

## 高分子溶液の定速スクイズ流れに関する実験的研究\*

### (離反運動時の伝達荷重の測定と解析)

鳴海敬倫<sup>\*1</sup>, 関野龍男<sup>\*2</sup>, 長谷川富市<sup>\*1</sup>

## Experimental Study on the Constant Speed Squeezing Flow of Polymer Solutions (Measurement and Analysis of Forces Generated in the Separating Motion)

Takatsune NARUMI, Tatsuo SEKINO and Tomiichi HASEGAWA

Transmitting forces generated in a reverse squeezing film were measured and calculated when an upper spherical surface was caused to separate relative to a lower flat plate at a constant speed. The experimental results obtained were similar to those for normal squeezing flows, despite the opposite squeezing motion. Namely, no elastic effects were shown in the forces measured for PEO solutions. In the case of Separan solutions, however, the measured force overshoots the force estimated by consideration of viscous stress alone at the inception of reverse squeezing. In addition, the maximum rates of the overshoot were nearly equal to those obtained in normal squeezing under the same starting conditions expect for the direction of motion. A constitutive equation yielding the stress overshoot was used in the analysis of these flows under the condition where shear stress dominates. The analytical results approximately agree with the experimental ones for normal and reverse squeezing flows.

**Key Words:** Viscoelastic Fluid, Non-Newtonian Fluid, Unsteady Flow, Polymer Solution, Squeezing Flow, Reverse Squeezing Flow, Stress Overshoot

### 1. 緒 言

2面が流体を挟んで垂直方向に接近または離反する運動は潤滑などによくみられる現象である。このようなスクイズ流れにおける粘弾性流体の挙動については、特に2面が接近する場合(正スクイズ流れ)が多く検討されている<sup>(1)~(3)</sup>。そして粘弾性特性は面の接近を阻止する方向に働く、すなわち、面の接触、摩擦を避けるという点では潤滑特性をよくすることが実験的に知られている。一方、逆に2面が離される場合(逆スクイズ流れ)には離反を促進する方向に粘弾性特性が働けば同じく潤滑特性の改良につながるようになる。この逆スクイズ流れに関する研究はほとんどなされていないが、その希少な研究例である Avila ら<sup>(4)</sup>の一定荷重下の二面の引離し実験の結果によれば、粘弾性流体は粘性のみを考慮した予測値より分離速度が遅くなる、すなわち、正スクイズ流れの場合とは逆に潤滑性能が悪くなることが示されている。また、彼らはそれまでに発表された正スクイズ流れに対する理論解析を逆スクイズ流れに適用した場合、一方の

現象の説明は可能でも他方の実験結果とは逆の傾向となる場合が多く、正および逆スクイズ流れ両方の実験結果と一致できる解析例はまれであることを示している。著者らは前報<sup>(5)</sup>で一定速度の正スクイズ流れにおける荷重変化は Stress Overshoot 現象と類似の変化であることを実験的に示した。これと同じく粘弾性流体の正スクイズ流れを Stress Overshoot に関連した現象として解析した例が現在までにいくつか<sup>(6)~(9)</sup>報告されている。しかし、それらは Avila らの検討には含まれておらず、逆スクイズ流れに対しても有効であるか否かは明らかにされていない。

前報でも述べたが研究例の多い正スクイズ流れにおいてさえ粘弾性流体の流動のメカニズムについては決定的な解答が得られていないのが現状である。このような観点から粘弾性流体について正スクイズ流れと同じ条件下で逆スクイズ流れを実験的および解析的に検討することは逆スクイズ流れの解明にとどまらず、正スクイズ流れにおける粘弾性特性の役割を明確にする上でも有効な手段と考えられる。また、実際の潤滑(例えば、面の接近運動の後に引離し運動が続くような現象)における粘弾性流体の潤滑性能を解明するためには、まず静止状態から2面が引き離される場合の検討を行っておく必要がある。そして、この

\* 平成2年4月1日 第67期通常総会講演会において講演、原稿受付 平成2年7月9日。

<sup>\*1</sup> 正員、新潟大学工学部(〒950-21 新潟市五十嵐2の町8050)。

<sup>\*2</sup> 准員、(株)新潟鉄工所(〒940 長岡市城岡2-5-1)。

Stress Overshoot などの非定常粘弾性の効果を明らかにしておくことは非定常運動を含む実際の潤滑の検討に有効となると考えられる。

本報では前報の曲率半径の十分大きい球面と平面を用いた正スクイズ流れの実験に引き続きほぼ対称の条件下で逆スクイズ流れの実験を行った。そして、その結果から正逆双方のスクイズ流れにおける伝達荷重の変化を比較検討した。また、Stress Overshoot を表すことのできる構成方程式を用いて解析し、せん断流の Stress Overshoot を考慮にいれた場合に正および逆スクイズ流れどちらも矛盾なく説明できるか否かを検討した。

