

Award Lecture Article

The Development and Implementation of the Efficient/Accurate Numerical Methods for Non-Newtonian Flows Inside a Slot Die

Takeaki TSUDA*, Masayuki NAGASHIMA*, Tomohiko ANAZAWA*, and Tomiichi HASEGAWA**

*Dai Nippon Printing Co., Ltd.

1-3, Midorigahara, 1-chome, Tsukuba-shi, Ibaraki 300-2646, Japan

**Faculty of Engineering, Niigata University

8050, 2-no-cho, Ikarashi, Niigata 950-2181, Japan

In this study, the fast numerical computation method by using simplified momentum equations, which exactly clarified the flow state inside a slot die, was developed, in order to obtain higher coating quality. The computation results elucidated the dependence of the uniformity of coating thickness on non-Newtonian characteristics. In addition, it was found that the computational procedure enables us to seek the optimum internal figures of a slot die immediately. The method was extended to a variety of rheological models, such as Power-Law, Ellis and Hershel-Bulkley model. As a result, the computation technique industrially contributed to the development of precise coating productions, such as optical elements, semiconductor and LCD display components.

Key Words: Numerical analysis / Non-Newtonian fluid / Slot die / Internal flow

非ニュートン流体における押し出し金型内部流れの
高効率・高精度解析手法の開発と実用化

津田 武明*, 長島 正幸*, 穴澤 朝彦*, 長谷川 富市**

(原稿受理: 2011年9月29日)

1. 緒 言

押し出し塗布は、様々な塗布方法の中で、精密な塗膜の形成が可能な手法であるため、年々要求精度が厳しくなる電子・光学部材の製造手段の一つとして、多く使用される傾向にある。押し出しコーティングの塗布精度の決定要因としては、1) 金型加工精度、2) 塗布ビード形成状態、3) 金型内部流動状態があるが、3) については塗液のレオロジー特性に強く影響されるため、使用する塗液毎に金型内部の流動状態を最適化する必要がある。^{1,2)}

その塗布精度の決定要因である金型の内部流れの状態最適化については、従来実験的手法もしくは有限要素法等の3次元数値解析による手法が主流であったが、しかしながら、これらの手法は内部流動の渦・滞留等の詳細な現象解析には力を発揮するが、一方で試作・数値解析等の試行錯誤に多大な時間を要すために、流量分配が良好つまり、吐出流量偏差の少ない最適な内部形状を短時間で見出すことは困難であり、更に効率的な手法が求められてきた。^{3,5)}

従来、この種の内部流路は、管路網の研究分野における連続分配管に属し、前記流量偏差は、佐野によって等量分

配問題にて扱われている。⁶⁾ この分野における非ニュートン性を有する流体については、Weinsteinらによって、解析モデルに関する検討が主に行われているものの、解析・実験結果等を含めた十分な検討はなされていなかった。⁷⁾

筆者らはこの様な問題点の改善のために、非ニュートン流体、特にべき乗則流体の系において、スロットより吐出する流量の幅方向分配量が、精度良く解析可能な1次元流れモデルを提案すると共に、効率的に数値解析を行う手法を開発した。また、金型内部の流動状態に塗布液の非ニュートン性が強く影響することを明らかにし、さらに、短時間で最適な金型形状の予測が可能であることを示した。また、本手法による解析結果と実験値の比較を行い、数値解析による流量分配予測は実用上有効であることを確認した。⁸⁾

しかしながら、高分子・顔料分散系塗液の殆どは、流動曲線全域をべき乗則で良好に近似出来ない。例えば低せん断速度における、ニュートン粘性領域の特性を持つ溶液種類も多いため、現実には、前記手法にて流量分配予測を精度良く行うことができる塗液の種類には限りがある。そこで、本モデルの拡張として、Ellis流体、Bingham流体、Herschel-Bulkley流体ならびにBoger流体の4つの流体の分配室内部の運動方程式の1次元化の検討を行った結果、精度を犠牲にする事無く計算速度の向上が可能な高速数値解析手法を開発した。^{9,12)}

