

半デルタ翼形状タブによる 軸対称噴流の混合拡散制御

平成29年1月

三浦 健介

目次

| | |
|-------------------------------------|-----------|
| 記号 | 1 |
| 第1章 緒論 | 3 |
| 1.1 はじめに | 3 |
| 1.2 軸対称噴流の構造 | 3 |
| 1.3 噴流制御に関する既往研究 | 6 |
| 1.4 研究目的 | 7 |
| 1.5 本研究の構成 | 8 |
| 第2章 実験装置 | 9 |
| 2.1 加熱軸対称噴流生成装置 | 9 |
| 2.2 瞬時信号の収集および計測用プローブの移動 | 12 |
| 2.2.1 A/D変換ボード | 12 |
| 2.2.2 トラバース装置および瞬時信号収集装置 | 12 |
| 2.3 熱線流速計 | 13 |
| 2.3.1 概要 | 13 |
| 2.3.2 熱線流速計の計測原理 ^[37] | 13 |
| 2.3.3 基準流速の設定 | 14 |
| 2.3.4 熱線流速計の基本回路 | 14 |
| 2.3.5 熱線プローブ | 14 |
| 2.3.6 X型プローブの角度較正 | 15 |
| 2.4 冷線温度計 | 18 |
| 2.4.1 概要 | 18 |
| 2.4.2 冷線温度計の計測原理 ^[44] | 18 |
| 2.4.3 冷線温度計の基本回路 | 18 |
| 2.4.4 冷線プローブによる温度計測 ^[45] | 19 |
| 2.5 速度・温度の同時計測 | 21 |
| 2.5.1 速度・温度同時計測用複合プローブ | 21 |
| 2.5.2 速度信号および温度信号の補償, 各種擾乱 | 21 |
| 第3章 軸対称噴流の基本的特性 | 24 |
| 3.1 実験条件および計測条件 | 24 |
| 3.2 速度統計量の中心軸上変化 | 25 |
| 3.2.1 主流方向平均速度 | 25 |

| | | |
|--------------|-------------------------------|-----------|
| 3.2.2 | 速度変動 rms 値 | 25 |
| 3.2.3 | 速度変動のパワースペクトル | 25 |
| 3.3 | 速度統計量の半径方向変化 | 28 |
| 3.3.1 | 主流方向平均速度 | 28 |
| 3.3.2 | 主流方向平均速度の半値幅 | 28 |
| 3.3.3 | 速度変動 rms 値 | 28 |
| 3.3.4 | レイノルズ応力 | 29 |
| 3.4 | 温度統計量の中心軸上変化 | 33 |
| 3.4.1 | 平均温度 | 33 |
| 3.4.2 | 温度変動 rms 値 | 33 |
| 3.4.3 | 温度変動のパワースペクトル | 33 |
| 3.5 | 温度統計量の半径方向変化 | 36 |
| 3.5.1 | 平均温度 | 36 |
| 3.5.2 | 平均温度の半値幅 | 36 |
| 3.5.3 | 温度変動 rms 値 | 36 |
| 3.6 | 速度・温度同時計測による結合統計量 | 40 |
| 3.6.1 | $y-z$ 平面上の主流方向全熱フラックス | 40 |
| 3.6.2 | 乱流熱フラックス | 42 |
| 3.7 | まとめ | 44 |
| 第 4 章 | 1 つのタブが流動場および温度場に及ぼす影響 | 45 |
| 4.1 | 半デルタ翼形状タブの諸元および設置位置 | 45 |
| 4.2 | 速度統計量の変化 | 47 |
| 4.2.1 | 主流方向平均速度および平均渦度 | 47 |
| 4.2.2 | 速度変動 | 52 |
| 4.3 | 温度統計量の変化 | 55 |
| 4.3.1 | 平均温度 | 55 |
| 4.3.2 | 温度変動 | 58 |
| 4.4 | まとめ | 61 |
| 第 5 章 | タブの数が流動場および温度場に及ぼす影響 | 62 |
| 5.1 | タブの数と噴流出口への配置 | 62 |
| 5.2 | 速度統計量の変化 | 63 |
| 5.2.1 | $y-z$ 平面上の平均速度場 | 63 |
| 5.2.2 | 噴流中心軸上の速度場 | 71 |
| 5.2.3 | 流量 | 72 |
| 5.3 | 温度統計量の変化 | 76 |
| 5.3.1 | $y-z$ 平面上の平均温度場 | 76 |
| 5.3.2 | 噴流中心軸上の温度場 | 83 |
| 5.3.3 | 混合・拡散の評価 | 84 |
| 5.4 | まとめ | 86 |

| | | |
|------------|--|------------|
| 第6章 | 6つのタブが流動場および温度場に及ぼす影響^[59] [60] | 87 |
| 6.1 | タブの設置 | 87 |
| 6.2 | 速度統計量の変化 | 88 |
| 6.2.1 | タブ近傍の平均速度場 | 88 |
| 6.2.2 | 噴流中心軸上の速度場 | 92 |
| 6.2.3 | 主流方向平均速度半値幅 | 94 |
| 6.2.4 | 乱流特性 | 96 |
| 6.3 | 温度統計量の変化 | 99 |
| 6.3.1 | 噴流中心軸上の温度拡散場 | 99 |
| 6.4 | 速度・温度結合統計量の変化 | 102 |
| 6.4.1 | $y-z$ 平面上の主流方向全熱フラックス | 102 |
| 6.4.2 | 乱流熱フラックス | 104 |
| 6.4.3 | 運動量拡散および乱流熱拡散の相似性 | 105 |
| 6.5 | まとめ | 108 |
| 第7章 | 稼働するタブが流動場に与える影響 | 109 |
| 7.1 | タブの稼働機構 | 109 |
| 7.1.1 | 稼働装置 | 109 |
| 7.1.2 | タブの駆動の制御 | 109 |
| 7.1.3 | タブの稼働パターンおよび位相平均統計量の算出 | 113 |
| 7.2 | 速度統計量 | 115 |
| 7.2.1 | 中心軸上分布 | 115 |
| 7.2.2 | $y-z$ 平面上分布 | 116 |
| 7.2.3 | 主流方向の流量 | 118 |
| 7.3 | 位相平均速度統計量の変化 | 119 |
| 7.3.1 | 軸対称モードの位相平均速度統計量 | 119 |
| 7.3.2 | 交互モードの位相平均速度統計量 | 119 |
| 7.4 | 軸対称モードおよび交互モードが生成する速度擾乱 | 123 |
| 7.5 | まとめ | 124 |
| 第8章 | 結論および今後の展望 | 125 |
| 8.1 | 結論 | 125 |
| 8.2 | 今後の展望 | 127 |
| | 謝辞 | 128 |
| 付録A | パッシブスカラーに基づくエントロピー | 129 |
| A.1 | エントロピーによる混合および拡散指標の算出方法 | 129 |
| A.2 | エントロピーの物理的意味 | 130 |
| | 参考文献 | 132 |

記号

主な記号

| | |
|-------------|---|
| b | : 平均統計量の半値幅 [m] |
| d | : スキマー（排除部）の出口直径 [m] |
| E | : 出力電圧 [V] |
| $E(f)$ | : 一次元パワースペクトル [m^2/s] |
| f | : 周波数 [Hz] |
| g | : 重力加速度 [m/s^2] |
| h | : タブ突き出し高さ [m] または熱伝達率 [$\text{J}/\text{m}^2\text{sK}$] |
| I | : 電流 [A] |
| L | : 代表長さ [m] |
| Nu | : ヌセルト数 ($\text{Nu} = hL/\lambda$) |
| P | : 圧力 [kg/m^3] |
| Pr | : プラントル数 ($\text{Pr} = \nu/\alpha$) |
| q | : 流量 [m^3/s] |
| r | : 円柱座標系における半径方向距離 [m] |
| R | : 電気抵抗値 [Ω] |
| Re | : レイノルズ数 ($\text{Re} = UL/\nu$) |
| Ri | : リチャードソン数 ($\text{Ri} = g\beta\Delta\theta L/U^2$) |
| S | : エントロピー [J/K] |
| St | : ストロークハル数 ($\text{St} = fL/U$) |
| t | : 時間 [s] |
| T | : 温度 [K] |
| U | : 主流方向速度 [m/s] |
| V | : 鉛直方向速度 [m/s] |
| V_r | : 円柱座標系における半径方向速度 [m/s] |
| W | : スパン方向速度 [m/s] |
| x | : 主流方向距離 [m] |
| y | : 垂直方向距離 [m] |
| z | : スパン方向距離 [m] |

| | |
|-----------|-----------------------------|
| α | : 熱拡散係数 [m ² /s] |
| β | : 体膨張係数 [1/K] |
| λ | : 熱伝導率 [J/msK] |
| θ | : 温度 [K] |
| ρ | : 密度 [kg/m ³] |
| μ | : 粘度 [kg/ms] |
| ν | : 動粘度 [m ² /s] |
| φ | : 円柱座標系における周方向角度 [°] |

下付き添え字

| | |
|---------------------|-----------------|
| a | : 周囲流体での量 |
| air | : 空気に関する量 |
| C | : 噴流中心軸上での量 |
| J | : 噴流出口での量 |
| tab | : タブに関する量 |
| \overline{U} | : 主流方向平均速度に関する量 |
| w | : 金属細線に関する量 |
| wo | : タブ無しの場合に関する量 |
| $\overline{\theta}$ | : 平均温度に関する量 |

上付き添え字

| | |
|------|----------------|
| wo | : タブ無しの場合に関する量 |
|------|----------------|

その他の記号

| | |
|---|-------------|
| ' | : rms 値 |
| - | : アンサンブル平均値 |

第1章 緒論

1.1 はじめに

噴流とは、スリットやノズルなどの出口から静止流体中に噴出された流体が、周囲流体を巻き込みながら混合拡散する流れである。この現象は、エアコンなどの空調システムや換気システム、またエンジンやボイラの内燃機関内部における空気と燃料の混合拡散など、多種多様な工業機器内で見られる。このように噴流による運動量・熱・物質輸送を扱う工業機器では、機器の使用用途や周囲環境に合わせて混合・拡散現象を促進、あるいは抑制させたい場合がある。混合・拡散現象を促進したい例としては、レシプロエンジンやガスタービンエンジン等の内燃機関が挙げられる。これらの機器の内部で物質の拡散を促進させることができれば、機器の小型化や燃料と空気の混合に必要な時間の短縮による燃焼の高効率化が実現できる。反対に、混合・拡散を抑制したい例としては、スポットクーラやエアカーテンが挙げられる。噴出する流れの拡散を抑制することができれば、噴出口から遠方の領域への局所的な冷気や暖気の輸送や機器の高効率化・省エネルギー化が実現できる。これらの機器におけるスカラ(熱や物質)の混合拡散は流動場に大きく依存するため、噴流制御はスカラ制御に直結する。そのため、噴流の制御手法を開発・発展させることは工学的に重要な技術課題である。

1.2 軸対称噴流の構造

我々の生活環境内で観察される噴流を含む流れの大部分は高いレイノルズ数を有しており、その流れは乱流である。乱流は流れの変動が時間的および空間的不規則性を持ち、しかも、ある程度秩序だった構造を有することが知られている。これらの乱流構造は総称してコヒーレント構造(coherent structure)と呼ばれている。コヒーレント構造の正確な定義は対象となる流動場によって乱れのスケールが異なるために困難であるが、Robinson^[1]は「コヒーレント構造は、少なくとも1つの基本的な流れ変数(速度成分、密度、温度など)がそれ自身または他の変数と空間的に相関をもち、かつ流れの局所最小スケールと比較して非常に大きな時間にわたって相関を持つ流れの三次元領域である」と定義している。また、Holmesら^[2]は「エネルギーを保有しているスケールの構造は、最も明瞭な構造を示し、これをコヒーレント構造と呼ぶ」と定義している。以下に本研究で対象とする軸対称噴流のコヒーレント構造について述べる。

軸対称噴流のコヒーレント構造の研究は、初期領域(initial region)と呼ばれるノズル近傍の領域に関するものが多い。初期領域では、噴流中心にポテンシャルコア領域と呼ばれる出

口速度が衰えない円錐型の領域が存在するため、周囲流体との間に明確なせん断層、すなわち混合層が形成される。高レイノルズ数において、初期領域の構造は Kelvin-Helmholtz 不安定性によって支配されるため、レイノルズ数に依存しない普遍的性質を持つことが推測されている^[3]。この不安定性により渦輪 (vortex ring) が形成され、下流に向かうにつれて渦輪同士が融合し、せん断層の広がり決定する^[4]。このとき、混合層の場合と同様に、2つの隣り合う渦輪の間で組みひも (braid) 領域あるいはリブ構造が形成され、主流方向に渦度をもつ縦渦が急激に発達する。図 1.1 に Liepmann and Ghalib^[5] による軸対称噴流の near field における LIF (laser-induced fluorescence) による可視化写真を示す。図 1.1(a) が軸対称渦輪の構造、(b) がリブ構造である。このリブ構造は渦輪の間で急激に発達して、渦輪構造よりも強い渦度をもち、渦輪構造と縦渦が干渉して渦輪が崩壊する。

一方、噴流出口から十分下流の発達領域 ($x/d > 30$ の領域^[6]) の流動場の構造は非常に複雑である。流れ場のほとんどの統計量が中心軸の主流方向平均速度 U_c と半値幅 b などの局所パラメータにより整理でき、保存則や相似則^[7] が成立するが、その瞬時的な構造は非常に複雑であり、乱流の小スケールにおける一様等方的な渦構造と、大スケールにおける組織的な渦構造とが重畳した流れが観察される。この大スケールの渦構造に関して、Dimotakis ら^[8] は、PLIF (Planar LIF) による濃度場の可視化により、噴流が半径方向に軸対称的に拡散する軸対称構造と、噴流の主流方向に進行する際に主流方向 x と半径方向 r で定義される $x-r$ 平面上をジグザグに拡散する構造、またはその2つの構造の間を遷移する構造が存在することを報告している。また、Tso and Hussain^[9] は X 型熱線プローブによる多点計測により、軸対称、螺旋、二重螺旋の構造を抽出し、螺旋状の構造が支配的であることを指摘した。しかし、周方向の計測点が2点しかないため、螺旋構造の全体を捉えられていない。ここでは彼らは軸対称噴流の同一円周上の $\pm 90^\circ$ 離れた場所に熱線プローブを配置し、条件抽出によって図 1.2 および図 1.3 に示される螺旋状に曲がった構造とその組み合わせの二重螺旋構造を見出した。その後、Yoda ら^[10] が実施した三次元的な濃度計測では螺旋状の構造は見られず、Dimotakis ら^[8] が主張した螺旋構造は、二重螺旋構造であると示唆した。また、Gamard ら^[11] は、138本の熱線プローブを噴流中心に垂直な平面上に並べて計測を行い、固有直交分解によりエネルギーをもつ構造の抽出を行った。その結果、発達領域では二重螺旋構造が最もエネルギーを有する、つまり支配的であり、螺旋構造が抽出されるのは計測点の分解能不足が原因であることを主張した。

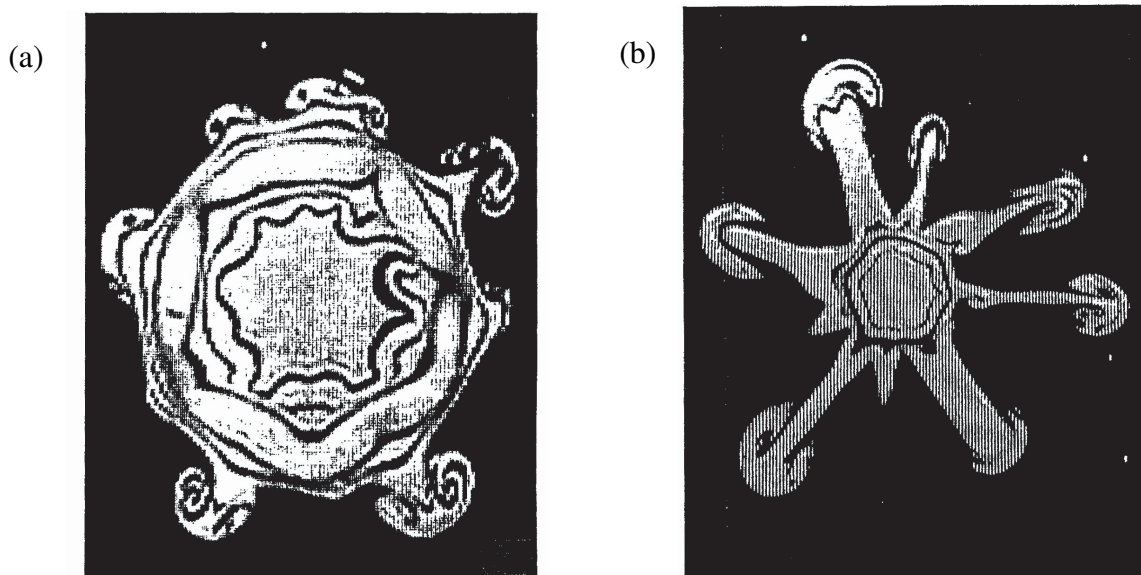


図 1.1: LIF による軸対称噴流断面の可視化写真^[5], (a) 軸対称渦輪の構造および (b) リブ構造

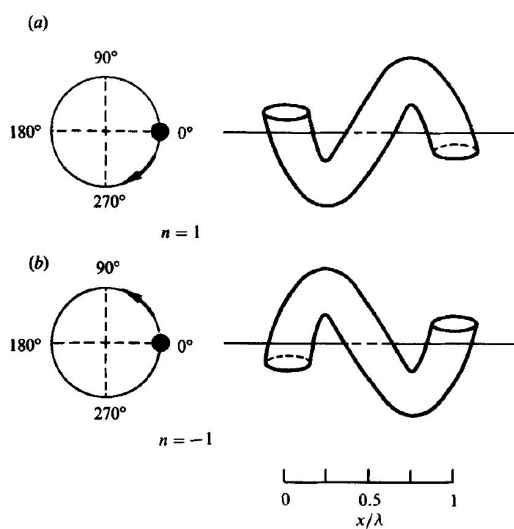


図 1.2: 螺旋構造の概略, (a)mode +1, (b)mode -1^[9]

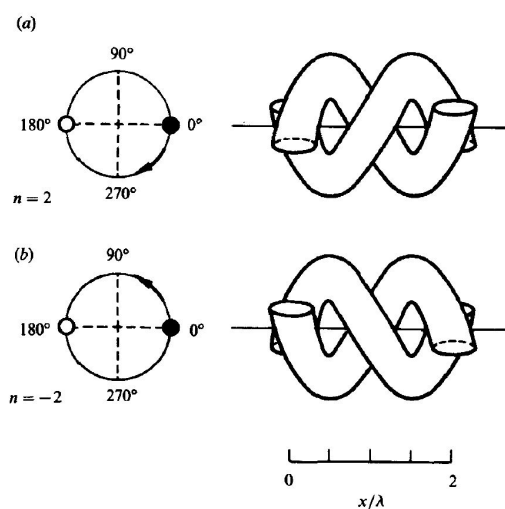


図 1.3: 二重螺旋構造の概略, (a)mode +2, (b)mode -2^[9]

1.3 噴流制御に関する既往研究

噴流の制御手法は大別して能動的手法および受動的手法の二つに分類できる。能動的手法とは、音波や流体の吹込み、アクチュエータの運動など、外部からのエネルギー注入により噴流出口近傍の領域において存在する初期不安定性を励起し、大スケールの構造を生成させる手法である。それに対して受動的手法とは、外部からエネルギーの注入をせず、噴流出口での突起や切り欠きの付加による噴流出口の幾何形状の変形により流れを制御しようとするものである。

能動的手法の例として、微小キャビティ底面に振動薄膜を取り付けて動作させるシンセティックジェットアクチュエータ^{[12][13][14]}、絶縁体を挟むように配置された2つの電極間に高電圧を印加してプラズマ噴流を発生させる誘電型 Dielectric Barrier Discharge (DBD) プラズマアクチュエータ^{[15][16]}、電磁気力によりノズル壁面のフラップを稼働させるフラップ型電磁アクチュエータ^[17]、ノズル上流部のチャンバー内における音波による加振^[18]、マイクロジェットによる流体の吹込み^{[19][20]}などが挙げられる。能動制御の利点としては、アクチュエータの稼動周波数を噴流の渦輪の放出周波数に近い値に設定することで大きなスケールの乱れを付加することができ、結果として渦輪同士の融合や崩壊などを通して初期構造を大きく変化することができることである。しかし、アクチュエータが流動場に及ぼす作用の効率が低く、鈴木ら^[17]のフラップ型電磁アクチュエータの運転効率は、投入された電気エネルギーとフラップの流体反力による仕事の比は 10^{-4} 程度であると報告されている。

また、受動的手法について、Gutmark^[21]は制御手法として有効な手段は (a) 楕円形や長方形など噴流出口の細長い形状への変更、(b) 三角形や四角形など、噴流出口への角部の付与、および (c) 縦渦を導入する突起を設置することとしている。これに従って受動制御手法の例を挙げると、(a) 楕円形、長方形やひだ付き形状ノズル^{[22][23][24]}、十字形状ノズル^{[25][26]}、(b) 円形ノズル部分への切り欠きの付与^{[27][28]}、および (c) タブやボルテックスジェネレータなど噴流出口への突起の設置^{[22][29][30][31]}と分類することができる。受動制御の利点としては、外部エネルギーの注入が不要であること、幾何形状によっては強い縦渦を流動場に導入できることである。なお、制御によって流れ場の構造を大きく変化させるためには、幾何形状を大きく変更する必要がある。タブによる制御を例にとると、噴流出口直径に対してより大きなタブを使用する必要がある^[31]。

上述のように噴流の制御は様々な手法が存在するが、本研究では、工学的応用を鑑み、付加エネルギーを必要としない受動制御手法の中でも噴流の拡散制御（促進および抑制）に対して柔軟に対応できる、タブ（突起）による噴流制御に着目した。Zaman ら^[30]は亜音速噴流中に挿入されたデルタタブの実験的研究より、タブが発生する縦渦の発生源はタブの上流側に存在する圧力こう配が原因であり、タブの両側から放出された渦度がタブの周囲に存在する速度こう配により渦度の方向が変化することで主流方向に渦度をもつことを明らかにした。

