スラスト滑り軸受の油膜の乱流遷移に関する研究*

原田 正 躬^{*1}, 塚崎 重多郎^{*1}, 関 光 昭^{*2}

On the Stability of Oil Film of Thrust Bearings

Masami HARADA, Jyutaro TSUKAZAKI and Mitsuaki SEKI

Experimental investigation of the instability in the fluid film of thrust bearings are presented. Flow between a stationary and a rotational disk of 180 mm and 80 mm diameter are used as a model of fluid film of thrust bearings. The gaps between two disks are varied from 0.15 mm to 4.0 mm. Water is used as a working fluid. In order to visualize the flow, two types of fine particles are used. One is the powder of barium sulfate and the other is aluminum powder. Under appropriate lighting, the flows are observed and taken a photo. Photographs show that the three types of instability patterns are observed. The first one is the spiral vortex generating in high Reynold's number region and the vortex lines are nearly concentric. The second one is a series of wave like pattern generating in middle Reynold's number region. This pattern seems to be the one called viscous instability or type II instability. The third one is cross pattern. This is observed only in narrow gaps and low Reynold's number region. These three types of instability are summarized by the relationship between the Reynold's number and Ekman number respectively.

Key Words: Bearing, Thrust Bearing, Turbulent Lubrication, Oil Film, Visualization, Stability, Transition, Turbulence

1. 緒 言

高周速度で作動する滑り軸受に生じる油膜の乱流遷移は、負荷容量、摩擦トルクなど、軸受性能に著しい変化を生ぜしめる。従来、油膜が乱流域における軸受性能については、理論的にも実験的にも、多くの研究がなされ、ほとんどの形式の軸受について、設計資料が提出できるようになってきた。しかしながら、どのような条件で油膜の流れに遷移が生じ、また、完全乱流に移行するかについての検討は少ない。特に、スラスト滑り軸受の油膜にあっては、その複雑な流れとあいまって、遷移の解明を一層困難にしている。

スラスト軸受の油膜になぞらえられる流れの一つに、静止流体の中で回転する円板上の境界層流れがある。このような流れでは、不安定領域、すなわち、遷移領域で、じょう乱の波面に垂直な主流速度成分の変曲点に起因し、回転円板に固定された規則的ならせん状の渦(一般に、非粘性形の不安定といわれている。これを type I の不安定と呼ぶ)が生じること^{(1)~(6)},

あるいは、じょう乱の波面に平行な主流成分に起因する不安定(一般に、粘性形不安定といわれている。これを type II の不安定と呼ぶ)が生じること^{(8)~(10)}, が明らかにされている。また、剛体回転とみなせる回転運動をする流体と回転円板面との間に存在し、微小な速度差をもって回転する境界層(エクマン境界層)においては、粘性形不安定と非粘性形不安定の2種類の不安定が生じることが報告されている^{(11)~(13)}。

油膜の流れにより近い、一方が静止し、他方が回転する平行円板間の流れでも、基本的には、回転円板上の流れにおける不安定と同様の不安定現象が存在することが明らかになっている^{(14)~(19)}。

これらの検討は、いずれも流れの可視化による観察および理論計算によってなされたものであるが、静止円板に加わるトルクを測定し、境界層の生成状態と、遷移域を含む摩擦トルクの変化との関係についての検討も行われている⁽²⁰⁾。

しかしながら、以上の回転円板間の流れにおける研究も、すきまが広い場合(3~10 mm 以上)で、油膜のように、すきまが極めてせまい場合についての検討は、行われていない。

ここでは、油膜の流れを模した、一方が静止し、他方が回転する平行円板間のせまいすきま(0.15~4.0

* 原稿受付 1998年6月19日。

^{*1} 正員, 埼玉大学工学部(☎ 338-8570 浦和市下大久保 255)。^{*2} 正員, キヤノン(株)(☎ 300-1155 茨城県稲敷郡阿見町吉原 3577)。

