

K3-17

低レイノルズ数領域における 2 次元噴流の空間的な発達過程

Spatial development of a two dimensional jet at low Reynolds numbers

土谷 北斗¹, 村松 旦典²

Hokuto Tsuchiya¹, Akinori Muramatsu²

The development process and the critical Reynolds number of a jet have not been known well, because an experiment for the jet at low Reynolds numbers is very difficult. Numerical simulation is adopted to investigate the characteristics of two-dimensional jet at low Reynolds numbers.

1. 諸言

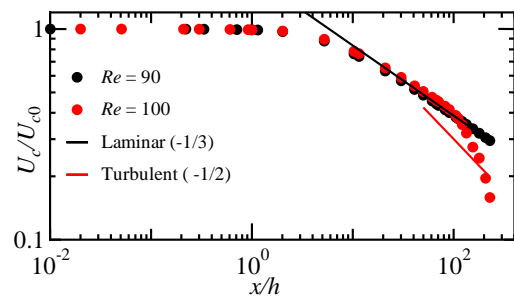
噴流の遷移過程を調べるために低レイノルズ数領域の 2 次元噴流に着目している。これまでの研究^{[1][2]}から、2 次元噴流の遷移過程において噴流が蛇行する。また 2 次元乱流噴流の大規模構造として、噴流の蛇行現象が捉えられている^[3]。このように、噴流の蛇行現象は 2 次元噴流の発達過程において重要な役割を持つと考えられる。しかし、スリット出口では対称な速度分布を持ち、剪断層から対称な攪乱が入ると考えられるが、その乱れの攪乱が非対称に増幅するメカニズムはわかっていない。本稿では、完全に乱流に発達しない低レイノルズ数領域での 2 次元噴流の数値計算を行ない、乱れの空間的な増幅過程を調べることによって、流れが非対称に遷移する過程を調べることを目的とする。

2. 計算条件および計算領域

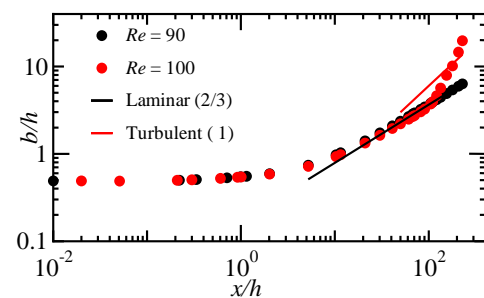
有限体積法をベースとした汎用熱流体解析ソフトウェア「ANSYS FLUENT」を用いて、2 次元の非定常の数値計算を行った。壁面中央の幅の $h = 1 \text{ mm}$ のスリットから、静止空气中に空気を噴出する。座標系は壁面の隙間中央を座標原点とし、噴流の主流方向に x 軸、それに直交する方向に y 軸とする。計算領域の大きさは x 軸方向に $L = 250 \text{ mm}$ 、 y 軸方向に $H = \pm 50 \text{ mm}$ であり、壁面以外の圧力境界は圧力勾配を 0 とした。スリット出口からの中心速度 U_{c0} とスリット幅 h で定義されるレイノルズ数 Re が 50 から 100 まで 10 刻みで 6 通りの U_{c0} を設定した。スリットから噴出される噴流の速度分布は Top Hat 型の速度分布を与えた。

$$\frac{U(y)}{U_{c0}} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \tanh \left[\frac{1}{4} \frac{R}{\theta} \left(\frac{y}{R} - \frac{R}{y} \right) \right] \right\} \quad (1)$$

ここで、運動量厚さ θ であり、半値幅距離 $R = h/2$ 、 $R/\theta = 20$ と仮定した。計算要素は、 x 軸方向に不等間隔に拡大し 1000 分割、 y 方向には x 軸を中心として軸付近で密となり外部に向かい疎となる不等間隔で 600 分割した。時間刻みは 0.0001 とした。1 ステップあたりの反復計算の残差を 1.0×10^{-3} とした。

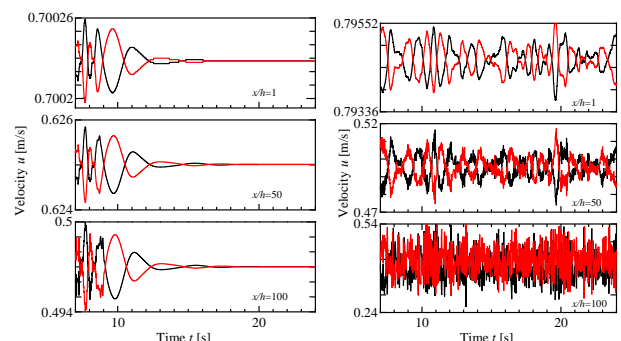


(a) Centre velocity U_c



(b) Half-breadth b

Figure 1. Comparison for streamwise variation of centre velocity U_c and half-breadth b



(a) $Re = 90$

(b) $Re = 100$

Figure 2. Time variation of streamwise velocity u

1 : 日大理工・大学院・航宇 2 : 日大理工・教員・航宇

3. 計算結果

本計算では $Re = 50 \sim 100$ 間で 10 刻みした 6 ケースの計算を行った。 $Re = 50 \sim 90$ では噴流に蛇行が生じず、 $Re = 100$ で蛇行が生じた。 そのため、ここでは特に $Re = 90, 100$ におけるデータを元に、その発達過程について考察する。

