ポートを有する中空スプールまわりの非軸方向 2 次元 流れの数値解析 *

井 上 淳 **

A Numerical Analysis of Non-Axial Two-Dimensional Flows Around a Hollow Spool with Ports *

Kiyoshi Inoue **

In the numerical analysis of two-dimensional viscous flows, finite difference methods are usually used to solve the governing fluid flow equations which are taken to be the Navier-Stokes equation and the continuity equation in terms of stream function and vorticity.

In two-dimensional incompressible flow problems, the inflow and outflow passing through an arbitrary closed path in the flow region are equal in most cases.

There is a case, however, where the above-mentioned condition is not satisfied.

When equivalent sinks and/or sources exist in a multiply connected region, there is no flow balance and the well-known boundary condition, that stream function on a continuous solid wall is constant, cannot be satisfied. One example is the case where only one inlet or outlet port exists on the closed solid wall. The stream function on both side-walls of the port are equal, and the flow rate passing through this port is zero.

In this paper, the method of introducing two hypothetical discontinuous lines of the stream functions in the flow region is shown to analyze the flows having such a condition. Furthermore, a numerically analyzed example of the radial and circular two-dimensional steady flows around a hollow spool with ports, using this technique with the pressure condition is shown.

1. まえがき

油圧機器内の流れを 2 次元非圧縮性粘性流れとして数値解析を行う場合、一般に、ナビエ・ストークスの運動方程式と連続の式を、流れ関数と渦度により表現し、差分法によって解く方法が多く用いられる¹⁾。

この 2 次元流れの問題では、流れ場内の任意の閉曲線を通過する流入量、流出量は等しい。

しかし、閉曲線の内部に吸込み、または吹出しに相

当するポートが存在する多重連結領域の場合、流量の収支が 0 とならず、一般に認められる連続した固体壁上の流れ関数は一定であるという条件を、そのまま適用することはできない。例えば、閉曲線で構成された壁上に唯一の流入または流出口がある場合、その両側の壁上の流れ関数は等しく、通過流量が 0 の条件となり、矛盾を生ずる。

本報では、上記の条件を有する流れを解析する一手法として、流れ場内に流れ関数の仮想の不連続線を設定する方法を示し、さらに、圧力一価の条件²⁾と併用して、ポートを有する中空スプールまわりの半径および円周方向の 2 次元流れを解析した例について報告する。

* 昭和 56 年 7 月 7 日 原稿受付

** 豊場工業株式会社 技術研究所

*** 油圧と空気圧 Vol. 13, No. 1

Fig. 1 Coordinate systems and variables

なお、取扱い変数は全て無次元化している。

おもな記号

D : 代表長さ (スプールの直径)

V : 代表速度 (平均流入速度)

ν : 流体の動粘度

ρ : 流体の密度

R_* : レイノルズ数 $= DV/\nu$

R : 半径方向座標 $= r/D$

θ : 円周方向座標

ΔR : 半径方向分割幅

$\Delta \theta$: 円周方向分割幅

i : 半径方向格子番号

j : 円周方向格子番号

Ω : 渦度 $= \omega D/V$

ψ : 流れ関数 $= \phi/(DV)$

P : 圧力 $= p/(\rho V^2)$

T : トルク $= t/(\rho D^2 \cdot V^2)$

U_r : 半径方向速度 $= u_r/V$

U_θ : 円周方向速度 $= u_\theta/V$

ただし、 θ を除く小文字の変数は有次元である。

2. 数値解析

2.1 基礎式

弁内流れを、定常2次元非圧縮粘性流れで体積力なしとして、極座標系の運動方程式、連続の式は(1)~(3)式、流れ関数、渦度と流速の関係は(4)~(6)式となる。

$$U_r \frac{\partial U_r}{\partial R} + \frac{U_\theta}{R} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} - \frac{U_\theta^2}{R} = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{R_*} \left(\frac{\partial^2 U_r}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U_r}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 U_r}{\partial \theta^2} - \frac{U_r}{R^2} - \frac{2}{R^2} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} \right) \quad (1)$$

$$U_r \frac{\partial U_\theta}{\partial R} + \frac{U_\theta}{R} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{U_\theta U_r}{R} = -\frac{1}{R} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{1}{R_*} \left(\frac{\partial^2 U_\theta}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U_\theta}{\partial R} \right)$$

$$+ \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial \theta^2} - \frac{U_\theta}{R^2} + \frac{2}{R^2} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} \quad (2)$$

$$\frac{\partial (R U_r)}{\partial R} + \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} = 0 \quad (3)$$

$$\Omega = \frac{\partial U_\theta}{\partial R} + \frac{U_\theta}{R} - \frac{1}{R} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} \quad (4)$$

$$U_r = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \quad (5), \quad U_\theta = -\frac{\partial \psi}{\partial R} \quad (6)$$

