

偏心した2次元急拡大チャネル内流れ

Two-Dimensional Flow in Channels with an Eccentric Sudden Expansion

益田 卓哉

Takuya Masuda

In order to quantitatively grasp influence of asymmetry of channel, flow in an eccentric sudden expansion channel in which the channel centers are different on upstream side and downstream side was calculated in $Re \leq 200$, where expansion rate was $E = 3$. The asymmetry of a channel is expressed by an eccentricity B , where a symmetric expansion channel is $B = 0$ and a channel with one side step is $B = 1$. Multiple solutions are confirmed in $B < 0.35$. The critical Reynolds number increases with parabola with respect to eccentricity. Entrance length increases to about 1% according to eccentricity. The reattachment point distance decreases linearly on the short side of a wall of a sudden expansion part and is almost equal except for $B = 0$ on the long side. The pressure loss coefficient increases due to asymmetry and rapidly as approaching $B = 1$.

Keyword: Numerical Analysis, Asymmetry, Entrance Length, Reattachment Point Distance, Pressure Loss

1. はじめに

急拡大部を有する平行平板間流れは流体力学における基礎的な研究対象であり、実験と計算の両面で古くから多くの報告がなされている^[1]。このとき、特段の断りがない限り、流路の中心軸は上流側と下流側で一致すると仮定される。急拡大チャネル内流れは低レイノルズ数域では2次元と見なされ、臨界レイノルズ数以上で対称流は外乱に対して線形不安定となり、替わって非対称流が安定となる。その際にピッチフォーク分岐によって対称流の解から非対称流の解が分岐する。さらにレイノルズ数が高くなると、第3のはく離渦が発生し、 10^2 オーダで非定常流に遷移する^[2-4]。加えて、熱伝達特性の把握^[5]や、近年では3次元計算^[6-7]やLES^[8]による研究も試みられている。ステップが片側だけの場合についても同様に詳細が調べられている^[9]。

その反面、流路の非対称性の影響はあまり検証されていない。その1つに急拡大の前後で中心軸にずれを有している流路内流れが挙げられる。流路高さに対する中心軸のずれの割合を偏心率と呼称すると、偏心率が微小である場合については既に調べられている。このとき、流れは常に非対称となり、臨界レイノルズ数以上で新たに2つの解が出現する。そのうちの1つは線形安定であり、主流の最初に再付着する側壁が上下に入れ替わる^[10]。この多重解の分岐構造は不完全であるが、これは対称な急拡大チャネル内流れで生じる完全なピッチフォーク分岐が崩れたものである^[11]。加藤^[12]は明らかに非対称な急拡大チャネル内流れについて研究し、レイノルズ数や偏心

率の変化に対する流れパターンの定性的な傾向を示した。しかし、臨界レイノルズ数や再付着点長さ等の定量的な特性は明らかにされていない。他に非対称な流路形状としては、急拡大ステップ位置を上下でずらした場合も考えられる。臨界レイノルズ数とそのときはく離渦長さによって規格化することで、対称流路内流れと比較することができる^[13-14]。急拡大円管内流れに目を向けると、同軸の管路については多数の報告がなされているが^[15-16]、非同軸形状の場合には形状や流量の条件が限定的である^[17]。

実在する流路は多かれ少なかれ非対称性を有する。図面上で流路中心が同軸であると指定しても、必ず幾何公差を設定しなければならない。機械強度や周辺機器の都合でやむなく流路が非対称になるケースも考えられる。しかし、その諸特性には不明な部分が多く、採用がためらわれる。

そこで、本研究では、非対称な流路について基礎的知見を与えることを想定し、急拡大部の前後で流路中心軸が異なる平行平板間流れについて計算した。流路高さの拡大比を過去の対称流路に関する研究で広く調べられている3に限定し^[3,5,10,14]、レイノルズ数が200以下の範囲において2次元計算によって流れ場の速度分布や圧力分布を明らかにした。その際に、流路高さに対する偏心量の割合を様々に変化させることによって、それが内部流れに与える影響の程度を評価した。

2. 計算方法

2.1. 数学モデル

図 1 に計算領域と 2 次元の座標系を示す. 原点を急拡大部の垂直壁面と下流側の流路中心線との交点にとり, 主流方向に x 軸, 高さ方向に y 軸をとった. そして, 形状に関して 2 つのパラメータを定義した. 拡大率 E と偏心率 B であり, 式 (1), (2) とした.

$$E = D/d \tag{1}$$

$$B = \frac{2s}{(E-1)d} \tag{2}$$

ここで, 上流側の流路高さを d , 下流側のそれを D , 上流側と下流側との中心軸同士の距離を s とした. 流路が上下対称の場合には $B = 0$ であり, ステップが片側の場合には $B = 1$ になる. なお, 本論文においては $E = 3$ のみを取り扱った. この条件では, 偏心率 $B = s/d$ となる.

この領域における 2 次元非圧縮性粘性層流について検証した. 支配方程式は, 圧力 p と速度 $\mathbf{u} = (u, v)$ に関して, 連続の式とナビエ・ストークス方程式であり, 式 (3), (4) のとおりである.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{3}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \tag{4}$$

さらに, レイノルズ数を $Re = Ud/\nu$ と定義した. ここで, 代表速度 U は上流側における平均流速であり, 代表長さ d は上流側のチャンネル全幅である. 便宜のために $U = 1 \text{ m/s}$, $d = 1 \text{ m}$ とした. ν は動粘性係数であり, これを変化させることで Re を制御した.

