

変動摩擦係数を伴うしゅう動接触による被覆材の非定常熱応力*

五嶋孝仁*¹, 石原外美*², 田村 清*³
清水理能*², 館 ゆかり*⁴Transient Thermal Stresses of Coated Materials due to
Sliding Contact with Changing Frictional CoefficientTakahito GOSHIMA*⁵, Sotomi ISHIHARA, Kiyoshi TAMURA,
Masayoshi SHIMIZU and Yukari TACHI*⁵ Faculty of Engineering, University of Toyama,
3190 Gofuku, Toyama-shi, Toyama, 930-8555 Japan

This paper deals with the transient thermal stresses of a surface layered material due to the sliding contact with changing frictional coefficient. The actual frictional coefficient is given by the experimental results of the sliding-contact test on the bearing-specimen lined with white metal. The temperature and thermal stresses caused by the frictional heat generation in a coated materials are analyzed by making use of Laplace transformation and Duhamel integration. Numerical calculations are carried out for the same conditions of the examples in the sliding contact test. It became clear that the numerical results of temperature agreed well with the experimental results by choosing the proper heat transfer coefficient and the variations of temperature were similar to the change of frictional coefficient. Moreover, the thermal effects on the stress variations are considered by comparing the results of thermal stresses with the results of mechanical stresses.

Key Words: Elasticity, Thermal Stresses, Sliding Contact, Coated Material, Frictional Heat

1. 緒 言

船舶用ホワイトメタル軸受や新幹線車両用ブレーキのクラッドディスクなど、しゅう動接触を受ける被覆材では摩耗特性向上の一方で、摩擦熱に起因して被覆材に生じる熱応力が損傷発生の大きな原因となっている。摩擦熱などによる熱応力を伴う摩擦接触を受ける被覆材に関しては、Juら⁽¹⁾が初めて、摩擦熱を伴う移動接触荷重を受ける被覆半無限体の熱弾性問題を解析している。続いてJuら⁽²⁾は同じモデルについて、種々のトライボロジー材料に対する熱応力に及ぼすペクレ数や被覆厚さの影響など、具体的な計算例を報告している。また、Chenら⁽³⁾は、周期的に移動する摩擦接触荷重による非定常熱応力を解析している。さらに、長時間のしゅう動接触を受けるような場合には、微小摩耗の進行により表面の粗さや形状が変化して、摩擦係数が時間とともに変化することが多い。このた

めMolinariら⁽⁴⁾は、すべり接触条件による摩擦係数の変化について報告しているが、高速の場合に限られ、非定常的な摩擦係数の変化およびそれによって生じる熱応力までは解析していない。また、最近Liuら⁽⁵⁾⁽⁶⁾が、実際の表面粗さを考慮した二次元および三次元モデルについて、熱弾性問題を解析している。彼らは粗さによる厳密な熱発生分布を考慮しているが、準定常問題を扱っており、また摩擦係数は一定として解析し、摩擦係数の変動までは取扱っていない。

そこで本研究では、摩擦係数が時間とともに変化するしゅう動接触を受ける被覆材の非定常熱応力を解析し、温度ならびに応力の一般解を導いた。具体例として、ホワイトメタルライニング軸受材のしゅう動摩擦実験⁽⁷⁾を行い、温度および摩擦係数を測定した。この変動摩擦係数の測定値を利用し、実験条件に対応した境界条件のもとで、上述の一般解より温度および非定常熱応力の数値結果を求め、温度変動の数値結果と実験結果を比較した。さらに、これらの温度変動を摩擦係数変動の測定結果と比較することにより、温度変動を用いて摩擦係数変動を推定できる可能性を検討した。また、この温度場による非定常熱応力と接触応力による機械的応力を比較し、熱応力が全応力に及ぼす定量的影響を検討した。さらに、全く同様な境界条件

* 原稿受付 2006年1月30日。

*¹ 正員、フェロー、富山大学工学部(☎930-8555 富山市五福3190)。*² 正員、富山大学工学部。*³ 正員、日本マリンテクノ(株)(☎930-0992 富山市新庄町7-14-37)。*⁴ YKK(株)(☎933-0005 黒部市吉田200)。

E-mail: goshima@eng.toyama-u.ac.jp

のもとで、均一材の非定常熱応力の数値計算結果とも比較検討した。

2. 解析モデルと境界条件

ライニングすべり軸受などに関連し、被覆材表面が軸の回転によりしゅう動接触を受ける場合について、図1に示すように幅 $2c$ の接触領域で接触圧力、摩擦応力および摩擦熱を受けている解析モデルを考える。解析に当たっては、以下に示す無次元変数を用いる。

$$(x, y) = (\tilde{x}/c, \tilde{y}/c), \quad h = \tilde{h}/c, \quad \tau = \kappa_1 t/c^2$$

$$B_0 = \gamma_1 c/K_1, \quad \kappa = \kappa_2/\kappa_1, \quad K = K_2/K_1$$

$$G = G_2/G_1, \quad E = E_2/E_1, \quad \nu_0 = \nu_2/\nu_1$$

$$P_1(x) = P(\tilde{x})/P_0, \quad \Gamma_j = (1 + \nu_j)\alpha_j/(1 - \nu_j)$$

ここで、 t は時間、 K_j は熱伝導率、 κ_j は温度伝導率、 α_j は線膨張係数、 G_j は横弾性係数、 E_j は縦弾性係数、 ν_j はポアソン比、 γ_j は熱伝達率、 n は軸の回転速度、 V は軸の周速度、 τ はフーリエ数、 B_0 はビオ数、 $P_1(x)$ は無次元接触圧力であり、ここではヘルツ分布と仮定し、 P_0 はヘルツ最大接触圧力を表す。

