側壁付着形流体素子の切換え過程における噴流挙動の数値解析†

村 尾 卓 爾*・須 藤 浩 三**

Numerical Analysis of the Behavior of the Jet in a Wall-Attachment
Fluid Amplifier During the Switching Process†

Takuji MURAO* and Kouzou SUDOU**

The numerical prediction based on the Navier-Stokes equation for the unsteady flow provided the vectorial velocity profiles and the streamline patterns during the switching process in a wall-attachment fluid amplifier. The switching mechanism was analyzed with the predicted stream function.

Key Words: wall-attachment fluid amplifier, fluidics, switching mechanism, numerical prediction, unsteady flow

1. ま え が き

側壁付着形流体素子の内部流れを数値計算を用いて解析した試みとしては、Chavez ら¹⁾以来いくつかの報告があり、著者らも先に切換え機構について報告した²⁾。しかしながら、切換え過程における流動が基本的に非定常流であるにもかかわらず、内部流れに関する報告の多くは、噴流の定常状態に関するものである。また、変動する過程での流路全体にわたる速度分布に関するものは少なく、著者らの実測値の報告などが見られるのみである³⁾。

本研究では、数値計算を用いて、非定常流である切換え過程における素子内流れの流線図を求めるとともに、素子模型を用いて実験的に測定した速度分布と比較する。さらに、可視化された流動状況から切換え機構を直接的に検討する。

2. 数値計算法

乱流運動方程式に $k-\epsilon$ モデルを適用し、有限差分法を用いて数値解を求める方法を採用する²⁾。問題を単純化するため、素子内の流れを、二次元流れ、非圧縮性であると仮定する。速度が平均速度と変動速度の和で表されるとし、ナビエ・ストークス方程式へ代入すれば、乱流運動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu_e \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \right\} + \frac{S_u}{\rho} \quad (1)$$

ここで、 u_i , x_i はそれぞれ速度ベクトル、位置ベクトル(添え字 $i=1, 2$ は Fig. 1 の x, y 方向)、 p は平均流の圧力、上付き添え字 $-$ は時間的平均を表す。また ν_e は有効動粘性係数であり、生成項 S_u は次式で表される。

$$\frac{S_u}{\rho} = \nu_e \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2)$$

連続の式は次式で与えられる。

$$\rho \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i) = 0 \quad (3)$$

レイノルズ応力の表記、および k, ϵ の定義は最も一般的な $k-\epsilon$ モデルに従う²⁾。

以上の基礎方程式を Fig. 1 に形状を示す流路に適用する。境界条件は次のように仮定する。主流入口断面 AY で流入速度 (U_s) が一様な速度分布とする。制御流入口断面 CD においても、一様な速度 (U_c) 分布を持つとする。左右の出力口の GHK, MNO の圧力は一様かつ一定の静圧分布と仮定し、この圧力を流れ場全体の基準圧力 P_a とする。さらに、流入口と出力口における流量の総和は釣り合うとする。固体壁近くの流れは壁関数によって表されるとし、乱流境界層の速度も Launder ら⁴⁾ にならう。 D_s は主ノズル幅、 D_w は側壁長さ、および D_l はスプリッタ距離である。

Fig. 1 Configuration of the wall-attachment device [D_s : Main nozzle width, D_c : Control nozzle width ($=D_s$), D_w : Wall length, D_l : Splitter distance, D_s : Set-back ($=D_s$)]

† 第 9 回流体制御シンポジウムで発表(1994・11)

* 愛媛大学教育学部 松山市文京町 3

** 広島大学工学部 東広島市鏡山 1-4-1

* Faculty of Education, Ehime University, Matsuyama

** Faculty of Engineering, Hiroshima University, Higashihiroshima

(Received August 30, 1999)

基礎方程式の差分化には有限差分法を適用し、圧力の計算を取り入れるために SIMPLE アルゴリズムを使用する。時間項の計算には、オイラー法による完全陰解法⁵⁾を用いる。

3. 実験装置および実験方法

実験装置および実験方法は先の報告³⁾と同じである。実験に用いた拡大素子模型は Fig. 1 とほぼ同じ形状である。空気を作動流体し、制御流は上側制御口から印加した。熱線風速計を用いて流速を測定した。

4. 数値計算による切換え機構の解析

側壁付着形流体素子の切換え様式には、「壁端切換え」、「スプリット切換え」、「反対壁切換え」の三つの形式がある⁶⁾。ここでは、切換え過程において時間的に推移する速度分布を、数値計算によって求めた流線図として可視化し、その結果を熱線風速計による測定によって求めた値と比較しながら、切換えの機構を検討する。以下には、「スプリット切換え」を例にとって示す。

なお、切換えの条件としては、レイノルズ数 ($Re = U_s D_s / \nu$, U_s : 主流のノズル出口の流速, ν : 空気動粘度) を 2×10^4 に設定し、また、制御流の時間的な変化は模型実験における実測によれば Fig. 2 に○印で示すものであり、切換え流量は実測値より数値計算値の方が大きいので²⁾、数値計算には Fig. 2 で2点鎖線で示す値を用いた。

