

1. はじめに

潤滑剤の温度-粘度特性の改善のために添加剤として高分子が用いられることはよく知られている。高分子を含む潤滑剤は、せん断速度が高くなると粘度が低下する擬塑性粘度を示すようになり、また、添加濃度が高い場合には粘弾性特性も示すようになる。粘弾性流体による潤滑ではニュートン流体にみられない特異な現象が現われ、その潤滑性能への影響が問題となる。

粘弾性流体のスクイズ膜潤滑の問題もその一例であり、流体膜の荷重保持力への影響などが研究されてきた¹⁻¹¹⁾。また、生体関節の潤滑でもスクイズ効果が重要であり、関節液がヒアルロン酸を含み粘弾性流体であるなどの共通性から、この問題は医用工学的にも興味をもたれている^{12,13)}。このような観点から粘弾性流体のスクイズ流れについては比較的多くの研究がなされてきたが、現在までに統一的な見解が得られたとはいえない。たとえば、粘弾性流体を挟んで二つの円盤が一定荷重のもとに接近運動を行なう際に生じるスクイズ流れの問題は古くから取り上げられてきた。そして、多くの実験で2面の接近速度が純粘性流体の予測(SCOTTの式¹⁴⁾)より遅くなる。すなわち、潤滑性能が向上される結果が得られている^{3,5)}。しかし、法線応力効果などにより現象を解析的に説明する試みでは、実験結果とは逆に接近速度が純粘性流体の予測より早くなる結果となっている¹⁴⁾。また、実験的にも相反する結果の報告例もあり⁶⁾、これらの原因に関しては未だ不明な点が多い。また、AVILAら¹⁵⁾は2面が一定荷重のもとで引き離される際の逆スクイズ流れの実験から、粘弾性流体の方が純粘性流体の場合より2面の離反速度が遅くなることを示した。そして、彼

らは法線応力効果などによるいくつかの解析例を正スクイズ流れと逆スクイズ流れに適用した場合、一方の現象の説明が可能であっても他方が定性的にも一致しないことを明らかにしている。

これらの問題に対する一つの方向づけとして粘弾性流体のスタートアップ流れにみられるストレスオーバーシュート現象との関連が考えられる。古くはLEIDERら²⁾もこの点から実験結果の説明を行っているが、その仮定の粗さから当時はあまり受け入れられなかった。近年では、PHAN-THIENら⁹⁻¹¹⁾が系統的に検討し、彼らが提唱している構成方程式(MPTTモデル)による解析結果から、ストレスオーバーシュートとスクイズ膜特性との関連を述べている。ただし、この例にしても2円盤の接近運動で生じる正スクイズ流れについての報告であり、ストレスオーバーシュートを考慮した解析の逆スクイズ流れへの適用性は明らかでない。さらに複雑な面の運動によるスクイズ流れに関しては研究例も少なく、粘弾性流体を用いることによりどのような効果が生じるかすら明確でない。著者はこの点に関して正スクイズ流れおよびいくつかの複雑なスクイズ流れについて粘弾性流体の挙動を実験および解析から明らかにしてきた¹⁶⁻²¹⁾。ここではその際みられた特徴的な結果について紹介する。

2. 実験

実験では、図1に示すような曲率半径の十分大きい球面(図では曲率が誇張されている)と平面を用い、慣性などの影響が現われない範囲で2面にスクイズ運動させたときの流体膜により生じる伝達荷重の変化を調べた。実験装置の概略を図2に示す。実験に用いた平面は直径40mmの光学ガラス平板(B)でアクリル製の液槽(C)と一体にな

Squeeze Film Flow of Viscoelastic Fluid

By Takatsune NARUMI, Faculty of Engineering, Niigata University (8050, 2no-chō, Ikarashi, Niigata 950-21)

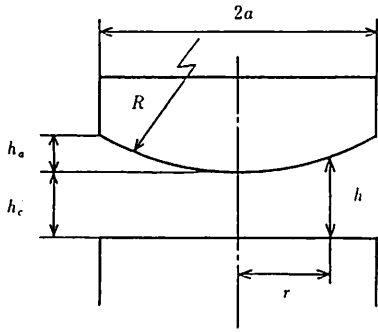


図1 球面と平面の概略 [文献16]より転載]