また、摩擦係数 f は次式のように時間的に変化する関数 $F(\tau)$ で表す。なお、後述のように、数値計算では $F(\tau)$ は実際の実験結果を用いて求める。

$$f = F(\tau), \quad (\tau > 0) \dots\dots\dots (1)$$

また、摩擦仕事がかすべて熱に変換されるものとするれば、接触面で発生する摩擦熱は次式で与えられる。

$$q(x) = VfP(\tilde{x}) = V P_0 P_1(x) F(\tau), \quad (\tau > 0) \dots\dots\dots (2)$$

時間 $\tau=0$ のとき熱応力は零で、そのときの温度を基準温度とすれば、温度の初期条件は次式となる。

$$(T^{(j)})_{\tau=0} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

一般に式(2)の接触面発生摩擦熱は、接触の状態によって試験片、接触物体、雰囲気中にそれぞれある割

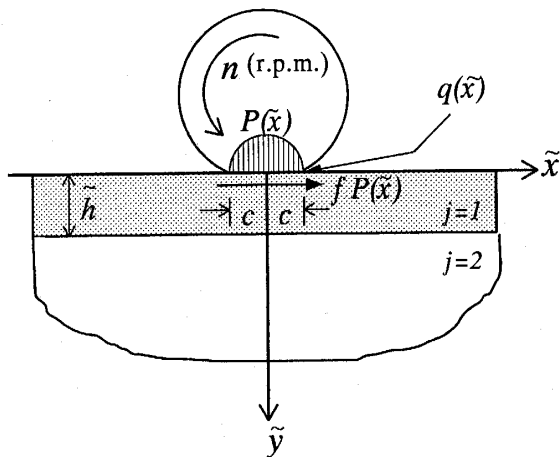


Fig. 1 Geometry and coordinate system

合で熱が伝達するものと思われる。そこで、試験片に流入する熱流の割合を η [%] とすれば、熱的境界条件は次式で与えられる。

$$\left(\frac{\partial T^{(1)}}{\partial y}\right)_{y=0} - B_0(T^{(1)})_{y=0} = \begin{cases} -T^* f P_1(x), & |x| \leq 1 \\ 0, & |x| > 1 \end{cases} \dots\dots\dots (4)$$

$$T^* = \frac{cVP_0}{K_1} \times \frac{\eta}{100} \dots\dots\dots (5)$$

$$(T^{(1)})_{y=h} = (T^{(2)})_{y=h} \dots\dots\dots (6)$$

$$\left(\frac{\partial T^{(1)}}{\partial y}\right)_{y=h} = K \left(\frac{\partial T^{(2)}}{\partial y}\right)_{y=h} \dots\dots\dots (7)$$

$$T^{(j)} = 0 \quad (j=1, 2), \quad x^2 + y^2 \rightarrow \infty \dots\dots\dots (8)$$

また、力学的境界条件は以下のように表される。

$$(\sigma_{yy}^{(1)})_{y=0} = \begin{cases} -P_0 P_1(x), & |x| \leq 1 \\ 0, & |x| > 1 \end{cases} \dots\dots\dots (9)$$

$$(\sigma_{xy}^{(1)})_{y=0} = \begin{cases} f P_0 P_1(x), & |x| \leq 1 \\ 0, & |x| > 1 \end{cases} \dots\dots\dots (10)$$

$$(\sigma_{yy}^{(1)})_{y=h} = (\sigma_{yy}^{(2)})_{y=h} \dots\dots\dots (11)$$

$$(\sigma_{xy}^{(1)})_{y=h} = (\sigma_{xy}^{(2)})_{y=h} \dots\dots\dots (12)$$

$$(u_x^{(1)})_{y=h} = (u_x^{(2)})_{y=h} \dots\dots\dots (13)$$

$$(u_y^{(1)})_{y=h} = (u_y^{(2)})_{y=h} \dots\dots\dots (14)$$

$$(\sigma_{xx}^{(j)}, \sigma_{yy}^{(j)}, \sigma_{xy}^{(j)})_{x^2+y^2 \rightarrow \infty} = 0 \dots\dots\dots (15)$$

3. 温度および応力解析

3.1 変動摩擦係数による温度および応力解 求める応力解 $\{\sigma_{pq}^{(j)}\}$ は、次式のように接触荷重による機械的応力 $\{^p\sigma_{pq}^{(j)}\}$ と、表面応力自由の熱応力 $\{^T\sigma_{pq}^{(j)}\}$ を重ね合わせて求められる。

$$\{\sigma_{pq}^{(j)}\} = \{^p\sigma_{pq}^{(j)}\} + \{^T\sigma_{pq}^{(j)}\}, \quad (p, q = x, y) \dots\dots\dots (16)$$