2.2. 数値解法

式 (3), (4) を有限体積法によって離散化し, PISO (Pressure-Implicit with Splitting of Operators) 法に基づいて数値的に解いた. PISO 法では圧力修正方程式に関して複数回の修正ステップを行なう^[19]. 本研究では圧力修正方程式を 2 回解くこととした. 時間項には 1 次精度のオイラー法を適用し, その他の項には 2 次精度中心差分と 2 次精度ガウス積分を組み合わせ使用した. ソルバとしては, 圧力に GAMG, 速度にガウス・ザイデル法を採用した. 収束判定では L1 ノルムが 10^{-10} 以下であることを確認し, 一度でも基準を下回れば収束したと判断した. 計算領域は等間隔メッシュによって分割し, 空間刻みを $\Delta x = \Delta y = 0.05 \text{ m}$ に設定した. これは中西ら^[3]の報告と同等の精度である. 時間刻みは $\Delta t = 0.001 \text{ s}$ である. 計算領域は, 前方流路長さを $L_{in} = 10 \text{ m}$, 後方流路長さを $L_{out} = 50 \text{ m}$ ないしは 100 m とし, 後方流路長さが助走距離を十分に超えるように調整した.

初期値は基本的に圧力も速度も 0 としたが, 必要に応

じて別の計算結果を初期値とした. 境界条件は, 入口で平面ポアズイユ流れの速度分布を与えた. 出口においては速度にゾンマーフェルト放射条件を適用し, 圧力の平均値が 0 になるように設定した. 壁面は滑りなしで, 法線方向の圧力こう配が 0 である.

また, Fearn et al.^[10]の報告において拡大比 $E = 3$ では $Re > 201$ で流れが不安定になると報告されていることから, 本研究での計算範囲を $Re \leq 200$ とした.

3. 結果および考察

図 1 にあるように, 流路の断面積が急変するチャンネル内流れでは, 急拡大部の下流域で流れのはく離が起り, 逆流によって渦を形成し, いくらか下流で壁面に再付着する. はく離渦とよばれる現象であり, 急拡大チャンネル内流れは, このはく離渦によって特徴付けられる. その形状は急拡大部から再付着点 $R1, R2, R4$ 及びはく離点 $R3$ までの距離で表現される^[3].

本研究においては, いくつかの臨界レイノルズ数について検討した. まず, はく離渦が 2 個から 3 個になる臨界レイノルズ数を Re_{3rd} とした. ここでは 3 番目のはく離渦を第 3 のはく離渦と称した. また, 多重解が出現する臨界レイノルズ数は Re_{mul} で表現した. 偏心率 $B = 0$ の場合には, 対称流から非対称流に遷移する臨界レイノルズ数 Re_{sym} についても検討し, 先行研究^[3]と比較した. なお, $Re \leq 200$ の範囲において流れはすべて定常であった.

3.1. 先行研究との比較

偏心チャンネル内流れの計算に入る前に, $B = 0$ における計算結果を先行研究と比較し, その傾向について確認した. 例えば, Fearn et al.^[10]の報告においては, $Re_{sym} = 53.9$ において対称流から非対称流に遷移し, $Re_{3rd} = 167$ で第 3 のはく離渦領域の出現が観測されている. 一方, 中西ら^[3]の計算では $Re_{sym} = 40$, $Re_{3rd} = 110$ とされている. 急拡大チャンネル内流れでは研究者によって臨界レイノルズ数にばらつきが生じやすく, その値を特定することが困難であると報告されている^[18]. 本研究では $Re_{sym} = 54.9$ で流れが非対称になり, $Re_{3rd} = 100.2$ で第 3 はく離渦領域が発生した. Re_{3rd} は他の報告に比べて一際小さくなってお

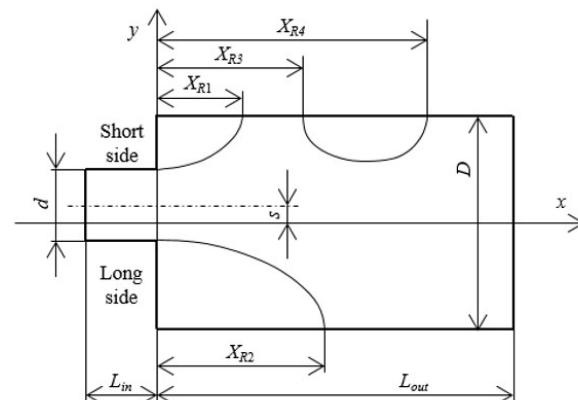


図 1 座標系

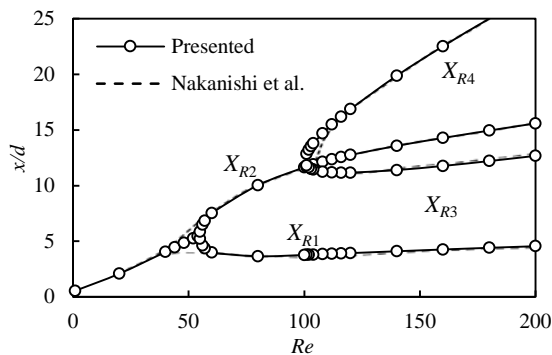


図2 先行研究との再付着点距離の比較

り、以前に比べて豊富な計算リソースを活用可能になったことが大きく影響していると考えられる。なお、臨界レイノルズ数の桁数の精度については 3.6. に詳述した。

図 2 では再付着点距離の分岐構造に関して中西ら^[3]の計算に基づく分岐ダイアグラムと比較した。分岐点周辺を除いて両者はよく一致した。よって、本研究の結果は十分な精度を有していると判断される。なお、再付着・はく離点を決定するために、壁面せん断応力 $\tau_x = v(\partial u / \partial y)$ を算出し、 $\tau_x = 0$ となる地点を再付着・はく離点とした。