タブの形状に関する研究は数多く存在^{[22][30][32]}するが、ここでは本研究で採用したタブの形状に大きく関連する既往研究について述べる。長田ら^[33]は、軸対称噴流の速度場に、直角二等辺三角形の頂角を流れの下流方向に 90 度、または 45 度傾けたデルタタ

ブ、および最も角度が小さい頂点を上流方向へ向けたときの主流方向に対する迎角が30度の半デルタ翼形状タブを6つ噴流出口に設置することにより噴流制御の実験的研究を行った。その結果、デルタタブではタブを乗り越える流れにより、半デルタ翼形状タブではタブからはく離する流れにより乱れが増大することが示された。また、半デルタ翼形状タブを設置した場合に噴流の平均速度や速度変動の特性を最も変化させることが示された。そのため、本研究で用いるタブの形状を半デルタ翼形状のものとした。半デルタ翼形状タブはボルテックスジェネレータ (Vortex Generator, 渦発生片) とも呼ばれており、航空機の翼面上に設置して境界層中の流れと外側の流れを混合させて乱流境界層を作り出し、翼面上の境界層剥離を抑制する用途でも利用される。また、Carletti ら^[34]は軸対称噴流の出口直後に設置された半デルタ翼形状タブの迎角に関する実験的研究を行った。それによると、半デルタ翼形状タブの場合でもデルタタブの場合と同様にタブの両方の側面から回転方向が対称な縦渦対が発生するが、タブの迎角が40度未満の場合、渦対のうち片方の渦が支配的になることが明らかにされている。

また、設置するタブの数により、噴流の特性に与える影響が変化することも報告されている。Bradbury and Khadem^[35]は、軸対称噴流の出口直後に設置する正方形タブの数を2, 4, 8個と変化させた場合、タブが2個の場合に噴流中心軸上における平均速度の減少がタブ無しの場合と比較して最も大きいことを明らかにした。このとき、噴流出口近傍の領域では、噴流のポテンシャルコア領域がタブの挿入される方向と垂直な方向に分割されるために噴流の拡散が最も大きくなることが報告された。これはタブが発生する乱れもしくは偏向流れによるものであると述べられている。また、Mi and Nathan^[36]は軸対称噴流出口に2つのデルタタブを設置した場合においてもその温度場でポテンシャルコア領域の分割を確認しており、また出口直後のデルタタブの影響は主流方向位置が $x/d = 20$ (d は噴流出口直径) 程度まで継続することを示した。このことは、噴流拡散とタブの数に一意的関係性があるわけではないことを示唆している。逆に言えば、タブの数を変化させることにより、噴流の周囲流体取り込みや混合・拡散を促進・抑制のいずれの効果をもたらす可能性があること、またその位置における最適制御法の確立も期待される。

1.4 研究目的

前述した噴流制御に関する既往研究では、染料を使った流れの可視化、噴流中心軸上や中心軸上に垂直な平面上の統計量により周囲流体の取り込みや混合、拡散などの噴流特性の変化を定性的に評価にしたものが多い。しかし噴流制御法の開発においては、流量や混合、拡散の指標にも基づいた定量的な評価が必要不可欠である。また、噴流特性の変化をもたらす流動場の構造を明らかにすることも不可欠である。

そこで本研究では、半デルタ翼形状タブの影響を受けた加熱軸対称噴流の流動構造および熱輸送機構を明らかにすることを目的とした実験研究を行った。タブが噴流乱流構造および周囲流体の取り込みや熱混合・拡散に及ぼす影響を、速度と温度の同時計測を通して明らかにした。さらに、タブによる噴流の取り込み制御や混合・拡散制御（促進または抑制）のための最適化指針を示すことを試みた。

1.5 本研究の構成

以下に，本研究の構成を示す．

第1章（本章）では，本研究の背景，既往研究および研究目的をまとめた．

第2章では，軸対称噴流の生成手法および速度・温度計測手法について述べている．

第3章では，形成された軸対称噴流の速度場および温度場に関する基本的特性を示している．

第4章では，噴流出口直後に半デルタ翼形状タブを1つ設置した場合における速度場および温度場に関して述べている．

第5章では，設置するタブの数を変化させた場合における結果を示し，タブによる周囲流体の取り込みや混合拡散制御の最適化について述べている．

第6章では，噴流出口周方向に様に6つのタブを設置した場合における速度場および温度場の変化について述べている．

第7章では，タブの能動制御の有効性を検証するために，タブを周期的に稼働させた環境下における噴流の速度場を明らかにしている．

最後に第8章では，本研究の結論と今後の課題をまとめた．

第2章 実験装置

本章では，加熱軸対称噴流の生成に用いた実験装置，速度場および温度拡散場の情報収集のための計測装置について記述する．また，計測装置の較正法や計測データに含まれる誤差や計測精度向上のための各種補償法についても記述する．

2.1 加熱軸対称噴流生成装置

図 2.1 に本研究で用いた加熱軸対称噴流生成装置の概略を示す．加熱軸対称噴流生成装置は加熱部，送風機，正方形風洞，円形スキマー（排除部）から構成されている．

図 2.2 に正方形風洞の概略を示す．風洞部は断面形状が正方形であり，拡大部，整流部（ハニカム，メッシュ），および縮流部から構成されている．風洞の主流方向距離は 1550 mm，拡大部および縮流部の主流方向長さはそれぞれ 900 mm および 350 mm であり，六角形のハニカムが風洞出口から上流に 650 mm ~ 500 mm の位置，2 枚のメッシュが風洞出口から上流に 450 mm および 400 mm の位置に設置されている．また，拡大比および縮流比はそれぞれ 1:10 および 25:1 であり，風洞出口の一边が 40 mm の正方形である．風洞への空気を取り込みには，送風機（昭和電気株式会社 U75-2-M313）を用い，モータの出力を汎用インバータ（三菱電機株式会社 FR-D720-0.75K）によって制御することにより，風洞の出口流速を調整した．図 2.3 にスキマー形状の概略を示す．スキマーは直径 $d = 30$ mm であり，風洞出口から 8 mm 下流に設置されている．これにより，風洞内で形成された速度境界層を排除し，Top-Hat 形状の速度分布を有する軸対称噴流が形成される．なお，スキマー内部の壁面で境界層が発達することを抑制するために，スキマー前縁は鋭利に加工されている．また，風洞に取り込む空気を加熱するために，容量 1 kW の電熱ヒータ（日本ヒーター株式会社 DM-1-1）を用いた．このヒータの温度制御にはデジタル温度コントローラ（株式会社スリーハイ monoone-100）を使用した．噴流の温度を一定に保つために，風洞の出口に K タイプの熱電対を設置して気流の温度を常に監視し，PID 制御によって一定温度の加熱噴流が生成されるよう制御を行った．なお，このデジタル温度コントローラにより加熱噴流の温度は設定値より ± 0.1 K 以内に保たれた．

基準座標系はスキマー出口直後の中心を原点に設定し，噴流の主流方向を x ，鉛直方向を y ，スパン方向を z とした．場合によっては，半径方向を r ，周方向角度を φ となる円柱座標系を基準座標系として用いた．

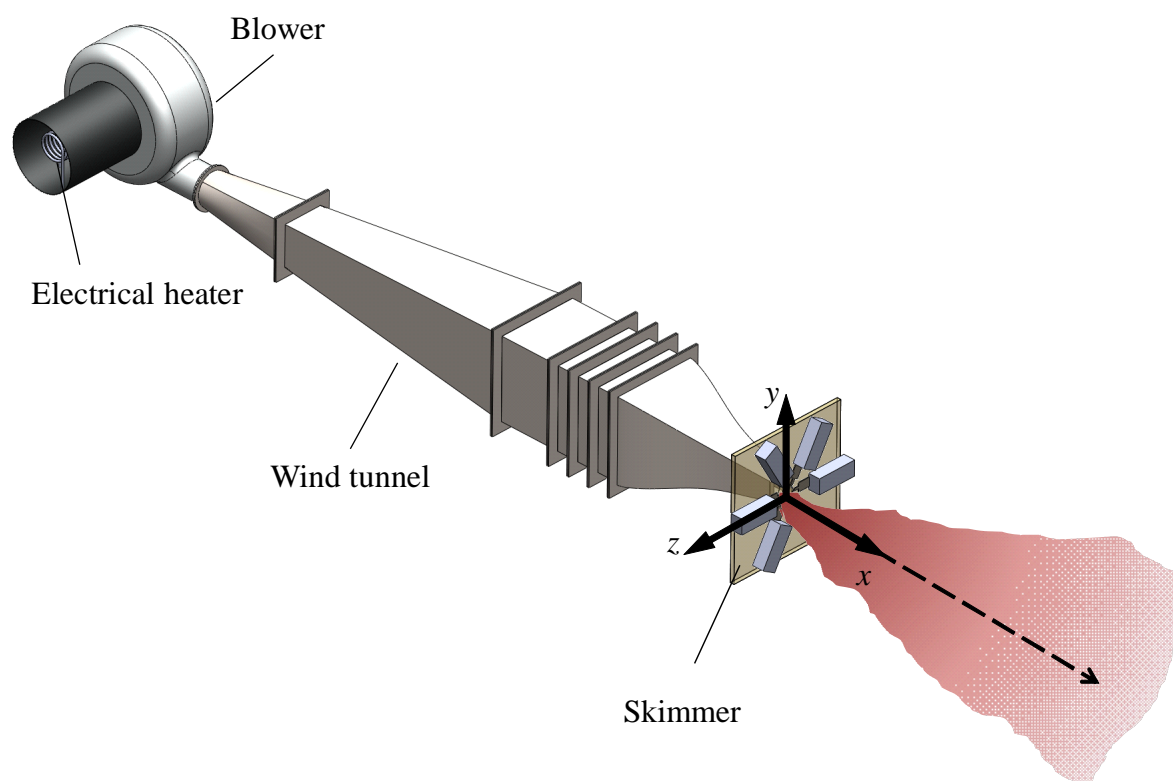


図 2.1: 加熱軸対称噴流生成装置の概略

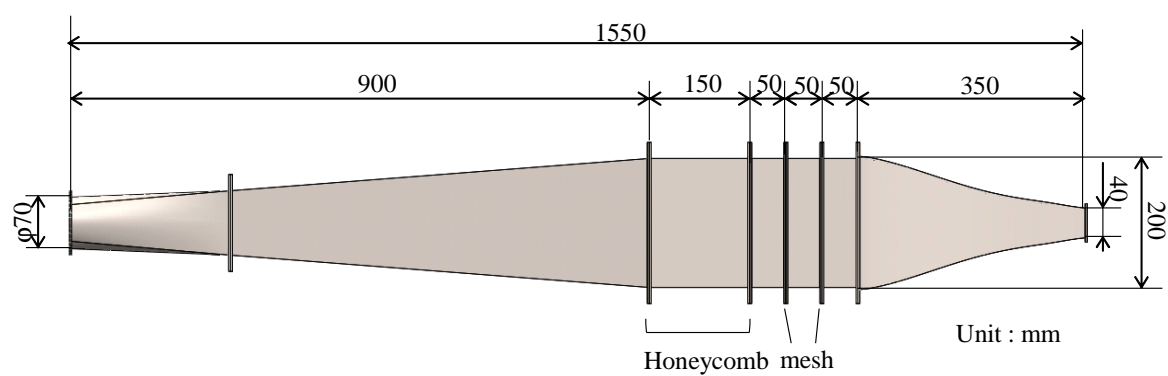


図 2.2: 正方形風洞の概略

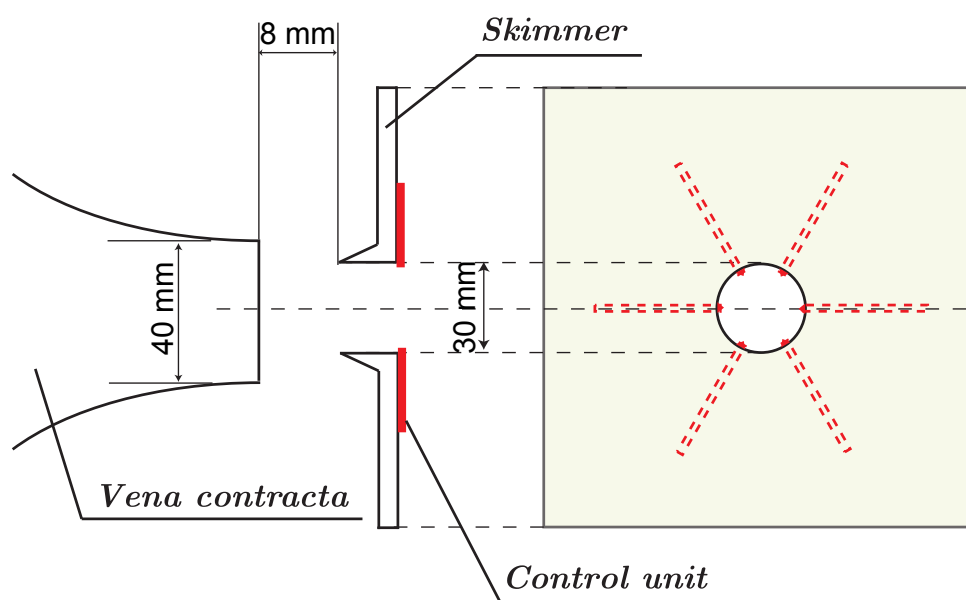


図 2.3: スキマーの形状と風洞出口への設置の概略

2.2 瞬時信号の収集および計測用プローブの移動

2.2.1 A/D 変換ボード

計測機器から出力されるアナログ信号を, デジタル信号に変換してコンピュータ内にサンプリングするために, アナログ/デジタル (A/D) 変換ボードを用いた. 本研究で使
用した A/D 変換ボードは National Instruments 社製の PCIe-6343 である. この A/D 変換ボード
をコンピュータの PCI Express スロットに挿入して使用した. 以下にその諸元を示す.

諸元

| | |
|-------------|---------------------------|
| チャンネル数 | : 32ch アナログ入力 (シングルエンド入力) |
| | : 4ch アナログ出力 |
| | : 48ch デジタル入出力 |
| ADC 分解能 | : 16 bit |
| 最大サンプルレート | : 500 k sample/s |
| 最大電圧範囲 | : ± 10 V |
| 最小電圧範囲 (確度) | : 2.19 mV |

2.2.2 トラバース装置および瞬時信号収集装置

計測実験を行う際, 自動的にデータの収集, および後述する計測用プローブの移動を行
う装置を使用した. プローブの移動に使用したトラバース装置について, x 方向に関して
は移動する機会が少ないため手動のトラバースを使用した³, y 方向および z 方向に関し
ては電動スライドアクチュエータ (SUS 株式会社, XA-35L-250 および XA-42L-300) を
使用した. このアクチュエータ群は A/D 変換器 (PCIe-6343) から送信されるカウンタ信
号を受信すると指定の座標へ移動し, トリガ信号を A/D 変換器へ送信して, その時点か
ら計測器のデータを収集し, コンピュータに内蔵されているハードディスクに記録した.

2.3 熱線流速計

2.3.1 概要

熱線流速計は、完成された流速計測器として認められている。その特徴としては、時間分解能、空間分解能に優れ、計測に必要なコストが他の計測装置と比較して非常に安価であることが挙げられる。図2.4に熱線流速計の基本回路の概略を示す。図中 R_w は熱線の受感素子、 R_1 、 R_2 および R_3 はホイートストンブリッジを構成する抵抗である。また、 E は熱線流速計の出力電圧である。熱線流速計の受感素子は電流で加熱される細い金属線である。そのため、流速の変化に伴う熱線部の抵抗が変化する。また、熱線部の温度変化を瞬時に一定温度に回復させるために、作動増幅器によりトランジスタをスイッチングしブリッジに加える電流を調整するフィードバック制御を加える。熱線が流れによって冷却されたことによって生じたブリッジの電圧変化から、流速を換算する。

2.3.2 熱線流速計の計測原理^[37]

定温度型熱線流速計による速度計測の原理について述べる。絶対温度 T_a の気流中に置かれた十分に長い金属細線に加熱電流 I を流し、細線温度が T_w で一様に分布していると仮定すると、細線周りの熱の釣り合いは次式により表される。

$$\frac{\pi}{4} d_w^2 l_w c_w g \rho_w \frac{\partial T_w}{\partial \tau} + \pi d_w l_w h (T_w - T_a) - I^2 R_w = 0. \quad (2.1)$$

ここで、 d_w 、 l_w 、 c_w 、 ρ_w 、 R_w 、 h 、 τ をそれぞれ細線の直径、長さ、比熱、密度、電気抵抗、細線表面における熱伝達率、時間とする。

また、細線の電気抵抗値の温度依存性は基準状態の温度差に関する一次式により次式により近似できる。

$$R_1 = R_0 [1 + \beta (T_1 - T_0)]. \quad (2.2)$$

ここで、 β は抵抗値の温度係数、 T_0 、 R_0 は基準状態における温度と抵抗値である。熱線流速計を定温度型として動作させているため、細線の温度 T_w は一定に保たれる。つまり、式(2.1)の蓄熱の項（左辺第1項）を無視することができ、次式により表される。

$$\pi d_w l_w h (T_w - T_a) - I^2 R_w = 0. \quad (2.3)$$

なお、ヌセルト数を $Nu = h d_w / \lambda$ とすると、細線表面の熱伝達率は $h = Nu \lambda / d$ として与えられる。膜温度 $T_f (= (T_w + T_a) / 2)$ での物性値で計算したヌセルト数 Nu_f は次に示す Collis-Williams の実験式^[38] によって与えられる。

$$Nu_f = (0.24 + 0.56 Re_f^{0.45}) \left(\frac{T_f}{T_a} \right)^{0.17} \quad (2.4)$$

なお、細線近傍のレイノルズ数は $Re_f = U d_w / \nu_f$ で定義され、 U 、 ν_f 、 λ はそれぞれ流速、膜温度における動粘性係数、熱伝導率である。式(2.4)を式(2.3)に代入すると、

$$\pi l_w \lambda (T_w - T_a) Nu_f - I^2 R_w = 0 \quad (2.5)$$

と表される．また，式 (2.2) において $R_1 = R_w$ および $R_0 = R_a$ として式 (2.5) に代入して整理すると，次の2つの式が得られる．

$$\frac{\pi \lambda l}{\beta} \frac{R_w - R_a}{R_a} (0.24 + 0.56 \text{Re}_f^{0.45}) \left(\frac{T_f}{T_a} \right)^{0.17} - I^2 R_w = 0, \quad (2.6)$$

$$(A + BU^{0.45})(R_w - R_a) = E^2. \quad (2.7)$$

なお，式 (2.7) 中 A および B は校正実験により求められる係数である．この式は King^[39] により見出されたもので，King の式と呼ばれている．実際の校正時には，以下に述べる手法で基準流速 U をあらかじめ計測しておき，熱線流速計で流速に対応する電圧 E を計測して多項式近似することで係数を求めた．

2.3.3 基準流速の設定

基準流速の設定方法を述べる．基準流速 U とピトー管の全圧 P_t および静圧 P_s の関係はベルヌーイの定理により次式で表される．

$$\frac{1}{2} \rho_{\text{air}} U^2 = P_t - P_s. \quad (2.8)$$

よって基準流速は，式 (2.8) より，

$$U = \sqrt{\frac{2(P_t - P_s)}{\rho_{\text{air}}}} \quad (2.9)$$

として設定される．

2.3.4 熱線流速計の基本回路

本実験では自作の熱線流速計を使用した．熱線流速計の基本回路は図 2.4 に示すものと同様のものである．ただし，フィードバック回路の出力は電圧の変化が小さいため，その後段にオペアンプの差動増幅回路を組み込んで信号の増幅及び零点調整を施した．

2.3.5 熱線プローブ

速度の計測実験には，I 型プローブと X 型プローブを使用した．図 2.5 に I 型プローブと X 型プローブの概略を示す．プローブには直径 0.3 mm のピアノ線を用い，先端を細く尖らせることでプローブが流れに与える影響を低減した．熱線流速計の受感素子は直径数 μm ，長さ 1 ～ 2 mm 程度の白金やタングステン線がよく用いられる．表 2.1 に熱線に使用される材質の白金とタングステンの物理的特性を示す．タングステンは機械的強度に関して優れているため一般的に使用される．タングステンの融点は約 3,400°C であるが，300 ～ 350°C で酸化が激しくなる．一方，白金は最高使用温度が高いが，その強度はタン

グステンに劣る．本研究では，直径 $d_w = 5 \mu\text{m}$ のタングステン細線をプロングにスポット溶接して熱線プローブの受感部として用いた．熱線の受感部長さに関して，西岡ら^[40]はプロングへの熱伝導，方向特性，受感部が受けるせん断流の影響などを考慮すると，金属細線のアスペクト比の最適値は $l_w/d_w = 200$ であるとしている．これに基づいて，本研究の熱線の受感部長さは $l_w = 1 \text{ mm}$ とした．I型プローブは，受感部が流れの主流方向に垂直になるように製作された．また，図2.6にX型熱線プローブの2本の熱線の位置関係を示す．一辺が 0.7 mm の立方体上に先端を尖らせた1対の支持部を2組並べ，それぞれの支持部の対のタングステン細線が流れに垂直な方向から約 $\pm 45^\circ$ 傾いた状態で設置されるように製作された．

表 2.1: 熱線の物理的特性^[40]

| 材質 | 許容引張応力 ($\text{g}/\mu\text{m}$) | 最高使用温度 ($^\circ\text{C}$) | 電気抵抗率 σ (Ωm) | 温度係数 α ($1/^\circ\text{C}$) |
|--------|--------------------------------------|--------------------------------|--|---|
| 白金 | 0.02 | 800 | 10.6×10^{-8} | 3.9×10^{-3} |
| タングステン | 0.2 | 300 | 5.5×10^{-8} | 5.3×10^{-3} |

2.3.6 X型プローブの角度較正

熱線が速度 U を持つ一様流と角度 ϕ をなして置かれるとき，熱損失は熱線に垂直な速度成分 $U \cos \phi$ のみならず熱線に平行な速度成分 $U \sin \phi$ にも影響を受ける．熱線の温度変化に寄与する有効速度 U_{eff} については，Hinze^[41] が以下の方向特性式を提案した．

$$U_{eff} = U(\cos^2 \phi + k^2 \sin^2 \phi)^{1/2} \quad (2.10)$$

ただし， k は定数である．ここで，図2.7に示されるように熱線1，熱線2を定め，熱線1と熱線2の傾き角をそれぞれ β_1 ， β_2 とすると，式(2.10)より，速度 U の一様流中に角度 θ をなして置かれたX型熱線プローブから得られる有効速度は次のようになる．

$$U_{eff} = U(\cos^2(\theta - \beta_i) + k_i^2 \sin^2(\theta - \beta_i))^{1/2}, (i = 1, 2) \quad (2.11)$$

