

博士學位論文

氏 名（本 籍）	小 林 亮 太（茨 城 県）
学 位 の 種 類	博 士（工 学）
学 位 記 番 号	博 甲 169号
学位授与年月日	令和3年 3月 31日
学位授与の要件	学位規則第4条第1項
学位論文題目	二次元シンセティックジェットの方向制御に 関する研究

論文審査委員	主査 佐藤 光太郎 教授
	副査 伊藤 慎一郎 教授
	〃 鈴木 健司 教授
	〃 橋本 成広 教授
	〃 石川 仁 教授

工学院大学大学院

Abstract

This paper presents a fundamental study on jet vectoring control by adjusting the dimensionless frequency of synthetic jets over time without changing the injection nozzle shape in actuators. First of all, work involves the introduction of asymmetric slots with various sharp projection lengths in free synthetic jets for various actuator frequencies. The influences of the dimensionless parameters, sharp projection length C , and actuator frequency f^* on the behavior of free synthetic jets are experimentally investigated under the same slot width b_0 and numerical simulations are performed to supplement these experiments. Furthermore, as an asymmetrical shape to replace sharp projection, verification was carried out using a stepped asymmetrical shape. In the case of a stepped asymmetric slot, there are more parameters whose shape can be changed than in sharp projection, and it can be expected that the jet direction can be expanded to a wider range. Finally, as a more applied study, the influence of synthetic jets near a circular cylinder on the flow characteristics of a primary jet was experimentally investigated.

目次

第1章 緒論	4
第2章 突起型非対称スロットにより形成されるシンセティックジェットの流れ特性	9
2.1 はじめに	10
2.2 主な記号	11
2.3 実験装置及び方法	12
2.4 数値解析方法	20
2.5 結果及び考察	22
2.6 まとめ	51
第3章 階段型非対称スロットにより形成されるシンセティックジェットの流れ特性	52
3.1 はじめに	53
3.2 主な記号	54
3.3 実験装置及び方法	55
3.4 数値解析方法	57
3.5 結果及び考察	59
3.6 まとめ	82
第4章 コアング面を伴うシンセティックジェットによる噴流方向制御	93
4.1 はじめに	84
4.2 主な記号	85
4.3 実験装置及び方法	86
4.4 数値解析方法	92
4.5 結果及び考察	94
4.6 まとめ	111
第5章 結論	112
参考文献	117
謝辞	122

-第 1 章-

緒論

噴流はスリットやノズルなどの小孔から空間に対して、流体が噴出する現象であり、産業界に留まらず、日常生活においても目にする機会が多い身近な現象でもある。噴流に関する研究は航空機における失速抑制や自動車の抵抗軽減、流体機械内部での不安定流れの抑制、空調・エアカーテンの高効率化などを目的として盛んに行われ、得られた知見は流体制御に積極的に応用されている。また加工分野においては研磨剤を含んだウォータージェットにより超硬質材のチタン合金やセラミック材を切断することが可能となり、さらに医学の分野では血管を残したまま臓器の切開・切離が期待されるウォータージェット手術法が提案されるなど、噴流技術は様々な場面で利用されつつある。最近ではウイルス飛沫感染防止を目的とする換気・空調の最適化に向けた流れ場制御に噴流を利用する研究が始まっており、噴流技術は益々注目を集めている。このような状況において、噴流の進行方向を簡単かつ自由に調整することができれば、より一層広い分野で噴流技術が役立つことは間違いない。

本論文では幾何形状の変化を伴わずに噴流の方向制御を目指し、その実現のためにシンセティックジェットを適用する。具体的にはシンセティックジェットの無次元周波数による流れ場の制御と噴流偏向メカニズムについて実験及び数値解析の両面から調査がなされた。シンセティックジェットは、スロットやノズルにて吸引過程と噴出過程を交互に繰り返すことで、正味の流量がゼロであるにも拘わらず、スロットやノズルの下流に連続噴流と類似した噴流状の流れを形成する。シンセティックジェットの形成は渦の挙動と密接に関わっており、噴出過程においてスロット角部付近に作られる渦対が互いに速度を誘起し合うことで、並進運動を始めることがこの現象の本質である。したがって発生条件は、吸引過程に渦対の互いの誘起速度が吸引速度を上回ることであり、渦対が下流に進行する過程でエントレインメントにより実質流量を伴う噴流構造は形成される。シンセティックジェットは駆動源がスピーカーやダイヤフラム、ピエゾ素子などの振動体であり、構造が単純であることから、小型・軽量化に適し、アクチュエータの種類が豊富であることも大きな特徴の一つである。したがって、連続噴流の代替や小型流体機械用のアクチュエータなど様々な用途への応用が期待される。シンセティックジェットの流動特性に関して、これまでに噴流の形成条件[1]、連続噴流との同異[4]、レイノルズ数と無次元ストロークの影響[4]、入力波形の影響[6, 29]、スロット内部幾何形状の影響[8]、スロッ

ト幅ないしオリフィス径の影響などが研究されてきた[9, 18]. また, 形成条件に関しては, Holman らにより, 無次元ストローク長さ L_0 によってシンセティックジェットの特徴が異なることが示されており, 特に $L_0 < \pi$ の条件においては, 噴出過程に生成された渦対が吸引過程にスロットへ引き戻されることで, シンセティックジェットが発生しないことが明らかにされている[1]. シンセティックジェットの応用研究としては, 失速・剥離制御[10-13]や熱交換用アクチュエータ[14-15], 攪拌・混合促進[16-17]などの報告も存在している. しかしながら, シンセティックジェットの基本流動特性については未だに不明な点が多く, 特に振動特性と噴流進行方向との関係に着目した研究例は極めて少ない.

広義での噴流方向制御について目を向けると, 従来, 推進体のスラスト・ベクタリングやターボ機械からの吐き出し方向制御には噴射ノズルを可変にして噴射角を調整する方法や吹出口にルーバーやフィンを付加してその角度により噴射角を調整する方法などが取られてきた. また現在, ほとんどの航空機のヨーイング制御には垂直尾翼のラダーが用いられ, 流体力はラダー角度で調整される. すなわち, スラスト・ベクタリングやヨーイング制御など流れの方向を変化させるためには, 幾何形状を変化させ調整するのが一般的である. ところが, 推進体の噴射ノズルを可変にするには大掛かりな可動機構が必要となり, ラダー, ルーバーなどの可動部は不具合の大きな原因となる. ところで実用段階の研究例として, 航空機の垂直尾翼は水平飛行時に大きな抗力を生み出すことから翼面積を小さくすることを目的とした **Sweeping Jet** による垂直尾翼のラダー効率改善方法が提案されている[34]. しかしながら, 可動部であるラダーを無くすには至っていない. 一方近年, 幾何形状変化を伴わないフルイディック・スラスト・ベクタリングが提案され, そこでは複数噴流の干渉やコアンダ面を有する二次流れを利用して, 噴流偏向を実現している[35-42]. ただし, 従来のフルイディック・スラスト・ベクタリングで任意の噴流偏向角を実現することは容易ではなく, さらに幾何形状変化を伴わない単独噴流の方向制御に関する報告はほとんど見当たらないというのが現状である.

噴流を用いて流れ場をコントロールしようという研究も盛んに行われているが, 従来の連続噴流に代わりシンセティックジェットを利用した例がいくつか存在している. Smith らは, 一次連続噴流に対して二次噴流としてシンセティックジェットを干渉させた場合の流れ場について研究しており, シンセティッ

クジェットを使用して一次連続噴流の方向を制御できることを明らかにしている[23]. また, Luo らも, 一次連続噴流の方向制御に二次噴流としてシンセティックジェットアクチュエータを適用しており, シンセティックジェット生成のための新型のアクチュエータを開発している[24]. このアクチュエータでは, 振動体を 1 つだけ搭載し, その振動面の両面の流体を振動させ, シンセティックジェットの生成に利用することで, 従来のシンセティックジェットよりも高効率となっている. このとき, 2 つのノズルから 180° の位相差を持つシンセティックジェットが生成される. 加えて, Smith らは, 隣接する 2 つのスロットから様々な位相差を持たせたシンセティックジェットを生成することで, それらの干渉によって噴流方向の制御を試みており, 一定の条件下において噴流方向の制御が可能であることを明らかにしている[25]. このように, これまで研究されてきたシンセティックジェットによる噴流方向制御技術は, 連続噴流と組み合わせ使用される場合が多く, 連続噴流を用いない場合は複数のシンセティックジェットの干渉を利用する例のみである.

シンセティックジェットを他の噴流と干渉させることなく, かつ幾何形状の時間的な変化を行わずに噴流方向の制御を行うことができれば, シンセティックジェットの小型・軽量化に適するという利点を最大限に活かすことが出来ると考えられる. そこで, 本論文の第 2 章では, 単一のシンセティックジェットに対して, スロット形状の非対称性を利用した噴流の方向制御を検討する. スロットの非対称性は突起形状を用いており, 幾何形状を伴わずに, シンセティックジェットの無次元周波数を変化させることで, 噴流方向制御が可能となることを示す.

加えて第 3 章では, 非対称形状を改良し, 階段形状の非対称スロットにおける噴流方向制御を検討している. 階段形状とすることで, 突起型のような流れ場への大きな干渉が抑えられ, また, 噴流方向の制御範囲をさらに拡張できる可能性がある.

一方で, シンセティックジェットには高流量化が難しいという課題もある. 第 2 章, 第 3 章の技術を用いて噴流方向制御を試みる場合に, 応用対象によっては, 流量が十分でない可能性が懸念される. そこで第 4 章では, 一次連続噴流に対して, 二次噴流としてシンセティックジェットを用いた方向制御技術を検

討する．このとき，スロット出口にコアンダ面を設置しており，いわゆるコアンダジェットに対しての，シンセティックジェットの応用である．

いずれの方法でも噴流方向の制御に着目しており，特にシンセティックジェットの無次元周波数 f^* が流れ場に及ぼす影響を調査している．また，基本的には実験によって得られた結果を元に議論するが，数値流体解析によって得られた結果も補足的に用いている．

-第 2 章-

突起型非対称スロットによる シンセティックジェットの方方向制御

2.1 はじめに

これまで研究されてきたシンセティックジェットによる噴流方向制御技術は、連続噴流と組み合わせて使用される場合が多く、連続噴流を用いない場合でも複数のシンセティックジェットの干渉を利用している[23-26]。シンセティックジェットを他の噴流と干渉させることなく、かつ幾何形状の時間的な変化を伴わずに噴流方向の制御を行うことができれば、シンセティックジェットの小型・軽量化に適するという利点を最大限に活かすことができると考えられる。そこで、本章では、単一のシンセティックジェットに対して、スロット形状の非対称性を利用した噴流の方向制御を検討する。非対称スロットは突起形状の剛体を取り付けることで作成しており、シンセティックジェットの無次元周波数を変化させることで、シンセティックジェットの方向制御を可能とすることを目的としている。連続噴流の場合は突起型非対称スロットの影響を受けず、流れ場は無次元突起長さ C に依存しない。一方、シンセティックジェットの場合、流れ場は無次元突起長さ C と無次元周波数 f^* の両方の影響を受け、適用範囲内では C 及び f^* の増加に伴い噴流がより強く偏向する。また、噴流が一定以上の曲率を持っている場合、スロット近傍に再循環領域が形成される。このとき、壁面上にはよどみ点が形成され、その位置は無次元周波数 f^* に依存して変化する。流れ場は無次元突起長さ C 及び無次元周波数 f^* の影響を受けるため、 Cf^* を決定することで、噴流の偏向角を制御できる。ここで、適用範囲外の条件については、特異なフローパターンが形成される。具体例として、 $Cf^* = 0.50$ の場合は、他の条件と傾向が異なり、下流の渦列が千鳥状に配置される。千鳥配列の場合、これまでのシンセティックジェットで確認されている渦対の並進運動とは異なる原理であるといえる。

2.2 主な記号

- a : 回転方向が同一かつ隣接する渦同士の距離[m]
 b : 渦列の幅[m]
 b_0 : スロット幅 ($= 5.0 \times 10^{-3}$ m)
 c : 突起長さ [m]
 C : 無次元突起長さ ($= c/b_0$)
 d : シリンダ内径 [m]
 f : 入力周波数 [Hz]
 f^* : 無次元周波数 ($= f b_0 / U_0$)
 L_0 : 無次元ストローク ($= U_{s0} / f b_0 = 1 / f^*$)
 Re : レイノルズ数 ($= U_0 b_0 / \nu$)
 t : 時間 [s]
 T : 周期 [s]
 u : 流速の x 軸方向成分 [m/s]
 $|u|$: 流速の x 軸方向成分の絶対値 [m/s]
 u_0 : スロット出口流速の x 軸方向成分 [m/s]
 U_{c0} : 連続噴流の代表速度 [m/s]
 U_{sa} : スロット出口のシンセティックジェットにおける速度振幅 [m/s]
 U_{s0} : シンセティックジェットの代表速度 $= \frac{1}{T} \int_0^{T/2} u_0(t) dt$ [m/s]
 v : 流速の y 軸方向成分[m/s]
 x, y, z : 座標軸 [m]
 z_h : テストセクション高さ ($= 0.1$ m)
 y_{st} : 原点からよどみ点までの距離 [m]
 ν : 作動流体の動粘性係数 [m^2/s]
 ω : 渦度 [1/s]
 ω^* : 無次元渦度 ($= b_0 \omega / U_{s0}$) [-]

2.3 実験装置及び方法

シンセティックジェットは吸引過程と噴出過程を交互に行うことで、スロット出口での正味の供給流量がゼロであるにも拘わらず、下流の流れ場に噴流状の流れを発生させる。これは、シンセティックジェットのスロット近傍での流れ場が、噴出過程と吸引過程とで大きく異なることを利用している。吸引過程では、ポテンシャル流れと似た渦構造を伴わない流れであり、スロットでは流れ場からほぼ等方的に流体を吸引する。一方で、噴出過程はスロット角部から渦対を生成し、この渦対がそれぞれ渦同士を進行方向へ誘起し合うことで、並進運動する。よって吸引過程においても、渦対は進行する。ただし、 $L_0 < \pi$ のとき、生成される渦対は吸引過程に吸引され、流れ場に噴流状の流れが形成されない。上述の通り、スロット出口での正味の供給流量がゼロであるため、シンセティックジェットの代表速度を定義する際には工夫が必要である。そこで、本研究ではシンセティックジェットの代表速度 U_{s0} [m/s] を式(1.1)の様に与える。

$$U_{s0} = \frac{1}{T} \int_0^{T/2} u_0(t) dt \quad (1.1)$$

ここで、 u_0 [m/s] はスロット出口での流速、 T [s] は周期、 f [Hz] は周波数である。Fig.2.2.1 は式(1.1)を模式的に示したものである。式(1.1)は、Holman ら[1]に倣い、吸引過程では流れ場に噴流を生成しないことを考慮し、噴出過程の流速のみを積分して、1 周期分の時間 T [s] で除している。実験において代表速度を決定する際には、スロット出口 ($x/b_0 = 0.2$) での噴出流速を熱線流速計で計測し、計測された速度波形の最大値が $u = U_{sa}$ を満たす様にスピーカーの出力を調整することで規定した。また、連続噴流の代表速度はスロット出口の流速が $u = U_{c0}$ となるように規定した。本章では、代表長さはスロット幅 $b_0 = 5 \times 10^{-3} \text{m} = \text{Const.}$ である。

シンセティックジェットの流動特性は無次元ストローク長さ L_0 に依存することが知られており、 L_0 は以下の式(1.2)で定義される。

$$L_0 = \frac{U_{s0}}{fb_0} = \frac{U_{s0}}{b_0} T \quad (1.2)$$

L_0 は代表速度 U_{s0} を入力周波数 f とスロット幅 b_0 で除し無次元化したものであり、シンセティックジェットにおいて、1 周期の噴出過程に形成される流体塊の長さを示す無次元数である。また、無次元ストロークの逆数を無次元周波数として以下の式(1.3)の様に定義する。

$$f^* = \frac{fb_0}{U_{s0}} = \frac{1}{L_0} \quad (1.3)$$

L_0 と f^* はいずれもシンセティックジェットの特徴を示す無次元量であるが、本研究では主に f^* を議論に用いる。

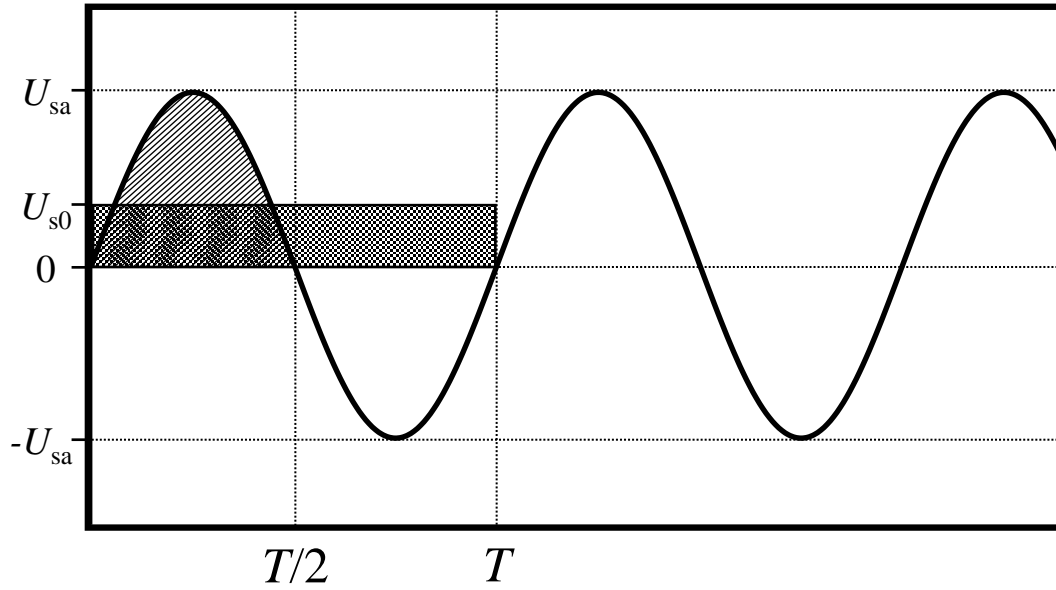


Fig.2.3.1 Definition of characteristic velocity for synthetic jet.

Fig.2.3.2 に本研究で用いた実験装置の概略図を示した．本研究では噴流の二次元的な挙動についての調査を行うことが目的であるため，流れ場を二枚の剛体平板で挟み，スロット出口の断面はアスペクト比を $z_h/b_0 = 20$ とすることで， x ， y 軸方向の流れに対し， z 軸方向の速度が無視できると仮定している．また，作動流体は空気である．流れ場の領域は， x 軸方向に $90b_0$ ， y 軸方向に $200b_0$ であるが，その周囲は大気に開放している．シンセティックジェットの生成にはスピーカー(DIECOOK DD-15L)を用いており，コンピュータで生成された正弦波信号をアンプリファによって増幅してスピーカーへ入力した．ここで，正弦波の生成にはコンピュータ用フリーソフトウェア Audacity を用いた．本論文では，シンセティックジェットと比較するため連続噴流の実験も行なっている．このとき，ブロワ(SHOWA DENKI U75-2-R313)を用いており，その回転数の制御にはインバータ(TOSHIBA VFNC1-2007)を用いた．Fig.2.3.3 は本研究で使用した非対称スロットの形状を示した模式図である．本研究ではスロット出口に，突起型の剛体を取り付けることで非対称形状としている．突起型の剛体について， x 軸方向の長さ c を変更することで，非対称性を可変パラメータとしている．このとき，無次元突起長さを $C = c/b_0$ として定義し， $C = 1, 2, 3, 4, 5$ の 5 種類の突起形状を用いている．また，対称スロットの場合は $C = 0$ と定義する．

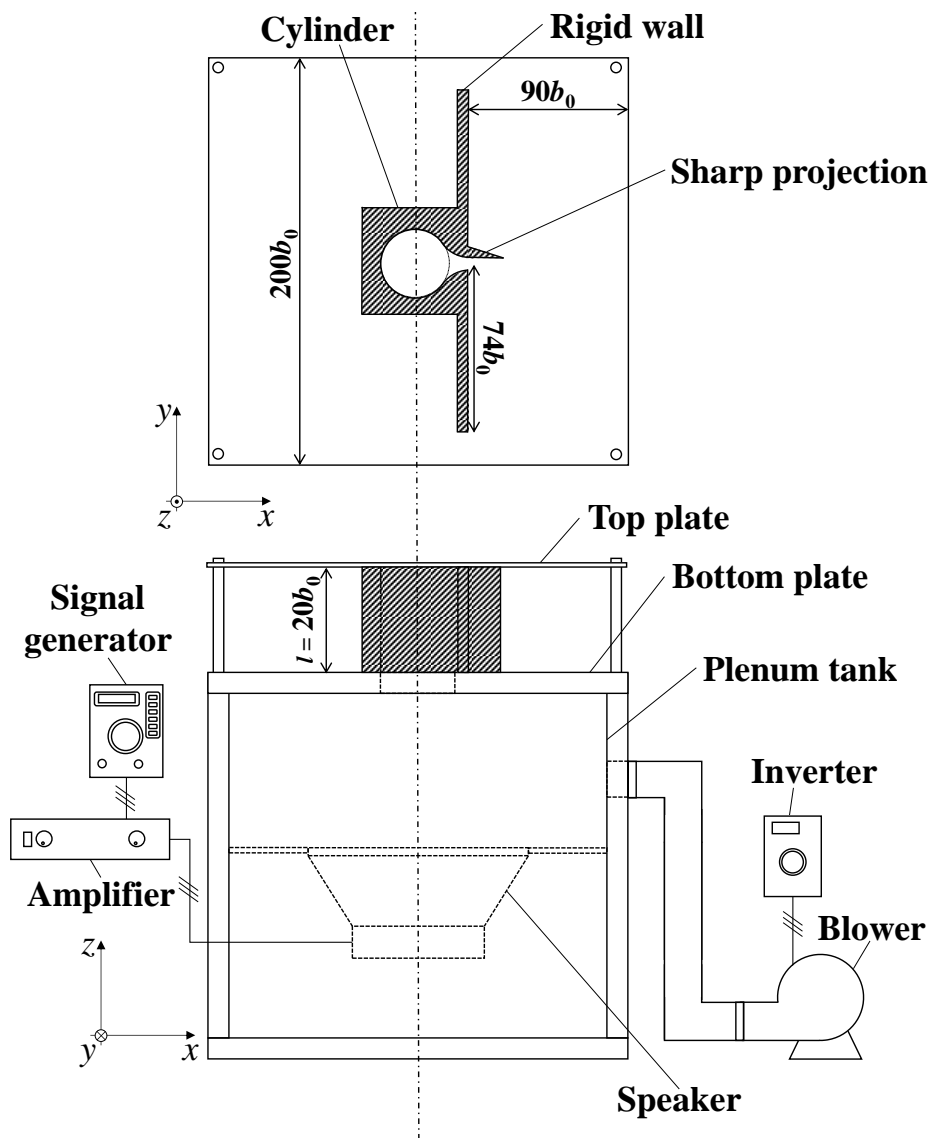
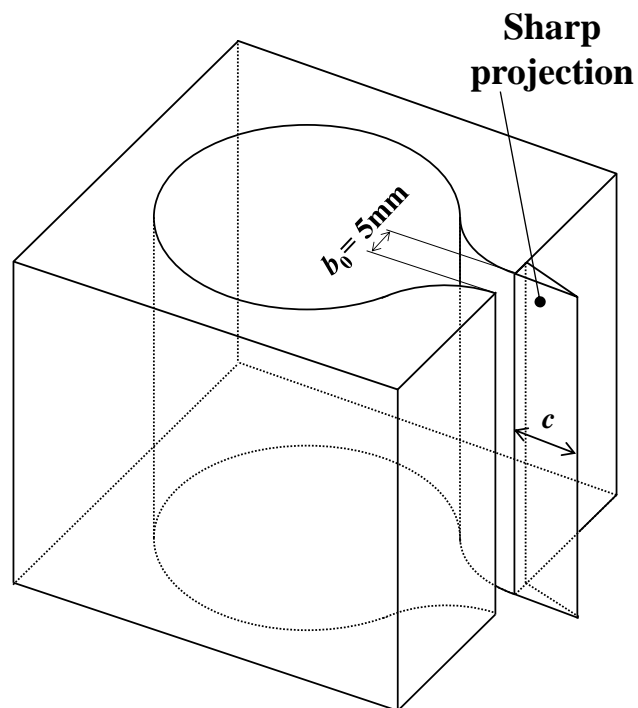
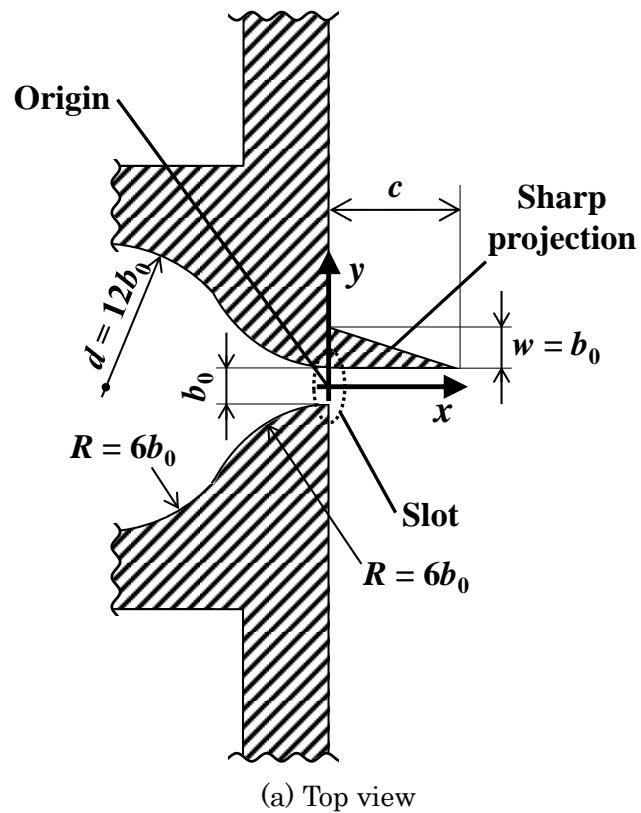


Fig.2.3.2 Schematic drawing of the experimental apparatus: synthetic and continuous jets generated by the speaker and the blower, respectively.



(b) 3-dimensional view

Fig.2.3.3 Geometric shape of an asymmetric slot. The asymmetric slot is obtained by applying a sharp projection to an edge of the slot.

流れ場の可視化にはスモークワイヤ法または、スモークジェネレータ(DAINICHI PORTA SMOKE PS-2005)によって発生させた煙を用いて行われた。スモークワイヤ法では、変圧器(山菱電気 S-130-10), 流動パラフィン(関東化学 Cat. No. 32033-00), ハロゲンライト(PHOTRON HVC-SL), デジタルカメラ(CASIO EX-F1)を用いた。また、スモークジェネレータを用いた場合、スモークワイヤ法よりも発煙濃度を容易に制御することができるため、長時間の撮影なども可能となる。ただし、この方法の場合には、煙が噴流のエントレインメント効果によって引き込まれることを利用するため、現象に影響を及ぼさない程度にあらかじめ流れ場(もしくはその近傍)に煙を発生させておくなどの工夫が必要となる。

速度分布の計測には熱線流速計(KANOMAX IHW-100), I 型プローブ(KANOMAX 0251R-T5), プローブサポート(KANOMAX 4G0103), トラバーサ(中央精機 ALS-230-C2P)を使用した。熱線流速計では流速の x 方向成分の絶対値を計測している。Fig.2.3.4 の模式図に示した様に、流れ場に熱線流速計を配置し、スロットからの距離が $x/b_0 = 5, 10, 15, 20, 25$ の位置で流速を計測した。このとき、計測間隔は 1mm で 100 点計測している。また、1 計測点当たり、 $100\mu\text{sec} \times 51,200$ 回分のデータを取得し、その平均値を速度分布図へプロットしている。

本研究では壁面上のよどみ点を観測するために、レーザードップラー流速計(LDV, 8741-S Smart LDV KANOMAX)を用いている。レーザードップラー流速計は熱線流速計と同様に流速を計測できるものであるが、厳密には流速そのものを計測するのではなく、流れ場に存在する粒子の粒子速度を計測するものである。そのため、流れ場に対してトレーサ粒子を流入させる必要がある。熱線流速計では流速が絶対値として計測されるが、レーザードップラー流速計の場合には粒子の速度と方向を観測できるため、流速の正負を確認することが可能となる。今回着目する噴流のよどみ点は、壁面上で流速の方向が逆転する位置であるため、レーザードップラー流速計を使用することでその位置を特定する。速度分布を計測する際には、トラバーサに LDV を固定し、トッププレートの上側からレーザー光を入射した。トレーサ粒子の生成方法については、Fig.2.3.5 に示した様に、ミストタンク内に煙を充満させ、ミストタンク出口での流速が十分減衰して流入する状態としている。ここで対称性を考えると、ミストタンク出口を 2 箇所(中心線を基準として対象に)設けることも考えられたが、一方の

出口から流体が流入しミストタンク内に循環流を形成してしまうことがあるため，一方の壁面(y 軸正方向側)のみに煙の流入部を設けた．煙の流入部はスロットから十分離れた位置の剛体壁面上であり，トレーサ粒子がシンセティックジェットのエントレインメント効果によって噴流に巻き込まれることで，計測が可能となる．

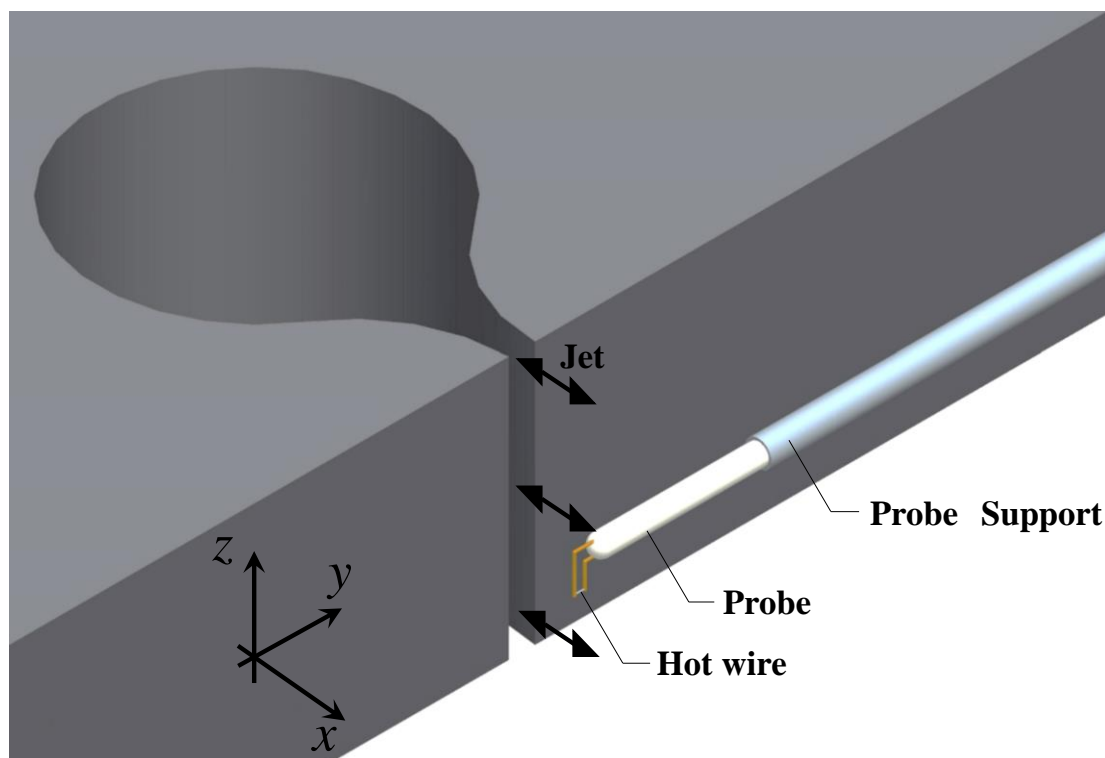


Fig.2.3.4 Set-up configuration of the hot-wire anemometer

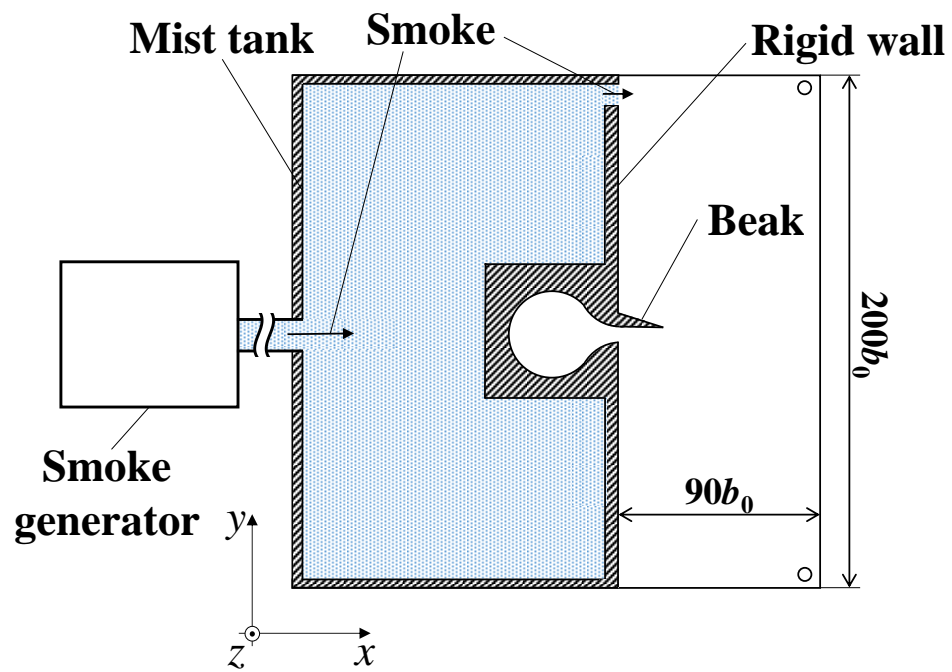


Fig.2.3.5 Tracer particle generation method for LDV

2.4 数値解析方法

数値解析には非構造格子系熱流体解析ソフトウェア(SCRUYU/Tetra ソフトウェアクレイドル)を用い、二次元非圧縮粘性流体を仮定して非定常解析を実施した。いくつかの先行研究(例えば[7])と同様に、乱流モデルとして、レイノルズ平均ナビエ-ストークス方程式(RANS)を使用し、標準 $k-\varepsilon$ モデルを適用している。Fig.2.4.1 に数値解析における解析領域及び境界条件を示す。シンセティックジェットの場合、スロット出口にて流速が時間的に変化するが、Fig.2.4.1 にも示している通り、境界条件として正弦波($u = U_{sa}\sin\omega t$)の流速規定を与えることで模擬した。また、Fig.2.4.1 の解析領域上側境界面(y 軸正方向側の境界面)及び下側境界面(y 軸負方向側の境界面)については、噴流のエントレインメント効果分の流量が代表速度の 5%程度であると仮定し、境界面からの流入速度をそれぞれ $v = 0.05U_{s0}$ および $v = -0.05U_{s0}$ として与え、計算の安定化を行う。剛体壁面に対しては、滑りなし(No Slip)境界条件を適用し、下流側境界面(x 軸正方向側の境界面)には流れ境界条件として静圧一定条件($p = 0\text{Pa}$)を適用した。

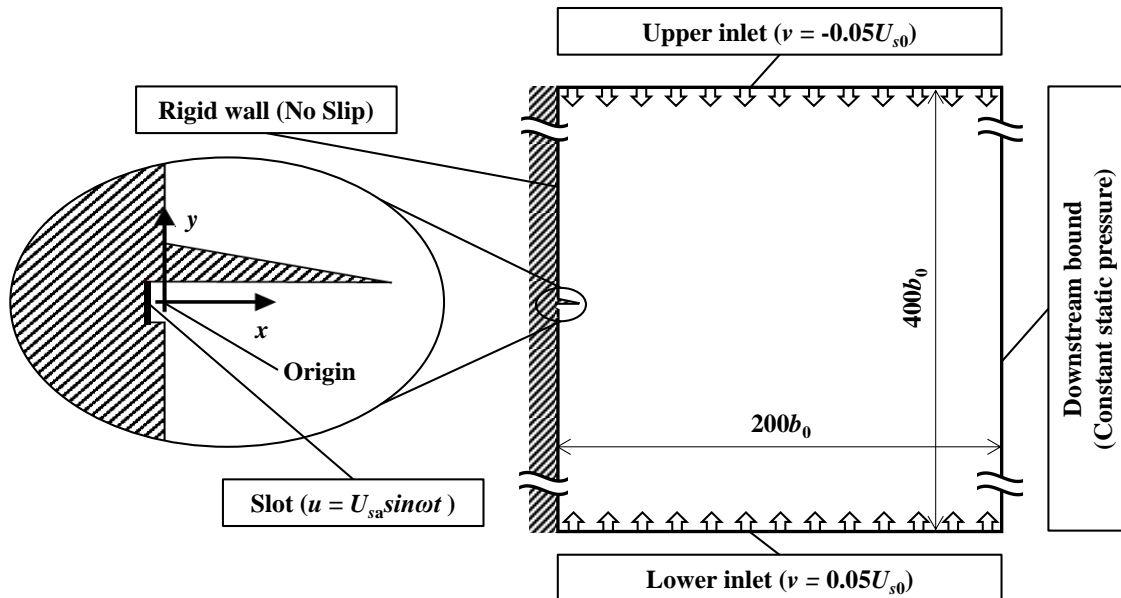


Fig.2.4.1 Domain and boundary conditions for the numerical simulations of the synthetic jets with the asymmetric slot. The divergence of the results is avoided by supplying 5% of the characteristic velocity from the upper and lower bounds. For simplicity, a sine wave is used to describe the velocity change of the synthetic jet at the slot.