E-mail: mharada@mech.saitama-u.ac.jp

mm)の流れをつくり、まず、アルミニウムおよび硫酸バリウムの粉末によって、流れを可視化し、遷移に伴って生じる不安定模様を観測する。次いで、静止円板に加わるトルクを測定し、遷移に伴うトルクの変化と、可視化によって得られた不安定模様の観測結果との比較検討を行って、スラスト滑り軸受の油膜の不安定性・遷移および完全乱流域への移行に対する臨界条件についての知見を得ることができたので報告する。

2. 実験装置および実験方法

図1～3が実験装置主要部の概略である。回転円板①は、直径180 mmおよび80 mmの2種、いずれもSUS 304製で、その表面には可視化による流れの観察を容易にするために、黒色塗装が施されている。平面度は、 $\pm 2 \mu\text{m}$ 以下、最外周におけるふれは、0～1350 rpmの範囲で、平面度を含めて $\pm 4 \mu\text{m}$ 以下である。静止円板②には、回転円板①との間に形成されるすきま内の流れを静止円板上から観察できるように、厚さ20 mmの透明なアクリル板が使用されている。その平面度は $\pm 5 \mu\text{m}$ 以下である。静止円板②は、ピッチ0.5 mmのねじ③によって支持され、円板間のすき

Fig. 1 Experimental apparatus for flow visualization ($d=180 \text{ mm}$)

Fig. 2 Experimental apparatus ($d=80 \text{ mm}$)

まの大きさは、このねじによって、0～4 mmの範囲で任意に設定できる。すきまの外周部は、開放状態にあり、すきま内への空気の混入を防ぐために、水槽④内に満たされている作動液体(水)の水位を、常にすきまより数mm高い一定の位置に保っている。また、スピンドル⑤への水の流入を防ぐために、回転円板①の下部にある空間Vに、外部から空気を送って加圧し、水槽内の圧力と釣合せている。流れの可視化には硫酸バリウムの粉末(粒度3～5 μm 程度)を重量で1.5～2.0%混入させた水を用いた。

流れの撮影には、焦点距離50 mmの35 mmカメラを使用している。光源には、ストロボ(閃光時間63～125 μs)と2基の500 Wの白熱灯(撮影時間500 μs)とを用い、必要な撮影時間に応じて使い分けた。また、同一すきま、同一回転数において、レイノルズ数やエクマン数の異なる場合の測定を行うために、作動液(水)にグリセリンを加えて動粘性係数(ν)を $\nu=1.0\sim 2.0\times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ の範囲で変化させた。

摩擦トルクの測定では、上記の測定装置において、静止円板を図3のように変更する。この場合も、静止円板②および支持部全体には、すきま内に混入が予測される気泡の有無が確認できるように透明なアクリル樹脂を使用した。その表面の平面度は、 $\pm 5 \mu\text{m}$ 以下である。静止円板は、上下および端面の3方向に設けられた8組の静圧空気軸受によって浮上支持されている。静圧空気軸受も熱膨張の影響を少なくするために静止円板と同様にアクリル樹脂で製作されている。摩擦トルクの測定は静止円板上の半径位置70 mmに取付けられたレバー③によって行った。なお、円板の浮上量すなわちすきまの大きさは、円板上120°間隔に貼られたアルミ箔電極との間の変位を、渦電流形微小変位計を用いて測定することによって求めた。すきまへの作動液の供給は、円板中央で上方より行った。給

Fig. 3 Experimental apparatus for torque measurement

水用の配管と回転円板との間の摩擦を小さくするために、給水管は空気軸受によって支えられている。また、空気軸受の下部には、ポケットが設けられ、この部分に空気を供給し、その圧力を調整することによって作動液の漏れを防止している。

トルクの測定では、静止円板外周部を作動液に浸すことはしていない。したがって、外周部からすきま内へ空気が混入するのを避けるため、上方からすきま内の作動液を観察し気泡が混入しないように、流量調整弁により調節している。流量は、0.2 l/min 以下である。