ここで，傾き角は $\beta_1 < 0$ ， $\beta_2 > 0$ であることに注意されたい．また，式(2.11)中に現れる係数 k_i と実測が困難な角度 β_i を決定するために，回転ステージにX型プローブに取り付け，プローブの先端を噴流のポテンシャルコア内に挿入する予備実験を行った．回転角度を $-60^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ の範囲で変化させ，それぞれの角度 θ に対する有効速度 U_{eff} を計測した．なお，回転ステージはプローブの先端の変位がほとんど無い構造のものを使用した．得られた θ と U_{eff} の組み合わせを式(2.11)に代入し，最小二乗法によりフィットさせることにより，係数 k_i と角度 β_i を求めた．図2.8に，噴流出口速度で無次元化された有効速度 U_{eff}/U_0 と θ の関係の一例を示す．図中の実線と破線はそれぞれ熱線1，熱線2より得られた結果を最小二乗法によりフィットさせたものである．実際の計測において U および θ

を求める方法を述べる．熱線1，熱線2に対する式(2.11)より U を消去すると， θ に関する次式が得られる．

$$\frac{U_{1eff}}{U_{2eff}} = \frac{(\cos^2(\theta - \beta_1) + k_1^2 \sin^2(\theta - \beta_1))^{1/2}}{(\cos^2(\theta - \beta_2) + k_2^2 \sin^2(\theta - \beta_2))^{1/2}} = \frac{f_1(\theta)}{f_2(\theta)} \quad (2.12)$$

U_{1eff} ， U_{2eff} は実測されるため，式(2.12)の非線形方程式を解くことにより θ が求まる．この式の解法には，二分法^[42]と呼ばれるアルゴリズムを使用した．その後算出された θ を用いて，式(2.11)の熱線1および熱線2における方向特性式の両辺を足し合わせて整理することで U を算出した．

$$U = \frac{U_{1eff} + U_{2eff}}{f_1(\theta) + f_2(\theta)} \quad (2.13)$$

さらに， U ， θ により， u ， v が決定される．

$$u = U \cos \theta, v = U \sin \theta \quad (2.14)$$

また，せん断層内等2本の熱線の位置での主流方向速度に無視できない差が存在する場合には，主流に垂直な速度の計測が正確に行われない可能性がある．そこで，そのような場合には，広田ら^[43]の手法に従い，2本の熱線の配置が互いに鏡像関係にある2種類のX型熱線プローブにより計測した値の平均をとることにより発生する誤差を低減した．

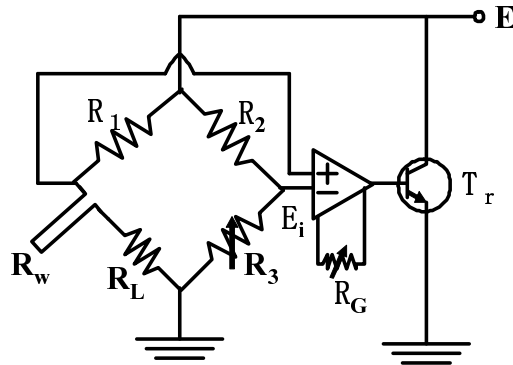


図 2.4: 熱線流速計の基本回路

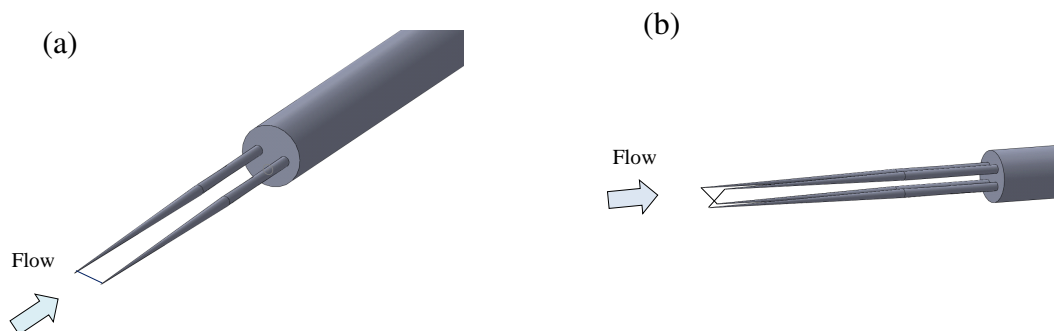


図 2.5: 熱線プローブの概略, (a)I 型プローブおよび (b)X 型プローブ

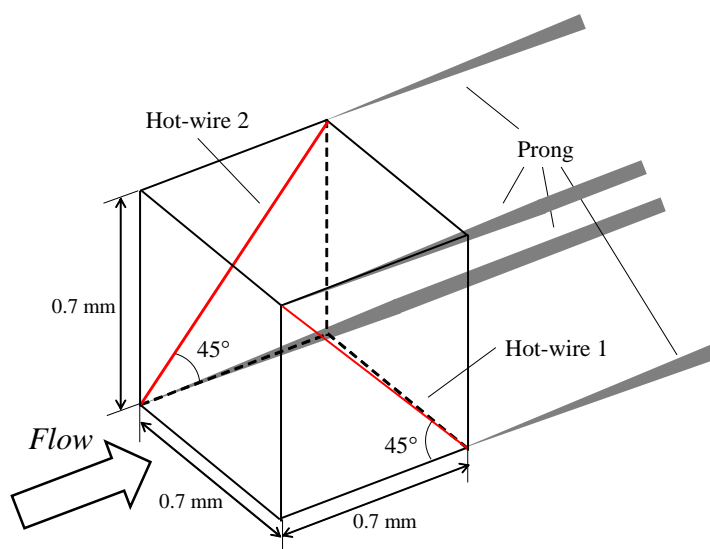


図 2.6: X 型熱線プローブの熱線の位置関係

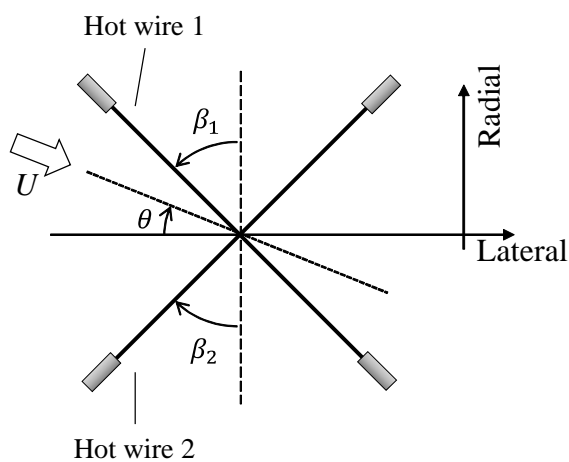


図 2.7: X 型プローブの角度校正の概略

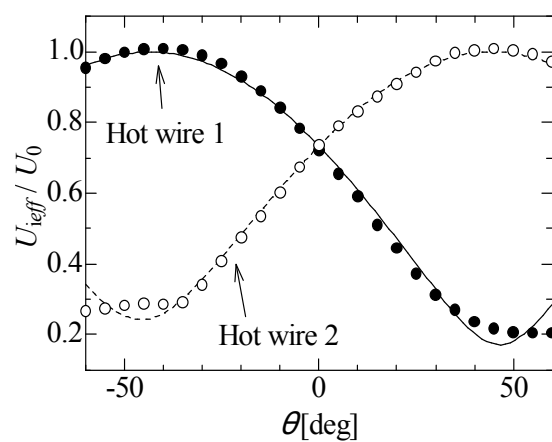


図 2.8: X 型プローブの角度校正曲線

2.4 冷線温度計

2.4.1 概要

流体の温度を計測する方法として、熱電対などと比較して熱容量の小さい金属細線の電気抵抗が温度に比例して変化する現象を利用する冷線温度計がある。図 2.9 に冷線温度計の回路図を示す。図中 II の部分が冷線温度計の中核となるホイートストンブリッジ回路であり、冷線は金属細線の抵抗として回路に組み込まれている。

2.4.2 冷線温度計の計測原理^[44]

定電流型冷線温度計による温度計測の原理について述べる。絶対温度 T_a の気流中に置かれた十分に長い金属細線に加熱電流 I を流し、細線温度が T_w で細線内に一様に分布していると仮定すると、細線周りの熱の釣り合いは熱線流速計の場合と同様に式 (2.1) で表される。また、金属の電気抵抗の温度依存性は同様に式 (2.2) により表される。ここで、気流中に置かれた直径数 μm 程度の金属細線に $I = 1 \text{ mA}$ 程度の加熱電流を加えても、金属細線の発熱は無視することができ、 $T_w = T_a$ とみなすことができる。このとき、金属細線の抵抗値は流体温度と共に変化する。式 (2.2) の両辺に I を乗じて、 $E_1 = IR_1$ および $E_0 = IR_0$ の変換を行うと、

$$E_1 = E_0[1 + \beta(T_1 - T_0)] \quad (2.15)$$

と表される。このときの金属細線両端の電圧 E_1 は温度 T_1 により線形的に変化する。したがって、冷線温度計の出力電圧 E と温度 T の関係は次式により表される。

$$T = C_0 + C_1 E. \quad (2.16)$$

なお、 C_0 と C_1 は校正実験によって求められる係数である。実際の校正時は、一定温度の気流を生成して温度 T を計測し、気流中に金属細線を挿入して、冷線温度計で温度に対応する電圧 E を計測して線形近似することで係数を求めた。

2.4.3 冷線温度計の基本回路

図 2.9 に冷線温度計の回路図を示す。図中 I の定電圧回路、II のホイートストンブリッジ回路、III の増幅回路、IV の多重帰還型ローパスフィルタ回路から構成されている。定電圧回路でホイートストンブリッジ回路に一定電流を印加し、冷線を一边に組み込んだホイートストンブリッジで冷線の温度変化を電圧変化に変換する。ブリッジ両端の電圧変化は微量なため、増幅回路で 10^4 倍程度に増幅を行い、出力信号を得る。なお、出力信号には高周波数のノイズが多く含まれているので、カットオフ周波数 $f_c = 10 \text{ kHz}$ のローパスフィルタ回路を冷線温度計の出力の後に接続した。

2.4.4 冷線プローブによる温度計測^[45]

金属細線による温度計測には、線径 $0.65 \sim 1 \mu\text{m}$ の白金線や線径 $3 \sim 5 \mu\text{m}$ のタングステン線からなる冷線プローブがよく利用されている。ただし、白金線はきわめて脆弱であり適用範囲がかなり限定され、タングステン線は丈夫であるが線径により周波数応答が低下するという問題がある。本研究では温度計測にタングステン細線を受感部として採用した。図 2.10 に冷線プローブの概略を示す。熱線プローブと異なる点は、速度・温度同時計測時に熱線プローブと組み合わせるため、プローブの先端を折り曲げたことである。また、熱線による熱の干渉をできるだけ取り除くために X 型熱線プローブの前面に外側からまわりこませる形にした（同時計測用プローブの詳細は 2.5.1 節で説明する）。細線自体の熱容量を小さくするため、受感部には直径 $3 \mu\text{m}$ の細線を使用した。受感部の長さに関して、田川ら^[46]は冷線プローブのプローブと金属細線の軸方向熱伝導が連成するため、利得が低下すると述べている。そのため、利得の減少を低減させるためにアスペクト比を熱線プローブと比較して大きく ($l_w/d_w = 600$) とった。このときの受感部長さ l_w は 1.8 mm である。

金属細線の抵抗変化を利用した流体の温度計測により得られる温度信号には、低周波数域では細線の支持部の熱慣性の連成により、高周波数域では細線自身の熱容量により利得の低下および位相遅れが発生する。そこで本研究では、田川ら^[46]により提案された金属細線の熱応答特性のモデルを利用して、温度信号への利得補償および位相遅れ補償を行った。図 2.11 に、出口レイノルズ数 $\text{Re}_j = U_j d / \nu = 20,000$ の流れに対する $x/d = 9.0$ の噴流中心軸上における温度補償前および補償後の温度変動パワースペクトルを示す。補償後のパワースペクトルは補償前のものと比較して全体的に大きな値をとることに加えて、慣性移流領域を示す $-5/3$ 乗則に従う領域がよりはっきりとみられることから、利得の低下が補償されていることが確認できる。

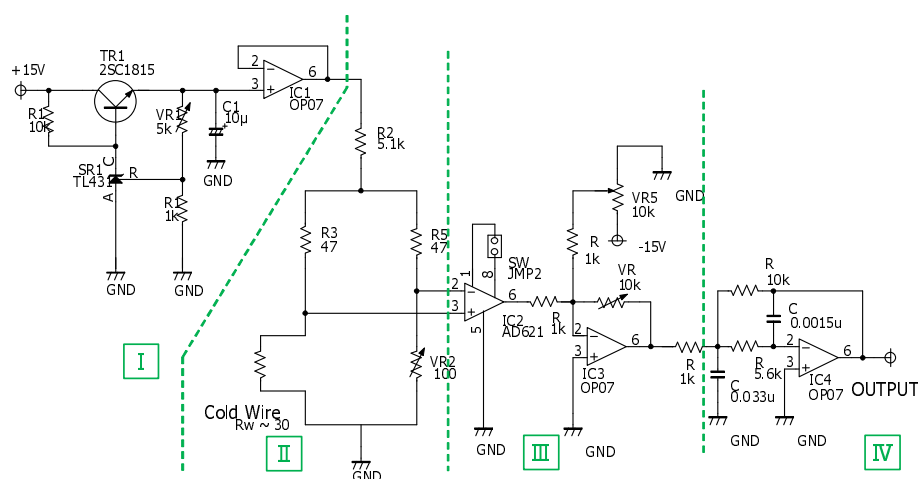


図 2.9: 定電流型冷線温度計の回路図

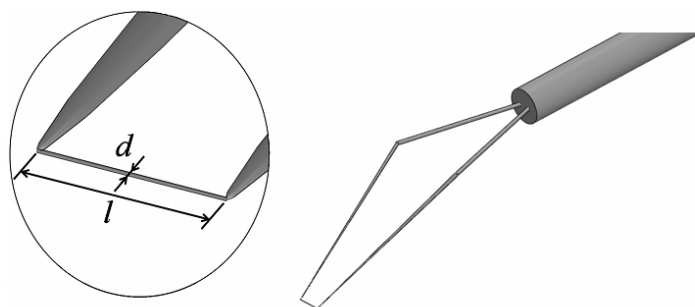


図 2.10: 冷線プローブの概略

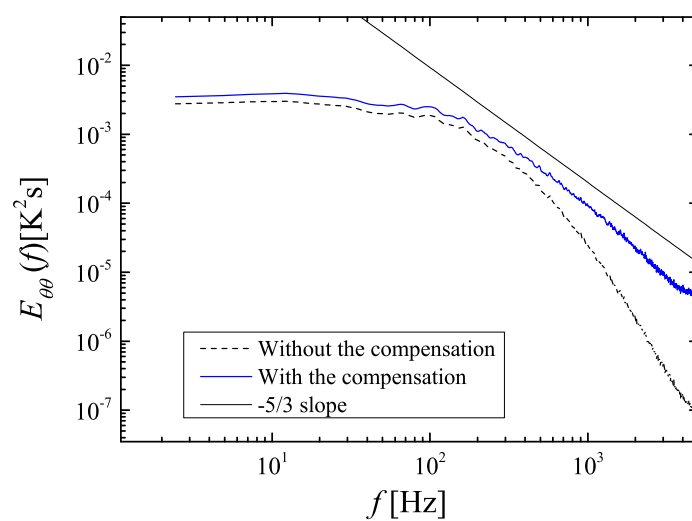


図 2.11: 冷線プローブによる温度計測における周波数特性の補償

2.5 速度・温度の同時計測

2.5.1 速度・温度同時計測用複合プローブ

図 2.12 に X 型熱線プローブと冷線プローブにより構成される主流方向速度・鉛直方向速度・温度同時計測用複合プローブの概略を示す．流れに対して前方に冷線プローブ，中心軸方向下流に熱線プローブを $\Delta x = 2.0 \text{ mm}$ 離して配置した．なお，冷線プローブと熱線プローブの受感部の鉛直方向およびスパン方向位置は一致させてある．

2.5.2 速度信号および温度信号の補償，各種擾乱

前述の図 2.12 の複合プローブにより温度変動を有する速度場の速度 2 成分・温度同時計測の際に，流体の温度変動により熱線の熱損失量が変動するため，速度場に対する温度補償が必要になる．加えて，本研究では X 型熱線プローブの位置と冷線プローブの位置の空間的差異の補償も必要になる．そこで，以下の補償を適用した．

温度変動場での速度信号の補償^[37]

流体温度が θ_a であるときの熱線流速計の出力電圧 E_a は次の式で補償される．

$$E_{a,r} = E_a \sqrt{\frac{\theta_w - \theta_r}{\theta_w - \theta_a}} \quad (2.17)$$

ここで， θ_w および θ_r は細線温度および熱線の校正時における流体温度をそれぞれ示し， $E_{a,r}$ は補償適用後の熱線流速計の出力電圧を示す．

温度信号の時間遅れ補償

冷線プローブと熱線プローブの間には物理的な干渉を防ぐため，また熱線プローブの受感部から発生する熱の影響を低減するために空間的差異 Δx が存在する．主流方向平均速度を \bar{U} とすると，乱流の渦構造は平均流に凍結して移流するというテイラーの凍結仮説により Δx を以下の式により時間的差異 Δt に置き換えることができる．

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{\bar{U}} \quad (2.18)$$

補償結果

上記の補償の妥当性を検証するために，複合プローブと単独プローブによる速度および温度の計測結果を比較する．図 2.13 は軸対称噴流の中心軸上で $x/d = 9.0$ における平均主流方向速度 U ，主流方向速度変動 rms 値 u' ，ならびに鉛直方向速度変動 rms 値 v' の分布である．いずれのデータも両プローブによる計測結果がほとんど一致している．

図 2.14 に $x/d = 9.0$ の鉛直軸上における噴流中心温度 θ_c および周囲温度 θ_a で無次元化された平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_c - \theta_a)$ および温度変動 rms 値 $\theta'/(\theta_c - \theta_a)$ の鉛直

方向分布を示す。噴流の中心付近の領域ではほぼ同じ分布をとるが、噴流外縁部の領域 ($|y/d| > \pm 1.5$) では複合プローブの平均温度、温度変動の両方が冷線プローブ単独のものと比較して高い値をとる。この領域の平均速度は図 2.13(a) より $\bar{U} < 1.0$ m/s であることから、対流が弱いために熱線プローブから発生する熱が冷線プローブの受感部へと伝達することが原因であると考えられる。

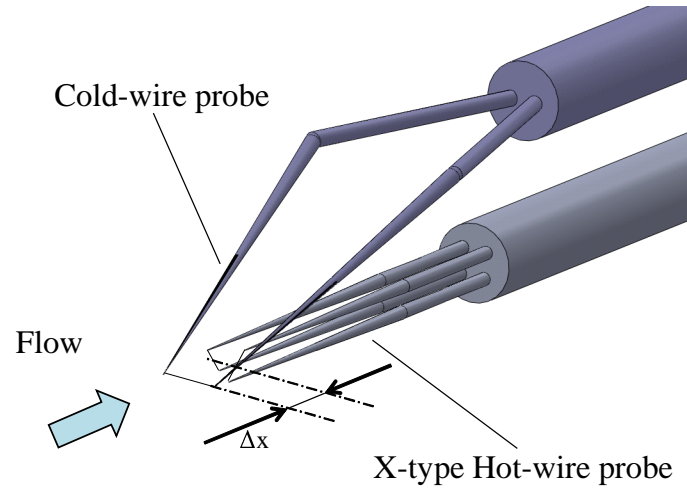


図 2.12: 同時計測用複合プローブの概略

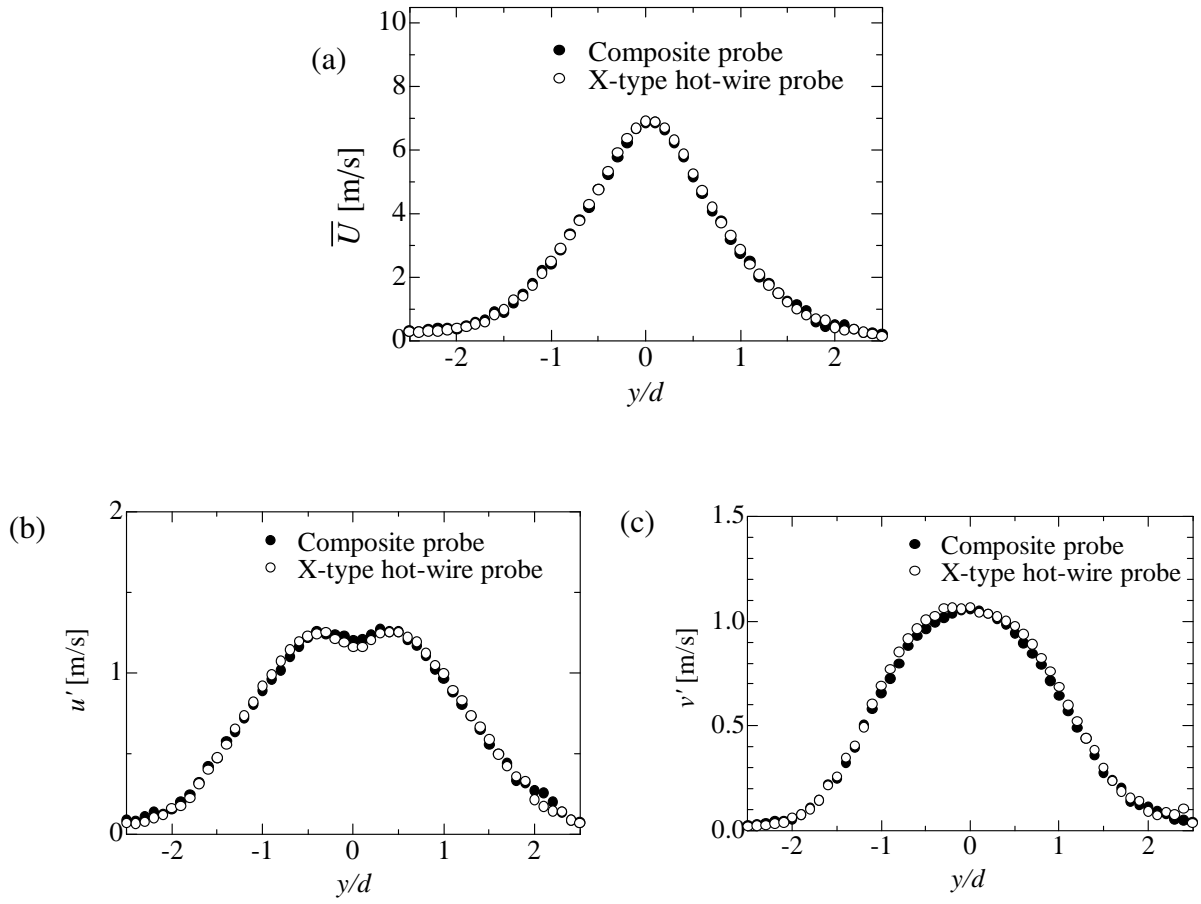


図 2.13: 複合プローブおよび X 型熱線プローブによる速度統計量, (a) 主流方向平均速度, (b) 主流方向速度変動 rms 値および (c) 鉛直方向速度変動 rms 値の鉛直方向分布

