射出成形機シリンダー内の樹脂流れの解析*

(樹脂の圧力分布と温度分布の解析手法の一提案)

多田幸生*¹, 松本隆一*², 岡本 勝*³, 外川一郎*⁴Analysis of Polymer Flow in Cylinder of Injection Molding Machine
(A Method for Analysis of Pressure and Temperature Distributions)

Yukio TADA, Ryuichi MATSUMOTO, Masaru OKAMOTO and Ichiro SOTOKAWA

Flow of a polymer in the plasticizing process of an injection molding machine is analyzed. A polymer in the heat barrel of the machine is regarded as an imaginary non-Newtonian fluid irrespective of melting. Its mathematical model is solved by FEM based on the adjoint variational principle. In order to obtain initial states in the entire analyzed area, the steady-state problem is first solved. Next, using its results as initial values, the original nonsteady problem is analyzed. Moreover, the boundary conditions are also considered.

Key Words: Heat Transfer, Non-Newtonian Fluid, FEM, Flow Simulation, Heat Barrel, Injection Molding Machine, Adjoint Variational Principle

1. 緒 言

プラスチック製品に対する高性能・高精密化, 低コスト, 高効率などのニーズの高まりの状況の中で, 射出成形法による設計を支援するものとしてCAEが注目を浴びている⁽¹⁾。しかし, そのほとんどは充填過程以後のプロセスを対象としており, 可塑化過程を扱っているものはないようである。可塑化過程はペレット状の樹脂を熔融状態にするプロセスであり, ここで適切な温度・圧力に調整された樹脂が金型キャビティ内に流し込まれていくことになる。射出成形機加熱筒内におけるスクリー形状, ヒーターによる温度設定の如何が樹脂の熔融にどのような影響を与えるかは十分には把握されておらず, 可塑化過程の解析は, 熔融状態の把握, 射出成形機の改良, 温度制御の改善, 新しい樹脂への対応などの面から重要な問題⁽²⁾⁽³⁾である。本論文では, 射出成形機の加熱筒内における樹脂

の可塑化プロセスを, マクロ的な連続体の立場⁽⁴⁾から解析する手法を提案する。すなわち, スクリュー溝に沿って流れる樹脂を固体と液体の区別することなく, 一相の非ニュートン物体として簡略化した数学モデルを考える。これより随伴変分原理によって汎関数を構成し, それを有限要素法によって離散化し, 系の挙動を表わす代数方程式を求める。さらに, 初期値の決定, 境界条件の設定について検討し, シミュレーションを行う。

2. 可塑化プロセスのモデリング

2・1 可塑化プロセス⁽³⁾⁽⁵⁾ Fig. 1に射出成形機の加熱筒の断面概略図(射出成形機の裏側から見た図)を示す。ホッパーから供給されたペレット状の樹脂は, スクリュー軸面, スクリューフライト面, およびシリンダー内壁面に囲まれた溝に沿ってスクリー

* 平成2年10月29日 第3回計算力学講演会において講演, 原稿受付 平成2年12月20日。

*¹ 正員, 神戸大学工学部 (〒657 神戸市灘区六甲台町)。*² 正員, 姫路独協大学経済情報学部 (〒670 姫路市上大野7-2-1)。*³ 准員, 山武ハネウエル(株) (〒530 大阪市北区芝田2-6-23)。*⁴ 東洋機械金属(株) (〒674 明石市二見町福里西之山523-1)。

ダー内の樹脂は、成形機のヒータによって加熱されたシリンダー内壁とスクリーの間で生じるせん断発熱によって、Fig. 2のように熔融され、固液の混合状態となる。熔融樹脂の割合はFig. 1中の3つの区間（材料供給区間、可塑化区間、計量区間）を進むにつれて増加し、最右の計量区間で全ての樹脂が熔融状態になると考えられているが、この熔融が均一に行われることが重要であり、成形品の性能の良否に影響する。

2・2 モデルの仮定⁽⁴⁾ 可塑化時における樹脂の熔融機構は、樹脂の流体力学的特性と熱特性によるものであるが、この現象を的確に表わすことができるモデルは今のところ見当たらない。そこで、本研究では、スクリー溝内の樹脂を、固液の区別することなく、その特性が一様と見なせる一相の仮想的な液体であるとして扱う。そしてその液体の加熱筒内での流れをモデル化するために、金型内の樹脂流動シミュレーション⁽⁶⁾においてなされた簡単化のための仮定を若干修正し、以下のような仮定をする。