3. 測定結果とその検討

3・1 測定結果 図4～6が、水または水とグリセリンの混合液に硫酸バリウムの微細粉(粒子の平均直径が3～5 μm)を重量で約1.5～2%懸濁した場合の典型的な遷移状態にある流れの写真で、それぞれ、すきま $h=1.2, 0.3, 0.15 \text{ mm}$ の各場合の結果である。

ここで変数 $1/E_k (= \omega h^2 / \nu)$ はエクマン数 E_k の逆数で、コリオリ力の影響を表す無次元量である。

これらの図で、円板は上方から見て反時計方向に回転している。白く見える部分は硫酸バリウムの粉末の濃度が相対的に高い領域、反対に黒く見える部分は濃度が低い領域である。

いずれの写真においてもしま模様がある半径範囲に

(a) Long shot

(b) Close up, Visualization of vortices ($h=1.2 \text{ mm}$
 $1/E_k=31.1$)

Fig. 4

現れている。このしま模様は回転数の増加とともに、内側に移行する。また、設定すきま $h=0.15 \sim 1.7 \text{ mm}$ の全範囲で観測された。

図7に無次元しま間隔 L と $1/E_k$ との関係を示す。ここで、 L は隣接するしまの中心線の間隔 s をすきま h で除した値 s/h である。 $1/E_k$ の値によらず $L=1.9 \sim 2.6$ であることがわかる。

しまの角度 ε は、回転円板上で定義され、その法線方向、すなわちしまの繰返される方向(伝ば方向)と円板の半径方向とがなす角度である(図8)。実験によると $\varepsilon=0 \sim 1^\circ$ 程度で、しまは、ほぼ同心円状に形成されている。また、回転数が低い場合について、その位相速度(回転円板に対する相対速度)を測定したが、半

Fig. 5 Visualization of vortices ($h=0.3 \text{ mm}$
 $1/E_k=5.56$)

Fig. 6 Visualization of vortices ($h=0.15 \text{ mm}$
 $1/E_k=2.61$)

Fig. 7 Non-dimensional vortex spacing

Fig.8 Voltex angle

径方向成分は零, 接線方向成分は円板の接線速度の1/2であった。さらに, 半径方向の位相速度および角度は, 伊藤⁽¹⁶⁾が, $1/E_h=20$ の場合について解析から得た type I の不安定による渦における値と一致する。

以上のように, 本報で得られたしま模様の性質は, すでに明らかにされている type I 不安定, すなわち, 非粘性形の不安定に起因する渦の性質を示している。したがって, しま模様は, type I 不安定による渦によるものと考ええる。

さて, 上記の現象が生じる回転速度より低い回転速度領域で, 異なる不安定現象が観測される。図9がその一例である。しまの角度 ε は, $\varepsilon=-7^\circ \sim -27^\circ$, 無次元しま間隔 L は, 1.9~2.5であった。位相速度は零, すなわち, 回転円板と同一の接線速度である。また, 回転速度の増大に伴って, ε, L とともに, 増加する傾向がある。このしま模様は, 回転速度, しまの角度 ε , および, 無次元しま間隔 L などを従来の観測結果と比較すると, type II の不安定と考えられる。

硫酸バリウムは, 粒子が微細 ($3 \sim 5 \mu\text{m}$) なために, すきま内に浮遊している。いま, 回転壁面のごく近傍の状態を観測するために, 粒子直径が大きいアルミニウムの粉末(平均の大きさ約 $50 \mu\text{m}$) を回転円板に薄く散布するとともに, 作動液にも懸濁させて観測を行ってみる。静止状態から準静的に回転速度を大きくすると, 外周部のある半径範囲に交差状のしま模様が現れる。この状態から回転速度を増大させると, しま模様が内周部へと広がり(図10), やがて, 外周部で交差模様が消滅し, らせん状のしまに変わる[図10(e)]。

さらに高い回転速度になると, これらの模様全体が内周部へ移動するとともに, らせんしまもある半径領域にのみ存在するようになり, その外側では, 特に記録すべき現象は観測されなくなる。