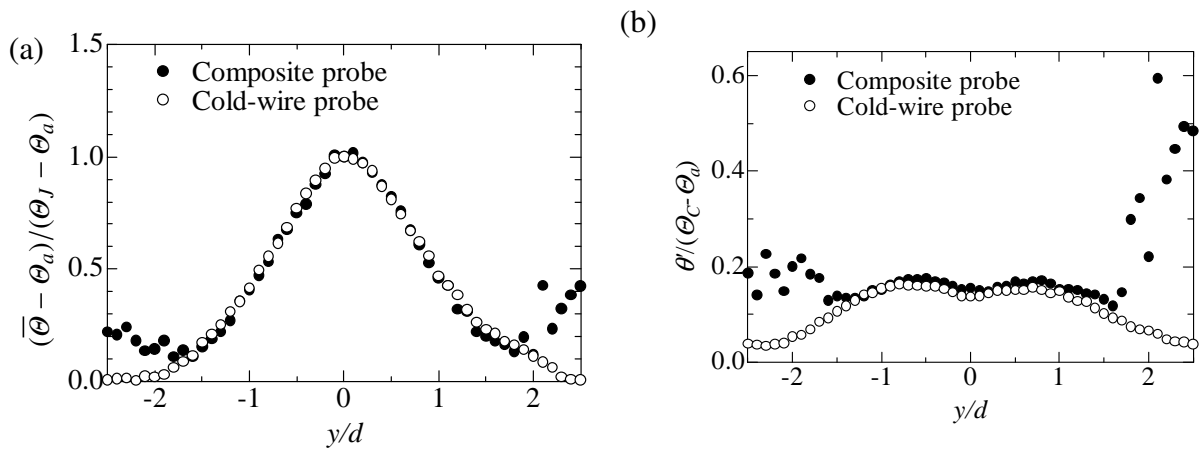


図 2.14: 複合プローブおよび冷線プローブによる温度統計量, (a) 平均温度および (b) 温度変動 rms 値

第3章 軸対称噴流の基本的特性

本章では，本実験で形成された，タブを設置しない通常の軸対称噴流の速度場および温度場に関する各種統計量について述べる．

3.1 実験条件および計測条件

本研究で行われた実験は，全てレイノルズ数 $Re_j (= U_j d / \nu) = 20,000$ で行われた．このとき，噴流出口速度は $U_j \approx 10$ m/s である．また，温度計測時には噴流出口温度 θ_j を周囲流体温度 θ_a よりも約 7.5 K 高くなるように設定した．このとき，出口直後におけるリチャードソン数が $Ri_j = g\beta(\theta_j - \theta_a)d/U_j^2 = 7.4 \times 10^{-5}$ と十分小さいことから，熱は速度場に影響を与えないパッシブスカラーとして扱うことができる．計測条件は以下のとおりである．なお， $y-z$ 平面上の計測時には，サンプリング点数が x 軸， y 軸および z 軸上と比較して多く，熱の蓄積による周囲温度の時間変化の影響を低減させるためにサンプリング時間を，またデータ容量の制約のためにサンプリング周波数を変更した．なお， $y-z$ 平面上でサンプリング周波数を変更したときの統計量は同程度であることを確認している．

サンプリング条件 (x 軸上， y 軸上および z 軸上)

サンプリング周波数 : $f = 20$ kHz
サンプリング点数 : 524,288 点
サンプリング時間 : 約 26 秒

サンプリング条件 ($y-z$ 平面上)

サンプリング周波数 : $f = 10$ kHz
サンプリング点数 : 114,688 点
サンプリング時間 : 約 11 秒

3.2 速度統計量の中心軸上変化

3.2.1 主流方向平均速度

図3.1に主流方向平均速度の中心軸上変化を示す。図の横軸はスキマー直径 d で無次元化された中心軸方向距離 x/d ，縦軸は噴流出口流速 U_j で無次元化された中心軸上の主流方向平均速度 \bar{U}/U_j と，その逆数 U_j/\bar{U} である。図より， $x/d = 4$ 付近で平均速度が一定の領域がなくなり，ポテンシャルコア領域が消滅したことがわかる。また，噴流出口遠方の自己相似性が現れる領域では，中心軸上の平均速度は x に反比例することが運動方程式の相似解析^[47]により知られている。そのため，図3.1の U_j/\bar{U} は $x/d > 12$ の領域で線形的な分布をとることから，この領域では平均速度に関して自己相似性が成立するといえる。また， \bar{U}/U_j の挙動は Wignanski and Fiedler[48]，Xu and Antonia[49]，Amielh ら [50] とほぼ一致している。

3.2.2 速度変動 rms 値

図3.2に主流方向速度変動 rms 値の中心軸上変化を示す。図の横軸はスキマー直径 d で無次元化された中心軸方向距離 x/d ，縦軸は噴流出口流速 U_j で無次元化された速度変動 rms 値 u'/U_j である。噴流出口直後では微小な変動が下流に進むに従い増大し， $x/d = 9$ 付近で最大値をとる。その後，下流に進むにしたがい速度変動は減少する。既往研究^[51]^[49]の結果と比較すると， $x/d < 8$ の u'/U_j が増大する領域で変動値の値が一定値に収束しないが，これは噴流を形成するノズルなど初期状態の違いによるものであると考えられる。

3.2.3 速度変動のパワースペクトル

図3.3に噴流中心軸上の $x/d = 2.0, 4.0, 6.0, 9.0$ および 12.0 における主流方向速度変動のパワースペクトルを示す。横軸は周波数 f ，縦軸は速度変動 rms 値 u' の2乗で規格化されたパワースペクトル $E_{uu}(f)/u'^2$ である。 $x/d = 2.0$ および 4.0 においては，渦輪の放出周波数に相当するピークが $f_{peak} \approx 150$ Hz に現れる。一方 $x/d > 6.0$ では $-5/3$ 乗に従う領域が存在し，流れが乱流化していることが確認できる。

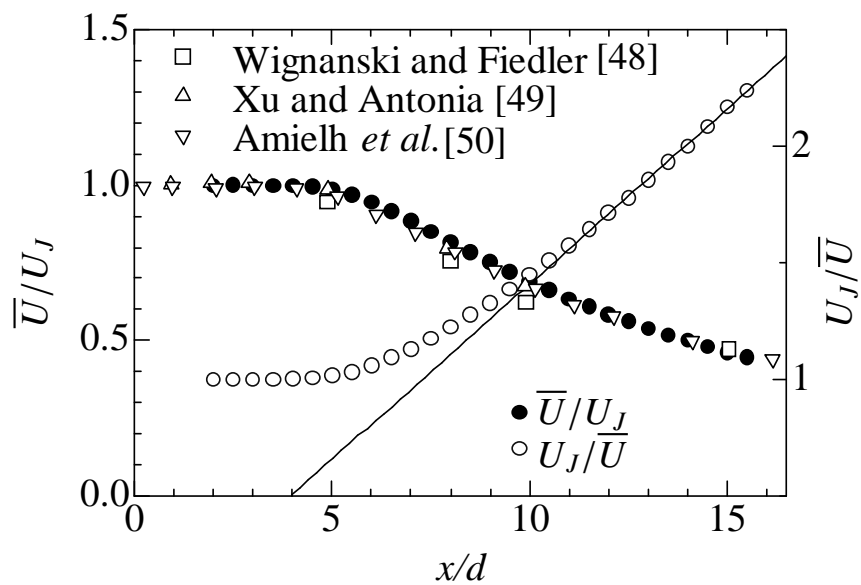


図 3.1: 主流方向平均速度の主流方向分布

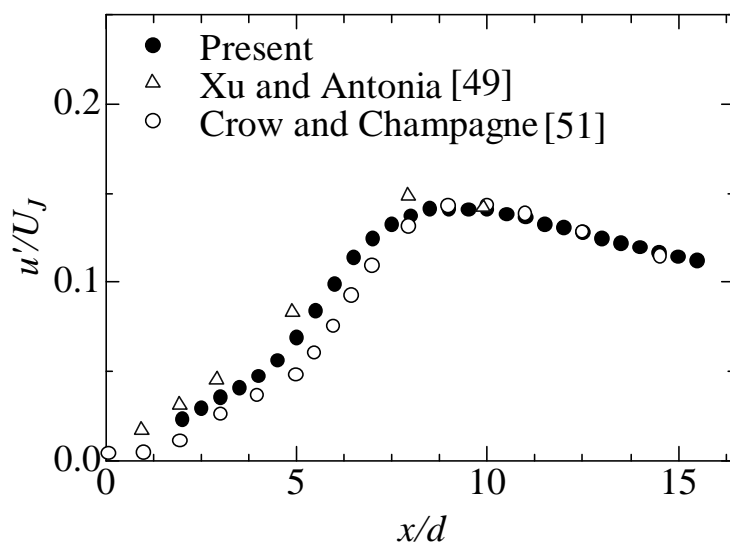


図 3.2: 速度変動 rms 値の主流方向分布

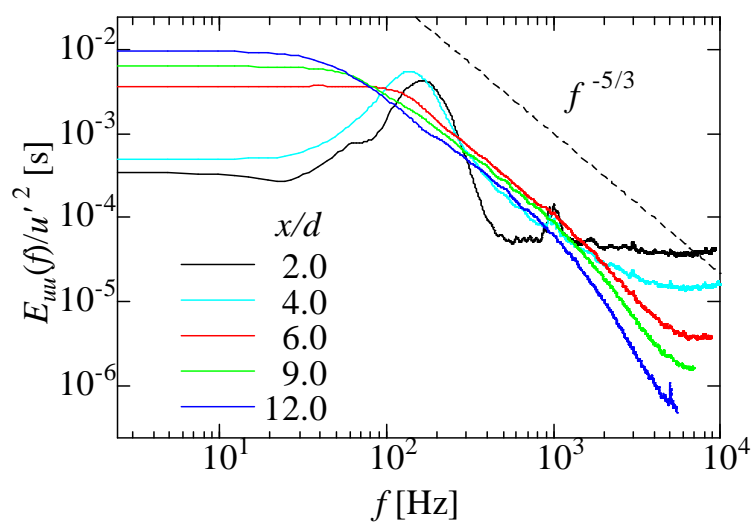


図 3.3: 主流方向速度変動のパワースペクトル

3.3 速度統計量の半径方向変化

3.3.1 主流方向平均速度

図3.4に平均速度の半径方向変化を示す。図の横軸は平均速度半値幅 $b_{\bar{U}}$ で無次元化された半径方向距離 $r/b_{\bar{U}}$ ，縦軸は中心軸上での速度 U_C で無次元化された半径方向の主流方向平均速度 \bar{U}/U_C である。また，図3.5に $x/d = 2.0, 4.0, 9.0$ および 15.0 における主流方向平均速度 \bar{U}/U_C の $y-z$ 平面上分布を示す。図の縦軸および横軸は噴流出口直径 d で無次元化された鉛直方向距離およびスパン方向距離，コンターは $y-z$ 平面を上流側から見たものであり，以降 $y-z$ 平面上のコンターは全て上流側から見たものを示す。これらの図から， $x/d = 2.0$ にはポテンシャルコア領域が存在するが下流に進むに従い噴流が拡散すること，またその半径方向分布は正規分布へと近づくことが確認できる。

3.3.2 主流方向平均速度の半値幅

図3.6に平均速度半値幅の主流方向変化を示す。図の横軸はスキマー直径 d で無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸はスキマー直径 d で無次元化された平均速度半値幅 $b_{\bar{U}}/d$ である。 $x/d = 2.0, 4.0$ では出口の影響が強く $b_{\bar{U}}/d$ はスキマー半径と同程度であるが，噴流の下流方向への発展に伴い $b_{\bar{U}}/d$ は線形的に増大する。なお，噴流出口から十分離れた自己相似性が現れる領域では，平均速度半値幅は x に比例することが運動方程式の相似解析^[47]により知られており，本実験では $x/d > 9$ の領域でその経験則に従う結果が得られた。

3.3.3 速度変動 rms 値

図3.7と3.8に主流方向と半径方向の速度変動 rms 値の半径方向分布を示す。図の横軸は平均速度半値幅 $b_{\bar{U}}$ で無次元化された半径方向距離 $r/b_{\bar{U}}$ ，縦軸は中心軸上での主流方向平均速度 U_C で無次元化された主流方向および半径方向速度変動 rms 値 u'/U_C および v'_r/U_C である。 u'/U_C および v'_r/U_C のいずれも， $x/d = 2.0$ では層流である噴流と周囲流体との間でせん断層が形成されるため $r/b_{\bar{U}} = 1$ 付近でのみ値が大きい，噴流の発展に伴って相似な分布へと近づく。既往研究の結果（Amielh ら^[50]： $Re_J = 21,000$ ， $x/d = 15$ ，Panchapakesan and Lumley^[52]： $Re_J = 11,000$ ， $x/d = 50$ ）との比較を行うと，Panchapakesan and Lumleyの結果は本実験の u'/U_C および v'_r/U_C よりいずれも大きい値をとる。これは噴流出口から十分離れた領域の結果であり，より発達した乱れが現れること，噴流を形成するノズルなど初期状態の違いによるものが原因であると考えられる。また，Amielh らの結果は u'/U_C が本実験のものとはほぼ同一であるが v'_r/U_C が本実験よりも大きい値をとる。これは噴流を形成するノズルなど初期状態の違いによるものや，彼らは速度計測にレーザードップラー流速計を使用しているため，計測装置の違いによるものと考えられる。

3.3.4 レイノルズ応力

図 3.9 に主流方向速度 u と半径方向速度 v_r に基づくレイノルズ応力の半径方向分布を示す．図の横軸は平均速度半値幅 $b_{\bar{u}}$ で無次元化された半径方向距離 $r/b_{\bar{u}}$ ，縦軸は中心軸上での流速 U_c で無次元化されたレイノルズ応力 $\overline{uv_r}/U_c^2$ である．噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ では， $r/b_{\bar{u}} = 1$ 付近でのみ $\overline{uv_r}/U_c^2$ が大きい．噴流出口から離れるにつれて速度場の発展に伴い変動値は全体的に増大し相似な分布となる．既往研究の結果 [50] [52] と比較すると，レイノルズ応力の値が小さいが，これは速度変動 rms 値の場合と同様の理由であると考えられる．

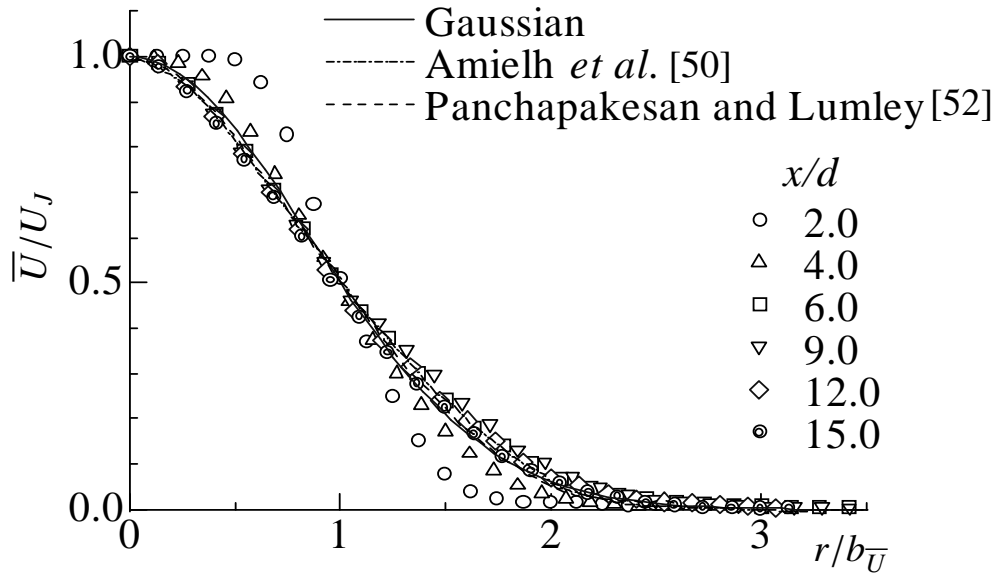
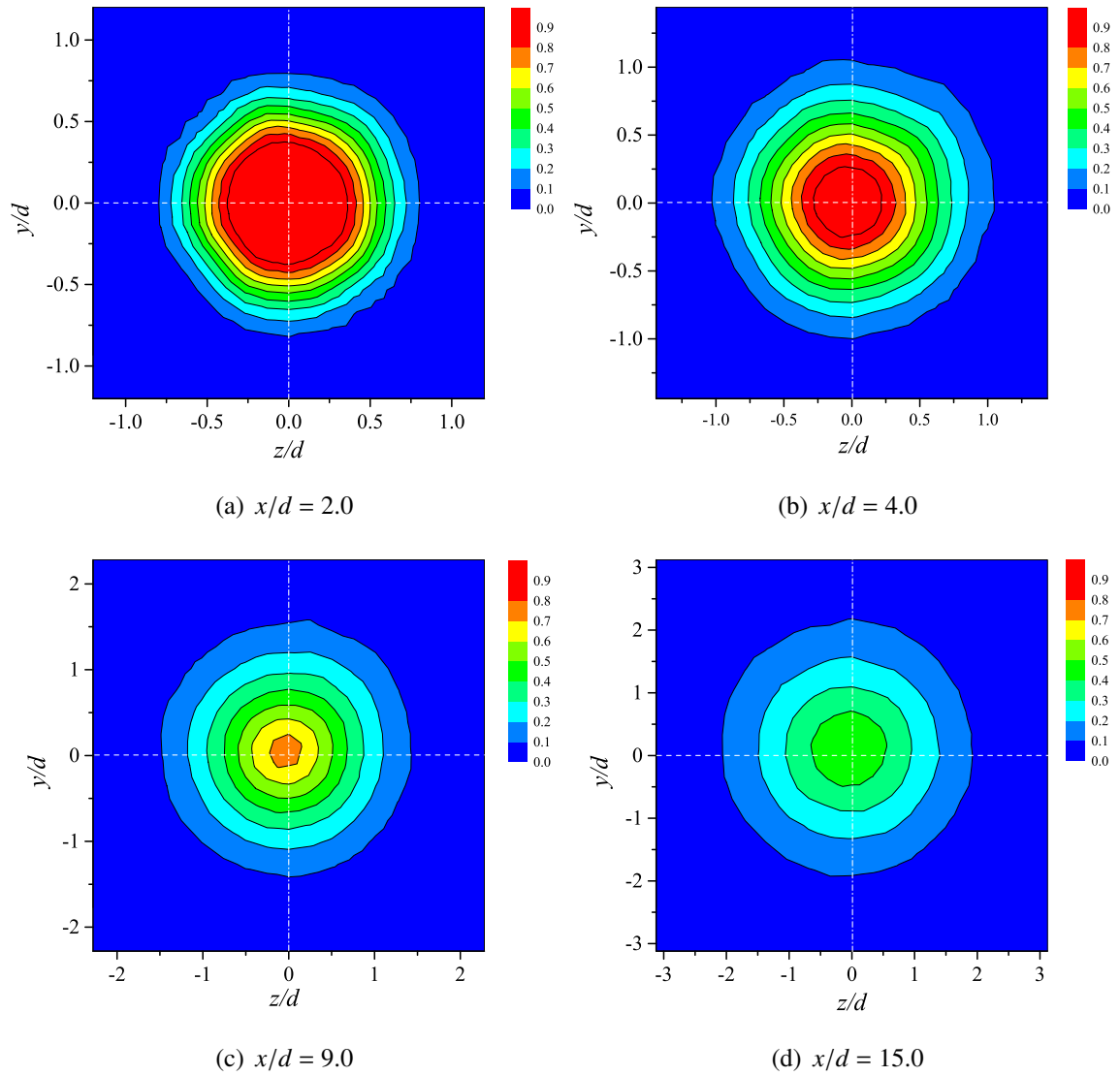