対称流から非対称流へ至る際分岐構造は完全なピッチフォーク分岐であり^[10]、今回の計算結果からもそのことが読み取れる。中西ら^[3]は不完全なピッチフォーク分岐だと解釈されているように、この分岐構造は流路のわずかな非対称性によって変化することが知られている^[10-11]。

時間発展特性に関して、 $Re \leq 200$ において定常流であることを担保するために、下流域の流路長さを延長したうえで $Re = 300$ でも計算を実施し、定常流であることを

確認した。定常流が周期流に遷移する臨界レイノルズ数は、拡大比の影響を受け、拡大比が大きいほど小さなレイノルズ数で周期流に遷移する。拡大比 $E = 5$ では $Re = 300$ で非定常な流れが出現する^[20]。

3.2. 流線パターン

図 3 では 5 つの流線パターンを示す。(a) は $B = 0.25$, $Re = 60$ における流れで、非対称な 1 組の渦対のみを有する。主流は先に急拡大部壁面の短い方 (短辺寄り, Short side) に再付着する。(b) は $Re = 200$ であり、これに示されるように臨界レイノルズ数 Re_{3rd} を超えると第 3 のはく離渦が発生する。(c) と (d) には $Re = 200$ における $B = 0.5$ と 0.75 の流線分布を表した。同時に、流れが Re_{mul} を超えている場合には主流が急拡大部壁面の長い方 (長辺寄り, Long side) に再付着する解も成立する。(e) には $B = 0.25$ における $Re = 200$ でのもう 1 つの安定な解を示した。

3.3. 流路軸上の速度分布

図 4 は、 $B = 0.25$ における上流側の流路の中心線での速度成分 v/U の分布を表す。このとき、3 つの極値が確認され、その内の 2 つ目の極値で絶対値が最大となった。レイノルズ数が増大するにつれて極値の位置と大きさは増大する傾向にあるが、その変化量は徐々に小さくなった。さらに、レイノルズ数が 10^0 オーダでは、主流が下流側中心軸に向かって急激に沈むため、 $Re = 1$ では $Re = 20$ に比べて 2 つ目の極値がむしろ大きくなった。長辺寄りの流れでは短辺寄りの流れから見て上下反転した分布をとり、その極値の位置は下流に移動し、その大きさはわずかに小さくなる傾向が見られた。

