

高分子溶液の往復スクイーズ流れに関する研究*

(第2報, 伝達荷重についての解析)

鳴海敬倫^{*1} 八木敏之^{*2}
長谷川富市^{*1}, 山根隆一郎^{*3}

Squeezing Flow Successively Generated in the Normal and Reverse Directions in Polymer Solutions (2nd Report, Analysis of Transmitting Forces)

Takatsune NARUMI, Toshiyuki YAGI,
Tomiichi HASEGAWA and Ryuichiro YAMANE

A constitutive equation yielding the stress overshoot is used in the analysis of the squeezing flow successively generated in the normal and reverse directions. Transmitting forces generated in the flows between a spherical surface and a flat plate are calculated, and the following results are obtained. The contribution of normal stress in the transmitting force is negligible. The transmitting forces analytically obtained can qualitatively show the decrease of overshoot or no overshoot, which is experimentally observed in the subsequent squeezing flow. When the first squeezing is stopped in the midst of an overshoot process and the second reverse one is begun successively, the transmitting force generated in the second reverse squeezing increases more rapidly than the one generated after the overshoot is finished in the first squeezing.

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

1. 結 言

著者らは前報⁽¹⁾において曲率半径の大きい球面と平面間にスクイーズ流れを生じさせた後反転させる実験を行った。そして Separan 水溶液では前の流れの履歴が後半の流れに影響し、伝達荷重のオーバーシュート量が減少するなどの特異な現象が現れることを報告した。この現象の解明や応用のためにはこの挙動が粘弾性流体のどのような特性に起因するのかを明らかにする必要がある。これに関連する現象として著者らは既報⁽²⁾において静止状態からスタートするスクイーズ流れを解析的に検討した。そしてストレスオーバーシュートを表すことのできる構成方程式を用いた計算結果は正スクイーズおよび逆スクイーズどちらの伝達荷重の変化も矛盾なく表し得ることを示した。前報⁽¹⁾の後半の流れにおける伝達荷重の変化を解明するためにもこの種の非定常粘弾性特性の結果を検討する必要があると考えられる。しかし、それを実験的に行うことは

困難であり、解析的な検討が不可欠となる。

ところで、前報⁽¹⁾の実験で最初のスクイーズ流れの始まりを1段めとすれば、ここで扱った現象は1段めから2段めに急変する流れとみなすことができる。高分子融液や固体に対しては必ずみをステップ状に2段階変化させて加えたときの応力の緩和状況が測定され、その実験結果とBKZモデルなどの構成方程式による解析結果の比較からモデルの適合性の検証がしばしば行われる[例えば文献(3)~(5)]。しかし、高分子溶液に関してせん断速度などを変化させて類似の検討を行った例は少なく、コーンプレート形のレオゴニオメータを用いたTakahashiら⁽⁶⁾の研究と回転二重円筒の回転速度を変化させ応力波の伝搬速度を検討したLeeら⁽⁷⁾の研究がみられる程度である。これらは高濃度溶液に関して行われたものであり、実験と解析結果との比較も定性的な範囲にとどまっている。さらに、本研究のような比較的希薄な溶液に関しては、著者の知る限りこの種の定性的な比較すら報告されていない。したがって、上述の反転するスクイーズ流れで得られた伝達荷重の変化を解析的に検討することは構成方程式の非定常問題に対する適合性の検証という観点からも有意義である。特にスクイーズ流れに限ればAvilaら⁽⁸⁾の指摘のように構成方程式によっては正逆

* 平成3年10月17日 第69期全国大学講演会において講演、原稿受付 平成3年6月24日。

^{*1} 正員、新潟大学工学部 (〒950-21 新潟市五十嵐2の町8050)。

^{*2} 准員、積水化学工業(株) (〒349-01 蓮田市黒浜3535)。

^{*3} 正員、東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

いずれか1方向のスクイーズ流れの現象しか表せない場合もあるため、前報のように2面の運動が接近から離反へ(V形スクイーズ)または離反から接近に(Δ形スクイーズ)移行したときの反転後の伝達荷重の変化というまったく逆の二つの現象を解析的に表し得るか否かは興味深い問題である。

本研究では既報⁽²⁾で採用したストレスオーバーシュートを表すことのできる構成方程式を用い、2面にV形スクイーズまたはΔ形スクイーズ運動を加えたときの運動反転後の伝達荷重を求めた。そして非定常粘弾性特性の観点から求めた計算結果が運動方向に関係なくオーバーシュートの相殺効果などの実験結果を説明し得るか否かを検討した。さらに、より複雑な履歴の影響として1段めのスクイーズ流れで生じるオーバーシュートの途中で流れを反転させた場合についても解析的ならびに実験的に検討した。

2. 伝達荷重の算定

2・1 支配方程式 図1に2面の概略を示す。ここで求めるのは図1(a)に示される球面平面間のスクイーズ流れで生じる伝達荷重であるが、実験に用いた球面の曲率半径は2.00 mと十分大きいので、既報⁽²⁾の場合と同様図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。そこで半径 r での応力の計算には図1(b)に示す座標を用いた。さらに壁面近傍の流速の r 方向成分はべき乗則流体の速度場に等しく、 z 方向成分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。

$$0 = \frac{\partial S_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial S_{rz}}{\partial z} + \frac{S_{rr} - S_{\theta\theta}}{r} \dots\dots\dots (1)$$

$$0 = \frac{\partial S_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial S_{zz}}{\partial z} + \frac{S_{rz}}{r} \dots\dots\dots (2)$$

