表面粗さを有する乱流ジャーナル軸受の熱流体潤滑理論*

(第2報, 軸および軸受ブッシュへの放熱を考慮した場合)

橋 本 巨^{*1}

Thermohydrodynamic Lubrication Theory for Turbulent Journal Bearings with Surface Roughness

(2nd Report, Theoretical Analysis Considering the Heat Transfer
to Both Journal and Bearing' Bush)

Hiromu HASHIMOTO

This second paper shows the full solution to the thermohydrodynamic turbulent lubrication problems including the surface roughness effect. The generalized modified lubrication equation and energy equation, which were newly established in the previous paper, are applied to the full circular journal bearings covered with homogeneous surface roughness. These two equations are solved numerically by combining with the equation for heat transfer to the bearing' bush, in which the shaft surface temperature is calculated by averaging the mean temperature of fluid film over the circumference of the journal. Numerical results for the various kinds of bearing characteristics such as pressure and temperature distributions, Sommerfeld number, attitude angle, friction coefficients and flow rate are presented in graphic form for the suitable combination of Reynolds number and relative roughness, and the temperature rise effects on the bearing characteristics are discussed in detail.

Key Words: Tribology, Hydrodynamic Bearing, THL Theory, Turbulent Lubrication, Surface Roughness

1. 結 言

高速で運転される滑り軸受の性能を流体潤滑理論によって予測する場合、潤滑膜内の粘性発熱に起因する潤滑流体の温度上昇をでき得る限り正確に求めることが重要である。また、軸および軸受表面の温度分布を理論的に知ることは、軸受材料の選定や給油方法の検討に当たって極めて重要な情報を与えることになり、ひいては回転軸系の飛躍的な性能向上に寄与する可能性が大である。かかる理由から、滑り軸受の熱流体潤滑理論を一層体系化し、さらに温度分布をより迅速にかつ正確に求め得る計算方法を開発することが、トライボロジー分野において今後取り組むべき重要課題の一つであるとみなされている。

滑り軸受で支持された回転機械における今後の技術的な課題として、機械の超高速化、セラミックスなどの新素材の利用、高温・高圧など極限下での使用、機械の加工費および維持管理費を含めたトータルコストの低減などが考えられるが、軸受設計とこれらの課題を関連づける一つの主要な要因として、軸受の熱流体潤滑特性に及ぼす表面粗さの影響が挙げられる。滑り軸

受の熱流体潤滑問題に関する研究は、古くから活発に実施されており、既に数多くの研究成果が報告されている⁽¹⁾が、表面粗さを考慮した熱流体潤滑理論に関しては、著者の知る限り1編の報告例も見うけられない。

そこで著者は、第1報⁽²⁾において、表面粗さを考慮した熱流体潤滑理論を、潤滑流体の流れが層流の場合と乱流の場合の双方に対して適用可能な形で示し、かつこの理論に基づいて180°部分ジャーナル滑り軸受の諸特性を断熱近似の仮定のもとに計算し、実験結果との比較を行った。第2報では、引き続き軸受および軸への放熱を考慮したより一般的な熱流体潤滑理論の取扱いを確立し、ジャーナル滑り軸受の熱流体潤滑特性と表面粗さとの関連を数値解析結果に基づいて詳細に検討したので報告する。

2. 記 号

本論文では数多くの記号が使用されるので、その主要なものを下記に定義しておく。

C : 表面粗さの谷を基準とした平均半径すきま

C_{fc} : セン断流れの摩擦抵抗係数

C_v : 潤滑流体の比熱

D : ジャーナルの直径 (図1参照)

* 原稿受付 平成3年5月31日。

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

- e : ジャーナルの偏心率 (図1参照)
 F_j : ジャーナル面に作用する摩擦力
 f_j : ジャーナル面の摩擦係数
 $G_{fp}, G_s, G_z, G_\theta$: 修正係数
 h : 膜厚さ (図1参照)
 J : 熱の仕事当量
 k_b : 軸受ブシュの熱伝導率
 k_f : 潤滑流体の熱伝導率
 k_{sb}, k_{sj} : 軸受およびジャーナル面の砂粒状粗さの高さ (粗さの形状を半球に置き換えたときの等価半径, 図1参照)
 k_{sm} : 軸受とジャーナル面の平均粗さ高さ
 $\quad = (k_{sb} + k_{sj})/2$
 L : 軸受幅 (図1参照)
 p : 膜圧力
 P_{rm} : 平均プラントル数 $= JC_v \mu_m / k_f$
 Q_i : 軸受入口端流量
 Q_s : 軸受両端からのわき漏れ流量
 R : ジャーナルの半径 (図1参照)
 Re : 平均レイノルズ数 $= \rho R \omega C / \mu_0$
 R_h : 局所レイノルズ数 $= \rho h R \omega / \mu$
 r : 半径方向座標 (図1参照)
 r_1, r_2 : 軸受ブシュの外径および内径 (図1参照)
 S : ゾンマーフェルト数
 T_a : 大気温度
 T_b : 軸受ブシュ温度
 T_f : 潤滑流体の温度
 T_{fm} : 潤滑流体の膜厚方向平均温度
 T_j : ジャーナルの表面温度
 U : ジャーナルの周速度
 y : 膜厚方向座標 (図1参照)
 z : 軸受幅方向座標 (図1参照)
 α : 粘度の温度係数
 γ_c : 軸受ブシュから大気中への熱伝達係数
 δ : 修正係数 [文献(2)参照]
 ε : ジャーナルの偏心率 $= e/C$
 θ : 最大膜厚さ位置から測った軸受角度 (図1参照)
 $\theta_{i, t}$: 軸受の入口および出口端角度 (図1参照)
 λ : 幅径比 $= L/D$
 μ_m : 潤滑流体の膜厚方向平均粘度
 ρ : 潤滑流体の密度
 σ : 表面粗さの合成値 $= (k_{sb}^2 + k_{sj}^2)^{1/2} / 2$
 ϕ : ジャーナルの偏心角 (図1参照)
 ψ : 供給口位置から測った軸受角度 (図1参照)
 ω : ジャーナルの角速度 (図1参照)