変動摩擦係数による接触荷重によって生じる機械的応力 $\{^p\sigma_{pq}^{(j)}\}$ は、式(10)中の f を $F(\tau)$ と置換え、境界条件式(9)~(15)を満足する弾性問題を直接解くことにより、準定常解が求められる。しかし、温度 $T^{(j)}$ および熱応力 $\{^T\sigma_{pq}^{(j)}\}$ は非定常解となり、式(1)の f が単位ステップ関数で与えられた場合の温度解 $T_s^{(j)}$ および非定常熱応力解 $\{^s\sigma_{pq}^{(j)}\}$ が求めれば、次のデュアメル積分により求めることができる。

$$T^{(j)}(\tau) = \int_0^\tau F(\lambda) T_s^{(j)}(\tau - \lambda) d\lambda \dots\dots\dots (17)$$

$$\{^s\sigma_{pq}^{(j)}(\tau)\} = \int_0^\tau F(\lambda) \{^s\sigma_{pq}^{(j)}(\tau - \lambda)\} d\lambda \dots\dots\dots (18)$$

ただし、 $\{^T\sigma_{pq}^{(j)}\}$ と $\{^s\sigma_{pq}^{(j)}\}$ は被覆材表面で応力自由であり、式(11)~(15)の境界条件を満たすものとする。

3.2 ステップ状変動摩擦係数による温度解 境界条件式(4)中の f を単位ステップ関数に置換えた境

界条件式(4)~(8)と、初期条件式(3)のもとで次式の熱伝導方程式を解けば、 $T_s^{(j)}$ を求めることができる。

$$\frac{\partial^2 T_s^{(j)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s^{(j)}}{\partial y^2} = \delta_\kappa^{(j)} \frac{\partial T_s^{(j)}}{\partial \tau}, \quad (j=1, 2) \quad (19)$$

ここで、 $\delta_\kappa^{(1)}=1$, $\delta_\kappa^{(2)}=1/\kappa$ である。式(3)を参考にして τ に関してはラプラス変換を用い、 x に関してはフーリエ cos 変換を用いれば、式(19)の境界値問題の解が求まり、次式のように表される。

$$T_s^{(j)} = T^* \frac{2}{\pi} \int_0^\infty P_2(\xi) \left[2\delta_{01}^{(j)} \sum_{n=1}^{N_\xi} \frac{r_n(1 - e^{-(\xi^2 + r_n^2)\tau})}{(\xi^2 + r_n^2)^2 f_0(r_n)} R_n^{(j)}(y) + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\varepsilon(1 - e^{-\kappa(\xi^2 + \varepsilon^2)\tau})}{(\xi^2 + \varepsilon^2)} S_\varepsilon^{(j)}(y) d\varepsilon \right] \cos(x\xi) d\xi \quad (20)$$

ここで $\delta_{01}^{(1)}=1(\kappa > 1)$, $\delta_{01}^{(2)}=0(\kappa \leq 1)$ であり、 r_n は次式の n 番目の正根である。ただし、 $r_n < \xi\sqrt{\kappa-1}$ の条件を満足する正根の数を N_ξ とする。

$$\tan(rh) = \frac{r(B_0 + K\beta_2)}{r^2 - B_0K\beta_2}, \quad \beta_2 = \sqrt{\xi^2 - \frac{(\xi^2 + r^2)}{\kappa}} \quad (21)$$

$$f_0(r) = \left[r^2 h + K \left(\frac{r^2}{\kappa\beta_2} - \beta_2 \right) - B_0(1 + K\beta_2 h) \right] \cos(rh) + \left[r(2 + K\beta_2 h) + B_0 r \left(h + \frac{K}{\kappa\beta_2} \right) \right] \sin(rh) \quad (22)$$

$$R_n^{(1)}(y) = r_n \cos(h-y)r_n + K\beta_2 \sin(h-y)r_n, \quad R_n^{(2)}(y) = r_n e^{-(y-h)\beta_2} \quad (23)$$

$$P_2(\xi) = \int_0^1 P(x) \cos(\xi x) dx \quad (24)$$

また $S_\varepsilon^{(j)}(y)$ は各場合によって次のように表される。

(1) $\kappa \geq 1$ または $\kappa < 1$ で $\varepsilon \leq \varepsilon_0 = \xi\sqrt{(1-\kappa)/\kappa}$ のとき

$$S_\varepsilon^{(1)}(y) = \frac{K\varepsilon\nu}{D_\nu(\varepsilon)} \{ [\nu \cos(\nu h) + B_0 \sin(\nu h)] \cos(h-y)\nu + [\nu \sin(\nu h) - B_0 \cos(\nu h)] \sin(h-y)\nu \} \quad (25)$$

$$S_\varepsilon^{(2)}(y) = \frac{\nu}{D_\nu(\varepsilon)} \{ K\varepsilon [\nu \cos(\nu h) + B_0 \sin(\nu h)] \cos(y-h)\varepsilon + \nu [\nu \sin(\nu h) - B_0 \cos(\nu h)] \sin(y-h)\nu \}$$

$$D_\nu(\varepsilon) = K^2 \varepsilon^2 [\nu \cos(\nu h) + B_0 \sin(\nu h)]^2 + \nu^2 [\nu \sin(\nu h) - B_0 \cos(\nu h)]^2, \quad \nu = \sqrt{(\kappa-1)\xi^2 + \kappa\varepsilon^2}$$