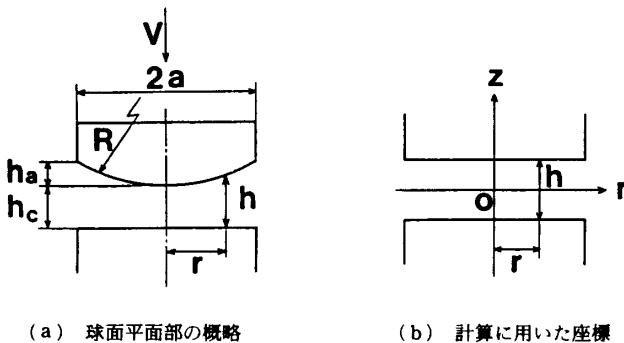


図1

ここで S_{rr} などは応力テンソルの物理成分である。既報⁽²⁾ではせん断応力だけの寄与を検討するため、法線応力に関する項をこの時点で省略した。しかし、高濃度溶液に対するスクイーズ流れに関してではあるが法線応力効果を含めた解析⁽⁹⁾も最近報告されており、それらの項を省略できるか否かはいまだ確定していない。そこで法線応力に関する項を省略せず式(1)、(2)から伝達荷重 F を求めると次のようになる⁽¹⁰⁾。

$$F = -\pi \int_0^a r^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial r} (\tau_{rr} - \tau_{zz}) + \frac{\tau_{rr} - \tau_{\theta\theta}}{r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} \right\}_w dr \dots\dots\dots (3)$$

ここで τ_{rr} などは偏差応力成分を表し、添字 w は壁面での値を示す。さらに壁面近傍での速度場をべき乗則流体の速度場で近似したと同様、せん断応力についても壁面近傍で次のような近似が成り立つとする。

$$\frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} \approx \frac{2}{h} [\tau_{rz}]_w \dots\dots\dots (4)$$

また、本研究で検討される構成方程式〔以下に示す式(6)〕ではWeissenbergの仮定を用いているため $\tau_{zz} = \tau_{\theta\theta}$ となる。そこで $N_1 \equiv \tau_{rr} - \tau_{zz} (= \tau_{rr} - \tau_{\theta\theta})$ とおくと、式(3)は

$$F = -\pi \left\{ a^2 [N_1]_{w,r=a} - \int_0^a r [N_1]_w dr \right\} + 2\pi \int_0^a \frac{r^2}{h} [\tau_{rz}]_w dr = F_N + F_S \dots\dots\dots (5)$$

となる。ただし1番目の式の右辺1項目を F_N 、2項目を F_S とおいている。このように伝達荷重 F は法線応力による寄与 F_N とせん断応力による寄与 F_S に分けて考えることができる。既報⁽²⁾で求めた伝達荷重は F_S に等しい。従来この二つの寄与を分けて検討した例は報告されておらず、どちらの効果が支配的かを明らかにすることは興味深い問題である。そこでV形、Δ形スクイーズ流れの後半で生じる伝達荷重を検討する前に、まず F_N と F_S の割合を既報で行った静止状態からのスクイーズ流れで生じる荷重のオーバーシュートを例に検討してみる。

2・2 法線応力効果の検討 既報⁽²⁾で解析に用いた構成方程式は以下の形で表される。

$$\tau^{ij} = \int_{-\infty}^t \sum_n a_n \exp\left(-\frac{t-t'}{\lambda_n}\right) \exp\left(-c \int_{t'}^t |\Pi_e(t'')|^{a/2} dt''\right) \times C^{-1ij} dt' \dots (6)$$

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、 λ_n は緩和時間、 a_n はそれに対応する係数、 c, a は定数である。

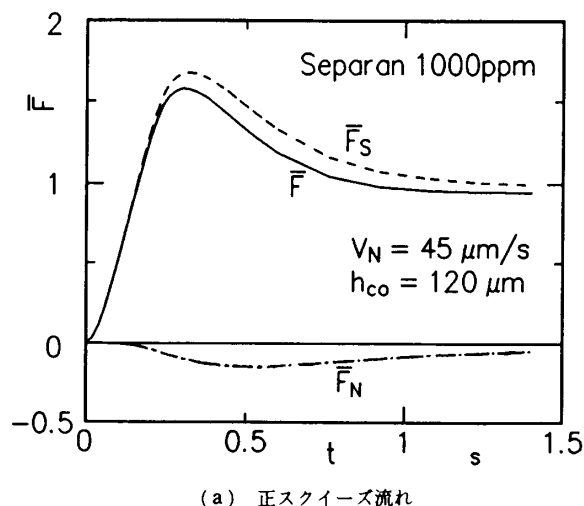
この構成方程式により既報⁽²⁾と同じ条件の下に法

線応力成分を導出した場合、式(6)中の \exp に関する項はせん断応力に関して求めた項と等しくなり、 C^{-12} だけが異なる結果となる。この Finger の変形テンソルについて混合テンソルの形式で N_1 に関する項を求めると $C^{-11} - C^{-13} = (C^{-13})^2$ となり、 N_1 は既報⁽²⁾の式(6)で示されるせん断応力と類似の形で得られる。それらを数値積分して F_N と F_S およびその和 F を算出した。なお、構成方程式中に含まれる緩和時間などのモデル定数に関しては既報で求めた値を用いた。それらをいずれも粘性のみの考慮から算定される荷重〔前報⁽¹⁾式(1)〕の絶対値(以下これを粘性値という)で無次元化して時間に対して表した例を図2に示す。図2(a)が正スクイーズ、図2(b)が逆スクイーズ流れにおける計算結果である。スクイーズ運動の方向によらず \bar{F}_N は常に負であり、この値の伝達荷重のオーバーシュートに及ぼす寄与は0.15程度と見積られる。これに対し \bar{F}_S の符号は実験結果⁽²⁾と一致し、