- (a) 可塑化時における固液混合状態の樹脂を、密度が温度によって変化する粘性流体として扱う。
- (b) 樹脂は非ニュートン流体であり、その粘性係数はパワーローモデルに従って変化する。
- (c) 樹脂の速度は、相対的に、遅く、慣性力は粘性力に比べて無視することができる。
- (d) 流れは十分に発達しており、流動過程としては、擬似定常流れとして扱う。
- (e) スクリーの溝は十分に浅く、平面方向の流れに比べて、厚さ方向の流れは無視することができる。
- (f) スクリー溝の深さ方向への熱移動は、熱伝導によるものが支配的であり、螺旋方向への熱移動は対流熱伝達によるものが支配的であるとする（螺旋方

向への熱伝導は無視することができる）。

(g) 壁面での滑りはない。

2・3 解析領域のモデル化 簡単のために、スクリーおよびネジ山にはテーパーがないものとして、スクリーの溝をFig. 3 (a)のように平板状に展開し、これを解析領域とする。スクリー溝の根元側の端を原点にとり、Fig. 3 (b)のように、溝外向き深さ方向をz、螺旋方向をxとする座標系を考える。

2・4 基礎方程式 2・2節の仮定をナビエ・ストークスの式、連続の式、エネルギー保存式にあてはめると、以下の数学モデルを導くことができる。

運動方程式

$$P_{,x} = (\mu u_{,z})_{,z} \quad (1)$$

$$P_{,y} = (\mu v_{,z})_{,z} \quad (2)$$

$$P_{,z} = 0 \quad (3)$$

連続の式

$$(\rho u)_{,x} + (\rho v)_{,y} = 0 \quad (4)$$

エネルギー保存の式

$$\rho C_p (T_t + u T_{,x} + v T_{,y}) = k (T_{,yy} + T_{,zz}) + \mu \dot{\gamma}^2 \quad (5)$$

ここで

$$\dot{\gamma} = \{(u_{,z})^2 + (v_{,z})^2\}^{1/2} \quad (6)$$

密度（状態方程式）

$$\rho = f(T) \quad (7)$$

パワーローモデル

$$\mu = m_0 \exp(cT) \dot{\gamma}^{n-1} \quad (8)$$

以上において、Pは圧力、Tは温度、u、vはそれぞれx、y方向の速度成分、 μ 、 ρ 、 C_p 、 k はそれぞれ、粘性係数、密度、定圧比熱、熱伝導率である。 m_0 、 c 、 n は樹脂によって異なり、実験的に求められる定数である。密度の関数については後述する。

3. 随伴変分原理

3・1 速度の消去 上の運動方程式から速度uおよびvを圧力Pで表わすことを考える。式(3)より、

Fig. 1 Cross-Section of Injection Molding Machine

Fig. 2 Mixed State of Melting Polymer

(a) development of screw (b) co-ordinate system

Fig. 3 Model of Analyzed Area

圧力は x, y のみの関数 $P(x, y)$ であることがわかる。そこで、スクリュウ軸面の速度を u_0 (一定) であるとする、仮定 (g) より、シリンダー内面およびスクリュウ軸面での境界条件

$$u = v = 0 \quad \text{at } z = H \quad (9)$$

$$u = u_0, \quad v = 0 \quad \text{at } z = 0 \quad (10)$$

を用いて、式 (1) および (2) を z で 2 回積分して、

$$u = P_{,x} F_1 + F_2 \quad (11)$$

$$v = P_{,y} F_1 \quad (12)$$

が得られる。ここで、

$$F_1 = E_1(z) - \{E_1(H) C(z) / C(H)\} \quad (13)$$

$$E_1(z) = \int_0^z (\xi / \mu) d\xi \quad (14)$$

$$C(z) = \int_0^z (1 / \mu) d\xi \quad (15)$$

$$F_2 = u_0 [1 - \{C(z) / C(H)\}] \quad (16)$$

である。上式中で、 H は溝の深さである (Fig. 3)。

3・2 境界条件 運動方程式および連続の式に対する境界条件としては、通常、次の自然境界条件と強制境界条件の二種類が考えられる。すなわち、速度か、もしくは圧力が規定され、