解の分岐構造を検討するために、他の偏心率について

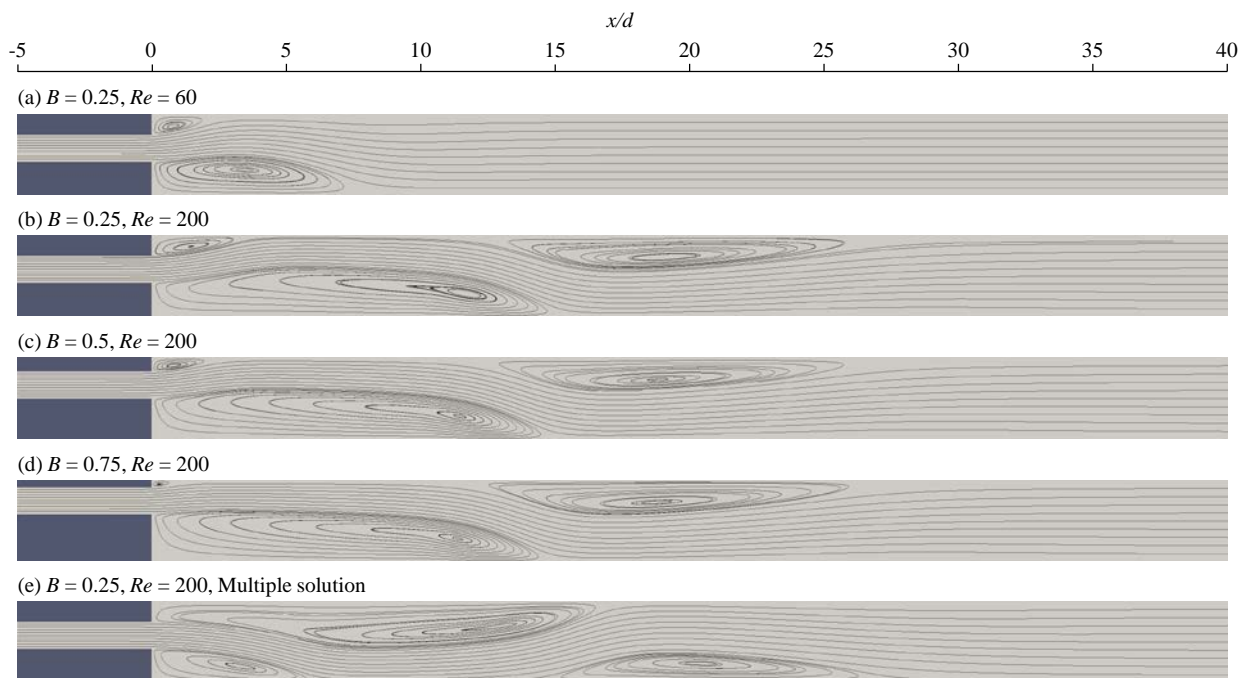


図3 流線図

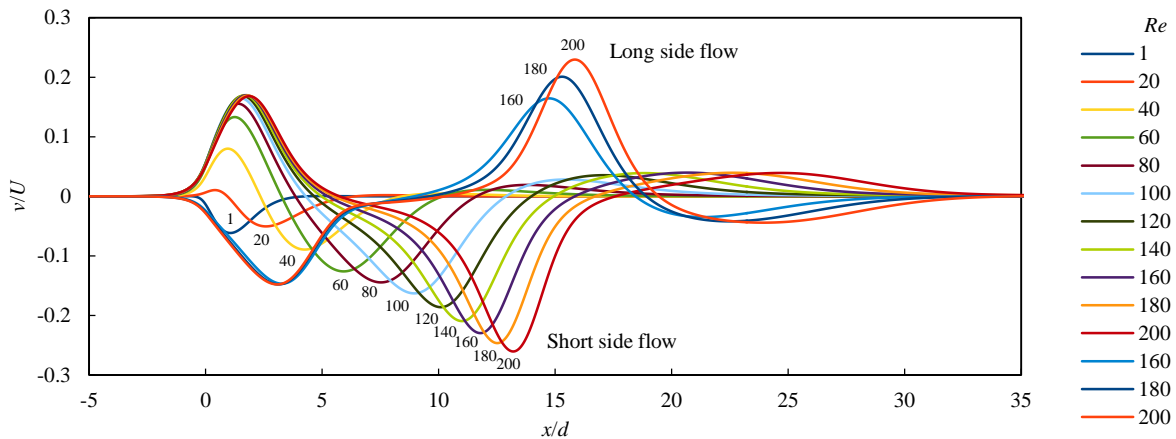


図4 $B = 0.25$ における上流側流路中心軸上での速度 v の分布

も偏心軸上の速度分布を作成したところ、多重解も含めて大半のケースで速度分布の極値は3つであったが、いくつかの例外も確認された。 $B = 0.75$ においては $Re = 20$ の条件では1つ目の極値が確認されなかった。 $B = 1$ の場合には他の偏心率と速度分布の特徴を異にし、極値が4つ以上存在するケースが多々見られた。先行研究^[11]では最大流速を用いることで偏心量が微小である流路内流れについて検討がなされた。しかしながら、 $B \approx 1$ の場合には上流側から何番目の極値が最大となるかがレイノルズ数によって変化し、その手法を援用することができない。その代わりに、下流域において流れが $v/U = 0$ に収束する手前では速度分布はなだらかに盛り上がる傾向があり、このような極値は非対称な流れに属するすべての解で確認された。以上のことから、最も下流に位置する極値を用いることによって異なる偏心率間で流れの分布を比較できることが明らかになった。

図5には、レイノルズ数 Re に対する最も下流側にある速度 v/U の極値の分布を表した。ここでは非対称な流れにおける線形安定な解のみを記載した。 $B = 0$ においては対称流の解と合わせてピッチフォーク分岐を構成し、非対称流の解は対称流から緩やかに分岐する。短辺寄り流れにおいては、レイノルズ数が増大するにつれて極値の大きさは一定値に収束する。偏心率が大きいほど、こ

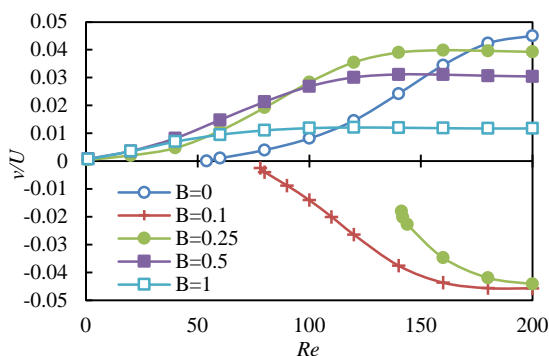


図5 上流側中心線上における速度 v の極値

の傾向はレイノルズ数が小さいうちから出現し、収束後の極値の絶対値は徐々に減少する。一方、長辺寄り流れでは、極値の収束が遅れる上に、偏心率間で分布形状に差異が目立つ結果となった。特に、 $B = 0.1$ と 0.25 とでは臨界レイノルズ数付近における傾きが異なるように、線形安定な解だけでは不安定な解との分岐構造を明確に表すことはできなかった。

3.4. 助走距離

助走区間を定義するにあたって、流路中央部において主流方向流速が平面ポアズイユ流れ ($u = 0.5$) に一致する位置を算出し、急拡大部の平面からその位置までの長さを助走距離 L_e とした。このとき、平面ポアズイユ流れとの誤差が $\pm 1\%$ となる位置を助走区間の終点とした。

図6は $B = 0.25, 0.5, 0.75$ におけるレイノルズ数に対する助走距離の変化である。レイノルズ数の増加に伴って、助走距離は線形に増大した。偏心率の違いは、 $B = 0, 1$ の場合を含めて、助走距離にほとんど差異を生じさせなかった。 $B = 0.25$ では多重解間でも助走距離を比較したが、有意な差は認められなかった。さらに、助走距離を線形

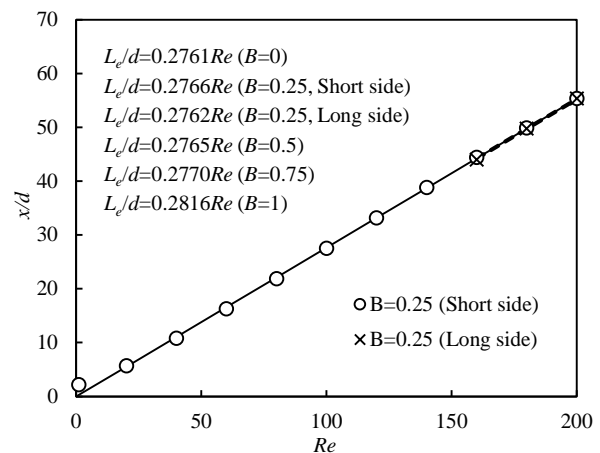


図6 助走距離

近似によって評価した。図 6 には近似直線と近似式を記した。なお、プロット点同士が近接しているため、近似直線は $B = 0.25$ で代表させることとした。参考として、 $B = 0, 1$ における近似式も掲げた。 $Re \geq 20$ では線形近似式を適用することができたが、 $Re = 1$ では近似式からのずれが目立つ結果となった。助走距離に及ぼす偏心率の影響を評価するために、レイノルズ数毎に不偏分散をとると、 $0.07 \sim 0.19$ の大きさとなった。不偏分散にレイノルズ数との相関は見られなかった。