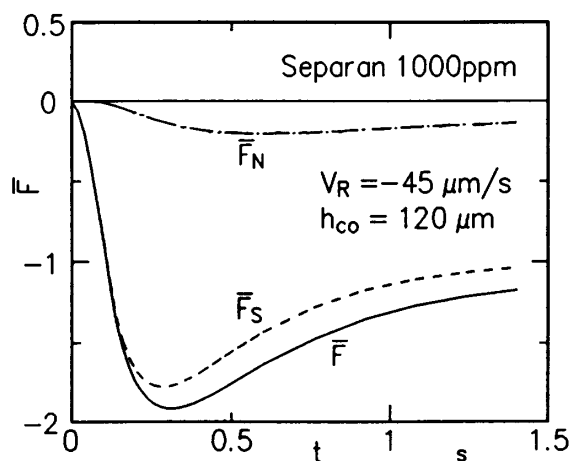
オーバーシュートへの寄与は0.7程度である。この符号の違いのため、その和 \bar{F} の最大値には正スクイーズと逆スクイーズの場合で差が生じている。なお、他の条件での計算結果も同様の傾向を示した。しかし、既報⁽²⁾でも触れたが定常せん断流に対しここで用いたモデル定数により計算した法線応力差はせん断速度 $10 \sim 10^2$ の範囲で実測値⁽¹¹⁾を外挿した結果より少なくとも10倍以上も大きく見積もることになる。図2は非定常流における結果であるが図2中の \bar{F}_N も実際よりかなり大きく現れている可能性が高い。一方、この構成方程式ではモデル定数をせん断流のデータから定めたため、せん断応力に関してはおおむね確からしい値が見積もられている。また、実測されたオーバーシュート量は運動の正逆によらず同程度であり、 \bar{F}_S だけの計算結果に近い。これらの点から F_N と F_S のオーバーシュートへの寄与は実際上 $F_S \gg F_N$ であり、本研究においては

$$F \approx F_S \quad \dots\dots\dots (7)$$

として問題はないと考えられる。これは後述するように流動開始とともに高分子の配向が始まりその過程でせん断応力成分ならびに法線応力成分いずれもオーバーシュートを生じるが、伝達荷重のオーバーシュートに対してはせん断応力成分の寄与が支配的であることを意味する。



(a) 正スクイーズ流れ



(b) 逆スクイーズ流れ

図2 伝達荷重に対する法線応力の影響
(Separan 1000 ppm 水溶液)

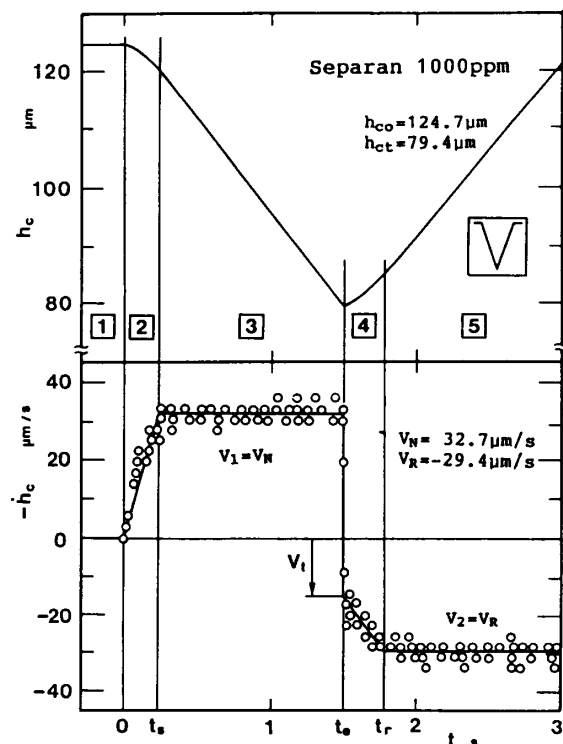


図3 球面の変位と速度の変化 (V形スクイーズ運動)

ところで、高濃度溶液などで法線応力効果が大きく現れるとして、せん断応力のオーバシュートを無視し法線応力の効果だけに注目した場合には、このモデルでも F_N の効果は逆スクイーズ流れでは実験結果と定性的に一致するが正スクイーズでは実験結果と逆になり、先に述べた Avila ら⁽⁶⁾ の指摘と同じ矛盾した結論が導かれることになる。