図10(e)が交差模様, らせん模様, および, その外側の領域が共存する状態の一例である。これらの模様は, 回転円板に付着し, 安定している。すなわち回転速度を一定に保つと, その回転速度に対応した模様が

(a) $h=0.8 \text{ mm}$ $N=40 \text{ rpm}$ $1/E_h=3.01$ (b) $h=0.8 \text{ mm}$ $N=70 \text{ rpm}$ $1/E_h=5.27$ (c) $h=1.0 \text{ mm}$ $N=40 \text{ rpm}$ $1/E_h=4.70$ (d) $h=1.2$ $N=40 \text{ rpm}$ $1/E_h=6.80$

Fig.9 Photograph of vortices and instability

時間の経過とともに一層鮮明になる。その状態から, 徐々に回転速度を下げて, 円板を静止させても, 模様は, 当初の状態を保っている。本報における写真は, この静止状態で撮影されたものである。これより高い回転速度領域の状態を, アルミニウム粉末で観測することは困難であった。

3.2 測定結果の検討

3.2.1 回転円板間の流れについての検討 一様な静止流体中で回転する円板上の境界層流れの安定性について扱った研究⁽¹⁾では, 流れにらせん渦が発生する場合, 渦の生成領域を遷移域, その内側を層流域, 外側を乱流域と区分している。ここでも, その区分に

(a) $h=0.5$ mm $N=12$ rpm (b) $h=0.5$ mm $N=21$ rpm (c) $h=0.6$ mm $N=13$ rpm (d) $h=0.6$ mm $N=25$ rpm (e) $h=0.8$ mm $N=30$ rpm

Fig. 10 Photograph of cross patterns

Fig. 11 Cross and spiral patterns

従って整理することにする。

type I の不安定開始(渦の発生)および乱流域への遷移(渦の消滅)に対する臨界半径 r_c を、それぞれ r_1 , r_{1r} とする。また, type II の不安定開始に対する臨界半径を r_{11} , 交差模様が生じる半径を r_1 , 交差模様が消滅しらせん渦が生じる半径を r_2 , らせん渦が消滅する半径を r_3 とする(図 11)。

一般に, 回転体周囲の流れに Navier-Stokes の運動方程式を適用し, 代表長さを L_0 , 代表速度を U , 角速度を ω として無次元化すると, 慣性項からロスビー数 ($Ro=U/\omega L_0$ = 慣性力/コリオリ力), 粘性項からエクマン数 ($E_k=\nu/\omega L_0^2$ = 粘性力/コリオリ力), 慣性項と粘性項の比からレイノルズ数 ($Re=UL_0/\nu$) が導かれる。したがって, 圧力こう配の影響が小さい場合には, 回転円板間の流れの状態は, 主として, この三つの無次元数によって表すことができるはずである。

従来, 回転円板周囲の流れの安定性を扱う場合に, その臨界条件を示す変数は, レイノルズ数とエクマン数とが用いられる場合が多い。これらの変数を定義する代表長さ L_0 には, 臨界半径 r_c および回転円板上における境界層厚さのオーダー $\delta=(\nu/\omega)^{1/2}$ が用いられてきた。また, 一方が静止し, 他方が回転する円板間の流れにおいても, 代表長さとして, すきま h のほかに, δ が用いられることが多い⁽¹⁶⁾⁽¹⁹⁾。ここでは, 代表速度 U には半径位置 r における速度 $r\omega$ を用い, 代表長さ L_0 に半径 r を用いた場合のレイノルズ数 $Re_r=\omega r^2/\nu$ を半径レイノルズ数, 代表長さ δ を用いた $Re_\delta=\omega r\delta/\nu$ を境界層厚さレイノルズ数, δ の代りにすきま h を用いた $Re_h=\omega rh/\nu$ をすきまレイノルズ数と呼ぶことにする。エクマン数には $E_k=\nu/\omega h^2$ を用いた。ロスビー数 $Ro=U/\omega L_0$ は, 代表速度が $U=r\omega$ であるから, 代表長さ L_0 に, δ または h を用いて, それぞれ, $Ro_\delta=r/\delta$ および $Ro_h=r/h$ で表される。ここで, レイノルズ数, エクマン数およびロスビー数の間には, $Re_\delta=Ro_\delta/E_k$, $Re_h=Ro_h/E_k$ の関係がある。