* 大日本印刷株式会社 〒300-2646 つくば市緑ヶ原 1-1-3

** 新潟大学工学部機械システム工学科 〒950-2181 新潟市五十嵐2の町 8050

また、この技術を発展させ、工場用のみならず研究用押し出し金型の開発において問題となる多品種の塗布液、ならびに様々な塗布条件への対応について、Ellis 流体をモデルに 2 段分配室押し出し金型内部流動の効率的な数値計算を可能とするアルゴリズムを開発した。それにより、最適な内部形状を求め、吐出偏差の低減効果を向上させ、また、塗布液の材料物性ならびに塗布条件の変更に対する頑強性を確保することに成功した。¹³⁾

さらに、複雑な金型加工において問題となる加工コストの増大について、Bingham 流体をモデルに任意のスリット形状をもつ金型について塗布時に生じる吐出偏差を精度よく効率的に予測できる解析手法を開発した。それを用い、吐出偏差を許容範囲内に抑えるためのスリット形状の評価方法、加工負荷を極小化するスリット形状（例えば単一直線）の実現化のための近似手法、ならびに塗布条件の設定方法を開発し、実際上の問題に対する例示を行った。¹⁴⁾

2. 単分配室押し出し金型内流れのモデル

2.1 Ellis 流体分配室流動モデル

本手法の代表例として、下記より Ellis 流体の 1 次元化手法を説明する。Fig. 1 に押し出し金型内流路のモデルを示す。本研究に使用した押し出し金型のモデルは、分配室内へ直接流入するものであり、分配室の断面は円形で、その面積は一定もしくは、連続的に滑らかに変化するものである。分配室へ流入した液は幅方向に均一に設けられているスリットより全量吐出される。各部寸法のスケール比は概ね、

$$W : L : R : t = 1 : 0.05 : 0.01 : 0.0005$$

程度で使用されるケースが多く、一般には液の流動特性により、各パラメータを調整する。

非圧縮性流体における、 x 方向の流れの定常運動方程式並びに、連続式を以下に示す。尚、体積力は無視できるものと仮定する。

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{dp}{dx} = \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \quad (1)$$

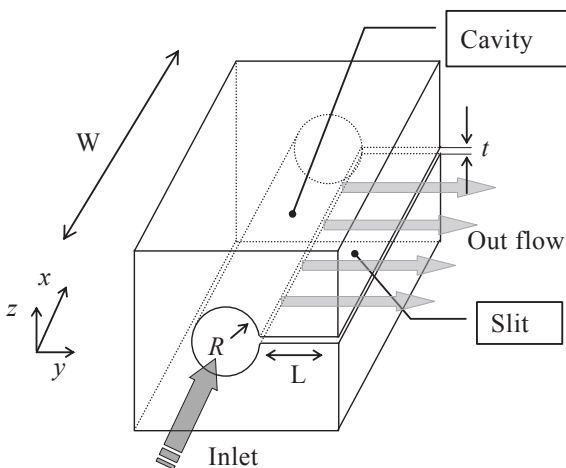


Fig. 1. Geometry of single cavity die.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

ここで、 u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向の流速、 p は圧力、 τ はせん断応力 ρ は流体の密度を示す。式 (2) を式 (1) へ代入すれば、次式の様に整理される。

$$\rho \left(\frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} \right) + \frac{dp}{dx} = \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \quad (3)$$

分配室 x 方向の流れ 1 次元化のために、任意断面 ($y-z$) における運動の平均化を行う。つまり、式 (1) の両辺を x 軸に垂直な面 A により面積分を行う。各対流項、圧力項、粘性項を以下の式 (4) ~ (15) に示す。

$$\int \rho \left(\frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} \right) dA = \int \rho \frac{\partial u^2}{\partial x} dA + \int \rho \left(\frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} \right) dA \quad (4)$$

ここで、分配室内の x 方向の流れに関し、スリットへ流出する流れの影響を無視し、また、全壁面での流速を 0 と仮定すれば、式 (4) 右辺第 2 項はガウスの発散定理を適用して、0 と近似できる式 (7)。また、式 (4) 右辺第 1 項は、

$$\frac{d}{dx} \int_A \rho u^2 dA = \frac{d}{dx} \left(\rho \beta A u_m^2 \right) \quad (5)$$

$$= \frac{d}{dx} \left(\rho \beta \frac{Q^2}{A} \right) \quad (6)$$

と整理できる。ここで、運動量修正係数 β は、ニュートン流体並びに、べき乗流体の場合は流速によらず一定値となるが、Ellis モデルの場合、流速により管内速度分布が変化するため、 x の関数となる。同様に圧力項、粘性項は次の様に变形できる。

$$\int \frac{dp}{dx} dA = A \frac{dp}{dx} \quad (7)$$

$$\int \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) dA = \int \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} dA + \int \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) dA \quad (8)$$