3.5. 再付着点距離

図 7 には、代表例として $B = 0.25$ に関する再付着・はく離点距離 $X_{R1} \sim X_{R4}$ のダイアグラムを表した。同条件においては $Re = 141.3 \sim 200$ の範囲で多重解を得ることができた。第 1 再付着点距離 X_{R1} と第 2 再付着点距離 X_{R2} とは一致することはなく、レイノルズ数の増加に伴ってその差は拡大した。第 3 はく離・再付着点距離 X_{R3}, X_{R4} の比較から、長辺寄り流れの第 3 のはく離渦の大きさは短辺寄り流れのそれよりも小さくなることが分かる。2 つの解の間で助走距離に大差がないように、 X_{R4} も大体似たような値をとることから、多重解のどちらが出現したとしても下流への影響は大して違わない。また、長辺寄り流れの分布線は臨界レイノルズ数 Re_{3rd} に近付くにつれて反りがきつくなる傾向にある。先行研究の数値解析から、非対称な急拡大チャンネル内流れにおいては線形不安定な解が存在し、臨界レイノルズ数で長辺寄り流れの解と接する形で合流することが判明している^[10]。今回の計算で得られた臨界レイノルズ数付近での反りは、分岐構造の特徴を反映したものと考えられる。

図 8 では、 $B = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1$ の 5 つの偏心率に関して、再付着・はく離点距離の分布をプロットした。ただし、長辺寄りの流れとなる解、ならびに線形不安定な解については、これを除外した。 X_{R1} に関しては、流路の中心線同士のずれが大きくなるにつれて、段々とその大きさが小さくなり、 $B = 1$ では遂に消失した。一方、 X_{R2} は偏心率によって変化を生じなかった。 X_{R3} と X_{R4} に関しては、両者の接合点から離れるにつれて、偏心率の違いによる差が小さくなった。第 3 のはく離渦が発生する臨界レイノルズ数 Re_{3rd} は、偏心率の変化に対しておおよそ線形の関係にあり、偏心率が増加するにつれて Re_{3rd} の値は減少した。ただし、 $B = 0$ と $B = 1$ の付近では変化の割合がやや急激になった。

3.6. 臨界レイノルズ数

図 9 に偏心率 B に対する臨界レイノルズ数 Re_{mul} , Re_{sym} 及び Re_{3rd} の値とその分布を表した。

Re_{mul} を求めるにあたっては、長辺寄りの流れを初期値として、レイノルズ数を段々と小さくすることにより、その存在範囲を絞り込んでいった。最終的にレイノルズ数の間隔を 0.1 まで縮小し、長辺寄りの流れが得られた最も小さいレイノルズ数を Re_{mul} とした。したがって、真の臨界レイノルズ数 Re_c は、 $Re_{mul} - 0.1 < Re_c \leq Re_{mul}$ の範

