解説・展望
A 高分子加工における粘弾性流れの数値解析
#」
■ 1 Numerical Simulations of Viscoelastic Flow in Polymer Processing
■ 1 Numerical Simulations of Viscoelastic Flow in Polymer Processing

Yoshinori Inoue

井上良徳

1.はじめに

我々の身の回りに数多く見られる樹脂製品(いわゆるプラスチック)は,通常,射出成形,押出 成形,プロー成形といった加工法¹⁾により成形される。これらの加工法は,簡単に言えば,溶かし た樹脂を金型あるいはダイを用いて所定の形に し,その後冷やして固めるという原理的には単純 なものである。しかし,多様な製品に対し,それ ぞれに適した成形条件を見い出すことは一般に多 くの労力と時間を要し,効率化が望まれている。 これを実現する一つの方法が,CAE(Computer Aided Engineering)の利用である。すなわち,計 算機を用いた数値解析により,加工中に生じる 種々の現象を予測し,製品の設計,製造を効率よ く行おうとするものである。

さて,原料となる樹脂は,高分子と呼ばれる長 い鎖状の分子から構成されている。このため,力 学的には水あるいは空気などに代表される粘性体 や金属などの弾性体とは異なり,両者の性質を合 わせ持つ,いわゆる粘弾性体として振る舞う。し たがって,高分子加工に関連した数値解析では, 樹脂を粘弾性体として扱うことが望ましい。しか し,粘弾性体を考慮した数値解析(特に,流れ解 析)はまだ開発途上であり,現時点において簡単 な形状の2次元等温定常流れに限定しても,実際 の樹脂流れを定量的に予測することは困難であ る。この問題の難しさは,乱流や衝撃波を伴う高 レイノルズ数粘性流れの問題に匹敵するとも言わ れている²。

この様な背景から,高分子加工における数値解

析の歴史は大きく2つに分けられる。一つは,工 業的な応用を最終目的に、樹脂の性質を簡略化 (流動状態では粘性体,固化状態では弾性体)し, 実際の製品の複雑な流れや変形を予測しようとす るものである。この歴史は,射出成形に関して言 えば,1970年のHarryとParrottによる数値解析に 端を発し,その後急速に発展した³⁾。現在では, 樹脂の流れ,冷却,繊維配向,製品の変形といっ た射出成形全般に渡る数値解析が可能であり4,5), 多くの市販ソフトも出されているい。もう一つは、 樹脂本来の性質である粘弾性をそのまま扱おうと するものである。固化状態に限れば,数値解析の 困難さは幾分改善され,実用的な計算も行われて いる^{7,8}。一方,流れに関しては,いまだ数値解 析法の開発段階であり,現在は基本的な形状ある いは現象に対象を限定した研究が行われている。 粘弾性流れの数値解析が最初に行われたのは1977 年である。)。その後、これまでに数回のワークシ ョップが開催され,多くの数学,数値計算,実験 の専門家がこれに参加した。)。その結果,計算方 法などが初期に比べ大幅に進歩した。しかし、実 用化に際しては,まだ多くの問題を残している。

本稿では,今後の発展が期待される高分子粘弾 性流れの数値解析を話題の中心として現状を解説 し,今後の展望を述べることにする。

2.粘弾性流れの記述

2.1 高分子液体の性質

粘弾性を示す高分子液体(樹脂)は,冒頭でも 述べた様に粘性と弾性の両者の性質を合わせ持 つ。このため,各種の変形に対し特有の性質を示

キーワード 斎	高分子,樹脂,	プラスチック,	加工,成形	,粘弹性,流	れ,構成方程式	,数值解析,CA	١E
-----------	---------	---------	-------	--------	---------	----------	----

す。ここでは,代表的な3つの性質をニュートン 液体(粘性体)と比較して述べる(Fig.1)。

第1は, せん断粘度の非ニュートン性である。 せん断粘度は, せん断変形を与えた時に生じるせ ん断応力をその時のせん断速度で割ったものとし て定義され, ニュートン液体では一定値となる。 一方, 高分子液体のせん断速度は,低せん断速度 において一定値(ニュートン粘度)を示すが, せ ん断速度の増加と共に減少し, せん断速度に依存 する。