式 (8) 右辺第 2 項に式 (4) 右辺第 2 項の式変形の際使用した仮定を使用すれば、ガウスの発散定理を用い、次式へ変形できる。

$$-\oint \tau_{mx} ds = -\tau_w \cdot S \quad (9)$$

又、右辺第 1 項は次の様に变形できる。

$$\int \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} dA = \int \frac{\partial}{\partial x} \left(2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) dA \quad (10)$$

ここで、式 (10) 右辺の積分式内の粘度 μ は、任意の断面において一様と仮定し、平均粘度 μ_m を定義する。この平均粘度は、式 (11) のせん断応力 τ へ、 $\tau_w/2$ を代入したものであ

る。この時分配室内部流れは、任意の断面において定常層流れに近似可能と仮定する。

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + (\tau / \tau_{12})^{n-1}} \quad (11)$$

(Ellis モデルの粘度)

次に、前式にて使用した壁面せん断応力を定義する。最初にせん断応力とせん断速度の関係を以下のように定義する。なお、分配室内部の流れを円管流れと仮定しているため、平均粘度、管内流速算出においてのみ、円筒座標を使用することとする。ここで、 r は円筒座標の半径方向位置を示す。

$$g(\tau) = -\frac{du}{dr} \quad (12)$$

管内の流れは任意の断面において、定常流で近似可能としているため、Cauchy の運動方程式を用いれば、断面における壁面せん断力 τ_w と流量 Q の関係は、次式のように定義される。

$$Q = \frac{\pi R^3}{\tau_w} \int_0^{\tau_w} g(\tau) \tau^2 d\tau \quad (13)$$

上記の壁面せん断応力 τ_w の非線型方程式を解けば、値が定義されることになる。また、同様に管内流速は次式で定義される。

$$u = \frac{R}{\tau_w} \int_{\tau}^{\tau_w} g(\tau) d\tau \quad (14)$$

同様に、積分方程式の簡易化のために修正係数 α_1 、 α_2 を次に定義する。ここで、修正係数は、 x の関数となる。

$$\alpha_1 = \int \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dA / \mu_m \int \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dA \quad (15)$$

$$\alpha_2 = \int \frac{\partial \mu}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} dA / \frac{\partial \mu_m}{\partial x} \int \frac{\partial u}{\partial x} dA \quad (16)$$

式 (10) へ平均粘度 μ_m 、ならびに式 (15)、(16) を代入し、整理すれば、次のようになる。

$$\int \frac{\partial}{\partial x} \left(2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) dA = 2\mu_m \alpha_1 \frac{d^2 Q}{dx^2} + 2\alpha_2 \frac{d\mu_m}{dx} \frac{dQ}{dx} \quad (17)$$

以上の結果より、式 (4) は次式のように 1 次元化される。

$$\frac{d}{dx} \left(\rho \beta \frac{Q^2}{A} \right) + A \frac{dp}{dx} = 2\mu_m \alpha_1 \frac{d^2 Q}{dx^2} + 2\alpha_2 \frac{d\mu_m}{dx} \frac{dQ}{dx} - \tau_w \cdot S \quad (18)$$

ここで、4.1 節にて使用する標準条件の元に計算した α_1 、 α_2 、 β の計算値を参考として Fig. 2 へ示す。この図から分かるように、これらの変数は幅方向に徐々に変化し、分配室奥でやや大きく変化する。しかし、その変化量は小さい為、場合によっては一定値として扱っても良いと思われる。

2.2 Ellis 流体スリット流動モデル

非圧縮性流体における、 y 方向の流れの定常 2 次元運動方程式ならびに、連続式を以下に示す。なお、体積力は無視できるものとする。

$$\frac{dp}{dy} = \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial z} \quad (19)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (21)$$

以上の系は平行平板間流れであり、Ellis 流体がスリットより吐出される流量 q は、運動方程式を解き次式のように簡略化される。

$$q(x) = \left(\frac{t^3 p(x)}{12\mu_0 L} \right) \left\{ 1 + \frac{3}{(n+2)} \left(\frac{tp(x)}{2L\tau_{12}} \right) \right\} \quad (22)$$