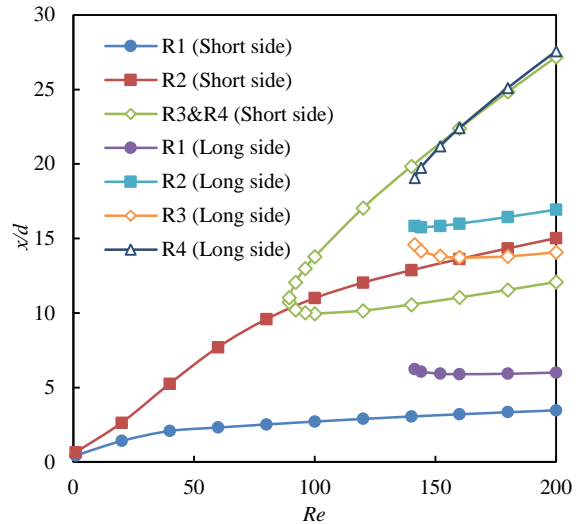


図 7 $B = 0.25$ における再付着点距離

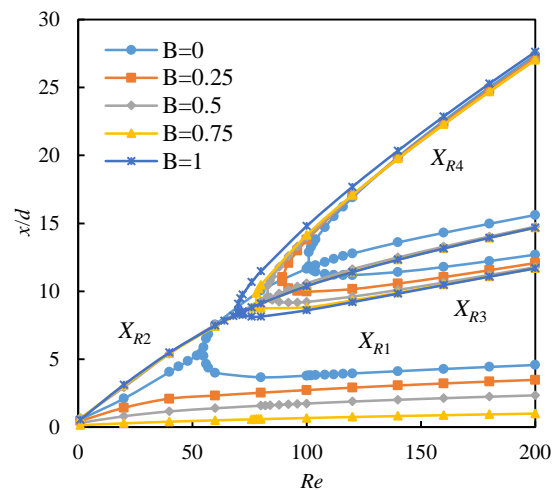


図 8 短辺寄り流れの再付着点距離

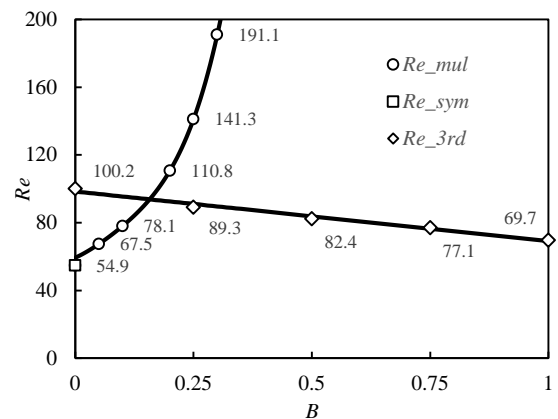


図 9 臨界レイノルズ数

囲に存在すると予想される. L1 ノルムの設定を 10^{-10} としたとき, Re_{mul} において計算が収束しないこともあった. そして, Re_{mul} は $Re \leq 200$ の条件において $0 \leq B < 0.35$ の範囲でその存在が確認され, その分布は 4 次の多項式で近似することができた. 近似曲線を $B = 0$ まで延長すると, Re_{sym} のやや上方を通過した. しかし, 非対称流路の解の分岐構造は対称な流路のそれが不完全化したものであることが明らかになっており^[11], 本来ならば Re_{sym} は Re_{mul} の近似曲線上に存在するはずである. このことから, 真の臨界レイノルズ数 Re_{mul} は今回の計算で得られた値よりも若干小さい値である可能性が示唆される.

Re_{3rd} については, レイノルズ数が整数となる条件で存在範囲を特定し, スプライン補間によって臨界値を算出した. その際には, 補間値にばらつきが生じないように, レイノルズ数が整数であり, かつ $Re_{3rd} < Re < Re_{3rd} + 4$ の範囲に存在するデータ 3 つを用いた. その結果, Re_{3rd} は偏心率の増加に伴って徐々に減少し, その分布はおおよそ線形近似で表現することができた.

3.7. 圧力損失

図 10 に示されるように, 流路の両端の圧力差を無次元化すると, その分布は反比例の形を取る. ここで, 後方流路長さを $L_{out} = 100$ として検討できるように, 平面ポアズイユ流れの理論式から $L_{out} = 50$ での計算結果に圧力を加算した. 全体的な傾向としては, 部分的な例外はあるが, 偏心率の増大に対して圧力差も同じく増加することが確認された. さらに, 短辺寄り流れに関して, 流路両端間の圧力差をレイノルズ数の関数で $(p_{in} - p_{out})/\rho U^2 = aRe^n$ と近似することができた. 急拡大部の偏りに伴って圧力損失も少しずつ増大する傾向にあり, 偏心率 $B = 0 \sim 0.75$ の範囲における変化量は微小であったが, $B \approx 1$ の付近では近似曲線が他のものから離れた位置に引かれた.

偏心率間の差異を詳細に調べるために, $B = 0$ における圧力差を基準として差の割合を比較した. $B = 0.25 \sim 0.75$ では $Re = 60$ 前後をピークとして 99.9% ~ 101.4% の範囲に収まったが, $B = 1$ では 1% ~ 10% の増加となり, レイノルズ数に比例して $B = 0$ との差が拡大した.

図 11 で示されるように, 多重解間で圧力差を比較すると, 長辺寄り流れのほうが小さく, 圧力損失が抑制されることが分かった. 偏心率の拡大に伴い両者の差は拡大した. 短辺寄り流れの圧力差に対する長辺寄り流れの圧力差の割合を求めたところ, $B = 0.05$ では 99.8% ($Re = 80 \sim 100$) であったが, $B = 0.3$ になると 97.9% ($Re = 200$) まで差が開いた. レイノルズ数の増加に対しては両者間の差はわずかながら減少する傾向にあり, $B = 0.25$ においては 98.6% ($Re = 160$) から 98.9% ($Re = 200$) まで縮小した.

さらに, 急拡大円管内流れと同様に, 流路両端の圧力差から急拡大に起因する圧力損失係数 ζ_e を求めた^[15]. その定義式の導出は以下のとおりである.