(2) $\kappa < 1$ で $\varepsilon \leq \varepsilon_0 = \xi\sqrt{(1-\kappa)/\kappa}$ のとき

$$S_\varepsilon^{(1)}(y) = \frac{K\varepsilon u}{D_u(\varepsilon)} \{ [uch(uh) + B_0 sh(uh)] ch(h-y)u - [ush(uh) + B_0 ch(uh)] sh(h-y)u \} \quad (26)$$

$$S_\varepsilon^{(2)}(y) = \frac{u}{D_u(\varepsilon)} \{ K\varepsilon [uch(uh) + B_0 sh(uh)] \cos(y-h)\varepsilon - u [ush(uh) + B_0 ch(uh)] \sin(y-h)\varepsilon \}$$

$$D_u(\varepsilon) = u^2 [u \sinh(uh) + B_0 \cosh(uh)]^2 + K^2 \varepsilon^2 [u \cosh(uh) - B_0 \sinh(uh)]^2, \quad u = \sqrt{(1-\kappa)\xi^2 - \kappa\varepsilon^2}$$

3・3 ステップ状変動摩擦係数による熱応力解 式(20)の温度によって生じる非定常熱応力 $\{^s\sigma_{pq}^{(j)}\}$ は、熱弾性ポテンシャル $\Omega^{(j)}$ と Boussinesq の調和応力関数 $\varphi_0^{(j)}$, $\varphi_3^{(j)}$ を用いて次式のように表される。

$$\frac{^s\sigma_{xx}^{(j)}}{2G_j} = \frac{\partial^2 \Omega^{(j)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_0^{(j)}}{\partial x^2} + y \frac{\partial^2 \varphi_3^{(j)}}{\partial x^2} - 2\nu_j \frac{\partial \varphi_3^{(j)}}{\partial y} - \Gamma_j T_s^{(j)} \quad (27)$$

$$\frac{^s\sigma_{yy}^{(j)}}{2G_j} = \frac{\partial^2 \Omega^{(j)}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi_0^{(j)}}{\partial y^2} + y \frac{\partial^2 \varphi_3^{(j)}}{\partial y^2} - 2(1-\nu_j) \frac{\partial \varphi_3^{(j)}}{\partial y} - \Gamma_j T_s^{(j)} \quad (28)$$

$$\frac{^s\sigma_{xy}^{(j)}}{2G_j} = \frac{\partial^2 \Omega^{(j)}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \varphi_0^{(j)}}{\partial x \partial y} + y \frac{\partial^2 \varphi_3^{(j)}}{\partial x \partial y} - (1-2\nu_j) \frac{\partial \varphi_3^{(j)}}{\partial x} \quad (29)$$

$$\frac{^s u_x^{(j)}}{c} = \frac{\partial \Omega^{(j)}}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_0^{(j)}}{\partial x} + y \frac{\partial \varphi_3^{(j)}}{\partial x} \quad (30)$$

$$\frac{^s \nu_y^{(j)}}{c} = \frac{\partial \Omega^{(j)}}{\partial y} + \frac{\partial \varphi_0^{(j)}}{\partial y} + y \frac{\partial \varphi_3^{(j)}}{\partial y} - (3-4\nu_j) \varphi_3^{(j)} \quad (31)$$

式(20)の温度解に対応し、熱弾性ポテンシャルは次式のように表すことができる。

$$\Omega^{(j)} = \frac{\Gamma_j T^*}{\delta_\kappa^{(j)}} \frac{2}{\pi} \int_0^\infty P_1(\xi) \left\{ 2\delta_{01}^{(j)} \sum_{n=1}^{N_\xi} \frac{r_n R_n^{(j)}(y)}{(\xi^2 + r_n^2)^2 f_0(r_n)} [e^{-(\xi^2 + r_n^2)\tau} - 1] + \frac{2}{\pi\kappa} \int_0^\infty \frac{\varepsilon S_\varepsilon^{(j)}}{(\xi^2 + \varepsilon^2)^2} [e^{-\kappa(\xi^2 + \varepsilon^2)\tau} - 1] d\varepsilon \right\} \cos(x\xi) d\xi \quad (32)$$

また、応力関数 ($l=0, 3$) を次式のように表す。

$$\varphi_l^{(j)} = \int_0^\infty \{ A_l^{(j)} e^{-\xi y} + C_l^{(j)} e^{\xi y} \} \cos(x\xi) d\xi \quad (33)$$

式(32), (33)を式(27)~(31)に代入すれば熱応力の一般解が求まり、未定定数 $A_l^{(j)}$, $C_l^{(j)}$ は、表面自由および境界

