum values at some values of the Sommerfeld variable.

1. ま え が き

ジャーナル軸受でささえられた回転軸について, 危険速度を正確に算定し, あるいは, 危険速度の近くの

周波数の振動に対し振幅を推定するには, 軸受支持特性——弾性および減衰作用に要約される——を明確に知る必要がある。

油膜の存在の下に作動しているジャーナル軸受の弾性および減衰については, 比較的最近, Hagg⁽¹⁾, Sternlicht⁽²⁾ が手がけている。

Hagg の研究は, 実験を主体としたものであるが,

* 昭和 36 年 11 月 12 日 第 39 期全国大会講演会において論文講演として講演, 原稿受付 昭和 36 年 8 月 7 日。

** 正員, 名古屋大学工学部 (名古屋市千種区不老町)。

*** 名古屋大学工学部。

軸中心の振動変位の直角座標成分を x, y とするとき、 x 軸と y 軸の間の連成は考えるに及ばない、という立場で貫かれている。そして、振動の計測値から弾性係数、減衰係数を誘導する過程も、この仮定にしたがっている。もし、両軸の間の連成を考えないで、すべての重要な性質が支障なく処理できれば、簡単でたいへん便利であるけれども、本論文における我々の研究結果が示すように、連成作用はかなり大きく、これを無視することはいくつかの重要な面で大きな無理を生ずることになる。

Sternlicht は、数値解法によって、潤滑油の軸方向の流れも考慮に入れた微分方程式（いわゆる三次元の油膜方程式）を解き、油膜の合力を求めた。かようにして求めた合力をもとにして、一部の弾性係数、減衰係数を出している。軸受長さの影響をとり入れてある点、大きな進歩であるけれども、数値解である関係上、全般の特性を知ることがむずかしく、また結果を実地に応用するのも簡単ではない。さらに、後半、油膜の合力から弾性係数、減衰係数を導く過程の取扱い、必ずしも十分でないように思われる。

本論文で、我々は、無限幅軸受について、平衡点のまわりの微小振動に対する弾性係数、減衰係数を誘導する。無限幅軸受という仮定は大きな弱点であるが、上述のような事情を考えると、このような取扱いも必要である。その方法のあらましは次のとおりである。無限幅軸受における油膜の合力は、偏心率 η 、偏心の方向を示す角 ψ （第 1 図参照）および η, ψ の関数として求まる。 η, ψ は軸中心の振動変位の直角座標 x, y の関数であるから、けっきょく油膜の合力は $x, y, \dot{x}, \dot{y}$ の関数となり、一定の条件のもとにこれら変数のべき級数に展開される。その場合、 x, y の一次項の係数として弾性係数、 $\dot{x}, \dot{y}$ の一次項の係数として減衰係数が定まる。

途中で、油膜の存在範囲が軸中心の振動変位に応じて変動し、その変動が油膜合力に影響を及ぼす点を、とり入れねばならない。この場合、近似的な取扱いを考えなければ、計算が煩雑になって、有用な結果が得られない。我々は、最小すきま点に近いほうの油膜限界点は、振動変位があまり大きくなければ、最小すきま点からの角度的へだたりが大きくならない範囲で変動する点に着目し、その影響を近似的な方法でとり入れる。

べき級数展開および線形的取扱いを正当づけるために、対象とする範囲を、静荷重成分に対応して軸中心が一定の偏心率位置をとり、この平衡位置のまわりに微小な変動を行なう場合（第 1 図参照）に限定する。こ

のようにして得られる弾性係数、減衰係数はオイルホップなどの不安定現象と密接な関連があるけれども、今回は、このような不安定現象が起っている場合や、荷重の変動ないし回転の円振動数 ω_1 が $\omega_1 \approx \omega_j/2$ (ω_j : 軸回転平均角速度) となるような場合は、対象外として触れないことにする。実際面でもっとも重要なのは、軸のつりあい重量によって起る振動であるが、このような場合は上記の条件がかなり満足されるものと期待できる⁽⁸⁾。

なお、軸受内における軸の傾きないし傾きの変動は、いまの場合考慮されていない。したがって、軸と軸受は中心軸を平行に保ったまま、相対運動を行なうものとして取扱っている。また、軸の回転速度の変動はないものとして議論を進める。

2. おもな記号

本論文で用いられるおもな記号は次のとおりである（第 1, 2 図参照）。なお、軸受中心 O_b と軸中心 O_j を結ぶ直線を両中心直線と呼ぶことにし、軸受中心線に

第 1 図

第 2 図

垂直な平面内に直角座標系 $O-xy$ (原点: 軸受中心 O_b) を考える.

- B : 軸受の減衰係数, (16) 式参照
 b : 軸受油膜の減衰係数, ただし軸受の単位射影面積当り, かつ偏心率 η の変動速度基準, $= (c/2rl)B$. (15), (18) 式参照
 c : 軸受の半径すきま
 e : 軸の偏心率, $e^2 = x_j^2 + y_j^2$
 F : 軸に作用する油膜の合力 (軸受全体)
 F_x, F_y : F の x, y 方向成分
 F_{x0}, F_{y0} : F_x, F_y の不変成分, (16) 式参照
 K : 軸受の弾性係数, (16) 式参照
 k : 軸受油膜の弾性係数, ただし軸受の単位射影面積当り, かつ偏心率 η の変動基準, $= (c/2rl)K$. (15), (18) 式参照
 l : 軸受の軸方向の長さ
 N_j : 軸の回転数
 $p, p(\theta)$: 油膜の圧力, 角位置 θ の関数.
 p_0 : 軸受端部の周囲圧力, 通常大気圧
 P : 軸に作用する油膜の合力, ただし軸受の単位射影面積当り, $= F/(2rl)$
 P_l : 軸受に作用する外部荷重の軸受圧力, $= W/(2rl)$
 P_{l0} : P_l の静荷重成分
 P_x, P_y : P の x, y 方向成分
 P_{x0}, P_{y0} : P_x, P_y の不変成分, (15) 式参照
 P_η : P の両中心直線方向の成分, η 増加の方向正
 P_ψ : P の両中心直線と直角の方向の成分, ψ の正の方向が正
 r : 軸受半径
 S : Sommerfeld 数, $= (r/c)^2 \cdot \mu N_j / P_l$
 S_0 : 静荷重成分 P_{l0} に関する Sommerfeld 数, $= (r/c)^2 \cdot \mu N_j / P_{l0}$
 t : 時刻
 W : 軸受に作用する外部荷重, $= 2rl \cdot P_l$
 x, y : 平衡位置から測った軸中心の直角座標, すなわち振動変位の直角座標
 $\bar{x}, \bar{y}$: 静荷重成分 P_{l0} に対する軸中心平衡位置の直角座標
 x_j, y_j : 軸中心の直角座標, $x_j = \bar{x} + x, y_j = \bar{y} + y$
 α : 軸中心のまわりの軸回転角
 β : 任意の時刻における荷重 P_l の方向が x 軸となす角, x 軸より測って軸回転と同方向正
 η : 偏心率, $= e/c, \eta_x = \bar{\eta}_x + \tilde{\eta}_x, \eta_y = \bar{\eta}_y + \tilde{\eta}_y$