3. 理 論

3・1 修正潤滑方程式と修正エネルギー方程式

本論文では、軸および軸受ブシュへの放熱と潤滑流体の再循環を考慮した一般的な熱流体潤滑問題の取扱いに関する報告を目的としているので、解析対象として図1に示すような荷重線上の反負荷側に1個の供給溝を有する全周ジャーナル滑り軸受を考える。潤滑流体は供給溝により一様に供給され続け、その一部は軸受両端部より流出し、残りは再循環して新しく供給される潤滑流体と混合するものとする。軸と軸受の表面に図1に示すような方向性のない様な砂粒状の粗さが存在する場合、軸受すきま内に発生する圧力分布は、前報で提案された次の修正潤滑方程式⁽²⁾により求められる。

$$\frac{\partial}{R \partial \theta} \left(\frac{h^3}{\mu_m} G_\theta \frac{\partial p}{R \partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{\mu_m} G_z \frac{\partial p}{\partial z} \right) = \frac{U}{2} \frac{\partial}{R \partial \theta} (h + \sigma G_s) \dots \dots \dots (1)$$

同様に、一様な砂粒状の粗さを有するジャーナル滑り軸受内の潤滑膜の温度分布は、次の修正エネルギー方程式⁽²⁾により求めることができる。

$$\begin{aligned} \rho J C_v \left[\left\{ \frac{U}{2} (h + \sigma G_s) - G_\theta \frac{h^3}{\mu_m} \frac{\partial p}{R \partial \theta} \right\} \frac{\partial T_{fm}}{R \partial \theta} - G_z \frac{h^3}{\mu_m} \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial T_{fm}}{\partial z} \right] \\ = \frac{6 J k_f}{h} \left\{ 1 + \delta P_{rm} \left(\frac{R_h}{8} C_{fc} - 1 \right) \right\} \\ \times (T_j - 2 T_{fm} + T_{b1}) + \frac{1}{8} \rho C_{fc} U^2 \\ - \frac{U}{2} \{ h(1 - G_{fp}) + \sigma G_s \} \frac{\partial p}{R \partial \theta} \\ + \frac{h^3}{\mu_m} \left\{ G_\theta \left(\frac{\partial p}{R \partial \theta} \right)^2 + G_z \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)^2 \right\} \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

ここに T_{b1} は軸受ブシュ内側表面温度である。

修正潤滑方程式(1)および修正エネルギー方程式(2)において、 $G_\theta, G_z, G_s, G_{fp}, C_{fc}$ は表面粗さの影響

図1 全周ジャーナル滑り軸受の形状と座標系

を含む修正係数で、それぞれ次の関係により与えられる。

$$G_\theta = \min(G_{\theta l}, G_{\theta t}), \quad G_z = \min(G_{z l}, G_{z t}) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$G_s = \begin{cases} G_{sl} & (R_h < R_{hc}) \\ 0 & (R_h \geq R_{hc}) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$G_{fp} = \begin{cases} G_{fpl} & (R_h < R_{hc}) \\ 1 & (R_h \geq R_{hc}) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$C_{fc} = \max(C_{fcl}, C_{fct}) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、添字 l および t はそれぞれ潤滑膜の流れが乱流および層流での値であることを示す。乱流域における修正係数は、対数速度分布式を基にした流体の抵抗法則より導かれ⁽³⁾、軸受および軸の表面粗さ高さ k_{sb} , k_{sj} の大きさにかかわらず平均粗さ高さ k_{sm} と局所レイノルズ数 R_h の関数で近似できる。したがって、乱流域での修正係数を計算する際には k_{sm} の k_{sb} , k_{sj} への振り分けを考慮する必要はない⁽⁴⁾。一方、層流域での修正係数は、Patir-Cheng の平均流モデルによって k_{sb} , k_{sj} の関数として与えられる。したがって、層流域での修正係数を計算する際には k_{sm} の k_{sb} , k_{sj} への振り分けを考慮する必要がある⁽⁵⁾。