図 3.4: 主流方向平均速度の半径方向分布

図 3.5: 主流方向平均速度 \bar{U}/U_J の $y-z$ 平面上分布

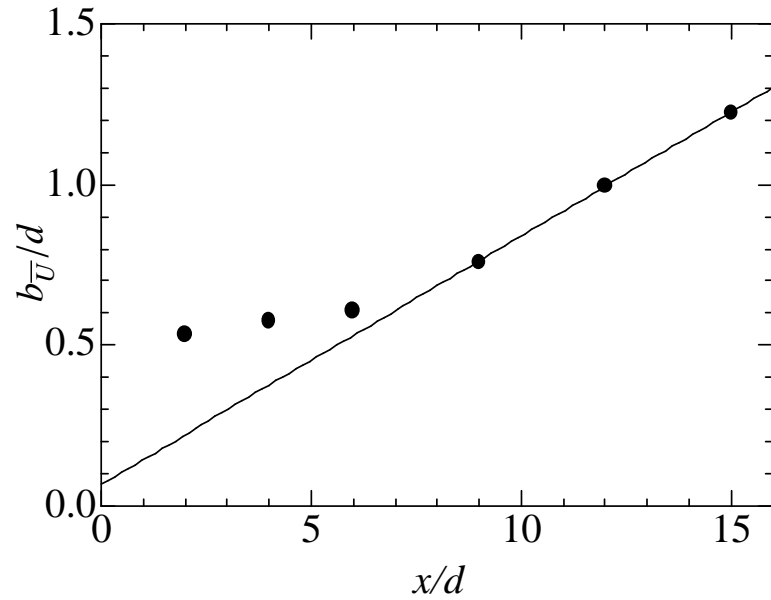


図 3.6: 主流方向平均速度半値幅の主流方向分布

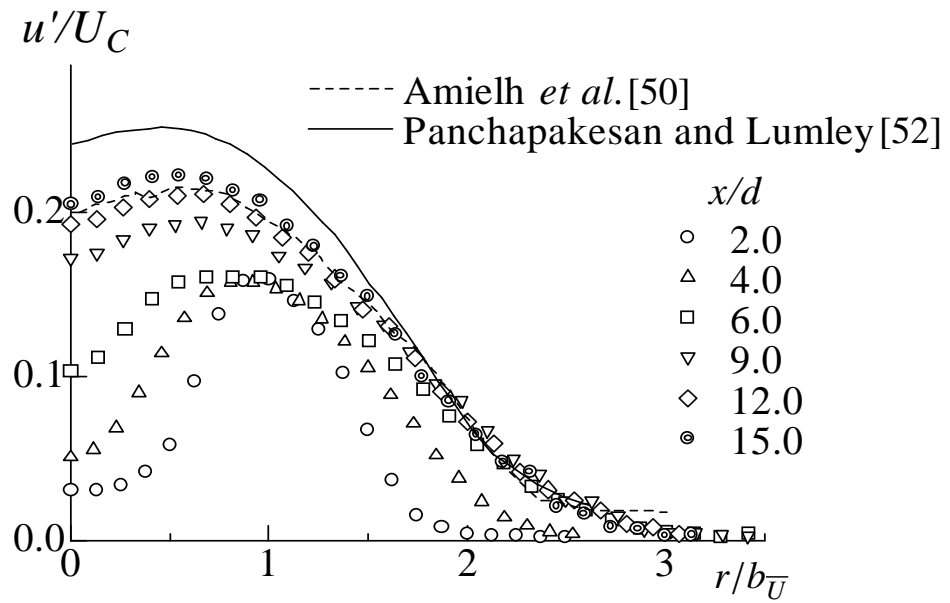


図 3.7: 主流方向速度変動 rms 値の半径方向分布

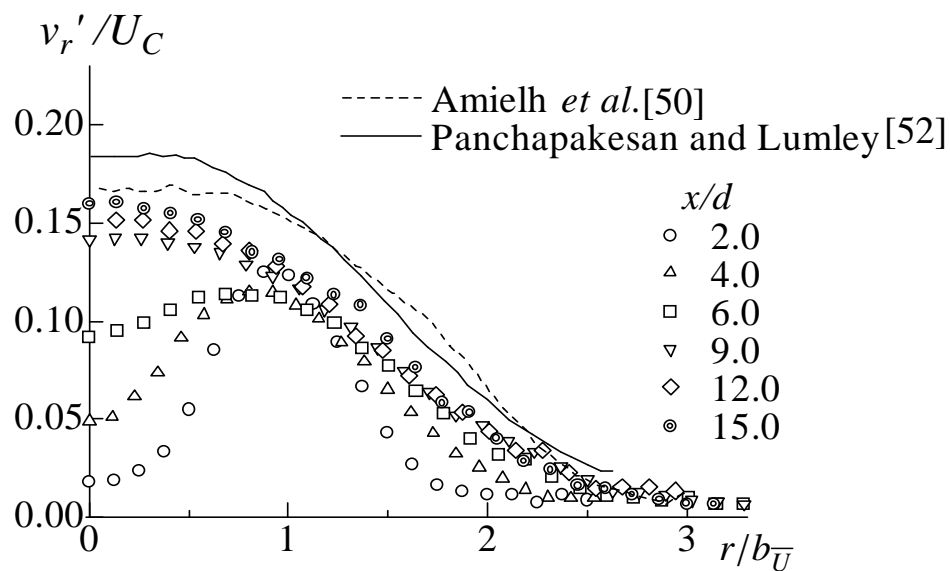


図 3.8: 半径方向速度変動 rms 値の半径方向分布

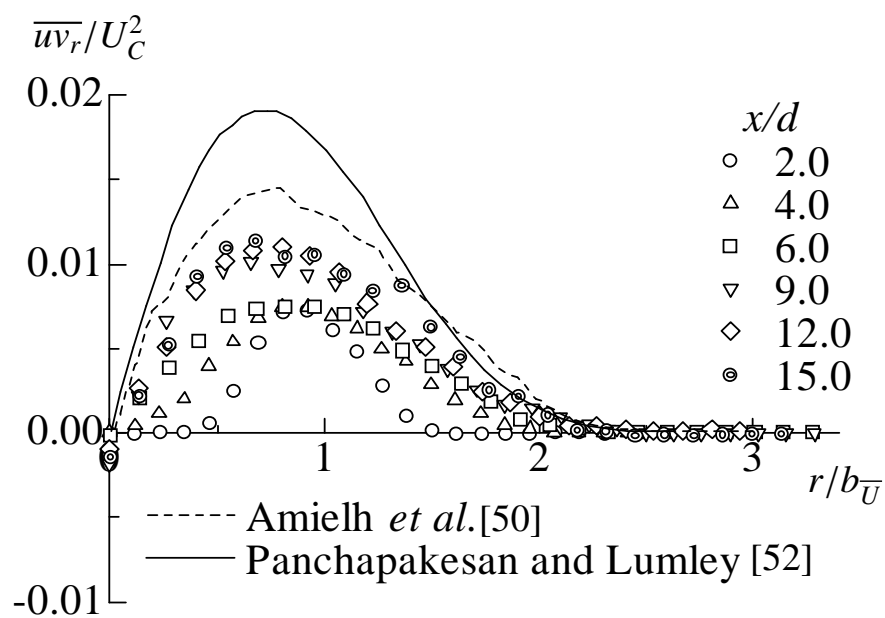


図 3.9: レイノルズ応力の半径方向分布

3.4 温度統計量の中心軸上変化

3.4.1 平均温度

図 3.10 に平均温度の中心軸上変化を示す。図の横軸はスキマー直径 d で無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸は噴流出口温度と周囲流体温度の差 $\theta_j - \theta_a$ で無次元化された平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_j - \theta_a)$ とその逆数 $(\theta_j - \theta_a)/(\bar{\theta} - \theta_a)$ である。噴流出口直後のポテンシャルコア領域では平均温度が減少しない領域が存在する。それ以降の下流の領域では、噴流の発達に伴って平均温度は減少し Lemoine ら^[53] および Mi ら^[54] と同様の挙動をとる。また、平均温度の逆数は線形的な分布となる。

3.4.2 温度変動 rms 値

図 3.11 に温度変動 rms 値の中心軸上変化を示す。図の横軸はスキマー直径 d で無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸は噴流出口温度 θ_j と周囲流体温度 θ_a で無次元化された温度変動 rms 値 $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ である。噴流出口直後 ($x/d = 2.0$) のポテンシャルコア領域では温度変動がほとんど存在しない。その後急激に温度変動が増大し、 $x/d = 7$ 付近で最大値をとり、それ以降は減少する。Mi ら^[54] の実験結果と比較すると、本研究の温度変動は最大値をとる位置が下流に移動している。これは噴流を形成するノズルなど初期状態の違いにより、噴流出口近傍の領域の拡散状態が異なるためであると考えられる。

3.4.3 温度変動のパワースペクトル

図 3.12 に噴流中心軸上の $x/d = 4.0, 6.0, 9.0$ および 12.0 における温度変動のパワースペクトルを示す。図の横軸は周波数 f ，縦軸は温度変動 rms 値 θ' の自乗で規格化された温度パワースペクトル $E_{\theta\theta}(f)/\theta'^2$ である。 $x/d = 4.0$ では $-5/3$ 乗則が現れる領域は確認できないが、 $x/d > 6.0$ の領域では $-5/3$ 乗に従う領域が存在し、速度変動の場合と同様に温度変動の乱れも発達することが確認できる。 $x/d = 4.0$ において図 3.3 と同様に温度変動のピークが現れない理由は、速度変動は形成された組織的な構造である渦輪列により速度が異なる流体が周期的に混合することが原因である。一方温度変動の場合には、速度場に現れる組織的な構造が形成されないために、温度変動のパワースペクトルにはピークが現れない。

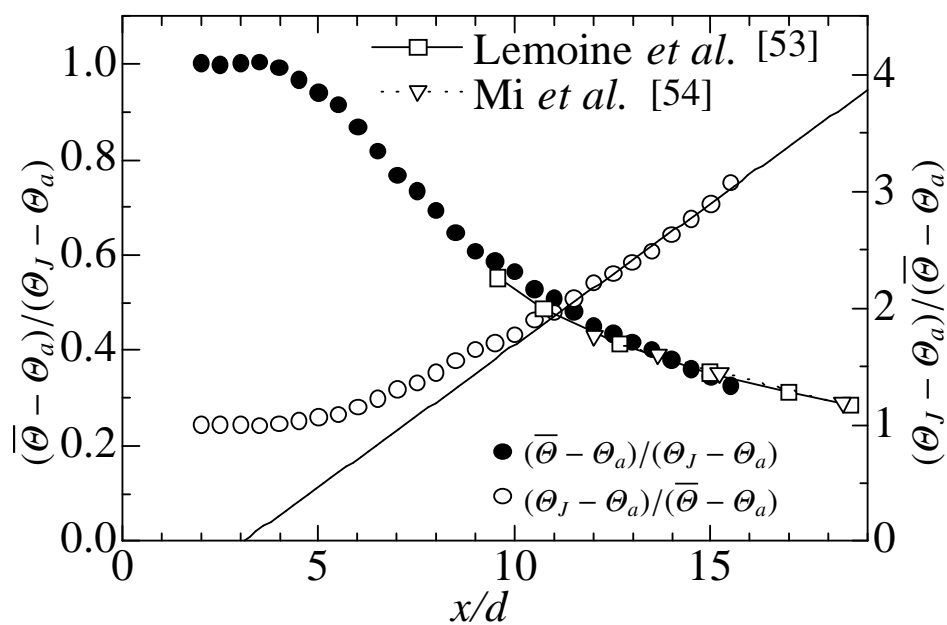


図 3.10: 平均温度の主流方向変化

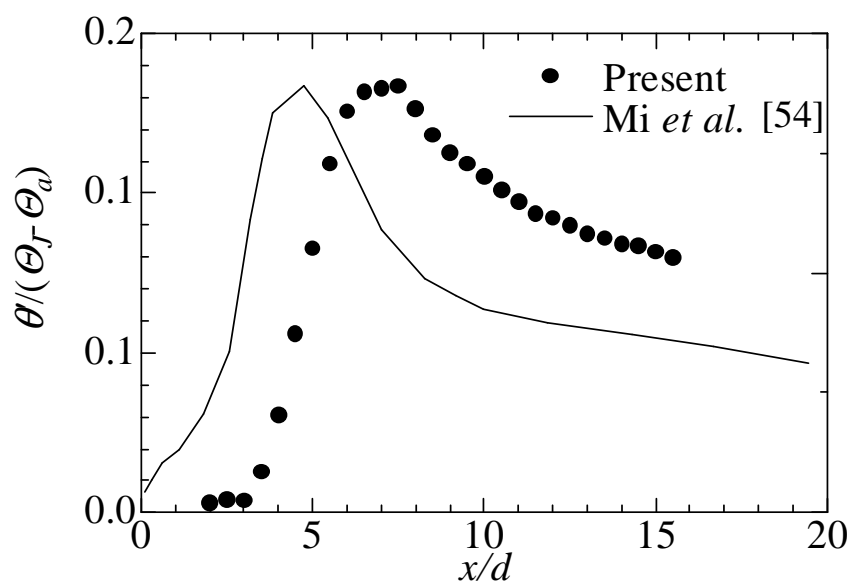


図 3.11: 温度変動 rms 値の主流方向変化

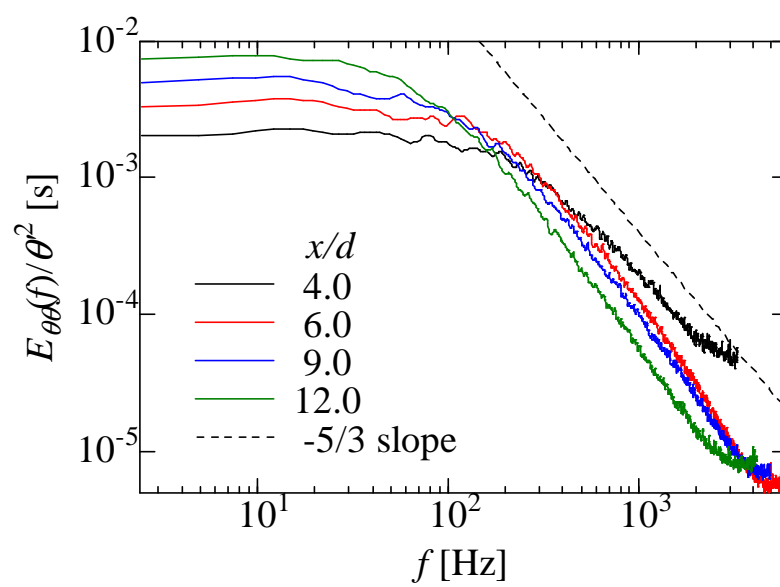


図 3.12: 温度変動パワースペクトルの主流方向変化

3.5 温度統計量の半径方向変化

3.5.1 平均温度

図3.13に平均温度の半径方向変化を示す。図の横軸は温度半値幅 $b_{\bar{\theta}}$ で無次元化された半径方向距離 $r/b_{\bar{\theta}}$ ，縦軸は噴流中心における流体温度と周囲温度の差 $\theta_c - \theta_a$ で無次元化された平均温度と周囲流体温度の差 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_c - \theta_a)$ である。また，図3.14に $x/d = 2.0, 4.0, 9.0$ および 15.0 の $y-z$ 平面上における平均温度分布を示す。図の縦軸および横軸はそれぞれ噴流出口直径 d で無次元化された鉛直方向距離 y/d およびスパン方向距離 z/d ，コンターは噴流出口の流体温度 θ_f および周囲流体温度 θ_a で無次元化された平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_f - \theta_a)$ である。これらの図より，噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ では，平均温度分布はTop-Hat形状に近く，ポテンシャルコア領域が存在するが，噴流出口から離れるにつれて正規分布に近づき，平均温度場が半径方向外側に拡散することが確認できる。

3.5.2 平均温度の半値幅

図3.15に図3.13の結果より算出した平均温度の半値幅を示す。図の横軸はスキマー直径 d で無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸はスキマー直径 d で無次元化された温度半値幅 $b_{\bar{\theta}}/d$ である。噴流出口近傍の $x/d < 6$ の領域では半値幅の増分は小さいが， $x/d > 9.0$ の領域では半値幅の増分が大きくなり，線形的な分布をとる。Miら^[54]の実験結果と比較すると，本研究の温度半値幅は線形近似した直線の傾きがほぼ同一であるが，同一の主流方向距離 x/d で温度半値幅が小さい。これは噴流中心軸上の温度変動値の場合と同様に，噴流を形成するノズルなど初期状態の違いにより，噴流出口近傍の領域の拡散状態が異なるためであると考えられる。

3.5.3 温度変動 rms 値

図3.16に温度変動 rms 値の半径方向変化を示す。図の横軸は温度半値幅 $b_{\bar{\theta}}$ で無次元化された半径方向距離 $y/b_{\bar{\theta}}$ ，縦軸は噴流中心における流体温度と周囲温度の差 $\theta_c - \theta_a$ で無次元化された温度変動 rms 値 $\theta' / (\theta_c - \theta_a)$ である。噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ では変動値の高い領域は図3.7の速度変動値の高い領域とほぼ同じ位置にのみ存在するが，噴流出口から離れるにつれて全体的に変動値は増大して，相似な分布に近づく。既往研究の結果 (Chevray and Tutu^[55]: $Re_J = 330,000$, $x/d = 15$, Chua and Antonia^[56]: $Re_J = 17,000$, $x/d = 15$) と比較すると，本実験の $\theta' / (\theta_c - \theta_a)$ は最大値が小さい。これは噴流を形成するノズルなど初期状態の違いによるものや，比較対象の結果はいずれも直径 $0.63 \mu\text{m}$ のウォラストン線により計測されたものであり，本実験で用いた直径 $3 \mu\text{m}$ のタングステン細線と比較して温度変動への感度が高いことが原因であると考えられる。Chua and Antoniaの結果は特に大きな値をとるが，これは計測に使用したウォラストン線のアスペクト比が極端に大きく ($l_w/d_w = 2,860$)，プロングの熱慣性の連成が無視できるほど小さいことが原因であると考えられる。

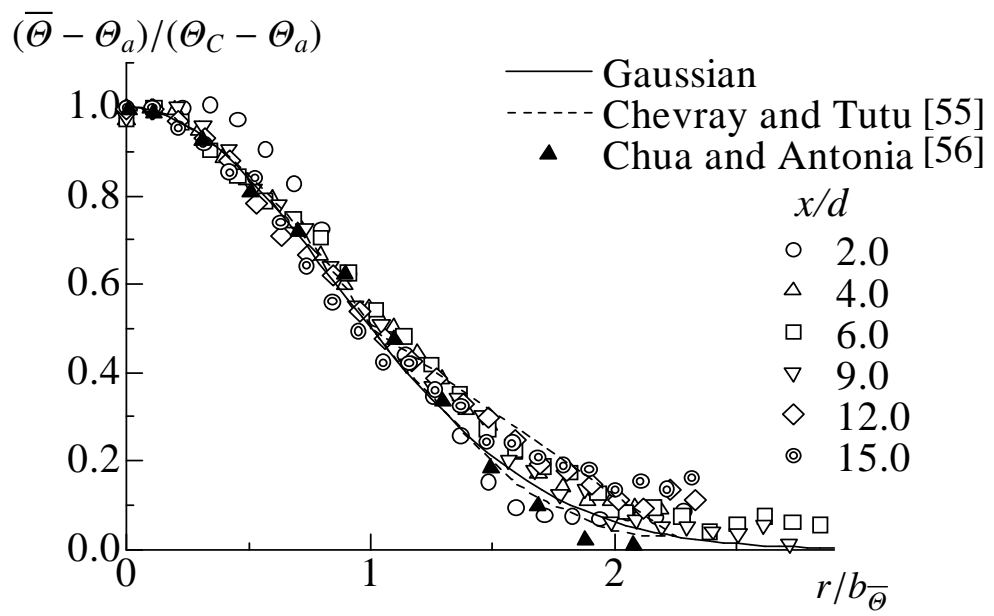
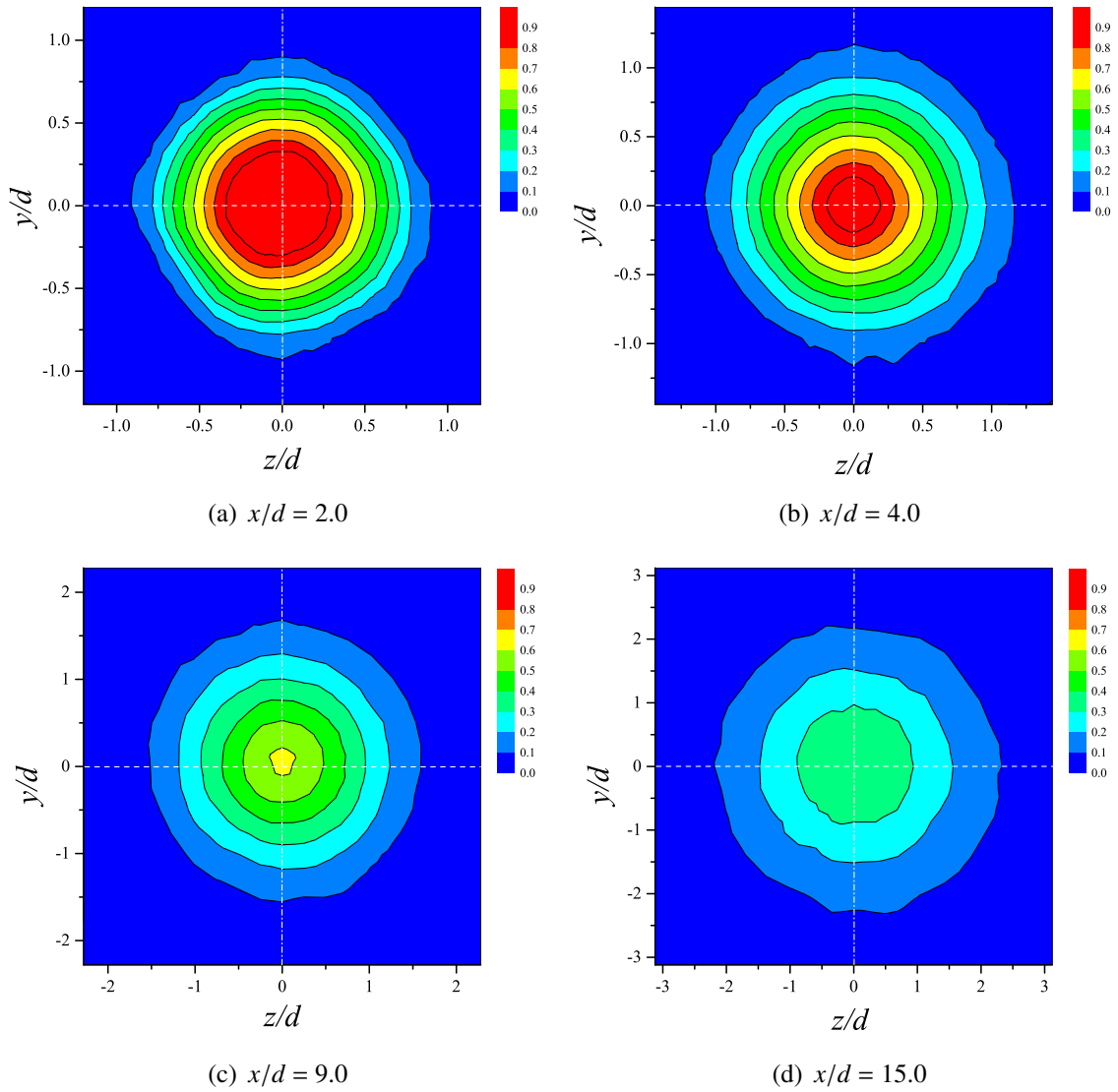