流れの観測結果から, type I 不安定の開始に対する臨界レイノルズ数 $Re_{h1}=\omega r_1 h/\nu$ および遷移域から

Fig. 12 Relation between critical Reynold's number Re_h and Ekman number $1/E_k$ Fig. 13 Relation between critical Reynold's number $Re_δ$ and Ekman number $1/E_k$

乱流域への臨界値 $Re_{hT} = \omega r_T h / \nu$, type II 不安定に対する臨界レイノルズ数 $Re_{hII} = \omega r_{II} h / \nu$, 交差模様に対する臨界値を, それぞれ $Re_{h1} = \omega r_1 h / \nu$, $Re_{h2} = \omega r_2 h / \nu$, $Re_{h3} = \omega r_3 h / \nu$ として, エクマン数の逆数 $1/E_k$ との関係で表すと, 図 12 になる。ここで, $Re_{h1} \sim Re_{h3}$ において, 白抜きのマーク($\circ$, $\square$, $\triangle$, $\dots$)は Re_{h1} を, ($\bullet$, $\blacksquare$, $\blacktriangle$, $\dots$)は Re_{h2} を, また ($\oplus$, $\boxtimes$, $\triangle$, $\dots$)は Re_{h3} を表す。図 13 における $Re_{\delta 1} \sim Re_{\delta 3}$ についても同様に表示している。

図 12 には, すべてのすきま, 粘性係数および回転数

における値が含まれているが, ほぼこれらの値に関係なく, 臨界レイノルズ数 Re_{h1} および遷移域から乱流域への臨界レイノルズ数 Re_{hT} は, エクマン数の逆数 $1/E_k$ のみの関数として一意的に定まる。すなわち, ① $1/E_k < 6$ の領域では, $Re_{h1} = 1.2 \times 10^3$ の一定値になり, ② $6 < 1/E_k < 20$ では, Re_{h1} は $1/E_k$ の増加とともに減少する。③ $20 < 1/E_k$ では, 増加傾向になり, ④ $1/E_k > 46$ の領域では, 渦を観測することはできなかった。渦が観測されなくなる現象は突然で, 渦が観測されている状態で, 回転数を少しずつ上げて $1/E_k$ の

値が46になると、それまで見えていた渦が消滅した。

さて、Daily ら⁽²⁰⁾ は、一方が静止し、他方が回転する平行円板間の流れは、静止、回転両円板上に発達する境界層の厚さとすきまの大きさとの関係から、四つの型に分けることができることを実験によって示している。すなわち、

regime I (流れが層流で、両円板面から発達した境界層が接触し、すきま内全域が境界層流れになっている)

regime II (流れが層流で、境界層が分離している)

regime III (流れが乱流で、境界層が接触している)

regime IV (流れが乱流で、境界層が分離している)

本報の実験で type I の遷移が生じる状態における層流境界層厚さのオーダ δ の値は、 $2\delta=0.2\sim0.6$ mm 程度である。したがって、実験が、すきま $h=0.15\sim1.7$ mm の範囲で行われていることと考え合せると、①が regime I の状態から regime III の状態への遷移、②は、すきま中央近傍の流れに慣性力の影響が現れ始めて、regime II への移行が生じている領域での遷移、③は、エクマン数の逆数が大きくなり、コリオリ力の影響が顕著になるとともに、境界層の分離が進み、遷移現象がすきま全幅ではなく、境界層内に限定されていく過程にあるものと考えられる。

境界層の厚さが、関与するならば、回転円板上の流れやすきまが本報に較べて大きい場合の理論的・実験的検討で行われているように、臨界すきまレイノルズ数 $Re_h=\omega r h/\nu$ の代わりに、臨界境界層厚さレイノルズ数 $Re_\delta=\omega r \delta/\nu$ を用いたほうが流れをより適切にシミュレートできるものと思われる。図13は、このような考えから、 Re_δ と $1/E_k$ との関係を示したものである。