$$u n_x + v n_y = \bar{Q} \quad \text{on } S_a \quad (17)$$

$$P = \bar{P} \quad \text{on } S_b \quad (18)$$

である。ここで、 n_x, n_y などは方向余弦である。また、 $\bar{\quad}$ 付きの諸量は既知量であることを表わしている。

同様に、エネルギー方程式に対する境界条件は、熱流束もしくは温度が規定され、

$$q_y = -k T_{,y} n_y = \bar{q}_c \quad \text{on } S_c \quad (19)$$

$$q_z = -k T_{,z} n_z = \bar{q}_d \quad \text{on } S_d \quad (20)$$

$$T = \bar{T} \quad \text{on } S_e \quad (21)$$

によって与えられる。

なお、 S_a, S_c などは解析領域の境界の一部を表わしているが、具体的には 5 章で述べる。

3.3 運動方程式と連続の式に対応する汎関数

ラグランジ乗数 $\nu, \xi_1, \xi_2, \eta_1, \eta_2$ を導入して、領域 Ω 内での支配方程式 (4) および式 (11), (12) と境界条件式 (17) と (18) から、次の汎関数 Π_1 を構成する。

$$\begin{aligned} \Pi_1 = & \int_{\Omega} \nu \{(\rho u)_{,x} + (\rho v)_{,y}\} d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \xi_1 \{u - P_{,x} F_1 - F_2\} d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \xi_2 \{v - P_{,y} F_1\} d\Omega \\ & + \int_{S_a} \eta_1 \{u n_x + v n_y - \bar{Q}\} dS \\ & + \int_{S_b} \eta_2 (P - \bar{P}) dS \end{aligned} \quad (22)$$

擬似定常の仮定から、温度 T 、密度 ρ および粘性係数 μ を一回の計算ステップの間では一定とし、式 (22) を他の全ての変数 ($\nu, \xi_1, \xi_2, \eta_1, \eta_2, u, v, P$) に関して変分をとる。その停留条件から

$$\xi_1 = \rho \nu_{,x} \quad \text{in } \Omega \quad (23)$$

$$\xi_2 = \rho \nu_{,y} \quad \text{in } \Omega \quad (24)$$

$$\eta_1 = -\rho \nu \quad \text{on } S_a \quad (25)$$

$$\nu = 0 \quad \text{on } S_b \quad (26)$$

$$\eta_2 = (\xi_1 n_x + \xi_2 n_y) F_1 \quad \text{on } S_b \quad (27)$$

などが得られるので、これらを式 (22) に代入して新しい汎関数 Π_2 を作る。

$$\begin{aligned} \Pi_2 = & \int_{\Omega} \nu \{(\rho u)_{,x} + (\rho v)_{,y}\} d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \rho \nu_{,x} \{u - P_{,x} F_1 - F_2\} d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \rho \nu_{,y} \{v - P_{,y} F_1\} d\Omega \\ & - \int_{S_a} \rho \nu \{u n_x + v n_y - \bar{Q}\} dS \\ & + \int_{S_b} (\xi_1 n_x + \xi_2 n_y) F_1 (P - \bar{P}) dS \end{aligned} \quad (28)$$

この汎関数 Π_2 を随伴変数 ν, ξ_1, ξ_2 に関して変分すると

$$\begin{aligned} & \{(\rho (P_{,x} F_1 + F_2))_{,x} + (\rho (P_{,y} F_1))_{,y}\} = 0 \\ & \quad \text{in } \Omega \end{aligned} \quad (29)$$

$$(P_{,x} F_1 + F_2) n_x + (P_{,y} F_1) n_y = \bar{Q} \quad \text{on } S_a \quad (30)$$

$$F_1 (P - \bar{P}) = 0 \quad \text{on } S_b \quad (31)$$

などが得られるが、これらは、式 (11) および (12) より、それぞれ、連続の式 (4) および境界条件 (17), (18) に対応している。従って、この汎関数を停留させることと、連続の式を解くことが同じことであるといえる。以下の第 4 章では、この Π_2 の代わりに、 Π_2 から強制境界条件 [式 (18) および (26)] を系の外に出し、さらに一部を部分積分して得られる

$$\begin{aligned} \Pi_3 = & - \int_{\Omega} \rho \{ \nu_{,x} (P_{,x} F_1 + F_2) + \nu_{,y} P_{,y} F_1 \} d\Omega \\ & + \int_{S_a} \rho \nu \bar{Q} dS \end{aligned} \quad (32)$$