さらに、軸受すきま h の定義は乱流域と層流域で異なり、乱流域においてはジャーナルと軸受の表面粗さの谷を基準としたすきま形状で定義され⁽³⁾⁽⁴⁾、また層流域においては粗さ形状を平均した平均すきまで定義されるものとする⁽⁵⁾。したがって、軸受すきま h は局所レイノルズ数 R_h の大きさに応じて次のように与えられる。

$$h = \begin{cases} C(1 + \varepsilon \cos \theta) - k_{sm} & (R_h < R_{hc}) \\ C(1 + \varepsilon \cos \theta) & (R_h \geq R_{hc}) \end{cases} \quad \dots\dots (7)$$

ただし、局所レイノルズ数 R_h の計算に当たっては、常に上式下段の式 (乱流域での h の定義式) を用いるものとする。

なお、式(4)、(5)、(7)にける R_{hc} は $G_{\theta l} = G_{\theta t}$ として得られる遷移レイノルズ数である。

ジャーナルと軸受が幾何学的に接触しない条件は、潤滑膜の流れの形態 (層流あるいは乱流) にかかわらず偏心率 ε に対して次のように与えられる。

$$\varepsilon < 1 - \frac{2k_{sm}}{C} \quad \dots\dots\dots (8)$$

本報では、偏心率 ε が式(8)の条件を満たす場合のみを扱い、軸と軸受が一部接触するような場合は計算の対象外とする。なお、接触領域を含む場合については、軸受の焼付きの問題とも関連して今後トライボロジー分野で取り組むべき極めて重要なテーマであり、表面粗さを有する乱流ジャーナル軸受の熱流体潤滑理論に関

する一連の研究の最終課題としたい。

軸受の熱流体潤滑問題を扱う際、潤滑流体の粘度と温度の関係を与える必要がある。ここでは、膜厚方向の平均粘度 μ_m と潤滑膜の膜厚方向の平均温度 T_{fm} との関係を表式によって表すものとする。

$$\mu_m = \mu_0 e^{-a(T_{fm} - T_{f0})} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし、 μ_0 , T_{f0} はそれぞれ供給口から供給される際の潤滑流体の粘度と温度 (ともに一定とする) である。

3.2 境界条件 次に、修正潤滑方程式(1)と修正エネルギー方程式(2)を連立して解き、圧力分布と温度分布を求める際の境界条件について検討する。

修正潤滑方程式(1)の圧力境界条件としては、逆くさび側でのキャビテーションを考慮した次のレイノルズ条件を適用する。

$$\left. \begin{aligned} p(\theta_l, z) = 0, \quad p(\theta, 0) = p(\theta, L) = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial \theta} \Big|_{\text{CAV}} = \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{\text{CAV}} = 0, \quad p = 0 \text{ (破断領域)} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ただし、CAV はキャビテーション境界上での値であることを示す。

潤滑流体は図1に示す供給溝を通して軸受幅方向に一樣な状態で供給されるとすれば、修正エネルギー方程式(2)の入口温度境界条件は

$$T_{fm}(\theta_l, z) = T_{fl} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ただし、入口温度 T_{fl} は潤滑流体の再循環部分と新たに供給される流体との混合を考慮して、次のように求められる。

$$T_{fl} = T_{f0} + \frac{\eta_{\text{mix}}(Q_l - Q_s)(T_{fl} - T_{f0})}{Q_l} \quad \dots\dots (12)$$

ここに、 T_{fl} は新しく供給される潤滑流体と混合する直前の再循環流体の温度 (軸受出口端 $\theta = \theta_l$ における潤滑膜温度) で、近似的に次式により求められる。

$$T_{fl} \cong \frac{1}{L} \int_0^L T_{fm}(\theta_l, z) dz \quad \dots\dots\dots (13)$$

また、 η_{mix} は潤滑流体の混合率である。 Q_s は潤滑流体のわき漏れ流量を、 Q_l は入口端流量を表しており、それぞれ次式によって求められる。

$$Q_s = 2 \int_0^{2\pi} \left(\frac{h^3}{\mu_m} G_z \frac{\partial p}{\partial z} \right)_{z=0} R d\theta \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$Q_l = \int_0^L \left\{ \frac{U}{2} (h + \sigma G_s) - G_\theta \frac{h^3}{\mu_m} \frac{\partial p}{R \partial \theta} \right\}_{\theta=\theta_l} dz \quad \dots\dots\dots (15)$$

一方、軸受幅方向の温度分布の対称性から

$$\frac{\partial T_{fm}}{\partial z} \Big|_{z=L/2} = 0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