$\bar{\eta}$: 静荷重成分 P_{l0} に対する軸中心平衡位置の偏心率, $\bar{\eta}_x = \bar{x}/c, \bar{\eta}_y = \bar{y}/c$, (30) 式参照

$\tilde{\eta}$: 軸中心の振動変位に基づく η の変動成分, $\tilde{\eta}_x = x/c, \tilde{\eta}_y = y/c$

θ : 両中心直線の最大油膜端を $\theta=0$ とし, 軸回転と同方向に測った角

θ_1, θ_2 : 油膜の境界の角位置, それぞれ前縁, 後縁

θ_* : θ_1, θ_2 のうち両中心直線の最小油膜端に近いほうの角度, $= \pi + \tilde{\theta}_*$

$\tilde{\theta}_*$: 軸中心の変動 $\tilde{\eta}$ に基づく θ_* の変動成分
 μ : 潤滑油粘度

φ : 任意の時刻における偏心率方向が荷重 P_l の方向となす角, P_l より測って軸回転と同方向正

ψ : 任意の時刻における偏心率方向が x 軸となす角度, x 軸から測って軸回転と同方向正

$\bar{\phi}$: 静荷重成分 P_{l0} に対する軸中心平衡位置の ϕ 値

ω_j : 軸中心のまわりの軸回転の平均角速度, $\dot{\alpha}$ の 1 サイクルの平均値

添字, 添記号

l : 外部荷重に関する量であることを示す.

x, y : x 軸, y 軸方向の成分であることを示す.

xx, yy : 弾性係数, 減衰係数において, 非連成分であることを示す. (15), (16) 式参照.

yx, xy : 弾性係数, 減衰係数において, 連成分であることを示す. (15), (16) 式参照.

j : 軸に関する量であることを示す.

$\cdot$: 時間 t に関する微分を表わす.

3. 基礎関係式

変動する荷重を受ける無限幅軸受の性能を定める基礎方程式が導かれたのは, すでに久しい以前にさかのぼる⁽⁴⁾⁽⁵⁾. 後になって, Burwell⁽⁶⁾ は, この基礎方程式を数値解法によって解き, 種々の荷重状態に対する軸中心軌道を求めた. この場合, 無限幅軸受に対しては, 油膜が軸受全周にわたり連続して存在するという仮定を適用してある. 普通の軸受の場合, 油膜圧力が外界の圧力より低くなる領域では, 実際は荷重をささえる油膜は存在しないであろう, ということが指摘されていたが, 変動荷重に対しては, Burwell⁽⁶⁾, Shawi⁽⁷⁾ が, それぞれ短軸受, 無限幅軸受について, こ

の点を考慮に入れて取扱っている。

3.1 油膜圧力 油膜の状態は、Reynolds の方程式

$$\frac{1}{6\mu} \left[\frac{\partial}{\partial x_f} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial x_f} \right) + \frac{\partial}{\partial z_f} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial z_f} \right) \right] = \frac{\partial}{\partial x_f} \{ (U_0 + U_1)h \} + 2(V_1 - V_0) \dots (1)$$

から定まる。ここに、 x_f, y_f, z_f : 油膜にそってとった直角座標 (第 2 図参照, z_f は軸受の軸方向), h : 角位置 θ に対する軸と軸受の間のすきま, u, v, w : 油膜内流体の x_f, y_f, z_f 方向の速度成分 (静止座標に対する値), U_0, U_1 : それぞれ $y_f=0, h$ に対する u の値, V_0, V_1 : それぞれ $y_f=0, h$ に対する v の値である。そして、油の粘度は油膜中いたるところ同じ値であるとしてある。

(1) 式を軸と軸受の組合せ (第 2 図) に適用し、軸受は静止しており、軸受端部からの漏れがない (z_f 軸方向に流れがない、無限幅軸受) とすると、

$$\begin{aligned} \frac{1}{6(r/c)^2\mu} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \{ (1+\eta \cos \theta)^3 \frac{\partial p}{\partial \theta} \} \right] \\ = \frac{d\alpha}{dt} \frac{\partial}{\partial \theta} (1+\eta \cos \theta) + 2 \left\{ \cos \theta \frac{d\eta}{dt} + \eta \sin \theta \frac{d}{dt} (\beta + \varphi) \right\} \dots (2) \end{aligned}$$

この式を θ について 2 度積分し、油膜圧力 $p(\theta)$ の積分定数を

$$p(0) = p(2\pi), \quad p(0) = p_0$$

から定めると、圧力の関係式⁽⁵⁾ は

$$\frac{p-p_0}{(r/c)^2\mu} = 6 \left\{ \frac{d\alpha}{dt} - 2 \frac{d}{dt} (\beta + \varphi) \right\} \frac{\eta(2+\eta \cos \theta) \sin \theta}{(2+\eta^2)(1+\eta \cos \theta)^2} + 6 \frac{1}{\eta} \left\{ \frac{1}{(1+\eta \cos \theta)^2} - \frac{1}{(1+\eta)^2} \right\} \frac{d\eta}{dt} \dots (3)$$