(1), (2)式から圧力項を消去し、渦度と流れ関数で示すと(7)式となり、また、(4), (5), (6)式から(8)式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial R} \left(\Omega \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) - \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\Omega \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) = \frac{1}{R_*} \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \right\} \quad (7)$$

$$-\Omega = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \quad (8)$$

(7), (8)式が基礎式である。

2.2 基礎式の差分近似

基礎式の差分近似には、収束性の良い風上差分法を用いる。これは、Fig.2に示す格子点Pまわりの小領域 $nw-sw-se-ne$ における積分による³⁾⁴⁾⁵⁾。

各変数はなめらかな関数で、かつ小領域内では一定とする。(7)式をRで除し、小領域にわたり積分する。

$$\int_{sw}^{nw} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\Omega \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\Omega \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) \right\} R d\theta dR \\ = \int_{sw}^{nw} \frac{1}{R} \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \right\} R d\theta dR \quad (9)$$

(9)式の左辺は次の4項に分けられる。

$$\int_{sw}^{nw} \Omega_n \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)_n d\theta - \int_{sw}^{nw} \Omega_e \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)_e d\theta - \int_{sw}^{nw} \Omega_w \left(\frac{\partial \psi}{\partial R} \right)_w dR \\ + \int_{sw}^{nw} \Omega_s \left(\frac{\partial \psi}{\partial R} \right)_s dR \quad (10)$$

Fig. 2 Finite difference mesh

この第1項を I_1 とする。 Q は連続関数であり、 $ne-nw$ における Q の代表値を $\bar{Q}_n$ とすると次式となる。

$$I_1 = \bar{Q}_n \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)_n d\theta = \bar{Q}_n (\psi_{nw} - \psi_{ne}) \quad (11)$$

$\bar{Q}_n$ は Q_n と Q_{nw} から評価する。ここで風上差分法を用い、 $ne-nw$ 上で $U_r > 0$ ($\psi_{nw} - \psi_{ne} > 0$) のとき $\bar{Q}_n = Q_n$ 、 $U_r < 0$ のとき $\bar{Q}_n = Q_{nw}$ とし、上流側の格子点の値を採る。

また、 ψ_{ne} 、 ψ_{nw} はこれらを囲む4格子点の相加平均と仮定する。これにより、 I_1 は次式となる。

$$I_1 = (\psi_{ne} + \psi_{se} - \psi_{nw} - \psi_{sw} + \psi_{ne} + \psi_{se} - \psi_{nw} - \psi_{sw}) (Q_n - Q_{nw}) / 8 - (\psi_{ne} + \psi_{se} - \psi_{nw} - \psi_{sw}) Q_n / 4 \quad (12)$$

同様に(11)式の2～4項が求まる。さらに、(9)式右辺の差分を行い整理すると渦度の差分式を得る。

$$Q_p = \{ (A_n + B_n/R_p) Q_n + (A_s + B_s/R_p) Q_s + (A_w + B_w/R_p) Q_w + (A_e + B_e/R_p) Q_e \} / \{ A_n + A_s + A_w + A_e + (B_n + B_s + B_w + B_e)/R_p \} \quad (13)$$

$$\psi_p = \frac{B_n \psi_n + B_s \psi_s + B_w \psi_w + B_e \psi_e + C_p Q_p}{B_n + B_s + B_w + B_e} \quad (14)$$