2.3 V形, Δ形スクイーズ流れにおける伝達荷重次に V形, Δ形スクイーズ流れにおける反転後の伝達荷重の変化を導く。計算は式(7)を前提として行い、速度 V_1 のスクイーズ運動から直ちに次の速度 V_2 のスクイーズ運動に変化するケースを検討する。図3に V形スクイーズの実験から得られた変位 (上) と速度 (下) の時間変化の様子を示す。球面の運動は運動開始直後および運動反転直後に瞬間的に一定速度にならず、速度が徐々に変化する領域がある。これは実験に用いたロードセルの変形の影響ばかりでなく、圧電アクチュエータの変位の制御にも限界があるためである。そこで、解析ではこの点も考慮できるように静止状態と一定速度 V_1, V_2 の領域、さらにその速度に達するまでを直線的な速度変化で近似した領域の計5区間(図の①~⑤)に分けて考える。すなわち、運動開始

から時間 t_s で一定速度 V_1 になり、運動反転時 t_e で瞬間的に速度は V_1 となり、その後時刻 t_r で後半の一定速度 V_2 に到達するとする。なお、実験データとの比較で計算する場合には t_s, t_r および V_1 をそれらのデータより直接求めた。なお、Δ形スクイーズの場合も同様に考えた。区間①~③の解析は、既報⁽²⁾の静止状態からの正スクイーズおよび逆スクイーズ流れの場合と等しく、ここでは新たに区間④ ($t_e < t < t_r$) および⑤ ($t_r < t$) に関して計算を行った。

次に計算の手順を示す。詳細な式の展開に関しては文献(12)を参照されたい。まず、スクイーズ流れにおける変形速度テンソルの第2不変量および Finger の変形テンソルを $z = h/2$ [図1(b)] の条件で求めると、次式が得られる。

$$|\Pi_e| = \left| \frac{\dot{h}''}{2h''^2} \left(\frac{2n+1}{n} \right) r \right|^2 \dots\dots\dots (8)$$

$$C^{-11}_3 = r \int_{t'}^{t''} \frac{2n+1}{n} \frac{\dot{h}''}{h''^2} dt'' \dots\dots\dots (9)$$

ここで t' は $t' \leq t'' \leq t$ の積分のための変数である。“ \cdot ”のついた記号は時刻 t' における値であることを示し、 \dot{h} は h の時間微分を表す。次に、式(6)、(9)に含まれる t' および t'' の積分を①から⑤の区間によって分