次に、分配室内の流量とスリットより流出される流量の保存式を導出する。以下に円筒座標系を用いた連続の式を示す。ここで、 u は x 方向、 v_r は r 方向、 w_θ は θ 方向の速度を示す。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rv_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (23)$$

r - θ 断面での面積分を行い、断面内の物質収支を計算する。

$$\iint \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(rv_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u}{\partial x} \right) r dr d\theta = 0 \quad (24)$$

この式を第 1、2 項と第 3 項に分けて、つまり、断面 A 内と断面直角方向の収支を分けると以下のようになる。

$$\begin{aligned} & \iint \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(rv_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w_\theta}{\partial \theta} \right) r dr d\theta + \iint \frac{\partial u}{\partial x} r dr d\theta \\ &= \iint \nabla_{\Pi} \cdot V_{\Pi} dA + \frac{\partial}{\partial x} \iint u dA \\ &= \int v_n \cdot V_{\Pi} dS + \frac{\partial}{\partial x} \iint u dA = 0 \end{aligned} \quad (25)$$

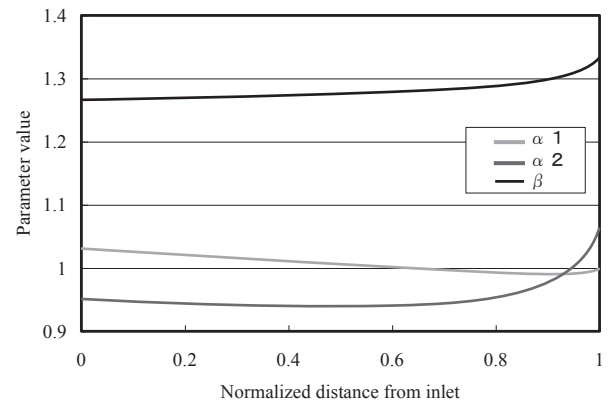


Fig. 2. Parameter α_1 , α_2 , β .

最終式の第1項は2次元問題を示しており、 V_{II} は速度ベクトル、 ∇_{II} は微分演算子、 S は円筒外周、 v_n は円筒に対して外向きの法線ベクトルで、添え字IIは断面上の2次元変数を扱っている事を示す。この第1項は断面外への液流出(発散)を示しており、Gaussの発散定理を適用すると、単位幅スリットから出て行く流量 q になる事が分かる。又、第2項は断面直角方向に流れる流量の勾配である事が分かる。この積分を解けば、次式に帰着する。

$$q(x) + \frac{\partial Q(x)}{\partial x} = 0 \tag{26}$$

(18)式と(26)式を連立すれば、分配室内の流量が計算可能となる。

2.3 解析・離散化

Fig. 3に、離散モデルを示す。図の様に1次元運動方程式の差分格子には、分配室はスタガード格子、スリット部は1次元平行平板流れを示す格子を用いた。また、分割間隔は等間隔で、分割数 h は1000の条件にて計算した。Ellis流体の内部流れにおける速度分布形状は流量により変化するため、分配室断面毎の流速分布を計算し、その結果を用いて各種係数を算出した。

なお、空間の離散化には、前進差分を用いた。計算のアルゴリズムは以下の様である。

(step1)

平均吐出量 $q_m (= Q(0) / W)$ を流量 q として式(22)へ代入し、非線型方程式をニュートン法で収束計算を行うことで、分配室入口における仮の圧力 p_1 を算出する。

(step2)

式(13)の非線型方程式をニュートン法で解くことで、壁面せん断力を算出し、式(14)、(15)、(16)を用い α_1 、 α_2 、 β を算出する。

(step3)

式(18)、(26)を差分化した式を用い、分配室内の圧力変化を計算し、 p_2 を計算する。

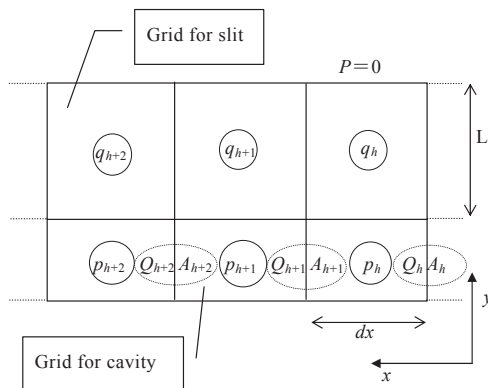


Fig. 3. Grid for slit and cavity.