を用いることにする。

3.4 エネルギー方程式に対応する汎関数

先と同様に、エネルギー保存式 (5) および境界条件 (19) ~ (21) とラグランジ乗数 $\lambda, \eta_3, \eta_4, \eta_5$ によって汎関数

$$\begin{aligned} X_1 = & \int_{\Omega} \lambda \{ \rho C_p (T_{,t} + u T_{,x} + v T_{,y}) \\ & - k (T_{,yy} + T_{,zz}) - \mu \dot{\gamma}^2 \} d\Omega \\ & + \int_{S_c} \eta_3 (k T_{,y} n_y + \bar{q}_c) dS \\ & + \int_{S_d} \eta_4 (k T_{,z} n_z + \bar{q}_d) dS \\ & + \int_{S_e} \eta_5 (T - \bar{T}) dS \end{aligned} \quad (33)$$

を構成する。時間微分はあらかじめ差分によって

$$T_{,t} = (T - T_0) / \{(1 - \epsilon) \Delta t\} \quad (34)$$

と近似しておく。ここで、 Δt は時間ステップ間隔、 T_0 は前時刻における温度、 ϵ ($0 \leq \epsilon \leq 1$) は補間の方法に関する係数である。 $\rho, C_p, k, u, v, \gamma$ は一定として X_1 の変分をとると、

$$\eta_3 = \lambda \quad \text{on } S_c \quad (35)$$

$$\eta_4 = \lambda \quad \text{on } S_d \quad (36)$$

$$\lambda = 0 \quad \text{on } S_e \quad (37)$$

$$\eta_5 = -\{(\lambda k)_{,y} n_y + (\lambda k)_{,z} n_z\}$$

$$+ \lambda \rho C_p (u n_x + v n_y) \} \quad \text{on } S_e \quad (38)$$

などが得られるから、これらを式(33)に代入し、部分積分を施し、さらに、強制境界条件[式(21), (37)]を系外に出して得られる

$$X_3 = \int_{\Omega} [\lambda \rho C_p (T - T_0) / \{(1 - \epsilon) \Delta t\} + \lambda \{ \rho C_p (u T_{,x} + v T_{,y}) - \mu \dot{\gamma}^2 \} + (k \lambda)_{,y} T_{,y} + (k \lambda)_{,z} T_{,z}] d\Omega + \int_{S_c} \lambda \bar{q}_c dS + \int_{S_d} \lambda \bar{q}_d dS \quad (39)$$

を新しい汎関数とする。この汎関数の随伴変数 λ に関する変分をとると、式(5)の差分近似式および式(19), (20)が得られる。

4. 有限要素モデル

第3章で導出した汎関数を有限要素法にしたがって離散化することによって、解くべき支配方程式を導く。

4・1 圧力方程式 式(32)の汎関数 Π_3 を離散化するために、圧力 P 、随伴変数 ν 、および、式(13)~(16)で定義した F_1 、 F_2 を、以下のように適当な内挿関数 $\phi^N(x, y)$ などを用いて、離散近似する。

$$P(x, y) = \phi^N(x, y) P_N \quad (40)$$

$$\nu(x, y) = \kappa^M(x, y) \nu_M \quad (41)$$

$$F_1(x, y, z) = \theta_1^A(x, y, z) F_A \quad (42)$$

$$F_2(x, y, z) = \theta_2^A(x, y, z) G_A \quad (43)$$

ここでは、アイソパラメトリック要素を用い、 P_N 、 F_A などは有限要素モデル節点での値とする。これらを式(32)に代入すると、

$$\Pi_3 = - \{ (K_1^{MNA} F_A + K_3^{MNA} F_A) P_N \nu_M + K_2^{MA} G_A \nu_M \} + f^M \nu_M \quad (44)$$