第2は,伸長粘度の非線形性である。伸長粘度 は伸長変形,例えば棒状の試料を中心軸方向に引 っ張るような変形^{10,11)}を与えた時に発生する応 力を伸長速度で割ることにより得られる。ニュー トン液体の場合は,常にせん断粘度の3倍で変化 しない。一方,高分子液体では低伸長速度で一定 値(ニュートン液体と同じ値)を示した後,伸長 速度の増加に従い減少する場合(Fig.1のa)や極 大値をもつ場合(Fig.10b)がある。また,ある 伸長速度以上では,伸長粘度が急速に上昇し測定 できなくなる場合(Fig.10c)もある¹²⁾。

第3は,法線応力の発生である。液体にせん断 変形を加えた場合,高分子液体では流動方向に法 線応力(張力)が発生する。これに対し,ニュー トン液体には静水圧を除き,法線応力は発生しな い¹³⁾。法線応力の尺度としては,通常,第一法



Fig. 1 Schematic relations of shear viscosity, η , elongational viscosity, η_E , and first normal stress difference, N_1 , to shear rate, $\dot{\gamma}$, and elongational rate, \dot{e} .

線応力差が用いられる。その定義は流動方向の法 線応力と速度勾配方向の法線応力との差をとった ものである。高分子液体の場合,第一法線応力差 はせん断速度の増加と共に上昇し,その傾きは 徐々に減少する傾向がある。

2.2 構成方程式

構成方程式とは,物体の各部における変形状態 とそこに働く応力との関係を表わしたものである。 流れや変形などの力学的な挙動を計算する際に必 要となる。理想弾性体ではフックの法則,ニュー トン液体ではニュートンの粘性法則が,これに相 当する。高分子液体の場合は,長い分子鎖が複雑 にからみ合い種々の挙動を示すため,その性質を 定量的に表現できる普遍的な構成方程式はまだ確 立されていない。そのため,これまで非常に多く の構成方程式(モデル)が提案されている¹⁴)。そ れらは,その形式より微分形モデルと積分形モデ ルに大別される。以下,各々について説明する。

2.2.1 微分形モデル

微分形モデルの多くは,次の一般形で表わすこ とができる。

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\boldsymbol{I} + \sum_{i} \tau_{i} \tag{1}$$

$$X(\tau_i)\tau_i + \lambda_i \dot{\tau}_i = 2G_i \lambda_i (D + \lambda_i \dot{D})$$
 (2)
 σ : 応力テンソル

- p;圧力 I;単位テンソル τ;余剰応力テンソル D;変形速度テンソル
- $X(\tau_i)$; モデルにより異なる関数
- λ ;緩和時間
- λ' ;遅延時間
- G;緩和弾性率
- 上付き記号⊽; Upper-convected時間微分 下添え字*i*; 各緩和モードの値

なお,Upper-convected時間微分は対称テンソルA に対し,次の様に定義される。

$$\overset{\nabla}{A} = \frac{\partial A}{\partial t} + v \cdot \nabla A + \omega \cdot A - A \cdot \omega - D \cdot A - A \cdot D$$
(3)

ω; 渦度テンソル

∇;ナブラ演算子

この時間微分は,空間に静止した観測者が,物体 と共に並進,回転および変形する座標系で定義さ れたでの変化を見た場合,での純粋な変化に加え座 標系の変化の影響も同時に観測されることを意味 する。

さて,微分形モデルの中で最も基本的なものは, Maxwellモデルである。これは,式(1),(2)におい て,次の様な場合である。

$$X(\tau_i) = I \tag{4}$$
$$\lambda'_i = 0 \tag{5}$$

$$\begin{array}{c} \lambda_i = 0 \\ i = 1 \end{array} \tag{6}$$

このモデルでは,弾性を表わす仮想的なバネと粘 性を表わす仮想的なダッシュポットを組み合わ せ,現象論的に粘弾性を表現している。第一法線 応力差の発生は見られるものの,せん断粘度に非 ニュートン性が現れないなどの問題点がある。