まず, 急拡大チャンネル内流れの圧力損失を壁面摩擦による損失と急拡大に起因する損失とに分けて考える. そ

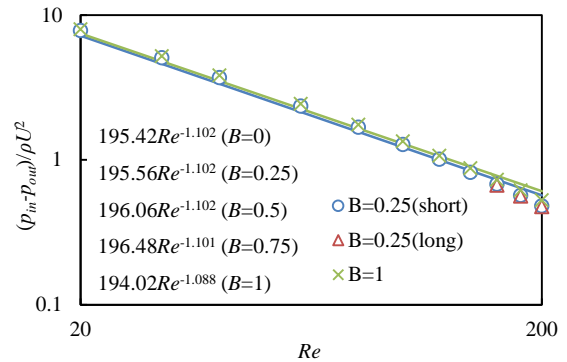


図 10 流路両端間の圧力差

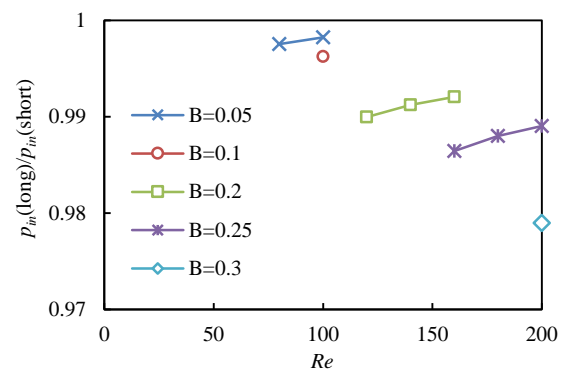


図 11 多重解間での圧力損失の比較

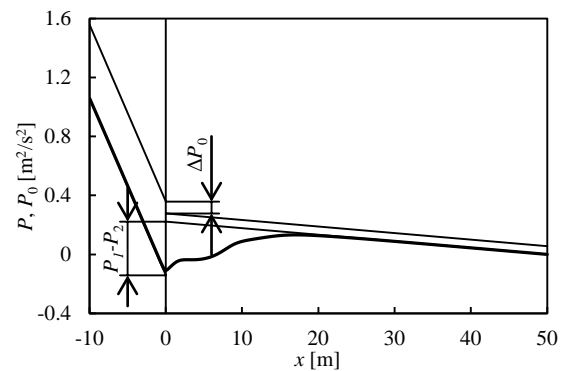


図 12 圧力分布の模式図

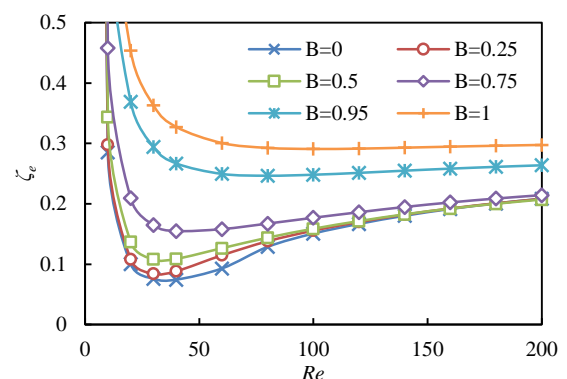


図 13 圧力損失係数

の概要を図 12 に表した。図中の太線は実際の圧力分布であり、細線は壁面摩擦による損失を仮定した静圧分布と全圧分布である。細線の分布は平面ポアズイユ流の圧力こう配の理論式から得られるもので、レイノルズ数 Re と代表長さ d 、動粘性係数 ν から式 (5) で定められる。ここで、 $P = p/\rho$ [m^2/s^2] である。

$$\frac{dP}{dx} = -12 \frac{\nu^2}{d^3} Re^{-1} \quad (5)$$

そして、流路両端の静圧 P_{in}, P_{out} から壁面摩擦による圧力損失を求め、式 (6) で急拡大面における静圧差 $P_1 - P_2$ を定義した。

$$P_1 - P_2 = P_{in} - P_{out} + L_{in} \left(\frac{dP}{dx} \right)_{in} + L_{out} \left(\frac{dP}{dx} \right)_{out} \quad (6)$$

急拡大による全圧損失 ΔP_0 は、急拡大面での静圧差と流路前後の動圧差の和からなり、式 (7) で表される。

$$\Delta P_0 = P_1 - P_2 + \frac{u_{m1}^2 - u_{m2}^2}{2} \quad (7)$$

したがって、損失係数 ζ_e は式 (8) で定義される。

$$\zeta_e = \frac{\Delta p_0}{\rho u_{m1}^2 / 2} = \frac{\Delta P_0}{u_{m1}^2 / 2} \quad (8)$$

図 13 に圧力損失係数 ζ_e の分布を示す。全体的に偏心率の増大に伴って損失係数も増加する傾向が見られ、 $B = 1$ に近付くにつれて変化量が大きくなった。このことから、急拡大部の両側にステップがあることによって、圧力損失の発生が抑制されることが分かった。

さらに、急拡大部に起因する全圧損失 ΔP_0 を Re で表現することを試みた。 ΔP_0 は静圧と動圧とに分けられ、さらに静圧損失は流路の摩擦によるものと急拡大部によるものとに分けられる。そのうち、動圧損失は流路の断面積比より常に 0.89 である。さらに、図 10 中の式によって流路全体の静圧損失を累乗で近似したとすると、式 (7) の各項を Re で置きなおすことにより、式 (9) と表現される。

$$\Delta P_0 = aRe^n + bRe^{-1} + 0.89 \quad (9)$$

ここで、係数 b については式 (5) から決定することができ、流路長さ $L_{in} = 10$ 及び $L_{out} = 100$ のとき、 $b = -164.4$ になる。層流状態において、静圧差は 0 に漸近し、それゆえ、圧力損失係数 ζ_e は 0.44 に収束する。

急拡大部に起因する静圧損失は、流路形状だけでは決

めることができない。ただ、その構成要素としては、渦の形成と流体の変形という二つの要素が考慮される。はく離渦を形成するために消費されるエネルギーは、渦の大きさに依存すると予想され、レイノルズ数に比例しつつ、一定値に漸近する。対して、流体の変形抵抗はレイノルズ数に反比例の関係にある。例えば、 $Re = 1$ のとき、動粘性係数は $\nu = 1 \text{ m}^2/\text{s}$ であり、高分子樹脂のそれに匹敵する。このような条件下では、急拡大部における流体の変形抵抗だけで多大なエネルギーが消費される。両者の相互作用の結果、圧力損失係数の分布は極値をもつと考察される。

4. まとめ

流路の中心が上流側と下流側で異なる、すなわち偏心した 2 次元非対称急拡大チャネル内流れに関して $Re \leq 200$ の範囲で数値解析を行い、拡大比 $E = 3$ において偏心率 B が流れの特性に与える影響を明らかにした。偏心率を $0 \leq B \leq 1$ の範囲で変化させたときに得られた結果を以下に示す。