3.3 ジャーナルと軸受ブシュの表面温度 ジャーナルが定常回転しているときのジャーナル表面温度

はほぼ一定と考えられるので、近似的に次式によって計算する。

$$T_j = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} T_{jm} d\theta \quad \dots\dots\dots (17)$$

一方、軸受ブッシュ内部の温度分布 T_b は、次の熱伝導方程式により求められる。

$$\frac{\partial^2 T_b}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_b}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_b}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T_b}{\partial z^2} = 0 \quad \dots\dots\dots (18)$$

さて、一般に滑り軸受内部の潤滑膜の流れにおいて、粘性発熱の主要因となるせん断流れは回転方向 (θ 方向) のみに存在して、軸受幅方向 (z 方向) には存在しない。したがって、軸受幅方向の温度変化は極めて小さいと考えられることから、式(18)の左辺第4項を無視して取扱うことが可能である。そこで、次の二次元熱伝導方程式により軸受ブッシュ内部の温度分布 T_b を求める。

$$\frac{\partial^2 T_b}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_b}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_b}{\partial \theta^2} = 0 \quad \dots\dots\dots (19)$$

次に、式(19)の境界条件について検討する。まず、軸受ブッシュ内側表面と潤滑流体との境界面における熱流束の釣合いから、次の条件式が得られる。

$$k_f \frac{\partial T_f}{\partial y} \Big|_{y=0} = -k_b \frac{\partial T_b}{\partial r} \Big|_{r=r_1} \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここで、第1報⁽²⁾での議論から、潤滑流体の膜厚方向の温度分布 T_f は、近似的に次のように表される。

$$T_f = 3(T_j - 2T_{jm} + T_{b1}) \left(\frac{y}{h} \right)^2 + 2(3T_{jm} - T_j - 2T_{b1}) \frac{y}{h} + T_{b1} \quad \dots\dots\dots (21)$$

式(21)を式(20)へ代入すると

$$\frac{2k_f}{h} (3T_{jm} - T_j - 2T_{b1}) = -k_b \frac{\partial T_b}{\partial r} \Big|_{r=r_1} \quad \dots\dots\dots (22)$$

一方、軸受ブッシュ外側表面と大気との境界面における熱流束の釣合いから、次式が得られる。

$$k_b \frac{\partial T_b}{\partial r} \Big|_{r=r_2} = -\gamma_c (T_{b2} - T_a) \quad \dots\dots\dots (23)$$

境界条件式(22)、(23)および θ 方向における現象の周期性を考慮して、二次元熱伝導方程式(19)を解析的に解くと、次のような解が得られる。

$$T_b = a_0 - \frac{\gamma_c r_2 (T_a - a_0)}{k_b + \gamma_c r_2 \ln(r_2/r_1)} \ln \frac{r}{r_1} + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left(\frac{r}{r_1} \right)^n + \frac{nk_b(r_2/r_1)^{n-1} + \gamma_c r_1(r_2/r_1)^n}{nk_b(r_2/r_1)^{-n-1} - \gamma_c r_1(r_2/r_1)^{-n}} \left(\frac{r}{r_1} \right)^{-n} \right\} \times (a_n \cos n\theta + b_n \sin n\theta) \quad \dots\dots\dots (24)$$

ここに、係数 a_n, b_n は、関数の直交性を利用して得られる下記の連立方程式によって求められる。

$$\int_0^{2\pi} \left\{ 2 \frac{k_f r_1}{k_b} (3T_{jm} - T_j) \right.$$

$$\left. + \frac{T_a h \gamma_c r_2}{k_b + \gamma_c r_2 \ln(r_2/r_1)} \right\} \cos m\theta d\theta \\ = \frac{a_0 \gamma_c r_2}{k_b + \gamma_c r_2 \ln(r_2/r_1)} \int_0^{2\pi} h \cos m\theta d\theta + \frac{4\pi k_f r_1}{k_b} \\ \times \left\{ 1 + \frac{mk_b(r_2/r_1)^{m-1} + \gamma_c r_1(r_2/r_1)^m}{mk_b(r_2/r_1)^{-m-1} - \gamma_c r_1(r_2/r_1)^{-m}} \right\} a_m \\ - \sum_{n=1}^{\infty} n \left\{ 1 - \frac{nk_b(r_2/r_1)^{n-1} + \gamma_c r_1(r_2/r_1)^n}{nk_b(r_2/r_1)^{-n-1} - \gamma_c r_1(r_2/r_1)^{-n}} \right\} \\ \times \left(a_n \int_0^{2\pi} h \cos n\theta \cos m\theta d\theta \right. \\ \left. + b_n \int_0^{2\pi} h \sin n\theta \cos m\theta d\theta \right) \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$\int_0^{2\pi} \left\{ 2 \frac{k_f r_1}{k_b} (3T_{jm} - T_j) \right. \\ \left. + \frac{T_a h \gamma_c r_2}{k_b + \gamma_c r_2 \ln(r_2/r_1)} \right\} \sin m\theta d\theta \\ = \frac{a_0 \gamma_c r_2}{k_b + \gamma_c r_2 \ln(r_2/r_1)} \int_0^{2\pi} h \sin m\theta d\theta \\ + \frac{4\pi k_f r_1}{k_b} \left\{ 1 + \frac{mk_b(r_2/r_1)^{m-1} + \gamma_c r_1(r_2/r_1)^m}{mk_b(r_2/r_1)^{-m-1} - \gamma_c r_1(r_2/r_1)^{-m}} \right\} b_m \\ - \sum_{n=1}^{\infty} n \left\{ 1 - \frac{nk_b(r_2/r_1)^{n-1} + \gamma_c r_1(r_2/r_1)^n}{nk_b(r_2/r_1)^{-n-1} - \gamma_c r_1(r_2/r_1)^{-n}} \right\} \\ \times \left(a_n \int_0^{2\pi} h \cos n\theta \sin m\theta d\theta \right. \\ \left. + b_n \int_0^{2\pi} h \sin n\theta \sin m\theta d\theta \right) \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad \dots\dots\dots (26)$$