Fig.2.4.2 は数値解析に用いたメッシュにおけるスロット部の拡大図であり, 解析領域全体での総要素数は約 110,000 である. 剛体壁面には境界層要素を作成しているが, 境界層の第一層目の要素厚みは $2.0 \times 10^{-5} \text{m}$ とし, 層数は 10 層とした.

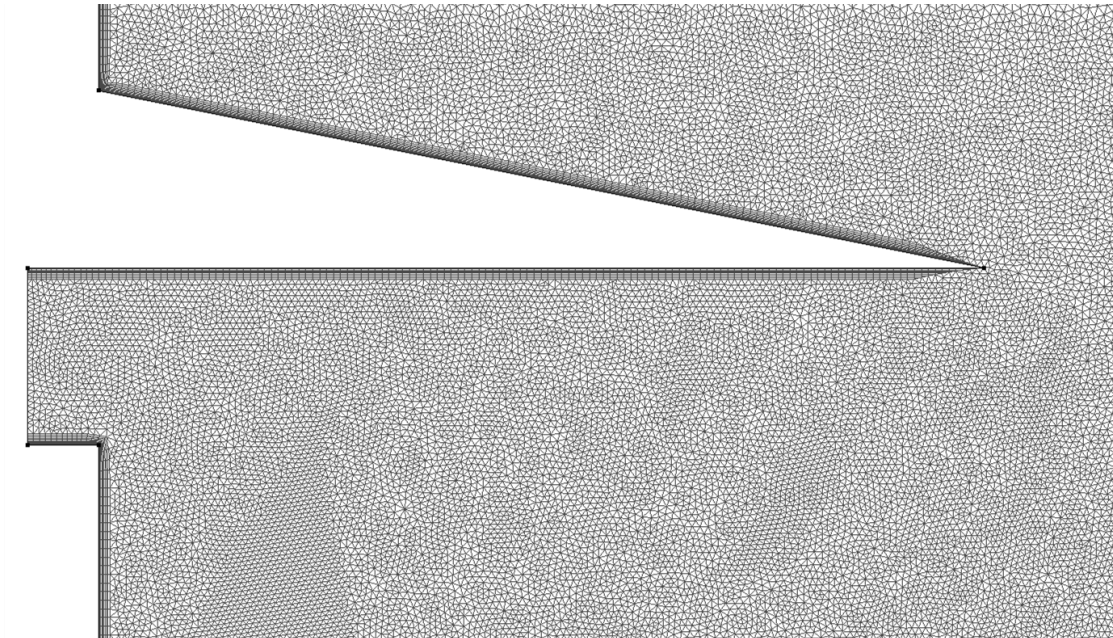


Fig.2.4.2 Magnified view of the typical grid near the asymmetric slot ($C = 5$)

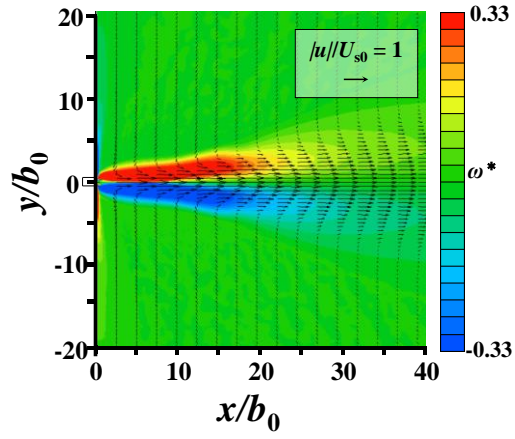
2.5 結果及び考察

初めに、数値解析の妥当性について述べる．本研究の実験ではシンセティックジェットをスピーカーによって生成しているが、数値解析上では時間変化する境界条件を適用して模擬している．このとき、ノズル部を解析に考慮する場合としない場合とで結果が変わる可能性が考えられた．そこで、まずはノズル部を解析に考慮するべきかについて検討した結果を示す．

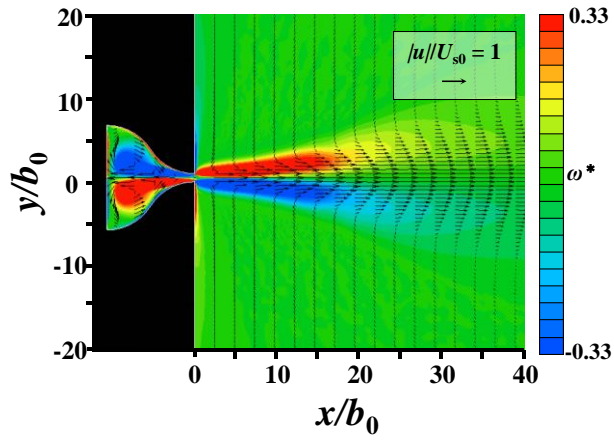
Fig.2.5.1 は対称スロットにおけるシンセティックジェット($f^* = 2.50 \times 10^{-2}$)の検証結果であるが、(a), (b), (c)はそれぞれ、ノズル部を考慮しない場合の数値解析、ノズル部を考慮した場合の数値解析、可視化実験の結果である．なお、(a), (b)では渦度と速度ベクトルの分布から噴流が直進していることが確認できるが、噴流幅の広がり方や、渦度の絶対的な値から見ても、流れ場にほとんど差異が見られないことが確認できる．よって、対称スロットにおいては、ノズル部の考慮の有無で解析結果はほとんど変わらないといえる．また、(a), (b)の数値解析結果は(c)の実験結果と比較しても、噴流幅などが定性的に一致していることが確認でき、解析方法について一定の妥当性が認められる．また、Fig.2.5.3 は、ノズル部を考慮した場合(a)と、ノズル部を考慮していない場合(b)のスロット出口における速度分布である．最大噴出時(Blowing Max)を紺色、最大吸引時(Suction Max)を赤色で示しているが、(a)と(b)の分布を比較するとスロット角部付近の速度分布においては、定量的な差異が確認できる．

次に、Fig.2.5.2 は非対称スロット $C=5$ の場合であるが、(a), (b)を比較すると、形成されている流れ場はほぼ同様であることが確認できる．しかし、流れ場に生じている時計回りの渦を確認すると、ノズル部を考慮した場合(b)よりもノズル部を考慮していない場合(a)の方が渦径は僅かに大きい．これは、ノズル部を考慮する場合には、ノズル内部の流れの非対称性を考慮できるためであると考えられる．しかし、(a)と(c)を比較しても、流れ場は定性的に一致している．

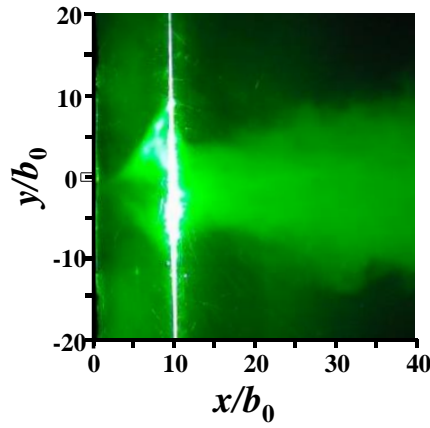
以上の結果から、ノズル部を解析に考慮しない場合に、解析結果への影響が確認できるものの、定性的に比較する分には十分軽微であると考えられ、本研究では数値解析へノズル部を考慮しないものとする．



(a) Simulation without internal nozzle

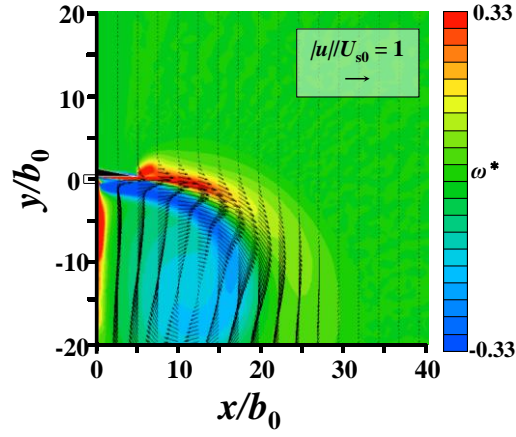


(b) Simulation with internal nozzle

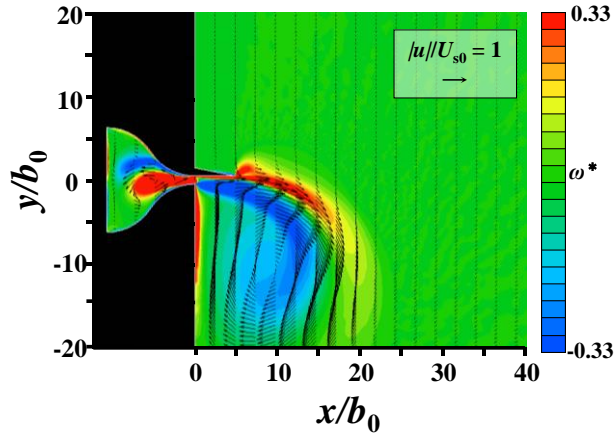


(c) Experimental visualization

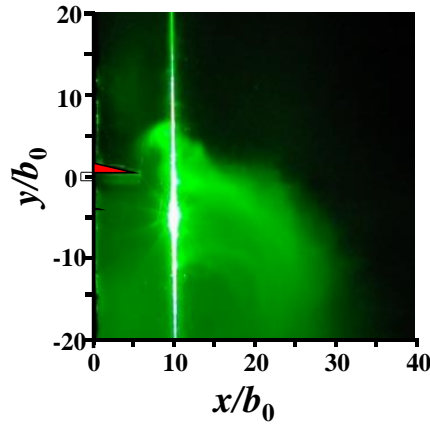
Fig.2.5.1 Time mean velocity and vorticity distribution for the synthetic jet with a symmetric slot ($C = 0$, $f^* = 2.50 \times 10^{-2}$ and $Re = 990$).



(a) Simulation without internal nozzle

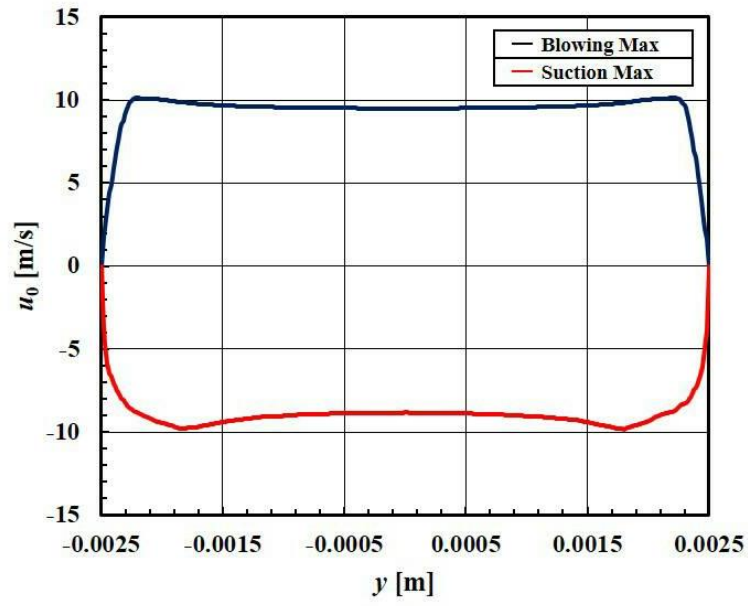


(b) Simulation with internal nozzle

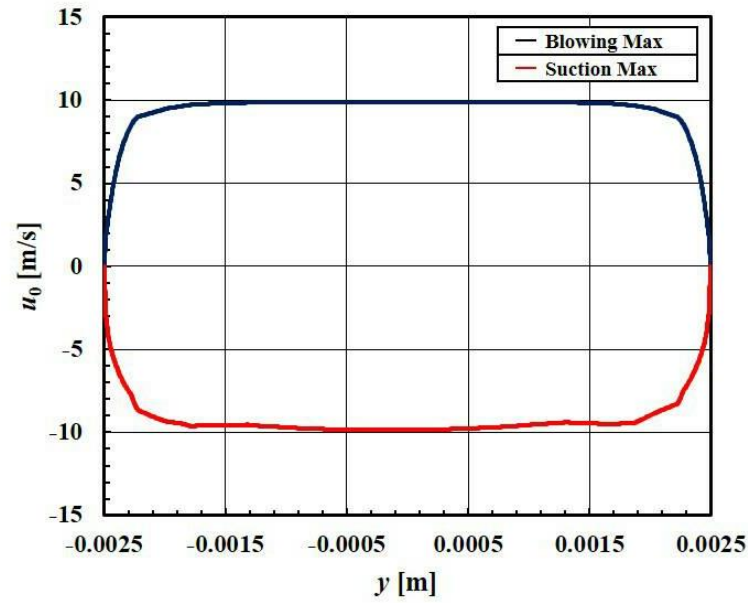


(c) Experimental visualization

Fig.2.5.2 Time mean velocity and vorticity distribution for the synthetic jet with an asymmetric slot ($C = 5$, $f^* = 2.50 \times 10^{-2}$ and $Re = 990$).



(a) Without internal nozzle



(b) With internal nozzle

Fig.2.5.3 Instantaneous jet velocity profiles of the synthetic jet ($f^* = 2.50 \times 10^{-2}$ and $Re = 990$).

ここからは、シンセティックジェットの流れパターンへ及ぼす非対称スロットの影響について述べるが、まずはより一般的である、連続噴流においてスロット形状が非対称な場合についての結果について議論する。Fig.2.5.4 は連続噴流($Re = 990$)における実験及び数値解析の結果である。ここで、(a), (b), (c)はそれぞれ、可視化実験結果、数値解析結果、実験によって得られた速度分布である。また、(i), (ii), (iii)はそれぞれ、無次元突起長さ $C = 0, 3, 5$ である。

まず、(a)可視化実験結果と(b)数値解析結果を比較すると、数値解析の結果よりも、実験結果の方が噴流幅は僅かに広く見えるものの、定性的なフローパターンとしては(i), (ii), (iii)のいずれの条件でもほぼ一致しているといえる。

次に、(i), (ii), (iii)の結果を比較する。(i)は対称スロットであるため、当然ながら噴流が直進していることが確認できる。(ii), (iii)は非対称スロットの場合であるが、(i)の対称スロットの場合と同様に、噴流が直進していることが確認できる。以上の結果から、非対称スロットによって生成される連続噴流は、ほぼ非対称性の影響を受けず、噴流が直進すると考えられる。

一方で、熱線流速計で計測した速度分布について、 $C = 0, 3, 5$ の場合に定性的には十分一致しているが、完全に一致しているわけではない。Fig.2.5.5 は3つの条件で得られた速度分布を重ね合わせたものであるが、 $C = 0$ の場合には噴流中心がほぼ x 軸上に位置しているのに対し、 $C = 3$ の場合には y 軸正方向側へ、 $C = 5$ の場合には y 軸負方向側へ僅かながら偏向していることが確認できる。よって、非対称性の影響が全く及んでいないというわけではない。

参考までに木綿らは、ノズルから一部の剛体板を延長した形状にて、連続噴流の噴流中心位置が、延長された剛体板の反対側へ向かって僅かにずれることを示している。例えば、ノズルの無次元剛体板長さが $L/H = 4$ の場合、噴流中心は $x/H = 18$ で $y/H = -0.5$ 程度移動する。ここで、 L と H はそれぞれ剛体板長さとスロット幅である。したがって、今回の結果は、木綿らによって報告された結果と一致していると考えられる。

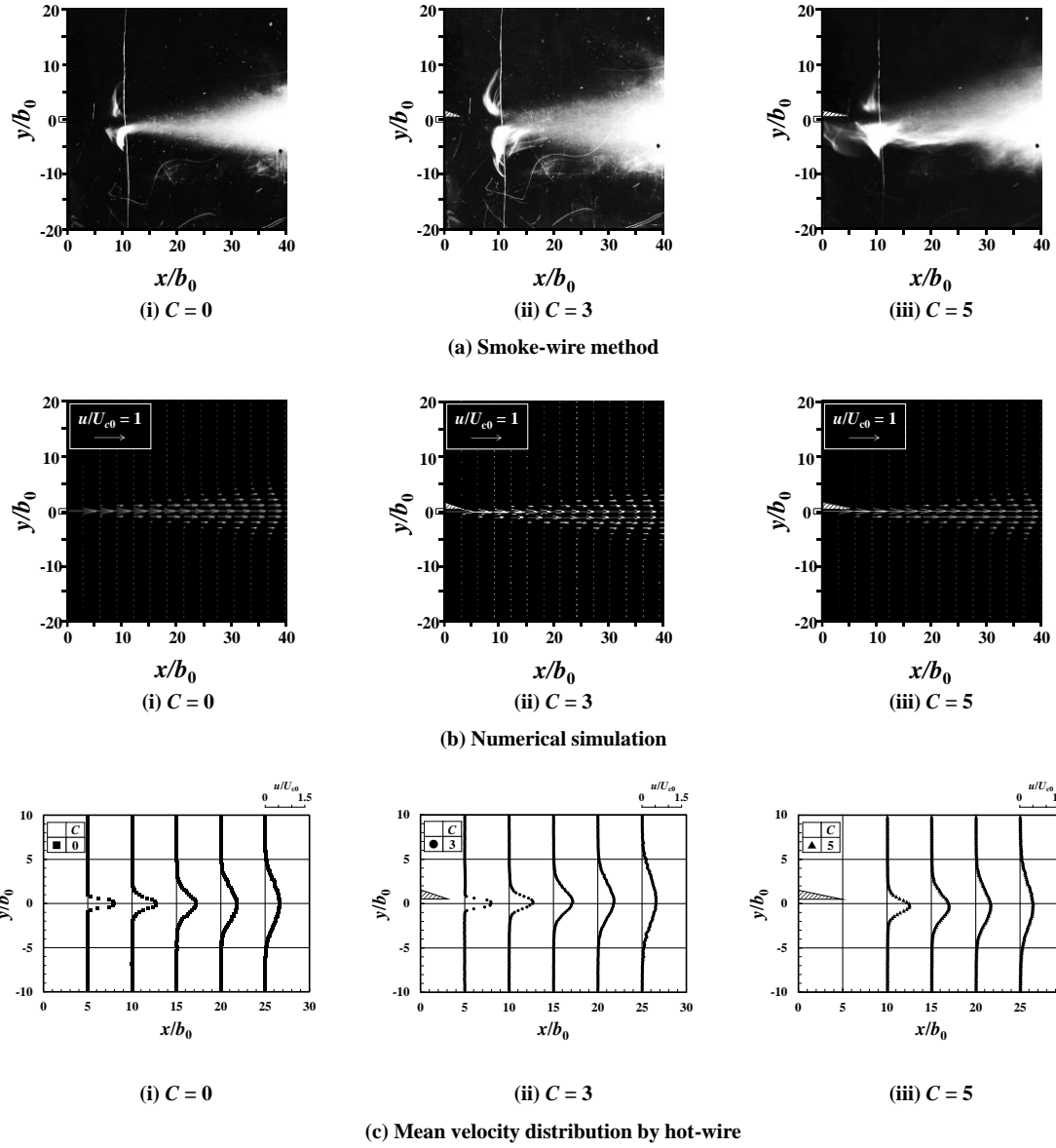


Fig.2.5.4 Flow patterns of the continuous jets ($U_{c0} = 3.0$ m/s; $Re = 990$). The exposure time is 0.1 s. The sharp projection is indicated by triangles.

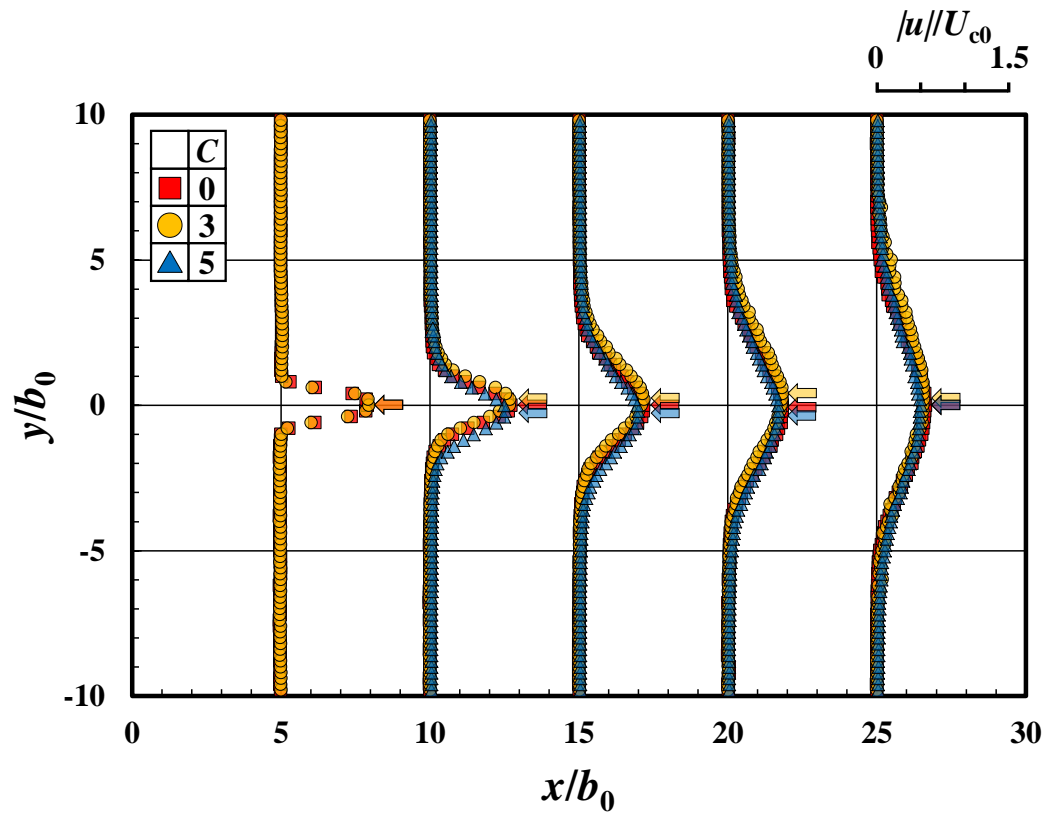


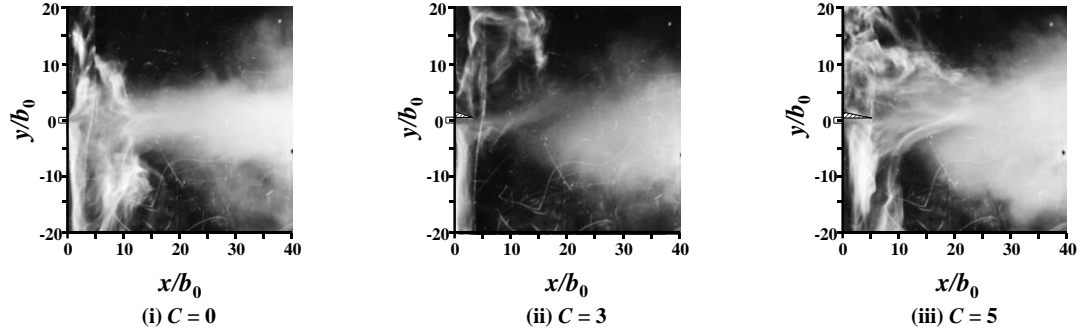
Fig.2.5.5 Velocity distributions of continuous jet measured by hotwire anemometer ($U_{c0} = 3.0\text{m/s}$, $\text{Re} = 990$).

次に、シンセティックジェットの場合の挙動について議論する．まず、本研究に用いられた実験機にて $Re = 990$ の場合に、シンセティックジェットの生成が可能である周波数条件は、およそ $65\text{Hz} \geq f \geq 5\text{Hz}$, すなわち、 $0.108 \geq f^* \geq 8.33 \times 10^{-3}$ の範囲である．この条件範囲にて網羅的に実験を行い、無次元周波数の影響を調査する．

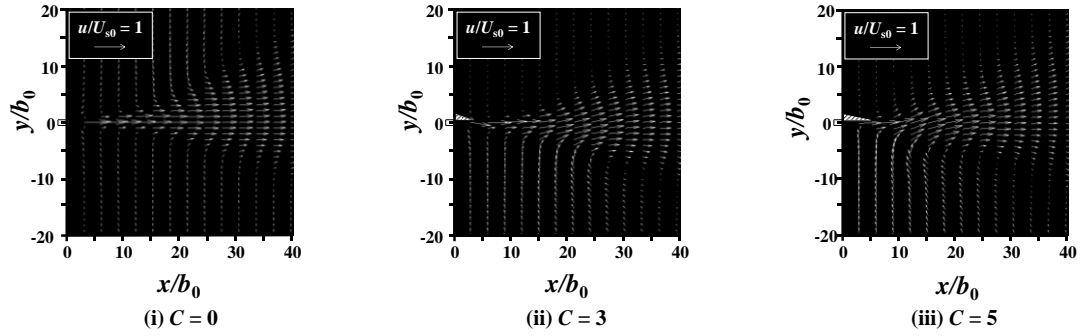
まず、比較的低周波数帯の条件である、 $f^* = 1.67 \times 10^{-2}$ における非対称スロットの影響について議論する．Fig.2.5.6 は $f^* = 1.67 \times 10^{-2}$ ($f = 10\text{Hz}$, $L_0 = 60$, $Re = 990$) における実験及び数値解析で得られた流れ場の結果である．Fig.2.5.4 と同様に、(a), (b), (c) はそれぞれ、可視化実験結果、数値解析結果、熱線流速計で得られた速度分布であり、(i), (ii), (iii) はそれぞれ、 $C = 0, 3, 5$ に対応している．(a) 可視化実験結果を確認すると、画質が鮮明でないこともあり、明確な噴流の流れ方向を確認し難いものの、(i), (ii), (iii) のいずれの条件においても、概ね噴流が直進していることがわかる．この傾向は Fig.2.5.4 の連続噴流の場合と同様であるといえるが、連続噴流の場合と比較して、噴流幅が広いことがわかる．また、可視化画像が不鮮明である点についてであるが、一つの理由として、シンセティックジェットが非定常流であるため、連続噴流と比較しても可視化実験の難易度が高いことが挙げられる．加えて、この条件では周波数 f が小さい、すなわち周期 T が長いため、1 周期あたりの流れの変化が急激であるという点もあり、可視化実験が難しい条件である．

Fig.2.5.6 (b) は数値解析の結果である．上述の通り、本条件は周波数が小さいこともあり、数値解析上でも安定性が悪い．具体的には、ストローク長さが長いため、相対的に解析領域が狭い点や、エントレインメント効果分として考慮している流入流量が不足している可能性も考えられる．この点を踏まえて Fig.2.5.6 (b) を確認していくと、まず、(i) 対称スロット $C = 0$ の場合であるが、流れ場には非対称性がないので、噴流が概ね直進していることが確認できる．噴流が直進しているため、下流 $x/b_0 = 40$ までガウス分布状の速度分布がみられる．ただし、数値解析上で一定の不安定性が認められるため、下流側で僅かに噴流中心位置が直線 $y = 0$ 上から y 軸正方向側へ外れている．非対称スロット(ii) $C = 3$ 、(iii) $C = 5$ の場合であるが、これらの条件でも(i) $C = 0$ の場合とほぼ同様の速度分布が確認でき、可視化実験の結果と同様に、非対称スロットの場合でも対称スロットの場合と同様に、噴流が直進するという傾向を確認できる．

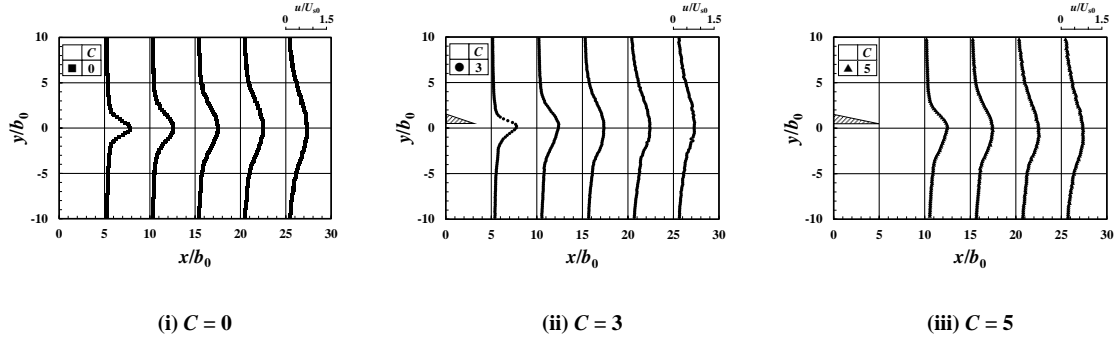
Fig.2.5.6 (c)にて熱線流速計で得られた速度分布を確認すると、やはり、(a), (b)で確認した通り、(i), (ii), (iii)のいずれの条件においても、噴流中心が $y = 0$ 付近に確認され、下流の流れは非対称形状にはほとんど依存せず、噴流が直進していることがわかる。(a)の可視化実験結果と(b)の数値解析結果と比較して、(c)の熱線流速計による速度分布の結果は、熱線流速計の時間分解能が優れるという特性により、計測時のサンプリング数が大きいため、結果の精度は高い。以上の結果から、低周波数帯の条件である、シンセティックジェット $f^* = 1.67 \times 10^{-2}$ においては、概ねスロット形状の影響を受けず噴流が直進すると考えられる。また、連続噴流と比較すると、噴流幅が広いという特性が確認できる。



(a) Smoke-wire method



(b) Numerical simulation



(c) Mean velocity distribution by hot-wire

Fig.2.5.6 Flow patterns of the synthetic jets ($f^* = 1.67 \times 10^{-2}$; $f = 10$ Hz; $U_{s0} = 3.0$ m/s; $Re = 990$). The exposure time is 0.1 s. The sharp projection is indicated by triangles. The synthetic jet for $f^* = 1.67 \times 10^{-2}$ in the asymmetric slot in (ii) $C = 3$ and (iii) $C = 5$ proceeds to be approximately straight than that in $f^* = 5.00 \times 10^{-2}$.

次に、Fig.2.5.7 は $f^* = 5.00 \times 10^{-2}$ ($f = 3.0\text{Hz}$, $L_0 = 20$, $Re = 990$)における実験及び数値解析で得られた流れ場の結果である。Fig.2.5.4, Fig.2.5.6 と同様に、(a), (b), (c) はそれぞれ、可視化実験結果、数値解析結果、熱線流速計で得られた速度分布であり、(i), (ii), (iii)はそれぞれ、 $C = 0, 3, 5$ に対応している。

まずは、(a)可視化実験結果を確認する。(i) $C = 0$ の場合には、やはり流れ場が対称であるため、下流にできる流れもほぼ対称であり、これまでに述べた、連続噴流やシンセティックジェット $f^* = 1.67 \times 10^{-2}$ の結果と同様といえる。そして噴流幅については、やはり連続噴流と比較して広い傾向がみられ、これはシンセティックジェットに共通する特性である。(ii) $C = 3$ を確認すると、噴流自体は基本的には下流へ向かって流れているものの、下流へ流れるに従って、噴流が y 軸負方向側へ偏向し、曲率を持った流れとなっていることが確認できる。さらに、(iii) $C = 5$ においては、煙が $x/b_0 = 40$ へ達しておらず、噴流の曲率がより強くなっていることがわかる。

Fig.2.5.7 (b)の数値解析結果を確認すると、(i), (ii), (iii)のいずれの条件においても、流れ場の傾向は可視化実験結果と定性的に一致している。(ii) $C = 3$, (iii) $C = 5$ のとき、噴流が可視化実験よりも顕著に偏向しているが定性的には一致しているといえる。(iii)のベクトル分布を確認すると、下流側へ向かう流れはほとんどなく、スロット近傍に時計回りの渦領域が形成されている。本論文ではこのような渦領域を再循環領域と定義する。また、 x 軸負方向側へ向かう流れが存在し、剛体壁面上にはよどみ点も確認できる。

Fig.2.5.7 (c)の熱線流速計によって計測された速度分布についてであるが、(i) $C = 0$ のとき、噴流中心はほぼ $y/b_0 = 0$ 上に位置し、ほぼガウス分布状の波形となることがわかる。また、下流である程、噴流幅が広がる傾向もより明確に確認することができる。(ii) $C = 3$ 及び(iii) $C = 5$ の場合、下流であるほど噴流中心位置が $y/b_0 = 0$ から離れ、 y 軸負方向側へ推移しているのがわかる。さらに、その傾向は(ii) $C = 3$ の場合よりも(iii) $C = 5$ の場合の方がより顕著である。以上の結果から、シンセティックジェット $f^* = 5.00 \times 10^{-2}$ ($f = 3.0\text{Hz}$, $L_0 = 20$, $Re = 990$)の場合に形成される流れ場は、スロットの局所的な非対称性の影響を受け、突起形状の反対側へ向かって噴流が偏向する特性があるといえる。さらに無次元突起長さ C の増加に伴い、その傾向がより顕著になることがわかる。また、この現象は無次元突起長さ C だけでなく、無次元周波数 f^* への依存性も認められる。

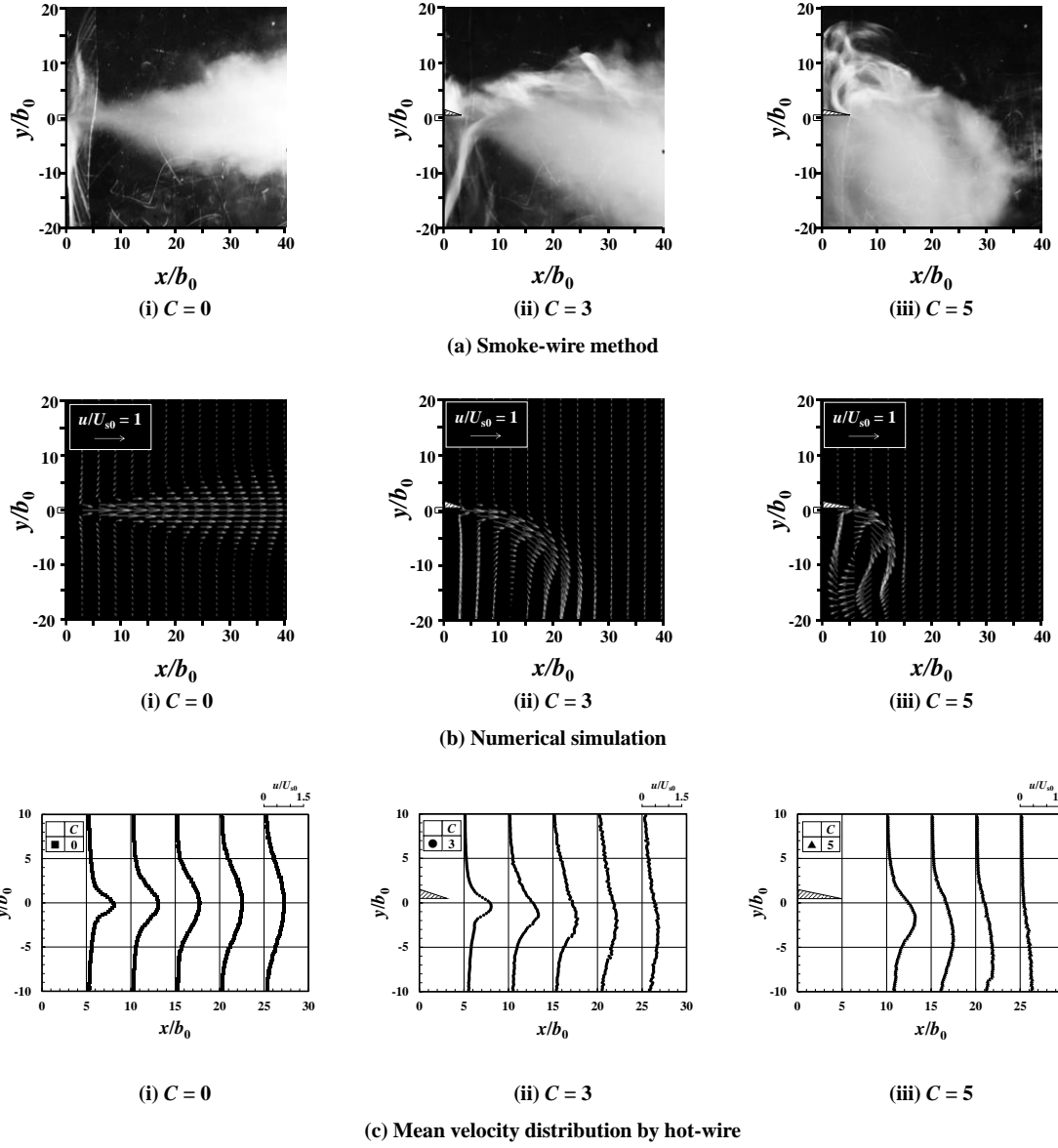


Fig.2.5.7 Flow patterns of the synthetic jets ($f^* = 5.00 \times 10^{-2}$; $f = 3.0\text{Hz}$; $U_{s0} = 3.0\text{m/s}$; $\text{Re} = 990$). The exposure time is 0.1 s. The sharp projection is indicated by triangles. The curvature of the synthetic jets increases with respect to the increases in the dimensionless sharp projection length C .