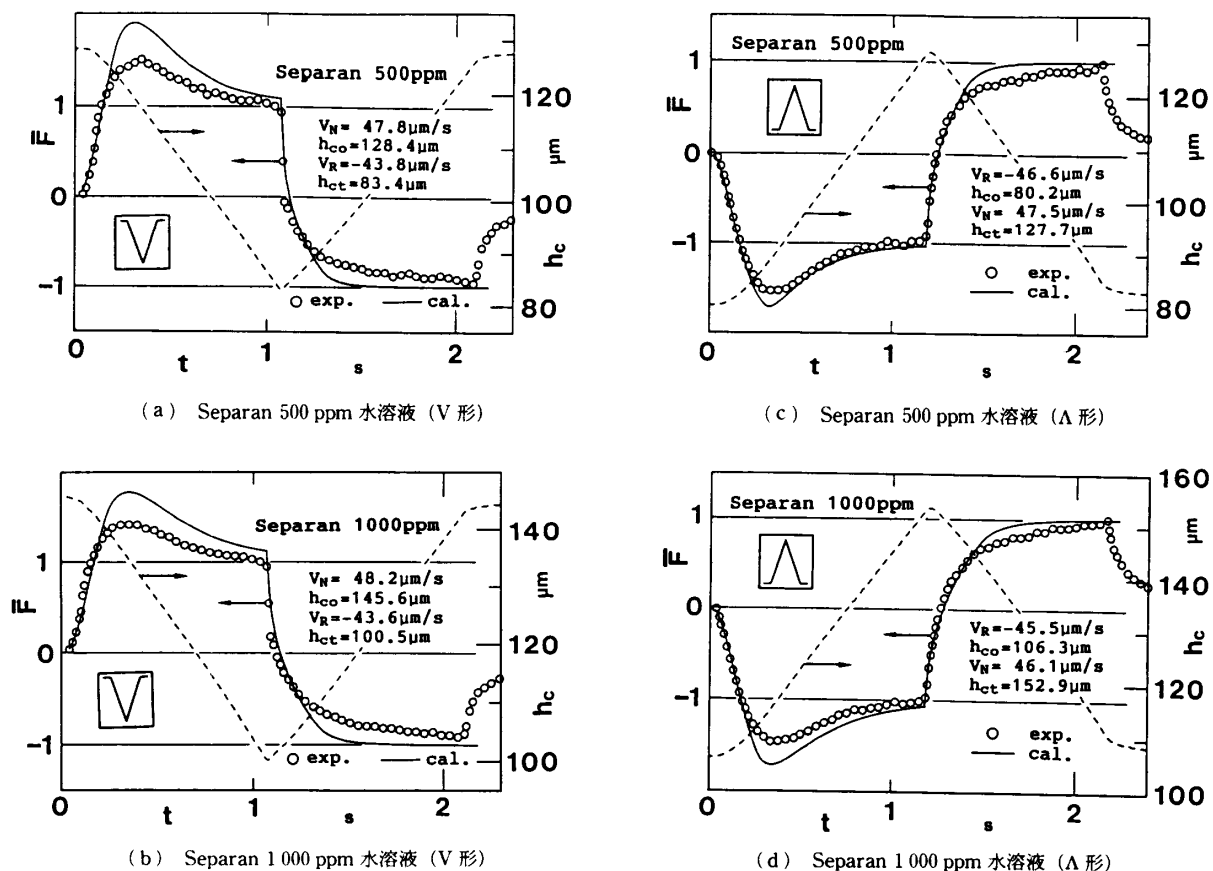


図4 停止時間がない場合の無次元化伝達荷重の比較

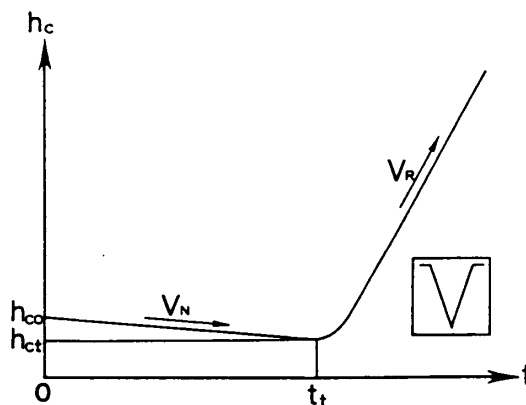
割し、おのおのの範囲において定められる h , h を代入し数値積分することによりせん断応力を求める。最後に式(7)すなわち式(5)を再び数値積分することにより伝達荷重が算出される。

3. 結果および考察

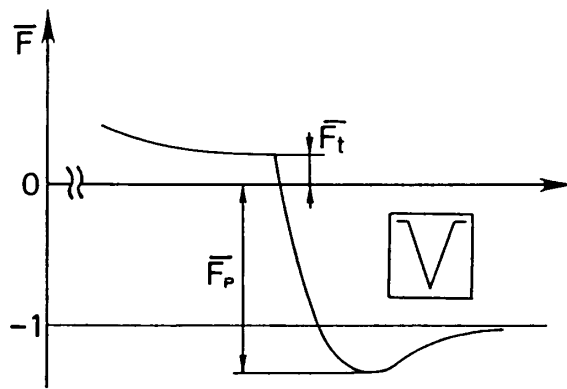
3.1 停止時間のない場合 まず、V形および Δ 形スクイーズの実験で前半の運動終了後直ちに運動を反転させた場合について計算結果を検討する。図4(a)~(d)にSeparan 500 ppmと1000 ppmのV形スクイーズと Δ 形スクイーズの実験値と計算結果を示す。横軸が時間 t を表し、小円は \bar{F} の実験値、実線は計算値を示している。いずれの場合も計算結果は、前半の運動で実験値と同様のオーバーシュート現象を示しているが、後半の運動ではオーバーシュートが抑制され \bar{F} が1をこえず単調増加する変化を表している。ここでは数例を示したが速度などの条件を変えた他の計算結果も実験結果と図4に示す程度で一致した。既報²⁾にも述べたがここで採用したモデル定数を用いて計算した場合、静止状態からのスクイーズ流れにおけるオーバーシュート量を若干大きめに表す傾向がある(図4の運動前半の結果がそれに相当する)。図4中でみられるように運動後半でも同様の傾向、すなわち、計算結果が実験結果より早く $\bar{F}=1$ または -1 に近づく傾向がある。この点は構成方程式(6)の問題点であるけれども、この式によればオーバーシュートの相殺効果を運動の方向によらず概略説明できることは大きな利点である。

3.2 停止時間を考慮した場合の近似計算 前報¹⁾の図4(b)に示すような前半と後半の運動の間に停止時間のある場合には、その停止時間中の応力緩和とロードセルの変形回復による微小流動の影響を考慮する必要があるため厳密な解析は困難である。前報でも述べたが停止時間中の高分子の状態は前半の流れでの配向状態から静止溶液中のランダムな状態に戻る途中であると考えられる。ここではその状態を図5(a)に示すように $t=0$ から流動を開始する一定でかつ低速なスクイーズ流れで近似できると考える。そしてこの低速スクイーズ流れが反転したときの伝達荷重を計算する。計算では図5(b)に示す反転直前の無次元化荷重 \bar{F}_i が実験値と同じになるような h_{co} と V_1 (図5では V_N) を選び、条件とした。なお、 \bar{F}_i は V_2 を用いて見積もられる粘性値で無次元化した値である。この \bar{F}_i に対する反転後のオーバーシュートの最大値〔図5(b)の \bar{F}_p 〕を実験値と比較した例を図6(a)~(d)に示す。横軸に \bar{F}_i , 縦軸に \bar{F}_p をいずれも絶対

値でとり、実験結果を白抜きの記号、計算結果を黒塗りの記号で表している。図6で \bar{F}_i が小さいことは実験で停止時間が長いことに、計算では V_1 が小さいことに対応する。図6から計算値は実験値の傾向を定性的に表していることがわかる。しかし、 \bar{F}_i の増大とともにその差は広がり実験結果では $\bar{F}_i \approx 0.2$ でオーバーシュートが生じなくなる(すなわち、 \bar{F}_p が1になる)のに対し、計算結果では \bar{F}_i がそれ以上の範囲でもオーバーシュートが現れる結果となっている。この原因としては3.1節で述べたモデル定数の影響も大きいと考えられるが、ほかに運動反転前の流動場の仮定が妥当でなかったことが考えられる。すなわち、実験では高分子が前半の流動によりいったん十分に配向されその後一部緩和した状態から流れが反転していると考えられるのに対し、計算では高分子の静止液体中のランダムな状態から微弱な流れが生じたと仮定しており、そのため \bar{F}_i を実験値と合せても高分子が実験ほど配向していない可能性がある。 \bar{F}_i が小さいことは停止時間が長いことを意味し、分子が静止液体中のランダムな状態に近づくため図6でみるように計算値と実験値は比較的よい一致を示す。しかし、 \bar{F}_i が大きくなる(停