を得る。ここで、 K_1^{MNA} 、 f^M などは内挿関数によって計算される係数、すなわち、

$$K_1^{MNA} = \int_{\Omega} \rho \kappa^M \phi^N \theta_1^A d\Omega \quad (45)$$

$$K_2^{MA} = \int_{\Omega} \rho \kappa^M \theta_2^A d\Omega \quad (46)$$

$$K_3^{MNA} = \int_{\Omega} \rho \kappa^M \phi^N \theta_1^A d\Omega \quad (47)$$

$$f^M = \int_{S_0} \rho \kappa^M \bar{q} dS \quad (48)$$

である。この式(44)を ν_M で微分し、零とおくと

$$(K_1^{MNA} F_A + K_3^{MNA} F_A) P_N = f^M - K_2^{MA} G_A \quad (49)$$

が得られる。これは離散化圧力 P_N に対する方程式となっている。速度 u 、 v は、 F_A 、 G_A を用いて式(11), (12)より、圧力 P_N から計算される。式(49)において、 F_A 、 G_A が、粘性係数 μ の関数である F_1 、 F_2 の離散化変数であり、粘性係数 μ が速度 u 、 v と温度の関数、密度 ρ が温度の関数であるから、式(49)は非線形な方程式である。

4・2 温度方程式 次に、エネルギー保存式のための汎関数 X_3 〔式(39)〕を離散化する。温度 T と随伴変数 λ を以下のように近似する。

$$T(x, y, z) = \phi^N(x, y, z) T_N \quad (50)$$

$$\lambda(x, y, z) = \Lambda^M(x, y, z) \lambda_M \quad (51)$$

これらを式(39)に代入すると、

$$\bar{X}_3 = (R_1^{MN} + R_2^{MN} + R_3^{MN} + R_4^{MN} + R_5^{MN}) T_N \lambda_M - (H_1^M + H_2^M) \lambda_M + (g_1^M + g_2^M) \lambda_M \quad (52)$$

となる。ここで、係数 R_1^{MN} 、 H_1^M 、 g_1^M などは

$$R_1^{MN} = \int_{\Omega} \rho C_p \Lambda^M \phi^N d\Omega / \{(1 - \epsilon) \Delta t\} \quad (53)$$

$$R_2^{MN} = \int_{\Omega} \rho C_p u \Lambda^M \phi^N \phi_{,x} d\Omega \quad (54)$$

$$R_3^{MN} = \int_{\Omega} \rho C_p v \Lambda^M \phi^N \phi_{,y} d\Omega \quad (55)$$

$$R_4^{MN} = \int_{\Omega} k \Lambda^M \phi^N \phi_{,y} d\Omega \quad (56)$$

$$R_5^{MN} = \int_{\Omega} k \Lambda^M \phi^N \phi_{,z} d\Omega \quad (57)$$

$$H_1^M = \int_{\Omega} \rho C_p \Lambda^M T_0 d\Omega / \{(1 - \epsilon) \Delta t\} \quad (58)$$

$$H_2^M = \int_{\Omega} \mu \dot{\gamma}^2 \Lambda^M d\Omega \quad (59)$$

$$g_1^M = \int_{S_c} \bar{q}_c \Lambda^M dS \quad (60)$$

$$g_2^M = \int_{S_d} \bar{q}_d \Lambda^M dS \quad (61)$$

である。式(52)を随伴変数 λ_M で微分し、零とおくと、

節点温度 T_N を求めるための温度方程式

$$(R_1^{MN} + R_2^{MN} + R_3^{MN} + R_4^{MN} + R_5^{MN}) T_N = (H_1^M + H_2^M) - (g_1^M + g_2^M) \quad (62)$$