ここからは、スロットの非対称性と壁面上に形成されるよどみ点位置の関係について述べる。Fig.2.5.7 (b) (iii)で確認された通り、噴流が強く偏向する場合には、壁面上によどみ点が形成されるが、無次元突起長さが一定($C = \text{Const.}$)の場合に、シンセティックジェットが無次元周波数をパラメータとすると、シンセティックジェットが無次元周波数が流れ場に及ぼす影響を調査することができると考えられる。

したがって、この実験では $C = 3 (= \text{Const.})$ とし、無次元周波数を $0.108 \geq f^* \geq 0.067$ の範囲で変化させて、壁面上に形成されるよどみ点位置を計測した。よどみ点位置の計測については、壁面上の圧力分布を計測すればよどみ点付近で圧力が上昇するはずである。しかしながら、 $Re = 990$ の条件においては、壁面上の圧力差が微小であるため、マノメータでの計測が困難であった。さらに、熱線流速計の場合には、流速の正負を区別することができず、流速の絶対値 $|v|$ として計測されてしまう。よって、流速の正負を計測可能であるレーザードップラー流速計(LDV)を用い、壁面近傍にて、壁面に対して水平な方向の流速成分 (y 方向成分) v [m/s] を計測した。

LDV によって得られた速度分布を Fig.2.5.8 に示した。計測条件範囲 $0.108 \geq f^* \geq 0.067$ にて、無次元周波数が最大である $f^* = 0.108$ (● : $f = 65\text{Hz}$, $L_0 = 9.23$, $Re = 990$, $C = 3$) の場合、 $y/b_0 = -11$ 付近を境とし、 y 方向流速成分 v の正負が反転している。この場合、 $y/b_0 = -11$ 付近によどみ点が存在していると断定できる。同様に、計測条件で無次元周波数が最小となる、 $f^* = 0.067$ (■ : $f = 40\text{Hz}$, $L_0 = 15$, $Re = 990$, $C = 3$) の場合、 $y/b_0 = -33$ 付近によどみ点が存在している。これらの速度分布を比較すると、 f^* が大きい程、よどみ点位置はスロットに近い位置に存在し、再循環領域の流速も増加していることがわかる。

さらに、Fig.2.5.8 から、それぞれの無次元周波数にて得られた速度分布の内、 $v/U_{s0} = 0$ 付近のプロット二点を結んだ直線と、 $v/U_{s0} = 0$ の交点をよどみ点位置と定義すると、Fig.2.5.9 のよどみ点位置と無次元周波数の関係図が得られる。ここで、×印のプロットは可視化実験などから壁面 $y/b_0 = -74$ までの範囲にはよどみ点がないと判断した条件である。以上の結果から、 $C = 3$, $0.108 \geq f^* \geq 0.067$ のとき、いずれの条件でも噴流が y 軸負方向側へ偏向し、再循環領域を形成していると考えられる。また、このとき f^* の増加に伴い再循環領域が縮小することにより、よどみ点位置がスロットに近い位置に確認されることが考えられる。

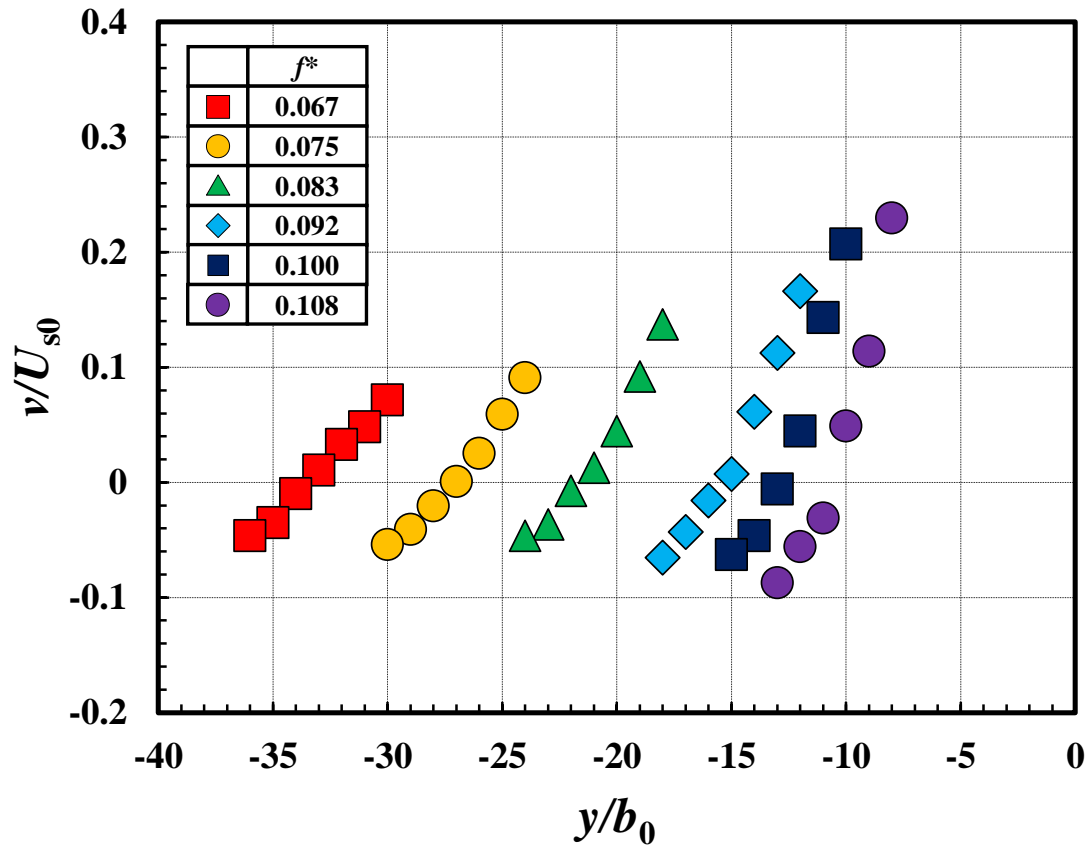


Fig.2.5.8 Mean velocity distributions in the vicinity of a rigid wall by LDV for various values of the dimensionless frequency f^* ($C = 3$; $U_{s0} = 3.0\text{m/s}$; $x/b_0 = 1$; $Re = 990$). The y/b_0 point, where the tangential velocity should be zero, is defined as the stagnation point on the rigid wall.

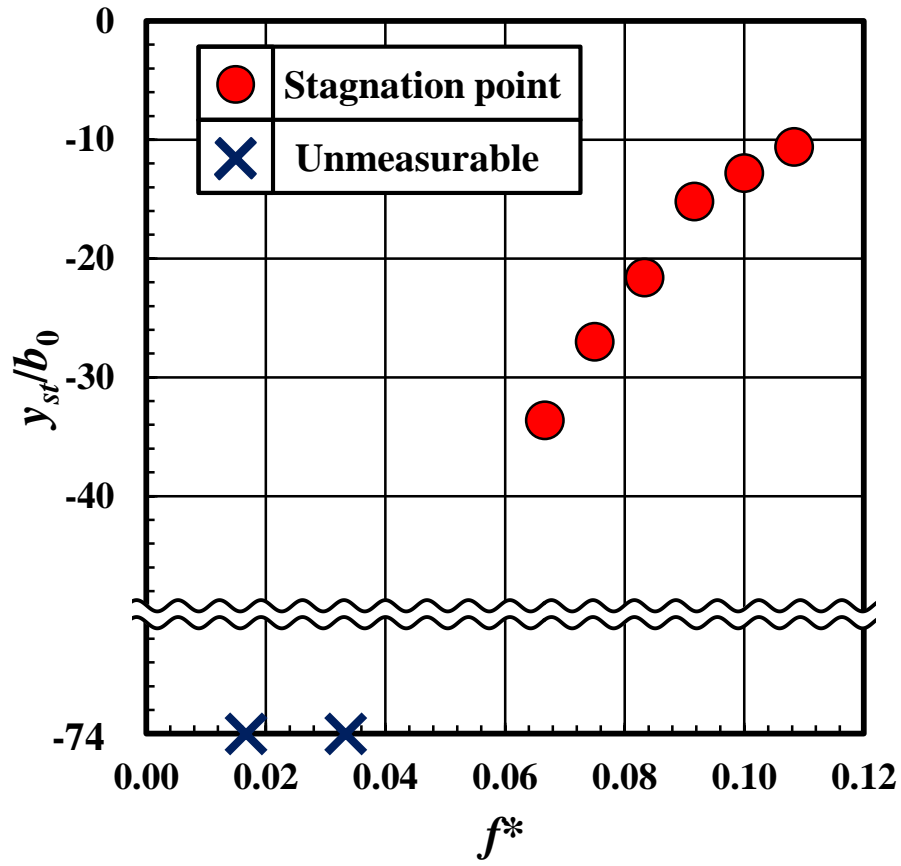


Fig.2.5.9 The stagnation points measured by LDV. ($C = 3$; $U_{s0} = 3.0\text{m/s}$; $x/b_0 = 1$; $Re = 990$). The cross markers are plotted at $y_{st}/b_0 = -74$ (the position of the wall's end) if no stagnation points are present on the wall. The jet curvature of the synthetic jets increases, and the size of the recirculation region becomes smaller with an increasing dimensionless frequency f^* under the same dimensionless sharp projection length C .

ここからは、スロットの非対称性と無次元周波数のそれぞれの影響について述べる．ここまでの結果を踏まえると、無次元突起長さ C と無次元周波数 f^* の2つのパラメータを組み合わせることで流れ場を制御できると考えられる．したがって、様々な C と f^* の組み合わせによって得られる噴流の曲率が判れば、流れ場を自在に制御できるはずである．しかしながら、様々な条件における噴流の曲率を求めるのは、現実的でない．例えば、スロット近傍で 45° 程度の偏向角を持っている場合に、 y 軸負方向側へ偏向しているといえるが、その下流での流れが直進的である場合には、曲率を一意に決定することは難しい．

そこで、 $x/b_0=10$ という決められた直線上において、速度分布を計測し、その分布中で流速の x 成分 u [m/s] が最大となる位置を y_{jc} と定め、この数値の大きさを間接的に噴流の偏向度合いを示す方法を試みた．例えば、噴流が直進する場合を考えると、 $x/b_0=10$ における噴流中心はほぼ $y=0$ 上を通るはずであり、 $y_{jc}=0$ となるはずである．対照的に、噴流の曲率が大きい場合には、噴流中心が突起形状の反対側へと遷移するため、曲率の増加に伴い $|y_{jc}|$ も増加するはずである．

Fig.2.5.10 は縦軸に $x/b_0=10$ における噴流中心位置 $-y_{jc}/b_0$ をとり、横軸に無次元突起長さ C と無次元周波数の積 Cf^* をとった図である．この図では噴流の偏向度合いに対し、無次元周波数と無次元突起長さの組み合わせが、どのように影響するのかを示すことができる．これまでの結果から、 $C=0$ の場合は、無次元周波数に依存せず、噴流中心が x 軸上($y=0$ 上)を通るはずであるが、本図においては必ずしもそうはなっていない．噴流中心は概ね $y=0$ 上に存在するが、実験精度として最大で $0.4b_0$ 程度の誤差を含んでいることを示している．無次元周波数による違いを比較すると、 $f^*=0.0167$ や $f^*=0.0333$ の様に、比較的周波数が低い条件のプロットは、概ね図中左下の原点付近に集中している．また、 $-y_{jc}/b_0 > 2$ の領域に存在するプロットは $f^* \geq 0.0667$ の条件のみである．無次元突起長さによる違いを比較すると、 $1 \leq C \leq 4$ の条件では概ね無次元周波数が小さい条件で原点付近にプロットされ、一部例外も存在するが無次元周波数の増加に伴い $-y_{jc}/b_0$ が上昇している．ところが、 $C=5$ のプロットを見ると、 $f^*=0.0833$ のとき $-y_{jc}/b_0=3$ であるが、 $f^*=0.1000$ のとき $-y_{jc}/b_0=2$ であり、無次元周波数が増加しているにも拘わらず、 $-y_{jc}/b_0$ が減少する場合も確認できる．

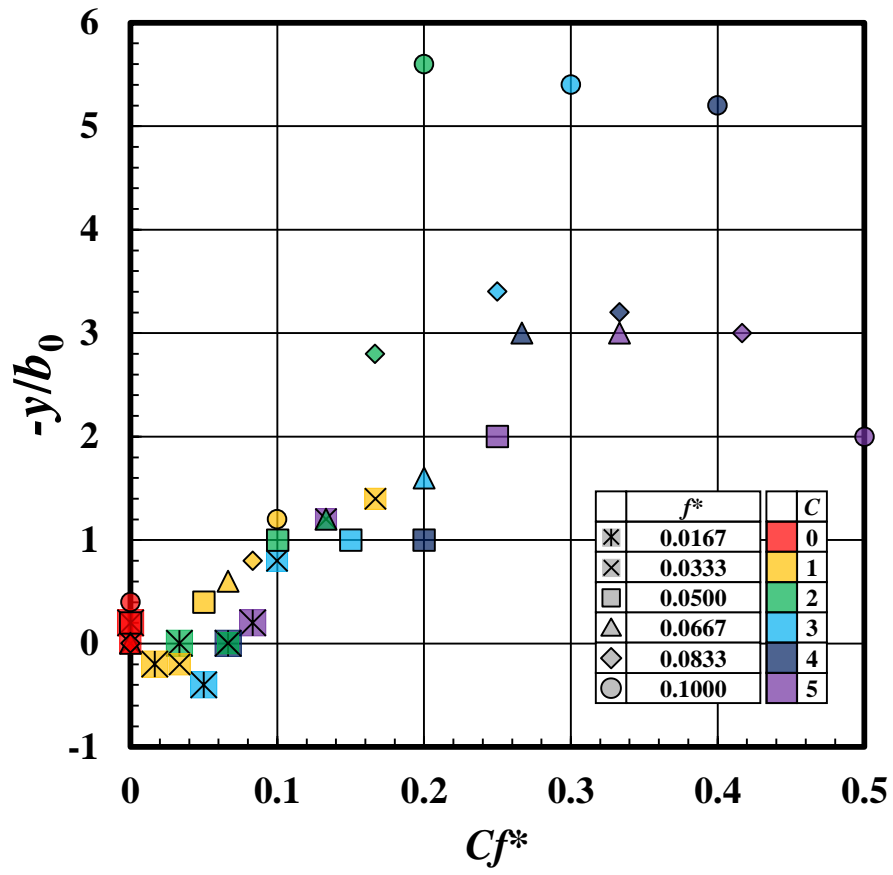


Fig.2.5.10 Verification of the scaling flow evaluated by the x -component velocity distributions at $x/b_0 = 10$ ($Re = 990$).

ここで, Fig.2.5.10 の結果から, 縦軸, 横軸, パラメータをそれぞれ C , f^* , $-y_{jc}/b_0$ としてコンターマップを作成すると, Fig.2.5.11 が得られる. 図中で赤色の領域は $-y_{jc}/b_0$ が小さく, 噴流がほぼ直進している条件であることを示しており, 青色の領域は $-y_{jc}/b_0$ が大きく, 噴流がより強く偏向している条件であることを示している. したがって, C 及び f^* の両方の値が小さい条件は図中左下の領域となり, 図中右上に向かって C , f^* の両方が増加していく. コンターマップの情報を確認すると, 概ね図中左下の領域程赤色となり, 図中右上の領域程, 青色の条件が確認できる. しかし, 図中最も右上の領域である, $f^* = 0.10$, $C = 5$ 付近においては, 傾向が異なり, $-y_{jc}/b_0 = 3$ 程度(緑色)である. これらの結果から, Cf^* が比較的大きい場合において, 流れ場の相似則が適用出来ない領域が存在する可能性がある. そこで, Cf^* が最大となる条件である, $Cf^* = 0.5$ ($C = 5$, $f^* = 0.10$, $f = 60\text{Hz}$, $Re = 990$) の流れ場については, 適用範囲外となる原因についても調査を実施する.

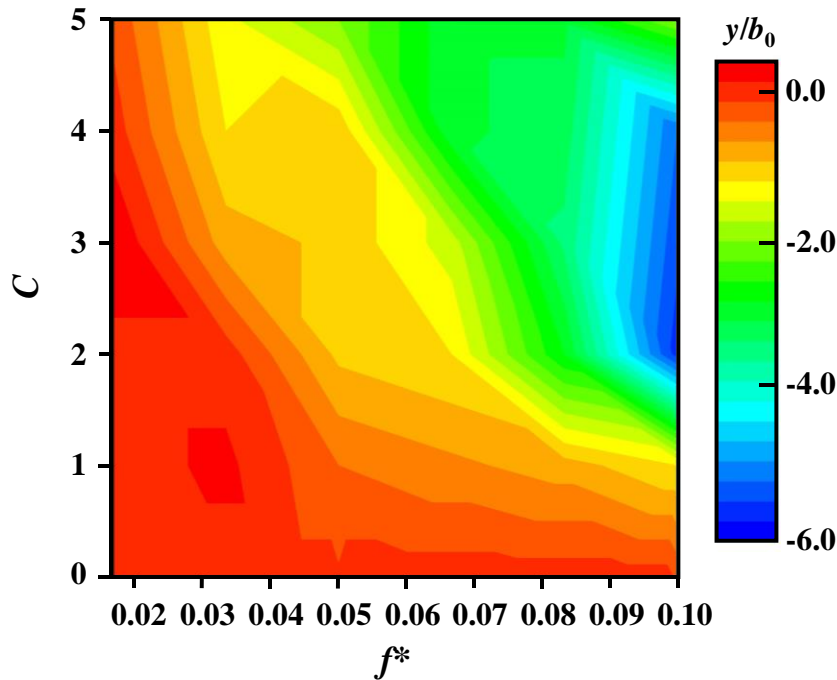


Fig.2.5.11 Contour map of the jet center position evaluated by the x -component velocity distributions at $x/b_0 = 10$ ($U_{s0} = 3.0$ m/s; $Re = 990$). Both the dimensionless sharp projection length C and the dimensionless frequency f^* affect the change in the jet center position. Therefore, the jet flow direction can be controlled by adjusting the dimensionless sharp projection length C and/or the dimensionless frequency f^* .

ここからは、特異なフローパターンを持つ条件 $Cf^* = 0.5$ ($C = 5$, $f^* = 0.10$, $f = 60\text{Hz}$, $Re = 990$)について述べる。無次元周波数 $f^* = 0.10$ 、無次元突起長 $C = 5$, $Cf^* = 0.5$ の場合に形成される流れ場の特異性に着目し、その挙動を観察する。ここで、シンセティックジェットの代表速度、周波数はそれぞれ $U_{s0} = 3.0\text{m/s}$, $f = 60\text{Hz}$ である。Fig.2.5.12 は $f^* = 0.10$ の条件にて熱線流速計によって計測された速度分布図である。 $C = 3$ (●)のとき、噴流が強く偏向し、 $x/b_0 = 5$ の速度分布を確認すると、 $y/b_0 = -6$ 付近に逆流によってできた噴流中心が存在しているのがわかる。すなわち、再循環領域が確認できる程度に噴流が偏向する条件である。ところが、 $C = 5$ (▲)の速度分布を見ると、 $C = 3$ よりも無次元突起長さが大きいにも拘わらず、 $C = 3$ の場合よりも、噴流は偏向していない。

Fig.2.5.13 は数値解析によって得られた、 $f^* = 0.10$, $U_{s0} = 3.0\text{m/s}$, $f = 60\text{Hz}$ における時間平均の流れ場であり、(i), (ii)はそれぞれ $C = 3$, $C = 5$ である。これを見ると、実験で得られた速度分布と同様に、(i) $C = 3$ の場合に噴流が強く偏向しているのに対して、(ii) $C = 5$ の場合には偏向はしているものの、明らかに $C = 3$ の場合よりも噴流の偏向角が小さい。

Fig.2.5.14 は可視化実験により、シンセティックジェット 1 周期分の挙動を .1,200fps で撮影して得られた瞬時の流れ場である。時計回りの渦と反時計回りの渦の中心位置を図中にそれぞれ青い×印と赤い×印で示した。一般的な二次元シンセティックジェットではスロット付近に対称な渦対が生成されるのに対し、この条件下での渦配列を確認すると、互い違いの渦列(千鳥配列)が形成される様子がわかる。Fig.2.5.15 は数値計算によって得られた、1 周期分の渦度分布およびベクトル図であるが、実験結果と同様に、互い違いの渦列形成が認められる。よって、渦の形成および挙動について実験結果と数値計算結果は良好に一致していることがわかる。ここで、同一回転方向の渦中心間距離 a と、2つの渦列の幅 b を求める。このとき、渦列は必ずしも一定の間隔で配列されていないため、Fig.2.5.16 に示した様に、本条件の $t/T = 0$ における 6 点の渦を対象に、それぞれ a_1, a_2, a_3, a_4 及び b_1, b_2, b_3, b_4 の値から平均値を算出すると $a = 23.4\text{mm}$, $b = 10.6\text{mm}$ となり、それらの比を算出すると、およそ $a/b \approx 0.45$ と求まる。

さらに、この条件と等しい $Cf^* = 0.5$ を $f^* = 0.05$, $C = 10$, すなわち無次元周波数 0.5 倍、無次元突起長さ 2 倍の条件にて数値解析を行った。こちらも Fig.2.5.17 に示した様に a, b を求めると、 $a = 41.1\text{mm}$, $b = 18.4\text{mm}$ の渦配列が形成され、

$a/b \approx 0.45$ となることが確認できる．よって， $C_f^* = 0.5$ の場合には，同一の流れ場が形成されていると考えられる．カルマン渦列の安定性に関する議論から，互い違いの渦列では $a/b = 0.281$ の場合に中立の安定性をもつことが知られているが，この結果はそれと比べて大きな値となっている．この原因として，評価対象の渦が上流 6 つのみである点や，突起型非対称スロットによる幾何学的制限や噴流幅拡大に伴う渦列間隔の増大，あるいは吸引時の速度分布などの影響に起因する差異である可能性も考えられる．

ところで，シンセティックジェットでは 1 周期に 1 組の渦対を生成する．対称な流れ場では噴出過程に生成される渦対の双方が互いに x 軸正方向へ速度を誘起し合うため，並進運動する．吸引過程でも互いの誘起速度が吸引速度を上回る場合に渦対は進行を続け，時間平均で見れば噴流構造を形成している．非対称スロットによって生成されるシンセティックジェットにおいては，上記の渦対の対称性が崩れることで，噴流の進行方向が変化する．非対称スロットの場合，噴出過程で時計回りの渦はスロット下側角部で，反時計回りの渦は突起型剛体先端で発生するため，渦対の位置が非対称となり，渦同士の互いの誘起速度は x 軸方向ではなく，突起形状の反対側方向へ向くことになる．吸引過程においてもスロット近くに位置する時計回りの渦がより強く吸引の影響を受け，さらに対称性が崩れることとなる．その結果，噴流の進行方向については， C_f^* の広い条件範囲で C_f^* の増加とともに偏向度が増加する傾向にあると考えられる．しかしながら， $C_f^* = 0.5$ の条件では，噴出過程に生成される時計回りの渦は，噴出過程終了時 (iii) $t/T = 0.5$ にスロットと突起型剛体先端の間に位置し，吸引過程が開始しても突起型剛体近傍に留まっている．次の噴出過程で時計回りの渦は再び x 軸方向へ進行するため，先に生成された反時計回りの渦と新たに生成される反時計回りの渦の x 軸方向中間位置に挟まれる形となり互い違い(千鳥配列)の渦列が形成される．一度互い違いの渦列が形成されると，弱い擾乱程度では崩されず，本図右下方向へ概ね直進する．このことから本条件のシンセティックジェットは，これまでの非対称スロットで生成されるシンセティックジェットとは異なる偏向原理であると考えられる．

Fig.2.5.18 はシンセティックジェットにおける渦同士の影響を模式的に示したものであり，(a)は渦対が並進運動する場合，(b)は千鳥配列となる場合である．ここで，便宜的に対称スロットで図示しているが，本論文で確認されている千

鳥配列条件は非対称スロットの場合である．(a)のように，渦対が並進運動する場合は，同一の周期にて生成された一对の渦が互いの渦を進行方向へ誘起し，並進運動する．これは，シンセティックジェットの進行方法としてよく知られている原理である．一方で，(b)のように渦列が千鳥配列となる場合には，同一の周期に生成された渦対に限らず，前後の周期で生成された渦とも影響し合い，渦の位置がバランスを取るにより，千鳥状の渦列を形成していると考えられる．したがって，千鳥配列のシンセティックジェットについては，従来のシンセティックジェットの原理とは全く異なるものであるといえる．

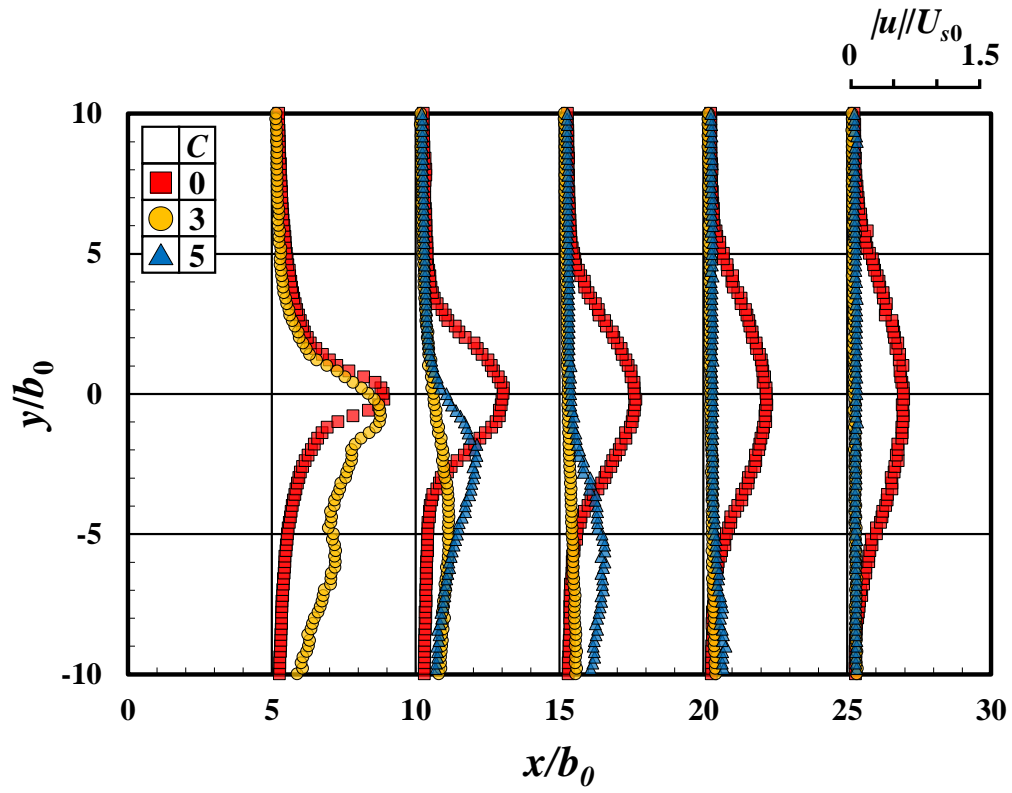
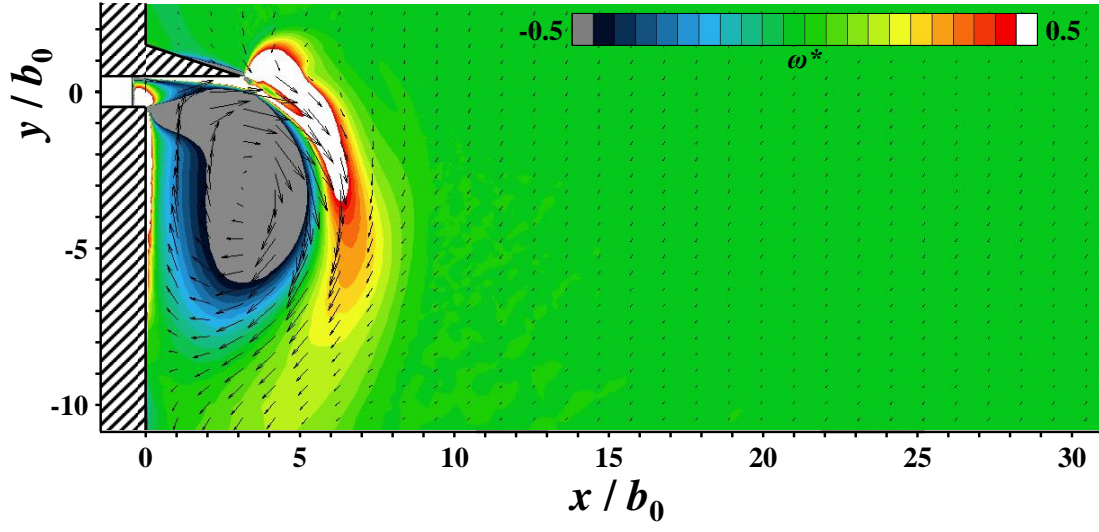
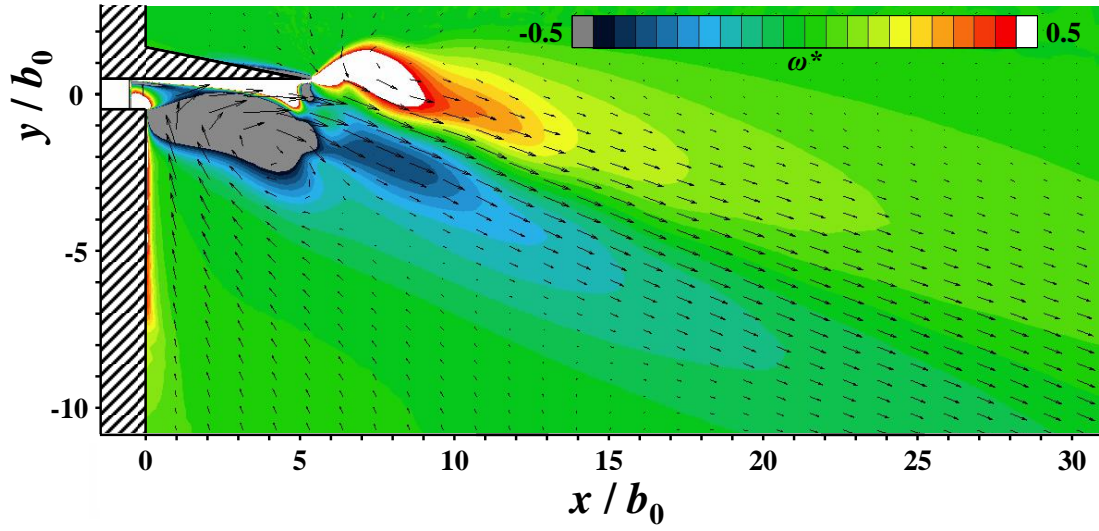


Fig.2.5.12 Velocity distributions of synthetic jet measured by hotwire anemometer ($L_0 = 10, f^* = 0.1, f = 60\text{Hz}, U_{s0} = 3\text{m/s}, \text{Re} = 990$).

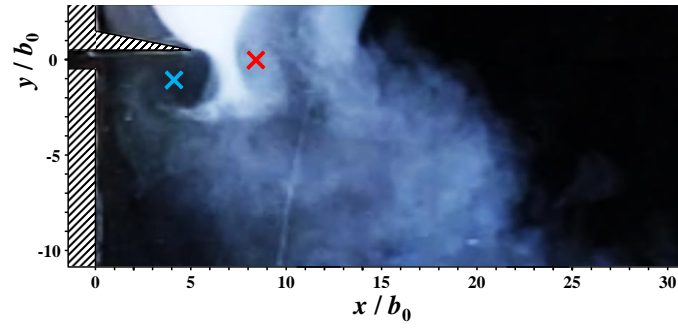


(i) $C = 3$

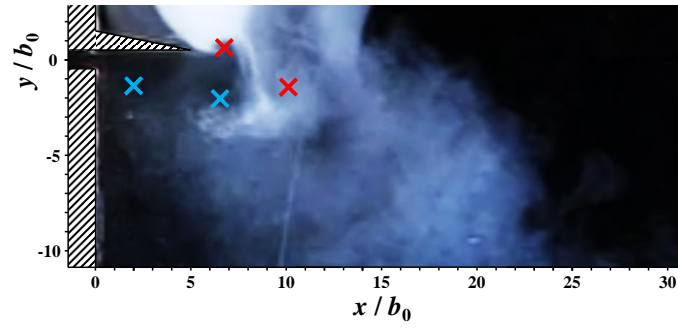


(ii) $C = 5$

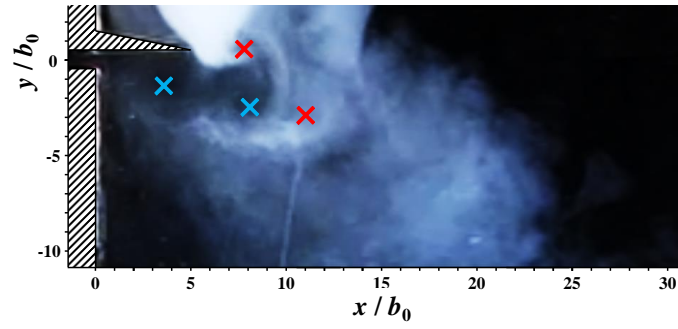
Fig.2.5.13 Time averaged velocity distributions and vorticity contour map of synthetic jet ($L_0=10$, $f^*=0.1$, $f=60\text{Hz}$, $U_{s0}=3\text{m/s}$, $Re=990$) in numerical.