図 3.13: 平均温度の半径方向変化

図 3.14: 平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ の $y-z$ 平面上分布

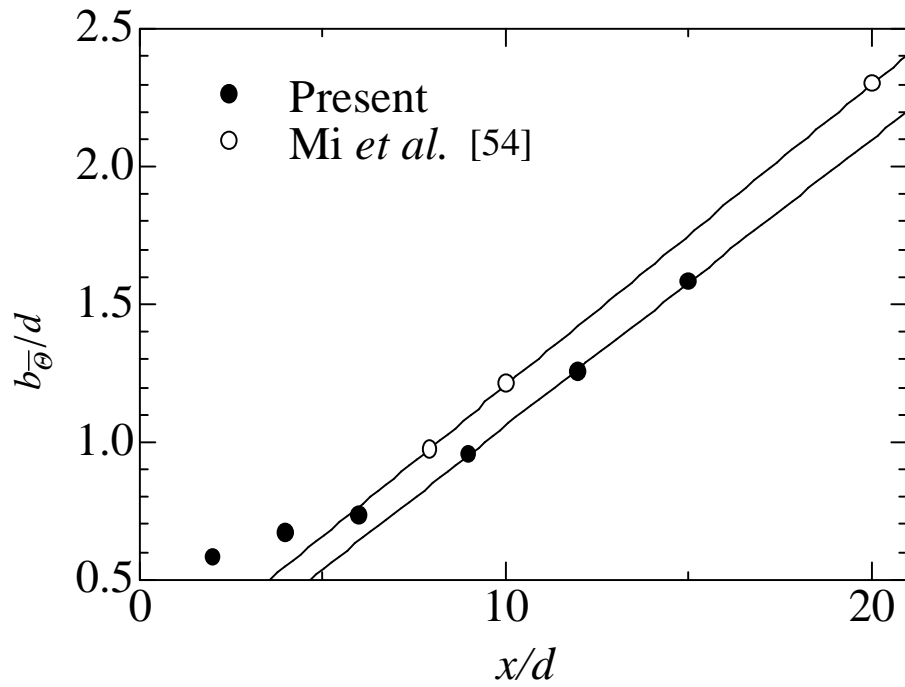


図 3.15: 温度半値幅の主流方向変化

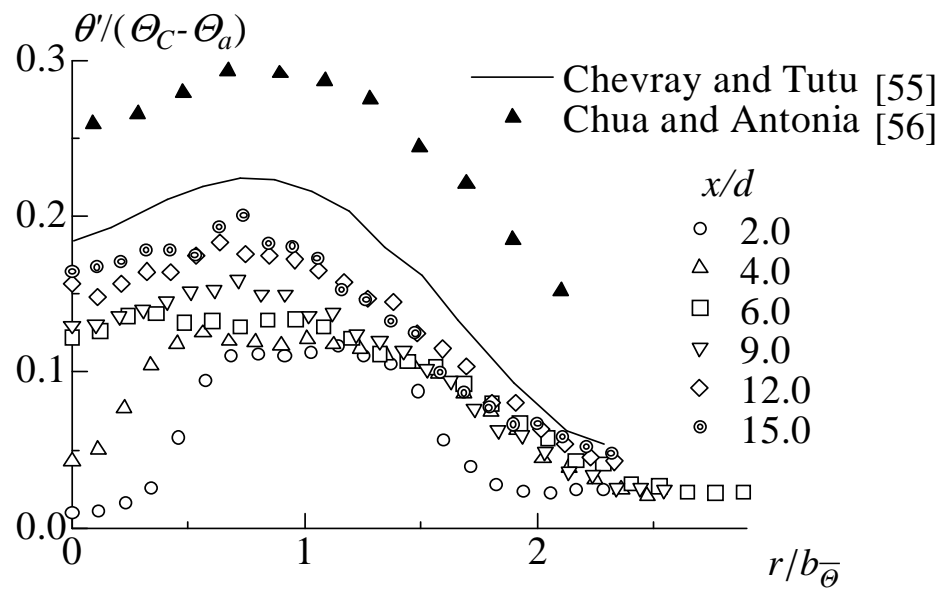
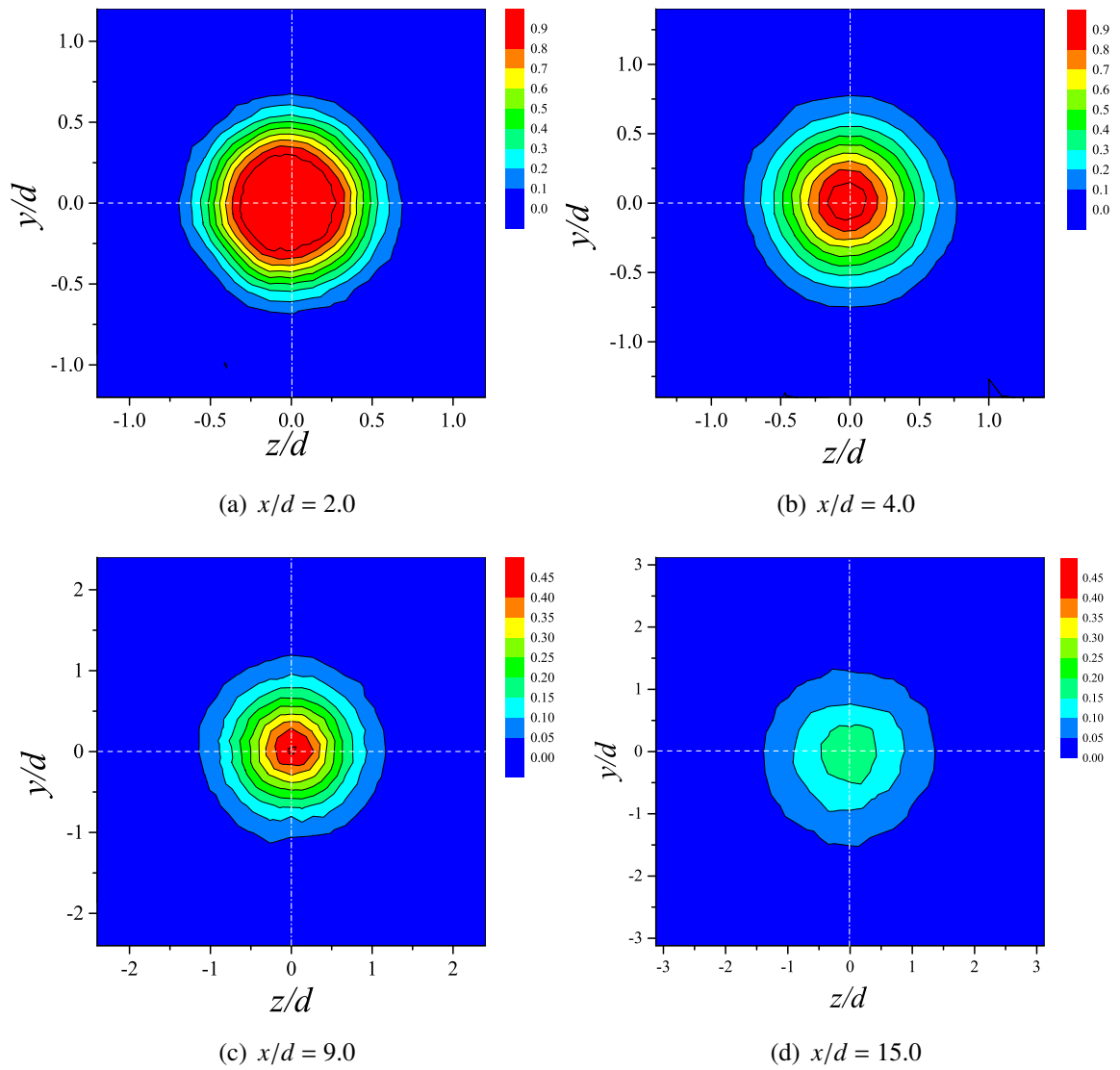


図 3.16: 温度変動 rms 値の半径方向変化

3.6 速度・温度同時計測による結合統計量

3.6.1 $y-z$ 平面上の主流方向全熱フラックス

図3.17に $x/d = 2.0, 4.0, 9.0$ および 15.0 の $y-z$ 平面上における全熱フラックスの分布を示す．なお，全熱フラックスは主流方向速度 U ，流体温度 θ および周囲流体温度 θ_a により $\overline{U(\theta - \theta_a)}$ と定義される．図の縦軸および横軸はそれぞれ噴流出口直径 d で無次元化された鉛直方向距離 y/d およびスパン方向距離 z/d ，コンターは噴流出口速度 U_J ，噴流出口温度 θ_J と周囲流体の温度 θ_a で無次元化された主流方向の熱フラックス $\overline{U(\theta - \theta_a)}/U_J(\theta_J - \theta_a)$ である．図3.5の主流方向平均速度および図3.14の平均温度の場合と同様に，噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ では，噴流中心近傍の領域に $\overline{U(\theta - \theta_a)}/U_J(\theta_J - \theta_a) \simeq 1$ のポテンシャルコア領域の存在が確認できる．噴流出口から離れるにつれ，噴流の幅の拡大とともに噴流中心の主流方向平均速度および平均温度の大きさの減少に伴い， $\overline{U(\theta - \theta_a)}/U_J(\theta_J - \theta_a)$ の減少が確認できる．

図 3.17: 主流方向全熱フラックス $\overline{U(\Theta - \Theta_a)}$ の $y-z$ 平面上分布

3.6.2 乱流熱フラックス

図 3.18 および 3.19 に主流方向速度変動値 u 、半径方向速度変動値 v_r および温度変動値 θ に基づく主流方向および半径方向の乱流熱フラックスの半径方向分布を示す。図の横軸は平均速度半値幅 $b_{\bar{U}}$ で無次元化された半径方向距離 $r/b_{\bar{U}}$ 、縦軸は中心軸上での流速 U_C と噴流中心温度と周囲流体の温度差 $\theta_C - \theta_a$ で無次元化された主流方向乱流熱フラックス $\overline{u\theta}/U_C(\theta_C - \theta_a)$ および半径方向乱流熱フラックス $\overline{v_r\theta}/U_C(\theta_C - \theta_a)$ である。噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ では、 $r/b_{\bar{U}} = 1$ 付近の領域でのみ大きい値がみられるが、噴流出口から離れるにつれて相似な値に近づく。既往研究の結果 (Chevray and Tutu^[55]: $Re_J = 330,000$, $x/d = 15$, Chua and Antonia^[56]: $Re_J = 17,000$, $x/d = 15$) と比較すると、本実験の $\overline{u\theta}/U_C(\theta_C - \theta_a)$ および $\overline{v_r\theta}/U_C(\theta_C - \theta_a)$ はいずれも最大値が小さい。これは温度変動 rms 値の場合と同様の理由によるものであると考えられる。

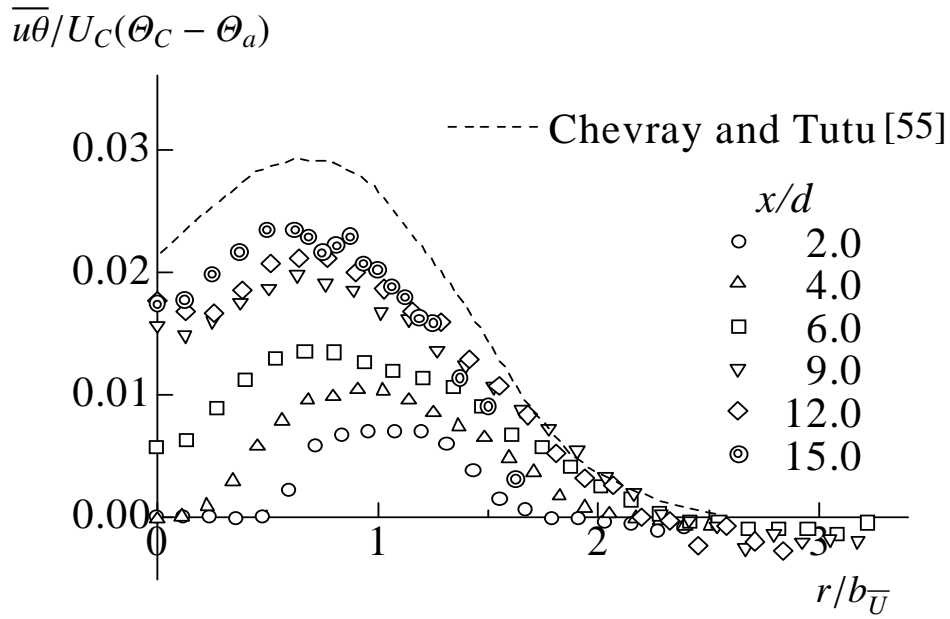


図 3.18: 主流方向乱流熱フラックスの半径方向分布

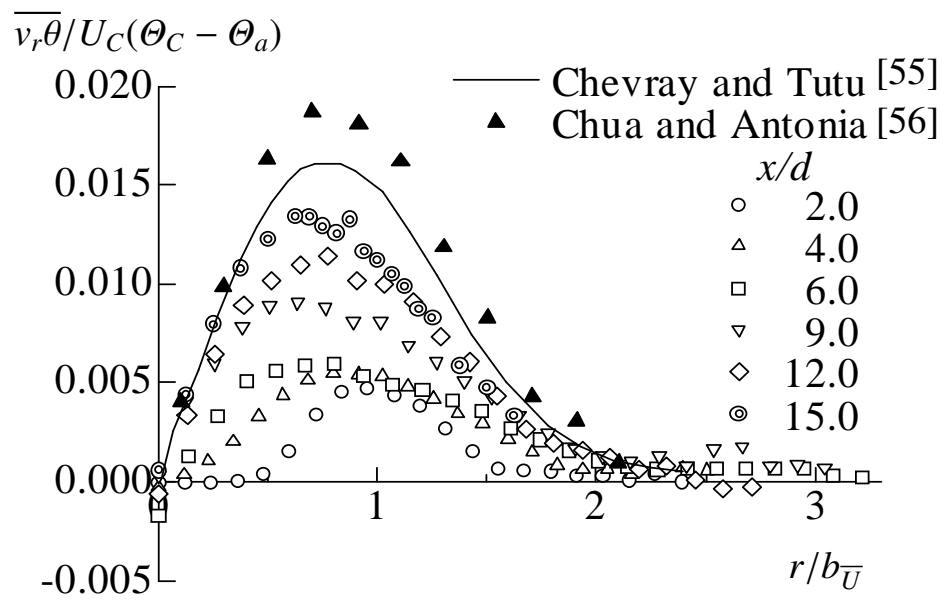


図 3.19: 半径方向乱流熱フラックスの半径方向分布

3.7 まとめ

本章ではタブを設置しない軸対称噴流の速度場および温度場の基本特性を明らかにした。以下に得られた主な結果を示す。

- 本実験で形成された噴流出口近傍の平均速度および平均温度分布はほぼ Top-Hat 形状である。
- 速度場や温度場の統計量が既往研究と同様の分布傾向を示した。
- 本実験で形成された軸対称噴流の速度場の統計量は噴流出口遠方の領域で解析解と同様の分布傾向を示すことから、典型的であることを確認した。

第4章 1つのタブが流動場および温度場に及ぼす影響

本章では、軸対称噴流の出口直後に半デルタ翼形状タブを1つ設置した場合における速度場と温度拡散場、およびそれらのタブを設置しなかった場合との相違について述べる。

4.1 半デルタ翼形状タブの諸元および設置位置

図4.1に本研究で用いた半デルタ翼形状タブの形状を示す。材質は真鍮であり、後退角が 60° 、突出高さ h が $h = 3.75 \text{ mm}$ ($h/d = 0.125$)、厚さ 0.90 mm の薄片である。

図4.2に1タブ設置時における噴流出口直後へのタブの設置位置を示す。なお、図中 r はタブの設置位置の半径方向ベクトル、 t は接線方向ベクトルである。 z 軸上の正の方向からタブを噴流の初期せん断層内に挿入した。また、流れに対する迎角は 30° に設定した。このとき、1つのタブの噴流出口に対する遮蔽率は 0.86% である。

また、今後の説明のために、タブ近傍の領域を以下のように定義する。図4.3に、図4.2の半径方向外側からタブを見たときの概略を示す。図のようにタブを含む $x-t$ 平面に対して、上流側を領域A、下流側を領域Bと定義した。

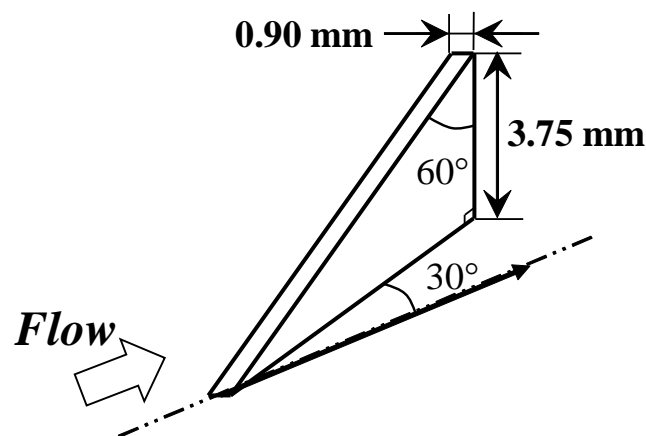


図 4.1: 半デルタ翼形状タブの概略

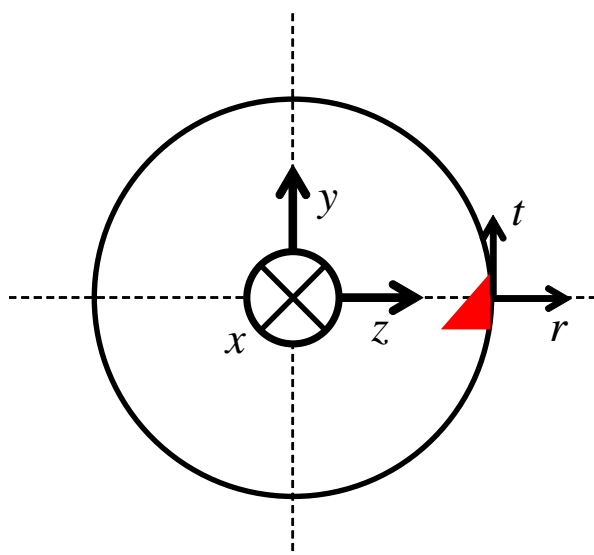


図 4.2: 噴流出口へのタブの設置

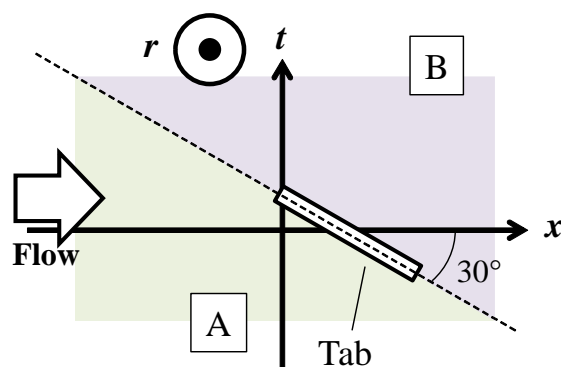


図 4.3: タブ周囲の領域の判別

4.2 速度統計量の変化

4.2.1 主流方向平均速度および平均渦度

図4.4に $x/d = 0.5, 1.0$ および 2.0 における主流方向平均速度分布を示す。また、図4.5に $x/d = 0.5, 1.0$ および 2.0 における主流方向の平均渦度分布を示す。これらの図の縦軸および横軸はそれぞれ噴流出口直径 d により無次元化された鉛直方向距離 y/d およびスパン方向距離 z/d 、コンターは噴流出口速度 U_j で無次元化された主流方向平均速度 \bar{U}/U_j および噴流出口速度 U_j と噴流出口直径 d で無次元化された主流方向平均渦度 $\Omega_x/(U_j/d) = (\partial\bar{W}/\partial y - \partial\bar{V}/\partial z)/(U_j/d)$ である。なお、図4.5では図ごとにコンターレベルが異なる。図4.4および4.5に重ねられたベクトルは $y-z$ 平面上における平均速度ベクトルであり、その大きさは $\sqrt{\bar{V}^2 + \bar{W}^2}$ である。なお、図4.4(a)には噴流出口とタブを重ね合わせている。設置されたタブにおいて、図中の $y/d = -0.25$ 付近に引かれた白点線が $x/d = 0.5$ におけるタブの上流側と下流側の領域の境界である。ただし、壁面噴流中ではあるが、壁面上に設置された半デルタ翼形状タブの背後の渦構造は主流によって下流方向に輸送され、その周囲の構造と混合して存在が不明瞭になるため^[57]、最も上流の計測位置の $x/d = 0.5$ のみに境界を示した。 $x/d = 0.5$ において、タブの背後の位置で \bar{U}/U_j が噴流中心と比較して小さいことが確認できる。また、タブの背後位置の近傍で平均速度ベクトルが時計回りに渦巻き、縦渦が生成されていることが確認できる。一方、図の右下方向に向かう強い流れが存在しており、 \bar{U}/U_j が大きい領域が外側へ拡大している。このことから、タブの上流側の面に当たった流体が偏向されて噴流の半径方向外側へと拡散することがわかる。また、 $x/d = 1.0$ および 2.0 では、タブの背後における渦度が減少することが確認できる。偏向流れも弱まるものの $x/d = 0.5$ と同様に確認できる。図4.6にタブ近傍の流動場の概略を示す。タブの下流側には縦渦が、上流側の面には偏向流れが存在する。縦渦の渦度はタブから遠ざかるにつれて減少する。偏向流れはタブの設置位置の半径方向外側だけではなく、周方向にも流体を拡散させる。

図4.7に $x/d = 4.0, 9.0$ および 15.0 における主流方向平均速度分布を示す。図の縦軸および横軸はそれぞれ噴流出口直径 d により無次元化された鉛直方向距離 y/d およびスパン方向距離 z/d 、コンターは噴流出口速度 U_j で無次元化された主流方向平均速度 \bar{U}/U_j である。 $x/d = 4.0, 9.0$ および 15.0 では、タブの影響を受けて \bar{U}/U_j が大きな領域がタブの挿入方向とは反対方向にずれる。また、下流に進むにしたがって \bar{U}/U_j の分布形状が軸対称に近づくが、そのずれは $x/d = 9.0$ でも残っていることが確認できる。 \bar{U}/U_j が最も大きい位置の x 軸からのずれの長さは $x/d = 4.0$ で $0.10d$ 、 $x/d = 9.0$ では $0.14d$ 、 $x/d = 15.0$ では $0.20d$ である。