3.2 油膜存在範囲と荷重関係式 (3) 式によれば、油膜中には、軸受端部の周囲圧力 p_0 よりも低い圧力になる範囲がある。一般に p_0 は大気圧であるのが普通であるから、 $p < p_0$ のところでは端部から空気が吸込まれるものと考えねばならぬ。したがって、荷重をささえる油膜の存在はある角度範囲に限定される。この場合、「無限幅」軸受は、軸方向に非常に長いけれども、実際には有限の長さで、したがって空気が吸込まれる、というように考えることになる。

このような状況の下における厳密な境界条件は、油膜の後縁 $\theta = \theta_2$ において、

$$p - p_0 = 0, \quad \partial p / \partial \theta = 0 \dots (4)$$

であって⁽⁸⁾⁽⁹⁾、これは θ 方向の流れの連続性という考えから導かれる。

しかし、この境界条件を適用すると、計算がきわめて複雑になるので、油膜の両端 $\theta = \theta_1, \theta_2$ にて

$$p - p_0 = 0 \dots (5)$$

を近似的な意味で、境界条件とすることが多い。Burwell⁽⁶⁾ (短軸受), Shawki⁽⁷⁾ (無限幅軸受) の取扱いは、ともにそうである。

境界条件 (5) によると、 θ_1, θ_2 は (3) 式の右辺を 0 と置いて

$$\frac{\frac{d\alpha}{dt} - 2 \frac{d}{dt} (\beta + \varphi)}{d\eta/dt} \frac{\eta(1+\eta)^2}{2+\eta^2} = \left[\cot \theta - \frac{2+\theta}{(2+\eta \cos \theta) \sin \theta} \right] \dots (6)$$

から定まる⁽⁷⁾。

油膜の存在が $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$ の範囲に限られる場合、軸受の荷重の関係式⁽⁷⁾ は (3) 式を積分して、

$$\begin{aligned} \frac{P_l}{(r/c)^2\mu N_j} \cos \varphi &= \frac{1}{\omega_j} \left\{ \frac{d\alpha}{dt} - 2 \frac{d}{dt} (\beta + \varphi) \right\} 6\pi \left[\frac{1}{\eta(2+\eta^2)(1+\eta \cos \theta)} + \frac{\cos \theta}{2+\eta^2} \right]_{\theta_1}^{\theta_2} \\ &+ \frac{1}{\omega_j} \frac{d\eta}{dt} 6\pi \left[\frac{1}{(1-\eta^2)^{3/2}} \sin^{-1} \left(\frac{\sqrt{1-\eta^2} \sin \theta}{1+\eta \cos \theta} \right) - \frac{\sin \theta}{\eta(1-\eta^2)(1+\eta \cos \theta)} + \frac{\sin \theta}{\eta(1+\eta)^2} \right]_{\theta_1}^{\theta_2} \\ \frac{P_l}{(r/c)^2\mu N_j} \sin \varphi &= \frac{1}{\omega_j} \left\{ \frac{d\alpha}{dt} - 2 \frac{d}{dt} (\beta + \varphi) \right\} 6\pi \left[\frac{\eta}{(2+\eta^2)\sqrt{1-\eta^2}} \sin^{-1} \left(\frac{\sqrt{1-\eta^2} \sin \theta}{1+\eta \cos \theta} \right) \right. \\ &\left. - \frac{\eta \sin \theta \cos \theta}{(2+\eta^2)(1+\eta \cos \theta)} \right]_{\theta_1}^{\theta_2} + \frac{1}{\omega_j} \frac{d\eta}{dt} 6\pi \left[\frac{1}{\eta^2(1+\eta \cos \theta)} + \frac{\cos \theta}{\eta(1+\eta)^2} \right]_{\theta_1}^{\theta_2} \dots (7) \end{aligned}$$

となる。

Shawki は, (6), (7) 式をもととし, $d\eta/dt=0$ の場合を論じているが, $d\eta/dt \neq 0$ の一般の場合については, 数値計算によるほかないと述べ, しかも, 与えられた荷重 P_l に対して η, φ を求めることは, きわめて困難であると指摘している.

4. 油膜の弾性, 減衰

4.1 求めかたのあらすじ 我々は油膜の弾性および減衰を次のようにして求める.

(7) 式において, 第1式は両中心線方向 (η 方向) の力のつりあいを示し, 第2式はそれと直角方向 (ψ 方向) の力のつりあい関係である. 第2図を参照すると,

$$P_\eta = -P_l \cos \varphi, \quad P_\psi = P_l \sin \varphi \quad \dots\dots\dots (8)$$

したがって, P_η, P_ψ と各変数との間には,

$$P_\eta = P_\eta(\eta, \dot{\eta}, \dot{\psi}, \theta_1, \theta_2), \\ P_\psi = P_\psi(\eta, \dot{\eta}, \dot{\psi}, \theta_1, \theta_2)$$

のような関数関係がある. ただし, いまの場合, $d\alpha/dt$ は定数と考えてある. さらに, 油膜の境界 θ_1, θ_2 については, (6) 式を参照すると,

$$\theta_1 = \theta_1(\eta, \dot{\eta}, \dot{\psi}), \quad \theta_2 = \theta_2(\eta, \dot{\eta}, \dot{\psi})$$

ゆえに, 結局,

$$P_\eta = P_\eta(\eta, \dot{\eta}, \dot{\psi}), \quad P_\psi = P_\psi(\eta, \dot{\eta}, \dot{\psi}) \quad \dots\dots\dots (9)$$

油膜が軸に及ぼす合力の直角座標に関する成分 P_x, P_y は, 第2図を参照すると,

$$\left. \begin{aligned} P_x &= P_\eta \cos \psi - P_\psi \sin \psi, \\ P_y &= P_\eta \sin \psi + P_\psi \cos \psi \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

となる. (9), (10) 式を組み合わせると,

$$P_x = P_x(\eta, \dot{\eta}, \dot{\psi}), \quad P_y = P_y(\eta, \dot{\eta}, \dot{\psi}) \quad \dots\dots\dots (11)$$