- (1) 主流は急拡大部を出てまずステップの長さが短辺である側に接近するが、臨界レイノルズ数以上では長辺側に接近する流れも確認された。この多重解は $B < 0.35$ の範囲で得ることができた。臨界レイノルズ数は偏心率に比例し、放物線状の分布となった。
- (2) 上流側流路中心線上で断面方向速度 v/U の分布を求めたところ、複数の極値が現れた。最も下流の極値で流れの特性を代表させることにより、解の分岐ダイアグラムを作成することができた。
- (3) 下流側流路の中心線上における主流方向速度から助走距離を算出した。助走距離はレイノルズ数に比例して線形に増加し、偏心率によって微増する傾向が見られた。ただし、 $Re < 20$ の領域ではその限りではなかった。多重解間で比較すると長辺寄り流れのほうが若干小さくなった。
- (4) はく離渦の特性を評価するために、はく離・再付着点距離を求め、急拡大部から近い順に $X_{R1} \sim X_{R4}$ とした。短辺寄り流れに関しては、 X_{R1} は偏心率に比例して減少し、 $B = 1$ で消失するが、 X_{R2} には $B = 0$ を除いて違いが見られなかった。第 3 のはく離渦が出現する臨界レイノルズ数は大よそ線形に減少し、 X_{R3} 及び X_{R4} は臨界レイノルズ数から離れるにつれて収束する傾向を示した。 $B = 0.25$ において多重解間で比較すると、 $X_{R1} \sim X_{R3}$ は長くなったが、 X_{R4} には差がなかった。
- (5) 圧力損失係数は偏心率に比例して増加し、 $B = 1$ に近付くにつれて急激に変化した。よって、急拡大部の両側のステップは圧力損失を抑制することが判明した。また、長辺寄り流れでは圧力損失の低減が確認され、その傾向は偏心率の増加に合わせて拡大した。

参考文献

- [1] D. E. Abbot and S. J. Kline: "Experimental investigations of subsonic turbulent flow over single and double backward facing steps", *Journal of Basic Engineering*, Vol. 84, No. 317, pp. 317-325 (1962).
- [2] F. Durst, A. Melling and J. H. Whitelaw: "Low Reynolds number flow over a plane symmetrical sudden expansion", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 64, pp. 111-128 (1974).
- [3] 中西助次, 桜井元康, 大坂英雄: 「二次元対称急拡大流路内流れの数値的研究 (力学的特性)」, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 61, No. 589, pp. 3182-3189 (1995).
- [4] T. Hawa and Z. Rusak: "The dynamics of a laminar flow in a symmetric channel with a sudden expansion", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 436, pp. 283-320 (2001).
- [5] 太田照和, 柳岡英樹, 畑孝典: 「二次元対称急拡大流路内流れと熱伝達の数値解析」, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 60, No. 579, pp. 3930-3936 (1994).
- [6] 太田照和, 柳岡英樹, 渋谷一幸, 中島円, 吉川浩行: 「急拡大矩形流路内のはく離流れと熱伝達の数値解析」, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 66, No. 648, pp. 2109-2116 (2000).
- [7] S. Mishra and K. Jayaraman: "Asymmetric flows in planar symmetric channels with large expansion ratio", *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 38, pp. 945-962 (2002).
- [8] C. Duwig, M. Salewski and L. Fuchs: "Simulations of a turbulent flow past a sudden expansion: a sensitivity analysis", *AIAA Journal*, Vol. 46, No. 2, pp. 408-419 (2008).
- [9] M. K. Denham and M. A. Patrick: "Laminar flow over a downstream-facing step in a two-dimensional flow channel", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, Vol. 52, pp. 361-367 (1974).
- [10] R. M. Fearn, T. Mullin and K. A. Cliffe: "Nonlinear flow phenomena in a symmetric sudden expansion", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 211, pp. 595-608 (1990).
- [11] T. Hawa and Z. Rusak: "Viscous flow in a slightly asymmetric channel with a sudden expansion", *Physics of Fluids*, Vol. 12, No. 9, pp. 2257-2267 (2000).
- [12] 加藤隆: 「非対称急拡大管における付着噴流の流動解析 (第1報, 非常層流領域内での数値解析)」, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 49, No. 439, pp. 737-740 (1983).
- [13] 中西助次, 桜井元康, 大坂英雄: 「非対称急拡大流路の層流はく離に関する数値的研究」, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 61, No. 582, pp. 460-467 (1995).
- [14] 中西助次, 桜井元康, 大坂英雄: 「二次元非対称急拡大流路内流れの数値的研究 (はく離渦の検討)」, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 63, No. 613, pp. 2915-2922 (1997).
- [15] 井口学, 近江宗一: 「隣接した円形断面急拡大・急縮小部を通る流れの損失係数」, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 52, No. 481, pp. 3252-3258 (1986).
- [16] E. Rojas, C. Pino and C. Montes: "Global mode analysis of a pipe flow through a 1:2 axisymmetric sudden expansion", *Physics of Fluids*, Vol. 22, pp. 071702_1-071702_4 (2010).
- [17] D. H. Lee, H. J. Park and S. J. Kim: "Local heat transfer downstream of an asymmetric abrupt expansion and cavity in a circular tube", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 79, pp. 229-239 (2014).
- [18] F. Durst, J. C. F. Pereira and C. Tropea: "The plane symmetric sudden-expansion flow at low Reynolds numbers", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 248, pp. 567-581 (1993).
- [19] J. H. ファーツイガー, M. ペリッチ: 「コンピュータによる流体力学」, シュプリンガー・フェアラーク東京, 東京, pp. 171-173 (2003).
- [20] 竹澤聡: 「二次元チャンネル内噴流のカオスの挙動とその制御」, *北海道大学博士論文* (1997).

(原稿受付 2017/11/27, 受理 2018/4/5)

*益田卓哉, 修士 (工学)

静岡職業能力開発促進センター, 〒422-8033 静岡県静岡市駿河区登呂 3-1-35

Takuya Masuda, Shizuoka Polytechnic Center, 3-1-35, Toro, Surugaku Shizuoka-shi, Shizuoka, 422-8033.

Email: Masuda.Takuya@jeed.or.jp