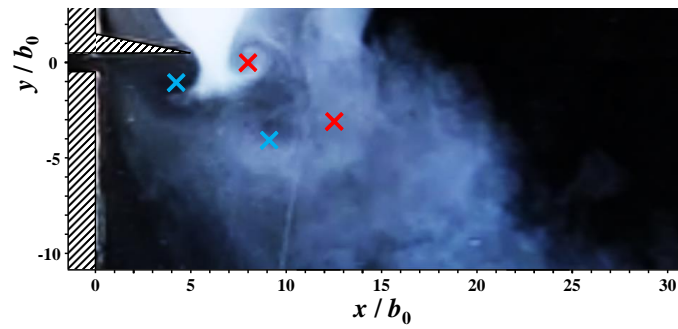
(i) $t / T = 0.00$ ($t / T = 1.00$)



(ii) $t / T = 0.25$



(iii) $t / T = 0.50$



(iv) $t / T = 0.75$

Fig.2.5.14 Typical flow pattern of the synthetic jets produced by the asymmetric slot ($L_0=10$, $C=5$, $f=60\text{Hz}$, $U_{s0}=3.0\text{m/s}$, $Re=990$). The cross markers are plotted on the center of vortex. Where, clockwise and counter clockwise are blue and red, respective.

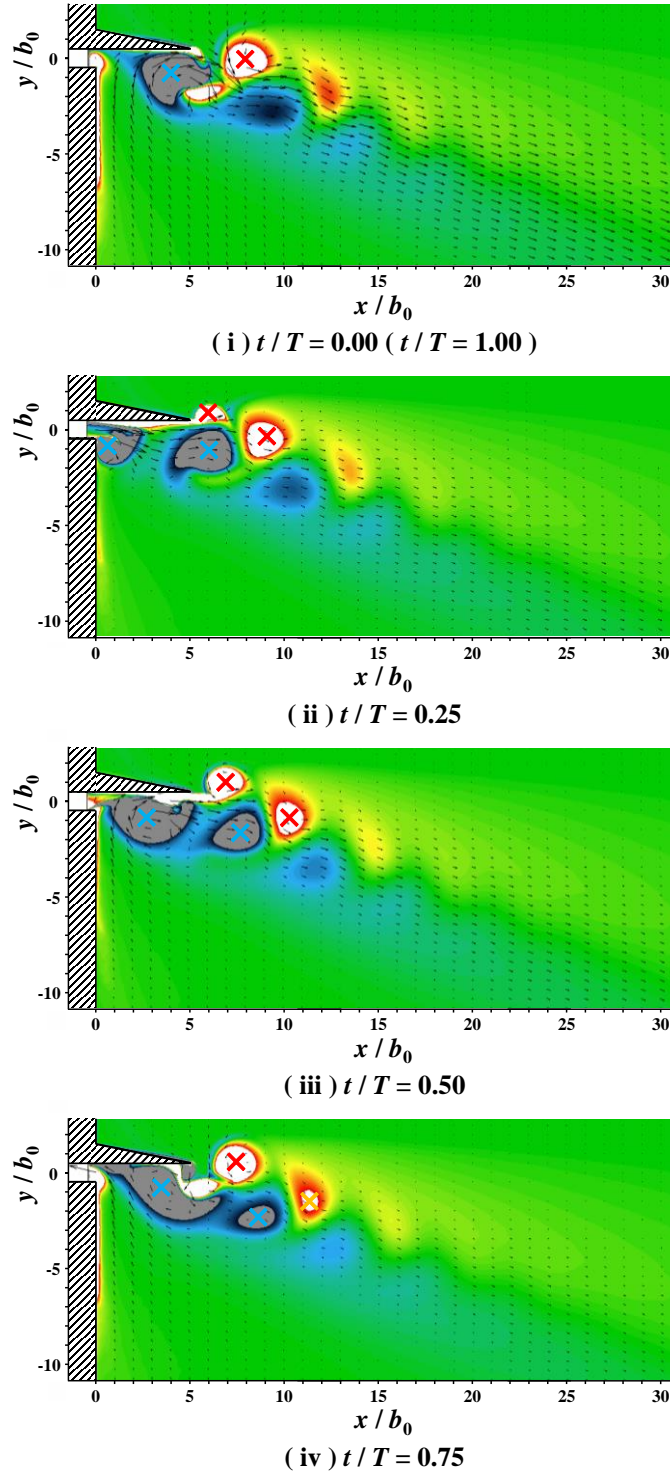


Fig.2.5.15 Peculiar flow patterns of the synthetic jet in numerical simulation ($L_0=10$, $C=5$, $f=60\text{Hz}$, $U_{s0}=3.0\text{m/s}$, $Re=990$). The cross markers are plotted on the center of vortex possession.

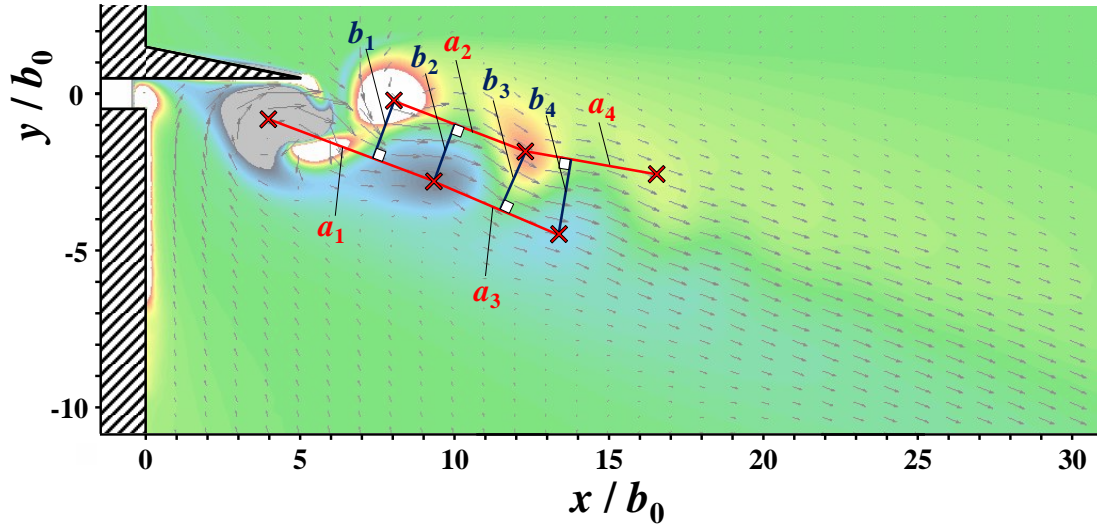


Fig.2.5.16 Interrelation of vortex positions in the peculiar flow patterns of the synthetic jet $Cf^* = 0.5$ ($C = 5$, $f^* = 0.10$, $f = 60\text{Hz}$, $t/T = 1.0$, $Re = 990$, $a_1 = 28.55\text{mm}$, $a_2 = 22.71\text{mm}$, $a_3 = 21.92\text{mm}$, $a_4 = 21.3.1\text{mm}$, $b_1 = 9.85.1\text{mm}$, $b_2 = 9.922\text{mm}$, $b_3 = 10.28\text{mm}$, $b_4 = 12.44\text{mm}$ and these averaged are $a = 2.3.4\text{mm}$, $b = 10.6\text{mm}$)

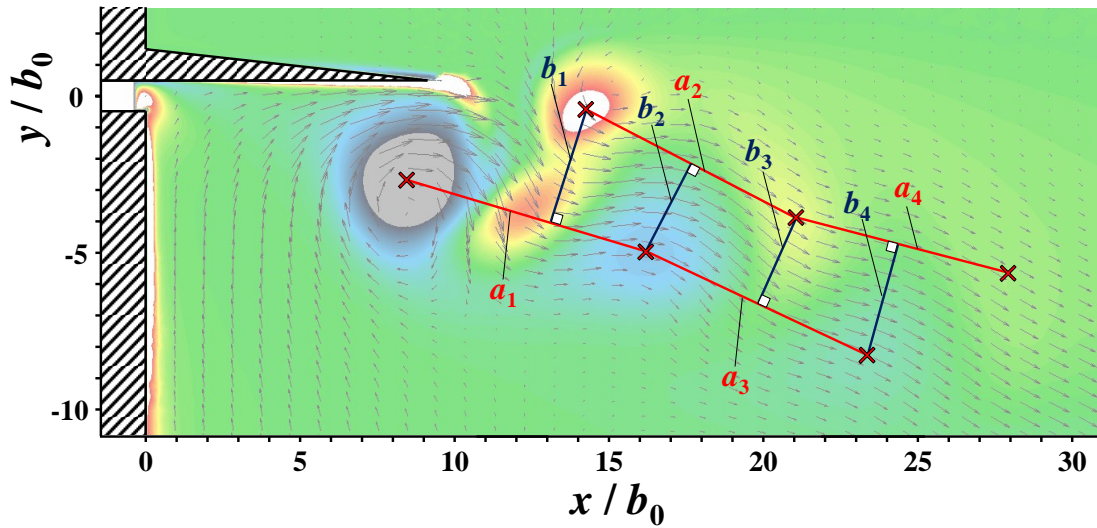
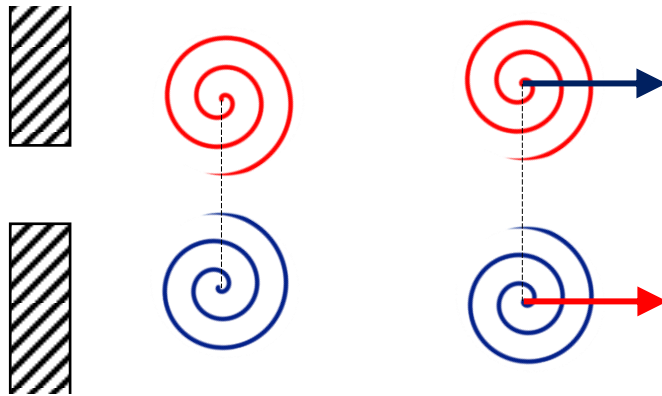
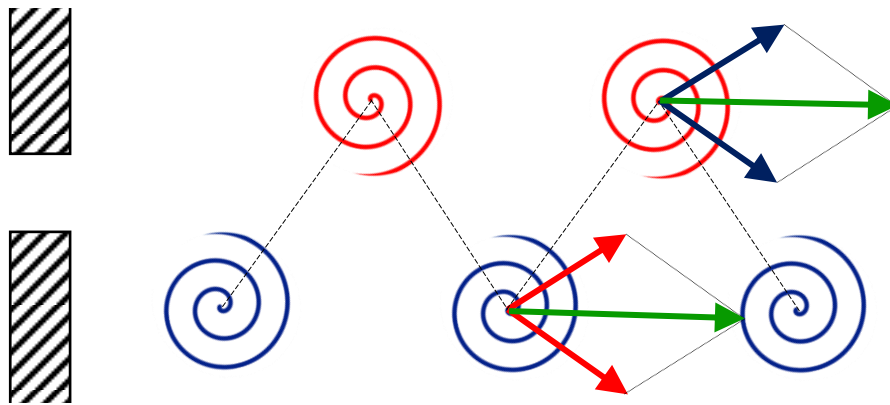


Fig.2.5.17 Interrelation of vortex positions in the peculiar flow patterns of the synthetic jet $Cf^* = 0.5$ ($C = 10$, $f^* = 0.05$, $f = 3.0\text{Hz}$, $t/T = 1.0$, $Re = 990$, $a_1 = 43.17\text{mm}$, $a_2 = 40.80\text{mm}$, $a_3 = 42.26\text{mm}$, $a_4 = 3.7.96\text{mm}$, $b_1 = 20.3.4\text{mm}$, $b_2 = 17.04\text{mm}$, $b_3 = 16.18\text{mm}$, $b_4 = 19.87\text{mm}$ and these averaged are $a = 41.05\text{mm}$, $b = 18.3.4\text{mm}$)



(a) Translational motion of vortex pairs in a synthetic jet

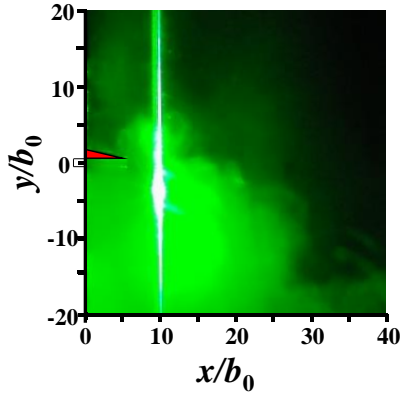


(b) Vortex progression principle in a staggered array vortices

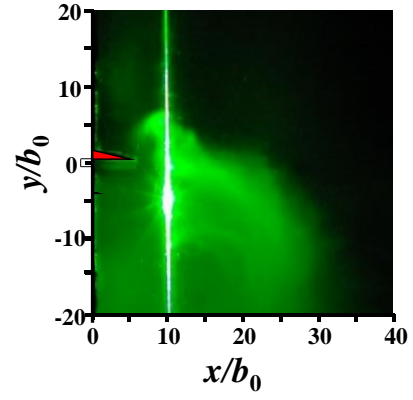
Fig.2.5.18 Difference progress between vortex pairs and staggered array vortices

最後に、補足的な内容となるが、本章で述べた現象についてレイノルズ数の影響があるかについて述べる．一般に流体力学において現象を評価する際にはレイノルズ数が用いられており、スケールや流速等が異なる場合であってもレイノルズ数が同一であれば相似則が成立するとみなせる場合が多い．つまり、本研究においても、レイノルズ数が同一である場合に流れ場に類似性が確認できれば、現象をより一般化することが可能となる．

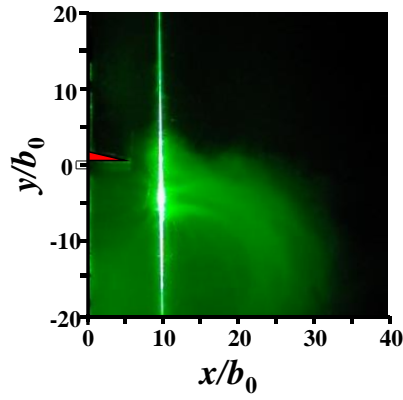
Fig.2.5.19 にシンセティックジェット $f^* = 2.50 \times 10^{-2}$, $C = 5$ における可視化実験の結果を示す．(a), (b), (c)はレイノルズ数が異なる場合であるが、本研究で用いたレイノルズ数は(b)の $Re = 990$ である．(b)の条件と比較して、レイノルズ数が小さい場合が(a) $Re = 450$ であり、大きい場合が(c) $Re = 2480$ である．(a), (b), (c)のいずれの条件においても、流れ場に再循環領域が確認でき、現象としては定性的に一致していることが確認できる．より詳細に確認すれば、(a) $Re = 450$ の場合に再循環領域の渦径が僅かに小さいが、少なくとも今回確認した $450 \leq Re \leq 2480$ の範囲においては、 Re が異なることによって流れ場が極端に異なってしまうことはなく、現象はレイノルズ数に依存しないと考えられる．



(a) $Re = 450$



(b) $Re = 990$



(c) $Re = 2480$

Fig.2.5.19 Flow visualization using the smoke-wire method in the case of the synthetic jets with various Reynolds number ($f^* = 2.50 \times 10^{-2}$, $C = 5$)

2.6 まとめ

本章では、突起形状の非対称スロットを用い、スロットの局所的な非対称性がシンセティックジェットの流れ特性へ及ぼす影響について、実験及び数値解析を用いて調査した。下記に得られた結果を示す。

- ・ 実験及び数値解析の結果から、連続噴流は突起型非対称スロットの影響を受けず、流れ場は無次元突起長さ C に依存しない。
- ・ 実験及び数値解析の結果から、シンセティックジェットは非対称スロットの影響を受ける。このとき、流れ場は無次元突起長さ C と無次元周波数 f^* の両方の影響を受け、適用範囲内では C 及び f^* の増加に伴い噴流がより強く偏向する。
- ・ 噴流が一定以上の曲率を持っている場合、再循環領域が形成される。このとき、壁面上にはよどみ点が形成され、その位置は無次元周波数 f^* の大きさにしたがって変化する。
- ・ 流れ場は無次元突起長さ C 及び無次元周波数 f^* の影響を受けるため、 Cf^* を決定することで、噴流の偏向角を制御できる。ここで、適用範囲外の条件については、特異なフローパターンが確認された。
- ・ $Cf^* = 0.50$ の条件は、他の条件と傾向が異なり、下流の渦列が千鳥状に配列される。この流れ場はこれまでのシンセティックジェットとは異なる原理であるといえる。
- ・ $Cf^* = 0.50$ のとき、千鳥状の配列から求められる a/b 比が 0.45 となった。一般的に渦配列の安定条件は、 $a/b = 0.281$ であり大きく異なるが、この理由として、 a/b を求める際の渦のサンプル数が少ないことや、噴流幅が下流で広がることが挙げられる。

-第 3 章-

ステップ型非対称スロットによる シンセティックジェットの方法制御

3.1 はじめに

本章では階段形状の非対称スロットにより生成されたシンセティックジェットの流れ特性について議論する．前章の突起形状非対称性スロットでは噴流方向制御が可能になるものの，制御可能な噴流方向はおよそ偏向角 $0^{\circ}\sim 90^{\circ}$ の範囲に限られる．また，機器表面への突起物の付加は，例えば一様中への噴射を試みる場合に場が複雑になることから応用面で制限を受ける可能性がある．本章では突起物に代わりスロットに凹部を設けた階段形状非対称スロットを提案し，調査を行った．なお，この形状は将来的にスロット両側を階段形状にすることによって，噴流方向の制御範囲を拡大できる可能性も有している．本論文では，シンセティックジェットの挙動と階段型非対称スロットのステップ高さおよび無次元周波数 f^* (または無次元ストローク L_0) との関係が明らかにされた．突起型非対称スロットと同様，階段型非対称スロットにおいても，無次元周波数 f^* を調整することで，噴流の偏向角を制御できることが実証された．基本的な噴流方向制御の原理は前章の突起型非対称スロットと類似であり，噴出過程における渦対の生成位置が非対称となることに起因する．ただし，階段型非対称スロットの場合には，噴流の曲率がステップ高さ H_2 にも依存することがわかり，これはステップ高さが突起型非対称スロットには無い新しいパラメータであることを意味している．さらに噴流の曲率はキャビティ近傍の再循環領域の大きさに影響されることが示され，このことから同一の無次元ストローク長さに対して噴流の偏向角が極大値を示す H_2 の存在が示唆される．

3.2 主な記号

- b_0 : スロット幅 ($= 5.0 \times 10^{-3}$ m)
 f : 入力周波数 [Hz]
 f^* : 無次元周波数 ($= f b_0 / U_0$)
 $h_{.1}$: y 軸正方向側のステップ高さ [m]
 $H_{.1}$: y 軸正方向側の無次元ステップ高さ ($= h_{.1} / b_0$)
 h_2 : y 軸負方向側のステップ高さ [m]
 H_2 : y 軸負方向側の無次元ステップ高さ ($= h_2 / b_0$)
 l_0 : ストローク長さ ($= U_0 / f$) [m]
 L_0 : 無次元ストローク長さ ($= U_0 / f b_0$)
 p : 圧力 [Pa]
 p^* : 無次元圧力 [$= p / (0.5 \rho u_0^2)$]
 Re : レイノルズ数 ($= U_0 b_0 / \nu$)
 s : ステップ長さ [m]
 S : 無次元ステップ長さ ($= s / b_0$)
 t : 時間 [s]
 T : 周期 [s]
 u : 流速の x 軸方向成分 [m/s]
 $|u|$: 流速の x 軸方向成分の絶対値 [m/s]
 u_0 : スロット出口流速の x 軸方向成分 [m/s]
 U_{c0} : 連続噴流の代表速度 [m/s]
 U_{sa} : スロット出口のシンセティックジェットにおける速度振幅 [m/s]
 U_{s0} : シンセティックジェットの代表速度 $= \frac{1}{T} \int_0^{T/2} u_0(t) dt$ [m/s]
 ν : 流速 [m/s]
 $|\nu|$: 流速の絶対値 [m/s]
 x, y, z : 座標軸 [m]
 y_{st} : 原点からよどみ点までの距離 [m]
 ν : 動粘性係数 [m^2/s]
 ω : 渦度 [$1/s$]
 ω^* : 無次元渦度 ($= b_0 \omega / U_{s0}$)

3.3 実験装置及び方法

本研究に用いた実験装置であるが、シンセティックジェットを生成するための実験機の構成は、前章で述べた Fig.2.3.2 と同一であり、振動体はスピーカーである。一方で、スロット周辺の幾何形状については変更を加えている。階段型非対称スロット形状の拡大図を Fig.3.3.1, Fig.3.3.2 に示す。形状が複雑であるため厳密なスロット出口を定義するのは難しいが、前章と統一してノズル形状の出口位置を原点と定めた。Fig.3.3.1 はスロット出口の両側を階段形状とした非対称スロットであり、Fig.3.3.2 は片側のみを階段形状とした非対称スロットである。本研究の最終的な課題としては、両側を階段型とすることで 90° 以上の偏向角まで噴流方向の制御を行うことであるが、その基礎研究として、まずは Fig.3.3.2 のような片側のステップ高さを変化させた場合の影響を調査する。具体的には、 $h_1 = 0.5b_0 = \text{Const.}$ として、 h_2 を可変パラメータとする。次に、 x 軸方向のキャビティ深さ s も 1 つのパラメータとなるが、本論文ではステップ高さの影響に着目するため、 $s = 15\text{mm} = \text{Const.}$ とした。なお、 h_1 , h_2 , s の各パラメータはスロット幅 b_0 で除すことにより、それぞれ $H_1 = h_1/b_0$, $H_2 = h_2/b_0$, $S = s/b_0$ と無次元化して評価する。

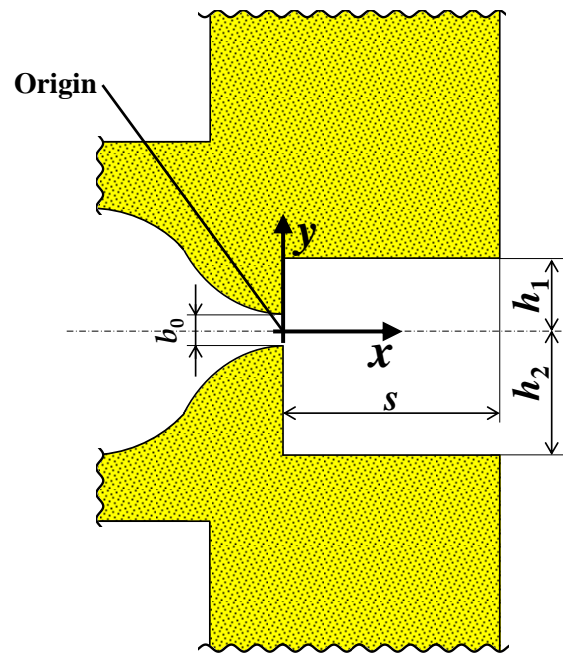


Fig.3.3.1 Magnified view of the slot-exit geometry in the two-sided stepped slot.

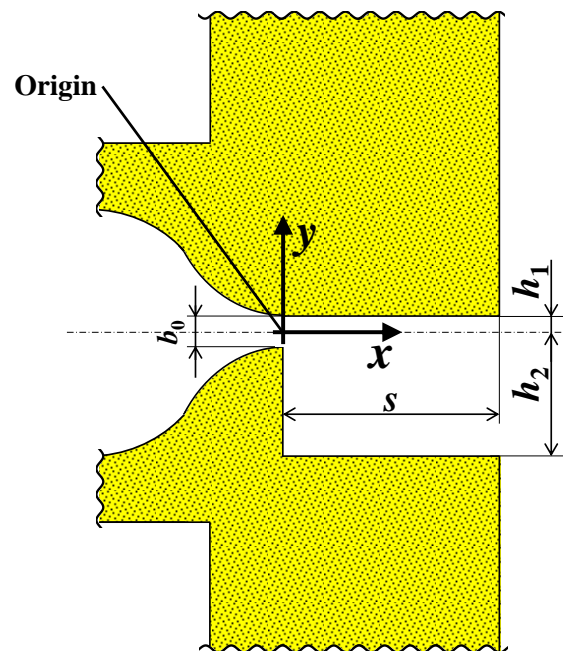


Fig.3.3.2 Magnified view of the slot-exit geometry in the one-sided stepped slot.

3.4 数値流体解析

ここからは、数値解析に使用した設定条件やメッシュについて述べる。前章と同様に、非構造格子系熱流体解析ソフトウェア(SCRUYU/Tetra ソフトウェアクレイドル)を用いて、二次元非圧縮粘性流体を仮定して数値流体解析を行った。前章と同様に、乱流モデルとして、レイノルズ平均ナビエ-ストークス方程式(RANS)を使用し、標準 $k-\varepsilon$ モデルを適用している。

Fig.3.4.1 は、階段型スロット (無次元キャビティ深さ $S = s/b_0 = 3$, ステップ高さ $H_2 = h_2/b_0 = \infty$) の条件に対する数値流体解析用の解析領域を示したものである。また、境界条件 (壁境界条件, 流れ境界条件) についても図示しているが、壁境界条件は全ての剛体壁面 (すなわち、スロットの表面を含む全ての壁面) に対し、滑りなしの壁条件(No-slip)を与えた。流れ境界条件については大きく分けて 2 種の条件を与えている。1 つは、スロットにおける流れ境界条件であるが、ここではシンセティックジェットによる流入/流出を模擬するため、 $U = U_{sa} \sin \omega t$ として、時間依存の正弦波形として定義した。ここで、境界条件が時間的に変化するため、当然ながら非定常解析を実施している。スロット以外の流れ境界条件については上側境界(Upper boundary condition), 下側境界(Lower boundary condition), 下流側境界(Downstream boundary condition)の各面に対し、流れ境界条件として静圧一定条件($p = 0\text{Pa}$) を与えた。解析領域の厚み方向(z 軸方向)のメッシュについては掃引された 1 要素とし、 z 軸方向の流れは解いていないため、 x - y 平面についての疑似二次元解析となっている。Fig.3.4.1 には明記していないが、 x - y 平面に平行な面に対しての境界条件は、フリースリップ壁条件(Free-slip)としている。

Fig.3.4.2 はスロット周辺におけるメッシュの拡大図であるが、階段型非対称スロットの場合には、前章とは異なり、全ての幾何形状が座標軸に対して直交している。よって、非構造格子としてメッシュを作成する利点は乏しいと言えるため、Fig.3.4.2 の通り直交構造格子のメッシュを用いている。また、使用したメッシュの総節点数は約 190,000 である。上述の通り非定常解析を実施しているが、実験で得られた平均場との比較を行う必要がある。そこで、数値解析では流れが十分発達して周期的な流れを繰り返す状態となるまでを計算し、発達後の 5 周期分に対して時間平均したものを平均場として扱う。

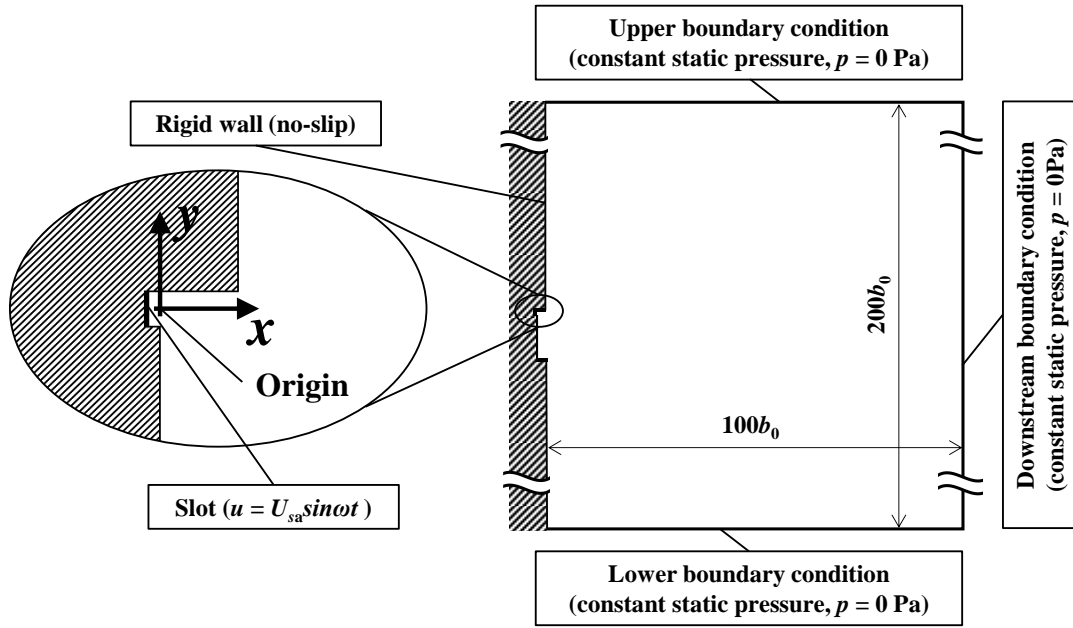


Fig.3.4.1 Solution domain and boundary conditions used to simulate the characteristics of a synthetic jet generated by the asymmetric stepped slot (dimensionless step length $S = s/b_0 = 3$; offset ratio $H_2 = h_2/b_0 = 10$).

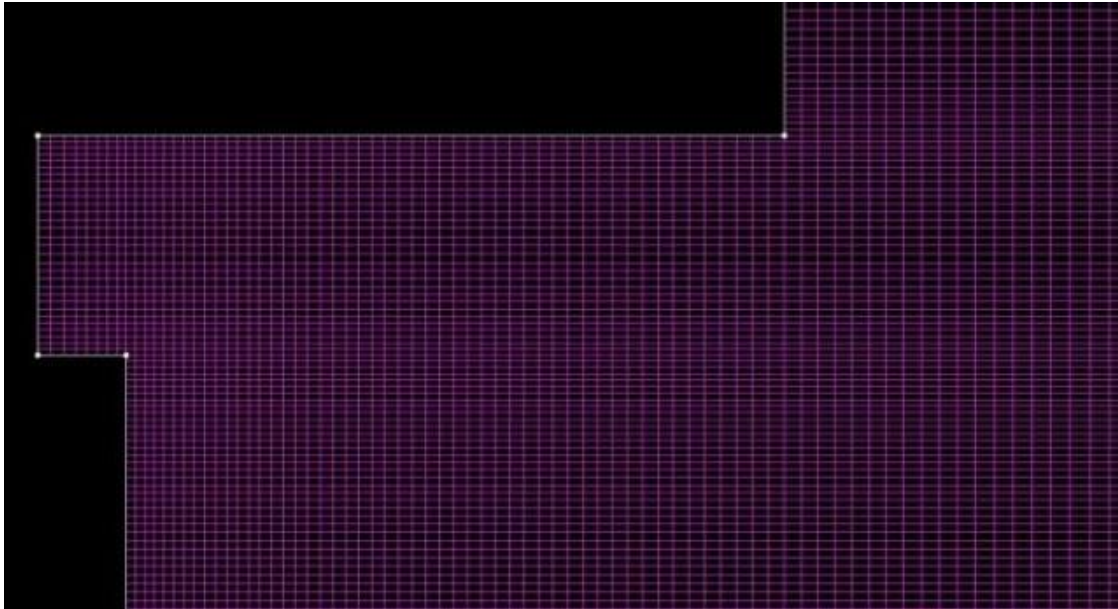


Fig.3.4.2 Magnified view of computational mesh used to simulate the characteristics of a synthetic jet generated by the asymmetric stepped slot (dimensionless step length $S = s/b_0 = 3$; offset ratio $H_2 = h_2/b_0 = 10$).