実験結果は、 Re_δ が $1/E_k$ によって一意的に定まり、 $1/E_k$ の値が増大するとともに、type I の不安定に対する臨界境界層厚さレイノルズ数 $Re_{\delta I}$ が小さくなることを示している。図13には、伊藤の計算結果⁽¹⁶⁾、Szeri らの計算値⁽¹⁵⁾、Sirivat の実験結果⁽¹⁹⁾ も記入してある。伊藤の計算結果は本報の実験値とよく一致している。

Szeri は計算した速度分布を用いて、有限円板間の流れの安定性について数値解析を行っているがコアがある領域 ($1/E_k=52.3$) での解析であるために、本報の実験値とは一致しない。Sirivat の実験値は、mode 1 と呼ばれている同心状のセルの発生と、mode 2 の不安定と呼ばれる比較的せまいすきまで発生し、外向きにゆるやかに移動する渦の生成に対する臨界値である。さらに、Sirivat は、mode 1 および mode 2 と

type II の不安定、すなわち、粘性形の不安定に起因すると述べている。しかしながら、mode 2 については、その可視化によって得られた写真が、本報の type I の観測結果とよく似ていること、mode 2 が type II の不安定に基づくとした根拠が示されていないことなどを考えると、Sirivat は、type I の渦を観測していた可能性が高い。いずれにしても、本報の実験値は、伊藤の計算結果とよく一致し、非粘性形の不安定に基づく遷移では、臨界境界層厚さレイノルズ数は、 $1/E_k$ によって、一意的に定まることがわかる。

渦が崩壊し、流れが完全乱流になる臨界半径 r_{IT} を観測結果から定めるのは、渦が発生する臨界半径を求めるより、その特定が難しい。すきまがせまいほどこの傾向は著しい。ここでは測定値の信頼性を考慮して、測定は、すきまが $h=0.2\sim1.5$ mm の範囲で行った。不安定開始に対する臨界レイノルズ数と同様に、臨界すきまレイノルズ数は、 $Re_{hT}=\omega r_{IT}h/\nu$ で定義される。図12、13の乱流遷移に対する実験値は、動粘性係数 ν 、すきま h 、回転数 ω を変えて行った結果であるが、臨界すきまレイノルズ数 Re_{hT} も、 $1/E_k$ によって、ほぼ一意的に表されることがわかる。

図12、13には、type II の不安定および交差模様に対する臨界値も記入されている。回転速度を上げていくと、低レイノルズ数領域で、まず、交差模様が生じる。やがて交差模様が消滅し、回転円板上にはらせん模様が生じる。また、回転円板から離れた流域には、type II の不安定が生じる。このらせん模様と type II 不安定との関係は、この実験からはわからない。交差模様が生じている状態で、すきま h を一定に保って回転数を増大させると交差模様が生じている領域は内側に移動し、臨界半径が小さくなる。この結果ロスビー数 $Ro=r/h$ または r/δ が小さくなり遠心力の影響が現れていると考えることができる。図12および13において、 h = 一定の下で、 $1/E_k$ 値の増加とともに臨界レイノルズ数 Re_{h1} および $Re_{\delta1}$ が小さくなる傾向があるのはこのためと考えられるが、 r = 一定のもとに h を変えた実験が困難であるから、ここでは、半径位置が小さいほど、臨界レイノルズ数 Re_{h1} が小さくなる傾向があることを示し、ロスビー数の影響がある可能性を指摘するに止める。なお、type I の不安定に対しては、半径位置の影響はほとんど認められない。

交差し模様については、bifurcation などカオスの問題⁽²¹⁾とも考えられるが、回転円板および固定円板が傾斜した場合の検討などと合せて、稿を改めて報告したいと思う。

