突 発 噴 流 の 数 値 解 析*

清 水 顕^{*1}, 爰 島 義 昭^{*1}

A Numerical Analysis of a Two-Dimensional Impulsively Starting Jet Flow

Akira SHIMIZU and Yoshiaki KOKOSHIMA

The starting jet flow from a large chamber with a constant pressure is simulated by solving full Navier-Stokes equations with primitive variables. The growth and development processes of a vortex roll up are visualized using marker particles and related to velocity and pressure fields which are difficult to obtain experimentally. The main results can be summarized: (1) a short period after starting, the isobaric pattern is a concentric circle centered at the exit slit, and the fluid issues radially from the slit; (2) as time elapses, the separated layer initiates rolling up to a vortex with a local low-pressure area; (3) the developing vortex is transferred downstream at a longitudinal velocity along the separated layer; (4) at a certain lateral section, the situation is unsteady as the vortex approaches and is carried downstream. When the vortex is carried far downstream, the flow tends to steady; (5) in the vortex area, the isobaric pattern is concentric where the fluid particles are vortically entrained.

Key Words: Unsteady Jet, Starting Jet, Vortex Roll Up, Vortex Flow, Numerical Simulation, Flow Visualization

1. は じ め に

非定常な突発噴流は、油空圧機器、内燃機関や燃焼装置内の流れなどに見られ、流体力学上重要な基本的流動現象の一つである。しかし、実験的な困難さもある。流れ構造を圧力や流速と関連させて検討した報告は少ない。実用的観点から、流れをマクロ的にとらえる実験的研究が主として行われてきた^{(1)~(6)}。そして、噴流先端の非定常域および上流の定常域の存在、非定常域での周囲流体の「押しのけ」および定常域での周囲流体の「巻込み」などが明らかにされている。さらに、最近 LDV とレイリー散乱法による流れの可視化により、先端部の巻上がり渦と流速分布との関係など渦構造も明らかにされ始めた⁽⁷⁾。

このような噴流の数値解析例は、著者らの一人による直接数値シミュレーション⁽⁸⁾、および離散渦モデルによるシミュレーション⁽⁹⁾があるが、流れ構造を圧力や流速と関連させて詳しく検討した報告はない。

本報では、ピストンなどにより駆動される噴流ではなく、一定総圧のタンクなどから突発的に噴出される

二次元非圧縮性非定常流を対象として数値解析を行う。噴出後に形成される巻上がり渦の発達過程やそれと流速や圧力場との関係などを明らかにしていく。

実際の流れは、ここで示す Re 数 1000 よりかなり大きい。基本的流動現象の解明という意味では十分な知見を与え得ると思われる。

2. 基 礎 方 程 式

二次元非圧縮性流れに対する無次元ナビエ・ストークス方程式および連続の式は、二次元直交座標系では次式で与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re} \nabla^2 u \quad \cdots (1\cdot a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re} \nabla^2 v \quad \cdots (1\cdot b)$$

および

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

ただし、 $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ である。

流れ場の x 方向流速 u 、 y 方向流速 v 、圧力 p 、および時間 t である。噴流が x 軸方向に流れ、スリット幅を B 、 U をスリット内での定常平均流速としてレイノルズ数は $Re = BU/\nu$ で定義される。このとき、空間座

* 平成元年10月15日 第67期全国大会講演会において講演、原稿受付 平成元年4月10日。

*1 正員、愛媛大学工学部 (〒790 松山市文京町3)。

標は B , 時間は B/U , および圧力は流体密度を ρ として ρU^2 で無次元化されている。

これらの式を図 1 に示した MAC 格子により, 時間については前進, 空間については中央差分近似で解く。本手法によりすでに拘束噴流における巻上がり渦の生成・発達過程など⁽¹⁰⁾いくつかの流動現象を解明している。格子の大きさは $\delta x=0.1$, $\delta y=0.1$, および時間刻み $\delta t=0.001$ である。式(2)で与えられる非圧縮性条件は, 数値計算では厳密には満たされない。 (i, j) 格子での差分近似式 D_{ij} の流れ場において許容される最大絶対値を 5.0×10^{-5} とした。

3. 計算領域, 境界および初期条件

図 2 に計算領域と境界を示す。流れはスリット軸 OP に関して対称として扱う。AB はスリット壁, BC はベース壁であり, 壁上では流れはスリップしない。CD は自由境界とし, $H=4.0$ とした。OA および PD は流れの上流および下流境界である。これらの境界における条件は差分近似式で以下のように与えられる。境界条件

(1) 上流境界 OA 断面 OA では平行流 ($v=0$) で, 静圧は断面にわたって一様と仮定する。このとき, 図 3 (a) から隣接する上流の仮想格子 (I, j) に関