条件式(11)～(15)より導かれる連立方程式により決定され、 $\{\sigma_{pq}^s\}$ を求めることができる。

4. ホワイトメタルのしゅう動摩擦実験

本しゅう動摩擦実験⁽⁷⁾に使用した試験片は、FCD 400 製円筒状台金に、WJ 7 製ホワイトメタルを遠心鑄造法によりライニングした船舶用軸受より作成した。試験片形状を図 2 に示す。また、その機械的性質を表 1 に、化学成分を表 2 に示す。なお、ポアソン比は WJ 7 では $\nu_1=0.32$ 、FCD 400 では $\nu_2=0.3$ である。本実験では試験片としゅう動させる回転軸(回転速度 n [rpm])として、炭素鋼 S 45 C を用いた。また、実際のしゅう動実験の負荷荷重の 1/3 程度の予荷重を負荷してしゅう動予備実験を行い、WJ 7 の表面を観察することにより、試験片と軸のしゅう動部接触面積を推定した。その結果、しゅう動部接触部の長さ $2c=12$ mm、幅 $B=9.8$ mm であった。実際の試験片は図 2 に示すように、WJ 7 のしゅう動部接触部分のみを残し他の部分は切除した。なお、試験開始前のホワイトメタル表面粗さは $Ra=1.4$ μ m、S 45 C 軸の表面粗さは $Ra=0.35$ μ m であった。図 3 にはしゅう動摩擦試験機の模式図を示す。しゅう動摩擦実験は試験片

に圧縮静荷重 P を負荷しながら行い、軸下部の油槽に軸を浸漬させ、軸の回転によって潤滑油がしゅう動部にかきあげられる潤滑機構を採用した。使用した潤滑油は MOBIL DTE VG 100 heavy (粘度 95×10^{-6} m^2/s) である。試験片しゅう動部から 1 mm 下の箇所には、アルメル・クロメル製熱電対を設置することによって、しゅう動過程中的試験片の温度変化を、また、アルミニウム合金製の試験片の支持部にひずみゲージを張り付けることによって、しゅう動過程中的摩擦力 F を連続的に測定した。ひずみ測定には、曲げひずみ除去のため 2 ゲージ法を用い、動ひずみ計とパーソナルコンピュータを用いて自動計測を行った。

ここで、実際のしゅう動実験の負荷荷重を P とすれば、摩擦係数 f は $f=F/P$ の関係式より得られる。また、本実験での接触応力は公称平均応力 $\sigma_{mean}=P/(2cB)$ を用いて表示したが、実際にはヘルツ接触圧力分布になっていると考えられ、数値計算においては、ヘルツの最大接触圧力 P_0 を $P_0=4\sigma_{mean}/\pi$ で与えた。

5. 摩擦係数の実験結果と温度変動

図 4, 5 には公称平均接触応力が $\sigma_{mean}=30$ MPa で、回転速度がそれぞれ $n=260, 500$ rpm の場合について

Table 1 Mechanical properties

(a) FCD 400

Tensile strength (MPa)	Compressive strength (0.125%) (MPa)	Young's modulus (GPa)
400	250	157

(b) WJ 7

Tensile strength (MPa)	Compressive strength (0.125%) (MPa)	Proportional limit in compression (MPa)	Young's modulus (GPa)
72.3	25.51	15	33.35

Table 2 Chemical compositions

(a) FCD 400

C (%)	Si (%)	Mn (%)	P (%)	S (%)	Mg (%)
2.5	2.7	0.4	0.08	0.02	0.09
Min.	Max.	Max.	Max.	Max.	Max.

(b) WJ 7

Sn (%)	Sb (%)	Cu (%)	Pb (%)
11-13	13-15	1.0	Bal.