(step4)

式(22)にて吐出流量を計算する。

このステップより、本手法は圧力を緩和的に演算している事が分かる。また、(22)式を通常のJacobian行列を用い収束演算するより、安定かつ少メモリーで計算可能である事が分かる。尚、非ニュートン性が強い条件では、収束解が容易に得られない為、Predictor-Corrector法であるContinuation法¹⁵⁾を使用した。

以上の操作を断面毎に繰り返し行い、分配室端部まで計算が終了した時、流入量 $Q(0)$ と、 Σq_n の物質収支を計算し、この無次元値が、最終的に 10^{-5} に収束するまで、繰り返し q_1 を変化させることで解とした。物質収支の収束演算にもニュートン法を使用した。この様に y 、 z 方向の運動に関しても1次元化し、安定な計算アルゴリズムをとることで、非ニュートン性が強い流体においても、スムーズに計算が収束した。

4. 解析結果及び考察

4.1 Ellis流体における吐出パターンの変化

解析に使用した金型の寸法は、標準条件として、 $W=0.36$ m、 $L=0.02$ m、 $t=0.0005$ m、 $R_0=0.00375$ mである。又、液物性に関しては、 $\rho=1000$ kg/m³、 $\mu_0=0.1$ Pa·s、 $\tau_{12}=2.5$ Pa、 $n=2.0$ 、 $Q(0)=20$ cc/sを標準条件とした。

Fig. 4に流入量を変化させた時にみられる、スリットより吐出する流量の幅方向の変化を示す。ここで、縦軸は幅方向における吐出量の値を平均値にて除することで無次元化し吐出量偏差として示したものであり、横軸は、最大幅を1とした x 方向の無次元位置である。

Fig. 4より、低流量の場合は、スリットからの吐出量は分配室の入口付近が多かったのに対して、流入量の増加につれて、逆に分配室奥の吐出量が増加している傾向に変化している。これは、流入量の増加により、分配室内部圧力変化において粘性圧力降下が支配的な状態から、流量増加による粘度低下・動圧増加によりRe数が大きい、つまり慣性力が支配的な状態に変化したためと考えられる。又、吐出量50 cc/secの偏差は少ないけれども、これは分配室内部流動における粘性圧力降下と慣性力が釣り合ったためと考えられる。

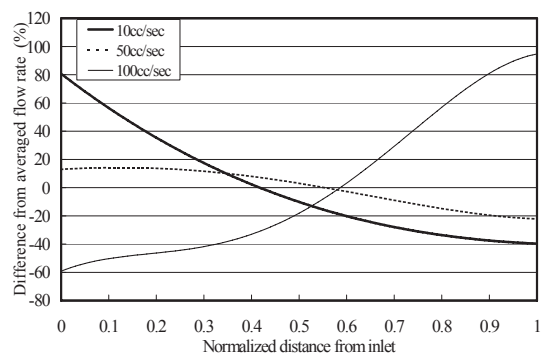


Fig. 4. Distribution of flow rate (Effect of flow rate).

Fig. 5(a)(b)にEllis 流体のパラメータ n と τ_{12} を変えた際の吐出分布偏差を示す。この図に示された吐出分布偏差の変化は、基本的に、流体の粘度変化により説明できるものと思われるので、各パラメータ変化に伴う粘度曲線を Fig. 6(a)(b)に示し、両者を対応させつつ考察する。又、Fig. 7に標準条件 (Fig. 5(a)の $n=2.0$ の場合)における、スリット、分配室内部の平均流速より算出した幅方向のせん断速度分布を示し考察の補助とする。

Fig. 5(a)より、 n が増大する、つまり非ニュートン粘性が強くなると、吐出分布偏差が増大することが分かる。すなわち、 n の増大と共に吐出量は、分配室の前半領域 (横軸に示す入口からの無次元距離約 0.43 以下) で増大し、分配室の後半領域 (横軸 0.43 以上) で減少する。この結果を分配室とスリットに分けて考察する。