2. 実験装置および使用流体

実験装置は前報<sup>(5)</sup>と同じであるので、ここでは装置と実験方法の概要を述べる。実験には直径 40 mm の光学ガラス平板と同じ直径で曲率半径 2.00 m の凸レンズを用い、まず、両者を溶液中で中心すきまが所定の値 ( $h_{co} \approx 20 \sim 155 \mu\text{m}$ ; 添字  $o$  は運動開始時の値を示す) になるように調節し静止させた [図 1(a)]。その後、圧電アクチュエータを利用した駆動系により凸レンズを一定速度 ( $V \approx -10 \sim -44 \mu\text{m/s}$ ; 速度は正スクイズの場合をプラスの値と定めた) で平板から引き離し、そのときの伝達荷重の変化をガラス平板が組み込まれた液槽の下に位置するロードセルにより測定した。また、同時に 2 面間のすきまを変位計により測定した。なお、実験に用いた溶液は前報と同じグリセリン 60% 水溶液および PEO と Separan のおのこの 500, 1000 ppm 水溶液である。

3. 実験結果

本実験で得られた伝達荷重の時間変化の代表例を図 2(a), (b) に示す。横軸は運動開始からの時間、左の縦軸はロードセルにより測定された荷重 (○印) であり、右の縦軸は球面の変位 (破線) を示している。また、

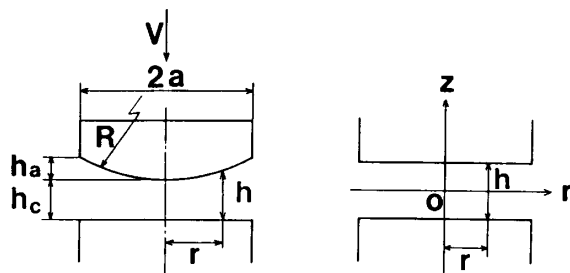


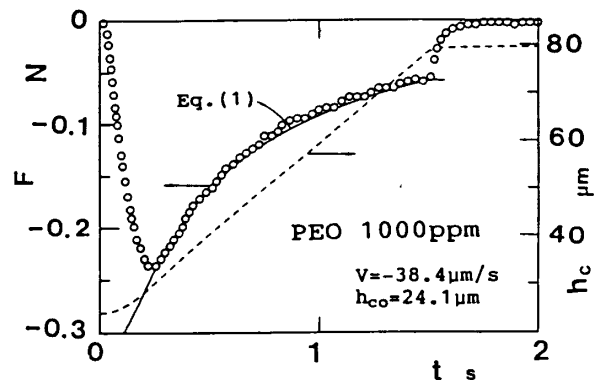
図 1 (a) 球面平面部の概略 (b) 近似解析に用いた座標

図 1

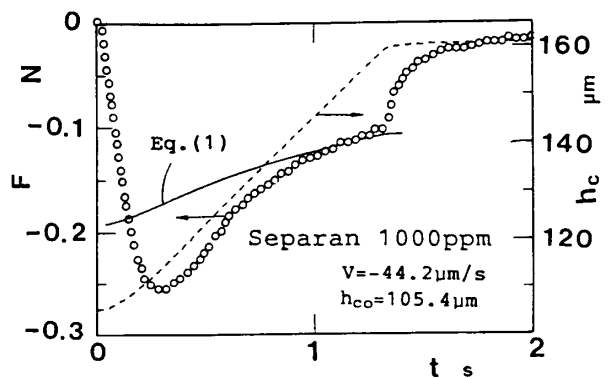
実線は次式で与えられる粘性にべき乗則を適用し、潤滑近似を仮定したときの流体の粘性によりスクイズ膜中に発生する伝達荷重である。

$$F = 2m\pi \left(\frac{2n+1}{n}\right)^n V |V|^{n-1} \int_0^a r^{n+2} \left(\frac{1}{h}\right)^{2n+1} dr \dots\dots\dots (1)$$

なお、前報の 2 面の正スクイズ運動 (Normal Squeezing; 以後図中には N.S. と略記する) の場合を  $V > 0, F > 0$  と定義したので、逆スクイズ運動 (Reverse Squeezing; R.S.) では  $V < 0, F < 0$  と定めた。球面の変位はいずれの場合も運動開始直後に直線からわずかにずれるが、その後は定速運動が実現されているのがわかる。なお、前報で行った運動停止後の荷重の検討は逆スクイズの流れの場合、運動停止時の荷重が小さく誤差の割合が大きいいため定量的に扱うのは困難であった。そこで、本報ではスクイズ運動中の荷重変化に限って検討する。まず、グリセリン水溶液および図 2(a) に例示した PEO 水溶液では、前報同様、実験値は式 (1) とよく一致する結果が得られた。PEO 水溶液は弾性的性質を有するにもかかわらず本実験では正および逆スクイズ流れどちらもその影響が現れな



(a) PEO 1000 ppm



(b) Separan 1000 ppm

図 2 球面の変位と荷重の変化

ったことになる。一方, Separan 水溶液 (図 2) (b) では荷重がいったん式 (1) の値をオーバーシュートしているのがわかる。このオーバーシュート現象を正スクイーズ流れの場合と比較するため前報と同じく荷重の測定値を式 (1) の値で割った無次元化荷重  $\bar{F}$  を時間に対して表してみた。その一例を図 3 に示す。図 3 中○印が実験結果,  $\bar{F}=1$  が粘性による値すなわち式 (1) に相当する。この無次元化荷重の変化を正スクイーズの場合の結果 (前報図 4) と比較するとよく似た変化であることがわかる。これらの結果から逆スクイーズ流れの場合も正スクイーズ流れの場合と同じく Stress Overshoot などの非正常粘弾性特性の影響が支配的であることが予想される。なお, 図 3 中の実線および諸量に関しては 5 章で述べる。