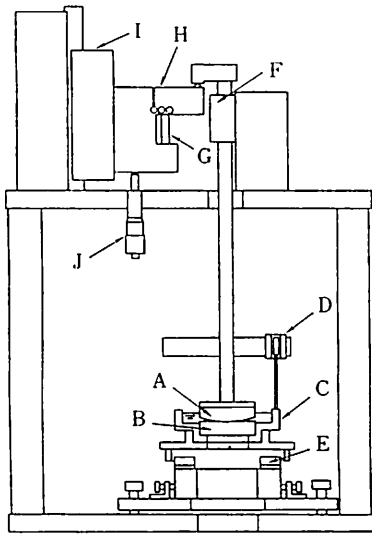


図2 実験装置主要部 [文献16]より転載]

っている。球面(A)は同じく直径40mm、曲率半径2.00mの凸レンズであり、軸受(F)に支持されたシャフトに取り付けられている。このレンズは変位の拡大機構(H)に組み込まれた圧電アクチュエータ(G)により上下運動させられる。また、この駆動部はスライドテーブル(I)に取り付けられており、マイクロメータ(J)により位置の調整が可能である。そして、圧電アクチュエータを制御し球面に所定のスクイズ運動をさせたときの球面平面間のすきまを変位計(D)により、また、流体膜に発生する伝達荷重をロードセル(E)により測定した。

ニュートン流体としてグリセリン水溶液、粘弾性流体として Polyacrylamide 系高分子 Separ-

anAP 30 (以下 Separan と略す) の水溶液を用いて実験を行なったが、ここでは Separan 1 000 ppm 水溶液の結果を例に解説する。なお、Separan 水溶液は非ニュートン粘度と法線応力効果等を示す流体として知られている。また、スタートアップ流れにおいてストレスオーバーシュートが現われることも確認されている²²⁾。

3. 解析

解析では実験と対応する条件で伝達荷重を求めた。まず流体の弾性を考えず粘性のみを考慮した場合の計算では、べき乗則粘性を適用して球面平面間の流体により伝達される荷重 F を求めた。その結果は次のようになる。

$$F = -2m\pi \left(\frac{2n+1}{n}\right)^n \dot{h}_c |h_c|^{n-1} \times \int_0^a r^{n+2} \left(\frac{1}{h}\right)^{2n+1} dr \quad (1)$$

なお、 n 、 m はべき乗則流体の物質定数であり、他の記号は図1に準じる。

次に粘弾性流体の解析について概説する。この場合、まず、数多く提唱されている粘弾性流体の構成方程式から適当なものを選択する必要がある。ここではストレスオーバーシュートを問題としたため、このような非定常現象に対して適用性の高いモデルを採用した。ストレスオーバーシュートを表わすことのできる構成方程式としてはいくつか知られているが、この研究では Separan 水溶液の流動特性を良好に表わす次の積分型の構成方程式¹⁷⁾を選んだ。

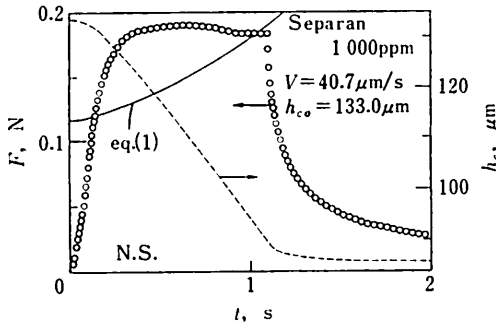
$$\tau^{ij} = \int_{-\infty}^t \sum_n a_n \exp\left(-\frac{t-t'}{\lambda_n}\right) \times \exp\left(-c \int_{t'}^t |\Pi_e(t'')|^{a/2} dt''\right) C^{-1ij} dt' \quad (2)$$

ここで τ^{ij} は偏差応力テンソル、 C^{-1ij} は FINGER の変形テンソル、 Π_e は変形速度テンソルの第2不変量である。また、 a_n 、 λ_n 、 c 、 a はモデル定数であり、本研究ではせん断応力のストレスオーバーシュートのデータからこれらの値を決定した¹⁷⁾。それぞれのスクイズ流れにおける計算過程は省略するが、いずれも速度場をべき乗則流体の場合と同じ

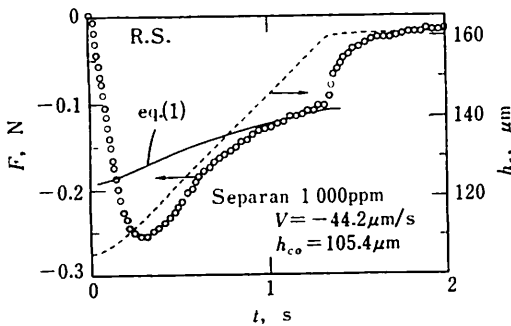
と仮定して応力を求め、伝達荷重を算出した。なお、本実験条件では法線応力の寄与は微小と見積もられたため¹⁹⁾、解析では無視した。