3・4 軸受性能 上述の理論に基づいて圧力分布と温度分布が求まれば、以下の諸式を用いて軸受性能を容易に計算することができる。

ゾンマーフェルト数 S および偏心角 ϕ は

$$S = \frac{\mu_0 L R \omega}{\pi (W_\epsilon^2 + W_\phi^2)^{1/2}} \left(\frac{R}{C} \right)^2 \left. \vphantom{\frac{\mu_0 L R \omega}{\pi (W_\epsilon^2 + W_\phi^2)^{1/2}}} \right\} \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{W_\phi}{W_\epsilon} \right)$$

ただし、流体膜反力成分 W_ϵ, W_ϕ はそれぞれ次式によって求められる。

$$W_\epsilon = - \int_0^L \int_{\rho \geq 0} p \cos \theta R d\theta dz, \left. \vphantom{\int_0^L \int_{\rho \geq 0} p \cos \theta R d\theta dz} \right\} \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$W_\phi = \int_0^L \int_{\rho \geq 0} p \sin \theta R d\theta dz$$

ここに、 $\rho \geq 0$ は圧力発生領域での積分を示す。

ジャーナル面に作用する摩擦力 F_j は、キャビテーション発生領域での膜破断を考慮して、次式により求めることができる。

$$F_j = \frac{1}{2} \int_0^L \int_{\theta_i}^{\theta_{\text{CAV}}} G_{fp} h \frac{\partial p}{\partial \theta} d\theta dz \\ + \frac{1}{8} \rho U^2 L \left(\int_{\theta_i}^{\theta_{\text{CAV}}} C_{fc} R d\theta + h_{\text{CAV}} \int_{\theta_{\text{CAV}}}^{\theta_f} \frac{C_{fc}}{h} R d\theta \right) \quad \dots\dots\dots (29)$$

ジャーナル面の摩擦係数 f_j は、式(29)で与えられ

る摩擦力 F_f を軸受荷 W で除すことにより求められる。また、軸受端からのわき漏れ流量 Q_s は、既に述べた式(14)によって求めることができる。

3・5 無次元量と数値解析 数値解析を一般的に進めるために、下記の無次元量を導入して上述の諸式を無次元化する。

$$\begin{aligned}\bar{p} &= \frac{p}{\mu_0 \omega} \left(\frac{C}{R} \right)^2, \quad \bar{T}_{m, b, j} = \frac{J \rho C_v}{\mu_0 \omega} \left(\frac{C}{R} \right)^2 (T_{m, b, j} - T_{f0}) \\ \bar{\mu} &= \frac{\mu}{\mu_0}, \quad \bar{h} = \frac{h}{C}, \quad \bar{y} = \frac{y}{h}, \quad Re = \frac{\rho R \omega C}{\mu_0} \\ \bar{k}_f &= \frac{k_f}{\rho C_v \omega C^2}, \quad \bar{k}_b = \frac{k_b}{\rho C_v \omega C R}, \quad \bar{\sigma} = \frac{\sigma}{C} \\ \bar{z} &= \frac{z}{L}, \quad \bar{\lambda} = \frac{L}{D}, \quad \bar{k}_{sm} = \frac{k_{sm}}{C}, \quad \bar{r} = \frac{r}{r_1} \\ \bar{F}_j &= \frac{C F_j}{\mu_0 L R^2 \omega}, \quad \bar{Q}_{s, l} = \frac{Q_{s, l}}{C R^2 \omega} \dots \dots \dots (30)\end{aligned}$$

数値計算は図2に示す手順により行い、最終的に無次元圧力 $\bar{p}$ 、無次元平均潤滑膜温度 $\bar{T}_{fm}$ 、無次元軸受ブッシュ温度 $\bar{T}_b$ 、潤滑流体の入口温度 $\bar{T}_{f0}$ 、偏心率 $\bar{\epsilon}$ の収束解が得られるまで繰返し計算する。