ただし、

$$A_n = (\psi_{ne} + \psi_{se} - \psi_{nw} - \psi_{sw} + \psi_{ne} + \psi_{se} - \psi_{nw} - \psi_{sw}) / 8$$

$$A_s = (\psi_{se} + \psi_{sw} - \psi_{ne} - \psi_{nw} + \psi_{se} + \psi_{sw} - \psi_{ne} - \psi_{nw}) / 8$$

$$A_w = (\psi_{sw} + \psi_{nw} - \psi_{se} - \psi_{ne} + \psi_{sw} + \psi_{nw} - \psi_{se} - \psi_{ne}) / 8$$

$$A_e = (\psi_{ne} + \psi_{se} - \psi_{nw} - \psi_{sw} + \psi_{ne} + \psi_{se} - \psi_{nw} - \psi_{sw}) / 8$$

$$B_n = (R_n + R_p) (\theta_w - \theta_e) / \{ 4 (R_n - R_p) \}$$

$$B_s = (R_p + R_s) (\theta_w - \theta_e) / \{ 4 (R_p - R_s) \}$$

$$B_w = (R_n - R_s) (\{ 2 R_p (\theta_w - \theta_e) \})$$

$$B_e = (R_n - R_s) / \{ 2 R_p (\theta_w - \theta_e) \}$$

$$C_p = (\theta_w - \theta_e) (R_n - R_s) R_p / 4$$

2.3 境界条件

Fig. 3に示す十分開いたスプール弁を取り上げる。境界は全て格子点上に設置する。

基本的に、連続した固体壁には一つの流れ関数を与えるが、一部固体壁は後述の操作を行う。

渦度を求めるために、(1)壁面上の流速は0であり、

Fig. 3 Valve geometries

(II)壁面に沿う方向の流れ関数の変化は垂直方向のそれに比較して無視でき、(III)壁面に垂直方向の渦度の変化は直線的である等の条件を置き、壁上P点近傍の格子点まわりに関する流れ関数のテイラー展開を行う⁴⁾⁵⁾⁶⁾。

例えば、Fig. 4(a)に示す境界aでは、N点に着目し、

$$\begin{aligned} \psi_p - \psi_P + \frac{\partial \psi}{\partial R} \Big|_P \cdot R + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 \psi}{\partial R^2} \Big|_P (\cdot R)^2 \\ + \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 \psi}{\partial R^3} \Big|_P (\Delta R)^3 + \frac{1}{4!} \frac{\partial^4 \psi}{\partial R^4} \Big|_P (\Delta R)^4 \\ + O((\Delta R)^5) \end{aligned} \quad (15)$$

ここで、上記条件を考慮して各偏微分係数を求め、(15)式に代入後、 Q_p について整理し、次の条件式を得る。

$$Q_p = \frac{3(\psi_P - \psi_P)/(\Delta R)^2 - \{1/2 - \Delta R/(8R_p)\} Q_n}{1 - 3\Delta R/(8R_p) + 3(\Delta R)^2/(8R_p^2)} \quad (16)$$

他の固体壁も同様にして、境界b (Fig. 4(b))、境界c、d (Fig. 4(c))、境界e、f (Fig. 4(d))の条件式は、それぞれ、(17)、(18)、(19)式となる。

$$Q_p = \frac{3(\psi_P - \psi_P)/(\Delta R)^2 - \{1/2 - \Delta R/(8R_p)\} Q_n}{1 + 3\Delta R/(8R_p) + 3(\Delta R)^2/(8R_p^2)} \quad (17)$$

$$Q_p = -3(\psi_P - \psi_P)/(\Delta R)^2 - Q_n/2 \quad (18)$$

$$Q_p = -3(\psi_P - \psi_P)/(\Delta R)^2 - Q_n/2 \quad (19)$$

角部(境界g-Fig. 4(e))については、隣接する4格子点の値の相加平均とする。

$$Q_p = (Q_n + Q_s + Q_w + Q_e)/4 \quad (20)$$

隅部(境界h-Fig. 4(f))については、隣接する壁上の2格子点の値の相加平均とし、Fig. 4(f)の場合には、

$$Q_p = (Q_n + Q_s)/2 \quad (21)$$

Fig. 4 Boundaries

流出部(境界*l*—Fig. 4(g)), 流入部(境界*k*—Fig. 4(h))については, ψ , Q とも, 流出部は上流側, 流入部は下流側から2次補外する⁴⁾⁶⁾. 流出部に対してはQ2, Q3式が, 流入部にはQ4, Q5式が条件式となる.