4. 正スクイーズ流れと逆スクイーズ流れ

まず、球面が静止状態から一定速度で平面に接近または離反する際に生じる正スクイーズ流れと逆スクイーズ流れ^{16,17)}について述べる。図3に Separan 1 000 ppm 水溶液に関する実験結果を示す。図3 (a)は正スクイーズ流れ [N.S.]、(b)は逆スクイーズ流れ [R.S.] の結果である。図中の破線は2面の中心でのすきま h_c の時間変化を表わし、丸印は伝達荷重 F の変化を表わしている。また、実線は式(1)で計算される伝達荷重であり、以後粘性による予測値と呼ぶ。いずれの場合も $h_c = h_{c0}$ で静止した状態の球面が $t = 0$ から運動を開始し、その直後と運動停止後を除いて一定速度 V で接近または離反運動している。ここには示さ



(a) 正スクイーズ流れ 【文献16】より転載



(b) 逆スクイーズ流れ 【文献17】より転載

図3 伝達荷重と中心すきまの測定結果

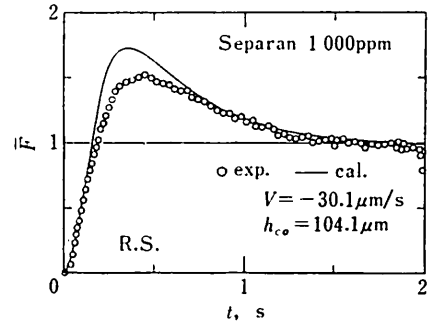


図4 逆スクイーズ流れにおける無次元伝達荷重 (文献17)より転載

ないがグリセリン水溶液では伝達荷重の変化が粘性による予測値に一致する結果が得られた。これに対し、図3の Separan 水溶液では測定された伝達荷重が粘性による予測値をオーバーシュートしている。図4は逆スクイーズ流れに関して測定された伝達荷重を式(1)の値で除して無次元化した結果を表わしている。すなわち、 $\bar{F} = 1$ が粘性による予測値に相当する。また、実線は式(2)の粘弾性モデルを用い、実験でみられた運動開始時の速度変化を考慮して計算した結果である。このモデルによる計算結果は実験における伝達荷重のオーバーシュート変化をよく表わしている。なお、正スクイーズ流れの場合も同様の結果が得られている。これらの点から正および逆スクイーズ流れにおける伝達荷重の変化はストレスオーバーシュートを考慮したモデルによる解析でどちらも矛盾なく説明できることがわかる。

5. 往復スクイーズ流れ

図3 (a)の正スクイーズ流れの結果は、純粘性流体に比べ粘弾性流体の方が面の接近を妨げる力が大きくなり、潤滑性能を向上させる効果があることを示している。しかし、図3 (b)の逆スクイーズ流れの結果では粘弾性特性が面の離反を妨げる方向に働いており、潤滑性能としては逆効果となっている。そこで2面が接近と離反を続けて1回行なう際の流れ、すなわち、往復スクイーズ流れで伝達荷重の変化を調べた^{18,19)}。図5に、球面を一定速度 V_N で $h_c = h_{c0}$ から h_{c1} まで接近させ、その後直ちに速度 V_R で離反させた場合の無次元伝達荷重

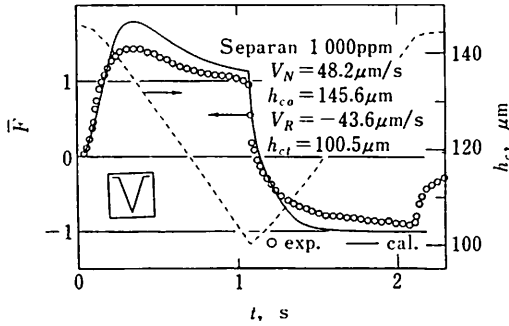
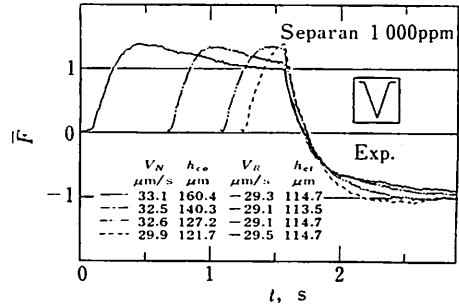