#### 4. 解 析

**4.1 構成方程式** この章では Separan 水溶液の実験結果と比較検討するために Stress Overshoot を表すことのできる構成方程式を用いた正および逆スクイーズ流れについての近似的な解析を行う。そのためには, まず構成方程式を選定する必要がある。Stress Overshoot などの非正常現象を表すことのできる構成方程式としては Wagner Model<sup>(10)~(11)</sup> がしばしば引用される<sup>(12)</sup>。Shirodkar ら<sup>(6)</sup> もこのモデルを用い, 一定速度のスクイーズ流れについて解析結果と実験結果を比較しスクイーズ速度が低い場合に良好な一致が得られたことを示している。また, このほかにも Stress Overshoot という観点からスクイーズ流れの解析を行った例としては次のような報告がある。Leider ら<sup>(7)</sup> は Jaumann 微分を用いた Maxwell Model を修正した式を用い, 一定荷重のスクイーズ流れの実験値との比較を行った。しかし, この修正は非常に粗い近似である。また, 持丸<sup>(8)</sup> は分子論から導か

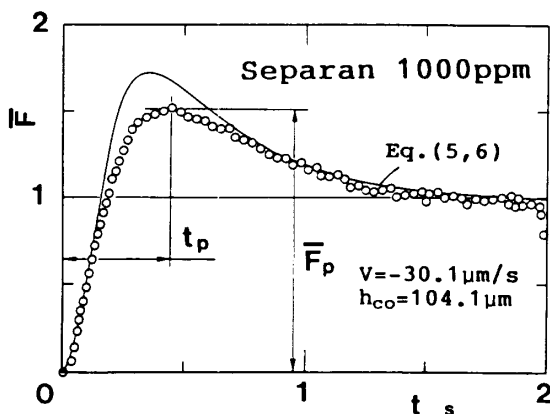


図 3 粘性による荷重で無次元化した伝達荷重

れた Bird-Dotson-Jonson Model を用いた解析を行っている。彼は一定速度の解析結果についてはスクイーズ膜の厚さが運動開始時の 1/2 になったときの荷重を用い Tichy ら<sup>(13)</sup> の実験結果と比較し, よく一致することを示している。しかし, 比較的希薄な溶液を扱った本実験ではこの膜厚さが 1/2 になったときにはすでに弾性の効果が消失しており (前報<sup>(5)</sup> 図 4 参照), この荷重のパラメータは有効ではない。さらに最近では Phan-Thien ら<sup>(9)</sup> が MPTT Model を用いた解析を報告している。ただし, この MPTT Model は Stress Overshoot を表すためには第 2 法線応力差が存在することが条件となる。

本報では構成方程式中のモデル定数の決定の容易さなどから古典的ではあるが Wagner Model と類似形のモデルを用いることにする (ここで扱った比較的希薄な高分子溶液では他のモデルに含まれる第 2 法線応力差, 零ずり粘度などを実験的に決定することは微量の測定が必要となるため非常に困難である)。Wagner Model では単純せん断流の Stress Overshoot のピークまでのひずみがせん断速度によらないことになるが, 本実験に用いた溶液ではせん断速度に依存するためこの点を考慮して記憶関数として Garreau の式<sup>(14)</sup> を簡略化し Bogue-White の式<sup>(14)</sup> に近づけたものを用い, さらに第 2 法線応力差が零という Weissenberg の仮定を適用した形の次式を用いることにする。

$$\tau^{ij} = \int_{-\infty}^t \sum_n a_n \exp\left(-\frac{t-t'}{\lambda_n}\right) \times \exp\left\{-c \int_{t'}^t |\Pi e(t'')|^{\alpha/2} dt''\right\} c^{-1ij} dt' \dots \dots (2)$$

ここで  $\tau^{ij}$  は偏差応力テンソル,  $c^{-1ij}$  は Finger の変形テンソル,  $\Pi e$  は変形速度テンソルの第 2 不変量,  $\lambda_n$  は緩和時間,  $a_n$  はそれに対応する係数,  $c, \alpha$  は定数である。なお, この式は Wagner Model 中の変形テンソルの不変量で定義された減衰関数を変形速度テンソルの不変量を用いて修正した形になっている。

**4.2 伝達荷重** 本実験に用いた球面の曲率半径は十分大きいので, 図 1(a) で  $r=r$  (すきま  $h$ ) の場所の流速ならびに応力は図 1(b) の平行円盤の同じ位置の値で近似できると考えられる。さらに壁面近傍の  $r$  方向の流速はべき乗則流体の速度場に等しく,  $z$  方向の速度は壁面の運動速度と等しいと仮定する。また, 十分狭いすきま内の流れであるので円柱座標系で表した  $r$  方向の運動方程式は慣性項を省略して次式で与えられる。

$$0 = \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial r} - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{zr}}{\partial z} + \frac{\tau_{rr} - \tau_{\theta\theta}}{r} \dots \dots (3)$$