$$\psi_p = 3\psi_{n1} - 3\psi_{n2} + \psi_{n3} \dots\dots\dots Q2$$

$$Q_p = 3Q_{n1} - 3Q_{n2} + Q_{n3} \dots\dots\dots Q3$$

$$\psi_p = 3\psi_{s1} - 3\psi_{s2} + \psi_{s3} \dots\dots\dots Q4$$

$$Q_p = 3Q_{s1} - 3Q_{s2} + Q_{s3} \dots\dots\dots Q5$$

2.4 流れ関数の不連続線

一般に, Fig. 5に示す様な多くの流出入口を有する固体壁について考える. ただし, k 番ポート両側の壁の流れ関数の差を $\Delta\psi_k$ (流れ方向により正負をとる), 壁 W_1 の流れ関数を ψ_0 とする. 流出入量が等しいとき,

$$\sum_{k=1}^n \Delta\psi_k = 0 \text{ が成立し, 壁 } W_{n+1} \text{ の流れ関数 } \psi_n = \psi_0 \text{ であり,}$$

W_1 と W_{n+1} の ψ は同一となり, 連続した壁の条件を満足

する. 一方, $\sum_{k=1}^n \Delta\psi_k = \psi_n \neq 0$ のときには $\psi_n \neq \psi_0$ となり,

この条件は満足されない.

ここでは, 弁本体とスプールがこの条件を有する.

弁本体は唯一の流入口を有し, $\psi_2 \neq 0$ である. まず, (5)式を変形し, Fig. 6の $R = R_{in}$ に沿って積分する.

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} d\psi = \int_{\theta_1}^{\theta_2} U_r R d\theta \dots\dots\dots Q6$$

$$\therefore \psi(\theta_2) - \psi(\theta_1) = \bar{U}_r R_{in}(\theta_2 - \theta_1) \dots\dots\dots Q7$$

ここで, $R_{in} = 0.75$, $\bar{U}_r = -1$, $\theta_2 - \theta_1 = 4\pi/15$

Fig. 5 Multi-port system

Fig. 6 Inlet port

とおくと, Q7式右辺は $-\pi/5$ となる. これが流入口両側の壁上的流れ関数の差であり, 流入量を示す($\psi_2 = -\pi/5$).

ところで, 連続した壁面上の流れ関数は同一であるという矛盾した条件も満足しなければならない.

流れ関数では, その絶対値は便宜的なものでその差に意義がある. さらに, 差分法では, 一般に, 一つの格子点の値の計算においては隣接する格子点の値が妥当であれば矛盾のない解が得られる.

そこで, 流入口両側の壁には, 便宜的に $\psi(\theta_2) = -\pi/10$, $\psi(\theta_1) = \pi/10$ を与える. さらに, 壁面上に ψ の仮想の不連続点を置き, そこに二つの値を与え, 計算する格子点により適する値を用いる.

また, スプールは二つの流出口を有し, それぞれの流出量に対応する ψ の差を与えると $\psi_2 = -\pi/5$ となる. そこで, 弁本体の壁と同様に, 一つの壁面上に ψ の不連続点を置く. ψ の決定は, さらに, 各ポート流量を考慮する必要がある. これについては, 2.5節で述べる.

壁面上にこの手法を用いれば, 内点も同様の方法で計算する必要がある. ここでは, 不連続線を $J = 1$, 2上に設置し, $J = 1$ と $J_m - 1$, $J = 2$ と J_m が同一の格子となる様にして次の関係を与える.

$$\psi_{i,1} = \psi_{i,J_m-1} + \pi/5 \dots\dots\dots Q8$$

$$Q_{i,1} = Q_{i,J_m-1} \dots\dots\dots Q9$$

$$\psi_{i,J_m} = \psi_{i,2} - \pi/5 \dots\dots\dots Q10$$

$$Q_{i,J_m} = Q_{i,2} \dots\dots\dots Q11$$

計算は, $J = 1$, 3の値を用い, $J = 2$ の内点から始める. この結果で J_m の値をQ10, Q11式に従って修正する. $J = J_m - 1$ の計算は, $J_m - 2$, J_m の値を用いて行い, その後, $J = 1$ の値をQ8, Q9式で修正する.

内点計算後, 境界の計算も同様の手順で行う.

これにより, 計算は矛盾なく行うことができるが, 不連続線を横切る流線は $\psi_2 = -\pi/5$ で修正して求める.