図5 往復スライズ流れにおける無次元伝達荷重
〔文献19〕より転載

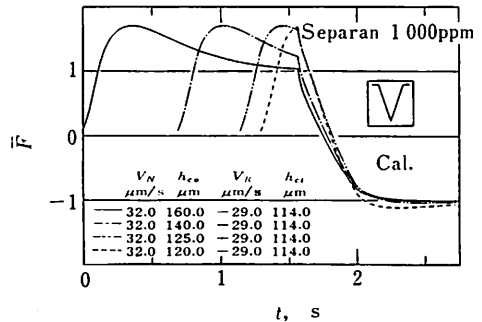
\bar{F} の変化 (丸印) を示す。なお、この図の \bar{F} は式 (1) の絶対値で無次元化してあるので逆スライズ運動時には負となる。破線は中心すきまの変化を表わしており、実線は式 (2) のモデルを用いて伝達荷重を計算した結果である。運動反転後の伝達荷重の変化には静止状態からの運動でみられたオーバーシュートが現われておらず、さらに粘性による予測値 ($\bar{F} = -1$) への接近も遅れている。すなわち、面が接近後離反するケースでは粘弾性流体に面の接近を妨げる効果と、運動反転後の離反時に抵抗を少なくする効果があるという興味深い結果が得られた。

図6(a)は運動反転時のすきまを一定として前半の接近運動の距離を短くした場合の実験結果である。前半の運動距離が短くなると伝達荷重のオーバーシュートの途中で運動が反転することになり、それに伴い後半の離反運動における伝達荷重の増加が早くなる。さらに、運動距離が最も短い場合には後半でもオーバーシュートが現われている。図5と図6(b)の計算結果は実験結果の特徴をよく表わしており、このような組み合わせられたスライズ流れにおいてもストレスオーバーシュートを表わすという観点で選んだモデルによる解析が有効といえる。

ところで、図7に示すように接近運動終了後いったん球面を停止をさせ、その後離反運動を開始する場合には後半の運動時にも伝達荷重のオーバーシュートがみられるようになる。そのときの停止時間 t_w と後半の運動時に現われるオーバーシュートのピーク値 \bar{F}_p を整理した結果を図8に示す。本実



(a) 実験結果



(b) 計算結果

図6 往復スライズ流れで前半の運動距離を短くした場合
〔文献19〕より転載

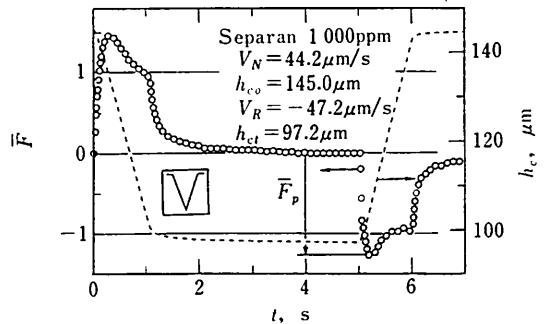


図7 往復スライズ流れで運動反転前に停止時間がある場合
〔文献18〕より転載

験装置では球面の運動が停止してもロードセルの変形回復のためすきまはわずかであるが変化する。図8はこの影響を含んだデータであるが、停止時間がおよそ1秒以内ではオーバーシュートが発生しないことを示している。このように図8や前述の図6は運動反転後の潤滑に対する粘弾性特性の効果が停止時間や運動開始から反転までの時間に依

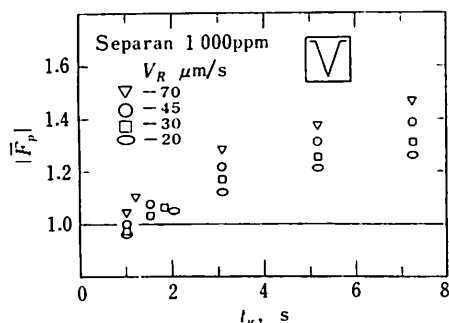


図8 停止時間によるオーバーシュート量の変化
(文献18)より転載)