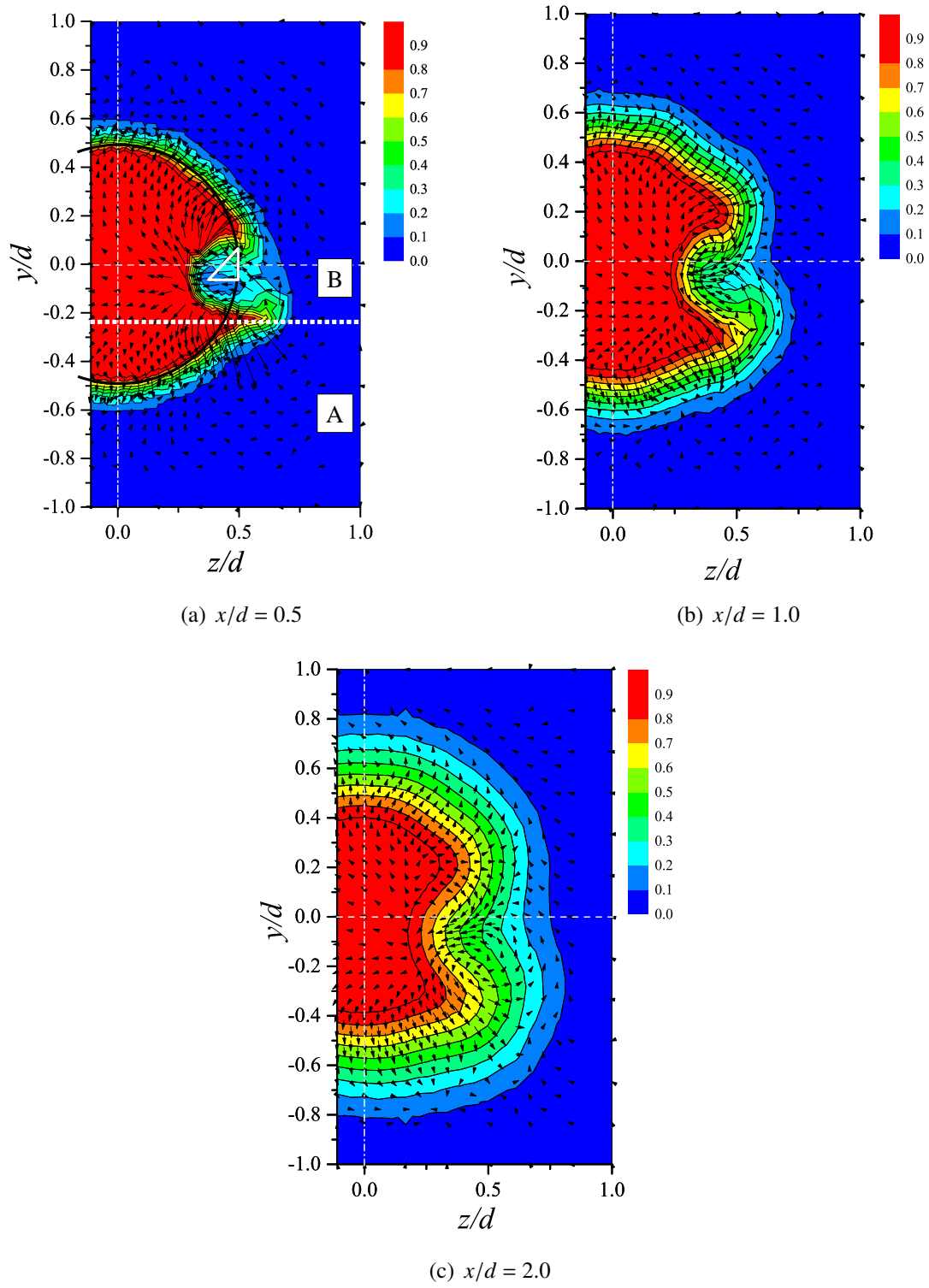
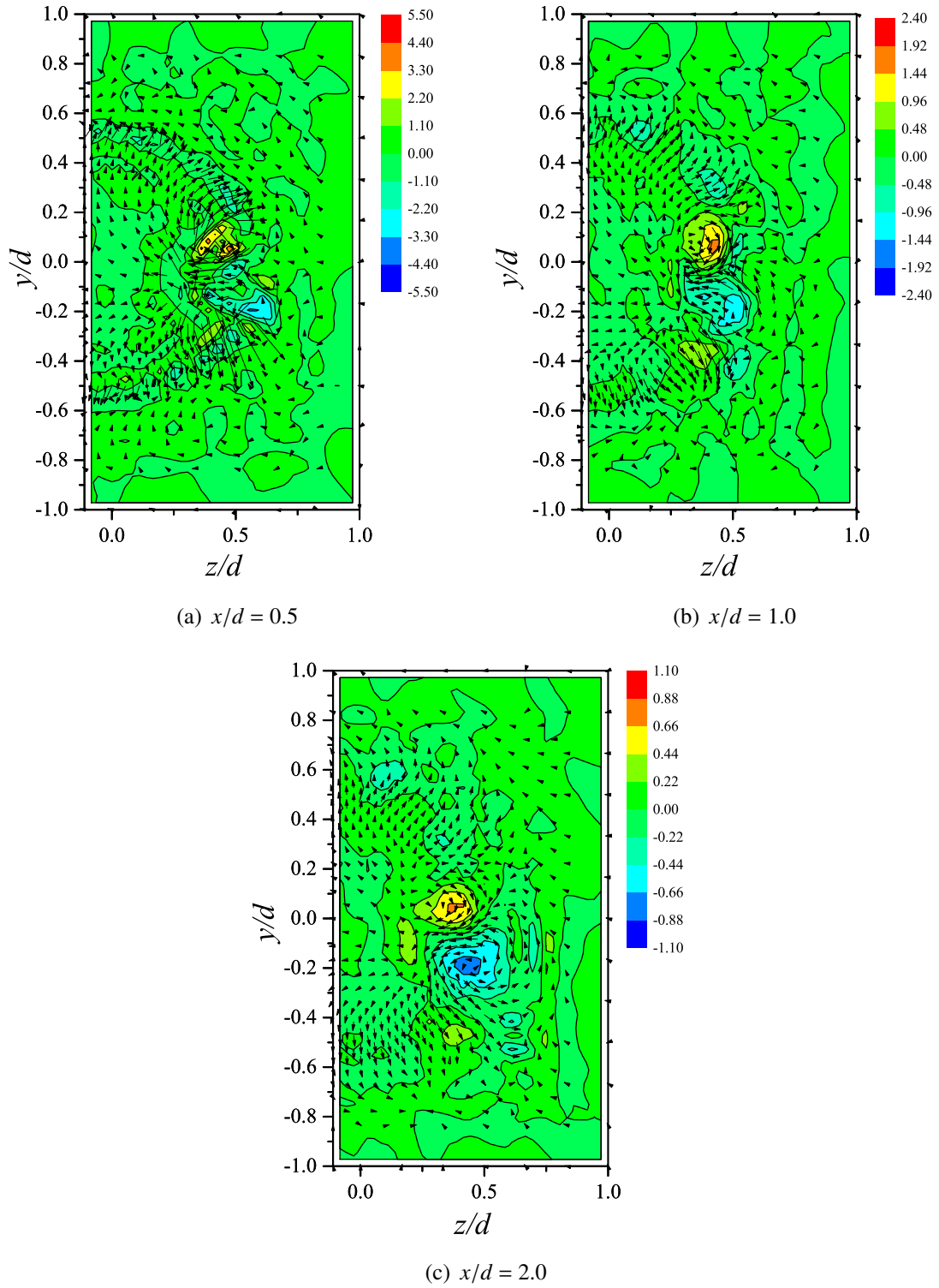


図 4.4: $y-z$ 平面上における主流方向平均速度 \bar{U}/U_J の分布

図 4.5: $y-z$ 平面上における主流方向平均渦度 $\Omega_x/(U_J/d)$ の分布

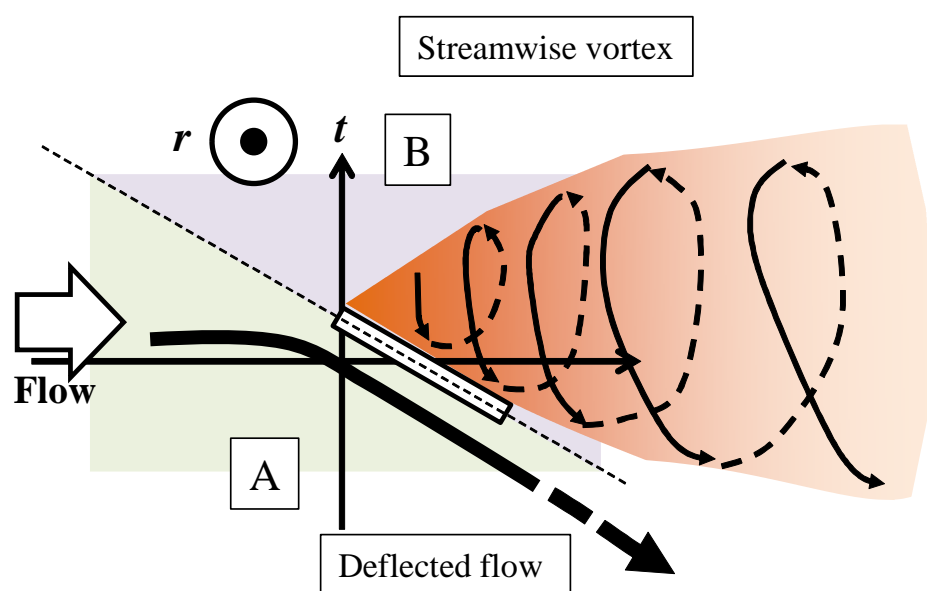
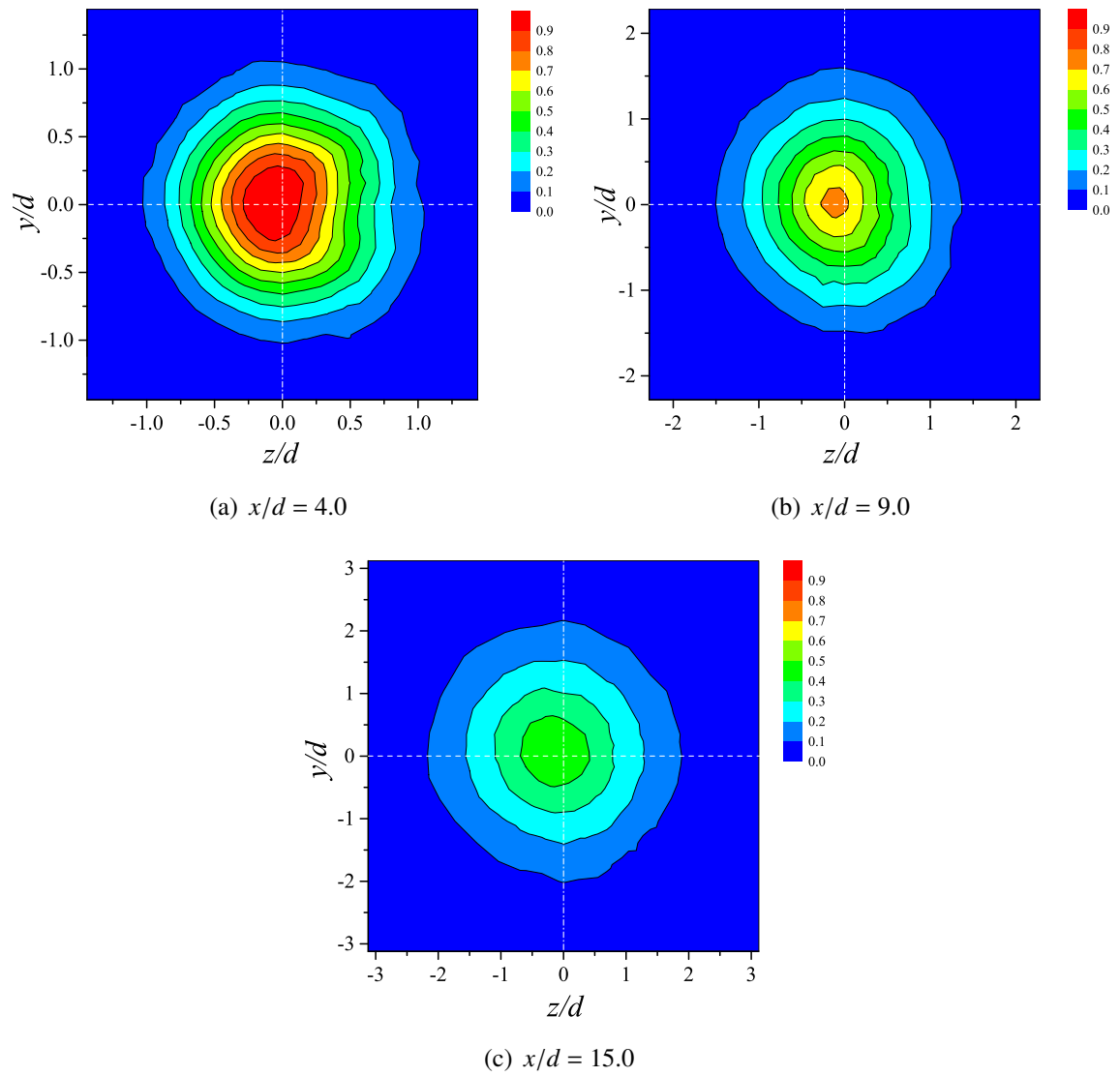


図 4.6: タブ近傍の流動場の概略

図 4.7: $y-z$ 平面上における主流方向平均速度 \bar{U}/U_J の分布

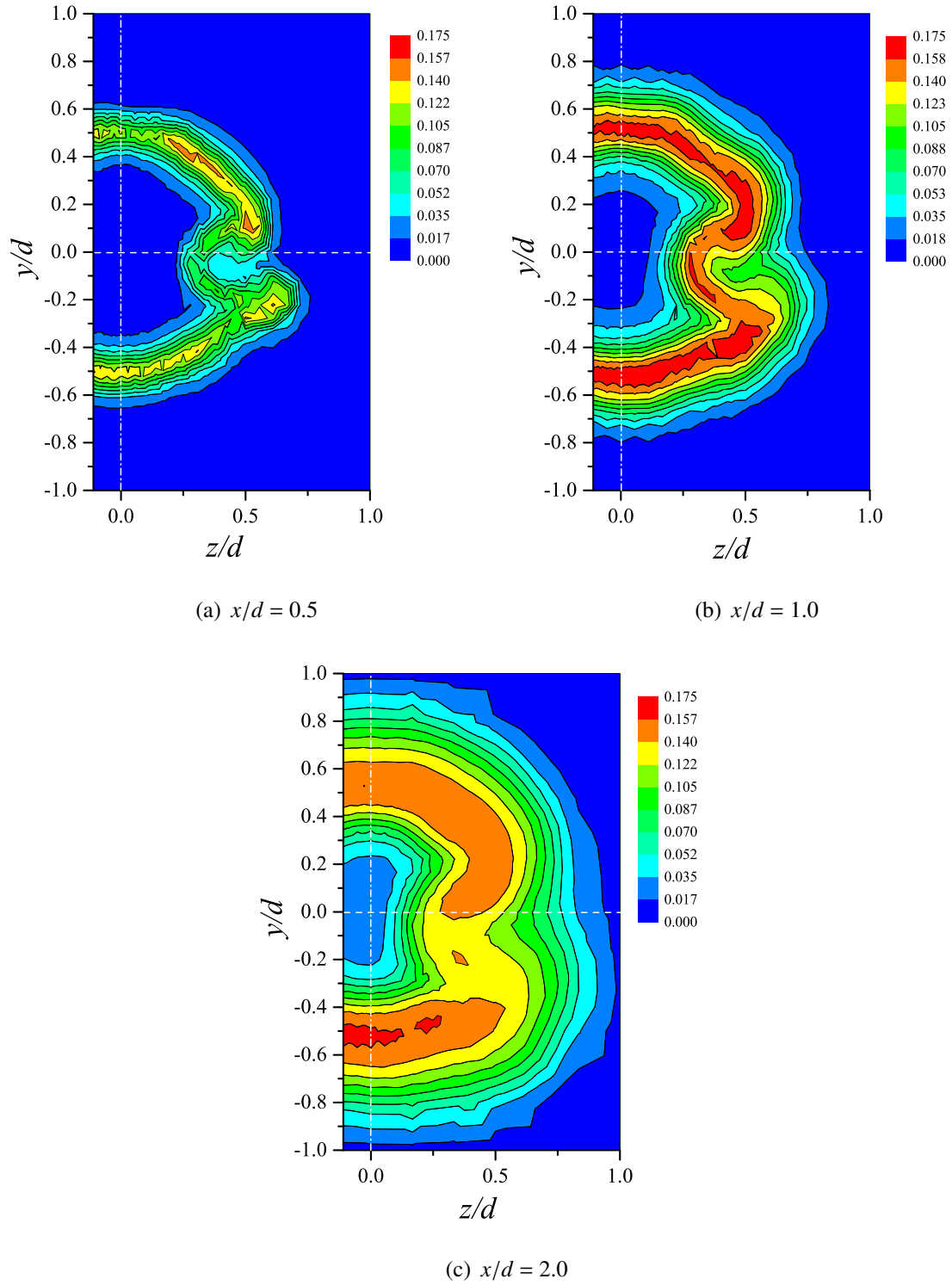
4.2.2 速度変動

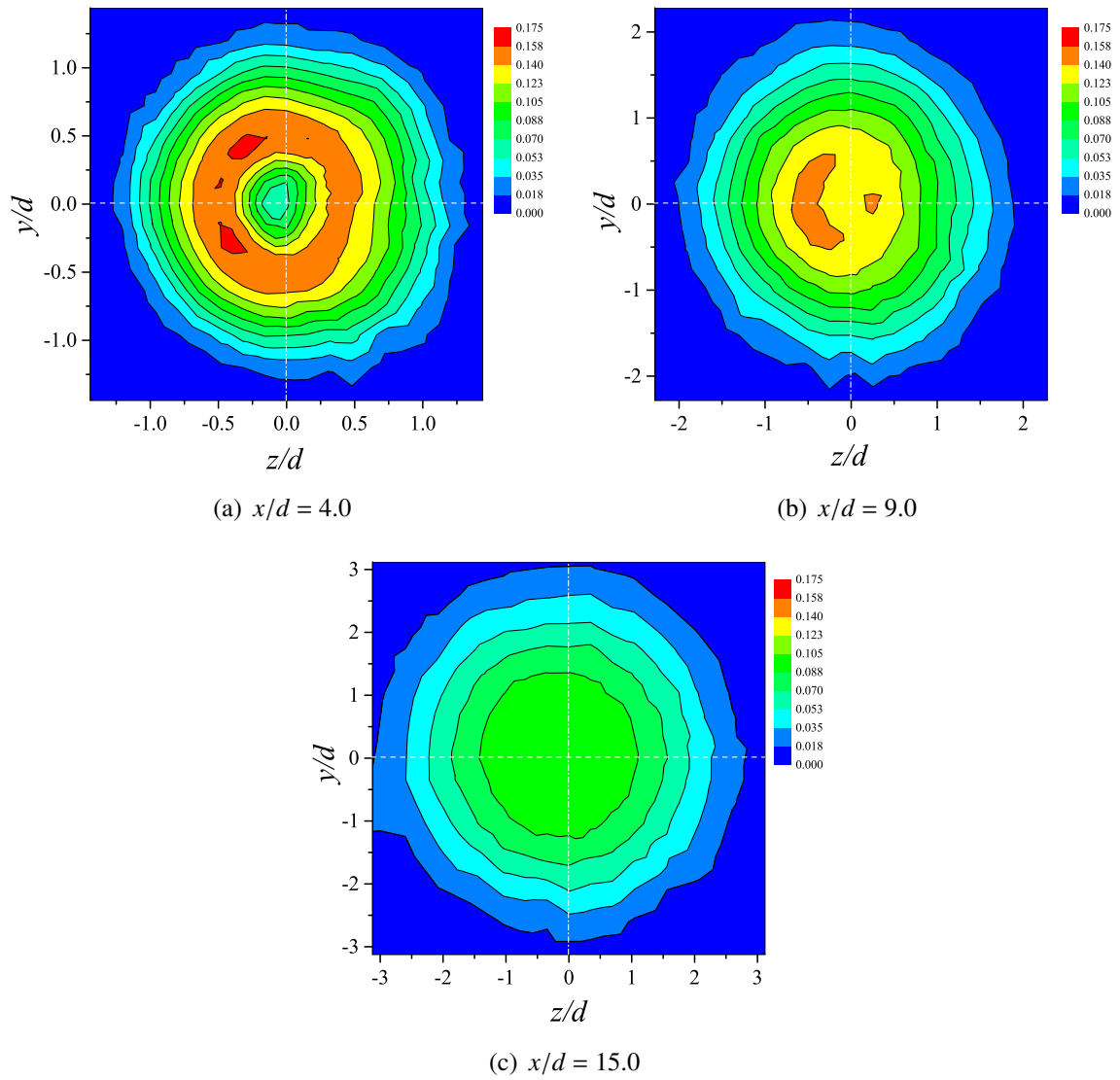
図4.8および4.9に $x/d = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 9.0$ および 15.0 における主流方向速度変動 rms 値の分布を示す。図の縦軸および横軸はそれぞれ噴流出口直径 d により無次元化された鉛直方向距離 y/d およびスパン方向距離 z/d ，コンターは噴流出口速度 U_j で無次元化された主流方向速度変動 rms 値 u'/U_j である。 $x/d = 0.5$ では，タブ背後位置の近傍で， $x/d = 1.0$ および 2.0 では，タブ背後位置の近傍および図4.4(b) および (c) において偏向流れが確認された位置で噴流と周囲流体との間に形成される位置と比較して u'/U_j が小さくなる。この理由に関して，レイノルズ応力 $\overline{u^2}$ の輸送方程式の生成項 (Production term) を詳細に書くと，以下の式で表される。

$$\text{Production of } \overline{u^2} = -\overline{u^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial x} - \overline{uv_r} \frac{\partial \overline{U}}{\partial r} - \overline{uv_\varphi} \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{U}}{\partial \varphi}. \quad (4.1)$$