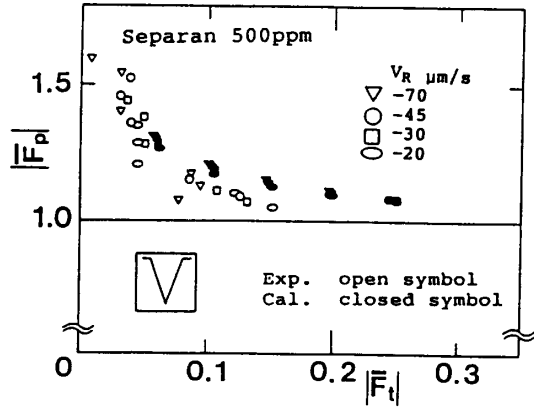


(a) 停止時間がある場合の運動の近似

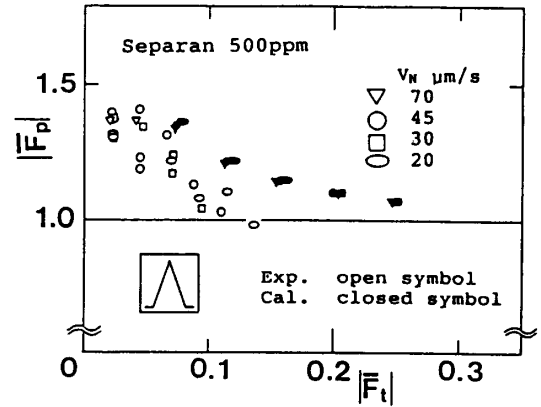


(b) 反転直前の逆向き荷重 \bar{F}_i とオーバーシュート量 \bar{F}_p

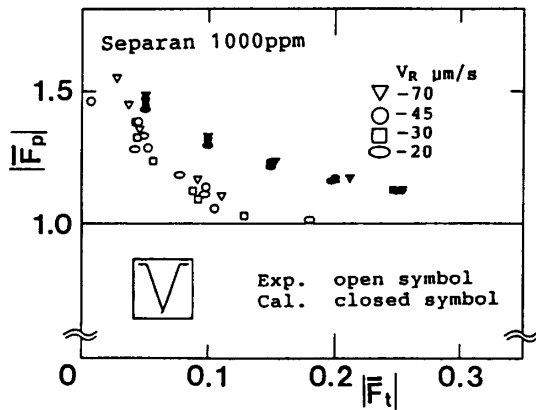
図5



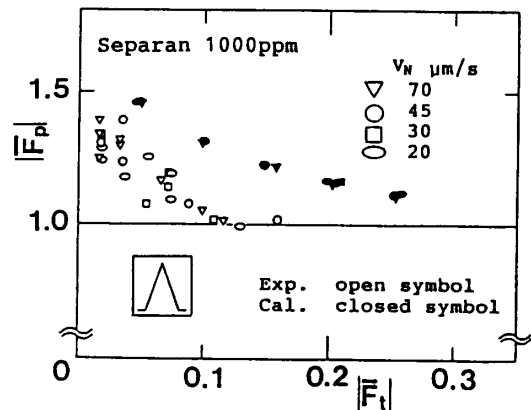
(a) Separan 500 ppm 水溶液 (V形)



(c) Separan 500 ppm 水溶液 (Δ 形)



(b) Separan 1000 ppm 水溶液 (V形)



(d) Separan 1000 ppm 水溶液 (Δ 形)

図6 \bar{F}_t の増加にともなう \bar{F}_p の変化

止時間が短い)と実際には分子配向が存続しているのに計算で用いた速度場では対応する配向が与えられず、そのため計算値と実験値で違いが生じたと考えられる。

3.3 前半の運動のオーバーシュート途中で運動を反転させた場合 3.1節では前半の運動のオーバーシュートが終了し伝達荷重が粘性値に従うようになった(これを今後準定常の状態に達したという)後運動を反転させた場合を検討し、計算結果は実際の現象を定性的に表すことができることを示した。本節ではそれ以前、すなわち準定常状態に達する前に運動を変化させた場合を検討する。具体的には前半の運動のストロークを短くすることにより、オーバーシュート現象の終了以前、さらにはオーバーシュートの最大値付近で運動を反転させた場合の後半の流動で生じる伝達荷重の変化を計算し、実験結果と比較する。図7にV形スクイーズにおける中心すきまの変化の一例を示す。図7中実線で示した例は3.1節の場合と同様長いストロークの運動を加えた場合である。これに対し、一点鎖線、二点鎖線、破線はその順に運動転始時の変位を低くした前