ここで  $\tau_{rr}$  などは偏差応力テンソルの物理成分である。この運動方程式中の法線応力成分については従来の解析では、その寄与は小さいとして省略されるケースが多い<sup>(6)</sup>。また、Stress Overshoot を考慮にいれない解析では法線応力の効果を考慮しても実験結果と逆の結論を得ている場合が多い<sup>(15)</sup>。しかし、法線応力の Stress Overshoot 時の寄与がどの程度かについては検討がなされておらず法線応力の項の処遇に関してはまだ不明な点があると言える。ここでは逆にせん断応力の Stress Overshoot だけでどの程度の寄与が得られるかを確認する意味も含め、従来の例と同様法線応力に関する項を省略した次式を前提として解析を進める。

$$dp/dr = \partial \tau_{rz} / \partial z \dots\dots\dots (4)$$

この式から部分積分を用い、伝達荷重  $F$  を求めると次のようになる。

$$F = 2\pi \int_0^a r p dr = -2\pi \int_0^a \frac{r^2}{h} [\tau_{rz}]_w dr \dots\dots (5)$$

なお、添字  $w$  は壁面における値を示す。

ところで本実験の場合、球面の運動は運動開始時に瞬間的に一定速度にならず速度が徐々に増加する領域がある。これはロードセルの変形の影響ばかりでなく圧電素子の変位の制御にも限界があるためである。図4にその領域の変位(上)と速度(下)の変化の様子を示す。Stress Overshoot を考慮に入れる場合、この領域の影響は無視できないと考えられる。そこで運動開始から一定速度  $V$  になるまでの時間を  $t_s$  とし、速度変化を図4中の直線で近似した  $0 \leq t \leq t_s$  の領域と  $t_s \leq t$

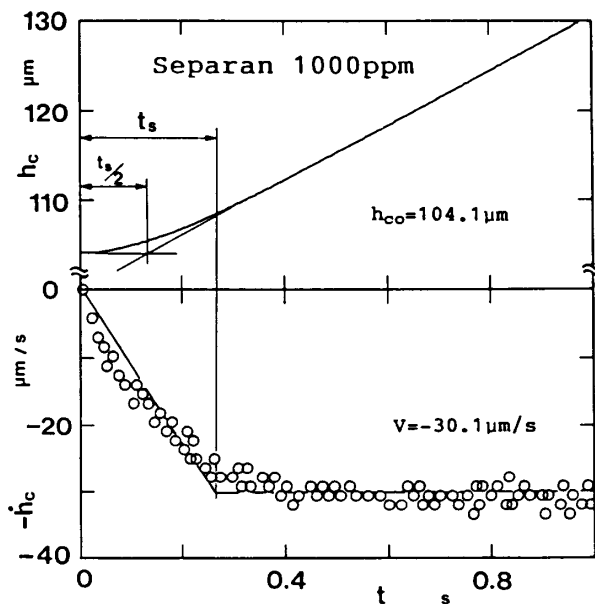


図4 運動開始時の変位と速度の変化

の速度が  $V$  で一定となった領域の二つに分けて検討する。

上記の条件下で式(2)から  $t'$  の積分範囲を静止状態および二つの運動状態に分けて Finger の変形テンソル、変形速度テンソルなどから壁面せん断応力を求めると次のようになる。(ただし、 $t_s \leq t$  の場合)

$$[\tau_{rz}]_w = G(t) \Gamma_0 \exp \left[ -C_E \left\{ \int_0^{s_s} |F(s'')|^a ds'' + \frac{1}{2\alpha-1} \times \left( \frac{1}{(1+s_s/2-s)^{2\alpha-1}} - \frac{1}{(1-s_s/2)^{2\alpha-1}} \right) \right\} \right] \times \left\{ -\int_0^{s_s} F(s'') ds'' - \frac{1}{1+s_s/2-s} + \frac{1}{1-s_s/2} \right\} + \sum_n a_n t_E \int_0^{s_s} \exp \left( -\frac{t-t'}{\lambda_n} \right) \times \exp \left[ -C_E \left\{ \int_{s'}^{s_s} |F(s'')|^a ds'' + \frac{1}{2\alpha-1} \left( \frac{1}{(1+s_s/2-s)^{2\alpha-1}} - \frac{1}{(1-s_s/2)^{2\alpha-1}} \right) \right\} \right] \times \Gamma_0 \left\{ -\int_{s'}^{s_s} F(s'') ds'' - \frac{1}{1+s_s/2-s} + \frac{1}{1-s_s/2} \right\} ds' + \sum_n a_n t_E \int_{s_s}^s \exp \left( -\frac{t-t'}{\lambda_n} \right) \exp \left[ \frac{-C_E}{2\alpha-1} \times \left\{ \frac{1}{(1+s_s/2-s)^{2\alpha-1}} - \frac{1}{(1+s_s/2-s')^{2\alpha-1}} \right\} \right] \times \left\{ \Gamma_0 \left( -\frac{1}{1+s_s/2-s} + \frac{1}{1-s_s/2-s'} \right) \right\} ds' \dots\dots\dots (6)$$

となる。ここで、

$$G(t) = \sum_n a_n \lambda_n \exp \left( -\frac{t}{\lambda_n} \right), \Gamma_0 = \frac{2n+1}{n} \frac{r}{h_0}$$

$$C_E = ct_E |t_E|^{-\alpha} \left( \frac{\Gamma_0}{2} \right)^\alpha, F(s'') = \frac{s_s s''}{(s_s - s''/2)^2}$$

$$s = \frac{t}{t_E}, s' = \frac{t'}{t_E}, s'' = \frac{t''}{t_E}, s_s = \frac{t_s}{t_E}, t_E = \frac{h_0}{V}$$