まず、分配室においては、Fig. 7から分かるように、入口からの無次元距離 0.43 においてせん断速度が約 50(1/sec) となっていて、これより入口に近い前半領域ではせん断速度が大きく、これより奥に近い後半領域ではせん断速度が小さくなっている。一方、Fig. 6(a)の粘度曲線によれば、 n の増大に伴い、粘度は約 50(1/sec)を境として低せん断速度側で大きく、高せん断側で小さくなっている。このように、Fig. 6(a)と Fig. 7を対応させると、 n の増大と共に、分配室前半領域で粘度が減少し、後半領域で粘度が増加することがわかる。この結果、分配室内の圧力は、 n の増大と共に相対的に前半領域で高く後半領域で低くなり、吐出分布偏差を増大させる原因となる。

次に、スリットについては、Fig. 7から分かるように、入口からの距離に係らず全体に高せん断速度 (200(1/sec)以上)

となっている。Fig. 6(a)より、このせん断速度における粘度曲線をみると、粘度の減少率は n が大きい方が大きくなっている。したがって、入口に近いスリットと奥に近いスリットの粘度に関する差は n の大きい方が大きくなる。つまり、 n が大きい方が入口近くのスリットにおける粘度が相対的に低くなり吐出量偏差が増大する原因となる。このように、分配室とスリットのいずれにおいても n の大きい値が吐出量偏差の増大に結び付いている。

Fig. 5(b)に τ_{12} を変えた場合の吐出分布偏差を示す。この図から分かるように、 τ_{12} を減少させると吐出分布偏差は小さくなる。Fig. 6(b)は τ_{12} を変えた場合の粘度曲線を表す。この図から分かるように τ_{12} が小さい程、粘度はせん断速

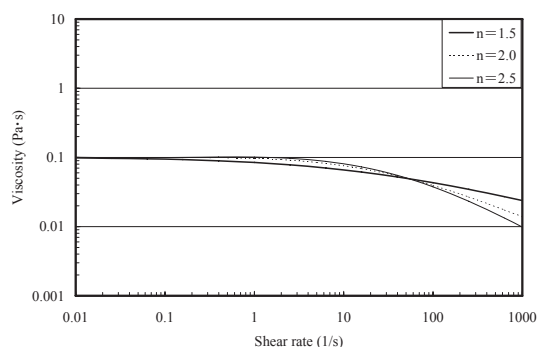


Fig. 6. (a) Effect of n .

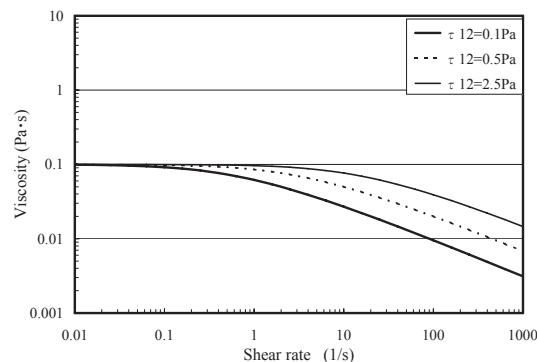


Fig. 6. (b) Effect of τ_{12} .

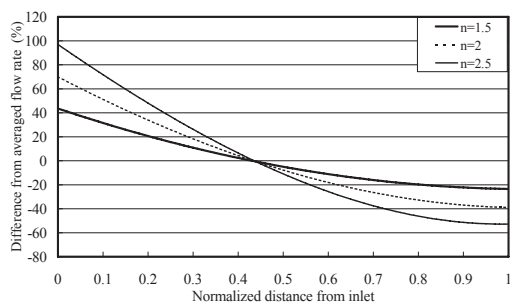


Fig. 5. (a) Effect of n .

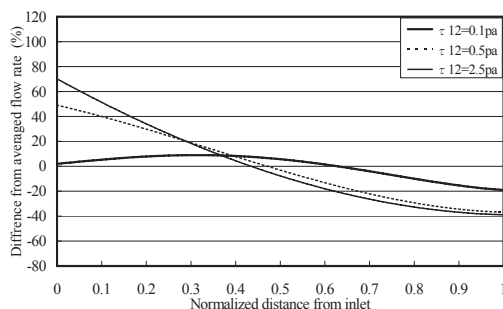


Fig. 5. (b) Effect of τ_{12} .