一方, η, ψ と直角座標との関係は

$$\eta \cos \psi = \eta_x = \bar{\eta}_x + \tilde{\eta}_x, \quad \eta \sin \psi = \eta_y = \bar{\eta}_y + \tilde{\eta}_y \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{\eta} &= \frac{1}{\eta} \left\{ (\bar{\eta}_x + \tilde{\eta}_x) \dot{\eta}_x + (\bar{\eta}_y + \tilde{\eta}_y) \dot{\eta}_y \right\} \\ \dot{\psi} &= \frac{1}{\eta^2} \left\{ (\bar{\eta}_x + \tilde{\eta}_x) \dot{\eta}_y - (\bar{\eta}_y + \tilde{\eta}_y) \dot{\eta}_x \right\} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

(11), (13) 式から

$$\left. \begin{aligned} P_x &= P_x(\tilde{\eta}_x, \tilde{\eta}_y, \dot{\tilde{\eta}}_x, \dot{\tilde{\eta}}_y, \bar{\eta}_x, \bar{\eta}_y) \\ P_y &= P_y(\tilde{\eta}_x, \tilde{\eta}_y, \dot{\tilde{\eta}}_x, \dot{\tilde{\eta}}_y, \bar{\eta}_x, \bar{\eta}_y) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

となる. 右辺の実際の関数形は, (8) 式を参照して, (7) 式の右辺から定めることができる.

さて, かようにして (14) 式の右辺の関数形を実際に計算することができるから, ある条件の下に, (14) 式の右辺を $\tilde{\eta}_x, \tilde{\eta}_y, \dot{\tilde{\eta}}_x, \dot{\tilde{\eta}}_y$ のべき級数に展開することができる. 線形的取扱いの許される範囲を対象として, 一乗の項までとると,

$$\left. \begin{aligned} P_x &= P_{x0} - (k_{xx} \tilde{\eta}_x + k_{xy} \tilde{\eta}_y + b_{xx} \dot{\tilde{\eta}}_x + b_{xy} \dot{\tilde{\eta}}_y) \\ P_y &= P_{y0} - (k_{yx} \tilde{\eta}_x + k_{yy} \tilde{\eta}_y + b_{yx} \dot{\tilde{\eta}}_x + b_{yy} \dot{\tilde{\eta}}_y) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (15)$$

のかたちになる. そして, P_{x0}, P_{y0}, k, b などの係数は $\bar{\eta}, \bar{\eta}_x, \bar{\eta}_y$ の関数として求まる. 軸受全体の力は, これに対応して,

$$\left. \begin{aligned} F_x &= F_{x0} - (K_{xx} x + K_{xy} y + B_{xx} \dot{x} + B_{xy} \dot{y}) \\ F_y &= F_{y0} - (K_{yx} x + K_{yy} y + B_{yx} \dot{x} + B_{yy} \dot{y}) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (16)$$

のかたちをとる. (15), (16) 式で, 右辺の括弧全体に $-$ がついているのは, K, B などを通例の弾性係数, 減衰係数の定義と一致させるためである. ここで,

$$\left. \begin{aligned} F_x &= (2rl) P_x, & F_y &= (2rl) P_y \\ \tilde{\eta}_x &= x/c, & \tilde{\eta}_y &= y/c \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (17)$$

なる関係があることを考えると,

$$\left. \begin{aligned} F_{x0} &= (2rl) P_{x0}, & F_{y0} &= (2rl) P_{y0} \\ K &= \frac{2rl}{c} k, & B &= \frac{2rl}{c} b \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (18)$$

線形としての取扱いの範囲内では, (16) 式に見られるように, K, B をそれぞれ弾性係数, 減衰係数と考えるのが適当である. 変位の大きさ $|x|, |y|$ (厳密には $|\tilde{\eta}|$) が大きくなると, 線形としての取扱いが許されなくなり, もっと高次の項までとることが必要となる. したがって, そのような場合には, 弾性係数, 減衰係数の意味も複雑になるが, それはもとの微分方程式が非線形であるから当然である.

ここで上述のべき級数展開および線形的取扱いを正当化するために, 対象範囲を,

$$\frac{|\tilde{\eta}|}{1 - \bar{\eta}^2}, \quad \frac{|\dot{\tilde{\eta}}|}{\bar{\eta}} \ll 1 \quad \dots\dots\dots (19)$$

のなりたつ範囲に限定する必要がある. さらに, 以下の計算の途中において, (21), (29) 式の条件を必要とするが, これらは, 当面对象とするような場合には, 上の条件 (19) 式が成り立てば, 当然成り立つものと期待することができる.

4.2 油膜の限界 θ_1, θ_2 に対する近似解 油膜の存在範囲に対する境界条件には, (4) 式を用いるのが正確なのであるが, ここでも Burwell, Shawki と同様近似的な意味で (5) 式を用いてゆく.

その場合, θ_1, θ_2 は (6) 式から決まってくる. (6) 式は実根2個を有し, これが θ_1, θ_2 を与える. 実際は, (6) 式の中の三角関数を $\tan(\theta/2)$ で置換えてえられる四次方程式を解くことになる. $\tan(\theta/2) = 0$ が解の一つを与えることはすぐにわかるが, 残りもう1個の実根を求めるためには, $\tan(\theta/2)$ を未知数とする三次代数方程式を解かねばならず, 結果がき

わめて複雑となる。しかるに当面の目標は、非線形の問題を線形的に取扱うにあるから、結果があまり煩雑となつては妙味が失われる。そこで θ_1 , θ_2 を求めるに当って、何らかの近似の方法を考える必要がある。

そのためには、もとへさかのぼって、(3) 式の右辺を 0 に等しいと置いて、

$$(\omega_j - 2\dot{\phi}) \frac{\eta(2 + \eta \cos \theta) \sin \theta}{(2 + \eta^2)(1 + \eta \cos \theta)^2} + \frac{1}{\eta} \left\{ \frac{1}{(1 + \eta \cos \theta)^2} - \frac{1}{(1 + \eta)^2} \right\} \dot{\eta} = 0 \quad (20)$$

を満足する θ の値が θ_1 , θ_2 である。さて、 $\theta = 2n\pi$, n : 整数 が解の一つであることはすぐわかる。もう一つの実数解を θ_* で表わす。まず $\dot{\eta} = 0$ の場合を考えると、 $\theta_* = \pi$ である。一般に $\dot{\eta} \neq 0$ の場合には、 $\theta_* \neq \pi$ となるが、

$$\frac{\dot{\eta}}{\omega_j - 2\dot{\phi}} \rightarrow 0 \quad \text{のとき} \quad \theta_* \rightarrow \pi$$