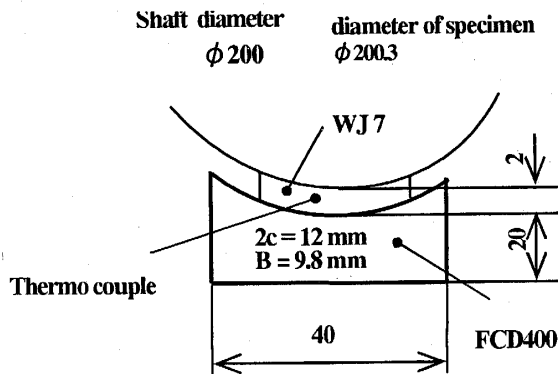


Fig. 2 Shape and dimensions of the specimen

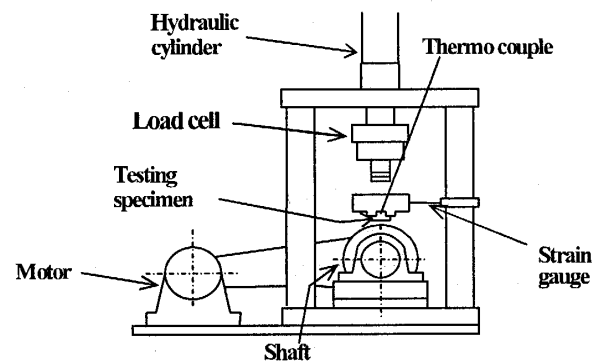


Fig. 3 Schematic illustration of the test-machine

て、図6には $\sigma_{\text{mean}}=20$ MPa で、回転速度が $n=718$ rpm の各場合について、それぞれ摩擦係数の実験結果を○印で、深さ1 mmにおける室温との温度差 ΔT の測定結果を●印で示してある。式(1)の摩擦係数の変動 $F(\tau)$ に本実験データを適用し、式(20)を用いて式(17)のデュアメル積分を畳み込みみ則を用いて数値的に求めれば、本実験のように、摩擦係数が変動した場合の温度変動の理論計算結果が得られる。理論計算は実験に対応して、表面中心下1 mmの点での温度変動を求めた。数値計算に用いる熱的物性値としては、WJ7については表2の化学成分を参考に純金属の熱的物性値⁽⁸⁾から算出し、 $\kappa_1=26$ mm²/s、 $K_1=41$ W/(m·K)、 $\alpha_1=25.5 \times 10^{-5}$ /Kを得た。また、計算に用いるFCD400の熱的物性値⁽⁸⁾として、 $\kappa_2=6$ mm²/s、 $K_2=20$ W/(m·K)、 $\alpha_2=11.9 \times 10^{-6}$ /Kを採用した。

なお式(5)の摩擦熱の大きさは T^* は、求めた温度変動の理論値の大きさが、温度の実験結果と定量的にほぼ等しくなるように決めた。また、ビオ数 B_0 については、比較的安定した潤滑状態が得られている図4、5において、温度の理論値の変動が実験値の変動と定性的にほぼ一致するように決めた。その結果 $B_0=2$ を

得た。なお、このビオ数の値($B_0=2$)は、初期温度 T_i の半無限体の表面が0°Cの媒質で冷却された場合の温度の計算結果⁽⁹⁾を参照すれば、初期温度 T_i を $\eta=100$ 、 $B_0=0$ (断熱)の場合の温度結果と仮定し、この計算結果に実際の温度の実験結果を適用することによっても確認することができる。このビオ数の値($B_0=2$)を実際の熱伝達率に換算すれば、 $\gamma_1=13667$ W/(m²·K)となり、この値は実際に流体で冷却されている場合の熱伝達率の範囲となり⁽⁹⁾、本しゅう動摩擦実験の冷却条件と矛盾していないことがわかる。以上のようにして計算された温度変動の理論結果を、図4~6にそれぞれ実線で示す。ここで、図6において温度の実験値(黒丸)と理論値(実線)を比較すると、図4、5ほどには一致していない。これは、本試験機では軸回転により油槽より潤滑油をかきあげ試験片しゅう動部に供給しているが、軸回転数を $n=718$ rpm と速くすると、軸に付着した潤滑油に作用する遠心力が大きくなり、試験片しゅう動部への潤滑油の供給が減少し、安定した潤滑状態が得られなくなるため、温度の実験値が理論値よりも少し大きくなるものと思われる。いずれの場合も、温度と摩擦係数の縦軸が $T/f=735.3^\circ\text{C}$ となる一定のスケール比のもとで、温度の理論値と摩擦係数は定性的にも定量的にもよい一致が見られる。このことより、温度変動の測定結果を用いることで、変動摩擦係数の推定が可能であることがわかる。なお、図2のような接触部以外のコーティング部を切り取った有限長さの実験モデルと、図1のような無限に長い被覆半無限体の理論解析モデルでは、厳密には対応していないが、接触中心部表面下1 mmの点の温度と接触部の摩擦係数のみを問題にする場合には、測定点から離れた全体のモデルの相違はあまり大きく影響しないものと思われる。

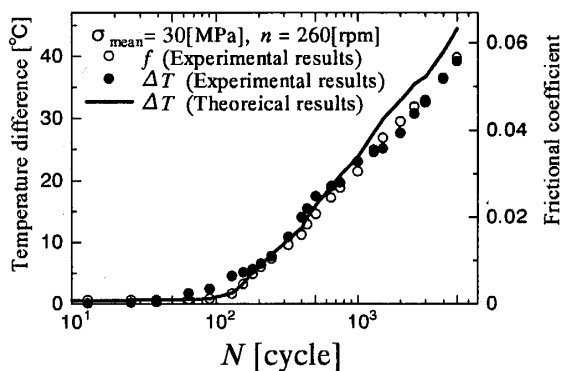


Fig.4 Variation of temperature and frictional coefficient ($\sigma_{\text{mean}}=30$ MPa, $n=260$ rpm)

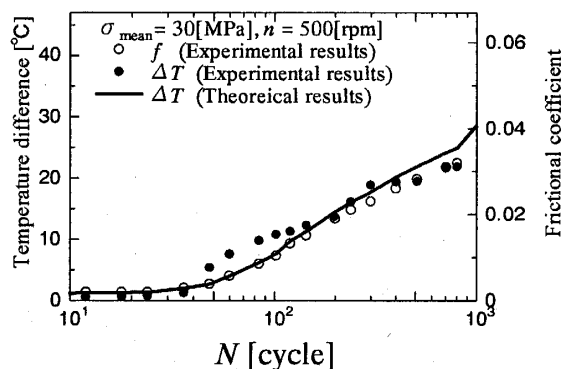


Fig.5 Variation of temperature and frictional coefficient ($\sigma_{\text{mean}}=30$ MPa, $n=500$ rpm)