4. 計算結果とその検討

第3章で述べた熱流体潤滑理論と数値解析方法に基づいて、図1に示したような砂粒状の様な表面粗さを有する全周ジャーナル滑り軸受内に発生する圧力分布、温度分布、ゾンマーフェルト数、摩擦係数などを解析した。表1に数値解析に用いた軸受諸元と物性値を示しておく。

圧力分布と温度分布を求める際、軸受表面を円周方向に48等分した。また、軸受幅方向については対称性を利用して軸受面の半分の領域のみを解析し、分割数を12とした。収束条件については、圧力と温度に関して0.1%、偏心率に関して1%とした。なお、本計算においては最小局所レイノルズ数の値は $Re_{min} = 960$ であるから、軸受すきまの大部分が乱流に遷移していると考えて差しつかえない。したがって、計算結果は平均粗さ k_{sm} のみの影響を受け、 k_{sm} の k_{sb} , k_{sj} への振り分けは無視できるので、結果はすべて平均相対粗さ $\bar{k}_{sm}$ をパラメータとして表示してある。

4・1 温度分布と圧力分布 図3は、偏心率 $\epsilon = 0.6$ の場合における平均潤滑温度分布を示したものである。図3において、実線は第3章で述べた放熱を考慮した一般的な熱流体潤滑理論（以後 THL 理論と呼ぶ）による結果であり、鎖線は前報⁽²⁾で述べた断熱近似理論による結果である。また、図中には最大膜厚位置と最小膜厚位置も明記してある。THL 理論によれば、供給口 ($\phi = 0^\circ$ の位置) より供給された潤滑流

体は、溝部において再循環潤滑流体と混合（混合率を経験的に0.5と仮定）したのち、最大すきま位置に至るまでの逆くさび領域において急激な温度上昇を生じる。最大すきま位置から最小すきま位置に至るくさび領域においては、潤滑膜温度は円周方向に単調に増加しつづけ、最小すきま位置においてはほぼ最高温度に達する。最小すきま位置を通過してキャビテーション

表1 数値解析に用いた軸受諸元と物性値

Radius of journal: $R = 0.1m$
Inner radius of bearing-bush: $r_1 = 0.10m$
Outer radius of bearing-bush: $r_2 = 0.15m$
Bearing length: $L = 0.2m$
Radial clearance: $C = 2 \times 10^{-4}m$
Supply lubricant viscosity: $\mu_0 = 1.0 \times 10^{-4} kg \cdot s / m^2$
Supply lubricant density: $\rho = 1.0 \times 10^3 kg / m^3$
Thermal conductivity of lubricant: $k_f = 0.5815 W / m \cdot K$
Thermal conductivity of bearing-bush: $k_b = 98.555 W / m \cdot K$
Heat transfer coefficient: $r_c = 11.0 W / m^2 \cdot K$
Specific heat of lubricant: $C_p = 4186 J / kg \cdot K$
Supply lubricant temperature: $T_a = 20^\circ C$
Mixture ratio of lubricant: $\eta_{mix} = 0.5$
Rotational journal speed: $n = 50rps, 100rps, 150rps$
Supply lubricant temperature: $T_o = 20^\circ C$
Atmospheric temperature: $T_a = 20^\circ C$

図2 数値解析の手順

領域へ至った潤滑流体の温度はほぼ一定の状態を維持しつつ、供給溝で再び新しい潤滑流体と混合して急激に低下する。このような温度分布の変化の様子は、表面粗さやレイノルズ数の大きさにかかわらず共通に見受けられる。なお、温度上昇は平均相対粗さ $\bar{k}_{sm}$ が大きいほど著しいが、その影響の程度はレイノルズ数の大きさに強く依存し、レイノルズ数が大きくなるほど表面粗さによる温度の上昇が激しい。

ジャーナルと軸受をともに断熱体とみなし、潤滑流体の再循環のみを考慮した断熱近似理論によれば、潤滑流体の温度は供給溝の位置から円周方向へ向かって上昇しつつ、再び供給溝にもどった時点で新しい潤滑流体と混合して急激に低下する。その結果、THL 理論に比べてキャビテーション領域における温度分布を高く見積もることになる。しかしながら、最大すきま位置から最小すきま位置に至るくさび領域において

は、THL 理論と断熱近似理論による差はあまり大きくなく、この領域のみに限定すれば複雑な数値計算手順を必要としない断熱近似理論によっても、ほぼ妥当な温度分布を計算し得るものと考えられる。

図4は、図3の平均潤滑膜温度分布に対する圧力分布を示したものである。なお、図中の破線は潤滑膜の温度を一定と仮定した等温理論により求めた結果である。表面粗さは乱流域における壁面せん断応力を粗さのない場合に比べて著しく増加させるので、潤滑膜の温度も粗さの存在によって著しく上昇し、したがって潤滑流体の粘度それ自身はかなり低下する。しかしながら、潤滑膜の温度上昇に伴って軸受すきま内の局所レイノルズ数 R_h が増し、さらに別報⁽³⁾で述べたごとく粗さの存在によって潤滑膜流れの乱流化が促進されるので、見かけ粘度が上昇する。このため、温度上昇による粘度の低下が相殺されて、圧力の低下はレイノル