である。 $0 \leq t \leq t_s$  の場合は式中の  $s_s$  を  $s$  に置き換えた形に等しくなり、アンダラインの項は零となる。この式(6)を式(5)に代入し数値積分することにより伝達荷重が得られる。

### 5. 考 察

5.1 モデル定数の決定 式(5)、(6)から伝達荷重を算出するためには式に含まれるモデル定数を定めなければならない。その方法は数とおり考えられるが、ここでは先に述べたように特に Stress Overshoot に注目して現象を解析する点を考慮して、単純せん断流のスタートアップの実験結果<sup>(16)</sup>からモデル定数を決定した。時間  $t=0$  から流動を開始する単純せ

ん断流のせん断応力  $\tau$  を式(2)から求めると次のようになる。

$$\tau = \sum_n a_n \lambda_n \exp(-b_n t) \dot{\gamma} t + \sum_n a_n \dot{\gamma} \left[ \frac{t}{b_n} \exp(-b_n t) - \frac{1}{b_n^2} (\exp(-b_n t) - 1) \right] \dots\dots\dots (7)$$

ここで、

$$b_n = \frac{1}{\lambda_n} + c \left| \frac{\dot{\gamma}}{2} \right|^\alpha$$

である。この式から Stress Overshoot のピークまでの時間  $t_{ps}$  を求めると

$$t_{ps} = \frac{1}{c} \left| \frac{\dot{\gamma}}{2} \right|^{-\alpha} \dots\dots\dots (8)$$

となる。 $t_{ps}$  の実験結果とせん断速度  $\dot{\gamma}$  の関係を図5に示す。データの直線近似と式(8)から  $c$ ,  $\alpha$  を図5中に示したように決定した。また,  $a_n$ ,  $\lambda_n$  は式(7)から求められる応力のピーク値  $\tau_{ps}$  と定常値  $\tau_\infty$  を用いて回帰計算することにより決定した。その値を表1に示す。なお、このモデルではせん断速度の広い範囲で  $\tau_{ps}$  を実測値と一致させることができないため、スクイーズ流れの実験における壁面せん断速度を考慮し、 $\dot{\gamma} = 50 \text{ s}^{-1}$  付近で  $\tau_{ps}$  が一致するような  $a_n$ ,  $\lambda_n$  を採用した(図6)。また、図6で Separan 500 ppm の計算値はわずかに右下がりになっているが、これはこの濃度

では単純せん断流のスタートアップの実験自体が限界に近いので測定誤差が定数の算定に影響したためと考えられる。なお、 $\tau_\infty$  の計算値はせん断速度  $10 \sim 10^3 \text{ s}^{-1}$  の範囲で実測値とよく一致した。また、第1法線応力差に関しては、Separan 1000 ppm のせん断速度  $10^3 \text{ s}^{-1}$  付近の測定結果しかないため<sup>(17)</sup> 十分な比較はできないが、式(2)をもとに求めた値はせん断速度  $2 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$  付近で測定値とおおむね一致するがせん断速度が低いところでは大きめの見積もりとなった。

一方、運動開始後一定速度に達するまでの時間  $t_s$  は圧電素子の制御方法を速度ごとに変えているため、またロードセルの変形も影響するため実験的に求めざるを得ない。図4(下)に示したような速度のデータから  $t_s$  を定めるのはばらつきの大きく困難であるため、変位のデータ(図4上)に示すような直線近似の交点までの時間の2倍として  $t_s$  を定めた。ここで求めた  $t_s$  を速度別に図7のように整理すると  $V/h_{co}$  に対しほぼ比例するので、図7中の直線近似から  $t_s$  を解析条件に応じて算出した。

**5.2 オーバシュート量** このようにして定めた各定数を用いて式(5)、(6)から求めた伝達荷重を無次元化した結果を図3に実線で示してある。なお、この無次元化に用いた粘性値は式(1)で計算した値、すなわち、運動開始時から一定速度  $V$  で動いたと仮定した値を用いている。これは式(1)で図4のような速度変化があるとした場合には粘性による荷重が時間に

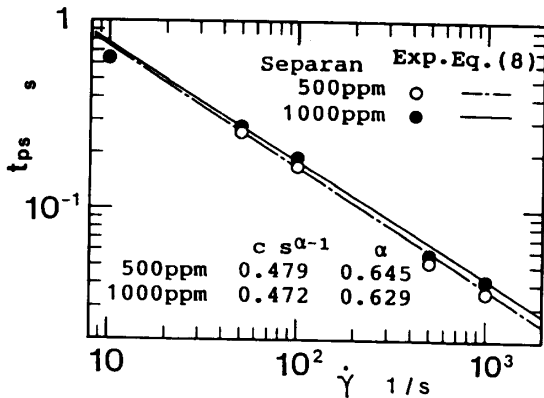


図5 単純せん断流の Stress Overshoot のピークまでの時間

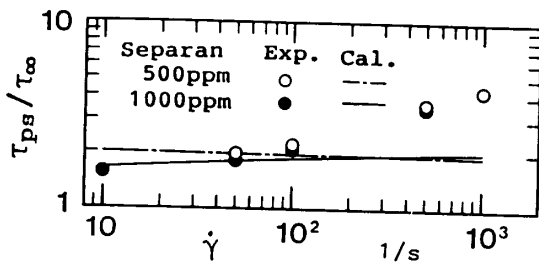


図6 単純せん断流の Stress Overshoot のピーク値

表1 伝達荷重の計算に用いた  $a_n$ ,  $\lambda_n$

	n	1	2	3	4	5
Separan 500ppm	$\lambda_n$ (s)	0.002	0.02	0.2	2	20
	$a_n$ (Pa/s)	227	11.9	0.611	0.0258	0.00548
Separan 1000ppm	$\lambda_n$ (s)	0.002	0.02	0.2	2	20
	$a_n$ (Pa/s)	188	18.4	1.04	0.0794	0.00449