3・2・2 摩擦トルクの測定結果との比較 せまいすきまの回転円板間の流れには、以上のように、type I, type II, および、交差しま模様あるいは、らせん模様等の不安定が生じる。一般に、軸受の遷移条件は摩擦トルクが急激に増大する臨界値と考えると実用上都合がよい。次に、摩擦トルクの実験結果との比較検討を行ってみる。

図14が摩擦トルク M の測定値を、すきま h について、摩擦抵抗係数 $C_m = 2M / \rho \omega^2 a^5$ と半径レイノルズ数 $Re_r = \omega a^2 / \nu$ との関係で整理した結果である。図14の破線は流れが層流の場合の計算結果⁽²⁰⁾であり、実線は測定結果を直線で近似したものである。ここで、 a は回転円板の外半径、 ρ は流体の密度である。実験結果は、 Re_r の値が小さい領域では、計算結果とよく一致しているが、ある Re_r 値(図14矢印)から摩擦抵抗係数が急激に増大し計算値から大きく離れる。この Re_r 値が摩擦トルクの変化から得られる臨界半径レイノルズ数と考えることができる。表1に以上の実験によって得られた臨界半径レイノルズ数、臨界すきまレイノルズ数および逆エクマン数の値を示す。臨界すきまレイノルズ数 Re_h を流れの可視化によって得られた臨界値(図12)と比較すると type I の不安定に対する臨界値とよく一致していることがわかる。すなわち、円板の外周部に type I の不安定が生じると、摩擦トルクに変化が生じる。回転数の増加とともに不安定領域は内側へと広がり、これに伴って摩擦抵抗係数は層流の理論による計算結果から大きく離れて

いくものと考えられる。したがって、type I の不安定に対する限界値をもってスラスト軸受における油膜の遷移と考えれば、摩擦損失の観点からは実用上差し支えないと思う。

レイノルズ数が低い領域で生じる type II の不安定および交差模様に対する摩擦抵抗係数の変化は摩擦トルクの絶対値が小さく、この測定から判定することは困難であった。

3・2・3 スラスト軸受の油膜への対応 すでに著者らは、図1と同様の形式の実験装置において、外径60 mm のオプチカルフラット面に扇形のパッドを加工して静止円板とし、すきまが45 μm , 65 μm , 105 μm の各場合について、潤滑膜の流れに赤インクを注入することによって流線を可視化し、その乱れから遷移に対する臨界レイノルズ数を求めることができることを示した⁽¹⁴⁾。この装置を用いて、本報で使用した静止円板と同様の形状にオプチカルフラットを加工し、すきまを65 μm に設定して実験を行ってみる。図15が流線の観測結果の一例で、黒い帯状のしまが潤滑膜に注入された赤インクの流れ、すなわち流線で、流線が鮮明に見える部分は層流域であり、不鮮明に見える部分が遷移した状態であることを示している。図12には、この流線の乱れから求めた臨界レイノルズ数が記入してある。この結果は、本報における type I の不安定限界に近く、測定方法の違いによる差を考慮すると、

Table 1 Critical value (torque measurement)

h/a (Gap h) (mm)	Re_r ($\omega a^2 / \nu$)	Re_h ($\omega a h / \nu$)	$1/Ek$
0.0033 (0.3)	3.8×10^5	1.3×10^3	4.2
0.0044 (0.4)	2.7×10^5	1.2×10^3	5.3
0.0056 (0.5)	2.2×10^5	1.2×10^3	6.7
0.0067 (0.6)	1.8×10^5	1.2×10^3	8.0
0.0089 (0.8)	1.2×10^5	1.1×10^3	9.7
0.0110 (1.0)	1.0×10^5	1.1×10^3	12.3

Fig. 14 Variation of friction moment coefficient

(a) $N=5000$ rpm

(b) $N=10950$ rpm

Fig. 15 Photograph of stream line

65 μm のすきまの流れ, すなわち円板形スラスト軸受の油膜の流れにも type I の不安定現象が生じ, その臨界レイノルズ数はほぼ本報の値で表すことができるものと考えられる。