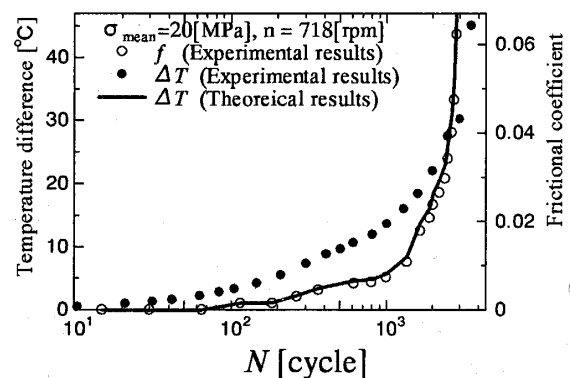


Fig.6 Variation of temperature and frictional coefficient ($\sigma_{\text{mean}}=20$ MPa, $n=718$ rpm)

6. 応力変動の数値計算結果

図7, 8には公称平均接触応力が $\sigma_{\text{mean}}=30$ MPaで, 回転数がそれぞれ $n=260, 500$ rpmの場合について, 図9には $\sigma_{\text{mean}}=20$ MPaで, 回転数が $n=718$ rpmの各場合について, それぞれ x 方向応力 σ_{xx} の変動を示す。結果はすべて温度の測定点に対応し, 表面下1 mmの深さにおける値を示す。応力は実験から得られる摩擦係数の変動を用いて, 図1の被覆半無限体モデルについて計算している。図2のような有限長さの実験モデルに対しては, この応力解は厳密には対応していない。しかし, 接触中心部表面下1 mmの点の応力変動のみを問題にする場合には, サン・ブナンの原理より, 全体のモデルの相違はあまり大きく影響せず, 図7~9は実験モデルに対しても適用できるものと思われる。図7~9においていずれの場合も, 被

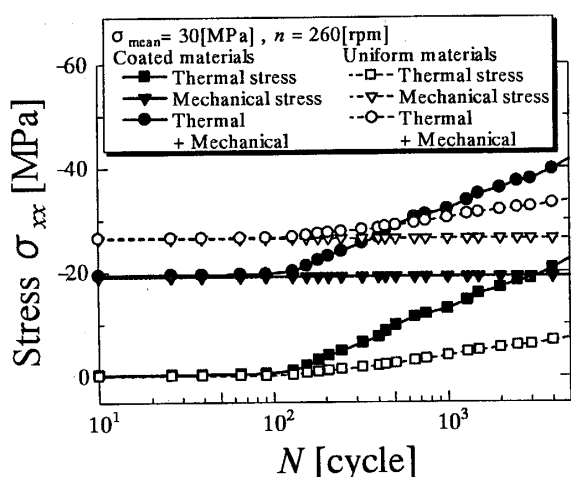


Fig. 7 Variations of σ_{xx} for thermal and mechanical stresses ($\sigma_{\text{mean}}=30$ MPa, $n=260$ rpm)

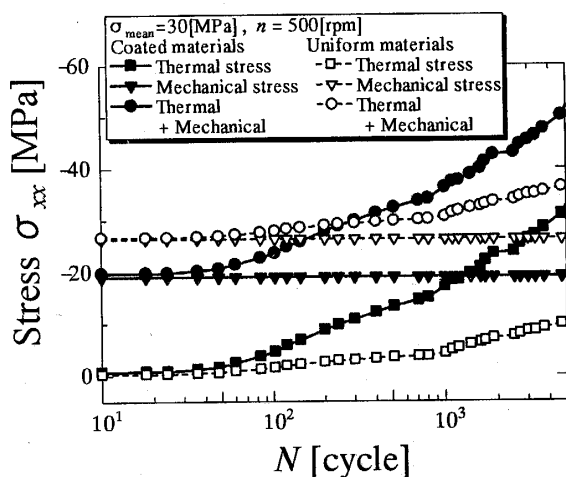


Fig. 8 Variations of σ_{xx} for thermal and mechanical stresses ($\sigma_{\text{mean}}=30$ MPa, $n=500$ rpm)