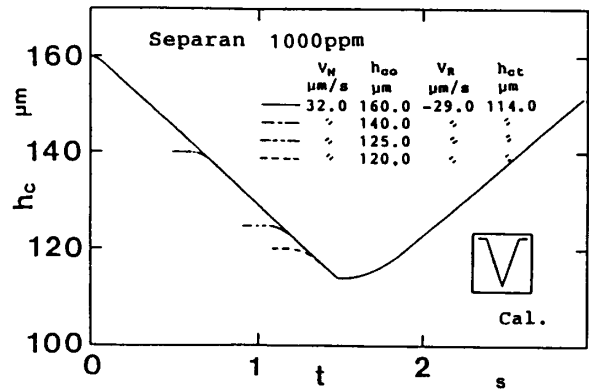


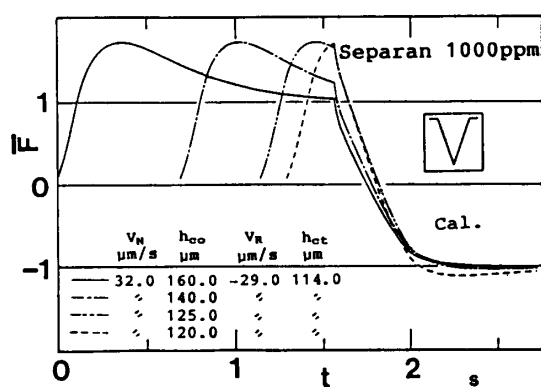
図7 前半の運動のストロークを短くした場合の中心すきまの変化

半のストロークが短い例である。これらの運動反転時の変位および後半における2面の運動はすべて同じであるが、実験条件に合わせるように反転直後の速度を若干修正してある。ここでは前半のストロークを4通りに変化させた場合を検討した。なお、 Δ 形スクイーズ運動の場合はこれと反対称な条件となる。図8、9は Separan 1000 ppm 水溶液について行った計算と実験

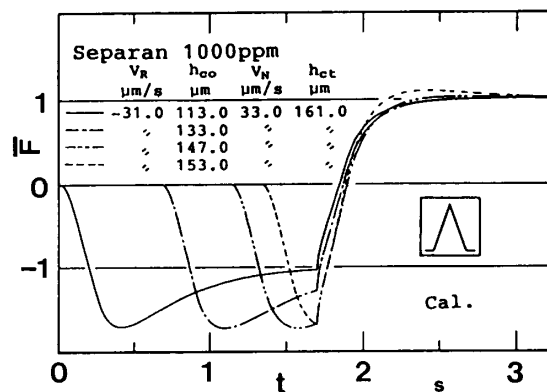
結果の例である。どちらも(a)に計算結果、(b)に実験結果が示されている。図8、9の横軸は時間 t 、縦軸は無次元化荷重 \bar{F} を表す。なお、前半のストロークの違いによる線の分類は図7に準じる。また、後半の無次元化荷重の変化を直接比較するため、4種類の結果は運動反転時の時間をそろえて示してある。実験結果のほうが運動反転後の特徴を顕著に表しているため、まず図8、9の(b)について述べる。実線で示す最もストロークが長い例ではオーバーシュートの終了後 $\bar{F}=1$ 付近で運動が反転しており、3・1節で示した例と同様の結果となっている。そして、前半のストロークが短くなるにともない運動反転直前の \bar{F} が大きくなるのに対し、後半の運動で生じる荷重の増加が早くなるのがわかる。さらに、破線で示した最もストロークが短く、オーバーシュートのピーク直前で運動を反転させた例では、後半の運動でわずかではあるがオーバーシュートがみられる。図8、9(a)の計算結果はその傾向をよく表しているのがわかる。このようにストレスオーバーシュートを考慮した構成方程式(6)は流れが準定常の状態に達する前に運動を反転させた場合もその後の伝達荷重の変化に対し運動の方向によらず良好な

予測を与えることがわかる。

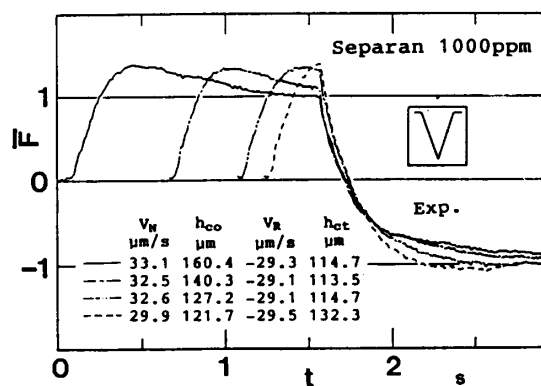
さて、3・2節で停止時間の影響を検討した際に、反転直前の逆向きの荷重 \bar{F}_i が大きいほうが後半の運動におけるオーバーシュート量 \bar{F}_p は小さくなる傾向がみられることを述べた。ここで示した図で反転直前の荷重だけに注目すれば、その値が大きいほうが反転後の荷重の増加が早いことになり2・2節と相反した結果となる。また、図8、9の2点鎖線と破線では運動反転時の \bar{F} はほぼ同じであるのに対し、反転後の \bar{F} の変化は異なっている。この点からオーバーシュート途中で反転した場合、反転までの時間がその後の荷重の変化に影響していることがわかる。すなわち反転前の荷重がきいか否かではなく、どの程度準定常の状態に近づいたかが次の流動に大きく影響する。これと似た現象としてNakajimaら⁽¹³⁾は融液を用いて単純せん断流のスタートアップ後応力成長の途中で流れを停止させた実験結果を報告している。彼らはストレスオーバーシュートの生じる場合と生じない場合を比較検討し、ストレスオーバーシュート途中で流動を停止させたときの応力緩和曲線とオーバーシュートのない応力成長の途中で停止させた場合の曲線の類似性からストレスオーバーシュ