なお, 赤インクを用いた流線の実験では, type II の不安定および交差しま等の不安定現象を観察することはできなかった。

4. 結 言

スラスト軸受の油膜を模した, 一方が回転し他方が固定されたせまいすきまの回転円板間における流れの可視化並びに摩擦トルクの測定を行って, 以下の知見を得ることができた。

(1) せまいすきまの流れにも, 回転円板に固定された規則的ならせん状の渦(type I の不安定)および, じょう乱の波面に平行な主流成分に起因する不安定(type II の不安定)が生じる。

(2) 低レイノルズ数領域で, 従来観測されなかった交差しま模様が生じる。

(3) type I の不安定現象に対する臨界レイノルズ数 $Re_h = \omega r h / \nu$ または $Re_s = \omega r \delta / \nu$ は, それぞれ, 逆エクマン数 $1/E_h = \omega h^2 / \nu$ の関数として, ほぼ一意的に表される。

(4) type II および交差しま模様に対する臨界レイノルズ数は, 逆エクマン数の関数であるだけでなく, 半径位置が小さくなるほど, わずかではあるが小さくなる傾向がある。

(5) 回転円板の外周部に type I の不安定が生じると摩擦トルクが増大する。

(6) 円板形スラスト軸受では, 摩擦トルクの増大に対する臨界条件は, type I の不安定によって与え

られるものと考えられる。

文 献

- (1) Gregory, N., Stuart, J. T. and Walker, W. S., *Phil. Trans.*, 248(1955), 155-199.
- (2) Clarkson, M. H., Chin, S. C. and Shacter, P., *AIAA* 18-12(1980), 1541-1543.
- (3) Kobayashi, R., Kohama, Y. and Takamade, Ch., *Acta Mech.*, 35(1980), 71-82.
- (4) Kohama, Y., *Acta Mech.*, 50(1984), 193-199.
- (5) Kohama, Y., *Acta Mech.*, 66(1987), 21-38.
- (6) Balachandar, S., Street, C. L. and Malik, M. R., *J. Fluid Mech.*, 242(1992), 323-347.
- (7) Malik, M. R., *J. Fluid Mech.*, 164(1986), 275-287.
- (8) 伊藤基之・張棄名, 機論, 53-486, B(1987), 438-443.
- (9) Malik, M. R., Wilkinson, S. P. and Orszag, A., *AIAA*, 19-9(1981), 1131-1138.
- (10) Faller, A. J., *J. Fluid Mech.*, 230(1991), 245-269.
- (11) Faller, A. J. and Kaylor, J., *Atmos. Sci.* 23(1966), 466-480.
- Greenspan, H. P., *The Theory of Rotating Fluids* (1968), Cambridge University Press, 275-288.
- (12) Lilly, D. K., *J. Atmos. Sci.*, 23(1966), 481-494.
- Greenspan, H. P., *The Theory of Rotating Fluids* (1968), Cambridge University Press, 275-288.
- (13) Tatro, P. R. and Mollo-Christensen, E. L., *J. Fluid Mech.*, 28-3(1967), 531-543.
- (14) 原田正躬・青木弘・須田稔, 機論, 45-393, C(1979), 541-549.
- (15) Szeri, A. Z., Giron, S. J. and Schneider, S. J., *J. Fluid Mech.*, 134(1983), 133-154.
- (16) 伊藤基之・村田敦, 機論, 51-472, B(1985), 3902-3910.
- (17) 伊藤基之・山田豊・西岡潔, 機論, 51-462, B(1985), 452-460.
- (18) 阿部裕幸・早川道雄・飯田誠一, 機械技術研究所報, 42-5(1988), 187-193.
- (19) Sirivat, A., *Phys. Fluid*, A 3-11(1991), 2664-2671.
- (20) Daily, J. W. and Nece, R. E., *Trans ASME, Ser. D*, 82-1(1960), 217-232.
- (21) Victoria S. Radel and Andras Z. Szeri, *Phys. Fluids*, 9-6(1997), 1650-1656.