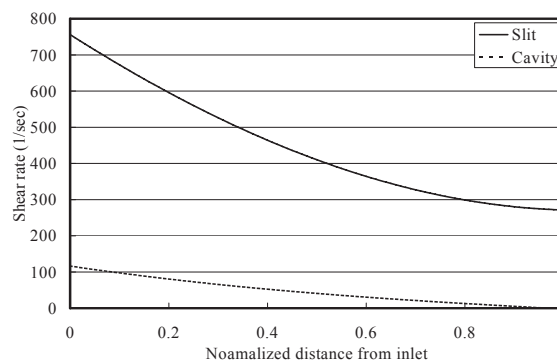


Fig. 7. Shear rate at standard conditions.

度の全領域で小さくなる。従って、 τ_{12} が小さいと分配室内で相対的に慣性力が大きくなることが予想され、Fig. 4と同様に吐出分布偏差が小さくなるものと思われる。また、Fig. 6(b)に示すグラフで横軸 200(1/sec)以上の高せん断速度範囲では、粘度の減少率は τ_{12} の値にほとんど関係なく一定値である。このため、吐出分布偏差に対するスリット部の τ_{12} の変化による影響はほとんどないと考えられる。以上の分配室とスリットにおける考察から τ_{12} の減少は吐出分布偏差の減少をもたらすものと解釈できる。

又、Fig. 6(a)より、物性値 n の変化による粘度変化量は比較的少ないにも関わらず、Fig. 5(a)の様に比較的大きな吐出分配率の変動を生じていることが分かる。この結果より塗液を管理する場合、一定せん断速度下における粘度管理も重要であるが、流動曲線における非ニュートン領域の勾配の変化に注意することも、常時安定した吐出特性を得るのに重要と考えられる。

4.2 レオロジモデルの選定による吐出量偏差の差

高分子分散系の流動特性を良好に近似可能な Ellis モデルと、簡便なモデルで汎用的に使用されるべき乗則モデルのそれぞれに塗液をモデリングし、本報並びに前報において解析した結果を比較することで、レオロジモデルの選定の差による吐出量偏差計算値の差を確認する。

解析に使用した金型寸法は、前記 4.1 と同様である。又塗工液物性は、0.5% 水酸化エチルセルロース水溶液のデータを使用した。¹⁶⁾

同液をべき乗 ($\mu = k\dot{\gamma}^{c-1}$) 並びに、Ellis モデルにカーブフィットした値は、 $k = 0.84 \text{ Pa}\cdot\text{s}\cdot\text{n}$ 、 $c = 0.509$ 、 $\mu_0 = 0.22 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 、 $\tau_{12} = 4.93 \text{ Pa}$ 、 $n = 2.073$ である。¹⁶⁾

Fig. 8 に流入量 $Q(0)$ を 0.01 ~ 100 cc/sec まで変化させた場合の、吐出量偏差計算値を各モデル毎に示す。同様に参考のため、ニュートン流体 (粘度 = 0.22 Pa·s) の計算結果も示す。尚、吐出量偏差値は吐出流量値の (最大値 - 最小値) / 平均値 × 100% で表した。尚、縦軸偏差の符号は吐出量が分配室入口付近にて極大になるものを正とし、分配室奥にて極大値をとるものを負とした。

Fig. 8 より、低流量において、べき乗則・Ellis の両レオロジモデル間の値において、最大 2.5 倍の差が生じると共に、Ellis モデルの値は、ニュートン流体の値に漸近する傾向に

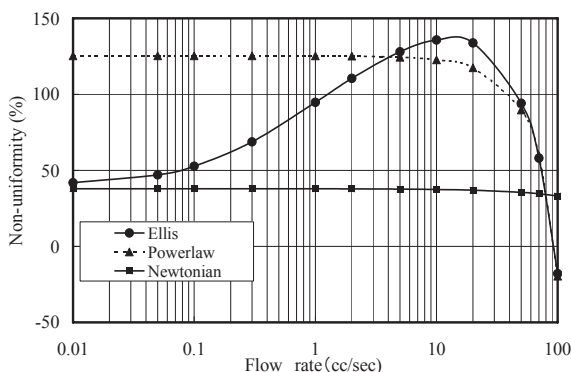


Fig. 8. Widthwise non-uniformity.