して,

$$\left. \begin{aligned} v_{I,j+1/2} &= -v_{I+1,j+1/2}, \\ v_{I,j-1/2} &= -v_{I+1,j-1/2}, \\ u_{I-1/2,j} &= u_{I+3/2,j}, \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

さらに, 圧力 p_{ij} は軸上で評価し,

$$p_{I,j} = P_t - u_{I+1/2,j}^2/2 \dots\dots\dots (4)$$

で与えた。ここに, J_c は軸に隣接する格子を表す。

(2) 壁境界

壁上で $u=v=0$ から

$$v_{I,j+1/2} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

一般的には, 壁上で $u=0$ とするため, 例えば

$$u_{I+1/2,j} = -u_{I-1/2,j+1}$$

が用いられるが, このとき通常の中央差分では

$$\partial u / \partial y \quad \text{および} \quad \partial^2 u / \partial y^2$$

などの差分精度が落ちるため, Peyret らにより提案されている差分近似⁽¹¹⁾を用いた。例えば, $(\partial^2 u / \partial y^2)_{i+1/2,j+1}$ に対しては,

$$u_{i+1/2,j} = -(u_{i+1/2,j+3} - 5u_{i+1/2,j+2} + 15u_{i+1/2,j+1})/5 \dots\dots\dots (6)$$

次に式(1・a)および式(1・b)から導かれる圧力方程式の解に全く影響を与えることなく壁上の圧力こう配を零とできるから⁽¹¹⁾,

$$P_{I,j} = p_{I,j+1} \dots\dots\dots (7)$$

図 1 計算格子および変数配置

図 2 計算領域および境界 (OP: スリット中心軸)

(a) 上流境界

(b) スリット壁

(c) 中心境界

(d) 自由境界

(e) 下流境界

(a) 上流境界

(b) スリット壁

(c) 中心境界

(d) 自由境界

(e) 下流境界

図 3 境界格子

(3) スリット中心軸 OP

軸 OP に関して流れは対称であり,

$$\left. \begin{aligned} u_{i+1/2,J+1} &= u_{i+1/2,J}, \\ u_{i-1/2,J+1} &= u_{i-1/2,J}, \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

$$v_{i,J+1/2} = 0 \dots\dots\dots (9)$$

$$p_{i,J+1} = p_{i,J} \dots\dots\dots (10)$$

である.

(4) 自由境界 CD

CD が自由境界であるとき, ベース壁 BC の長さ H は CD の長さ L と無関係ではない. ここでは, $L=7$ に対して $H=4$ とした. 実際, $X=7.0$ では, 噴流の半幅はたかだか 2 程度であり, $H=4$ では十分広い空間とみなせる. したがって, CD に沿って $\partial^2 v / \partial y^2 = 0$ を仮定する. このとき,

$$v_{i,J-1/2} = 2v_{i,J+1/2} - v_{i,J+3/2} \dots\dots\dots (11)$$

流れの連続性から

$$\begin{aligned} u_{i+1/2,J} &= u_{i-1/2,J} - (\delta x / \delta y) \\ (v_{i,J+1/2} - v_{i,J-1/2}) &\dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

を得る. さらに, 境界格子 (i, J) では圧力一定, すなわち,

$$P_{i,J+1} = 0 \dots\dots\dots (13)$$

とした.

(5) 下流境界 PD

流速 u が流れ方向 x に線形変化すると仮定し,

$$\begin{aligned} \partial^2 u / \partial x^2 &= 0 \\ u_{i+3/2,J} &= 2u_{i+1/2,J} - u_{i-1/2,J} \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

流れの連続性から,

$$\begin{aligned} v_{i+1/2,J-1/2} &= v_{i+1/2,J+1/2} + (\delta y / \delta x) \\ (u_{i+3/2,J} - u_{i+1/2,J}) &\dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

さらに, 流れ方向 (x 方向) の圧力こう配を局所的零と仮定する.

$$p_{i+1,J} = p_{i,J} \dots\dots\dots (16)$$

初期条件

すべての計算領域で流れは静止し, スリット内では圧力は与えられた総圧に等しく, 他の領域では零とする. すなわち, スリット出口に設けた仮想的ゲートを $t=0$ で開放することを意味する.

4. 論算結果および考察

計算では, 定常流のレイノルズ数 $Re=1000$, 総圧 $P_t=0.524$ とした. この総圧は, 簡単のため, スリット内で流れは発達した層流 (平均流速 U) と仮定して算出した. このため, 計算結果の平均流速が必ずしも U に等しくはない. この意味では, 定義されたレイノルズ数は公称レイノルズ数とでも呼ばれるべきものであ

る.