Oldroyd-Bモデル¹⁵⁾は, せん断粘度の非ニュートン性を表現するために改良されたモデルであ り, 式(1), (2)において次の場合である。

$$X(\tau_i) = I \tag{7}$$

 $i = 1 \tag{8}$

せん断粘度に非ニュートン性は見られるが,その 予測精度はせん断速度の増加と共に極めて悪くな り,実用的なモデルとは言えない。

上記の2つのモデルは,どちらかと言えば,現 実の問題に適用するというよりも,その簡便さか ら計算手法の開発などに多く用いられている。

次に,より現実的なモデルをいくつか紹介する。 Giesekusモデル¹⁶⁾は,式(1),(2)に次の関係を導入 することにより得られる。

$$X(\tau_i) = \mathbf{I} + \frac{\alpha}{G_i} \tau_i \tag{9}$$

$$\lambda'_i = 0 \tag{10}$$

 α ; モデルパラメータ

このモデルを用いると,高分子液体の性質をほぼ 定性的に予測することができる。

一方, α = 0.5の特別な場合は, せん断流れにお けるLeonovモデル¹⁷⁾に対応する。このモデルに ついてはせん断流れでの性質に限らず, 伸長流れ や温度変化がある系での性質についても検討が行 われている¹⁸⁻²²、その結果,種々の高分子液体 に対して得られた実験事実をよく説明できること が認められた。しかし,モデル導出時に使われた 仮定の中には非現実的なものがあるなどの問題点 が指摘されている²³。

最後に,最近注目されているLarsonモデル²⁴⁻²⁶⁾ について説明する。このモデルは,式(1),(2)に おいて次の関係を導入して得られる。

$$X(\tau_i) = \boldsymbol{I} + \frac{2}{3} \frac{\xi \lambda_i}{G_i} \boldsymbol{D} : \tau_i (\tau_i + G_i \boldsymbol{I})$$
(11)

 $\lambda'_i = 0 \tag{12}$

ξ;モデルパラメータ

Larsonモデルは,直鎖状高分子の性質をよく表わ すDoi-Edwardsモデル²⁷⁻²⁹⁾を分岐状高分子へも 適応できるように改良したモデルである。現状で は式が煩雑なため適用例はほとんど見られない が,基本となるDoi-Edwardsモデルが分子論(レ プテーション理論³⁰⁾)に立脚し,高分子液体の 性質をよく説明できることから今後の応用が期待 される。

なお,粘弾性流れの数値解析では,構成方程式 の他に3つの保存式(詳しくは次節で述べる)が 必要となる。通常,それらの保存式は偏微分方程 式の形で表現されるため,構成方程式としても微 分形のものが扱いやすく,多くの事例で微分形モ デルが使用されている。

2.2.2 積分形モデル

積分形モデルの多くは次の一般形で表現される。

$$\tau = \int_{-\infty}^{t} \mu(t - t') \Big[F_1 C^{-1}(t') + F_2 C(t') \Big] dt'$$

(13)

 $\mu(t-t'); 記憶関数$

F₁, F₂; モデルにより異なる関数

 $C^{-1}(t')$; Fingerの相対ひずみテンソル

C(t'); Cauchyの相対ひずみテンソル

先に微分形モデルとして紹介したMaxwellモデ ルは,積分形による表示も可能であり,上式の次 の場合である。

$$\mu(t-t') = \frac{G}{\lambda} \exp\left(-\frac{t-t'}{\lambda}\right)$$
(14)

$$F_1 = \boldsymbol{I} \tag{15}$$

豊田中央研究所 R&D レビュー Vol. 29 No. 1 (1994.3)

$$F_2 = 0 \tag{16}$$

また, Doi-Edwardsモデルも式(13)の形式で表現す ることができる³¹⁾。

積分形モデルは微分形モデルに比べ,応用例は 少ないが,比較的よく用いられるモデルにK-BKZ モデル³²⁾がある。これは,式(13)において次の 場合である。

$$\mu(t-t') = \sum_{i} \frac{G_{i}}{\lambda_{i}} \exp\left(-\frac{t-t'}{\lambda_{i}}\right)$$
(17)

$$F_1 = \frac{\alpha}{\alpha - 3 + \beta I_F + (1 - \beta) I_C}$$
(18)

 $F_2 = 0$ (19)

 α , β ; モデルパラメータ I_F , I_C ; FingerおよびCauchyの相対ひず みテンソルの第1不変量

このモデルは,積分形MaxwellモデルのF₁(単位 テンソル)をひずみに依存した関数に置き換えた だけのものであるが,高分子液体の性質をよく表 わすことが知られている³³⁾。