覆材について, 摩擦熱による熱応力を■印で, 機械的応力を▼印で, 熱応力と機械的応力の合計を●印で表す。また比較のため, FCD 400から成る均一材についても, 熱応力を□印で, 機械的応力を▽印で, 熱応力と機械的応力の合計を○印で示してある。接触圧力 $P_1(x)$ が時間的に変化しないので, 機械的応力も変動せず一定値となっているが, 熱応力は初期値0から摩擦係数に対応して時間とともに増加している。特に図7では3000 cycle, 図8では1400 cycle, 図9では2200 cycle以上になると, 熱応力が機械的応力より大きくなり, 熱応力が全応力の半分以上を占めるようになる。一方FCD 400から成る均質材の熱応力は, 被覆材の熱応力よりも常に小さく約1/3程度の大きさとなっており, 本数値計算の範囲では, 均質材の機械的応力は熱応力よりも常に大きくなっている。また, 最初は被覆材の全応力は均質材のそれよりも小さいが, 被覆材の全応力は時間の経過とともに大きくなり, 特に図7では500 cycle, 図8では200 cycle, 図9では1400 cycleを超えると均質材のそれよりも大きくなり, それらの差は時間とともに著しくなる。これは, FCD 400の線膨張係数が $\alpha_2=11 \times 10^{-6}/\text{K}$ と, WJ7の線膨張係数の半分以上の値なので, 温度が大きくなるほど, 線膨張係数の差に起因して生じる被覆材の圧縮熱応力が大きくなるためと思われる。

7. 結 言

摩擦係数が変動するしゅう動接触による被覆材の温度, および非定常熱応力ならびに機械的応力を解析し, FCD 400を台金としたWJ7ホワイトメタル被覆材のしゅう動摩擦実験と比較することにより, 本実験例の範囲および数値計算例の範囲で, 以下の結論を得た。

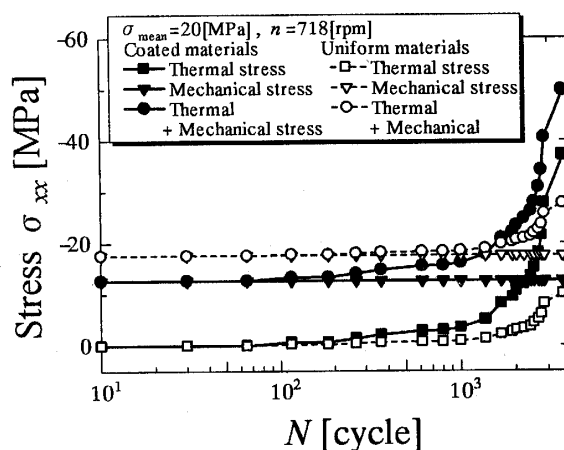


Fig. 9 Variations of σ_{xx} for thermal and mechanical stresses ($\sigma_{\text{mean}}=20$ MPa, $n=718$ rpm)

(1) 摩擦熱による温度変動の値と変動摩擦係数の値は、接触圧力や回転速度にかかわらず、ほぼ一定の比で表すことができ、温度変動の測定結果を用いて変動摩擦係数の推定が可能である。

(2) 熱応力は時間とともに増大し、回転数が1 000~3 000 cycleを超えると、機械的応力よりも熱応力が大きくなり、その差は時間の経過とともに著しくなると、時間の経過とともに、熱応力が全応力中で大きな割合を占めるようになる。

(3) FCD 400 から成る均質材の熱応力は、WJ 7 ホワイトメタル被覆材の熱応力よりも常に小さく、約1/3程度の大きさとなる。

最後に、本研究に協力いただいた当時富山大学工学部学生であった佐伯亜紗子君、森田純子君、河端宏和君に感謝する。

文 献

- (1) Ju, F. D. and Chen, T. Y., Thermomechanical Cracking in Layered Media From Moving Friction Load, *Transactions of the ASME, Journal of Tribology*, Vol. 106 (1984), pp. 513-518.
- (2) Ju, F. D. and Liu, J. C., Effect of Peclet Number in Thermo-Mechanical Cracking Due to High-Speed Friction Load, *Transactions of the ASME, Journal of Tribology*, Vol. 110 (1988), pp. 222-227.
- (3) Chen, L. S. and Chu, H. S., Transient Thermal Stresses Due to Periodic Moving Frictional Load in Layered Media, *Journal of Thermal Stresses*, Vol. 12 (1989), pp. 169-189.
- (4) Molinari, A. et al., Dependence of the Coefficient of Friction on the Sliding Conditions in the High Velocity Range, *Transactions of the ASME, Journal of Tribology*, Vol. 121 (1999), pp. 35-41.
- (5) Liu, G. and Wang, Q., Thermoelastic Asperity Contacts, Frictional Shear, and Parameter Correlations, *Transactions of the ASME, Journal of Tribology*, Vol. 122 (2000), pp. 300-307.
- (6) Liu, S. and Wang, Q., A Three-Dimensional Thermomechanical Model of Contact Between Non-Conforming Rough Surfaces, *Transactions of the ASME, Journal of Tribology*, Vol. 123 (2001), pp. 17-26.
- (7) Tamura, K. et al., Effect of both Shaft revolution-speed and Frictional Stresses on the Cut off Fatigue Lives in the White-metal Sliding Bearing, *Journal of The Japan Institution of Marine Engineering*, Vol. 37, No. 8 (2002), pp. 31-37.
- (8) The Japan Society of Mechanical Engineers ed, *JSME Date Handbook: Heat Transfer*, 4th ed., (1986), p. 314, The Japan Society of Mechanical Engineers.
- (9) Holman, J. P. and Hirata, K., translate into Japanese, *Heat Transfer*, (1982), p. 13, 98, Brain Book Company.