存することを示している。すなわち、潤滑特性は流れに関する時間と流体に固有の時間との関係により変化することになる。

6. 面の正弦波振動によるスクイーズ流れ

最後に、球面を平面に対し垂直に正弦波振動させた場合の流体膜により生じる伝達荷重の変化²⁰⁾

について示す。Separan 1000 ppm 水溶液に関する実験と計算の結果を図9(a)~(c)に示す。横軸は位相 $\phi (= \omega t; \omega$ は角速度)であり、定常振動の適当な周期の始まりを $\phi = 0$ とした。図9の下段は測定された中心すきまの変化を表わしており、中段は伝達荷重の実験結果(白抜きの小円)、上段はそれに対応する式(2)のモデルの計算結果(黒塗りの小円)を示している。中段と上段の図に示されている実線は粘性による予測値である。なお、中段の予測値(実線)は下段の中心すきまの実測値を用いて求めた値であるが、上段の計算結果と予測値は図中に記した振幅 a_h などで決まる理論上の正弦波振動から求めた値である。図9の中段で(a)から(c)へと周波数 f が増加すると、運動反転直後の伝達荷重の実験値と粘性による予測値との差が大きくなり、両者に位相のずれが生じてくる。特に(c)ではその傾向が顕著になり、伝達荷重の振幅も小さくなっている。上段の計算結果はその傾向をよく表わしている。

図10に伝達荷重の振幅 F_a を粘性による予測値

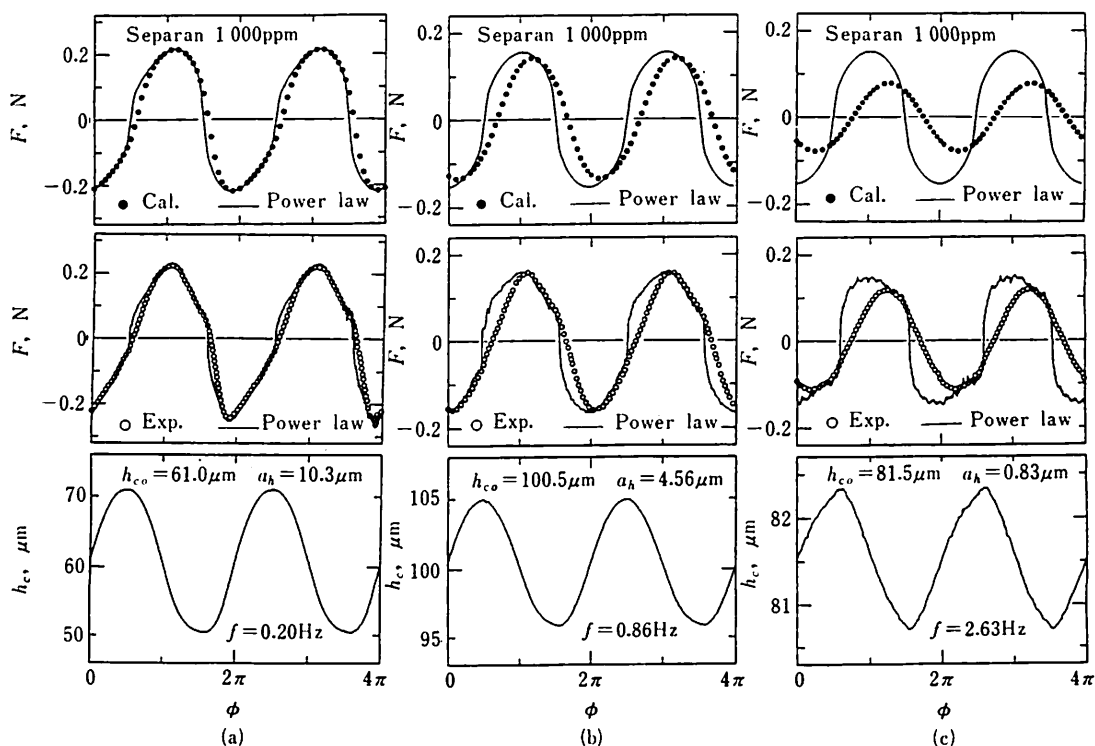


図9 球面の振動に伴う伝達荷重の変化 (文献20)より転載)