2.3 保存式

粘弾性流れの数値解析では,構成方程式の他に 質量,運動量およびエネルギーの3つの保存式が 必要であり,これら4つの式を連立して解かなけ ればならない。多くの解析事例が2次元,等温, 非圧縮性,定常のクリープ流れを仮定しているこ とから,本稿でもこの仮定に従うことにする。よ って,3つの保存式は次の様になる。

 $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \tag{20}$

f;単位体積当りに作用する体積力

式(20)は質量保存を表わす連続の式,式(21)は運 動量の保存を表わす運動方程式である。また,等 温の仮定からエネルギーの保存式は無視される。

次に,上記の保存式および構成方程式を基礎式 とする数値解析での未知数について考える。ニュ ートン流体の場合は,余剰応力が速度のみの関数 となることから,基礎式より余剰応力を消去する ことができ,未知数は速度と圧力の2つになる。 したがって,解くべき式は連続の式と運動方程式 だけである。一方,粘弾性体の場合は,多くの構 成方程式において余剰応力を陰にしか決めること ができないため,速度,圧力に加え余剰応力も未 知数としなければならず,連続の式,運動方程式 および構成方程式の3式を連立し解く必要がある。

2.4 ワイセンベルク数

ワイセンベルク数は粘弾性流れを特徴付ける無 次元数である。ここではMaxwellモデルを例にと り,その説明を行う。

Maxwellモデルを代表長さLおよび代表速度Uで 無次元化すると次式が得られる。

$$\widetilde{\tau} + W_e \widetilde{\tau} = \frac{2}{R_e} \widetilde{D}$$
(22)

上付き記号~;無次元量を表わす

 W_e および R_e は,それぞれ次式で定義されるワイセンベルク数およびレイノルズ数である。

$$W_e = \lambda \frac{U}{L} \tag{23}$$

$$R_e = \frac{\eta}{\rho UL} \tag{24}$$

 η ;粘度

緩和時間 λ が,弾性体において λ = ,粘性体 において λ = 0であることから, W_e は粘弾性体の 弾性の強さを表わす無次元数であると言える。具 体的な数値としては,射出成形のゲート部分を想 定するとおよそ次の値が考えられ,

 $L \sim 1 \times 10^{-3}$ m $U \sim 1$ m/s

 $\lambda \sim 1 \times 10^2$ s(長時間側の値に相当)

その結果,

$$W_{e} \sim 1 \times 10^{5}$$

となる。

一方, W_eは数値計算の難しさを表わす尺度で もある。すなわち, W_eが高くなるとUpper-convected時間微分中の移流項の寄与が大きくなり, 構成方程式は双曲型の性質をもつようになる。そ の結果,数値解に非現実的な振動が現れやすく, 計算が困難になる。

さらに, W_eの上昇と共に余剰応力の勾配が部 分的に大きく変化することが知られている。たと えば,高いW_eでは壁面近くに薄い境界層が形成 され,その領域において余剰応力が内部の数千倍 に及ぶこともある。また,流れが大きく変化する 領域では,余剰応力が無限大となる特異点も形成 される³⁴)。この応力の急勾配も数値計算を難し くする要因の一つであり,数値解には誤差が入り やすく,発散の危険が高くなる。なお,この現象 は実際の系には見られず,構成方程式により仮想 的に作り出されたものであるとの指摘もある³⁵)。 しかし,現状の構成方程式を使う限りは,この問 題を克服していく必要がある。

さて,以上のように,W_eの上昇と共にその数 値計算は難しいものとなるが,これまでに計算さ れた最大のW_eは次のような値である³⁸)。

 $W_{a} \sim 1 \times 10^{3}$

これは,射出成形のゲート部分で概算した値の 1/100であり,高分子加工の実用的な計算にはま だ不十分である。しかし,1980年代前半に比べれ ば,計算可能な*W*_eは約1000倍にも達しており, 大幅な進歩が見られる。

3.計算方法2,35~37)

前章で述べた連続の式,運動方程式および構成 方程式を基礎式とする粘弾性流れの計算方法につ いて説明する。

基礎式の離散化には,有限差分法³⁹⁾,有限要 素法,有限体積法^{40,41)}および境界要素法⁴²⁾な どが用いられている。その中で,有限要素法は, 余剰応力の境界条件が扱いやすいなどの理由か ら,多くの解析で使われている。一方,構成方程 式には上述のように微分形モデルが多用されてい る。そこで,これ以降は,微分形モデルを対象と した有限要素法による数値計算に話題を絞る。