Fig. 7 Discontinuous lines of stream functions

2.5 スプールポートの分流

スプール壁面上の ψ は各ポートの分流比に依存し、任意に与えても対応する解が求まる⁷⁾。これは、圧力の条件が考慮されていないためである。ここでは、ポート出口の中心部圧力は等しいことを拘束条件とする。

これにより、Fig.8のポート出口中心A, Bから領域内の任意の点Oに至る経路D, M, Uに沿う圧力変化 P_D, P_M, P_U は等しく、圧力一価の条件に対応する。

計算では、スプール壁上の流れ関数 ψ_0 を仮定して収束解を求め、 P_D, P_M, P_U の差が所定の範囲内に入るまで ψ_0 を修正し、これを満足した時点で最終の解とする。

ポート数が大であると ψ_0 が多くなるが、経路を増すことにより、また、ポート出口に圧力差がある場合は、経路に沿う圧力変化をその差圧分で補正して、ともに同様の扱いが可能である。

2.6 圧力の計算

圧力は、基礎式を変形して求まる $\partial P/\partial R, \partial P/\partial \theta$ の式32, 33により、ポート出口中心部圧力を基準に、 R および θ 方向格子間の変化分を加算して得る。

$$\frac{\partial P}{\partial R} = -\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial \psi}{\partial R} \frac{\partial}{\partial R} \left(-\frac{\partial \psi}{\partial R} \right) - \frac{\partial \psi}{\partial R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) \dots\dots\dots 32$$

$$\frac{\partial P}{\partial \theta} = R \left\{ -\frac{\partial \psi}{\partial R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial R} \left(-\frac{\partial \psi}{\partial R} \right) - \frac{1}{R} \left\{ R \frac{\partial \psi}{\partial R} - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) \right\} \dots\dots\dots 33$$

計算は、32, 33式を差分化して行う。

2.7 計算手順

計算には、逐時緩和法を採用する。

格子点の値を繰返し修正し、流れ関数、渦度の残差の合計が、それぞれ所定の値以下に達した時点で収束とみなし、この値をもとに圧力の計算を行い、圧力一価の条件を満足すれば最終の解とし、各種計算を行う。

収束条件：()内は繰返し数を示す)

Fig. 8 Pathes to calculate pressure drops

$$\sum_i \sum_j |\psi_{i,j}^{(n)} - \psi_{i,j}^{(n-1)}| < \epsilon_\psi, \sum_i \sum_j |Q_{i,j}^{(n)} - Q_{i,j}^{(n-1)}| < \epsilon_Q \dots\dots\dots 34$$

$$\text{圧力一価の条件: } \left. \begin{aligned} & |(P_D - P_M)/P_M| < \epsilon_p \\ & |(P_U - P_M)/P_M| < \epsilon_p, \quad |(P_D - P_U)/P_M| < \epsilon_p \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots 35$$

3. 計算結果および考察

Fig.3に示す2型式のスプール弁のスプール回転角度を $\pi/12$ ずつ変えて計算を行った。二つスプールポートのうちの一つを基準ポートと定める。スプール角度 τ は、基準ポートが流入口と向き合う位置を0とし、反時計方向を正とする(Fig.3(a)参照)。計算条件は、 $R_0 = 2000, \Delta R = 0.025, \Delta \theta = 0.05236, \epsilon_\psi = 0.02, \epsilon_Q = 2.0, \epsilon_p = 0.01$ とし、格子点数は、モデルⅠ, Ⅱで、それぞれ1399, 1698である。

Fig.9, 10は、 $\tau = \pi/2$ でのモデルⅠの流線、渦度分布である。Fig.9では、不連続線は合流線に置換し、 $\psi = \pi/10$ の流線としている。流れは流入口からスプールポート近傍までに存在し、スプール背部には死水領域を形成し、流れはほとんどない。

一般に、対称な領域の解析では、対称軸で分割し、軸上の渦度を0として、片側のみ計算する⁶⁾⁸⁾。Fig.10では、流入口側の対称軸上は $Q=0$ 、また、死水域では全領域でほぼ0であり、いずれも、上記条件を満足している。