あることが分かる。又、高流量領域になると、漸近的に両モデルの値が一致する傾向にあることが分かる。

以上の様に、押し出し金型の設計において、高分子分散系の様な塗液の流動特性をモデリングする場合、前節で述べた様にべき乗則流体に比べ計算時間は増大するけれども、的確な吐出分布の算定という観点から、Ellis モデルの使用が好ましいと考えられる。

5. 結 論

本報では、押し出し金型内における塗液の流動について、特に Ellis モデルの系において、スリットより吐出する流量分配を簡便に解析することが可能な 1 次元モデルを用いて、効率的に数値解析を行う手法を提示した。又、各レオロジパラメータの変化による分配特性を解析すると共に、べき乗モデルとの計算結果の比較を行い、Ellis モデルの有用性を確認し、次の結論を得た。

- (1) 押し出し金型内流動を Ellis モデルを用いた 1 次元モデルを用いて定式化し、分配室・スリット部のそれぞれの流動方程式を連成して簡便に計算することが可能である。
- (2) Ellis モデルの各パラメータを変更し、スリットからの吐出量偏差を計算した結果、係数 n の値の変動は流動曲線への影響が少なくとも、吐出量偏差の変化には大きく影響する傾向にある。
- (3) べき乗則モデルを用いた計算結果と比較した結果、低流量領域において大きく差が生じてことが分かった。

6. 最後に

以上のように、本研究は化学工業製品の発展を意識しつつレオロジーを応用して、非ニュートン流体の押し出し金型内の流れに関する効率的な解析方法を見出すことにより、工業上十分な信頼性を持つ理論モデルを提示した。

これらのモデルは、近年需要が高まっている、精密光学部材等の開発等において、実験前に流動現象を解析・数値的に再現可能とし、その現象の発生原因と対処法をスピーディーかつ的確に示し、最終的には開発期間・コストと達成品質について、有用性をもたらすものとなった。長年のレオロジー技術の進歩に感謝したいと感じると共に、更なる発展を期待するところである。

また、これら押し出し金型塗布の研究を通して得られた技術については複数の特許を取得し、その新規性および進歩性が広く認められることとなったが、この一連の活動を通じて、多少なりとも業界に貢献が出来たのでは感じている。

REFERENCES

- 1) Tsuda T, *Paper, film & foil*, **29-10**, 16 (2001).
- 2) Tsuda T, *Converttech*, **38-3**, 28 (2010).
- 3) Lee KY, Liu TJ, *Polym Eng Sci*, **29-15**, 1066 (1989).
- 4) Wang Y, *Polym Eng Sci*, **31-3**, 204 (1991).
- 5) Durst F, Lange U, Raszillier H, *Chem Eng Sci*, **49-2**, 161 (1994).
- 6) Wang Y, *Polym Eng Sci*, **31-3**, 204 (1991).
- 7) Weinstein SJ, Ruschak KJ, *AIChE J*, **42-9**, 2401 (1996).

- 8) Tsuda T, Hasegawa T, Narumi T, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, B **67**-661, 2174 (2001).
- 9) Tsuda T, Hasegawa T, Narumi T, *Nihon Reoroji Gakkaishi (J Soc Rheol, Jpn)*, **30**, 133 (2002).
- 10) Nagashima M, Hasegawa T, Narumi T, *Nihon Reoroji Gakkaishi (J Soc Rheol, Jpn)*, **34**, 91 (2006).
- 11) Nagashima M, Hasegawa T, Narumi T, *Nihon Reoroji Gakkaishi (J Soc Rheol, Jpn)*, **34**, 213 (2006).
- 12) Anazawa T, Tsuda T, Yoshiba H, Hasegawa T, Narumi T, *Nihon Reoroji Gakkaishi (J Soc Rheol, Jpn)*, **37**, 239 (2006).
- 13) Tsuda T, Hasegawa T, Narumi T, *Nihon Reoroji Gakkaishi (J Soc Rheol, Jpn)*, **30**, 179 (2002).
- 14) Nagashima M, Hasegawa T, Narumi T, *Nihon Reoroji Gakkaishi (J Soc Rheol, Jpn)*, **34**, 205 (2006).
- 15) Allgower EL, Georg K, *Numerical path following in Handbook of Numerical Analysis*, Vol. 5, (1997), Ciarlet PG, Lions JL, eds., North-Holland, Amsterdam.
- 16) Turian RM, *Ph.D.Thesis*, 142 (1964), University of Wisconsin.