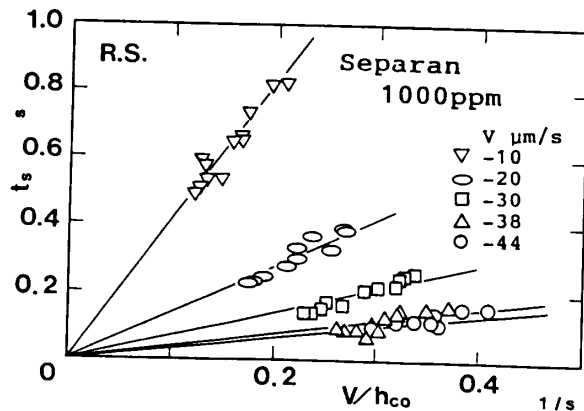


図7 一定速度に達するまでの時間

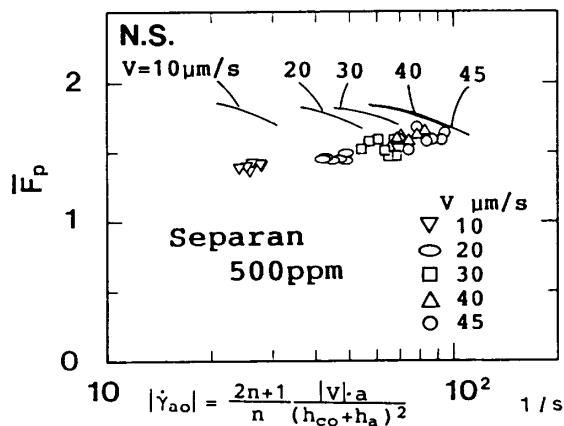
対し滑らかな変化を示さず、その値を用いて無次元化した伝達荷重もその影響を受け、次に比較する諸量の定義が困難となるためである。なお、実験結果の無次元化も同様である。

解析値と実験値を比較するためにまず前報同様オーバーバシュート量  $\bar{F}_p$  を図3の実験値について示したように定義する。この  $\bar{F}_p$  について実験値と解析値を比較した結果を図8(a)~(d)に示す。横軸は前報<sup>(5)</sup>と同じ運動開始時に一定速度  $V$  で動くとしたときの  $r=a$  における壁面せん断速度の絶対値である。図8(a)および図8(b)の実験値は前報の正スクイーズ流れの結果である。図8中、実験結果の速度による分類は平均的な値で表したもので、実際の  $V$  はこの値に対し  $\pm 2 \mu\text{m/s}$  程度ばらつく。解析値はこの平均的な  $V$  で計算した結果を示してある。

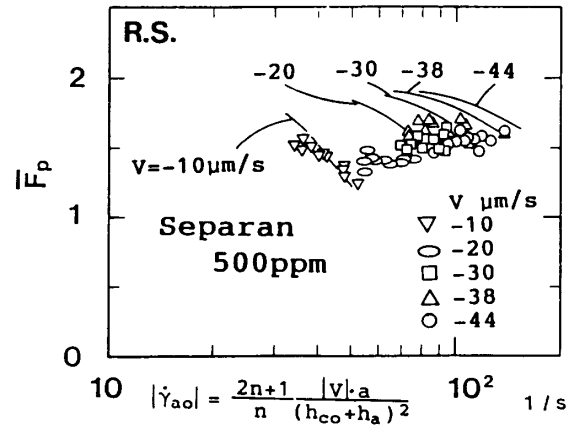
まず、実験値について正および逆スクイーズ流れの結果を比較した場合、溶液の濃度が等しければ正逆の違いはみられずほぼ同じ値を示している。また、濃度

の違いでは前報でも述べたように濃度の低い500 ppmの結果のほうが若干大きな値となっている。なお、例えば図8(c)の  $V = -10 \mu\text{m/s}$  のデータのように  $\bar{F}_p$  が  $\dot{\gamma}_{a0}$  に対し右下がりになっているケースがある。これは一定速度に達するまでの時間  $t_0$  が長くオーバーバシュートのピークが  $t_0$  以前に生じている場合である。すなわち、速度が  $V$  より小さい状態を速度が  $V$  で一定とした式(1)で無次元化したため  $\bar{F}_p$  が見掛け上小さくなりこのような傾向が現れたものである。