それぞれの Re における、噴流の中心速度 U_c および半値幅 b の流れ方向の分布を図 1 に示す。 横軸は x をスリット幅 h で無次元化し、縦軸は速度についてはスリット出口の中心速度 U_{c0} 、半値幅については h で無次元化した。 図中には、実線で層流噴流の解 (Bickley^[4]の解、 $U_c \propto x^{-1/3}$, $b \propto x^{2/3}$) および乱流噴流の解 ($U_c \propto x^{-1/2}$, $b \propto x$) をそれぞれ挿入した。 $Re = 90$ では U_c および b いずれも流れ方向全域に渡って Bickley の解に従う。 蛇行が生じない噴流は遷移せず、層流状態を保つ。 $Re = 100$ では $x/h = 100$ 程度まで Bickley 解に従い、その後は変化が急峻となり、乱流噴流の解より減衰する。

次に、流れ方向速度 u の時系列データを用いて、これらの違いをより詳しく検討する。 図 2 は $Re = 90, 100$ のそれぞれの場合の $x/h = 1, 50, 100$ における乱れ度が最大となる点の u の時間変化である。 噴流の乱れ度の最大点は、中心軸に対称に 2 点存在するため、それぞれ赤と黒の実線で示した。 いずれの Re においても、スリット近傍の $x/h = 1$ で周期が 1 秒程度の非対称な変動が生じている。 変動の振幅は 0.0001 程度と非常に小さい。 $Re = 90$ では時間の経過とともに初期応答は減衰し、変動は消失する。 $Re = 100$ においては、乱れが収束せず、空間的に発達する様子が見られた。 $x/h = 50$ では低周波の変動に高周波の変動成分が加わる。 $x/h = 100$ 以降では高周波成分が卓越し、波形は乱雑化する。

最後に、 $Re = 100$ における速度変動を FFT により解析し、その周波数特性を調べた。 $x/h = 1, 50, 100$ における速度 u の変動のパワースペクトルを図 3 に示す。 $x/h = 10$ では約 1Hz 程度の非常に低周期な変動がピークを持つ。 $x/h = 50, 100$ では徐々に 9Hz および 13Hz の変動成分が成長しピークとなる。 これら 3 つの周波数に着目し、そのパワースペクトルの空間的な成長を比較した図を図 4 に示す。 1Hz 成分は $x/h = 1 \sim 100$ で指数的に単調に増加し、その後一旦減少した後再び増加する。 9Hz および 13Hz の成分は $x/h = 30$ 程度から急峻に増加し、流れが蛇行しはじめる $x/h = 100$ 程度で急激に減少する。 この変化はしばしば観察される擾乱の線形的な成長過程によく似ている。 $x/h = 100$ 以降ではこれらのピークは減衰した。

4. 結論

$Re = 90$ と 100 の 2 次元噴流の計算結果を比較した結果、スリット近傍より存在する流れ方向速度 u の非対称的な擾乱の成長が、流れの蛇行が促進される要因となることがわかった。 しかし、これらの非対称成分の起源は未だ不明である。 スリット出口近傍でのデータの詳細な検討が必要であると考える。

5. 参考文献

- [1] 村松・生板, “低レイノルズ数での 2 次元噴流の発達過程”, 可視化情報全国講演会講演論文集, Vol. 30, No. 2, pp.61 - 62, 2010.
- [2] 中川・ほか 2 名, “低レイノルズ数領域における 2 次元噴流の蛇行現象”, 日本機械学会 関東支部 総会講演会公演論文集, No. 130-1, pp.443-444, 2013.
- [3] 寺島・ほか 3 名, “二次元乱流噴流中に発生する Flapping 現象の統計評価”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 77, No. 775, pp.446 - 455, 2011.
- [4] Bickley, W. G. “The Plane Jet”, Phil. Mag., Vol. 7, pp. 727-731, 1937.

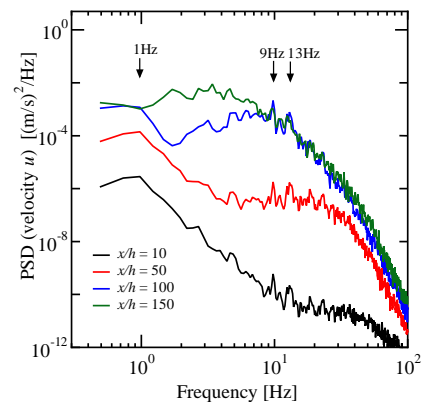


Figure 3. Powerspectra of streamwise velocity u at half-breadths of the jet.

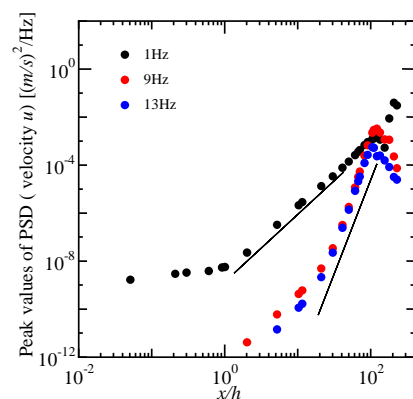


Figure 4. Streamwise variation of peak frequencies of powerspectra