さて,上記の基礎式に有限要素法を適用し離散 化を行うと,非線形の代数方程式が得られる。通 常はくりかえし計算により,速度,圧力および余 剰応力の未知数を求めることになる。その方法は, 混合法(Coupled Method)および分割法(Decoupled Method)の2つに大別できる。

混合法は,全ての未知数を同時に解く方法であ り,くりかえし計算にニュートン・ラプソン法な どが使われる。この方法の特徴は,使用するくり かえし手法に由来し,初期値が正解に十分近い場 合には収束が非常に速いということである。一方, 欠点としては,対象とするマトリックスが大きく なるために,計算機メモリを多く必要とすること である。

分割法では,速度および圧力の計算と余剰応力 の計算とを分けて行う。その手順を,以下に示す。 まず,適当な余剰応力を仮定し,速度と圧力を計 算する。次いで,得られた速度より余剰応力を計 算し,収束を判定する。収束が得られない場合に は,再度くりかえすというものである。この方法 では,未知数を分けて計算するために,計算機メ モリを多く必要としない特徴をもつ。欠点として は,余剰応力が速度変化に対して敏感であること から,数値解の発散を招きやすいことである。こ のため,分割法では余剰応力の修正方法に緩和法 がよく用いられる。しかし,緩和法の適用により, くりかえし計算の回数が増加する傾向がある。

構成方程式の双曲性に対処するために考案され た2つの方法を紹介する。第1は,Marchalらが開 発した流線風上法⁴³⁾である。本手法は,一般的 な風上法であるペトロフ・ガラーキン法の特殊形 であり,構成方程式に表われる移流項のみに風上 法を適用するものである。計算精度を疑問視する 報告⁴⁴⁾もあるが,本手法にサブエレメント法(後 述)を組み合わせた方法は,以前の方法と比較し, 計算可能なW_eを100倍向上させることに成功して いる⁴³⁾。

第2は,Luoらが提案した流線要素法45)である。 この方法の特徴は、次のことに着目した点にある。 すなわち,構成方程式のような双曲型の偏微分方 程式の場合は,流線方向に座標系を採ると常微分 方程式に変換することができ,これを積分するこ とによって余剰応力が計算できるということであ る。通常の要素形状のままで本手法を適用すると, 各節点で流線の計算が必要になり計算時間が長く なるが,彼らは流線方向に要素分割を行うことで 計算時間の増加を解決した。この方法の特徴は, 積分形モデルへも容易に適用でき、しかも多モー ドの緩和時間を考慮した計算を第1の方法に比べ 短時間で実行できることにある。その反面,循環 流がある場合には適用できないという欠点をも つ。以上,双曲性に関連した2つの計算方法を紹 介したが,他にもいくつかの方法が提案されてい 3⁴⁶⁻⁴⁹

余剰応力の急勾配を精度よく計算するための方

法として,多くの研究者が要素分割の方法や補間 方法⁵⁰などを検討している。その中で成果を上 げた方法の一つにサブエレメント法⁴³⁾がある。 この方法では,四角形要素において,圧力は4節 点の一次補間,速度は9節点の二次補間を用い, 余剰応力については要素をさらに4×4に分割し た各要素(サブエレメント)で4節点の一次補間 を用いる。前述したように,双曲性に対し流線風 上法を用い,さらに本手法で余剰応力の急勾配を 捕らえることにより,高いW_eの計算が可能にな った。しかし,サブエレメント法は一要素当りの 変数がかなり多くなるため,計算機メモリの点で 問題が残る。

4. 解析事例

ここでは,これまでに報告された粘弾性流れの 解析事例の中から,主な3件を紹介する。

第1の例は,二次流れの計算である。二次流れ とは,流路が急激に縮小する部分(急縮小部)に 高分子液体を流した場合,低流速においても大き な渦が観察される現象である^{51,52)}。特に弾性が 強い液体では,これが顕著となる。