3.5 結果及び考察

本章では、階段型非対称スロットにより生成されたシンセティックジェット
の噴流方向制御に関する基礎的な研究について述べる．階段型非対称スロット
を用いて生成したシンセティックジェットの結果を示し、噴流の偏向角 $0 \sim 90^\circ$
の範囲内にて、形成された流れの進行方向に与える階段型スロットのステップ
高さ及びシンセティックジェットの無次元周波数の影響に着目して議論する．
前章でも述べているが、シンセティックジェットの特性は、スロットの形状と
無次元ストローク長（または、無次元周波数）に依存するため、同一無次元周波
数の下での噴流の偏向角に対して最適なステップ高さが存在することを実証す
る．前章においても、非対称スロットによって生成されたシンセティックジェ
ットの進行方向について、無次元突起長さ C とシンセティックジェットの無次
元周波数 f^* で整理できるという研究を実施し、さらに、スロットの形状を変更
することなく、噴流の偏向角を制御することが可能であることを報告した．一
方で、制御可能な噴流の偏向角は最大で 90° 程度までに限られており、実用化に
向けては、噴流方向の制御可能範囲を拡大することが重要であると考ええる．

加えて、突起型非対称スロットの場合には、非対称スロットの吹出面に突起
型の剛体壁が必要であるが、基礎研究レベルではこのような突起形状が存在し
ていても問題ないものの、実用化の際にも流れ場に対してある程度突出してい
る必要があるため、これが実用上の一つの課題となる可能性がある．そのため、
突起形状に代わるスロット出口付近の局所的な非対称性を利用した流れ場全体
の噴流方向制御技術の開発が必要であると考えている．外部への突出形状がな
い階段型非対称スロットを提案し、このスロットで生成されたシンセティック
ジェットの流動特性を調べた．また、実験と並行して数値解析を実施し、実験
で観測された現象と定性的に比較している．

Fig.3.5.1 は、対称スロットで生成されたシンセティックジェット $L_0 = 60$
($f^* = 1.67 \times 10^{-2}$) の典型的なフローパターンである．Fig.3.5.1 (a)は、スモークワイ
ヤ法で得られた可視化実験の結果であり、Fig.3.5.1 (b)は数値流体解析によって
得られた時間平均の流速ベクトル分布と圧力コンターである．そして、Fig.3.5.1
(c)は、複数の x/b_0 にて計測された時間平均の速度分布である．ここで、速度分
布の流速は絶対速度 $|\mathbf{v}|$ であり、流速の x 成分と y 成分をそれぞれ u , v とする
と、 $|\mathbf{v}| = \sqrt{u^2 + v^2}$ で表される．実験における速度分布は熱線流速計によって

計測しているが、熱線流速計は流速の絶対値を計測するという特性を持つため、比較のため、数値解析で得られた流速についても絶対値で評価する。

Fig.3.5.1 (a)より、対称スロットから発生した噴流は、ほとんど曲がらず x 軸方向に直線的な軌跡を描くことが確認できる。また、(a)と(b)を比較しても、実験結果と数値解析の結果は定性的に一致していることがわかる。(c)の速度分布図でも、実験結果●と数値解析○の結果を比較しているが、定量的に速度波形が一致しているとまでは言い難いものの、実験と数値解析の両方で、スロット付近から下流に流れるに従って、噴流が拡散して噴流幅が大きくなっていく様子を確認できる。この傾向は一般的に知られる連続噴流の傾向と同様であるといえる。連続噴流の場合、スロット出口付近のポテンシャルコア領域を除いては、噴流中心の流速が単調に減少することが知られている。しかし、これがシンセティックジェットの場合でも成り立つかどうかは明らかではなかった。シンセティックジェットの場合、スロット出口での時間平均流速は、噴出過程と吸引過程の流速が打ち消し合い、ゼロとなるはずなので、流速を持つ噴流構造は、スロットよりも下流側にて周囲の流体を巻き込むことにより形成されることとなる。実際に、西部らは、噴流中心線上の平均流速分布から、平均流速がスロット出口付近で急激に上昇し、スロットよりも下流のある点で、最大値に達することを報告している。また、対称スロットで生成されたシンセティックジェットの特性の調査にて、噴流中心線上の平均速度分布に複数の極大値が現れる場合が存在することも報告された。改めて、Fig.3.5.1 (c)を確認すると、噴流の運動量が上流と下流の間で保存されていないように見える。この理由として、シンセティックジェットは本質的に非定常な流れであるということが挙げられる。よって、運動量の保存則が成立しているかどうかを確認するには、運動方程式をラグランジュ方程式で扱う必要があり、時間微分項と圧力項を考慮していない運動方程式はシンセティックジェットには適用できないといえる。

また、上述の通り Fig.3.5.1 (c)にて、実験と数値解析の結果を比較すると、定性的には一致しているものの定量的には差異が認められるが、数値解析よりも実験の方が拡散しやすい傾向があると考えられる。例えば、 $x/b_0 = 25$ の速度分布に着目すると、実験で得られた速度分布の方が半値幅が大きく、数値解析の結果よりも早期に拡散しているといえる。実験においては噴流が三次元的な渦構造を持っているのに対し、数値解析上では三次元性を無視し、二次元を仮定し

ているため、これが定量的な差異を生む要因の一つであると考えられる。したがって、両者の比較については、本研究では定性的な噴流特性に限定して議論することとする。

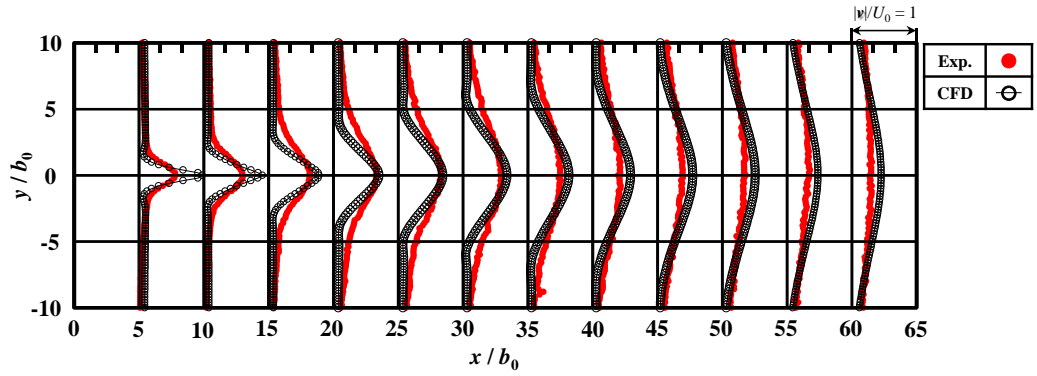
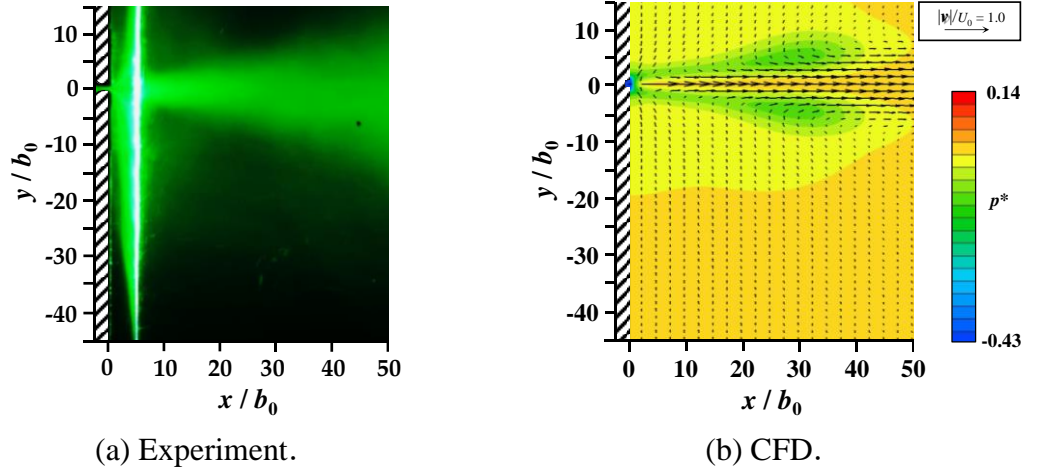
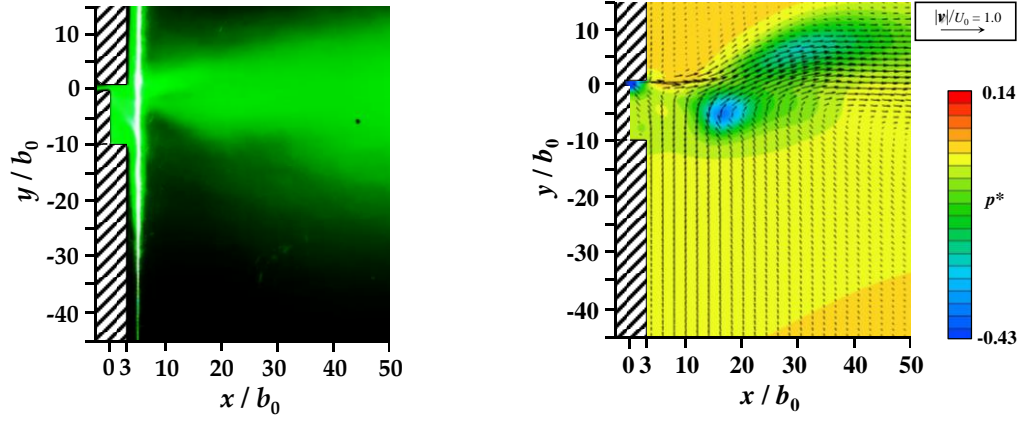


Fig.3.5.1 Typical flow pattern of the synthetic jet generated by the symmetric slot (no stepped slot) for $L_0 = 60$ ($f^* = 1.67 \times 10^{-2}$)

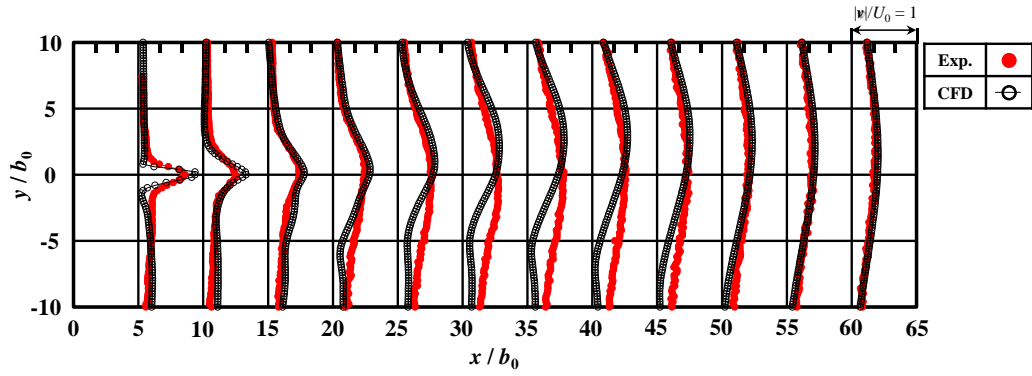
階段型非対称スロット $H_2 = 10$ によって生成された、シンセティックジェット $L_0 = 120$ ($f^* = 8.33 \times 10^{-3}$), $L_0 = 20$ ($f^* = 5.00 \times 10^{-2}$), $L_0 = 12$ ($f^* = 8.33 \times 10^{-2}$) のフローパターンを Fig.3.5.2, Fig.3.5.3., Fig.3.5.4 にそれぞれ示す. これらの図において, (a), (b), (c) はそれぞれ, スモークワイヤ法で得られた可視化画像, 数値流体解析で得られた平均流速ベクトルと圧力コンター, そして絶対速度 $|V|$ の速度分布図である. また, スロット付近の再循環領域を可視化するため, 時計回りの無次元渦度 $\omega^* = \omega b_0 / U_0 = -0.035$ の等値線を Fig.3.5.3. (b) 及び Fig.3.5.4 (b) に示す.

Fig.3.5.2 (a), (b) から, シンセティックジェット $L_0 = 120$ ($f^* = 8.33 \times 10^{-3}$) の場合には, スロットが非対称であっても, 噴流は基本的に直線的な軌跡を描くことが確認できる. この条件においては, キャビティ深さ s がシンセティックジェットのストローク長さ l_0 と比較して十分小さいために, スロットの非対称性の影響がほとんどないのではないかと考えられる. ただし, Fig.3.5.2 (b) を確認すると, 非対称性の影響が全くないわけではなく, 噴流の対称性が崩れている様子が確認できる. Fig.3.5.2 (c) の時間平均速度分布から, 実験及び数値解析の結果において, いずれも噴流中心位置は $y/b_0 = 0$ 付近に位置しているが, 速度分布の計測位置が下流である程, 噴流中心位置は $y/b_0 = 0$ から y 軸正方向側へ僅かながら離れていくことがわかる. この傾向は, 数値解析から得られた時間平均速度分布の方がより顕著である.



(a) Experiment.

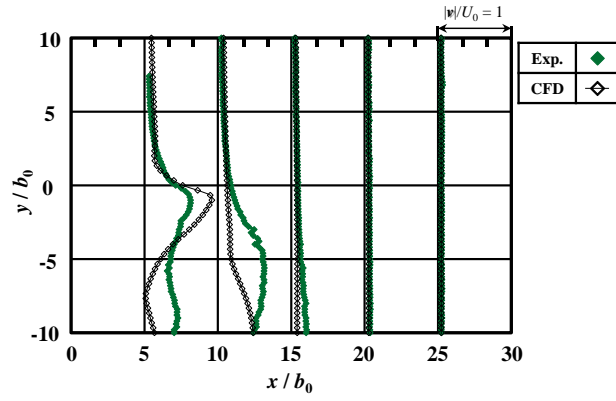
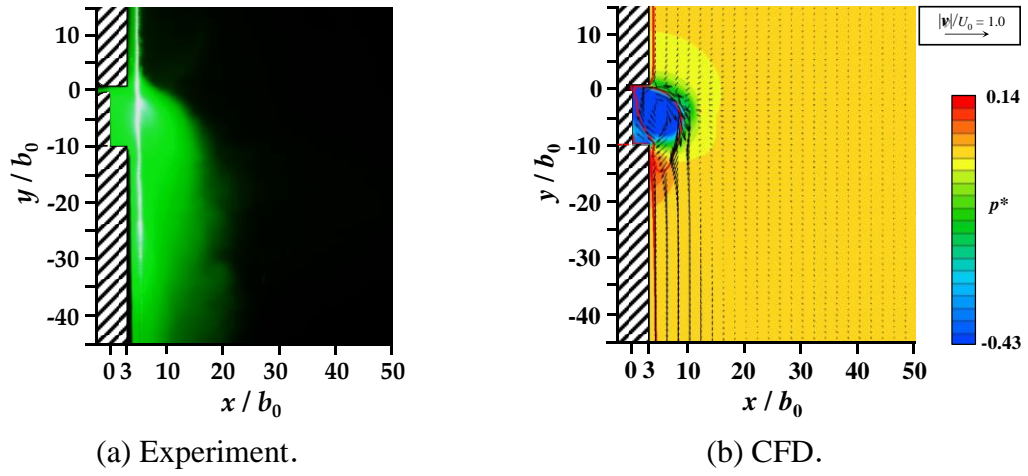
(b) CFD.



(c) Mean velocity distributions obtained from the hot-wire anemometer measurements and CFD.

Fig.3.5.2 Flow pattern of the synthetic jet generated by the asymmetric stepped slot ($H_2 = 10$) for $L_0 = 120$ ($f^* = 8.33 \times 10^{-3}$)

一方で、Fig.3.5.2 と同一のスロット形状であっても、シンセティックジェット $L_0 = 20$ ($f^* = 5.00 \times 10^{-2}$) の場合には、実験結果 Fig.3.5.3 (a) と数値解析結果 Fig.3.5.3 (b) から、スロット出口のキャビティ付近に時計回りの渦領域が形成され、噴流が y 軸負方向へ向かって偏向することが確認された。このような現象が確認できる理由として、無次元ストローク長 L_0 の違いが挙げられる。Fig.3.5.2 のシンセティックジェット $L_0 = 120$ ($f^* = 8.33 \times 10^{-3}$) の場合には、キャビティ深さ s に対してストローク長が十分長く非対称スロットの影響を受けにくいと考えられたが、Fig.3.5.3. のシンセティックジェット $L_0 = 20$ ($f^* = 5.00 \times 10^{-2}$) の場合には、ストローク長が $1/6$ 倍となり、キャビティ深さの影響を顕著に受けやすくなったと考えられる。Fig.3.5.3. (c) に示す速度分布図から、 $x/b_0 = 5$ 及び 10 においては噴流構造を確認できるのに対し、 $x/b_0 = 20$ 以上の領域では噴流が大きく変更しているため、観測した速度分布上の流速がほぼゼロとなっている。また、Fig.3.5.3 (b) より、噴流が非対称スロットの y 軸負方向側の壁面に沿って流れ、壁面噴流が形成されていることがわかる。



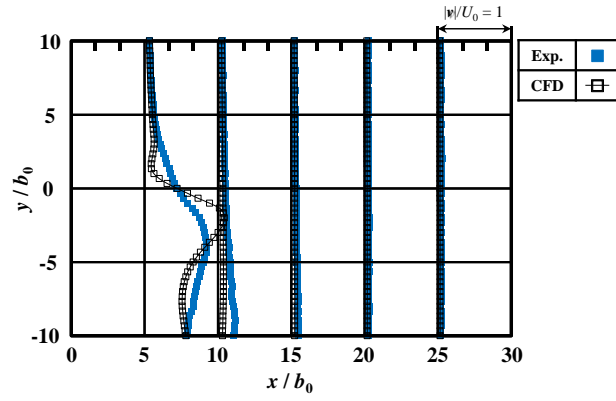
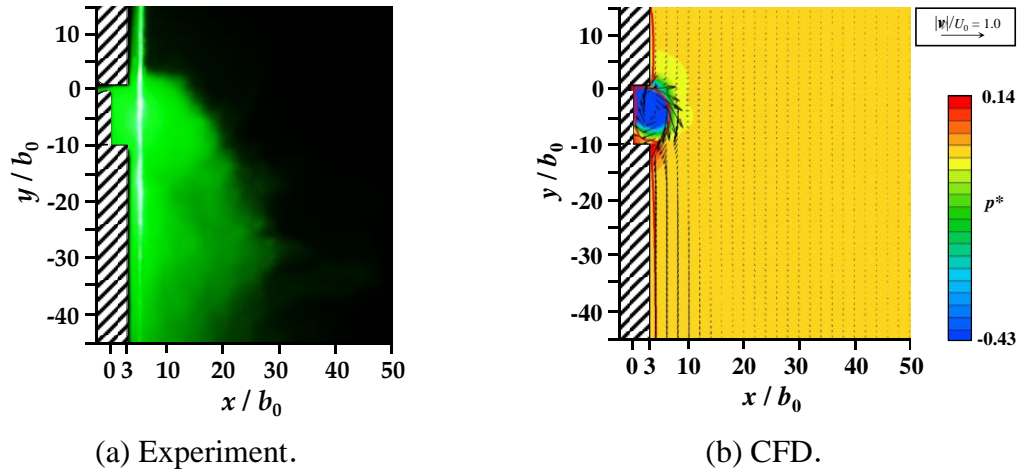
(c) Mean velocity distributions obtained from the hot-wire anemometer measurements and CFD.

Fig.3.5.3 Flow pattern of the synthetic jet generated by an asymmetric stepped slot

($H_2 = 10$) for $L_0 = 20$ ($f^* = 5.00 \times 10^{-2}$)

Fig.3.5.4 のシンセティックジェット $L_0 = 12$ ($f^* = 8.33 \times 10^{-2}$) におけるフローパターンは、Fig.3.5.3 のシンセティックジェット $L_0 = 20$ ($f^* = 5.00 \times 10^{-2}$) のフローパターンと似た傾向を示している。しかし、より細部を比較すると、Fig.3.5.3 (b) よりも、Fig.3.5.4 (b) の方がキャビティ近傍に形成される時計回りの渦領域の大きさが小さく、 $L_0 = 12$ は $L_0 = 20$ と比較して噴流の曲率がより大きくなっているといえる。Fig.3.5.4 (c) から、噴流構造は $x/b_0 = 5$ の速度分布でのみ確認でき、このとき、実験及び数値解析により得られた流速が最大となる y 座標は、それぞれ $y/b_0 \approx -4$, $y/b_0 \approx -2$ であることがわかる。これらの値は Fig.3.5.3 (c) の値よりも小さくなっている。

Fig.3.5.3 (b) と Fig.3.5.4 (b) の圧力分布を比較すると、それぞれ $y/b_0 \approx -17$, $y/b_0 \approx -11$ の位置の壁面上に高圧領域が形成されており、これは噴流の再付着に起因するものであると考えられる。また、この結果から L_0 が小さい方が再循環領域のサイズが小さくなるということが推測できる。次に、無次元渦度 $\omega^* = -0.035$ の等値線から、再循環領域の大きさが無次元ストローク長さ L_0 に依存していることが確認でき、やはり L_0 がより小さい程、再循環領域のサイズが小さくなっていると考えられる。これは、 L_0 がより小さい程、噴流の偏向角が大きくなっているためであると推察できる。



(c) Mean velocity distributions obtained from the hot-wire anemometer measurements and CFD.

Fig.3.5.4 Flow pattern of the synthetic jet generated by an asymmetric stepped slot

($H_2 = 10$) for $L_0 = 12$ ($f^* = 8.33 \times 10^{-2}$)

Fig.3.5.5 は, $H_2=10$ における噴流中心位置の推移を示している. ここで, ●, ◆, ■ のプロットはそれぞれ, 無次元ストローク長 $L_0=120, 20, 12$ である. また, 中実のプロットは実験結果を, 中空のプロットは数値解析の結果を意味する. この図における噴流中心位置については, 速度分布中で絶対速度が最大となる位置と定義した. 噴流が直進する条件においては, x/b_0 毎に y 方向に沿って流速の絶対値 $|v|$ を計測し, 得られた速度分布中の最大値を使用した. 一方, 噴流が大きく偏向する条件においては, 上記の方法では下流まで噴流中心位置を得るのが難しい. そのため, y/b_0 にて x 方向に沿った流速の絶対値 $|v|$ を計測し, その速度分布の最大値を噴流中心とした. Fig.3.5.5 の結果は, Fig.3.5.2 ~ Fig.3.5.4 の結果と同様に, 無次元ストローク長が小さくなるにつれて噴流の曲率がより大きくなっていることが分かる.

Fig.3.5.2 ~ Fig.3.5.5 の内容から, 実験結果と数値解析結果との間で噴流中心位置の推移が定量的に異なる理由として, 上述の三次元性に関する差異だけでなく, I 型熱線流速計の特性 (流速の絶対値を計測することが可能であるが, その方向までは判断できない性質) に起因するとも考えられる. ただし, 実験と数値解析の結果は, それぞれ三次元と二次元という違いがあるにも拘わらず, 定性的なフローパターンは良好に一致しており, 本研究で得られた現象は, 使用した実験環境でのみ生じる特異な現象ではないということを十分に証明できると考えられる.

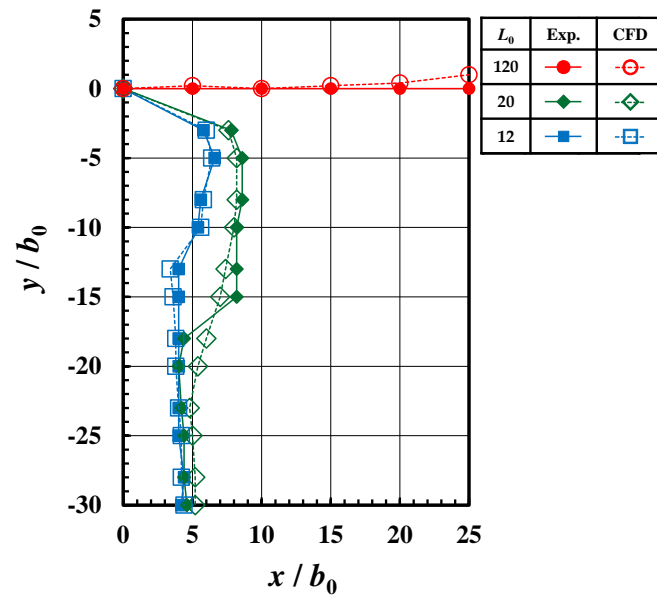
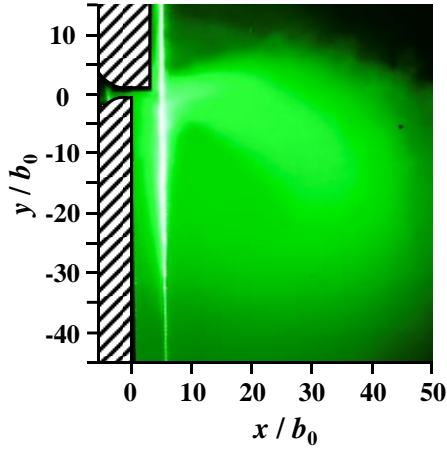
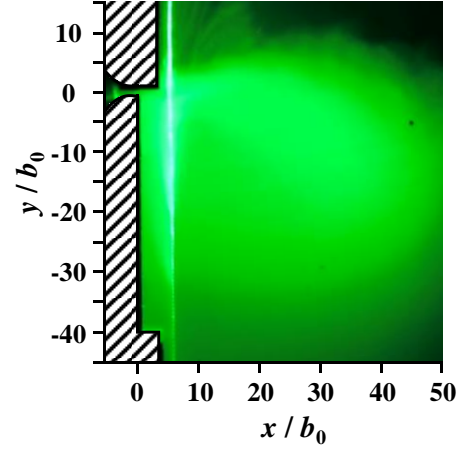


Fig.3.5.5 Variations of the jet centerline with x/b_0 for $H_2 = 10$.

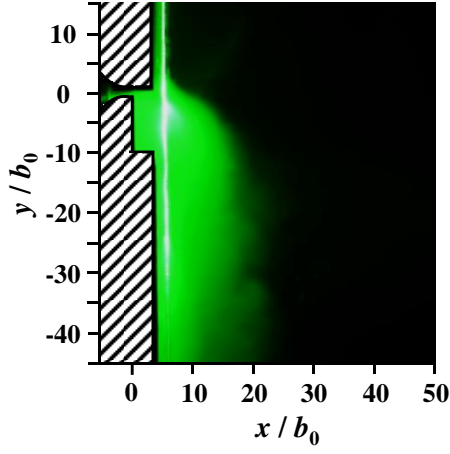
Fig.3.5.6 はシンセティックジェット $L_0=20$ ($f^*=5.00 \times 10^{-2}$)において、ステップ高さ H_2 を変化させた場合の可視化実験結果である。ここで、Fig.3.5.6 (a) ~ (e)は、それぞれ、 $H_2 = \infty, 40, 10, 2, 1$ の実験結果である。これまでの結果では、一定の非対称形状に対するシンセティックジェットの挙動は、無次元ストローク長 L_0 に依存することを示してきたが、Fig.3.5.5 の結果より、シンセティックジェットの進行方向は、 L_0 が一定条件の場合でもステップ高さ H_2 に依存して変化することがわかる。Fig.3.5.6 (a)の $H_2 = \infty$ と、(b)の $H_2 = 40$ についてであるが、これらの条件を比較すると、観測領域全体で大きな時計回りの渦を形成しており、噴流が緩やかに曲率を持っていることが確認できる。 $H_2 = \infty$ と $H_2 = 40$ の間では、流れ場の違いがほとんど見られないが、この結果から、 $H_2 = 40$ という条件は y 軸負方向側のステップがスロットから十分離れており、流れ場に対してほとんど影響がないためであるといえる。Fig.3.5.6 (c)の $H_2 = 10$ については、(b)と比較して、曲率がより大きくなっており、噴流が壁面に沿って y 軸負方向に向かって流れている。これは、ステップ高さが小さくなったことで、 y 軸負方向側のステップの影響が強くなったことを意味している。その一方で、さらに H_2 が小さい条件である、Fig.3.5.6 (d) $H_2 = 2$ においては、噴流がおおよそ 45° 程度の偏向角を持って流れていることがわかるが、この条件では(c)よりも H_2 がより小さくなっているにも拘らず、噴流は曲がりにくくなっている。最後に、Fig.3.5.6 (e) $H_2 = 1$ の場合であるが、この条件ではステップ高さが小さいことにより、ほぼ対称スロットと同等の形状となっているため、下流の流れ場からも大きな非対称性は確認できず、噴流は概ね直進しているといえる。以上の結果から、シンセティックジェットの無次元ストローク長さ L_0 が一定の条件下において、 H_2 を可変のパラメータとする場合には、噴流の曲率に対して最も影響を与える無次元ステップ高さ H_2 が、 $0 < H_2 < \infty$ の範囲内に少なくとも1条件は存在すると考えられる。



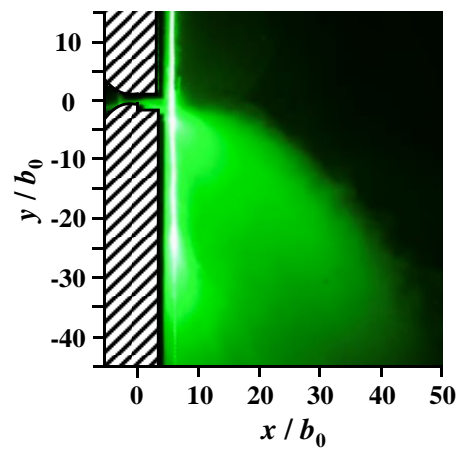
(a) $H_2 = \infty$.



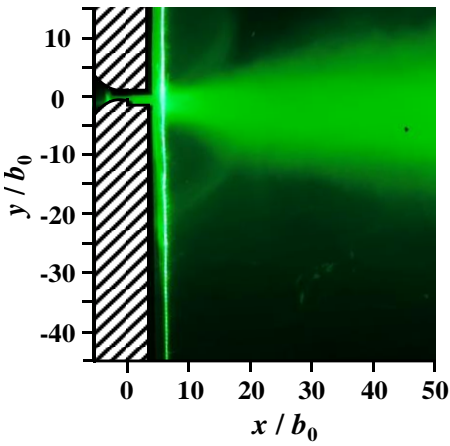
(b) $H_2 = 40$.



(c) $H_2 = 10$.



(d) $H_2 = 2$.

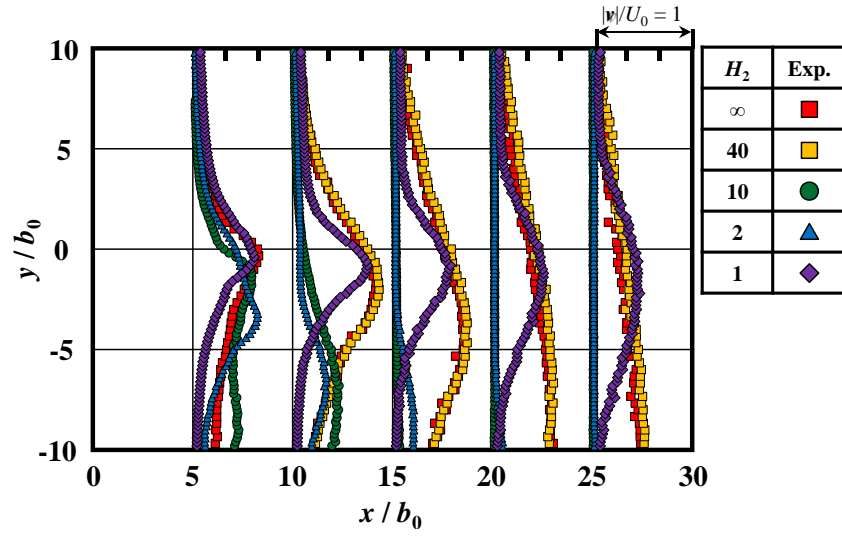


(e) $H_2 = 1$.

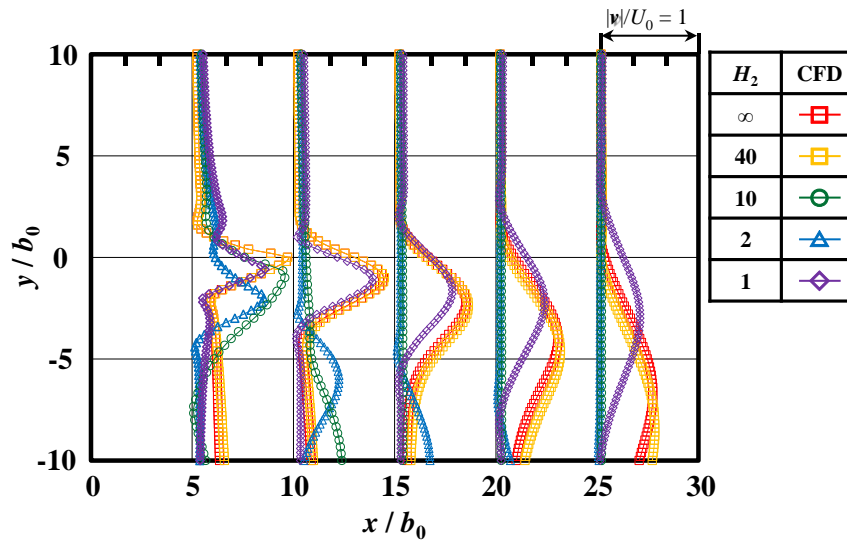
Fig.3.5.6 Images of the synthetic jet for $L_0 = 20$ ($f^* = 5.00 \times 10^{-2}$) with various H_2 obtained from the smoke-wire method.

Fig.3.5.7 はシンセティックジェット $L_0=20$ ($f^*=5.00 \times 10^{-2}$) の時間平均速度分布へ及ぼす、ステップ高さ H_2 の影響を示したものである。(a), (b) はそれぞれ熱線流速計で得られた実験結果と数値解析の結果であり、■, ■, ●, ▲, ◆ のプロットは、それぞれ $H_2 = \infty, 40, 10, 2, 1$ である。 $H_2=10$ の場合には、Fig.3.5.5 (c) に示したように噴流の偏向角度が大きく、壁面に沿い y 軸負方向へ向かって流れるため、Fig.3.5.7 においても $x/b_0 \geq 15, -10 \leq y/b_0 \leq 10$ の局所的な範囲にのみ流れを確認できる。一方、 $H_2=1$ の場合には、噴流はほぼ直線的な軌跡をたどり、噴流構造は連続噴流の場合と近いと考えられる。 $H_2=1$ のように、ステップ高さが極僅かな場合、スロットはほとんど対称であるといえるため、吸引過程における速度分布の対称性も崩れにくく、噴出過程に生成される渦対の位置もほぼ対称となるため、シンセティックジェットの挙動に与えるステップ高さの影響は微小であると考えられる。

Fig.3.5.5 及び Fig.3.5.7 の結果から、シンセティックジェットの進行方向がステップ高さ H_2 に依存していることが明らかであり、シンセティックジェットの噴流方向制御をより効果的に行うためには、無次元ストローク長さ L_0 (もしくは無次元周波数 f^*) に対して、どの程度のステップ高さ H_2 を組み合わせるかについても重要となるといえる。



(a) Experiment.



(b) CFD.

Fig.3.5.7 Influence of the offset ratio H_2 on the velocity distribution of the synthetic jets for $L_0 = 20$ ($f^* = 5.00 \times 10^{-2}$).

Fig.3.5.8 および Fig.3.5.9 はそれぞれ、 $H_2 = \infty$ と $H_2 = 10$ におけるシンセティックジェット $L_0 = 20$ ($f^* = 5.00 \times 10^{-2}$) のスロット出口付近の流れ場の時間変化を示したものであり、シンセティックジェット 1 周期を 5 分割して示している。(a) は可視化実験で得られたものであり、赤と青の矢印で回転方向と渦の位置を示している。(b) は数値解析により得られた速度ベクトルと渦度分布である。(i) ~ (v) のパネルはそれぞれ、無次元時間 t/T が 0.00, 0.25, 0.50, 0.75, 1.00 の時刻における瞬時の流れ場である。ここで、 $t/T = 0.00, 0.50, 1.00$ は無次元スロット出口速度が丁度ゼロ ($u/U_0 = 0$) となるタイミングであり、 $t/T = 0.25, 0.75$ はそれぞれ最大噴出、最大吸引のタイミングに相当する。Fig.3.5.8, Fig.3.5.9 にて、噴流中心位置から得られる曲線を見ると、実験結果と数値解析結果の間で曲率には定量的な差異が確認できるものの、渦の定性的な挙動に関してはおおよそ一致していることがわかる。

Fig.3.5.8 より、 $H_2 = \infty$ においてシンセティックジェットの渦対が偏向していく様子を確認できるが、 $H_2 = \infty$ という条件は y 軸負方向側にステップが存在しないため、前章の突起型非対称スロットの場合と同様の流れが形成されていると考えることができる。したがって、前章と同様にシンセティックジェットが偏向する原理を渦対の位置関係によって説明できる。シンセティックジェットの噴流構造は、噴出過程にスロット近傍に発生した渦対において渦同士の誘起速度が生じ、渦対が並進運動を維持することができるためである。Fig.3.5.8 にて、時刻が(ii) $t/T = 0.25$ のとき、スロット付近で渦対が発生しているのがわかる。ここで、時計回りの渦は $x/b_0 < 3$ の領域に発生するのに対し、反時計回りの渦はより下流側の $x/b_0 > 3$ の領域に発生しており、渦対における半時計周り (y 軸正側) の渦と時計回り (y 軸負側) の渦の発生位置が x 軸方向に異なっている。これは、スロット形状の非対称性により、スロットの角部の位置が x 方向に異なっているため、それに伴って噴出過程で発生する速度せん断層の巻き上がり位置も異なるためであるといえる。Fig.3.5.8 (iii) の時刻 $t/T = 0.50$ では、渦の位置が x 方向にずれていることで、渦対は y 軸負方向に偏向する成分を持ち、噴流自体も偏向角を持って y 軸負方向側へ移動していることが観察できる。また、Fig.3.5.8 (iv) の時刻 $t/T = 0.75$ つまり、最大吸引時には、反時計回りの渦に比べて時計回りの渦の方がスロットに近いので、吸引の影響を強く受け渦対の対称性がさらに崩れる。これを繰り返すことで、時計回りの再循環領域が形成され、噴流が偏向

すると考えられるが, Fig.3.5.8 の観測範囲内では再循環領域までは確認できない. また, x 軸方向の渦対の発生位置の差は, 無次元ステップ長さ S と無次元ストローク長さ L_0 によって決定する. また, スロット形状が一定の場合には, x 方向の渦対の発生位置の差は無次元ストローク長さ L_0 のみで決定するため, 噴流の偏向角は無次元ストローク長さ L_0 に依存することとなる.