となるはずである。したがって、

$$\left| \frac{\dot{\eta}}{\omega_j - 2\dot{\phi}} \right| \ll 1 \quad (21)$$

の範囲では、

$$\theta_* = \pi + \tilde{\theta}_*, \quad |\tilde{\theta}_*| \ll 1 \quad (22)$$

と考えてよい。(22) 式を (20) 式に代入し、 $\cos \tilde{\theta}_* \approx 1$ の条件を入れると、

$$\theta_* \approx \sin \tilde{\theta}_* \approx \frac{4(2 + \eta^2)}{\eta(2 - \eta)(1 + \eta)^2} \frac{\dot{\eta}}{\omega_j - 2\dot{\phi}} \quad (23)$$

が得られる。(3) 式について、 $p - p_0 \geq 0$ となる範囲を検討して、次の結果がえられる。

$$\left. \begin{array}{ll} \omega_j - 2\dot{\phi} > 0 \quad \text{のとき} & \theta_1 = 0, \quad \theta_2 = \theta_* \\ \omega_j - 2\dot{\phi} < 0 \quad \text{のとき} & \theta_1 = \theta_*, \quad \theta_2 = 2\pi \end{array} \right\} \quad (24)$$

(19) 式の条件が成り立つときは、(13) 式から $|\dot{\eta}|$, $|\dot{\phi}|$ も微小な量であることがわかる。したがって、 $|\dot{\phi}| < \omega_j/2$ と考えてよい。ゆえに、いま我々が対象としている範囲では、

$$\omega_j - 2\dot{\phi} > 0 \quad (25)$$

である。そして、 $|\dot{\eta}|$ も微小な量であるから、(21) 式の条件は、(19) 式の条件が成り立てば、ひとりでに満足される。

4.3 弾性および減衰係数の誘導 (8), (7), (24) 式から

$$\left. \begin{aligned} \frac{P_\eta}{(r/c)^2 \mu N_j} &= \mp \frac{1}{\omega_j} (\dot{\alpha} - 2\dot{\phi}) 6\pi \left[\frac{1}{\eta(2 + \eta^2)(1 + \eta \cos \theta)} + \frac{\cos \theta}{2 + \eta^2} \right]_{0, 2\pi}^{\theta_*} \\ &\quad \mp \frac{1}{\omega_j} \dot{\eta} \cdot 6\pi \left[\frac{1}{(1 - \eta^2)^{3/2}} \sin^{-1} \left(\frac{\sqrt{1 - \eta^2} \sin \theta}{1 + \eta \cos \theta} \right) - \frac{\sin \theta}{\eta(1 - \eta^2)(1 + \eta \cos \theta)} + \frac{\sin \theta}{\eta(1 + \eta)^2} \right]_{0, 2\pi}^{\theta_*} \\ \frac{P_\phi}{(r/c)^2 \mu N_j} &= \pm \frac{1}{\omega_j} (\dot{\alpha} - 2\dot{\phi}) \cdot 6\pi \left[\frac{\eta}{(2 + \eta^2)\sqrt{1 - \eta^2}} \sin^{-1} \left(\frac{\sqrt{1 - \eta^2} \sin \theta}{1 + \eta \cos \theta} \right) - \frac{\eta \sin \theta \cos \theta}{(2 + \eta^2)(1 + \eta \cos \theta)} \right]_{0, 2\pi}^{\theta_*} \\ &\quad \pm \frac{1}{\omega_j} \dot{\eta} \cdot 6\pi \left[\frac{1}{\eta^2(1 + \eta \cos \theta)} + \frac{\cos \theta}{\eta(1 + \eta)^2} \right]_{0, 2\pi}^{\theta_*} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

ただし、 $\dot{\alpha} - 2\dot{\phi} \geq 0$ に応じ、複号同順、積分の下限それぞれ 0, 2π

(22) 式および $\cos \tilde{\theta}_* \approx 1$ を用いると、

$$\left. \begin{aligned} \frac{P_\eta}{(r/c)^2 \mu N_j} &= \mp \frac{1}{\omega_j} (\dot{\alpha} - 2\dot{\phi}) \cdot 12\pi \frac{\eta^2}{(2 + \eta^2)(1 - \eta^2)} \\ &\quad \mp \frac{1}{\omega_j} \dot{\eta} \cdot 6\pi \left[\frac{1}{(1 - \eta^2)^{3/2}} \left\{ \pm \pi + \sin^{-1} \left(\sqrt{\frac{1 + \eta}{1 - \eta}} \sin \tilde{\theta}_* \right) \right\} + \frac{3 - \eta}{(1 + \eta)^2(1 - \eta)^2} \sin \tilde{\theta}_* \right] \\ \frac{P_\phi}{(r/c)^2 \mu N_j} &= \pm \frac{1}{\omega_j} (\dot{\alpha} - 2\dot{\phi}) \cdot 6\pi \left[\frac{\eta}{(2 + \eta^2)\sqrt{1 - \eta^2}} \left\{ \pm \pi + \sin^{-1} \left(\sqrt{\frac{1 + \eta}{1 - \eta}} \sin \tilde{\theta}_* \right) \right\} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\eta}{(2 + \eta^2)(1 - \eta)} \sin \tilde{\theta}_* \right] \pm \frac{1}{\omega_j} \dot{\eta} \cdot 24\pi \frac{1}{(1 - \eta)(1 + \eta)^2} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

この関係を (10) 式に入れた上、 $\sin^{-1} \{ \sqrt{(1 + \eta)/(1 - \eta)} \sin \tilde{\theta}_* \}$ の項を $\sqrt{(1 + \eta)/(1 - \eta)} \sin \tilde{\theta}_*$ のべき級

場合の値である。横軸は静荷重 P_{10} に対する平衡位置の偏心比 $\bar{\eta}$ にとってあるが、同時に静荷重成分 P_{10} の無次元表示 $1/S_0$ もならべて示してある。