が得られる。ここでも係数 R_2^{MN} 、 H_2^M などは、密度 ρ 、粘性係数 μ 、速度などの関数であるから、式(62)も非線形である。

4・3 解析手順 連立方程式(49), (62)は、非定常かつ非線形の問題である。非定常の流れの問題を解くとき、流れに従って徐々に解析領域を広げていく方法と、解析の最初から流体が領域全体に詰まっているとして扱う方法とが考えられる。ここでは、解析の初めから加熱筒内の全領域を解析の対象とする後者の方法を採用するが、この場合、領域全体において諸変数の初期値が必要である。そこで、まず問題を定常問題として扱い、その解を初期値として、新たに非定常問題を解くという方法をとる。問題を定常化するには、 $T_{,t}$ の項、すなわち、式(62)における R_1^{MN} と H_1^M を零とおけばよい。また、非線形性に対しては、圧力方程式(49)と温度方程式(62)を交互に繰返し解くことによって非線形の係数値を修正していくことにする。たとえば、圧力方程式(49)中の F_A 、 G_A を求めるには、各

Fig.4 Boundary Surface

節点において式(13)～(16)を実行しなければならないが、ここでは、温度方程式を解いて得られる温度を用いて式(14)、(15)を数値積分などによって求める。

5. 境界面と境界条件

対象の解析領域の境界面を、Fig. 4のように、以下の5つに分類する。 S_1 ：スクリー溝先端部（出口側）、 S_2 ：スクリーフライト面、 S_3 ：スクリー溝底面（スクリー軸面）、 S_4 ：シリンダー内壁面、 S_5 ：スクリー溝開始部（入口側）

圧力方程式に対しては、本研究では、まず、樹脂が流れ続けている状態を考え、 S_1 においては流量を与え、 S_5 では圧力を与える。すなわち、出口 S_1 においては、樹脂が全て熔融状態にあるという仮定のもとに、スクリー溝の断面積と樹脂の速度の積による流量を、また、入口 S_5 においては、ホッパーの体積と常温における樹脂の密度により求まるホッパー内の樹脂の重量をスクリー溝の断面積で除して得られる圧力を与える。 S_2 においては、零流量を与える。

次に、温度方程式に対しては、 S_2 および S_3 に熱流束の境界条件を与え、 S_5 、 S_4 には温度境界条件を与える。すなわち、スクリーの両フライト面 S_2 およびスクリー溝面 S_3 は十分な熱容量を持っているものと仮定し、断熱の境界条件（すなわち、零熱流束）を与える。入口 S_5 においては、樹脂温度は常温(35°C)で一定であると仮定する。次に、シリンダー壁面 S_4 に対しては、シリンダーが加熱筒に据えられたヒーターによって十分加熱され、ヒーターの設定温度に等しくなっているものと仮定する。以下の例では、加熱筒の5箇所にヒーターを設置したものを考える。

6. 数値計算例

6・1 使用データ 解析例として、外径が $D = 2.4 \times 10^{-2} [\text{m}]$ 、ピッチが $p = 2.5 \times 10^{-2} [\text{m}]$ 、未展開時のスクリー部の全長が $0.5 [\text{m}]$ の、20ピッチよりなるフルフライトスクリーを考える。このとき、Fig. 3 (a) 中の円螺旋角は $\alpha = \tan^{-1}\{p/(\pi D)\} = 0.320 [\text{rad}]$ と計算できる。また、スクリー溝の長さ L 、幅 M 、深さ H は、それぞれ、 $L = 1.59 [\text{m}]$ 、 $M = 1.90 \times 10^{-2} [\text{m}]$ 、 $H = 3.0 \times 10^{-3} [\text{m}]$ である。さらに、スクリーの回転数は $50 [\text{rpm}]$ とする。

本研究では、上記のスクリー溝を、 x 方向に40分割、 y および z 方向にそれぞれ2分割したもの、すなわち、160要素、369節点によってモデル化する。

加熱筒のヒーターは、 x 方向の解析領域を5等分したときの各領域の最後の列に設置されているものとす

Fig.5 Pressure Distribution (Steady State)

(a) Steady State

(b) 1.0 sec after

(c) 10.0 sec after

(d) 60.0 sec after

Fig.6 Temperature Distribution

Fig.7 Pressure Distribution [case 1]
(1 sec after)

る。すなわち、第9、17、25、33、41列の上面(S_4)の節点の温度としてヒーター温度設定値を与える。第2列～第8列、第10列～第16列など、 S_4 上の他の節点には、隣り合うヒーターの温度を線形内挿して与えることにする。