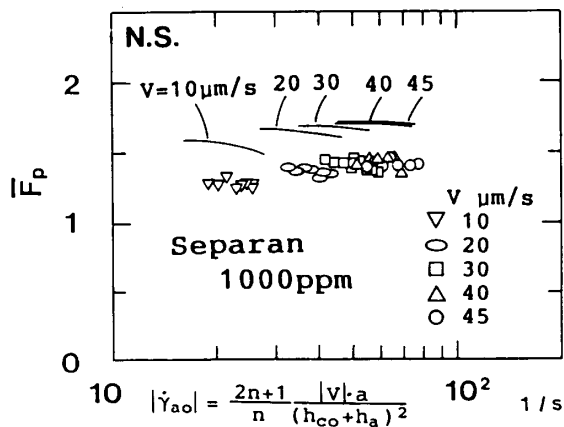
次に解析結果は実験値と比較して総じて20~30%程度大きめの値を示しており、その差はせん断速度が小さいほど大きい。この原因としては図6の単純せん断流のStress Overshoot量がせん断速度によらずほぼ一定となるという構成方程式自体の不完全さや法線応力効果の省略の影響などが考えられる。これらの点に関しては今後検討を要するが、ここで重要な点はStress Overshootを考慮に入れた本解析で正および逆スクイーズ流れのいずれの場合も実験結果と同じ傾



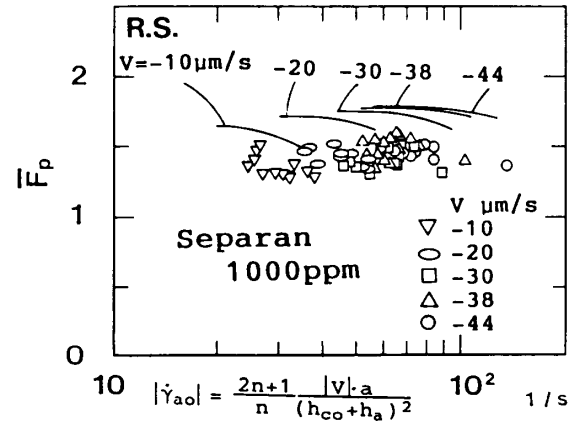
(a) 正スクイーズ流れ(Separan 500 ppm)



(c) 逆スクイーズ流れ(Separan 500 ppm)



(b) 正スクイーズ流れ(Separan 1000 ppm)



(d) 逆スクイーズ流れ(Separan 1000 ppm)

図8 オーバシュートの最大値

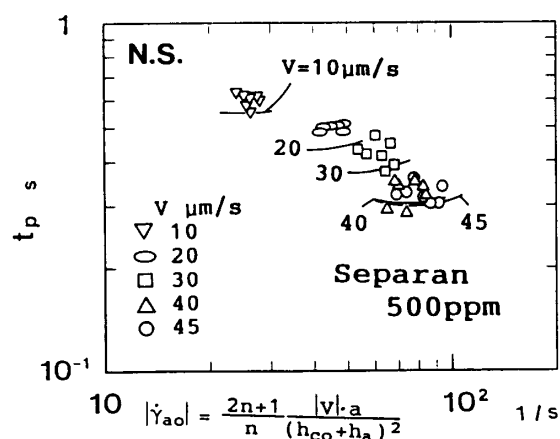
向(すなわちオーバーシュートが現れ、 $\bar{F}_p > 1$ となること)が得られたことである。従来の解析例では正逆両方のスクイーズ流れを同じ解析法で説明することが困難であるという Avila ら<sup>(4)</sup>の指摘を考慮に入れると、それらの解析例に欠如していた点すなわち Stress Overshoot などの非定常粘弾性特性の効果を検討することがスクイーズ流れの解析には重要であることがわかる。また、このような比較的簡単な構成方程式を用い、かつ、せん断応力だけの解析で実験値と同レベルのオーバーシュートを予測できることは実用面でも有意義と考えられる。

**5.3 オーバシュートに要する時間** 最後にオーバーシュートのピークに達するまでの時間  $t_p$  に関して検討する。この時間について前報では運動開始時の速度変化分の補正を加えたが、今回の解析ではその領域を考慮に入れているので  $t_p$  は運動開始からの時間として図3のように定義した。この  $t_p$  を図8と同じ横軸で整理した結果を図9(a)~(b)に示す。

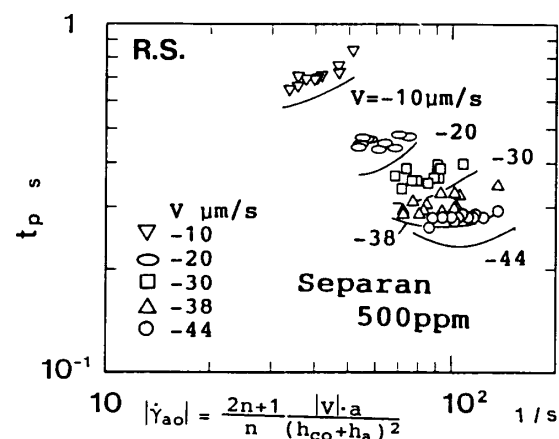
まず、実験値を比較すると溶液の濃度、運動の正逆による  $t_p$  の値の顕著な違いはみられない。濃度の違いによらない点は図5の単純せん断流における  $t_{ps}$  の結果に対応している。スクイーズ流れの正逆の違いが5.2節の  $\bar{F}_p$  およびこの  $t_p$  の実験結果でもわずかであった点から、運動開始時の条件が等しければ無次元化荷重で表したオーバーシュートは運動の正逆でほぼ対称の位置に同じ大ききで生ずることがわかる。

また、解析値は実験値よりわずかに小さくなっているが、実験値の傾向をおおむね表しており良好な結果が得られている。なお、500 ppm の解析値と実験値の差が1000 ppmの結果より若干大きいのはさきに述べたようにモデル定数を決定する際の誤差の影響と考えられる。