図からわかるとおり、連成成分が非連成成分にくらべて必ずしも小さいといえない点は、注意する必要がある。この傾向は弾性係数のほうが顕著である。

たとえば、 $\bar{\eta}$ の小さいところで、 k_{xy} が大きな値を示しているが、これは次のような事情によるものと解することができる。 $\bar{\eta}$ の小さいところでは、 $\bar{\phi}$ が $\pi/2$ に近く、 η_x が変化しても $|\eta|$ にはあまり影響しないが、 η_y の変化は $|\eta|$ に大きな変化をもたらす。したがって、 k_{xx} については、 ψ が η_x の変化に応じて変ることの影響が主体になるが、平衡点 ($\bar{\eta}$, $\bar{\phi}$) においては、油膜合力が x 軸と並行しており、 F_x は ψ の変化に対しても鈍感な状態にある。かくて、 k_{xx} はここで小さな値を示す。反対に k_{xy} の場合、 ψ の変化についての事情は k_{xx} の場合と同じであるけれども、 η_y

の変化に応じ $|\eta|$ の変化、したがって、油膜合力の大きさの変化が著しく、 k_{xy} は大きな値を示す。 k_{yx} についても、同様に考えて、 $\bar{\eta}$ の小さいところで、 ψ の変化の影響が現われやすい関係位置にあり、 k_{yx} は負の絶対値の大きな値を示すことがわかる。

かように、静荷重の方向を基準にした弾性係数、減衰係数がわかったから、平衡点のまわりの微小振動に対する運動が確定することになる。

4.5 弾性および減衰値の検討 我々の得た第 4, 5 図の値と Sternlicht の出している値⁽²⁾ との比較を第 6～8 図に示す。図の縦軸は、我々の記号に書き換えてあるが、Sternlicht の出している係数と内容が一致するものである。図中、細線で表わした曲線が、Sternlicht の値、太線が本論文の値である。Sternlicht が出している弾性係数、減衰係数はこの三とおりだけであり、いずれも、軸中心の運動が純粹にそのときの偏心方向に起った場合の値である。第 4, 5 図は x 軸

第 4 図

第 5 図

第 6 図

第 7 図

第 8 図

を静荷重の方向と一致させた場合の値であるから, Sternlicht の値と比較するには換算をしなければならない. そのため, 第3図について, 角 $\bar{\phi}$ だけ回転させた座標系を $O-x'y'$ とすれば, x' 軸は静止荷重成分 P_{10} に対する偏心の方向と一致し, y' 軸はそれと直角方向を向くことになる. そして, この新しい座標系について, $k_{x'x'}$, $k_{y'y'}$, $b_{x'x'}$ が, それぞれ Sternlicht の出している三とおりの係数に相当することになる. 座標系 $O-xy$ に関する諸係数から, $O-x'y'$ に関する上記の係数を算出するには, 次の関係により換算を行なえばよい.

$$k_{x'x'} = k_{xx} \cos^2 \bar{\phi} + (k_{xy} + k_{yx}) \cos \bar{\phi} \sin \bar{\phi} + k_{yy} \sin^2 \bar{\phi}$$

$$k_{y'y'} = (-k_{xx} + k_{yy}) \sin \bar{\phi} \cos \bar{\phi} - k_{xy} \sin^2 \bar{\phi} + k_{yx} \cos^2 \bar{\phi}$$

$$b_{x'x'} = b_{xx} \cos^2 \bar{\phi} + (b_{xy} + b_{yx}) \cos \bar{\phi} \sin \bar{\phi} + b_{yy} \sin^2 \bar{\phi}$$

このようにして換算した $k_{x'x'}$, $k_{y'y'}$, $b_{x'x'}$ の値に, 我々の計算に用いた $1/S_0$ を乗じて, 無次元化の方式

を Sternlicht のものと一致させた. したがって, Sternlicht の値の曲線は, 原論文のグラフの値を手を加えることなくそのまま写したものであって, 軸方向の流れを考慮した方程式を数値解法によって解いたものなので, $l/(2r)$ の値に応じ3本の曲線が出ている. 第8図において, Sternlicht の曲線のうち, 実線で示した上側の枝は最小油膜厚さ減少の方向に純粋な半径速度が働く場合の値, 破線で示した下側の枝は最小油膜厚さ増大の方向に純粋な半径速度が作用する場合の値, と説明されている.

5. む す び

無限幅軸受の静荷重に対する平衡点のまわりの微小振動に対する弾性係数, 減衰係数を誘導した. その結果, これら係数が静荷重に応じどのような変化をするか, 全般の傾向がよくわかった. また, 数値的には, 連成項がかなり大きな値になるから, Hagg のように連成を考えないで取扱うのは無理である, ということができる. なお, 弾性係数, 減衰係数の数値を, 軸受長さを考慮した数値解の結果と比較した.

文 献

- (1) A.C. Hagg & G.O. Sankey, *J. Appl. Mech.*, **23-2** (1956-6), 302.
- (2) B. Sternlicht, *Trans. ASME, Ser. D*, **81-2** (1959-6), 101.
- (3) G.S.A. Shawki & P. Feeman, *Proc. Inst. Mech. Engr.*, **169-36** (1955), 689.
- (4) W.J. Harrison, *Trans. Camb. Phil. Soc.*, **22** (1920), 378.
- (5) H.W. Swift, *J. Inst. Civil Engr.*, **5** (1937), 161.
- (6) J.T. Burwell, *J. Appl. Mech.*, **14-3** (1947), A-231; *J. Appl. Mech.*, **16-4** (1949), 358; *J. Appl. Mech.*, **18-4** (1951), 393.
- (7) G.S.A. Shawki, *Trans. ASME*, **78-3** (1956-4), 457.
- (8) A. Cameron & W.L. Wood, *Proc. Inst. Mech. Engr.*, **161** (1949), 59.
- (9) E. O. Waters, *Trans. ASME*, **64** (1942), 711.

討

〔質問〕 (1) 油膜のキャビテーションについては, かなり複雑な問題があり, Burwell や Shawki のものにしても, 一つの仮説であるわけであるが, 本論文における軸受荷重と油膜存在範囲の関係は, いかなる条件範囲について適用しうると考えておられるか (たとえば偏心率や軸受幅など).