図3 平均潤滑膜温度分布に及ぼす表面粗さの影響 ($\epsilon=0.6$)

図4 圧力分布に及ぼす表面粗さの影響 ($\epsilon=0.6$)

図5 軸受ブッシュ表面温度分布に及ぼす表面粗さの影響 ($\epsilon=0.6$)

ズ数や相対粗さの大きさにかかわらず極めてわずかである。このことから、圧力分布の計算については等温理論のみによっても十分な精度の解を求め得ることがわかる。

なお、層流域と乱流域での粗さの効果に関して、層流域における粗さの効果は軸受すきまの減少と関連づけて考えることができるのに対し、乱流域における粗さの効果は物理的に軸受すきまの減少（すなわち局所レイノルズ数 Re の減少あるいは見かけ粘度の減少）を意味するのではなく、潤滑膜流れの乱流化を促進してその見かけ粘度と壁面せん断応力をより増大させる点にあることを付記しておく。

図5は、軸受ブッシュの表面温度分布に及ぼす粗さの影響を示したものである。軸受ブッシュ表面温度は図3に示した平均潤滑膜温度とほぼ同様に变化し、供給溝の近傍を除いてブッシュ内側表面温度が外側表面温度を若干上回る。表面最高温度はほぼ最小すきま位置に生じ、その値は断熱近似解によって求めた同位置の平均潤滑膜温度とほぼ等しい。このことから、複雑な THL 理論によらず簡便な断熱近似理論によって軸受ブッシュ表面の最高温度の値を近似的に推定できるものと思われる。なお、図中のプロットは軸受幅方向の温度変化も考慮した三次元熱伝導方程式(18)を差分法により解いて求めた軸受ブッシュ内側表面温度であるが、幅方向

の温度変化を無視した二次元熱伝導方程式(19)により求めた結果とほぼ一致していることがわかる。

4.2 他の軸受性能に及ぼす粗さの影響 図6は、ゾンマーフェルト数と偏心率の関係を示したものである。相対粗さ $\bar{k}_{sm}$ の値が大きくなると粗さの効果によって見かけ粘度が増し、負荷能力が大きくなるためにゾンマーフェルト数は偏心率一定の条件下で減少し、平均レイノルズ数が大きくなるほどその影響が顕著に現れる。しかしながら、潤滑膜の温度上昇がゾンマーフェルト数に与える影響は極めて少ない。

図7は、偏心率と偏心角の関係を示したものである。同一偏心率下における偏心角は、相対粗さ $\bar{k}_{sm}$ の増加とともにわずかに減少するのに対して、潤滑膜の温度上昇の影響は無視できる程度に小さい。

図8は、摩擦係数とゾンマーフェルト数の関係に及ぼす表面粗さの影響を調べたものである。相対粗さ $\bar{k}_{sm}$ が増すにつれて摩擦係数の値は増加し、レイノルズ数が大きくなるほどこの傾向が著しい。潤滑膜の温度上昇によって摩擦係数は低下するが、潤滑面が滑らかになるほど、またレイノルズ数が大きいくほどその影響が大きく現れる。なお、高速ジャーナル軸受のレイノルズ数の値は、特殊な場合を除き高々5000程度であるから、この範囲内であれば等温理論によって摩擦係数を求めても差しつかえないと考えられる。

図6 ゾンマーフェルト数と偏心率の関係に及ぼす表面粗さの影響

図7 偏心率と偏心角の関係に及ぼす表面粗さの影響

図9は、わき漏れ流量とゾンマーフェルトの関係を示したものである。同一ゾンマーフェルト数下においてわき漏れ流量は相対粗さ $\bar{k}_{sm}$ の増加とともに減少し、その割合はレイノルズ数が増すほど大きくなる。また、他の軸受性能の場合とは異なり、潤滑膜の温度上昇がわき漏れ流量に及ぼす影響は大きく、同一ゾンマーフェルト数に対して流量は大きく増える。とくに、ゾンマーフェルト数が大きい領域において流量の増加が目立ち、表面が粗くなるほどその傾向が著しい。なお、煩雑さを避けるために図には示していないが、断熱近似理論によるわき漏れ流量の計算結果とTHL理論による結果との差異は、図3に示した平均潤滑膜温度分布のくさび領域における差とほぼ同程度である。

4.3 軸受性能計算における近似理論の適用性の検討 表2は、以上に述べた数値計算結果に基づいて表面粗さを有する乱流ジャーナル軸受の性能計算における近似理論の適用性をまとめたものである。THL理論による結果を良としたとき、これに対する断熱近似理論と等温理論の適用性を、良、やや良、否、計算不可能のレベルで表示してある。断熱近似理論は、THL理論に比べて数値計算手順が大幅に省略できるため演算時間の点で極めて有利であるが、軸受性能計算における適用性からみても軸受プッシュ温度分布以外のすべての軸受性能において適用性が高いことがわかる。また、軸受設計において基本的に重要なゾンマーフェルト数、偏心角、摩擦係数については等温理論によって十