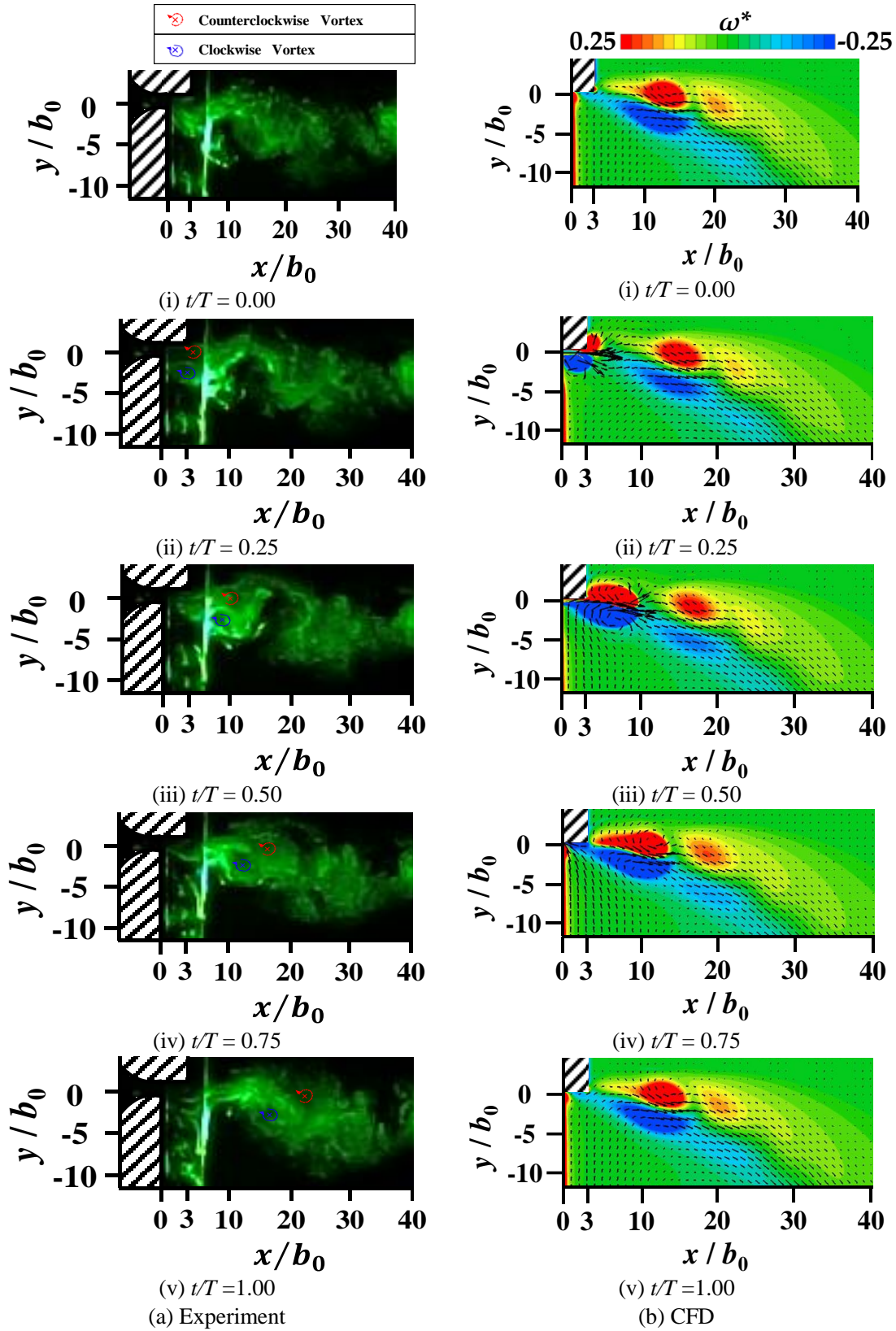


Fig.3.5.8 Temporal variations of the flow field near the slot exit for $L_0 = 20$ ($f^* = 5.00 \times 10^{-2}$) and $H_2 = \infty$.

Fig.3.5.9 はステップ高さ $H_2 = 10$ におけるシンセティックジェット $L_0 = 20$ ($\rho^* = 5.00 \times 10^{-2}$) の渦対の挙動であるが、Fig.3.5.8 のステップ高さ $H_2 = \infty$ の場合と同様の原理でシンセティックジェットが偏向していると考えられる。一方で、噴流の曲率については、 $H_2 = \infty$ と比較して $H_2 = 10$ の方が大きく、 $H_2 = 10$ の場合にはシンセティックジェットが壁面噴流となる程に強く曲がっている。これは、 y 軸負方向側の階段形状(ステップ形状)がスロットの近傍に存在することによって生じている効果であると考えられ、前章の突起型非対称スロットと同様の原理では説明がつかない現象であると考えられる。階段型非対称スロットにて、このような現象が生じる具体的な原理についてであるが、Fig.3.5.9 (b)の結果から吸引過程の影響が大きいと考えられる。対称スロットにおけるシンセティックジェットの場合には、吸引過程にて主にスロットの周囲からほぼ等方的に流れを吸引する。しかし、Fig.3.5.9 のような階段型非対称スロット $H_2 = 10$ においては、吸引流れに対してもスロット形状の非対称性が比較的強く影響を及ぼし、 y 軸負方向側のキャビティ周辺領域からの吸引が強くなっている。加えて、吸引過程のタイミングには、噴出過程時に生成されていた渦対が丁度キャビティ周辺に位置しているため、吸引流れの影響を大きく受けているといえる。Fig.3.5.9(iv)が最大吸引時 $t/T = 0.75$ であるが、渦対が吸引流れの影響を強く受けており、反時計回りの渦と比較して時計回りの渦の方が、渦度が強く渦のサイズも大きい。また、Fig.3.5.9(v)の時刻 $t/T = 1.00$ を確認すると、吸引過程にスロット側へ引き戻された時計回りの渦の一部は、再循環領域として残り続け、次の噴出過程に生成される渦対に対しても影響を与えている。この現象を周期的に繰り返すことにより、キャビティ内に大きな曲率を有する時計回りの再循環領域が形成され、噴流の偏向角は無次元ステップ高さ $H_2 = \infty$ (Fig.3.5.8)の場合よりも大きくなっていると考えられる。

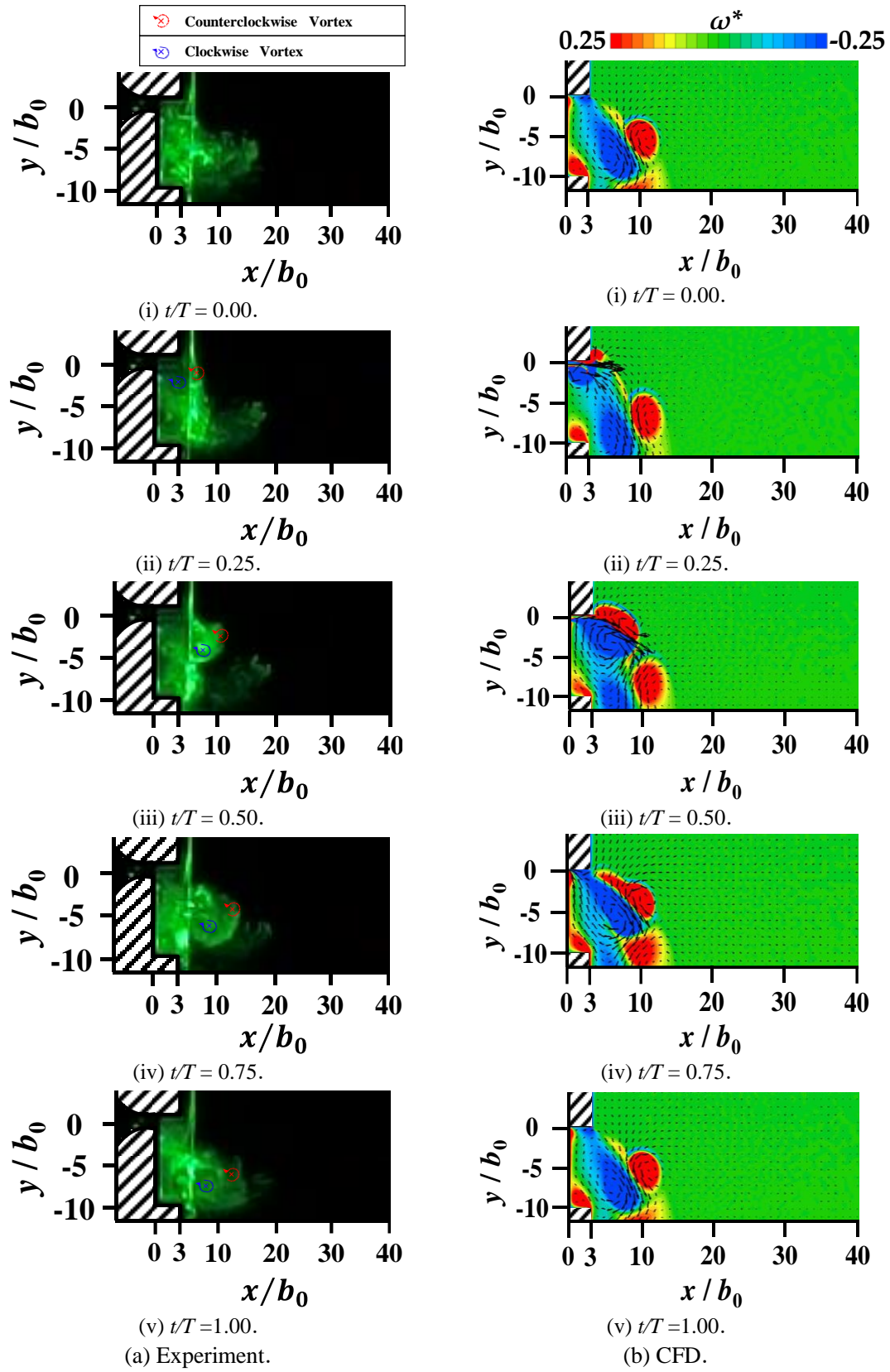


Fig.3.5.9 Temporal variations of the flow field near the slot exit for $L_0 = 20$ ($f^* = 5.00 \times 10^{-2}$) and $H_2 = 10$.

Fig.3.5.10は無次元ステップ高さ $H_2=10$ におけるシンセティックジェット $L_0=20$ ($f^*=5.00 \times 10^{-2}$) の条件で得られた速度分布である. ここで, 中実プロット(◆)は実験値を, 中空プロット(◇)は数値解析の値をそれぞれ示している. この条件は, Fig.3.5.6 (c)及び Fig.3.5.7 の●プロットと同一の条件である. 前述の通り, 実験結果についてはスロットより下流の流れについて三次元性が無視できないことと, 熱線流速計の計測器の特性により逆流流れを計測している可能性があるため, 定量的に一致しているとは言えないものの, やはり定性的には実験と数値解析の間でフローパターンが一致している. また, Fig.3.5.10 の速度分布から, 下流の流れは壁面に付着して流れており, 壁面噴流が形成されていることを明確に判断できる. 無次元ステップ高さ $H_2=10$ におけるシンセティックジェット $L_0=20$ ($f^*=5.00 \times 10^{-2}$) の条件で, シンセティックジェットが壁面に沿って流れる点については前頁までも何度か述べているが, Fig.3.5.10 の結果を以て, さらに明確に壁面噴流が形成されていることを裏付けている.

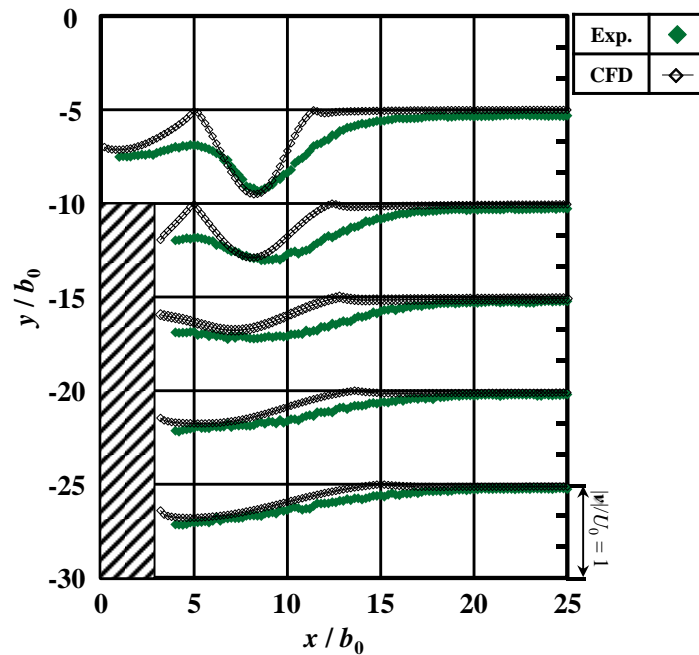


Fig.3.5.10 Distribution of the absolute velocity $|v|$ near the lower step of the asymmetric stepped slot for $L_0=20$ ($f^*=5.00 \times 10^{-2}$) and $H_2=10$.

以上の結果から、任意のストローク長さを持つシンセティックジェットに対して、適切なステップ高さ H_2 を組み合わせることにより、キャビティ領域近傍に意図的に再循環領域を形成させることが可能であり、この再循環領域こそがシンセティックジェットの進行方向を効果的に制御すると同時に、噴流構造及び流れ場を支配することがわかる。

流体の方向制御技術として、既存の制御機構では多くの場合に、幾何形状を変化させることで流れを制御している。具体的な例としては、推力方向の制御やヨーイング制御などが挙げられる。しかし、いくつかの研究では、幾何形状の変化を伴わずに噴流の方向制御が検討されている。例えば、Mason らや Al-Asady らは、一次噴流に対して二次噴流を干渉させ、コアンダ面への付着噴流を形成することで噴流方向制御を実現している。また、Smith らは、シンセティックジェットを二次噴流として用い、一次噴流を偏向させている。

一方で、スロット形状を変更せずに噴流速度(すなわちレイノルズ数)を一定に保った状態での噴流方向制御に関する研究については、我々の知る限り、前章を含め、我々のグループが行った研究を除いてはこれまでに報告されていない。そこで、幾何形状の変化を伴わずにかつ、単一の噴流に対して方向制御を実現するために、シンセティックジェットの性質そのものに着目した。シンセティックジェットは周期的に流れを繰り返す非定常流であるため、シンセティックジェットはパラメータとして時間的な特性を持っているといえる。そこで、定常的な連続噴流では不可能である、シンセティックジェットの周波数を調整することで、階段型非対称スロットを利用した流量制御を研究した。また、局所的な非対称性を与えるだけで、より広範囲の流れ場を非対称とすることに成功しており、これは流れの空間的な制御を実現したといえる。

本研究では、流れ場に局所的な非対称性を付与するために、前章の突起型非対称スロットとは異なり、外部への突出部のない、階段型非対称スロットを提案した。その結果、突起型非対称スロットと同様に、階段型非対称スロットにおいても、無次元ストローク長(無次元周波数)を調整することで、噴流の偏向角を制御できることを実証した。さらに、同一の非対称形状であっても、無次元ストローク長さ L_0 を制御することで噴流の偏向角を制御可能である。基本的な噴流方向制御の原理は前章の突起型非対称スロットと同様に、噴出過程における渦対の生成位置が非対称となることに起因している。しかし、階段型非対称

スロットの場合には、噴流の曲率がステップ高さ H_2 にも依存しており、これは前章の突起型非対称スロットでは考慮できなかった新しいパラメータである。噴流の曲率がキャビティ近傍の再循環領域の大きさに影響されることを考慮すると、同一の無次元ストローク長さに対して噴流の偏向角が最大となる最適な H_2 が存在する。

本研究では、階段型非対称スロットをシンセティックジェットに適用することで、偏向角 90° までのシンセティックジェットの進行方向を制御することを目指している。しかし、偏向角 90° までの制御範囲では、飛行体の姿勢制御や空調の気流方向制御などへ適用するには十分ではない。今後は、形状を変更することなく、周波数のみを調整することで、最大 180° まで噴流方向を制御できるように、スロット出口の片側の形状に変更を加えるだけでなく、スロット外部の両側に変更を加えた階段型非対称スロットを使用してシンセティックジェットの流動特性を研究していく必要がある。

3.6 まとめ

本研究では，形状の変更や二次噴流を付加することなく，シンセティックジェットの噴流方向制御を実現するために，流れ場への突起部がない階段型非対称スロットを提案した．階段型非対称スロットによって生成された二次元シンセティックジェットの流動特性を調べるために実験を行い，二次元を仮定した数値流体解析の結果と比較した．得られた結果を以下に示す．

- ・突起型非対称形状と同様に，階段型非対称形状を使用した場合にも，シンセティックジェットの噴流方向を制御可能であることを示した．
- ・低周波数帯の場合には，非対称形状の影響をほとんど受けず噴流が直進する傾向が確認できた．
- ・ステップ高さ H_2 が十分大きい場合には，流れ場に対してステップがほとんど影響を及ぼさない為， $H_2 = \infty$ の場合と同様の流れ場となることが確認できた．
- ・無次元周波数 $f^* = 5.00 \times 10^{-2}$ の場合， $H_2 = 10$ の条件下で最も噴流が偏向し壁面噴流となる．これは吸引過程に時計回りの渦がキャビティ近傍に停滞するためであるが， $f^* = 5.00 \times 10^{-2}$ においては， $H_2 = 10$ という条件が吸引過程の影響を強く与える最適な条件であると考えられる．

-第 4 章-

コアンダシンセティックジェットとの 二次流による噴流方向制御

4.1 はじめに

本章では、一次連続噴流の方向制御のため、二次流れにコアンダ面を伴うシンセティックジェットを利用する方法が提案する。シンセティックジェットには高流量化、高運動量化が困難という課題がある。そこで本章では従来のフルイディック・スラスト・ベクタリングの二次流れとしてシンセティックジェットを適用し、これにより従来の幾何条件、運動量比の他に無次元周波数 f^* という新しい制御パラメータを付加する。主な結果として、一般的なコアンダジェットにおいては、噴流方向は運動量比 ξ に依存することが知られているが、二次流れとしてシンセティックジェットを用いた場合、運動量比 ξ だけでなく、無次元周波数 f^* にも依存すること、今回の運動量比に関する条件範囲においては、運動量比と無次元周波数を組み合わせることで、従来の方法と比較して制御可能領域を拡大できると考えられる。

4.2 主な記号

f	: 入力周波数 [Hz]
f^*	: 無次元周波数 ($=fh_1/U_1$)
h_1	: 一次噴流のスロット幅 ($=1.0\times10^{-2}\text{m}$)
h_2	: 二次噴流のスロット幅 ($=2.0\times10^{-3}\text{m}$)
M	: スロット出口での運動量 ($=\rho U^2 h$) [N]
r_m	: 計測円の半径 ($=1.0\times10^{-1}\text{m}$)
R	: コアンダ面の半径 ($=1.5\times10^{-2}\text{m}$)
Re	: 一次噴流を基準としたレイノルズ数 ($=U_1 h_1/\nu$)
t	: 時間 [s]
T	: 周期 [s]
$ v $: 流速の絶対値 [m/s]
U	: スロット出口での流速 [m/s]
U_A	: スロット出口のシンセティックジェットにおける速度振幅 [m/s]
x, y, z	: 座標軸 [m]
z_h	: テストセクションの幅 ($=7.0\times10^{-2}\text{m}$)
ν	: 空気の動粘性係数 ($=1.5\times10^{-4}\text{m}^2/\text{s}$)
θ	: x 軸から見た時計回り方向の角度 [deg]
θ_C	: 噴流方向角 [deg]
ρ	: 空気の密度 [kg/m^3]
ζ	: 一次噴流と二次噴流のスロット出口での運動量比 ($=M_2/M_1$)

Subscripts

1	: 一次噴流
2	: 二次噴流
I	: 連続噴流 (二次連続噴出)
C	: 吸引流れ (二次連続吸引)
S	: シンセティックジェット

4.3 実験装置及び方法

Fig.4.3.1 にスロット出口形状の拡大図を示す．本章では幾何形状に対して変更を加えずに実験を行うため，ここで述べる幾何寸法は基本的に一定値である．本研究では一次噴流(プライマリージェット)に対して二次噴流(セカンダリージェット)を干渉させることを想定しているため，第2章及び第3章とは大きく異なり，スロットの幾何形状が複雑化している．また，一次噴流としては連続噴流を使用し，二次噴流としてシンセティックジェットを用いる．一次噴流と二次噴流のスロット幅はそれぞれ， $h_1 = 1.0 \times 10^{-2} \text{m}$ ， $h_2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{m}$ であり，スロット幅比は $h_2/h_1 = 0.2$ で一定とした．噴流の方向制御は一次噴流と二次噴流を干渉させることで行うが，その際にコアンダ面を使用する．ここで，コアンダ面の曲率半径は $R = 1.5 \times 10^{-2} \text{m}$ であり， $R/h_1 = 1.5$ である．スロット出口近傍の y 軸正方向側と y 軸負方向側の両方に，コアンダ面と二次噴流用のスロットを設置しているが，二次噴流としてシンセティックジェットを発生させる際には， y 軸負方向側のスロットのみを使用する． y 軸正方向側の形状は，いわゆるダミーとして設けているが，これは $y=0$ の直線を基準として，幾何形状の対称性を保つためである．このような形状とすることで，噴流が曲がる場合には幾何形状の非対称性によるものではないということとなる．

流れ場は2枚の亚克力板($1.0\text{m} \times 1.0\text{m}$)を z 軸に直交する形で配置し作製した．スロットのアスペクト比は $z_h/h_1 = 7.0$ とし，二次元噴流と考えられる程度にテストセクションの幅 z_h を与えている．このアスペクト比は，Mason ら(2002)，Al-Asady および Abdullah(2017)，Dores ら(2006)，Smith および Glezer(2002)によって行われた研究で考慮されたものよりも大きい．本研究で計測した噴流の速度分布の中には，自由噴流が示す典型的な傾向であるガウス分布にならないものもある．加えて，特定の条件下においては，速度分布中で流速の極大値を同時に2つ有する場合も確認している．したがって，本研究では噴流の偏向角 θ_c を次の方法で求める．(1) まず，熱線風速計を用いて，原点からの一次スロット幅 $r_m/h_1 = 10$ を基準とした無次元半径の円弧上の絶対速度 $|v|$ を計測し，時間平均の速度分布を得る．(2) 次に，絶対速度 $|v| > 0.2U_1$ の範囲で円弧に沿って積分し流量を求める．この範囲では，明確な噴流構造を確認できる．(3) 円弧上では噴流の法線方向流速成分が十分大きいと仮定して，円弧上の流量の重心位置を評価する．(4)

最後に、原点と流量の重心位置を結ぶ直線と x 軸とのなす角を噴流の偏向角 θ_c として定義する。

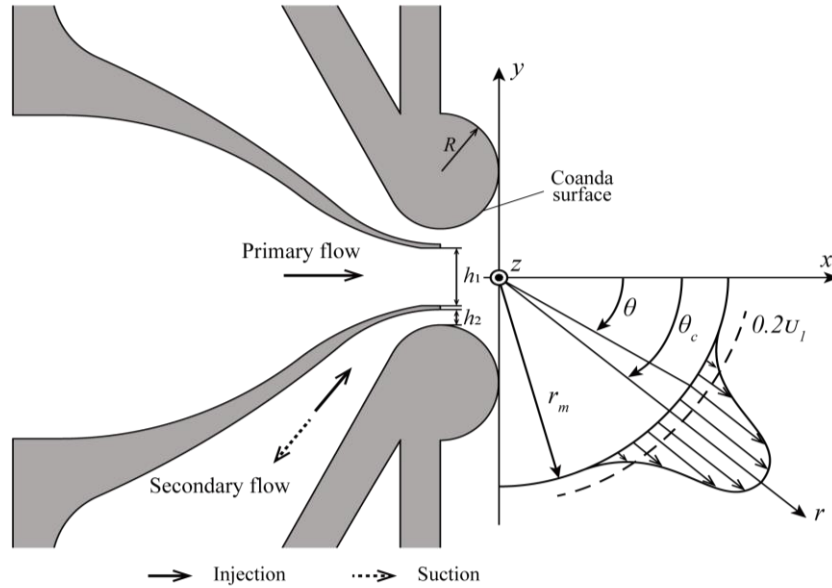


Fig.4.3.1 Magnified view of the slot exit geometry. The width of the primary slot h_1 and secondary slot h_2 are fixed as 1.0×10^{-2} m and 2.0×10^{-3} m, respectively. The aspect ratio of the primary and secondary slots are $z_h / h_1 = 7.0$ and $z_h / h_2 = 3.5$, respectively. In the test section, the flow channel is fabricated with a plate at each vertical end.

Fig.4.3.2 及び Fig.4.3.3 に本研究で用いた実験装置の概略図を示す．まず，Fig.4.3.2 は一次噴流として連続噴流を使用し，二次噴流としてシンセティックジェットを使用する場合の装置構成である．二次噴流のシンセティックジェットは，コンピュータによって作成した正弦波信号をアンプリファ (Classic Pro V3000)によって増幅し，それをスピーカー (DIECOOK DD-15L)へ与えることにより生成した．一次噴流として使用する連続噴流については，ブロワ (昭和電機株式会社製，U75-2-R313) を用いて生成し，流れの振動を抑制するために，プレナムタンクを介して実験機のノズルへ供給している．一方，Fig.4.3.3 は二次流れとして連続流を使用する場合の装置構成であるが，噴出と吸引の 2 通りの実験を行っている．噴出と吸引のいずれの場合にも，ブロワ (昭和電機株式会社製，U2V-70S) を用いて生成し，ブロワはインバータ (三菱電機株 FR-D720-075K，三菱電機株 FR-FS2) を用いて制御した．

流れの可視化時には，一次噴流用のブロワに対し，吸気部に発煙装置を接続することで流れ場に煙を供給した．ハロゲンランプを煙へ当て，デジタルカメラによりフレームレート 480fps として撮影した．流速の計測には，熱線流速計 (Kanomax Model 1011) にて，I 型プローブ (Kanomax 0251R-T5) を使用した．なお，得られた速度分布は， x 方向成分 u ， y 方向成分 v を含む絶対速度 $|V|$ として示した．任意点での速度測定は，トラバーサ (中央精密工業株式会社製，ALS-230-C2P) を MATLAB 及びコントローラ (QT-AK) により制御した．

実験条件の設定時には噴流の代表速度を規定するが，連続噴流による流入条件の場合には，各スロット出口の中心位置にて流速を観測しながら，一次連続噴流 U_1 と二次連続噴流 $U_{2,i}$ の代表速度を与えた．二次流れを連続吸引条件とする場合であるが，ブロワとスロット出口間のダクトに設置されたベンチュリ管マノメータを用いて，二次連続吸引流の代表速度 $U_{2,c}$ を規定した．また，二次噴流としてシンセティックジェットを生成する場合の代表速度 $U_{2,s}$ についても連続噴流の場合と同様に，スロット出口中心位置にて流速を計測して規定した．本研究においては，シンセティックジェットの代表速度をスロット出口流速の RMS 値として以下のように定義した．

$$U_{2,s} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T U_A^2 \sin^2 \frac{2\pi}{T} t dt}, \quad (1)$$

ここで， T はスロット出口での速度振動の周期， U_A は速度振動の振幅である．

前章まではシンセティックジェットの代表速度を噴出過程のみで定義していたが、本研究では吸引過程の影響が大きいと、代表速度に考慮する必要があると考えている。シンセティックジェットの代表速度を規定する際に、熱線流速計を用いているが、熱線流速計は流れの方向を判断できないため、速度の絶対値が測定される。この速度波形を正弦波と仮定し、速度振動の振幅を調整することで、式(1)の $U_{2,s}$ を与えた。

一次噴流及び二次噴流の運動量比は、流量制御を用いて調整することができる。一部の検証を除き、基本的に本研究では一次噴流の代表速度を $U_1 = 15\text{m/s}$ としているが、このときレイノルズ数は $Re = U_1 h_1 / \nu = 1.0 \times 10^4 = \text{Const.}$ である。また実験手順により流れ場の挙動が変わる可能性が認められる(ヒステリシスのな挙動が生じる可能性がある)ため、噴流を生成する際には、初めに一次噴流を生成し、一次噴流が十分に発達した後に二次噴流を生成する。

前章までと同様に、シンセティックジェットには周波数という概念があり、本研究でもこれをパラメータとすることで、流れ場への影響を調査するが、周波数を評価する際には、無次元周波数 $f^* = f \cdot h_1 / U_1$ を用いる。シンセティックジェットは二次噴流としてのみ用いるが、レイノルズ数や代表速度、代表長さについては一次噴流及び一次スロットの値を採用するため、無次元周波数 f^* についても一次噴流のパラメータで整理する。また、一次噴流と二次噴流の運動量比 ξ については、 $\xi = M_2 / M_1$ として定義する。ここで、 M はスロット出口での噴流の運動量を表し、 $M = \rho U^2 h$ である。

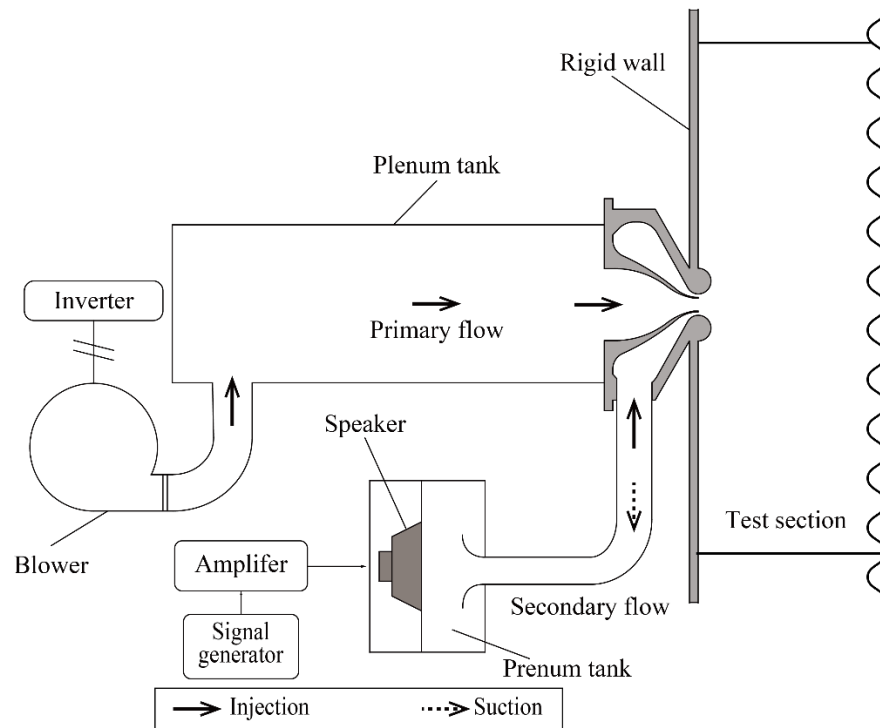


Fig.4.3.2 Schematic of the experimental apparatus for the secondary synthetic jet. The secondary synthetic jet was generated using a speaker.

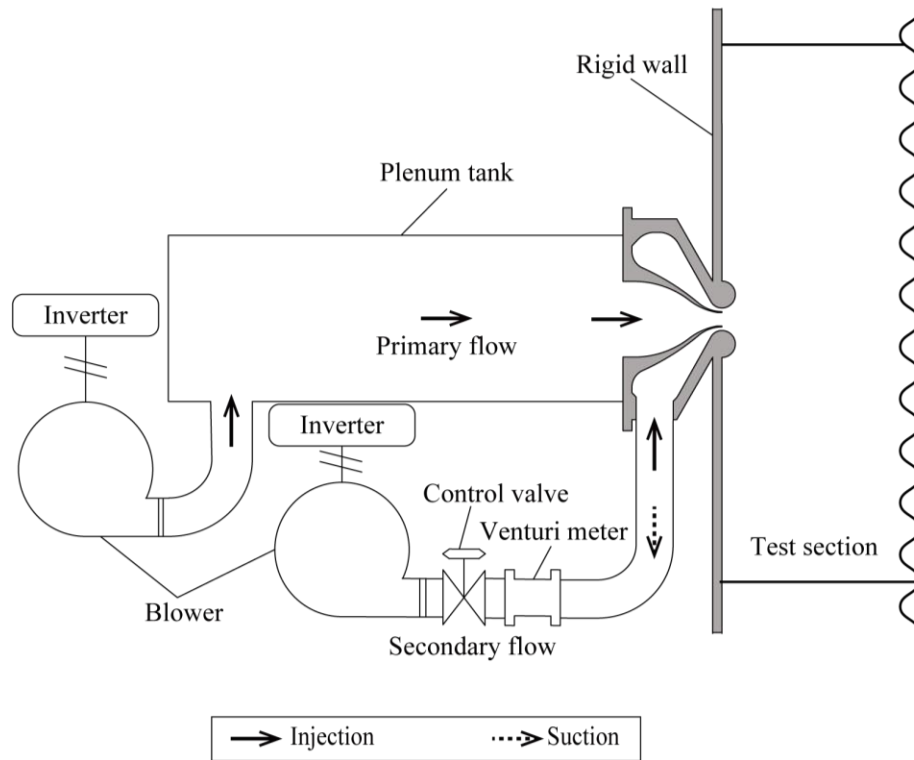


Fig.4.3.3 Schematic of the experimental apparatus for the secondary continuous flow. Continuous blowing and counter flows of the secondary flow were generated by the blower. The results obtained using this experimental apparatus were compared with those determined for the secondary synthetic jets.

4.4 数値解析方法

本章においても、一部の実験結果の比較として数値解析を実施しており、数値解析に使用した設定条件やメッシュについて述べる。前章と同様に、非構造格子系熱流体解析ソフトウェア(SCRUYU/Tetra ソフトウェアクレイドル)を用いて、二次元非圧縮粘性流体を仮定して数値流体解析を行った。前章までと異なる課題として、コアンダ面での境界層剥離が存在する。したがって、本章においては、乱流モデルとして RANS SST $k-\omega$ モデルを適用している。Fig.4.4.1 は解析領域と境界条件を示したものである。剛体壁面に対しては、滑りなしの壁境界条件(No-slip)を与えた。流れ境界条件については、一次連続噴流はノズル部での流速が代表速度となるように流入面へ流速規定の境界条件を与えた。二次噴流のシンセティックジェットについては、流入/流出を模擬するため、 $U = U_{sa} \sin \omega t$ として定義し、一次連続噴流と同様にスロットでの流速が実験条件と一致するように流入面に流速規定の境界条件を与えた。解析領域の上側境界(Upper inlet)と下側境界(Lower inlet)については代表速度の 5%分の流速で流入させた。下流側境界(Downstream boundary condition)は静圧 0Pa の圧力規定ある。Fig.4.4.2 はスロット周辺におけるメッシュの拡大図である。二次噴流のスロット出口は解析領域全体と比較してサイズが小さいため、メッシュサイズを細かく指定している。また、使用したメッシュの総節点数は約 160,000 である。

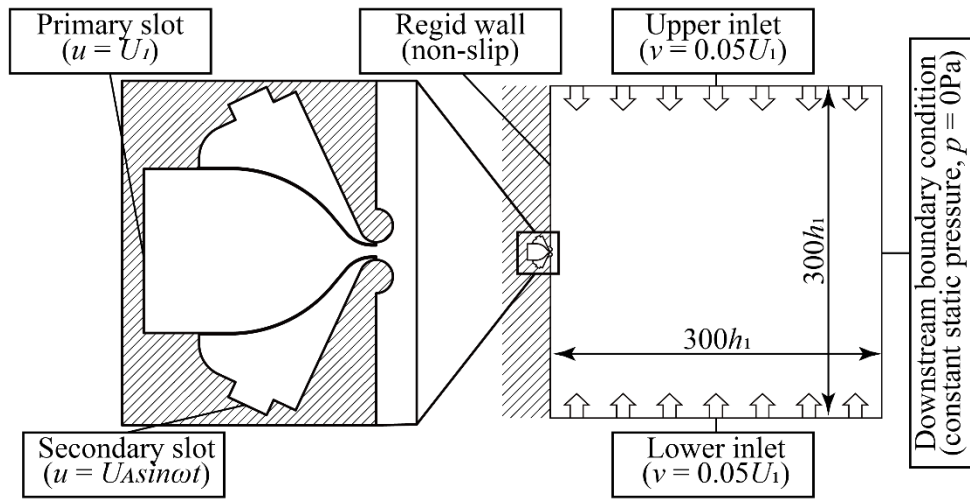


Fig.4.4.1 Domain and boundary conditions for the numerical simulation.