(2) 本論文では多くの仮定や近似解が活用されているが, 近似度に対する吟味が少しほしいと思われる. 結局本論文の弾性係数, 減衰係数は厳密解に対する近似度がどの程度のものであり, また実際の場合との一致性はどの程度であると考えられるか. なお軸受

論

幅の比較的長い軸受について, 実験的に吟味を行なってみる必要はないか. (赤 岡 純)

〔回答〕 (1) 油膜の存在範囲については, 境界条件(4)式または(5)式が, 従来本文中に説明したような考えの下に適用されているが, 実際の物理的条件は, まさに御指摘のとおり格段に複雑である. 両端から空気が吸込まれるのと, 潤滑油の蒸気, 潤滑油中に含まれる空気が負圧部で分離するのと, どちらが先かは問題であるが, 後者の現象が支配的であるという実験結果が見られるから, 本文中の境界条件適用の根拠はそこに求めるよう訂正すべきかも知れない. な

お、現実には、油膜の限界は軸受の長さ方向にわたって直線とは限らず、きわめて複雑な形状を呈するであろう。現在、境界条件の適用範囲について、特に動荷重の場合、はっきりした断定を下すだけの知識を持合わせていない。おそらく、今後実験的な研究が必要なのではなかろうか。しいていえば、定常荷重の場合の実験結果からおして、偏心率についてはあまり小さくない ($\eta \geq 0.2$) 範囲にあてはまり、軸受幅に対しては、あまり関係しない (潤滑油の内部から蒸気または空気の分離が行なわれる) のではないかと考える。

(2) 厳密解との間の誤差を、A) 線形化した取扱いに基因する誤差と B) その他に近似条件を用いるために線形化した弾性係数 k 、減衰係数 b の厳密値に対して生ずる誤差に大別して考える。

まず、B) について、問題になるのは油膜範囲に対する (23) 式の近似条件である。近似の程度を示すと付図 1 のとおりである。各 $\bar{\eta}$ 値に対し、下の曲線がもとの (20) 式の関係、上の直線が (23) 式の近似関係である。ところで、(20)、(26) 式から省略なしに k 、 b を求めていっても、線形的取扱いのわく内では、(23) 式の近似条件を用いた結果と同じになることが示される。そのあらましを述べると次のとおりである。

(20) 式から省略なしに θ_* を求めようとする、三次方程式 $\sin^3 \theta_* + 3p \sin \theta_* + 2q = 0$, $p = (1/3) \{a^2(4 - \eta^2) + 4\delta^2(1 + \eta)\} / \{\eta^2(a^2 + \delta^2)\}$, $q = (1/2) \{4a(2 + \eta) / \eta^2(a^2 + \delta^2)\} \delta$ を解くことになる。ただし、 $a = \eta \times (1 + \eta^2) / (2 + \eta^2)$, $\delta = \eta / (\dot{\alpha} - 2\dot{\psi})$ 。われわれの問題では $p > 0$ で、上記三次方程式の実数解 $\sin \theta_*$ は、 $q / \sqrt{q^2 + p^3}$ のべき級数に展開できる。

$$\sin \theta_* = -\frac{2}{3} q (q^2 + p^3)^{-1/3} - \frac{10}{81} q^3 (q^2 + p^3)^{-4/3} - \dots$$

さらに、 $|q^2/p^3| < 1$ の成り立つ範囲では、 $(q^2 + p^3)$ のべきが q^2/p^3 のべき級数に展開できて、 $\sin \theta_* = -2q/(3p) + (q$ に関し二乗以上の高べき項) となる。右辺の初項だけをとり、かつ $\{4(1 + \eta)/a^2(4 - \eta^2)\} \delta^2 \ll 1$ とすれば、(23) 式と一致する。一方、(26) 式において、 $\cos \theta_*$ 、 $(1 + \eta \cos \theta_*)^{-1}$ を省略を用いないで $\sin \theta_*$ のべき級数に展開すると、(27) 式の上に新た

付 図 1

に追加されるのは $\sin \theta_*$ に関し二乗以上の高べき項ばかりである。この結果に上記 $\sin \theta_*$ を用いると、 q 、したがって $\eta/(\dot{\alpha} - 2\dot{\psi})$ の二乗以上の高べき項が追加されるが、 $\dot{\eta}_x$ 、 $\dot{\eta}_y$ の一次項の係数は本論文の解と変わらないことがわかる。すなわち、線形的取扱いのわく内では、本論文の結果は厳密値と同じであって、この意味で (23) 式は線形的取扱ひによく適合した近似条件といえることができる。条件 $|q^2/p^3| < 1$ は、 $\eta/(\dot{\alpha} - 2\dot{\psi})$ のずっと大きなところまで成り立つ。

一方、A) に対する近似度を調べる最も確実な方法は、 P_x 、 P_y について数値計算で求めた厳密値と本論文の k 、 b から求めた値を比較することであろうと思う。現在この線に沿って計算を行なっているが、間に合いかねるので、ここではごくだいたいの見当でお許しいただきたいと思う。本論文の計算の過程からもわかるとおり、全般を通じて、 $|\dot{\eta}_x|/\bar{\eta}$ 、 $|\dot{\eta}_y|/\bar{\eta}$ 、 $|\dot{\eta}_x|/(1 - \bar{\eta})$ 、 $|\dot{\eta}_y|/(1 - \bar{\eta})$ を 1 に対して省略する程度の近似が行なわれている。変動速度 $|\dot{\eta}|$ については、軸の回転角速度 ω_j に対する次数が格段に大きくない限り、上の省略と同等である。したがって、おおざっぱな見当としては、誤差も上記の程度と考えられるが、これは線形的取扱ひという点から当然といえよう。

なお、Sternlicht の値との比較も、ある意味で近似度の参考となるかと思う。

次に、実際の場合との一致性であるが、式の取扱ひ方のほかに、もともなった式には油膜の存在範囲に関する重要な仮定がはいっている。また、温度や粘度変化の影響、その他重要な変数で考慮されてないものがある。これら全部を総合した場合の近似度については、確実な断定ができたい現状であると考え。したがって、実験を行なって結果を対比する必要があると考える。

【質問】 (1) 第 4、5 図の弾性および減衰係数の導出に本論文の意義があるものと認めるが、符号の説明、仮定条件の符号による適確な指示等の不足により相当わかりにくくなっている点があるように思う。たとえば