分な結果を得ることができる。以上のことから、高速ジャーナル軸受の設計に際しては、設計目的とコストに応じてTHL理論、断熱近似理論、等温理論の3種を使い分けることが望ましいと考えられる。

5. 実験結果との比較・検討

表面粗さを有する乱流ジャーナル軸受内に発生する温度分布の解析に対するTHL理論の適用性を検討するために、温度分布の実験値と理論値の比較を行った。実験値は図10に示す180°部分ジャーナル軸受について得られたものであるが、実験装置の概略や測定方法に関しては前報⁽²⁾で詳しく報告してあるので、ここでは省略する。理論解析に際しては、潤滑流体の再

表2 軸受性能計算における近似理論の適用性

Bearing performance	THL	Adiabatic	Isothermal
Film pressure	○	○	○
Mean film temperature	○	△	—
Inlet film temperature	○	△	—
Bush-surface temperature	○	—	—
Maximum temperature	○	△	—
Sommerfeld number	○	○	○
Attitude angle	○	○	○
Friction coefficient	○	○	△
Flow rate	○	△	x

○: Good, △: Fairly good, x: poor, —: cannot obtain

図8 摩擦係数とゾンマーフェルト数の関係に及ぼす表面粗さの影響

図9 流量とゾンマーフェルト数の関係に及ぼす表面粗さの影響

図 10 試験軸受の形状

循環は考慮せず、入口温度を既知として平均潤滑膜温度と軸受ブシュ内部の温度分布を求めた。

図 11 は、偏心率の異なる二つの場合について、軸受ブシュ内側表面温度の測定値と理論値を比較したものである。なお、図中の鎖線は、断熱近似理論により求めた平均潤滑膜温度を軸受ブシュ表面温度に等しいとみなして表示したものである。軸受ブシュ表面温度は軸受入口端より円周方向に増加しつづけ、最小すきま位置を通過してキャビテーション領域に至りほぼ一定となるが、THL 理論は広範囲の相対粗さの領域に対してこの傾向をよく捕えていることがわかる。なお、断熱近似理論により求めた温度分布は、軸受入口端より出口端まで上昇しつづけ、キャビテーション領域において実験値および THL 理論による計算値をかなり上回っている。しかしながら、くさび領域においては両者と良い一致を示していることから、実用計算に際しては簡便な断熱近似理論によっても差しつかえないと考えられる。

6. 結 言

本論文では、表面粗さを有する乱流ジャーナル軸受の熱流体潤滑理論に関する研究の一環として、前報⁽²⁾で報告した修正潤滑方程式と修正エネルギー方程式のほかに、ジャーナルと軸受ブシュへの放熱ならびに潤滑流体の再循環を考慮したより一般的な熱流体潤滑理論の取扱いを確立した。さらに、潤滑膜の温度分布、軸受ブシュの表面温度分布、圧力分布をはじめとして軸受設計上重要な諸性能を広範囲のレイノルズ数領域と相対粗さ領域について計算した。また、断熱近似理論と等温理論の適用性も併せて検討し、高速ジャーナル軸受の設計において理論を選定する際の指針を示した。なお、軸受性能の計算結果から次の結論が得られ

(a) $\epsilon=0.42$ (b) $\epsilon=0.55$

図 11 温度分布に及ぼす表面粗さの影響 (実験値と理論値の比較; $Re=4\,500$, $\lambda=1.0$)

る。

(1) 潤滑膜温度は、軸受入口端より最小すきま位置まで上昇しつづけ、キャビテーション領域に至ってほぼ一定の状態になる。表面粗さが大きいほど温度も上昇するが、その傾向はレイノルズ数が高いほど著しい。軸受ブシュ表面温度についても同様の傾向を示す。

(2) 圧力分布に及ぼす温度上昇の影響は、表面粗さの程度にかかわらず極めてわずかである。

(3) わき漏れ流量に及ぼす温度上昇の影響は大きい、ゾンマーフェルト数、偏心率、摩擦係数に及ぼす影響は、表面粗さの程度にかかわらず少ない。

最後に、本研究は平成2年度文部省科研費〔一般研究(C), 課題番号 02650117〕の補助のもとに実施されたことを付記し、ここに謝意を表する。

文 献

- (1) 例えば、三井・山田、機論、45-390, C(1979), 238.
- (2) 橋本、機論、57-539, C(1991), 2414.
- (3) 橋本・和田、機論、54-508, C(1988), 3056.
- (4) 橋本・ほか2名、機論、56-524, C(1990), 979.
- (5) Patir, N. and Cheng, S. H., *Trans. ASME, J. Lubr. Technol.*, 101-2(1979), 220.