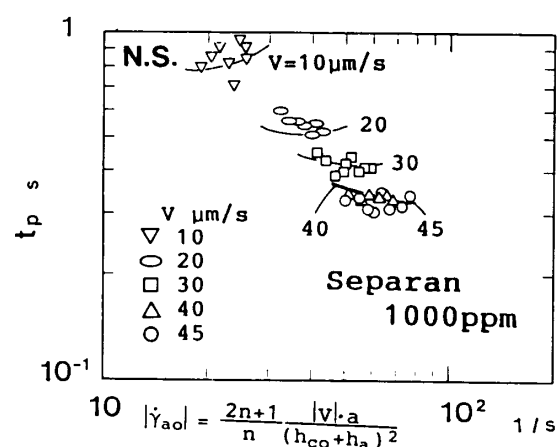
このように荷重の時間変化に関する解析結果が実験結果とほぼ一致したということは、高分子溶液の正および逆スクイーズ流れにおける伝達荷重の変化には Stress Overshoot の影響が支配的であるという考察



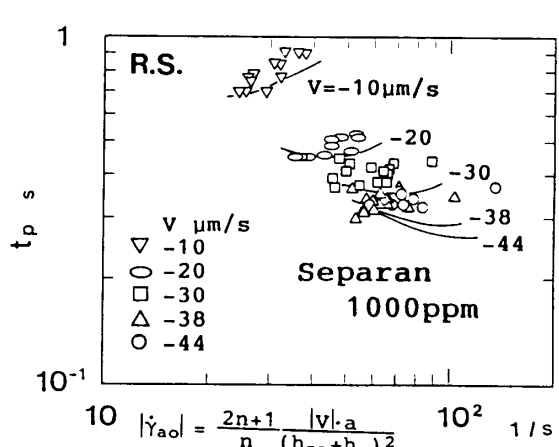
(a) 正スクイーズ流れ(Separan 500 ppm)



(c) 逆スクイーズ流れ(Separan 500 ppm)



(b) 正スクイーズ流れ(Separan 1000 ppm)



(d) 逆スクイーズ流れ(Separan 1000 ppm)

図9 オーバシュートの最大値までの時間

の裏付けになると考えられる。

## 6. 結 論

曲率半径の大きい球面と平面を用いた逆スクイーズ流れの場に高分子溶液を用いて流体により生ずる伝達荷重の変化を実験的、解析的に検討した。その結果次の点が明らかになった。

(1) グリセリンと PEO 水溶液では逆スクイーズ流れの場合も伝達荷重に弾性の効果は現れない。

(2) Separan 水溶液では運動開始時に伝達荷重が粘性により算定される荷重をオーバーシュートする現象が確認された。その粘性による値との比で示したオーバーシュート量は正スクイーズ流れの場合とほぼ等しくなる。また、オーバーシュートのピークに達するまでの時間も正および逆スクイーズ流れでほぼ同じになった。

(3) Stress Overshoot を表すことのできる構成方程式を用い、せん断応力の効果が支配的として解析することにより実験結果をおおむね表すことができた。また、この解析結果は正および逆スクイーズ流れ両方の伝達荷重の変化の様子を矛盾なくどちらも説明できることがわかった。

終わりに本研究にご助力いただいた寺井 豊氏、酒井朋之氏、宮田 清氏、八木敏之氏、山崎範朗氏(当時、

新潟大学学生)らに深く感謝する。

## 文 献

- (1) 例えば, Leider, P. J., *Ind. Eng. Chem., Fundam.*, **13**-4(1974), 342.
- (2) 例えば, Grimm, R. J., *AIChE J.*, **24**-3(1978), 427.
- (3) 例えば, Brindley, G., Davies, J. M. and Walters, K., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **1** (1976), 19.
- (4) Avila, F. and Binding, D. M., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **11** (1982), 111.
- (5) 鳴海・関野・長谷川, 機論, **56**-529, B (1990), 2551.
- (6) Shirodkar, P. and Middleman, S., *J. Rheol.*, **26** (1982), 1.
- (7) Leider, P. J. and Bird, R. B., *Ind. Eng. Chem., Fundam.*, **13**-4 (1974), 336.
- (8) Mochimaru, Y., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **9** (1981), 157.
- (9) Phan-Thien, N., Sugeng, F. and Tanner, R. I., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **24** (1987), 97.
- (10) Wagner, M. H., *Rheol. Acta*, **15** (1976), 136.
- (11) Wagner, M. H., *Rheol. Acta*, **16** (1977), 43.
- (12) 例えば, Bird, R. B., Armstrong, R. C. and Hassager, O., *Dyn. Poly. Ligs.*, 2nd Ed., **1** (1987), 451, Wiley.
- (13) Tichy, J. A. and Winer, W. O., *Trans. ASME, J. Lubr. Technol.*, **100** (1978), 56.
- (14) 富田, シオロジー, (1975), 193, コロナ社.
- (15) Phan-Thien, N. and Tanner, R. I., *J. Fluid Mech.*, **129** (1983), 265.
- (16) 鳴海・細川・長谷川・近野, 機論, **55**-520, B (1989), 3691.
- (17) 加藤, 修士論文, (1986), 36, 新潟大学.