(a) 計算結果

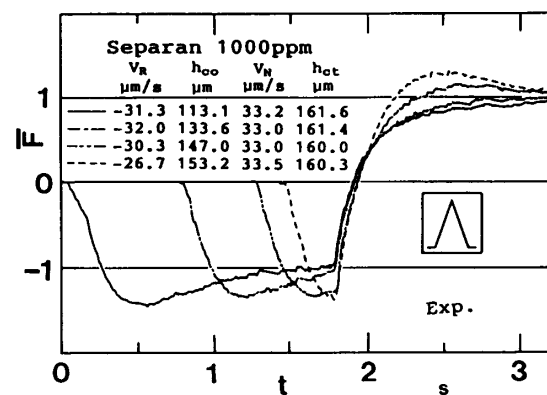


(a) 計算結果



(b) 実験結果

図8 前半の運動のストロークを短くした場合の伝達荷重の変化 (V形: Separan 1000 ppm 水溶液)



(b) 実験結果

図9 前半の運動のストロークを短くした場合の伝達荷重の変化 (A形: Separan 1000 ppm 水溶液)

ートのピーク前後も応力成長の途中として位置づけている。本実験においても十分時間が経過し $\bar{F}=1$ になった状態が溶媒中の高分子の運動も準定常に達した(高分子が配向した)状況と考えられる。その後運動を反転させた場合に後半の流動でオーバーシュートが生じないということは静止状態(高分子が配向していない状態)から活動を開始するより準定常(高分子が配向した状態)で流れていたほうが反対方向の流動に移行しやすいということになる。このように考えると、オーバーシュート途中で活動を反転させた場合に後半の運動で再びオーバーシュートが現れたのは高分子の配向状態が準定常には達しておらず静止流体中のランダムな状態に近いとめと考えられる。また、3・2節で述べた準定常流動後に停止時間をもって反転した場合停止時間が長いほうが(反転前の荷重が小さいほうが)オーバーシュート量が大きくなる現象も停止時間が長いほうが高分子の状態が静止流体中の状態に近いとめとして説明できる。なお、これ以上の議論には分子論的取扱いが必要になるものと考えられる。

4. 結 論

ストレスオーバーシュートを表すことのできる粘弾性流体の構成方程式を用い、曲率半径の大きい球面と平面間のV形スクイーズ流れと Λ 形スクイーズ流れで生じる伝達荷重の変化を解析的に検討し、次の点を明らかにした。

(1) 本研究で扱った比較的希薄な高分子溶液ではスクイーズ流れで生じる伝達荷重のオーバーシュートに対する法線応力成分の寄与は少なく、せん断応力成分の寄与が支配的である。

(2) V形、 Λ 形スクイーズ流れで前半の運動終了後直ちに運動を反転させたときの伝達荷重の計算結果は実験でみられたオーバーシュートの相殺現象を運動の

方向によらず定性的に表すことができる。

(3) 同じくV形、 Λ 形スクイーズ流れで停止時間がある場合を低速のスクイーズ運動からの反転として近似計算した結果は反転直前の逆向き荷重とオーバーシュート量の関係を定性的に表すことができた。

(4) 最初のスクイーズ運動で生じるオーバーシュートの途中で運動を反転させた場合、準定常の状態になった後に反転させた場合よりその後の荷重の増加が早くなる。特にオーバーシュートのピーク前で運動を反転させた場合は後半の運動でオーバーシュートが生じる場合がある。この現象に対する解析結果も実験結果と概略一致した。

終わりに本研究にご助力いただいた山崎範朗氏、皆川仁氏(当時、新潟大学学生)らに深く感謝申し上げます。

文 献

- (1) 鳴海・八木・長谷川・山根, 機論, 58-546, B(1992), 441.
- (2) 鳴海・関野・長谷川, 機論, 57-535, B(1991), 958.
- (3) Bruker, I., *Rheol. Acta*, 25-5(1986), 501.
- (4) Zapas, L. J. and Crissaman, J. M., *J. Rheol.*, 34-1(1990), 1.
- (5) Venerus, D. C., Vrentas, C. M. and Vrentas, J. S., *J. Rheol.*, 34-5(1990), 657.
- (6) Takahashi, Y., Isono, Y., Noda, I. and Nagasawa, M., *Macromolecules*, 19(1986), 1217.
- (7) Lee, J. S. and Fuller, G. G., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 39 (1991), 1.
- (8) Avila, F. and Binding, D. M., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 11(1982), 111.
- (9) Phan-Thien, N. and Low, H. T., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 28(1988), 129.
- (10) Mochimaru, Y., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 9 (1981), 157.
- (11) 加藤, 修士論文, (1986), 36, 新潟大学.
- (12) 八木, 修士論文, (1990), 34, 新潟大学.
- (13) Nakajima, N. and Harrell, E. R., *J. Rheol.*, 30-2(1986), 383.