まず, 巻上がり渦の発生および発達過程を概観するため, スリットエッジからの流脈を可視化して図 4 に, 等渦度分布を図 5 に示す. マーカ粒子は 0.1 時刻ごとにエッジ下流で注入された. また, 等渦度線の間隔は 0.5 である. 流脈が渦に巻き上がり発達しながら下流へ進んでいる. このとき, 壁から延びた等渦度線は漸次ちぎれて島状となり, 渦域の中で公転している. 渦の発達とともに, 渦断面の流脈間隔は上流部から漸次狭まり, 下流部で広がっている. 渦断面に一種のスロート部が形成されるということがわかる. したがって, 軸上の流速は渦中心断面に向かっては加速され, その下流で減速される. このため, 渦上流では内向き流れ, 渦下流では外向き流れが生成されることになる. このことは, 渦中心断面に向かって大きな順圧こう配が, その下流には大きな逆圧力こう配が存在することを示

図 4 流脈による噴流の発達過程 (マーカ粒子は 0.1 時刻ごとにスリットエッジ近傍に注入された)

図 5 等渦度分布による噴流の発達過程 (等渦度線間隔は 0.5, 最外等渦度線は ± 0.5 である)

唆している。なお、等渦度線や等圧線を求めるとき、大きさ0.1の正方格子を5等分(25格子に分割して大きさ0.02の正方格子辺上での渦度や圧力を線形補間により算出した。

図6はいわゆる懸濁法に対応する可視化による渦の発達過程である。スリットからの噴流による自由空間にある流体の「押しのけ」および「巻き込み」の様子をよく表している。この図6では、巻上がり渦内の粒子は巻き込み粒子のみであり、スリットからの可視化粒子を含む図4ほど鮮明ではないが、周囲流体の巻き込み混合の過程がよく表されている。

図7は、図から得られた軸上の噴流前縁までのスリット出口からの距離 L_f と時刻 t との関係である。図7には、後述する渦中心のスリット出口からの距離も

図6 懸濁法による噴流の発達過程
(巻上がり渦内の粒子は周囲流体粒子である)

図7 噴流先端および渦中心の移動距離

示してある。渦の下流への移行速度は図7のようにスリット内流れが定常になるまでのI、中心渦度の増加するII、および減少するIIIの三つの領域に分けることができるが、スリット内の流れが定常に達したと推測される時刻 $t=10$ 以降では、前縁および渦中心の下流への移行速度 u_t は平均的には0.4程度である。

図8には、時刻 $t=15$ における流脈と等圧分布を重ねて表している。低压域を形成する渦中心近傍には同心円状の等圧分布があり、中心で最低圧を示している。さらに、噴流前縁には特徴的な高压域がある。

いくつかの時刻における流速ベクトルを等圧分布と重ねて図9に示すと、まず流れを加速する圧力場が形成され噴流の突発が始まる。初期の時刻における圧力場の特徴は、等圧線が自由空間でほぼ同心円状になることである($t=1$)、スリット出口近傍では圧力こう配は大きく、出口から離れるにつれてこう配は小さくなる。このことは、最初に出口近くに放射状流れが生成

図8 等圧分布と渦に巻き上がる流脈(等圧線の間隔: 0.02, 周囲圧は零である。渦中心: 最低圧)

図9 等圧分布と流速ベクトルより見た噴流の発達過程
(等圧線間隔: 0.02, 圧力こう配の大きい同心円状分布域が渦域を示す)

されることを意味する。初期の時刻では、出口断面の流速はスリットエッジ近くで大きくなる。これは、その下流での放射状流れを補うためである。時間経過と

図 10 中心軸上のいくつかの点における流速 u および圧力 p の変化

図 11 巻上がり渦断面における流速分布
($t=10$, 上: 前縁, 中: 中心, 下: 後縁)

ともに、流れが自由空間へ広がっていく。そして、流速こう配の大きい噴流外縁に巻上がり渦が形成され始める ($t=5$)。このとき、渦に特有な局所的低圧域が見られる。同時に、噴流前縁には突発に伴う特徴的な高圧域が残っている。巻上がり通過後の流れ場にも弱い高圧域がつくられるが、前縁のそれと違って噴流中心を挟んで両側に山をもつ分布となる。さらに、渦域の流速ベクトルを概観すると、噴流中心部を除いて、強制渦の挙動の渦中心部と自由渦の挙動の周辺部から渦域が構成されていることがわかる。