本研究で想定する樹脂は三菱モンサント化成のポリスチレン(HT-60)である。これは、非晶性の樹脂に分類されるもので、次のような特性値を持つ。

密度 $\rho = 0.901 \times 10^3 [\text{kg}/\text{m}^3]$ at $220 [^\circ\text{C}]$, $\rho = 0.760 \times 10^3 [\text{kg}/\text{m}^3]$ at $25 [^\circ\text{C}]$, 定圧比熱 $C_p = 0.1771 \times 10^4 [\text{J}/\text{kg}^\circ\text{C}]$, 熱伝導率 $k = 0.1124 [\text{W}/\text{mK}]$, 粘性係数式(8)

Fig.8 Temperature Distribution

Fig.9 Pressure Distribution [case 2]
(1 sec after)

中の係数 $m_0 = 0.6166 \times 10^6$, $c = -0.2238 \times 10^{-1}$, $n = 0.5267$. これらは金型内樹脂流動解析において用いられている値である. 前述のように, 本研究では, 樹脂の密度 ρ は温度のみの関数と仮定する. 上記の 25°C の密度は常温におけるペレット状の樹脂のみかけの密度を測ったものである. 以下の計算では, 密度が温度に対して線形に変化するものとして次のモデルを用いる.

$$\rho(T) = (\rho_u - \rho_l)(T - T_u)/(T_u - T_l) + \rho_u \quad (63)$$

ここで,

$$\rho_u = 0.901 \times 10^3 \text{ [kg/m}^3\text{]} \quad \text{at} \quad T_u = 220^\circ\text{C}$$

$$\rho_l = 0.760 \times 10^3 \text{ [kg/m}^3\text{]} \quad \text{at} \quad T_l = 25^\circ\text{C}$$

6・2 定常解 ヒーターの温度を全て 180°C に設定して, 定常問題として式(49), (62)を解く. Fig.

5とFig. 6(a) [および, Fig. 8(a)] は, 定常状態としての, 左右フライト間の中央部 ($y = M/2$) での圧力分布と温度分布である.

6・3 非定常解

[case 1] 6・2節の定常状態から, 5つのヒーターの温度設定をホッパーに近い側から順に 185° , 190° , 195° , 200° , 220°C に変更した場合の非定常解析を行った. 時間差分は1ステップを 0.1 秒とした. Fig. 7は1秒後の圧力分布であるが, ヒーター温度変更前の分布 (Fig. 5) とほとんど変わっていない. 時間経過後もほとんど変化がみられなかった (図は省略する). Fig. 6(b)~(d)は, 1, 10, 60秒後の温度分布である. 最初のうちは急激な温度変化についていけなかった樹脂の温度分布が, 時間の経過と共に, 樹脂はヒーターによって熱せられ, ヒーター温度にほぼ等しい定常状態に近付いている.

[case 2] 6・2節の定常状態から, ヒーターの温度を全て 220°C に変更したときの結果をFig. 8およびFig. 9に示す. [case 1]の結果と同様に, 温度変更によって乱れた温度分布が, 時間と共に一様な状態になることが示されている. また, 圧力分布の変化は見られなかった.

7. 結 言

大きな仮定の下に, 成形機加熱筒内の樹脂流れを解析した. 初期値の与え方の一つの方法として定常状態を考えたが, これによって安定な計算過程となった. 本研究のような連続体的な取扱いで, 解析は簡単化されるが, 物性値の設定には十分な実験的検討が必要である. また, 実際の成形状況にあった境界条件についてさらに検討することも必要である.

参 考 文 献

- (1) 奈良崎, ポリマーダイジェスト, (1989), 11.
- (2) 岡村, 住友重機技報, 33-97, (1985), 62.
- (3) 伊藤・佐藤, 住友重機技報, 36-107, (1988), 1.
- (4) 多田・松本・石場・外川, 機講概, 849-1, (1989), 105.
- (5) 角口・早崎, 東洋機械金属, 3, (1989), 1.
- (6) 後藤・他, シャープ技報, 34, (1986), 63.
- (7) 瀬口, 第10回NCP研究会・機械の強度と形態研究懇話会シンポジウム論文集, (1987), 33.