Fig.11は、 $\tau = \pi/6$ の場合の流線であり、 τ の変化により非対称な流れが全域に拡大する様子が分かる。

Fig.12, 13はモデルⅡの計算結果の一例であり、弁本体の空所により流れが非対称になっているが、主流の流線形状に、モデルⅠと極端な差異は生じていな

Fig. 9 Distribution of stream lines (Model I, $\tau = \pi/2$)

Fig. 10 Distribution of vorticities (Model I, $r = \pi/2$) Fig. 13 Distribution of vorticities (Model II, $r = \pi/2$) Fig. 11 Distribution of stream lines (Model I, $r = \pi/6$)

Fig. 14 Outflow through the reference spool port (normalized by inflow)

Fig. 12 Distribution of stream lines (Model II, $r = \pi/2$)

い。

これらの結果を基に、基準ポート流量を調べると、Fig.14となる。 $r=0$ の場合に流量最大となり、最小となる $r=\pi$ の場合の約1.4倍となる。 $r=\pi/2 \sim \pi$, $3\pi/2 \sim 2\pi$ でわずかにモデルⅠ、Ⅱで差を生ずるが、これは主流が空所の影響を受けるためと思われる。

Fig.15には、流れ関数からスプールポート通過流体の角運動量変化を求め、ポート発生トルクを調べた結果を示す。トルクは反時計方向を正とする。このとき、 $r=0, \pi$ で発生トルクは0となるが、前者は不安定、後者は安定な平衡点であることが分かる。

さらに、二つのポートに発生するトルクを合成するとFig.16の駆動トルクが求まる。モデルⅠでは、 $r=0, \pi/2$ が平衡点であり、前者は不安定、後者は安定である。 $r=0$ では、流入口と向き合う基準ポート

Fig. 15 Occurring torque at each spool-port vs. angular displacement

Fig. 16 Resultant torque vs. angular displacement

と、流入口から π の位置に開口するもう一つのポートがあり、前者には不安定、後者には安定な平衡点であるが、前者の通過流量が後者の約1.4倍と多いため、不安定な平衡点となっている。また、 $r=\pi/2$ 近傍では、流入口に近いポート($r<\pi/2$ では基準ポート)の流出量が大で、流入口から遠ざける方向に発生するトルクが大となり復元効果を持つため安定である。モデルⅠ

デルⅡでは空所の影響で平衡点がわずかにずれ、 $r=\pi/2\sim\pi$ の値が小となり、1周期の平均トルクは0とにならない。

4. むすび

多重連結領域内に等価的な吸込み、吹出しが存在する2次元流れを数値解析するために、流れ関数の仮想の不連続線を導入する方法を示した。さらに、本方法と圧力一価の条件を併用し、二つのポートを有する中空スプールまわりの流れを解析して、有用性を確認した。

ポート出口中心部の圧力が等しい条件での計算の結果、下記の事項が明らかとなった。

- (1) 基準ポートが流入口と向き合う場合($r=0$)に基準ポート流出量は最大となり、最小時($r=\pi$)の約1.4倍となる。
- (2) 基準ポートが流入口と向き合う場合($r=0$)、および反対側に開口する場合($r=\pi$)に基準ポート発生トルクは0となるが、前者は不安定、後者は安定な平衡状態である。
- (3) スプールの安定な平衡状態は、両スプールポートが流入口に対して $\pi/2$ に位置する状態である。

終りに、有益な御助言を賜った上智大学機械工学科高橋浩爾教授、萱場工業(株)技術研究所茶野敬所長、神田国夫室長に厚く御礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) 大宮司久明：粘性流れの数値解法の動向、機誌、83-744, 1321/1327 (1980)
- 2) 大宮司久明：物体をよぎる非定常2次元粘性流れの数値解法(第1報)、機論、44-378, 555/561 (1978)
- 3) Gosman, A. D. et al.: Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows, 89/112, Academic Press (1969)
- 4) 中山泰喜・他2名：隔壁付着形素子内の流れの数値解析(第1報)、機論、43-376, 4550/4556 (1977)
- 5) 山本圭治郎・他3名：同軸対向衝突噴流の数値解析(層流解)、油圧と空気圧、6-6, 287/297 (1975)
- 6) 林毅・他2名：ノズルフラップの噴流特性について(第1報)、機論、39-325, 2785/2796 (1973)
- 7) 伊藤忠哉・他3名：2安定形純流体素子負荷形発振器の研究(第1報)、機論、39-321, 1599/1608 (1973)