図 10 は、噴流中心軸上のいくつかの点における流れ方向流速 u および圧力 p の時間的変化を示している。特徴の一つは、圧力が最小となる時刻に渦中心断面が通過し、このとき、高域⁽⁷⁾も明らかにしているように、流速 u が最大となることである。次には、流速 u の変化には $u=0.5$ 近くに停滞が認められ、その後急上昇の後減速され、時間経過とともにほぼ一定値になることであろう。これらの変化は、注目している流れ断面を通過していく渦と関係している。停滞は前縁

図 12 巻上がり渦断面における流速分布
($t=15$, 上: 前縁, 中: 中心, 下: 後縁)

の高圧域中心帯が断面を通過するときに対応している。下流ほど中心帯は小さくなり、停留は顕著ではなくなる。渦中心断面が近づくと u は急上昇し、中心断面通過後減少して定常流を示唆する一定流速になる。

図 11 は時刻 $t=10$ および図 12 は $t=15$ における渦断面の流速分布である。渦は等渦度線で示してある。渦の後縁では巻込み(内向き)流れが、逆に前縁では外向き流れが顕著になる。渦中心断面では、噴流中心軸に直角な方向の流速成分 v はほとんどない。この断面の流速 u の分布から、渦は中心の強制渦、その外側の自由渦から構成されているように見える。すでに述べたように、渦中心断面で軸上の u は最大となり、前縁では急激に減速され外向き流れを生成している。図 5 では触れなかったが、巻上がり渦前方の弱い島状の渦度は、前縁における流れ方向流速 u の分布に見られる中央部の突出に対応している。さらに下流では、逆圧力こう配による減速のため突出的分布はなくなる。

5. お わ り に

噴流の突発による巻上がり渦の生成、発達過程を検討するため、流れの数値シミュレーションを行った。可視化された流脈挙動と渦度、圧力分布や速度ベクトルなどとの関係は本シミュレーションにより明らかにされた知見であり、すでに見いだされている実験事実を含めて、噴流挙動は次のようにまとめられる。

(1) 突発初期の自由空間での等圧分布はスリット出口に対して同心円的であり、流れはスリットから放

射的に流出する。

(2) 時間経過とともにスリットエッジ下流のはく離域に局所的低圧域が発生し巻上がり渦が生成され始める。

(3) 発生した巻上がり渦は発達しながら下流へ移行していく。移行速度は下流へ進むにつれて漸次増加するが、計算領域ではたかだか 0.5 程度であった。

(4) 巻上がり渦の接近および通過に伴って、注目している噴流断面では非定常性を示すが、通過後は定常状態に近づく。

(5) 巻上がり渦領域では、渦中心のまわりに同心円状の等圧分布を示し、そこには流体粒子が渦流状に巻き込まれている。

文 献

- (1) 和田・ほか 3 名, 第 15 回フルイディクスシンポジウム講演論文集, A 7 (1980), 37.
- (2) 田辺・ほか 4 名, 機論, 48-434, B (1982), 2088.
- (3) Witze, P. O., *AIAA J.*, 21 2 (1983), 308.
- (4) 田中, 機論, 49-448, B (1983), 2783.
- (5) 田辺・ほか 5 名, 機論, 51 467, B (1985), 2235.
- (6) 白樺・ほか 2 名, 機論, 52 475, B (1986), 1032.
- (7) 高城・ほか 3 名, 機論, 53 491, B (1987), 1931.
- (8) 和田・ほか 2 名, 第 17 回フルイディクスシンポジウム講演論文集, A 4 (1982), 19.
- (9) 清水, 機論, 51 472, B (1985), 2852.
- (10) Shimizu, A., ほか, *In. J. comput. fluids*, 14-4 (1986), 327.
- (11) Peyret, R. and Taylor, T. D., *Computational Method of Fluid Flow*, (1983), 150, Springer-Verlag, N. Y.

討 論

〔質問〕 清水 誠二 (広島工業大学)

噴流の発達過程について詳細な解析を行ったご研究に対して敬意を表す。以下の点について質問させていただく。

(1) 使用されている解析方法で、どの程度の大きさの Re 数まで解析が可能か。

(2) 巻上り渦がある程度出口から離れた時点において、噴流出口から流出するせん断層に不安定性は見られなかったか。

〔回答〕 (1) 図 2 に示した計算領域について、

安定に計算できることを $Re=3000$ まで確認してる。しかし、 $Re=2000$ でも、巻き上り流脈がさらに小さな渦に巻き上がるなどの現象が見られる。計算に用いた格子の大きさの影響も含めて、さらに検討しなければ明確な結論を述べることはできない。

(2) $Re=1000$ 程度では、さらに時刻が経過しなければ上流せん断層が渦に巻き上がることはない。図 4 の $t=20$ における中流域に見られるバンプは、時刻の経過とともに下流で巻き上り渦になるものと思われる。