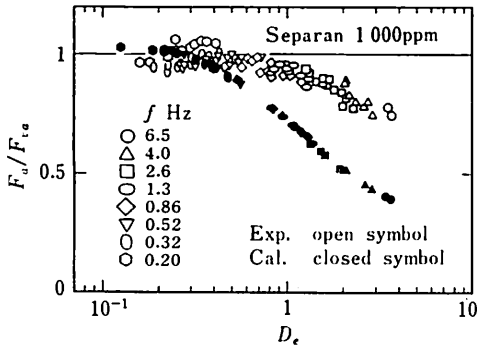


図10 デボラ数と伝達荷重の無次元振幅
(文献20)より転載

の振幅 F_{va} で無次元化した値をデボラ数 De により整理した結果を示す。このデボラ数は式(2)のモデル定数から代表緩和時間を導き、それと角速度との積として定めてある²⁰⁾。図10から粘弾性流体はデボラ数の大きい範囲で純粘性流体に比べ荷重の変動を抑える効果があることがわかる。

7. おわりに

粘弾性流体が各種スクイズ流れで興味深い挙動を示し、それがストレスオーバーシュートなどの非定常現象を表わす構成方程式を用いることにより定性的に表現できることを示してきた。いかなる流動場にも適用できる万能な構成方程式が存在しない現状では、対象とする流れにおいて粘弾性流体のどの特性が支配的であるかを見極めて、解析に用いるモデルを選択しなければならない。なお、濃厚溶液のスクイズ流れではストレスオーバーシュートの考慮だけでなく法線応力効果も含めて解析する必要があると思われる。また、式(2)はどちらかといえばマクロ的に導かれた構成方程式であり、より詳細な解析のためには溶媒中の高分子の配向過程などのミクロな考察が必要となるであろう。

最後に本研究をご指導下さいました新潟大学の長谷川富市教授と東京工業大学の山根隆一郎教授に深甚なる謝意を表す。

文 献

- 1) R. I. TANNER : Trans. ASLE, 8 (1965) 179.
- 2) P. J. LEIDER & R. B. BIRD : Ind. Eng. Chem., Fundam., 13, 4 (1974) 336.
- 3) P. J. LEIDER : Ind. Eng. Chem., Fundam., 13, 4 (1974) 342.
- 4) G. BRINDLEY, J. M. DAVIES & K. WALTERS : J. Non-Newtonian Fluid Mech., 1 (1976) 19.
- 5) R. J. GRIMM : AIChE J., 24, 3 (1978) 427.
- 6) J. A. TICHY & W. O. WINER : Trans. ASME J. Lubr. Tech., 100 (1978) 56.
- 7) Y. MOCHIMARU : J. Non - Newtonian Fluid Mech., 9 (1981) 157.
- 8) P. SHIRODKAR & S. MIDDLEMAN : J. Rheol., 26, 1 (1982) 1.
- 9) N. PHAN -THIEN & R. I. TANNER : J. Fluid Mech., 129 (1983) 265.
- 10) N. PHAN-THIEN, F. SUGENG & R. I. TANNER : J. Non -Newtonian Fluid Mech., 24 (1987) 97.
- 11) N. PHAN -THIEN & H. T. LOW : J. Non-Newtonian Fluid Mech., 28 (1988) 129.
- 12) K. M. NIGAM, K. MANOHAR & K. K. CHAUDHRY : Wear, 70 (1981) 63.
- 13) N. M. BUJURKE, M. JAGADEESWAR & P. S. HIREMATH : Wear, 132 (1989) 303.
- 14) J. R. SCOTT : Trans. Inst. Rubber Ind., 1 (1931) 169.
- 15) E. AVILA & D. M. BINDING : J. Non-Newtonian Fluid Mech., 11 (1982) 111.
- 16) 鳴海敬倫・関野龍男・長谷川富市：日本機械学会論文集 (B編), 56, 529 (1990) 2551.
- 17) 鳴海敬倫・関野龍男・長谷川富市：日本機械学会論文集 (B編), 57, 535 (1991) 958.
- 18) 鳴海敬倫・八木敏之・長谷川富市・山根隆一郎：日本機械学会論文集 (B編), 58, 546 (1992) 441.
- 19) 鳴海敬倫・八木敏之・長谷川富市・山根隆一郎：日本機械学会論文集 (B編), 58, 546 (1992) 449.
- 20) 鳴海敬倫・八木敏之・長谷川富市・山根隆一郎：日本機械学会論文集 (B編), 58, 548 (1992) 1063.
- 21) 鳴海敬倫・長谷川富市・山根隆一郎：日本機械学会論文集 (B編), 58, 556 (1992) 3522.
- 22) 鳴海敬倫・細川喜弘・長谷川富市・近野正昭：日本機械学会論文集 (B編), 55, 520 (1989) 3691.