Luoらは構成方程式にK-BKZモデルを用い,急 縮小部の計算を行った⁵³⁾。対象とした樹脂は, 高密度ポリエチレン(HDPE)と低密度ポリエチ レン(LDPE)である。LDPEはHDPEに比べ弾性 が強く,実験により流速の上昇に伴う渦の急激な 成長が観察されている。計算した流線パターンを LDPEについてFig. 2に,HDPEについてFig. 3に 示す。横軸および縦軸は,縮小後の半径 R_0 で規格 化した座標である。また, γ は縮小後の壁面にお けるせん断速度, S_R は弾性の強さを表わす無次元 数である。図より,LDPEではせん断速度の上昇 と共に渦が大きく成長していることがわかる。一 方,HDPEの場合は3桁にも及ぶせん断速度の変 化にもかかわらず,渦の大きさはほとんど変化し ていない。この結果は,実験結果を定性的によく 再現している。

さらに,彼らは渦の成長を支配する要因につい ても検討を行っている。その結果,材料特性の中 で伸長粘度の値のみを両樹脂で入れ替え,計算を 行ったところ,渦の成長に関して逆の傾向になる ことを確認した。このことより,渦の成長には伸 長粘度が大きく影響していることが示唆された。 なお,二次流れについては,異なる構成方程式を 用いた解析事例⁵⁴⁻⁵⁶⁾も報告されている。

第2の例は,バラス効果の計算である。バラス 効果は,細管から出た高分子液体が管径よりも膨 らむという現象であり,弾性が強い液体ほど顕著 となる⁵⁷⁾。桑野らは,バラス効果の計算を Giesekusモデルを用いて行った³⁸⁾。彼らの計算結 果の一例を,Fig.4に示す。横軸および縦軸は, それぞれ管の半径Hで規格化したxおよびy方向の 座標である。また,Maxは最大膨張比を表わし,



Fig. 2 Streamlines for the flow of a LDPE melt in the abrupt contraction.⁵³⁾

豊田中央研究所 R&D レビュー Vol. 29 No. 1 (1994.3)

矢印はその位置を表わす。図より, W_eが高く(弾性が強く)なるにつれ最大膨張比が大きくなっていることがわかる。この結果は, 定性的に実験結果と一致している。

一方,流出物の形状には,最大膨張を示した後

わずかな収縮が見られる。この原因について,彼らは速度分布(Fig.5)から以下のように考察している。すなわち,細管を出た後の膨張過程において,流出物表面の速度は急激に加速され,最大膨張を示す位置では内部よりも速度が高くなって



Fig. 3 Streamlines for the flow of a HDPE melt in the abrupt contraction. 53)



Fig. 4 Streamlines in the die swell at various W_e numbers.³⁸⁾



Fig. 5 Velocity distributions over the cross section near the exit region at $W_e = 300.^{38}$





Fig. 6 Schematic of the growth of surface disturbances for Newtonian and viscoelastic jets.³⁵⁾

いる。その後,平行流れへと移行する過程で表面の樹脂が内部に引っ張られ,これにより流出物が 収縮すると考えている。

最後の例は, Keuningsが行った液体ジェットの 計算である³⁵⁾。液体ジェットの模式図をFig. 6に 示す。液体をノズルから周期的に放出した場合, 水のようなニュートン液体ではドロップを形成し た後に切れやすく,短時間でばらばらになってし まう。それに対し,高分子液体のような粘弾性体 では切れにくく,いくつも連なったドロップを形 成する。この現象は,インクジェットプリンター などでよく見られるものである。彼は,構成方程 式にOldroyd-Bモデルを使用し,流出方向の軸を 対称軸とする軸対称解析を行った。その結果を Fig.7に示す。ここで,r,θおよびζは,それぞれ



18

 $\theta = 6$

2.0

Fig. 7 Finite element predictions of free surface shape for jets of Newtonian and Oldroyd-B Fluids.³⁵

無次元化したジェットの半径,時間および軸方向 の座標である。粘弾性体の場合は,ノズルから出 たジェットが急速に膨張し,その形を長時間保持 していることがわかる。一方,ニュートン液体で は,θ = 21で粘弾性体と同じレベルまで膨張する ものの,θ = 30には分裂が起こっている。この傾 向は,実際と一致するものである。