数値計算によって得られた、スプリット切換えに対応する素子形状 ($D_w/D_s=12$, $D_l/D_s=8$) の場合の流線を Fig. 3 に示す。なお、図中の数字は、流れ関数の値の10倍の値を示している。実測値としては、ここでは平均速度 $\bar{u}$ のみの分布を

Fig. 2 Control flow rate
○: Experiment
---: Numerical

Fig. 4 に示す³⁾。ここで、実線から黒丸までの距離が速度の大きさを表す。いずれの図でも▲印は再付着点を示す。破線は渦領域を示す。Fig. 3 と Fig. 4 を比較し、若干の時間的な食い違いはあるものの、速度場はほぼ類似の分布形で推移する。従って、数値計算によって得られた流線図は実際の分布にかなり近いものと認められる。時間は無次元時間 $\tau = U_s T / D_s$ で表す。ここで、 T は制御流を印加してから時間である。

切換え過程に要する時間としては、左付着渦が破壊されるまでに要する時間は数値計算の方が大きく、一方、付着渦が破壊された後に、噴流がスプリットに衝突しながら右側壁方向へ移動するに要する時間は、数値計算の方が小さい。このことから、時間だけを基準にして流動状況を比較することは適当でない。そこで、流れの特徴的段階で比較することにする。

Fig. 3 Predicted hypothetical streamlines
[$D_w/D_s=12$, $D_l/D_s=8$]

Fig. 4 Measured mean velocity u/U_s profiles
 $[D_w/D_s=12, D_i/D_s=8]$

Fig. 3(a)では付着距離が $2.7D_s$ であるが、これは実験値 $4.5D_s$ より小さい値であり、 $k-\varepsilon$ モデルがはく離渦領域を小さく示す傾向にあるとする従来の指摘を裏付けている²⁾。Fig. 3(b)で左出力通路のスプリッタ先端部分にはく離域が生じているが、これは実測事実と一致している⁷⁾。Fig. 3(d)で右出力通路のスプリッタ先端部分に生じるはく離域は、その存在を指摘した報告⁷⁾もあるが、実験的には確認されていなかった。Fig. 3(e)で右出力通路の壁端に小さなはく離域が生じている。これが右側壁への付着を惹起するとの指摘があり⁸⁾、このことに相当している。Fig. 3(f)で左再付着点は左側壁壁端に達し、一方で噴流は右側壁に壁端で付着している。つまり、スプリッタ切換えにおいては、噴流の付着壁からのはく離と反対壁への付着がほぼ同時に起こり、現象を複雑にしていることが確認された⁷⁾。以後、この付着渦の縮小にともなって、噴流は右側壁に沿って流出する安定した状態になる。

以上のように、従来は、推測に基づいて判断するか、あるいは、不明瞭のままであった切換えの機構を、流線を用いて流れを可視化することにより、明らかにすることができた。

5. む す び

側壁付着形流体素子の内部流れを数値計算で可視化し、噴流の切換えの機構を直接的に検討することができた。

(1) 数値計算で得られた流線図と、実験的に得られた素子中心軸方向の速度分布図を比較し、ほぼ類似の結果が得られたことを確かめた。

(2) 従来は未解明なままにされてきた噴流の反対壁への付着の機構は、数値計算の結果から、壁端のはく離域の発生や流路中央の循環域が原因と考えられ、反対壁の壁端近くで始まる機構であることが明らかにされた。

(3) 噴流の切換えにおける、付着壁側の付着渦の破壊と反対壁側の付着渦の発生の相互の時間的關係が明瞭に示された。

参 考 文 献

- 1) S. P. Chavez and C. G. Richards: A numerical study of the coanda effect, ASME Paper, **70-FLCS-12** (1970)
- 2) 村尾, 山崎, 清水, 須藤: 側壁付着形流体素子における乱流噴流の切換え機構の数値解析, 日本機械学会論文集, B編, **55-516**, 2205/2210 (1989)
- 3) 村尾, 須藤, 高見: 側壁付着形流体素子における噴流の切換え機構(切換え過程における速度分布の時間的推移), 日本機械学会論文集, B編, **61-584**, 1353/1359 (1995)
- 4) B. E. Launder and D. B. Spalding: Computer method in applied mechanics and engineering, **3**, 269 (1974)
- 5) スハス・V・パタンカー(水谷・香月訳): コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, 森北出版 (1986)
- 6) J. M. Kirshner: Fluid amplifier, McGraw-Hill, 192 (1966)
- 7) 村尾, 関, 富田: 噴流の切換えにおけるスプリッタの役割, 計測自動制御学会論文集, **19-5**, 29/35 (1983)
- 8) 村尾, 須藤: 側壁付着形流体素子における噴流の切換え機構(素子の幾何学的形状と切換え機構の關係), 日本機械学会論文集, B編, **56-531**, 3360/3365 (1990)