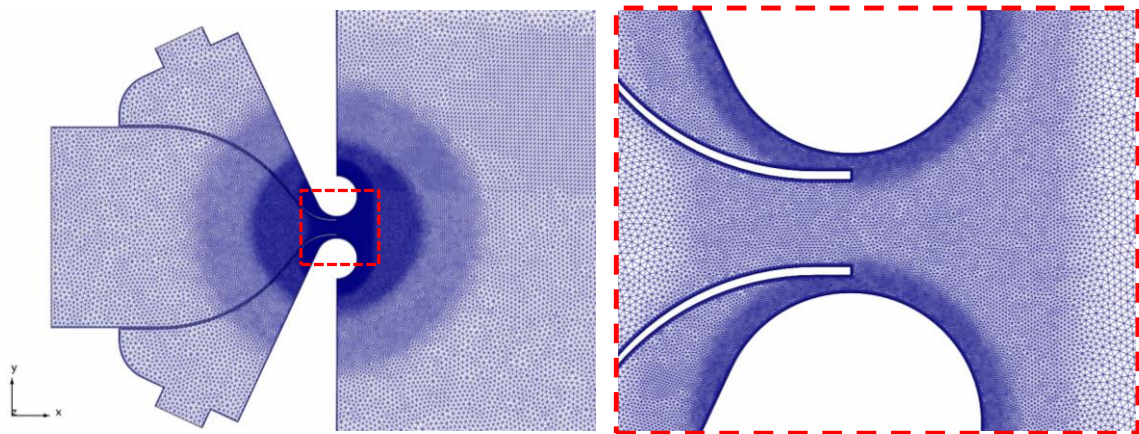


Fig.4.4.2 Magnified view of the grid near the slot.

4.5 結果及び考察

一般的な噴流の特性として、スロットが対称である場合に一次噴流として連続噴流を流入させると、拡大管内流れに見られる振動現象の様な特殊な場合を除いて、噴流は直進する．本研究に用いた実験機でも、十分な対称性が得られていることを確認するために、一次噴流として連続噴流を流し、二次噴流を作動させない実験を実施した．Fig.4.5.1 はその実験結果であるが、噴流は直進しており、実験機の対称性は十分であることを確認できる．

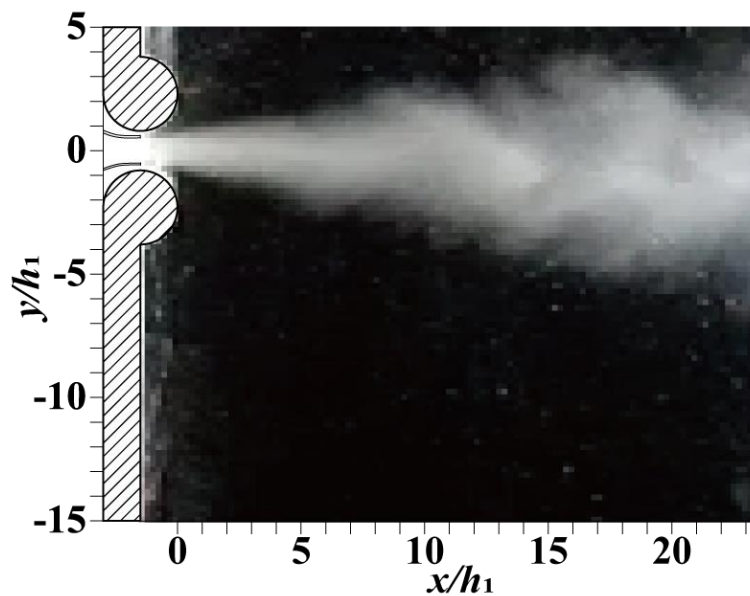
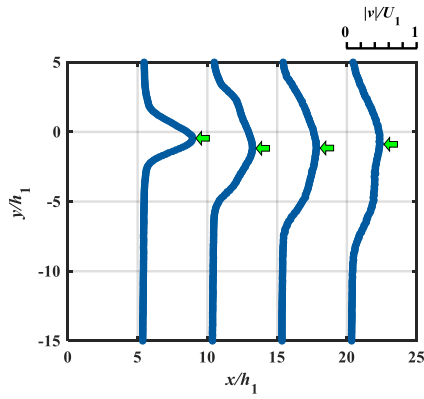


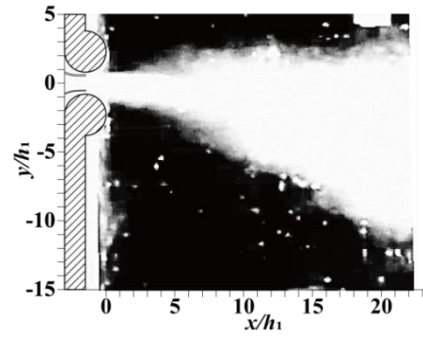
Fig.4.5.1 Visualized flow pattern obtained using smoke particles for the single primary continuous jet without the secondary flow.

Fig.4.5.2 は、一定の無次元周波数 $f^* = 4.0 \times 10^{-2}$ における、二次噴流のシンセティックジェットを用いて、一次連続噴流の方向制御を行った場合のフローパターンを示したものである。Fig.4.5.2 (a) ~ (c) は、スロット出口における一次噴流と二次噴流の運動量比がそれぞれ $\xi = 1.6 \times 10^{-2}$, 4.4×10^{-2} , 8.7×10^{-2} (シンセティックジェットの無次元速度振幅 $U_A/U_1 = 0.4, 0.67, 0.93$) の場合の結果を示したものである。Fig.4.5.2 (i) は熱線流速計で計測した時間平均速度分布であり速度分布中で流速が最大値となる位置に緑色の矢印を付している。Fig.4.5.2 (ii) は時間平均の可視化画像であるが、この画像は 480fps で撮影して得られた画像に対してフレーム毎の明度を重ね合わせる処理を行うことで時間平均的な画像を作成している。加えて、噴流の動きが明瞭となるよう、コントラストについても調整している。Fig.4.5.2 (a) ~ (c) の結果を見ると、全ての運動量比 ξ において、噴流が y 軸負方向側へ向かって曲率を持って流れていることが確認できる。ただし、偏向角については一定ではない。また、Fig.4.5.2 (ii) の可視化画像においても噴流中心位置の推移は Fig.4.5.2 (i) と同程度であることがわかる。

Fig.4.5.2 (b) $\xi = 4.4 \times 10^{-2}$ ($U_A = 10$ m/s) 及び (c) $\xi = 8.7 \times 10^{-2}$ ($U_A = 14$ m/s) については、噴流の偏向角がほぼ同程度であり流れ場に明確な差異は認められない。一方で、これらの条件と (a) $\xi = 1.6 \times 10^{-2}$ ($U_A = 6$ m/s) を比較すると、(a) $\xi = 1.6 \times 10^{-2}$ の場合は噴流の偏向角が小さい。この結果から、噴流の偏向角は運動量比 ξ に依存するといえるが、運動量比 ξ がある一定値を超える条件においては、噴流の曲率に対して運動量比 ξ がほとんど影響しなくなると考えられる。Mason らや Al-Asady and Abdullah は、運動量比 ξ が大きい場合に、偏向角が運動量比 ξ に依存しなくなる飽和領域が存在することを報告している。したがって、(b) $\xi = 4.4 \times 10^{-2}$ ($U_A = 10$ m/s) 及び (c) $\xi = 8.7 \times 10^{-2}$ ($U_A = 14$ m/s) の条件は、彼らに報告されている、飽和領域に相当すると考えられる。

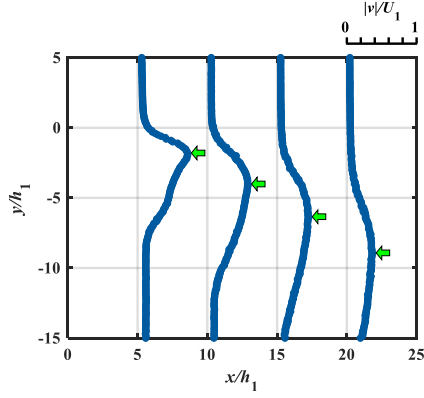


(i) Time-averaged velocity distributions

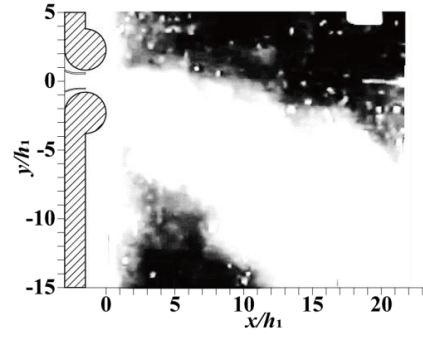


(ii) Visualized flow fields

(a) $\zeta = 1.6 \times 10^{-2}$ ($U_A = 6$ m/s)

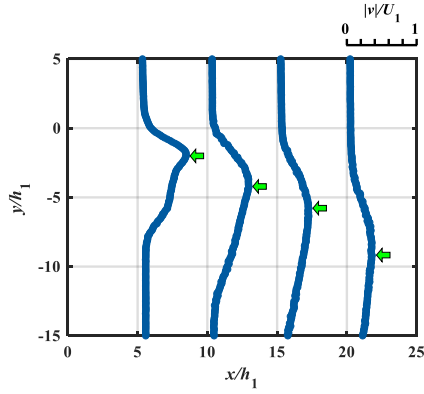


(i) Time-averaged velocity distributions

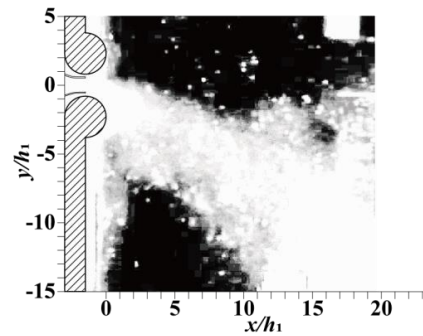


(ii) Visualized flow fields

(b) $\zeta = 4.4 \times 10^{-2}$ ($U_A = 10$ m/s)



(i) Time-averaged velocity distributions

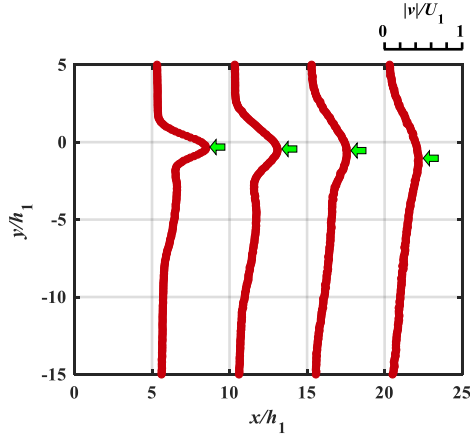


(ii) Visualized flow fields

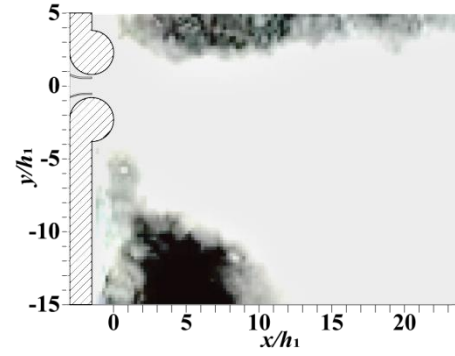
(c) $\zeta = 8.7 \times 10^{-2}$ ($U_A = 14$ m/s)

Fig.4.5.2 Flow patterns of jets with secondary synthetic jets under the condition $f^* = 4.0 \times 10^{-2}$ ($U_{,1} = 15$ m/s, $f = 60$ Hz). Deflection angles of (b) $\zeta = 4.4 \times 10^{-2}$ and (c) $\zeta = 8.7 \times 10^{-2}$ are greater than that of (a) $\zeta = 1.6 \times 10^{-2}$; the deflection angle of (c) $\zeta = 8.7 \times 10^{-2}$ is slightly greater than that of (b) $\zeta = 4.4 \times 10^{-2}$. The degree of jet deflection depends on ζ , and the dependence of the degree of jet deflection on ζ is not considerable when ζ is higher than $\zeta = 4.4 \times 10^{-2}$. In the velocity distributions shown in (i), the green arrows indicate the maximum velocity points.

Fig.4.5.3 は一次連続噴流に対して、二次噴流のシンセティックジェットを干渉させた場合の実験結果であり、(a)及び(b)は、それぞれ無次元周波数 $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f = 10\text{Hz}$)と $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ ($f = 120\text{Hz}$)である。また、これらの条件はいずれも、一次噴流と二次噴流の運動量比が $\xi = 4.4 \times 10^{-2}$ における結果である。Fig.4.5.2 と同様に、(i)は熱線流速計で計測した時間平均速度分布であり、(ii)は可視化実験結果である。Fig.4.5.3(a)(i)と(b)(i)の速度分布図を比較すると、両結果にて噴出中心位置は y 軸負方向側へ向かって移動している。しかし、噴流中心位置の変位量は、(b)(i) $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ の方が (a)(i) $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ と比較して明らかに大きい。また、Fig.4.5.3 (a)の(i),(ii)を比較した場合、(i)の熱線流速計と比較して、(ii)の可視化実験の方がやや偏向しているように見える。これは、シンセティックジェットの吸引過程には一次噴流がシリンダに付着し、噴出過程には直進するという形で流れ場が大きく変化しているためである。この振動現象については別の結果を用いて後述する。

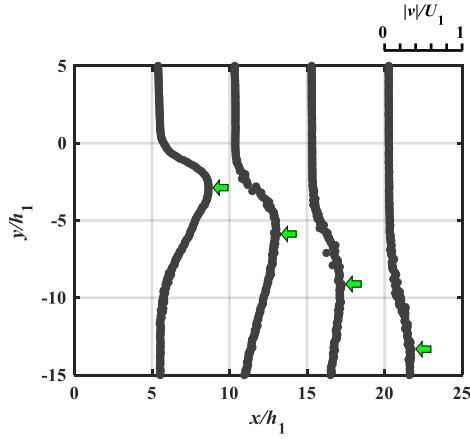


(i) Time-averaged velocity distributions

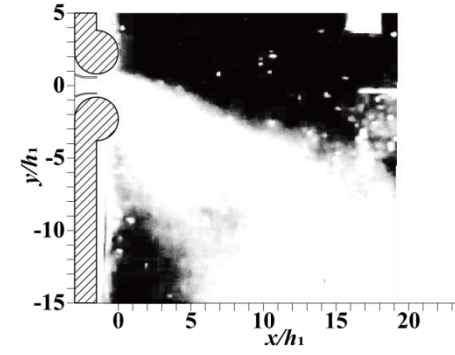


(ii) Visualized flow fields

(a) $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f=10$ Hz, $U_1=15$ m/s, $U_A=10$ m/s)



(i) Time-averaged velocity distributions



(ii) Visualized flow fields

(b) $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ ($f=120$ Hz, $U_1=15$ m/s, $U_A=10$ m/s)

Fig.4.5.3 Flow patterns of jets with secondary synthetic jets under a constant momentum ratio between the primary jet and secondary flows at the slot exit for different dimensionless frequencies ($\zeta = 4.4 \times 10^{-2}$, $U_1=15$ m/s, and $U_A=10$ m/s). In both panels, the jet-centers proceed to the lower side with downstream travel. However, the displacement of the jet-center of (b) $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ is clearly greater compared to that of (a) $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$. In the velocity distributions shown in (i), the green arrows indicate the maximum velocity points.

Fig.4.5.4 は $\xi = 4.4 \times 10^{-2}$ の条件下にて，無次元周波数 f^* をパラメータとして変化させた場合の時間平均速度分布である．Fig.4.3.1 で示したように，横軸は計測半径 $r_m/h_1 = 10$ における時計回り方向を正として定義した角度 θ であり，縦軸は一次連続噴流の代表速度を基準とした原点での無次元絶対速度 $|v|/U_1$ である．二次噴流のシンセティックジェットにおける無次元周波数 f^* がより大きい条件である程，各速度分布中で絶対速度が最大となる角度 θ ，すなわち噴流中心位置がより大きくなるように遷移している．このように，噴流の変更角は無次元周波数 f^* の影響を受けており， f^* がより大きい条件は噴流の偏向角も大きくなる．加えて，得られた速度分布の波形をみると，無次元周波数 f^* が増加するにしたがって，徐々にガウス分布に近づいている．例えば， $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ● や $f^* = 1.3 \times 10^{-2}$ ● の条件に見られる波形は，複数のガウス分布を組み合わせたような速度分布であるのに対して， $f^* = 6.7 \times 10^{-2}$ ● や $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ ● の条件における速度分布は，まさにガウス分布に近い波形となっている．

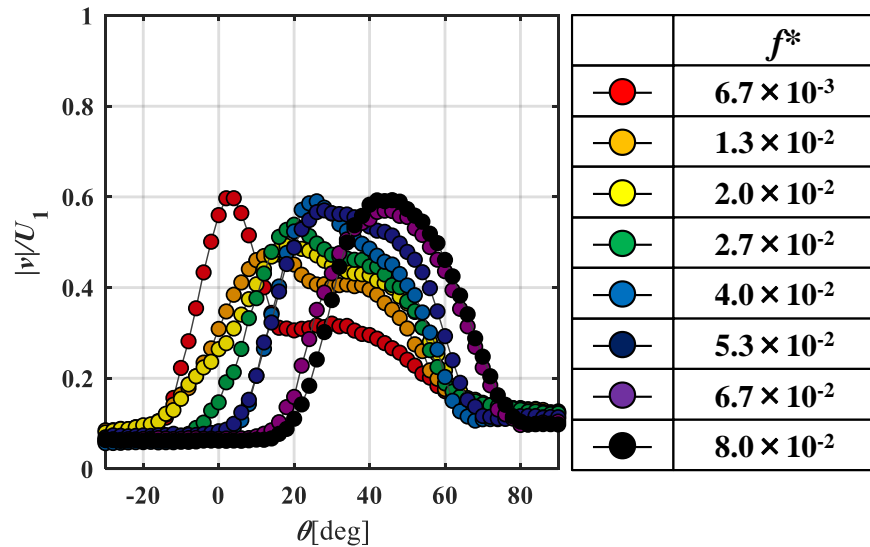


Fig.4.5.4 Dimensionless time-averaged velocity distributions under the condition $\xi = 4.4 \times 10^{-2}$, obtained using the hot-wire anemometer with various dimensionless frequencies f^* of the secondary synthetic jets. The θ position that achieves a maximum peak absolute velocity in each velocity distribution shifts to greater angle with an increasing f^* .

Fig.4.5.5 は、パラメータとして無次元周波数 f^* 及び運動量比 ξ が変化させた際に、噴流の偏向角 θ_c がどのように変化するかを示したものである。ここで、偏向角 θ_c は、Fig.4.3.1 にて示したように、計測円の円周上に位置する流速の最大位置に対して、原点から直線を引いた場合に、その直線が x 軸(すなわち直線 $y=0$)とのなす角である。参考までに Fig.4.5.5 には、二次流れが連続噴出である場合 ■ と、二次流れが連続吸引流 (カウンターフロー) の場合 ▲ の実験結果も示した。

二次流れが連続噴出の場合、噴流中心位置 θ_c は運動量比 ξ の影響をほとんど受けず、実験範囲の運動量比 $0.0 < \xi < 9.0 \times 10^{-2}$ においてはいずれの運動量比 ξ に対しても、噴流中心位置は $\theta_c \approx 0$ であり、噴流が直進していることがわかる。一方、二次流れが連続吸引流の場合には、 $\xi \approx 1.0 \times 10^{-1}$ で θ_c が急激に増加しており、運動量比には臨界点が存在し、それを超える領域では流れが大きく切り替わることがわかる。加えて、 $\xi > 2.0 \times 10^{-2}$ の条件では、 θ_c が変化せず一定値に収束するような挙動を示しており、この領域は飽和領域であると考えられる。

二次連続噴出の場合は、 ξ の全範囲で噴流方向を制御できていないが、これに対し、二次連続吸引流の場合は、臨界点を超える運動量比において噴流を偏向させることが可能である。しかし、偏向角の制御を考える場合には、臨界点付近の偏向角が急激に変化する領域を使用せざるを得ない。これらの結果から、本研究の条件範囲では二次流れとして連続噴流もしくは連続吸引流を用いて一次噴流の方向制御をすることは困難であることがわかる。

シンセティックジェットを二次噴流として利用する場合には、無次元周波数 f^* というパラメータを使用することができるため、これを変化させた場合の条件で実験を行った。シンセティックジェットの場合にも、二次連続吸引流の場合と同様に、偏向角が急激に増加する領域や偏向角が変化しなくなる飽和領域が確認できるが、これらの領域は無次元周波数 f^* によっても変化する。無次元周波数 $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ の場合 ● は、運動量比の増加に伴って時間平均の偏向角が徐々に大きくなる。可視化実験においても、吸引流の運動量がある臨界運動量を超えると、一次噴流が偏向することがわかっているが、これは、この臨界運動量を超える時間も運動量比が大きくなるにつれて徐々に長くなることを示している。すなわち、一次噴流がコアンダ面に付着している期間が徐々に増加する。

このように、時間平均の噴流偏向角は、運動量比が大きくなるにつれて徐々に大きくなる。

$f^*=1.3 \times 10^{-2}$ を超える無次元周波数の場合にも同様に、運動量比の増加に伴って噴流偏向角が増加するが、 $f^*=6.7 \times 10^{-3}$ の場合と比較して、増加時の傾きが急激である。さらに、無次元周波数がより大きい条件である程、臨界運動量比がより大きくなる傾向がみられる。この急激な偏向角 θ_c の増加と臨界運動量の変化を評価するためには、さらなる研究が必要である。しかし、今回の結果から、運動量比と無次元周波数を用いて噴流偏向角を制御できることを明確に示している。

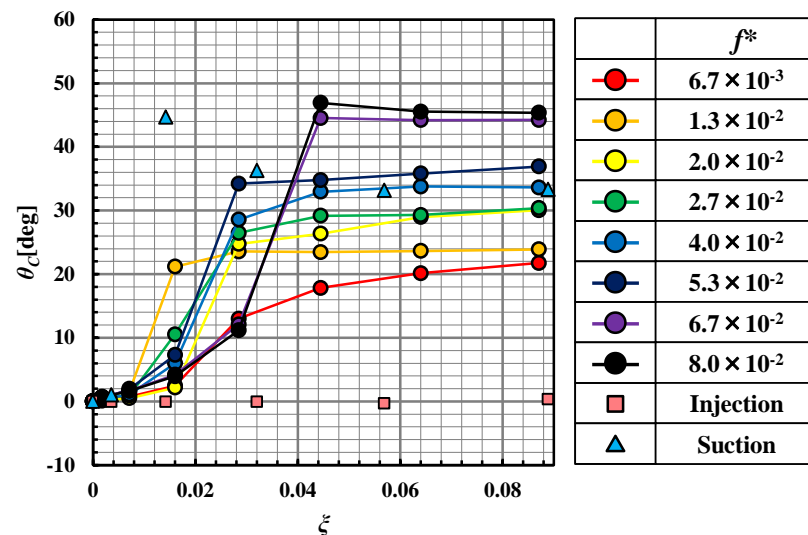
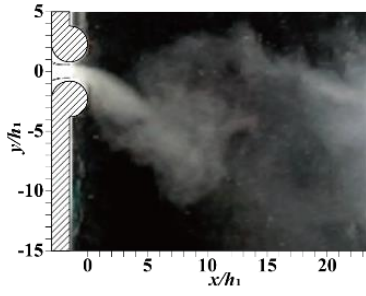


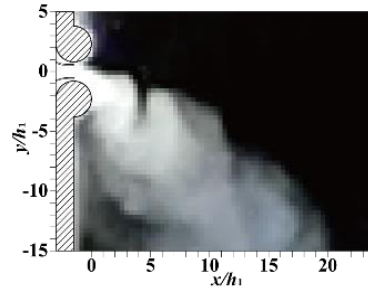
Fig.4.5.5 Jet direction at the increasing secondary synthetic jet amplitude for various dimensionless frequencies. The experimental results in the steady-blowing or counter secondary flow cases are also plotted for reference. This Fig. indicates that it can reserve the wider control region using a combination of the momentum ratio and the dimensionless frequency for the directional control of the primary continuous jet.

運動量比の増加によりシンセティックジェットの偏向角が増大させることができ、噴流方向の制御が期待できるが、その原理について考える。Fig.4.5.6 は、二次噴流としてシンセティックジェットを用いた場合の瞬時の可視化画像である。Fig.4.5.6 (a)は無次元周波数 $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f=10\text{Hz}$)であり、(b)は無次元周波数 $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ ($f=120\text{Hz}$)であるが、それぞれ、無次元周波数が大きい場合と小さい場合の条件である。また、(i) ~ (iv)は時間 t/T を意味する。まず(a) $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f=10\text{Hz}$)の条件についてであるが、(i) $t/T=0.0$ ($t/T=1.0$)の時刻において、スロット付近の噴流はコアンダ面に付着して流れていることが確認できる。このタイミングは吸引過程の直後であるため、シンセティックジェットの吸引過程時に一次噴流に影響を及ぼし、コアンダ面へ付着させるような作用があることがわかる。次に(ii) $t/T=0.25$ であるが、この時刻は二次のシンセティックジェットが最大噴出となるタイミングである。このとき、一次噴流はコアンダ面に付着しておらず、吸引過程とは対照的に、一次噴流を偏向させる働きがないと考えられる。(iv) $t/T=0.75$ は吸引過程であり、最大吸引時であるが、スロット近傍の流れはコアンダ面に沿い始める様子が確認できる。以上の結果から、無次元周波数 $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f=10\text{Hz}$)の条件の場合には、噴流が大きく振動していることがわかる。この条件 $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f=10\text{Hz}$)について Fig.4.5.5 では、偏向角 θ_c が運動量比に応じて増加することを示した。これは時間平均することによって一意に定まった偏向角 θ_c を評価しているためであり、瞬時に評価すると噴流方向は経時変化しているため、当然ながら偏向角 θ_c も大きく時間変化しているといえる。

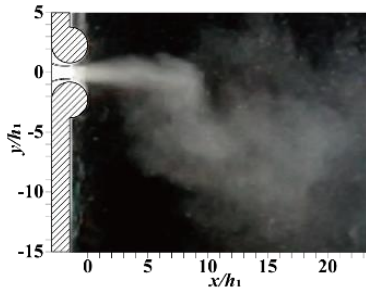
一方、Fig.4.5.6 (b)の無次元周波数 $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ ($f=120\text{Hz}$)であるが、この条件は高周波数の場合の例として可視化実験を実施した。まず、(i) $t/T=0.0$ ($t/T=1.0$) ~ (iv) $t/T=0.75$ の全てのタイミングを比較しても、噴流方向はおおむね変化していないことが確認でき、(a) $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f=10\text{Hz}$)のような経時的に流れ場が大規模に振動するという現象は発生していない。また、(ii) $t/T=0.25$ は噴出最大時であるが、噴流がコアンダ面から剥がれるといった現象は確認できない。Fig.4.5.6 の可視化実験結果については、同様の条件にて数値解析を実施しており、その結果を Fig.4.5.7 に示した。Fig.4.5.6 と同様に、(a) $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f=10\text{Hz}$) については噴流方向が時間変化していることが確認できる。(b) $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ ($f=120\text{Hz}$) についても、実験と同様の傾向が確認できるが、特に、数値解析の結果から渦配列が千鳥状となっていることが確認できる。



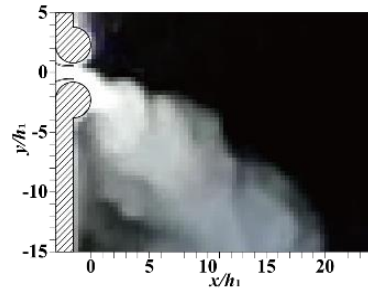
(i) $t/T=0.0$ ($t/T=1.0$)



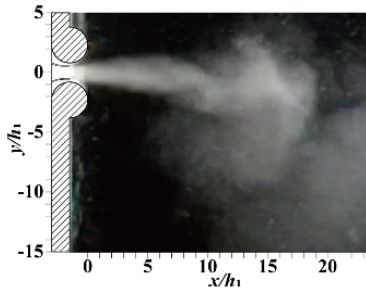
(i) $t/T=0.0$ ($t/T=1.0$)



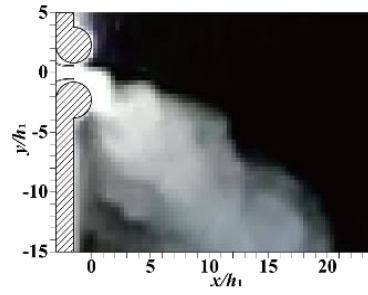
(ii) $t/T=0.25$



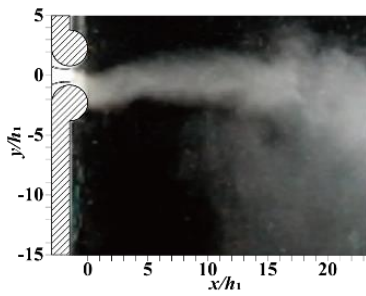
(ii) $t/T=0.25$



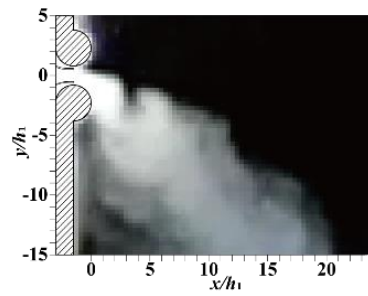
(iii) $t/T=0.50$



(iii) $t/T=0.50$



(iv) $t/T=0.75$

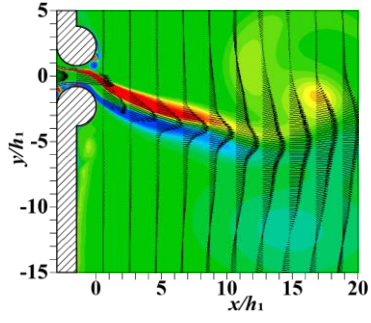


(iv) $t/T=0.75$

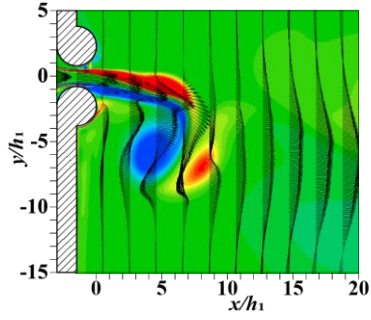
(a) $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f=10\text{Hz}$)

(b) $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ ($f=120\text{Hz}$)

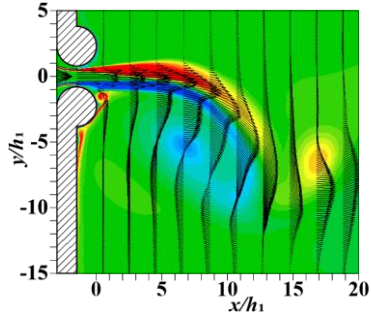
Fig.4.5.6 Flow patterns of secondary synthetic jet $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f=10\text{Hz}$) and $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ ($f=120\text{Hz}$) under the condition $U_1 = 15$ m/s, $U_A = 10$ m/s.



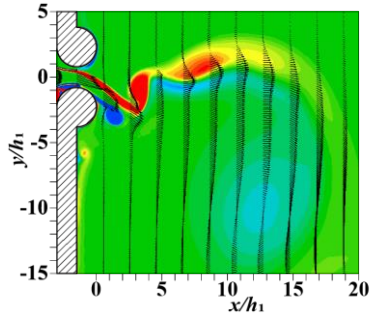
(i) $t/T=0.0$ ($t/T=1.0$)



(ii) $t/T=0.25$

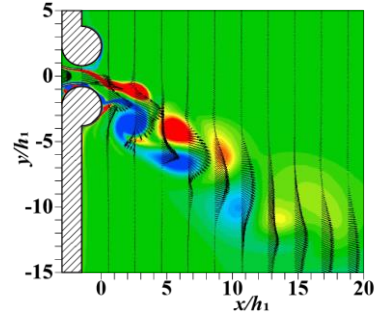


(iii) $t/T=0.50$

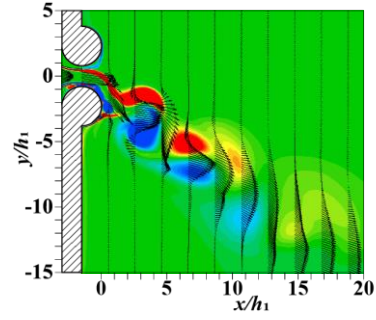


(iv) $t/T=0.75$

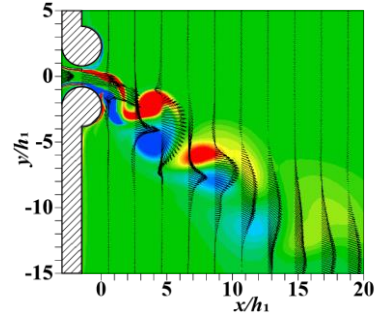
(a) $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f=10\text{Hz}$)



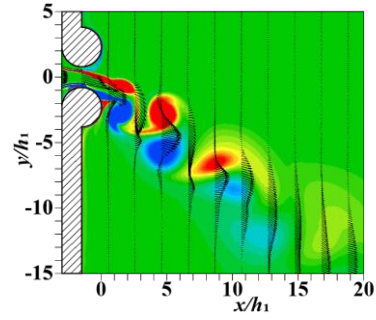
(i) $t/T=0.0$ ($t/T=1.0$)



(ii) $t/T=0.25$



(iii) $t/T=0.50$



(iv) $t/T=0.75$

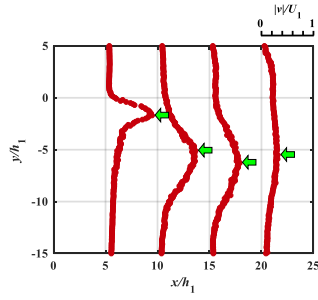
(b) $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ ($f=120\text{Hz}$)

Fig.4.5.7 Flow patterns of secondary synthetic jet $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f=10\text{Hz}$) and $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ ($f=120\text{Hz}$) under the condition $U_1 = 15$ m/s, $U_A = 10$ m/s (CFD).