以上,3件の解析事例について紹介したが,他 にも多くの解析事例が報告され,興味深いものと しては高分子鎖の配向に関連した解析^{58,59)}など もある。

5. 高分子加工解析への課題

粘弾性流れの数値解析を実際の高分子加工解析 へ適用するためには,3次元および非定常解析の 実現が第1に課題となる。最近では,3次元解析の 研究例⁶⁰⁾も報告されているが,まだ十分な成果 は得られていない。その最大の理由は,やはり計 算時間および計算機メモリの問題である。3次元 および非定常解析へ移行するためには,この問題 に対する計算手法の根本的な改良が必要であろ う。なお,非ニュートン粘性流体に限れば,実用 的な解析も現在行われている⁶¹。

次の課題は,非等温の解析である。これについては,温度変化の影響をどの様に構成方程式へ取り入れるかが当面の課題であると考える。すなわち,通常は熱レオロジー的単純性の仮定が適用されるであろうが,実際の系で起こっている急激な温度変化や結晶化に対しても,この仮定が成立するかについては疑問が残る。これに対しては,いくつかの研究例を見ることができる⁶²)。

6.おわりに

高分子を対象とした粘弾性流れの数値解析につ いて現状を述べてきた。まだ,多くの問題点を抱 えながらも,実用へ近づけるための研究が精力的 に行われている。

冒頭でも述べたように,実用化されている高分 子加工解析のソフトでは,粘性あるいは弾性とい った近似的な仮定が採られている。これに起因し て,予測が困難な現象も多数存在する。高分子本 来の性質である粘弾性を考慮することは,これら の多くを予測可能にするものであり,その意味か ら粘弾性流れの数値計算技術の発展に期待すると ころは大きい。

参考文献

- 例えば,プラスチック加工の基礎(高分子学会編), (1982),444p.,工業調査会
- 2) Crochet, M. J. : Rubber Chem. Technol., 62(1989), 426
- 3) 松岡孝明:豊田中央研究所R&Dレビュー,23(1988),1
- Matsuoka, T., Takabatake, J., Koiwai, A., Inoue, Y., Yamamoto, S. and Takahashi, H. : Polym. Eng. Sci., 31(1991), 1043
- Matsuoka, T., Takabatake, J., Koiwai, A., Inoue, Y., Yamamoto, S. and Takahashi, H. : Proc. of the Int. Conf. on Computer Application to Materials Science and Engineering – CAMSE'90, (1991), 565
- 6) 大柳康: 工業材料, 40(1992), 26
- Kabanemi, K. K. and Crochet, M. J. : Int. Polym. Process., 7(1992), 60
- 8) Kanai, T., Shimizu, K. and Uryu, Y. : Int. Polym. Process.,

4(1989), 132

- 9) Crochet, M. J. and Marchal, J. M. : Interdiscip. Issues Mater. Process Manuf., 1(1987), 349
- 10) Ishizuka, O. and Koyama, K. : Polymer, 21(1980), 164
- 11) 升田利史郎, 高橋雅興, 大野秀樹, 李林: 日本レオロジ ー学会誌, 16(1988), 111
- 12) 尾崎邦宏:日本レオロジー学会誌, 19(1991), 161
- 13) 高分子の物理学(高分子学会編), (1963), 198, 地人書館
- 14) Jongschaap, R. J. J. : Rep. Prog. Phys., 53(1990), 1
- 15) Oldroyd, J. G. : Proc. Roy. Soc., A200(1950), 523
- 16) Giesekus, H. : J. Non-Newtonian Fluid Mech., 11(1982), 69
- 17) Leonov, A. I. : Rheol. Acta, 15(1976), 85
- 18) 高橋雅興,小川健一郎,升田利史郎:日本レオロジー 学会誌,18(1990),180
- Upadhyay, R. K. : General Electric Company report, No.83CRD069, April(1983)
- Upadhyay, R. K., Isayev, A. I. and Shen, S. F. : Rheol. Acta, 20(1981), 443
- Upadhyay, R. K. : General Electric Company report, No.83CRD148, June(1983)
- 22) Larson, R. G. : Rheol. Acta, 22(1983), 435
- 23) 高橋雅興:日本レオロジー学会誌,16(1988),53
- Larson, R. G. : J. Non-Newtonian Fluid Mech., 13(1983), 279
- 25) Larson, R. G. : J. Rheol., 28(1984), 545
- 26) Khan, S. A. and Larson, R. G. : J. Rheol., 31(1987), 207
- 27) Doi, M. and Edwards, S. F. : J. Chem. Soc. Faraday Trans. II, 74(1978), 1789
- 28) Doi, M. and Edwards, S. F. : J. Chem. Soc. Faraday Trans. II, 74(1978), 1802
- Doi, M. and Edwards, S. F. : J. Chem. Soc. Faraday Trans. II, 74(1978), 1818
- 30) de Gennes, P. G. : J. Chem. Phys., 55(1971), 572
- 31) 高橋雅興:高分子,29(1980),768
- 32) Papanastasiou, A. C., Scriven, L. E. and Macosko, C. W. : J. Rheol., 27(1983), 387
- 33) 尾崎邦宏:表面, 25(1987), 648
- Fortin, M. and Esselaoui, D. : Int. J. Numer. Methods Fluids, 7(1987), 1035
- 35) Keunings, R. : Rheol. Acta, 29(1990), 556
- 36) Keunings, R. : Computer Modeling for Polymer Processing (Ed. by Tucker, C. L.), (1989), p.403 ~ 469, Carl Hanser Verlag
- 37) Keunings, R. : Numer. Methods Laminar. Turbul. Flow, 5(1989), 1141
- 38) 桑野善文, 鮫島昌彦, 梶原稔尚, 船津和守:第5回プラス チック成形加工学会年次大会講演要旨集, (1993), 101
- Karidio, I. and Picot, J. J. C. : Polym. Eng. Sci., 33(1993), 149
- 40) Na, Y. and Yoo, J. Y. : Comput. Mech., 8(1991), 43
- 41) Darwish, M. S. and Whiteman, J. R. : J. Non-Newtonian