(i) (8)、(10) 式より P_x 、 P_y は P_l の x 、 y 方向成分であることは明らかであるが、定義では P の x 、 y 方向成分である。したがって P_l と P の関係が不めいりょう。

(ii) (15) 式で与えられる P_x 、 P_y 、したがって P_l の変動状況の仮定が不めいりょう。

(iii) 基礎式 (7) までは一見 β を t の関数として扱って、回転荷重の場合も含んでいるが、(30) 式の手前からは一定方向荷重の場合に移っている。この間説明不足で、 P_{l0} が P_l の静荷重という説明だけでは不親切である。たとえば Pinkus & Sternlicht (答 1) が与えているような条件の明確な指定の記述が読者に対して望ましいと考える。

(2) 限定条件 (19) 式がどの程度の値まで本論文の結果は成り立つのであるか。油膜にも実際おこりうると予想される値より、もし $|\bar{\eta}|/\bar{\eta}$ の値が相当小さくしなければならぬのならば、微小振動の仮定による解析は堀幸夫氏が行なっているように安定判別にのみしか役立たぬのではないだろうか。

(3) (30)式の提出の条件として、負圧部を除去したことの明示と、この境界条件における軸心の軌道についても説明を加えておかれたほうがよいと思う。

(森 美 郎)

【回答】 (1) (i) P_l は軸に作用する外部荷重、 P は油膜が軸に及ぼす合力の軸受荷重である。したがって、この両者は大きさが等しく、作用線は一致するが、向きは逆で、ちょうどつりあうべきものである。

(ii) P_x, P_y の変動のかたちは、(19) 式の成り立つ範囲内で自由である。実際には P_x, P_y が系の慣性力とつりあい、 $P_x = P_{x0} + |\tilde{P}_x| \cos(\omega t - \delta_x)$, $P_y = P_{y0} + |\tilde{P}_y| \sin(\omega t - \delta_y)$ のかたちになる場合が多いものと思う。

(iii) 式で表わすと、 $P_l = P_{l0} + \tilde{P}_l(t)$, $P_{l0}; P_l$ の静荷重成分、 $\tilde{P}_l(t)$; P_l の変動成分のかたちとなる。 $\tilde{P}(t)$ の変動のかたちは随意で、格別の制限はない。したがって、 $P_{lx} = P_{l0} + |\tilde{P}_{lx}| \cos \omega t$, $P_{ly} = 0$ の場合も、 $P_{lx} = P_{l0}$, $P_{ly} = |\tilde{P}_{ly}| \cos \omega t$ の場合も、 $P_{lx} = P_{l0} + |\tilde{P}_{lx}| \cos \omega t$, $P_{ly} = |\tilde{P}_{ly}| \sin(\omega t - \delta_y)$ の場合も、なおその他の場合も含まれることになる。

(2) 軸心変動のありさまは、 $|\tilde{P}_l|/P_{l0}$, ω_l/ω_j の値によりかなり相違する。たとえば、 $\omega_l/\omega_j = 0.5$ の近辺では、軸心の変動が大きくなる傾向が強く、御指摘のとおり本論文の結果があてはまらないところである。しかし ω_l/ω_j が 1 の近く、ないしそれ以上の値をとる場合には、軸心の変動がかなり小範囲にとど

(答1) Pinkus & Sternlicht, *Theory of Hydrodynamic Lubrication*, (1961), McGraw-Hill.

付 図 2

まる可能性がある。遠心荷重の場合の資料が手元ないので、正弦荷重 $P_{lx} = P_{l0} + |\tilde{P}_l| \cos \omega t$, $P_{ly} = 0$ の場合について述べると、たとえば、 $|\tilde{P}_l|/P_{l0} = 0.8$, $\omega_l/\omega_j = 1.0$ のとき、 $\bar{\eta} \approx 0.42$ に対し $|\bar{\eta}| \approx 0.06$ 程度の値が実験により得られている〔本論文引用の文献(3)〕。一方、本論文の結果は全般を通じ、 $|\bar{\eta}|/\bar{\eta}$, $|\bar{\eta}|/(1-\bar{\eta})$ を 1 に対して省略する程度の近似になっている。したがって、線形化を離れ、高次項までとり入れることにすると、格段にめんどうになることを考えると、上例のような場合、いちおうがまんのできる程度の誤差ではないかと思う。ただし、 $|\tilde{P}_l|/P_{l0}$ の値が大きくなると、軸心変動範囲がかなり大きくなるようであるから注意を要する。具体的には、不つりあい重量にもとづく回転系の振動などの問題に適用範囲が見出されるのではないかと考える。

(3) 御指摘に従い、油膜圧力が負値をとる範囲を除外したむね追記した。なお、軸中心平衡位置の軌跡は付図 2 のようになる。

原子力船の開発体制なる

国産原子力第一船は 6 000 t の海洋観測船を 9 年がかりで建設することになっているが、科学技術庁では、このほどその開発体制を決定した。

開発機構としては政府出資 1 億 1 000 万円、民間出資 5 000 万円の特殊法人「原子力船開発協会」(仮称)を来年度中に新設し、とりあえず 30 人の技術者で原子力船研究協会が作成した基本設計をもとにして最終設計を決定することになっている。

このため科学技術庁は来年度予算にこれを組むとともに原子力船開発協会法案を国会に提出する。なお、原子力第一船は本年 6 月 15 日に開かれた原子力委員

会原子力船専門部会で 9 年がかりで建造すべきであると決定したもので、おもな性能は総トン数 6 350 t, 主機出力 1 万馬力、最高速度 17.75 kt で全長 126 m, 幅 9 m, 満載きつ水 6.4 m, 船首は耐水構造、原子炉は 3.5 ないし 3.8 % の濃縮ウラン燃料を使った熱出力 3 万 3 000 ないし 3 万 5 000 kW の軽水冷却形原子炉となっている。

この建造費は船価が 31 ないし 35 億円(原子炉をふくむ)であるが、付帯設備費、訓練費、実験運航費をふくめ 60 億円と予定され、官民共同出資の特殊法人で開発することになったものである。(服部敏夫)