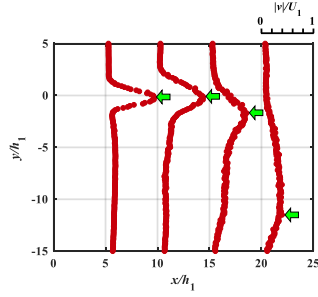
Fig.4.5.8 に運動量比 $\xi = 4.4 \times 10^{-2}$ の条件にて、熱線流速計によって得られた速度分布を示す。この速度分布は各計測点で得られた 50 周期分の速度波形を使用して、位相平均処理を行ったものである。(a), (b) はそれぞれ、 $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f = 10\text{Hz}$), $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ ($f = 120\text{Hz}$) の結果を示しており、Fig.4.3.6 で示した可視化実験の条件と対応している。(i) ~ (iv) は、それぞれ無次元時間 $t/T = 0, 0.25, 0.5, 0.75$ の場合の結果であり、二次噴流として使用したシンセティックジェットの噴出過程開始時の時刻を $t/T = 0$ と定義する。初めに Fig.4.5.8 (a) 無次元周波数 $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ の場合についてであるが、 $x/h_1 = 20$ における速度分布を確認すると、(ii) $t/T = 0.25$ の場合には最大速度が $y/h_1 \approx -12$ の位置であるが、(iv) $t/T = 0.75$ の場合には最大速度が $y/h_1 \approx 0$ となり、 $t/T = 0.25$ から 0.75 までの間で噴流中心位置が約 10 程度移動している。これは $x/h_1 = 5, 10, 15$ の場合も同様であり、これらの瞬時の速度分布は、シンセティックジェットの噴出過程及び吸引過程に影響を受け、1 周期の間に大きく変化している。一方、Fig.4.5.8 (b) 無次元周波数 $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ の場合の速度分布に着目すると、 $x/h_1 = 20$ における速度分布は (i) ~ (iv) の間でほとんど変化しておらず、明らかに (a) とは異なっている。また、 $x/h_1 = 5.0$ では速度分布の形状に僅かな経時変化が認められるが、速度分布中の最大流速点の位置は大きく変化していない。(a) $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f = 10\text{Hz}$) と (b) $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ ($f = 120\text{Hz}$) はそれぞれ低周波数条件と高周波数条件の代表例であるが、二次流れとして使用されたシンセティックジェットの無次元周波数によって、流れ場がここまで大きく異なってくる点については非常に興味深いといえる。

高周波数条件 (b) の場合にこのような挙動となる一つの要因として、コアンダ面の曲率半径に対して、シンセティックジェットのストローク長さが短いことが挙げられる。連続噴流は定常流であるため、ストローク長さというパラメータを持たないが、シンセティックジェットの噴出過程のみを維持し続ける噴流であると考えて、敢えてストローク長さを与えれば、 $l = \infty$ であるとも考えることができる。Fig.4.5.5 の結果から、二次流れが連続噴出の場合には噴流を偏向させることが出来ず、二次流れが連続吸引流の場合には噴流の方向制御を行うことが可能であることを確認したが、この結果がシンセティックジェットの場合の挙動に対しても重要な結果である考える。Fig.4.5.8 (a) の低周波数条件 $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f = 10\text{Hz}$) の結果について、この条件では噴流が振動することを示したが、このとき吸引過程では噴流がコアンダ面へと付着した流れとなる。この挙動は

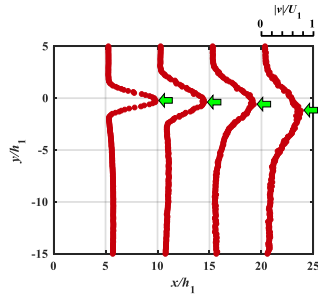
二次流れを連続吸引流とした場合と同様の効果であると考えられる．一方で、噴出過程の際には吸引過程で形成された付着噴流が剥がされ、噴流はほぼ直進する．二次噴流がより連続噴流に近い傾向を示すフローパターンであれば、当然ながら、二次噴流として連続噴流を適用した場合と同様に、噴流が直進することとなる．連続噴流はストローク長さが $l=\infty$ であるとも考えられるが、シンセティックジェットのスローク長さを考えたとき、高周波数帯よりも低周波数帯の条件の方がストローク長さは大きく、より連続噴流に近い挙動を示すといえる．したがって、低周波数帯の場合には、二次流れとして連続噴出と連続吸引流を交互に繰り返し行うこととほぼ同義であると考えられ、その結果として振動現象が生じたといえる．一方の高周波数帯の場合であるが、ストローク長さが短いため、噴出過程に噴流が十分発達せず、その結果として付着噴流を剥離させるには至らないため、連続噴流の場合の挙動とは異なる傾向になると考えられる．したがって、本研究で考えているコアンダ面を用いた噴流方向制御技術へ、二次流としてシンセティックジェットを適用する場合には、振動現象を避けるため、ある程度高い周波数帯で利用するのが良いといえる．



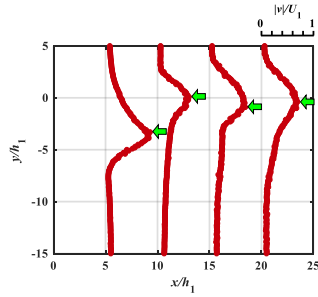
(i) $t/T = 0.0$ ($t/T = 1.0$)



(ii) $t/T = 0.25$

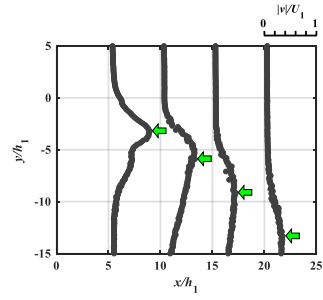


(iii) $t/T = 0.50$

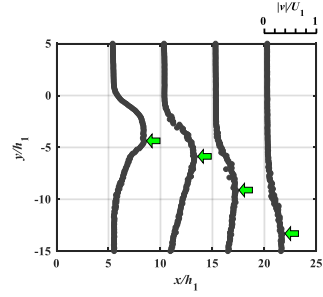


(iv) $t/T = 0.75$

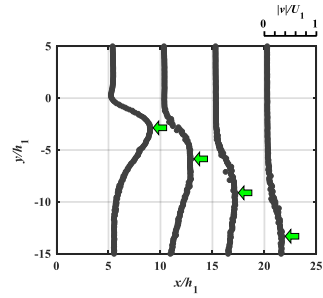
(a) $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$ ($f = 10$ Hz)



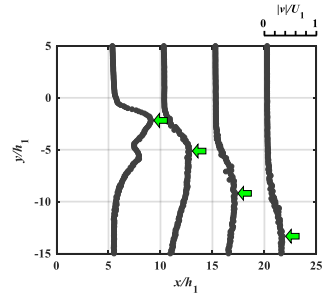
(i) $t/T = 0.0$ ($t/T = 1.0$)



(ii) $t/T = 0.25$



(iii) $t/T = 0.50$



(iv) $t/T = 0.75$

(b) $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$ ($f = 120$ Hz)

Fig.4.5.8 Temporal changes in flow patterns of the jet under the condition of $\zeta = 4.4 \times 10^{-2}$ ($U_1 = 15\text{m/s}$, $U_A = 10\text{m/s}$). The start time of the blowing of the secondary synthetic jet is defined as $t/T = 0$. In the case of $f^* = 6.7 \times 10^{-3}$, the shape of these instantaneous velocity distributions at $x/h_1 = 20$ changes with time corresponding to the blowing/suction period of the secondary synthetic jet. Meanwhile, in the case of $f^* = 8.0 \times 10^{-2}$, the shape of the velocity distributions becomes a steady flow at $x/h_1 = 20$. In the velocity distributions shown in (i), the green arrows indicate the maximum velocity points.

Fig.4.5.9 は、 $r_m/h_1=10$ の円弧上で計測された時間平均の速度分布であるが、無次元周波数 f^* と運動量比 ξ の組み合わせについては 3 種類の条件で実施している。ここで、無次元周波数 f^* と運動量比 ξ の組み合わせについては Table .1 に示しており、一次連続噴流の代表速度 U_1 、二次シンセティックジェットの代表速度 U_{2s} は周波数 f によって変化させている。 f^* と ξ の組み合わせが同一である条件については、各プロットの色を同一として示した。また、上述の通りであるが横軸 θ については x 軸($y=0$)から時計回りの角度 θ である。

Fig.4.5.9 (i), (ii), (iii)は、シンセティックジェットの無次元周波数が $f^* = 6.7 \times 10^{-2}$ 、運動量比が $\xi = 7.9 \times 10^{-2}$ の場合の速度分布である。(i), (ii), (iii)はレイノルズ数が異なっており、一次噴流の代表流速 U_1 はそれぞれ、4.5m/s, 9.0m/s, 18m/s である。当然の結果であるが、代表速度が最も大きい(iii)の条件で流速最大値が最も大きく、代表速度が小さい(i)の条件では最も小さい。これは、(iv), (v), (vi)の条件($f^* = 3.3 \times 10^{-2}$, $\xi = 2.8 \times 10^{-2}$)と、(vii), (viii), (ix)の条件($f^* = 1.3 \times 10^{-2}$, $\xi = 1.6 \times 10^{-2}$)においても同様である。また、これらの速度分布の形状は、先に挙げた一次噴流の代表流速 U_1 だけでなく二次噴流として使用したシンセティックジェットの流速と周波数にも依存していることがわかる。

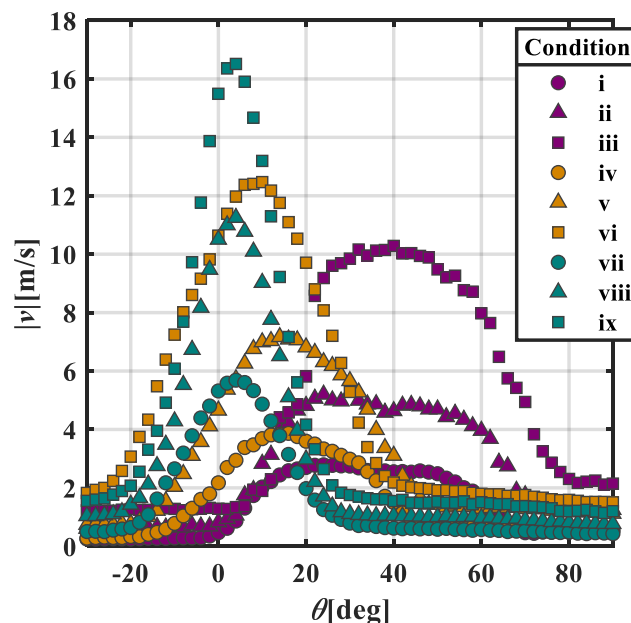
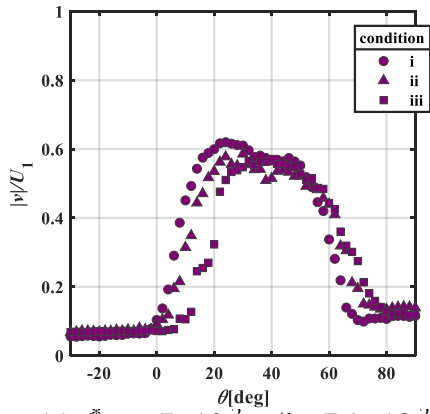


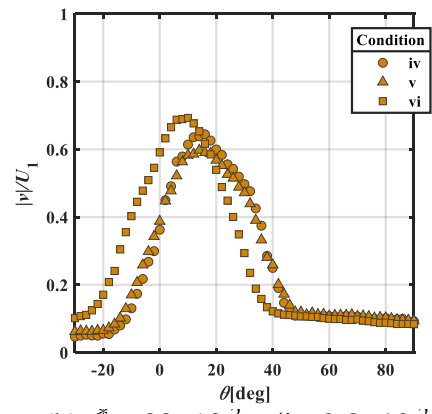
Fig.4.5.9 Dimensional time-averaged velocity distributions obtained using the hot-wire anemometer. The shape of these velocity distributions depends on the velocity and frequency of the secondary synthetic jet.

次に Fig.4.5.10 であるが、この図で使用しているデータは Fig.4.5.9 で用いたものと同一の実験結果である。ただし、Fig.4.5.10 では各条件で得られた速度分布を一次噴流の代表流速 U_1 で除すことで無次元化を行っている。また、Fig.4.5.9 では 1 つのグラフ上にすべての条件を示していたが、Fig.4.5.9 では条件毎に(a), (b), (c)に分割している。

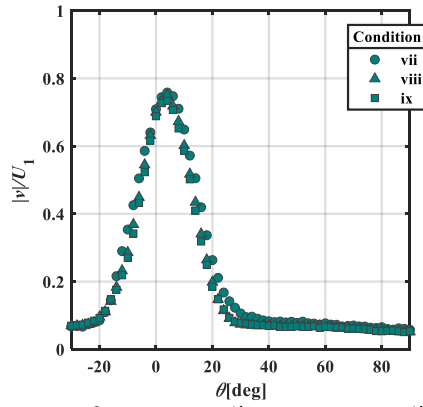
(a), (b), (c)をそれぞれ確認すると、各条件で、速度分布が概ね同一曲線上に重なることを確認できる。加えて、噴流の偏向角や速度分布の形状についても類似しており、少なくとも運動量比 ξ と無次元周波数 f^* の両方が一致する場合には、形成される流れ場に対して相似則が適用できるものと考えられる。Fig.4.5.9 (vii), (viii), (ix) の場合は、この傾向が特に顕著であるが、この条件では噴流の偏向角が大きくないため、速度分布が一般的な連続噴流に見られる様なガウス分布である。したがって、速度分布はレイノルズ数の影響をあまり受けないといえる。このような結果となる要因として、下流に形成される渦の生成に対して、運動量比 ξ と無次元周波数 f^* の両方が影響を及ぼしているためであると考えられる。まず、二次噴流としてシンセティックジェットを適用した場合に、二次噴流のスロット出口において、噴出過程に渦対が形成されていると考えられるが、今回の流れ場を支配しているのは、このときに生成される渦ではない。一次噴流として連続噴流を、二次噴流としてシンセティックジェットを適用した場合、シンセティックジェットの影響を受けて一次連続噴流が振動するが、このとき、下流には渦が生成されていることが確認できる。具体的には、Fig.4.5.6 で可視化されている下流の流れには、煙の濃淡が明確に存在しており、これは渦が存在しているためであるといえる。なお、この振動は無次元周波数 f^* の大きさによっても程度が異なり、無次元周波数が小さい程、振動がより顕著に表れる。このように、二次流としてのシンセティックジェットから影響を受け、一次連続噴流が振動することで、渦対が形成されるが、この渦対が噴流の偏向角など、流れ場を決定するパラメータになっているものと考えられる。本研究で使用した条件範囲では、流れ場に対してレイノルズ数の影響はほとんどないといえるが、この性質は一般的な連続噴流の特徴と同様である。ただし、本研究では代表長さが一定値での検証であり、レイノルズ数の影響について議論するには、現時点では不十分である。したがって、相似則については今後もさらなる検討が必要である。



(a) $f^* = 6.7 \times 10^{-2}$, $\zeta = 7.9 \times 10^{-2}$



(b) $f^* = 33 \times 10^{-2}$, $\zeta = 2.8 \times 10^{-2}$



(c) $f^* = 1.3 \times 10^{-2}$, $\zeta = 1.6 \times 10^{-2}$

Fig.4.5.10 Dimensionless absolute velocity distribution under the same combination of f^* and ζ . The plots for the same f^* are mostly distributed on a curve; the degree of the jet deflection and the similarity of the velocity distribution are observed.

Table 4.5.1 Details of the legends for Fig.s.4.5.9 and 4.5.10

Conductions	U_1 [m/s]	$U_{2,s}$ [m/s]	f [Hz]	f^*	ζ
i	4.5	2.83	30	6.7×10^{-2}	7.9×10^{-2}
ii	9.0	5.66	60	6.7×10^{-2}	7.9×10^{-2}
iii	18	11.31	120	6.7×10^{-2}	7.9×10^{-2}
iv	6.0	2.25	20	3.3×10^{-2}	2.8×10^{-2}
v	12	4.48	40	3.3×10^{-2}	2.8×10^{-2}
vi	18	6.75	60	3.3×10^{-2}	2.8×10^{-2}
vii	7.5	2.12	10	1.3×10^{-2}	1.6×10^{-2}
viii	15	4.24	20	1.3×10^{-2}	1.6×10^{-2}
ix	22.5	6.36	30	1.3×10^{-2}	1.6×10^{-2}

4.6 まとめ

本研究では，一次噴流のスロット出口近傍に，二次流れのスロット出口とコアンダ面を設置し，二次噴流としてシンセティックジェットを使用した場合の一次噴流の方向制御を検討した．シンセティックジェットの振動特性が及ぼす影響の調査や一次噴流と二次噴流の運動量比の影響調査，二次連続噴流及び連続吸引流との比較実験を実施し，流れの可視化と速度分布を用いて実験的に検討した．得られた結果を以下に示す．

- ・ 二次流としてシンセティックジェットを用いた場合，噴流の方向は運動量比 ξ だけでなく，無次元周波数 f^* にも依存する．
- ・ 運動量比が $0 < \xi < 0.09$ の場合，運動量比と無次元周波数を制御することで二次噴流としてシンセティックジェットを適用し，噴流方向を制御することが可能である．
- ・ スロット下流の流れ場の時間的な挙動は，二次噴流として適用されたシンセティックジェットの無次元周波数 f^* に依存する．
- ・ 本研究で用いたスロットの幾何形状及び使用した条件範囲においては，運動量比 ξ と無次元周波数 f^* が同一の条件である場合に，流れ場に相似則が認められる．

-第 5 章-

結論

本論文では二次元シンセティックジェットの方法制御について実験及び数値解析によって得られた結果を元に議論した。各章にて議論された内容を下記まとめる。

第 1 章では、緒論として噴流方向制御に関する先行研究や、本研究の研究目的について述べた。

第 2 章では、突起形状の非対称スロットを用い、スロットの局所的な非対称性がシンセティックジェットの流動特性へ及ぼす影響について、実験的数値解析を用いて調査した。下記に得られた結果を示す。

- ・実験及び数値解析の結果から、連続噴流は突起型非対称スロットの影響を受けず、流れ場は無次元突起長さ C に依存しない。
- ・実験及び数値解析の結果から、シンセティックジェットは非対称スロットの影響を受ける。このとき、流れ場は無次元突起長さ C と無次元周波数 f^* の両方の影響を受け、適用範囲内では C 及び f^* の増加に伴い噴流がより強く偏向する。
- ・噴流が一定以上の曲率を持っている場合、再循環領域が形成される。このとき、壁面上にはよどみ点が形成され、その位置は無次元周波数 f^* の大きさにしたがって変化する。
- ・流れ場は無次元突起長さ C 及び無次元周波数 f^* の影響を受けるため、 Cf^* を決定することで、噴流の偏向角を制御できる。ここで、適用範囲外の条件については、特異なフローパターンが形成される。
- ・ $Cf^* = 0.50$ の条件は、他の条件と傾向が異なり、下流の渦列が千鳥状に配列される。この流れ場はこれまでのシンセティックジェットとは異なる原理であるといえる。
- ・ $Cf^* = 0.50$ のとき、千鳥状の配列から求められる a/b 比が 0.45 となった。一般的に渦配列の安定条件は、 $a/b = 0.281$ であり大きく異なるが、この理由として、 a/b を求める際の渦のサンプル数が少ないことや、噴流幅が下流程広がる

ことが挙げられる．

第 3 章では，形状の変更や二次噴流を付加することなく，シンセティックジェットの噴流方向制御を実現するために，流れ場への突起部がない階段型非対称スロットを提案した．階段型非対称スロットによって生成された二次元シンセティックジェットの流動特性を調べるために実験を行い，二次元を仮定した数値流体解析の結果と比較した．階段形状の非対称スロットにおいても，突起形状の場合と同等の効果が得られ，階段形状の場合にはステップ高さをパラメータとして利用可能であることにより，突起形状非対称スロットよりも，より広範囲への噴流方向制御が実現できる可能性があることを示した．第 3 章で得られた結果を以下に示す．

- ・突起型非対称形状と同様に，階段型非対称形状を使用した場合にも，シンセティックジェットの噴流方向を制御可能であることを示した．
- ・低周波数帯の場合には，非対称形状の影響をほとんど受けず噴流が直進する傾向が確認できた．
- ・ステップ高さ H_2 が十分大きい場合には，流れ場に対してステップがほとんど影響を及ぼさない為， $H_2 = \infty$ の場合と同様の流れ場となることが確認できた．
- ・無次元周波数 $f^* = 5.00 \times 10^{-2}$ の場合， $H_2 = 10$ の条件下で最も噴流が偏向し壁面噴流となる．これは吸引過程に時計回りの渦がキャビティ近傍に停滞するためであるが， $f^* = 5.00 \times 10^{-2}$ においては， $H_2 = 10$ という条件が吸引過程の影響を強く与える最適な条件であると考えられる．

第 4 章では，一次連続噴流の方向制御のため，二次流れにコアンダ面を伴うシンセティックジェットを利用する方法が提案された．シンセティックジェットの振動特性が及ぼす影響の調査や一次噴流と二次噴流の運動量比の影響調査，二次連続噴流及び連続吸引流との比較を実施し，流れの可視化と速度分布，数値解析を用いて調査した．シンセティックジェットには高流量化，高運動量化が困難という課題に対し，従来のフルイディック・スラスト・ベクタリングの

二次流れとしてシンセティックジェットを適用しており，これにより従来の幾何条件，運動量比の他に，無次元周波数 f^* という新しい制御パラメータを付加することに成功した．得られた結果を以下に示す．

- ・二次流としてシンセティックジェットを用いた場合，噴流の方向は運動量比 ξ だけでなく，無次元周波数 f^* にも依存する．
- ・運動量比が $0 < \xi < 0.09$ の場合，運動量比と無次元周波数を制御することで二次噴流としてシンセティックジェットを適用し，噴流方向を制御することが可能である．
- ・スロット下流の流れ場の時間的な挙動は，二次噴流として適用されたシンセティックジェットの無次元周波数 f^* に依存する．
- ・本研究で用いたスロットの幾何形状及び使用した条件範囲においては，運動量比 ξ と無次元周波数 f^* が同一の条件である場合に，流れ場に相似則が認められる．

本論文では一貫して二次元シンセティックジェットの方向制御についてまとめたが，いずれの研究においてもスロット近傍の幾何形状によって流れ場が影響を受けており，スロット近傍の幾何形状は重要であるといえる．また，その影響はシンセティックジェットの無次元周波数に依存して変化しており，シンセティックジェットの流れ場を決定する上で，無次元周波数が重要なパラメータであるということがわかる．連続噴流の代替として期待されるシンセティックジェットであるが，連続噴流は周波数という概念を有していない．したがって，無次元周波数は噴流方向制御に対してシンセティックジェットを適用する際の優位点となるといえる．加えて，従来の噴流方向制御技術においては機構的な形状変化を伴う方法が一般的であるが，本研究で述べた，無次元周波数に依存して噴流方向が変化するというシンセティックジェットの特性を用いることで，機構的な形状変化を適用することなく，無次元周波数で噴流方向の制御が可能となる．

スロット出口近傍における僅かな非対称性を付与した場合に、連続噴流においては非対称性の影響がほとんど確認されないものの、シンセティックジェットにおいては非対称性の影響を強く受け、下流の流れ場に大規模な非対称流れを形成することができる。このように僅かな非対称性から流れ場全体に大きな影響を与えることができるという点も、これまでにない重要な知見であるといえる。

また、噴流方向については、シンセティックジェットの噴出過程に生成される渦の位置関係が重要であることも確認されており、渦配列が千鳥状となる条件も確認されている。対象スロットにより生成されるシンセティックジェットにおいては、生成される一対の渦が並進運動することで噴流状の流れ場を形成することが知られている。これはシンセティックジェットにおける渦配列の安定解であるといえるが、渦対の対称性が崩れた場合にはシンセティックジェットにおける渦配列の安定解として、渦の並進運動だけでなく、千鳥配列も存在していると考えられる。今後の課題としては、噴流方向の制御範囲の拡張や、スロット内部形状の非対称性の影響調査、入力波形による噴流方向制御の検討などが挙げられる。

参考文献

- [1] Holman, R., and Utturkar, Y., 2005, “Formation Criterion for Synthetic Jets,” AIAA J., 43(10), pp. 2110-2116.
- [2] Smith, B. L., and Swift, G. W., 2003, “A Comparison between Synthetic Jets and Continuous Jets,” Exp. Fluids, 34(4), pp. 467-472.
- [3] Nishibe, K., Fujita, Y., Sato, K., Yokota, K., and Koso, T., 2011, “Experimental and Numerical Study on the Flow Characteristics of Synthetic Jets,” J. Fluid Sci. Tech., 6, pp. 425-436.
- [4] Koso, T. and Morita, M., 2014, “Effects of stroke and Reynolds number on characteristics of circular synthetic jets.” Journal of Fluid Science and Technology, 9(2), pp. 1–15.
- [5] Koso, T., Matsuda, S., Masuda, H., and Akahoshi, T., 2014, “Effect of stroke on structure of vortex ring array in circular synthetic jets.” Journal of Fluid Science and Technology, 9(3), pp. 1–11.
- [6] Zhang, P. F. and Wang, J. J., 2007, “Novel signal pattern for efficient synthetic jet generation.” AIAA Journal, 45(5), pp. 1058–1065.
- [7] Nishibe, K., Fujiwara, T., Ohue, H., Takezawa, H., Sato, K., and Yokota, K., 2014, “Synthetic jet using bubbles produced by electric discharge.” Journal of Fluid Science and Technology, 9(3), JFST0033, pp. 1–12.
- [8] Feero, M. A., Lavoie, P., & Sullivan, P. E., 2015, Influence of cavity shape on synthetic jet performance. Sensors and Actuators A: Physical, 223, pp. 1-10.
- [9] Spencer O. A. and Stephen A. S., 2016, “Examination of a Variable-Diameter Synthetic Jet.” ASME J. Fluids Eng., 138(12), 121103.
- [10] Amitay, M. Smith, D., Kibens, V., Parekh, D., and Glezer, A., 2001, “Aerodynamic flow control over an unconventional airfoil using synthetic jet actuators.” AIAA Journal, 39(3), pp. 361–370.

- [11] Haider, B. A., Durrani, N., Aizud, N., and Zahir, S., 2010, "Aerodynamic stall control of a generic airfoil using synthetic jet actuator." *World of Academy of Science, Engineering and Technology*, 45, pp. 117–122.
- [12] Yen, J. and Ahmed, N.A., 2012, "Parametric Study of Dynamic Stall Flow Field With Synthetic Jet Actuation", *ASME J. Fluids Eng.*, 134(7), pp.071106-8. DOI:10.1115/1.4006957
- [13] Duvigneau, R., Hay, A., and Visonneau, M., 2007, "Optimal Location of a Synthetic Jet on an Airfoil for Stall Control," *ASME J. Fluid Eng.*, 129, pp. 825-833.
- [14] McGuinn, A., Farrelly, R., Persoons, T., and Murray, D. B., 2013, "Flow regime characterization of an impinging axisymmetric synthetic jet." *Experimental Thermal and Fluid Science*, 47, pp. 241-251.
- [15] Trávníček, Z., Neřmcová, L., Kordík, J., Tesar, V., and Kopecký, V., 2012, "Axisymmetric impinging jet excited by a synthetic jet system." *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55, pp. 1279–1290.
- [16] Al-Atabi, M., 2011, "Experimental Investigation of the Use of Synthetic Jets for Mixing in Vessels," *ASME J. Fluids Eng.*, 133 (9), pp. 094503-4. DOI: 10.1115/1.4004941
- [17] Xia, Q., and Zhong, S., 2012, A PLIF and PIV study of liquid mixing enhanced by a lateral synthetic jet pair, *Int. J. Heat Fluid Flow.*, 37, pp.64–73
- [18] Chaudharia, M., Puranika, B., and Agrawal, A., 2010, "Effect of Orifice Shape in Synthetic Jet Based Impingement Cooling," *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34 (2), pp. 246–256.
- [19] Chiekh, M. B., Ferchichi, M., and Be'ra, J. C., 2012, "Aerodynamic Flow Vectoring of a Wake Using Asymmetric Synthetic Jet Actuation," *Exp. Fluids*, 53(6), pp. 1797-1813.

- [20] Chiekh, M. B., Ferchichi, M., Be'ra, J. C., 2011, "Modified Flapping Jet for Increased Jet Spreading Using Synthetic Jets," *Int. J. Heat Fluid Fl.*, 32(5), pp. 865-875.
- [21] Feng, L. H., Wang, J. J., Pan, C., 2010, "Effect of Novel Synthetic Jet on Wake Vortex Shedding Modes of a Circular Cylinder," *J. Fluid. Struct.*, 26, pp. 900-917.
- [22] Feng, L. H., and Wang, J. J., 2010, "Circular Cylinder Vortex-Synchronization Control With a Synthetic Jet Positioned at the Rear Stagnation Point," *J. Fluid Mech.*, 662, pp. 232-259.
- [23] Smith, B. L., and Glezer, A., 2002, "Jet Vectoring Using Synthetic Jets," *J. Fluid Mech.*, 458, pp. 1-34.
- [24] Luo, Z. B., Xia, Z. X., and Xie, Y. G., 2007, "Jet Vectoring Control Using a Novel Synthetic Jet Actuator," *Chinese J. Aeronaut.*, 20, pp. 193-201.
- [25] Smith, B. L., and Glezer, A., 2005, "Vectoring of Adjacent Synthetic Jet," *AIAA J.*, 43(10), pp. 2117-2124.
- [26] Pavlova, A. A., Otani, K., and Amitay, M., 2008, "Active Control of Sprays Using a Single Synthetic Jet Actuator," *Int. J. Heat Fluid Fl.*, 29, pp. 131-148.
- [27] Watabe, Y., Sato, K., Nishibe, K., and Yokota, K., 2016, "Influence of an Asymmetric Slot on the Flow Characteristics of Synthetic Jets," *Springer Proceedings in Physics*, 185, pp. 101-107.
- [28] Tang, H. and Zhong, S., 2005, "2D Numerical Study of Circular Synthetic Jets in Quiescent Flows", *The Aeronautical Journal*, 109(1092), pp. 89-97.
- [29] Yen, J. J., Liu, Y., and Liu, Y., 2007, "Novel Signal Wave Pattern for Efficient Synthetic Jet Generation", *AIAA Journal*, 45(5), pp. 1058-1065.
- [30] Rizzetta, D., Visbal, M., and Stanek, M., 1999, "Numerical Investigation of Synthetic Jet Flow Fields", *AIAA Journal*, 37(8), pp. 919-927.

- [31] Kiwata, T., Kimura, S., Komatsu, N., Murata, H., and Kim, Y. H., 2009, “Flow Characteristics of a Plane Jet with an Extended Lip-Plate and Serrated Tabs”, *J. Fluid Sci. Tech.*, 4, pp. 268-278.
- [32] Rajaratnam, N., 1976, *Turbulent jets*, Elsevier Scientific Publishing Company: Amsterdam, The Netherlands.
- [33] Berk, T., Gomit, G., and Ganapathisubramani, B., 2016, “Vectoring of parallel synthetic jets: A parametric study,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 804, pp. 467–489.
- [34] Mason, M.S. and Crowther, W., 2014, “Fluidic thrust vectoring for low observable air vehicles,” 2nd AIAA Flow Control Conference, Portland, United States of America, AIAA 2004-2210.
- [35] Al-Asady, A. A. A., and Abdullah, A. M, 2017, “Fluidics thrust vectoring using co-flow method,” *Al-Nahrain Journal for Engineering Sciences*, Vol. 20, No. 1, pp. 5–18.
- [36] Alexander, M. G. Harris, F. K., Spoor, M. A., Boyland, S. R., Farrell, T. E., and Raines, D. M., *Active flow control (AFC) and insect accretion and mitigation (IAM) system design and integration on the Boeing 757 ecoDemonstrator*, Aircraft Stability and Control: Aerodynamics, American Institute of Aeronautics and Astronautics, (2016).
- [37] Does, D., Madruga, S. M., and Krothapalli, A., Characterization of a counterflow thrust vectoring scheme on a gas turbine engine exhaust jet, *Collection of Technical Papers - 3rd AIAA Flow Control Conference*, Vol. 3, (2006), pp. 1486-1497.
- [38] Murotsu, Y., *Introduction to Aerospace Engineering*, Second Edition, Morikita Publishing Co., Ltd. (2005), pp. 114–131
- [39] Neuendorf, R. and Wygnanski, I., On a turbulent wall jet flowing over a circular cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 381 (1999), pp. 1–25.

- [40] Trancossi, M. and Dumas, A., A.C.H.E.O.N.: Aerial Coanda high-efficiency orienting-jet nozzle, SAE Technical Paper 2011-01-2737, 2011.
<https://doi.org/10.4271/2011-01-2737>.
- [41] Trancossi, M., Madonia, M., Dumas, A., et al. A new aircraft architecture based on the ACHEON Coanda effect nozzle: Flight model and energy evaluation. *European Transport Research Review*, Vol. 8, No. 2 (2016), pp. 11,
DOI:10.1007/s12544-016-0198-4.
- [42] Trancossi, M., Stewart, J., Maharshi, S., and Angeli, D. Mathematical model of a constructal Coanda effect nozzle. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, Vol. 9, No. 6 (2016), pp. 2813–2822.

謝辞

本論文は筆者が工学院大学大学院に在籍中の研究成果を記したものである。本研究を遂行するに当たり、佐藤 光太郎 先生には研究に関しての様々な議論、研究環境の整備、論文執筆、学生生活、進路相談、加えて、将来設計に至るまで様々なご協力をして頂きました。また、社会人と並行して研究活動を行う中で、様々な障壁がありましたが、度々ご助力頂きましたことを、ここに深くお礼申し上げます。

東京都市大学 工学部 機械工学科 西部 光一 先生には大変お忙しい中、研究に関して数多くの貴重なご意見を頂き、学会発表の準備、論文執筆、進路相談など様々な面でご助力頂きました。また、学会発表の際には、ご多忙のところご足労頂き大変ありがとうございました。ここに深くお礼申し上げます。

埼玉大学 工学部 機械工学科 姜 東赫 先生にはご多忙のところ、論文執筆時に数多くの貴重なご意見を頂きました。また、本研究に用いた高出力レーザーシートをお貸し頂きました。ここに深く御礼申し上げます。

青山学院大学 理工学部 機械創造工学科 横田 和彦 先生 には、論文執筆時に研究についての貴重なご意見を頂きました。また、本研究に用いた高出力レーザーシートをお貸し頂きました。ここに深く御礼申し上げます。

伊藤 慎一郎 先生 には、博士後期課程及び修士課程において大変お忙しい中、副査を担当して頂きました。また、論文に関する助言や研究内容に関する貴重なご意見も頂きました。ここに深くお礼申し上げます。

鈴木 健司 先生 には、博士後期課程において大変お忙しい中、副査を担当して頂きました。卒業論文に関する助言や研究内容に関する貴重なご意見も頂きました。ここに深くお礼申し上げます。

橋本 成広 先生 には、博士後期課程において大変お忙しい中、副査を担当して頂きました。卒業論文に関する助言や研究内容に関する貴重なご意見も頂き

ました。ここに深くお礼申し上げます。

東京理科大学 工学部 機械工学科 石川 仁 先生 には、博士後期課程において大変お忙しい中、副査を担当して頂きました。卒業論文に関する助言や研究内容に関する貴重なご意見も頂きました。ここに深くお礼申し上げます。

金野 祥久 先生には、修士課程において大変お忙しい中副査を担当して頂きました。また、卒業論文に関する助言や研究内容に関する貴重なご意見も頂きました。ここに深くお礼申し上げます。

渡部 裕介 先輩 には研究についての知識、実験方法、数値解析の方法、学会発表の準備、など様々のご協力を頂き、研究に関する相談を何度もさせて頂きました。ここに深くお礼申し上げます。

寺門 宏明 君 には主に本論文の第3章に関して、実験へのご協力や論文の査読対応時の検証をはじめ、様々な面で何度も協力して頂きました。ここに深くお礼申し上げます。なお、第3章の更なる追及は、川原 良太 君 及びその後輩へ託します。

渡辺 雄貴 君、玉ノ井 悠 君 には主に本論文の第4章に関して、実験へのご協力や論文の査読対応時の検証をはじめ、様々な面で度々ご助力頂きました。ここに深くお礼申し上げます。

東京都市大学 谷口 淳哉 君にはグリッドメッシュの作成に協力して頂きました。また、数値解析だけでなく、シンセティックジェットに関する様々のご助言・ご協力を頂きました。ここに、深く御礼申し上げます。

工藤 正規 先輩 には学会参加に際して貴重なご助言を頂きました。ここに、深く御礼申し上げます。

石澤 知明 先輩には研究についての知識、実験方法、数値解析の方法などに

ついてご協力をして頂きました。また、社会での生き様について教えて頂きました。ここに深くお礼申し上げます。

小林 延広 先輩 とは研究分野が近く、現象について様々な議論を行なって頂きました。また、二度同じ学会に参加し、現地での生活も共に送って頂きました。ここに、深く御礼申し上げます。

高橋 好亮 先輩 とは、同じ学会に参加し、現地での生活も共に送って頂きました。ここに、深く御礼申し上げます。

高橋 賢司 先輩 にはFFTアナライザをはじめ、様々な計測機器についての操作方法や知識を教えてくださいました。ここに、深く御礼申し上げます。

大橋 悠貴 先輩、清水 翔平 先輩、江口 逸実 先輩、司馬 聖大 先輩、とは研究生活を共に送って頂き、ときにはアドバイスを頂きました。ここにお礼申し上げます。

新井 自鷹 君、大澤 康敏 君、落合 慶一 君、小永井 拓也 君は学部4年から3年間共に研究生活を送って頂きました。本当にありがとうございました。

武田 和也 君、藤井 敦嗣 君は修士1年から3年間、研究生活を送って頂きました。研究に関して様々な意見を交換することができ、技術者としての成長に繋がりました。本当にありがとうございました。

最後に、研究を遂行するに当たり、両親には大学のみならず、大学院まで進学させて頂き、多くのご支援を頂きました。研究生活は技術者として生きて行く上で大変重要な6年間となりました。ここに、深く御礼申し上げます。

2021年2月6日

小林 亮太