Fluid Mech., 45(1992), 311

- 42) 福島則博,登坂宣好:境界要素法論文集,4(1987),173
- 43) Marchal, J. M. and Crochet, M. J. : J. Non-Newtonian Fluid Mech., 26(1987), 77
- 44) Tanner, R. I. and Jin, H. : J. Non-Newtonian Fluid Mech., 41(1991), 171
- 45) Luo, X. L. and Tanner, R. I. : Int. J. Numer. Methods Eng., 25(1988), 9
- 46) Gong, H. and Guceri, S. I. : J. Mater. Process. Tech., 29(1992), 351
- 47) Northey, P. J., Armstrong, R. C. and Brown, R. A. : J. Non-Newtonian Fluid Mech., 36(1990), 109
- 48) Rajagopalan, D., Armstrong, R. C. and Brown, R. A. : J. Non-Newtonian Fluid Mech., 36(1990), 135
- 49) Rajagopalan, D., Armstrong, R. C. and Brown, R. A. : J. Non-Newtonian Fluid Mech., 36(1990), 159
- 50) Basombrio, F. G., Buscaglia, G. C. and Dari, E. A. : J. Non-Newtonian Fluid Mech., 39(1991), 189
- 51) 船津和守, 梶原稔尚: 成形加工, 1(1989), 61
- 52) 富田幸雄: レオロジー(機械工学大系12), (1980), 400, コロナ社
- 53) Luo, X. L. and Mitsoulis, E. : J. Rheol., 34(1990), 309
- 54) Debbaut, B. : J. Non-Newtonian Fluid Mech., 36(1990), 265
- 55) Elhadj, M. and Tanguy, P. A. : J. Non-Newtonian Fluid

Mech., 36(1990), 333

- 56) Reddy, J. N., Padhye, V. A. and Iga, M. : Numer. Methods Laminar. Turbul. Flow, 5(1989), 1153
- 57) Lodge, A. S. 著, 倉田道夫, 尾崎邦宏訳: 弾性液体, (1975), 276, 吉岡書店
- 58) Upadhyay, R. K. and Isayev, A. I. : Rheol. Acta, 25(1986), 80
- 59) Mavridis, H., Hrymak, A. N. and Vlachopoulos, J. : J. Rheol., 32(1988), 639
- 60) Keiller, R. A. : J. Non-Newtonian Fluid Mech., 43(1992), 229
- 61) 井上良徳, 松岡孝明: 日本レオロジー学会誌, 21(1993), 175
- 62) 入門高分子物性 (高分子学会編), (1985), 46, 共立出版

著者紹 介



井上良徳 Yoshinori Inoue 生年:1962年。

- 所属:高分子加工研究室。
- 分野:高分子加工のCAEに関する研究開 発.
- 学会等:高分子学会,日本レオロジー学 会会員。