式(4.1)右辺で支配的な項は $-\overline{uv_r} \partial \overline{U} / \partial r$ である。噴流外側への平均速度場の拡散が促進されることは，平均速度こう配の値の減少と同義である。したがって， $\overline{uv_r}$ の大きさが同一であると仮定すると，平均速度こう配の減少により $\overline{u^2}$ の生成項の大きさが減少することで， u'/U_j が減少すると考えられる。

また， $x/d = 4.0, 9.0$ および 15.0 では，下流に進むにしたがい $x/d = 0.5, 1.0$ および 2.0 タブで確認された u'/U_j の差異は小さくなり， $x/d = 15.0$ ではほぼ軸対称な分布をとる。

図 4.8: $y-z$ 平面上における主流方向速度変動 rms 値 u'/U_J の分布

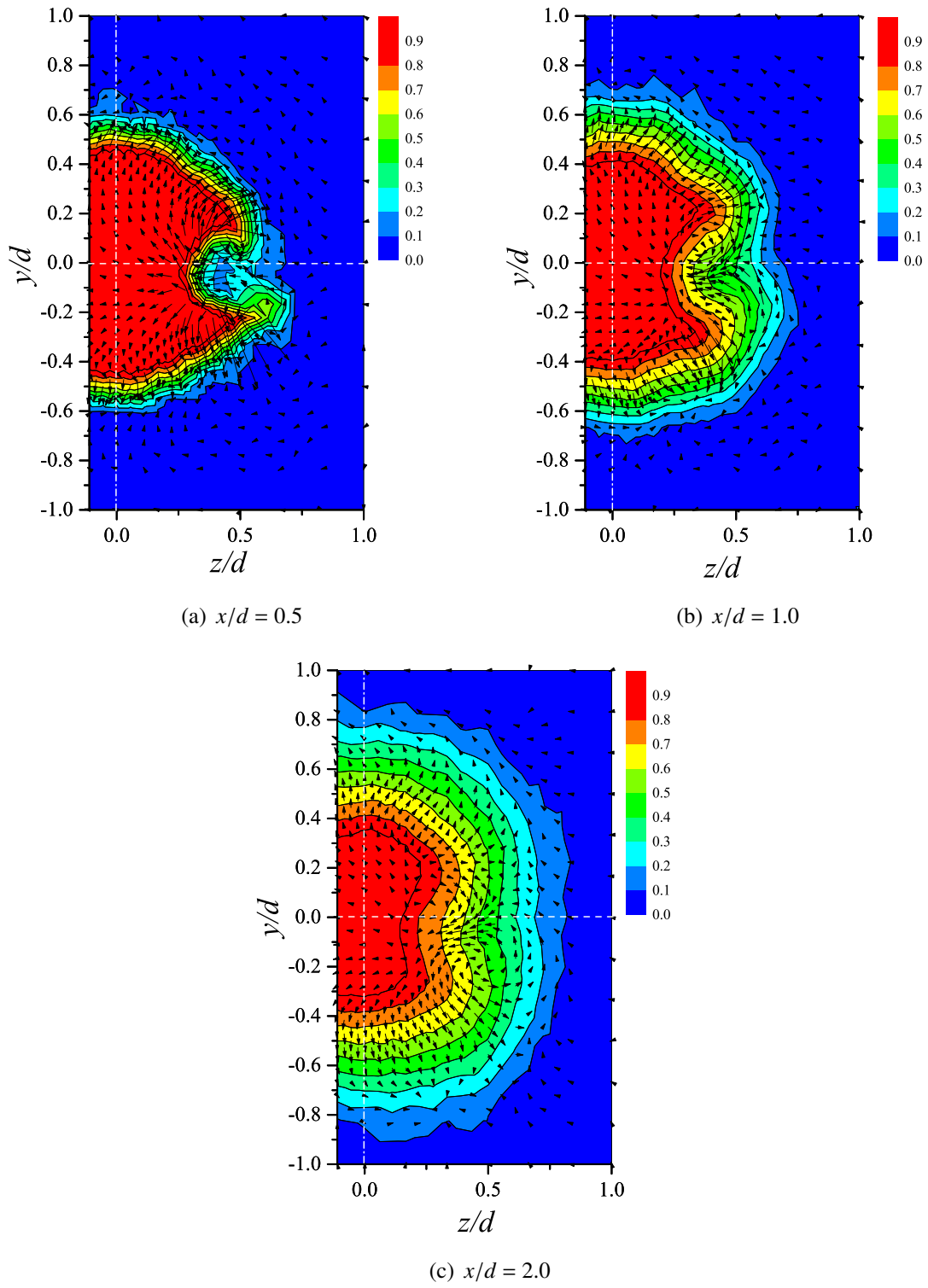
図 4.9: $y-z$ 平面上における主流方向速度変動 rms 値 u'/U_j の分布

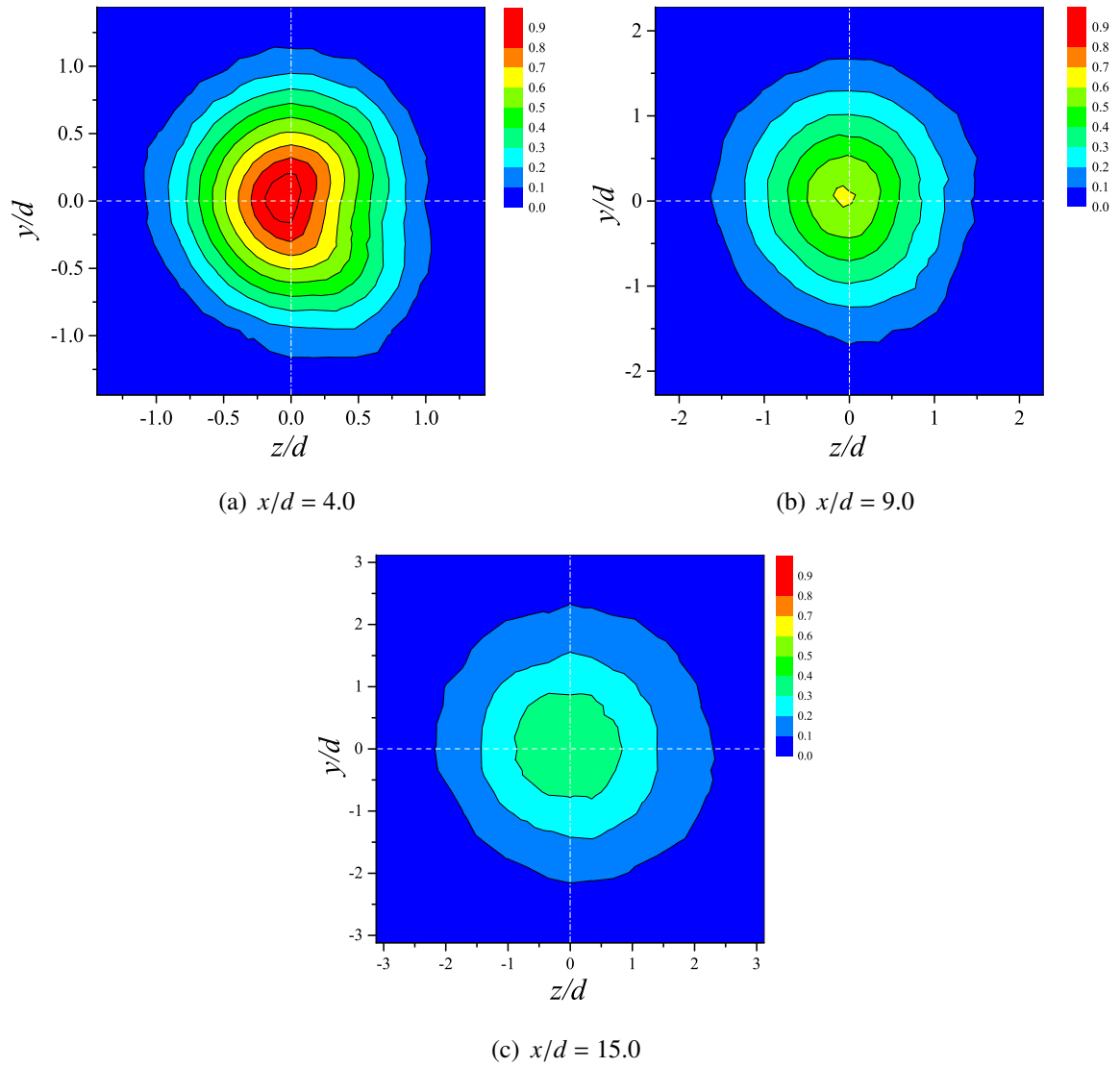
4.3 温度統計量の変化

4.3.1 平均温度

図4.10および4.11に $x/d = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 9.0$ および 15.0 の $y-z$ 平面上における平均温度分布を示す。図の縦軸および横軸はそれぞれ噴流出口直径 d により無次元化された鉛直方向距離 y/d およびスパン方向距離 z/d ，コンターは噴流出口の流体温度 θ_j および周囲流体温度 θ_a で無次元化された平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_j - \theta_a)$ である。図4.10に重ねられたベクトルは図4.4に示したものと同一の $y-z$ 平面上における平均速度ベクトルである。なお，図4.10(a)には噴流出口とタブを重ね合わせている。設置されたタブにおいて，図中の $y/d = -0.25$ 付近に引かれた白点線が $x/d = 0.5$ におけるタブの上流側と下流側の領域の境界である。最も上流の計測位置の $x/d = 0.5$ において，平均速度の場合と同様に，タブの背後の位置で $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_j - \theta_a)$ が噴流中心と比較して小さいことが確認できる。図の右下方向に向かう偏向流れにより $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_j - \theta_a)$ が大きい流体が噴流の半径方向外側へと拡散することがわかる。 $x/d = 1.0$ および 2.0 においても偏向流れによる平均温度が大きい流体の拡散が確認できる。

噴流出口から離れた位置の $x/d = 4.0, 9.0$ および 15.0 では，平均速度の場合と同様に $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_j - \theta_a)$ が大きな領域がタブの挿入方向とは反対方向にずれる。また，下流に進むにしたがって $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_j - \theta_a)$ の分布形状はほぼ軸対称となる。

図 4.10: $y-z$ 平面上における平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ の分布

図 4.11: $y-z$ 平面上における平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ の分布

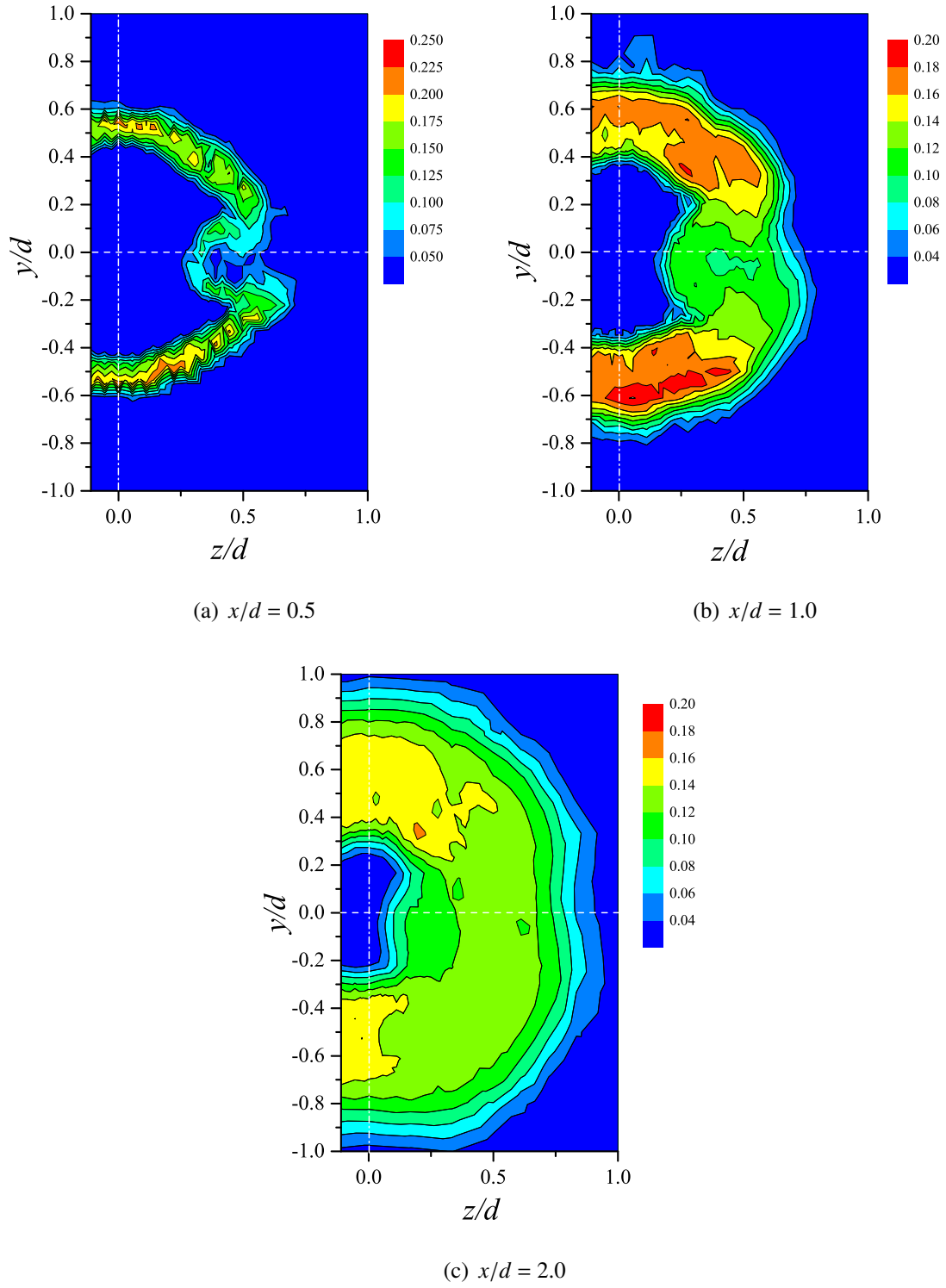
4.3.2 温度変動

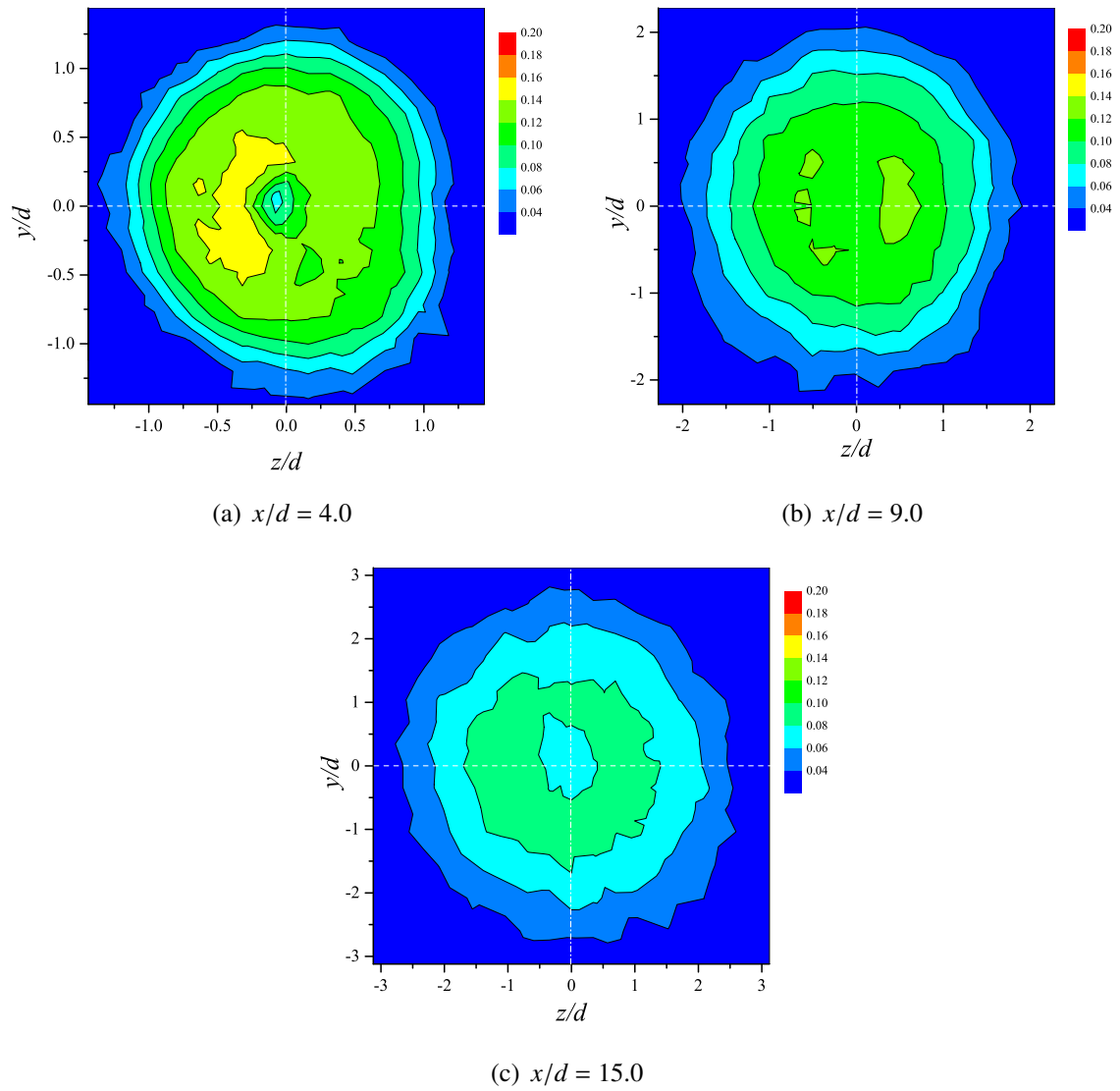
図4.12 および 4.13 に $x/d = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 9.0$ および 15.0 における温度変動 rms 値の分布を示す。図の縦軸および横軸はそれぞれ噴流出口直径 d により無次元化された鉛直方向距離 y/d およびスパン方向距離 z/d ，コンターは噴流出口の流体温度 θ_j および周囲流体温度 θ_a で無次元化された温度変動 rms 値 $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ である。なお，図ごとにコンターレベルが異なることに注意していただきたい速度変動の場合と同様に， $x/d = 0.5$ ではタブ背後位置の近傍で， $x/d = 1.0$ および 2.0 ではタブ背後位置の近傍および偏向流れが確認された位置で噴流と周囲流体との間に形成される位置と比較して $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ が小さくなる。この理由に関して，温度分散 $\overline{\theta'^2}$ の輸送方程式の生成項 (Production term) を詳細に書くと，以下の式で表される。

$$\text{Production of } \overline{\theta'^2} = -\overline{u\theta'} \frac{\partial \overline{\theta'}}{\partial x} - \overline{v_r \theta'} \frac{\partial \overline{\theta'}}{\partial r} - \overline{v_\varphi \theta'} \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{\theta'}}{\partial \varphi}. \quad (4.2)$$

式 (4.2) 右辺で支配的な項は $-\overline{v_r \theta'} \partial \overline{\theta'} / \partial r$ である。主流方向速度の場合と同様に，噴流外側への平均温度場の拡散が促進されることは，平均温度こう配の値の減少と同義である。したがって， $\overline{v_r \theta'}$ の大きさが同一であると仮定すると，平均温度こう配の減少により $\overline{\theta'^2}$ の生成項の大きさが減少するため， $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ が減少すると考えられる。

また，噴流出口から離れた位置の $x/d = 4.0, 9.0$ および 15.0 では，下流に進むにしたがい $x/d = 0.5, 1.0$ および 2.0 タブで確認された $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ の差異は小さくなり， $x/d = 15.0$ ではほぼ軸対称な分布をとる。

図 4.12: $y-z$ 平面上における温度変動 rms 値 $\theta' / (\theta_J - \theta_a)$ の分布

図 4.13: $y-z$ 平面上における温度変動 rms 値 $\theta' / (\theta_J - \theta_a)$ の分布

4.4 まとめ

本章では，噴流出口直後に半デルタ翼形状タブを1つ設置し，速度場および温度場の変化について調査した．以下に得られた主な知見を示す．

- タブ近傍では，タブの背後の領域で縦渦が発生する．一方，タブの上流側の面に衝突した流れは偏向され，平均速度や平均温度が大きい流体が噴流の半径方向外側へ向かって拡散する．(図 4.4, 4.4, 4.5, 4.10) また，タブ背後位置の近傍や偏流が確認された位置では速度変動や温度変動が小さくなる．(図 4.8, 4.13)
- タブは噴流のポテンシャルコア領域の平均速度分布や平均温度分布形状を変形させ，噴流中心をタブの挿入方向とは反対に変位させる．しかし，下流へ進むと分布形状は円形に近づく．(図 4.7, 4.11)

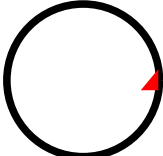
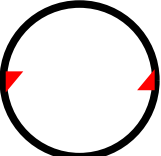
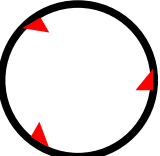
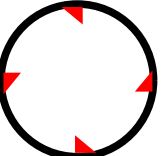
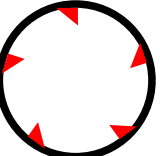
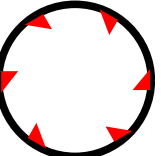
第5章 タブの数が流動場および温度場に及ぼす影響

4章では1個のタブを設置した場合について考察した。本章では、それらに加えて2~6個のタブを設置した場合における速度場および温度場の変化を明らかにした。また、噴流拡散・混合を促進・抑制させる手法としての半デルタ翼形状タブの最適数についての考察を行った。

5.1 タブの数と噴流出口への配置

表5.1に設置するタブの数を変化させた場合に噴流出口上流側から見たタブの配置を示す。1タブ設置時を除いて、タブは噴流出口について周方向に一様になるように配置されている。タブの形状、迎角およびタブの突き出し高さは4章のものと同一である。

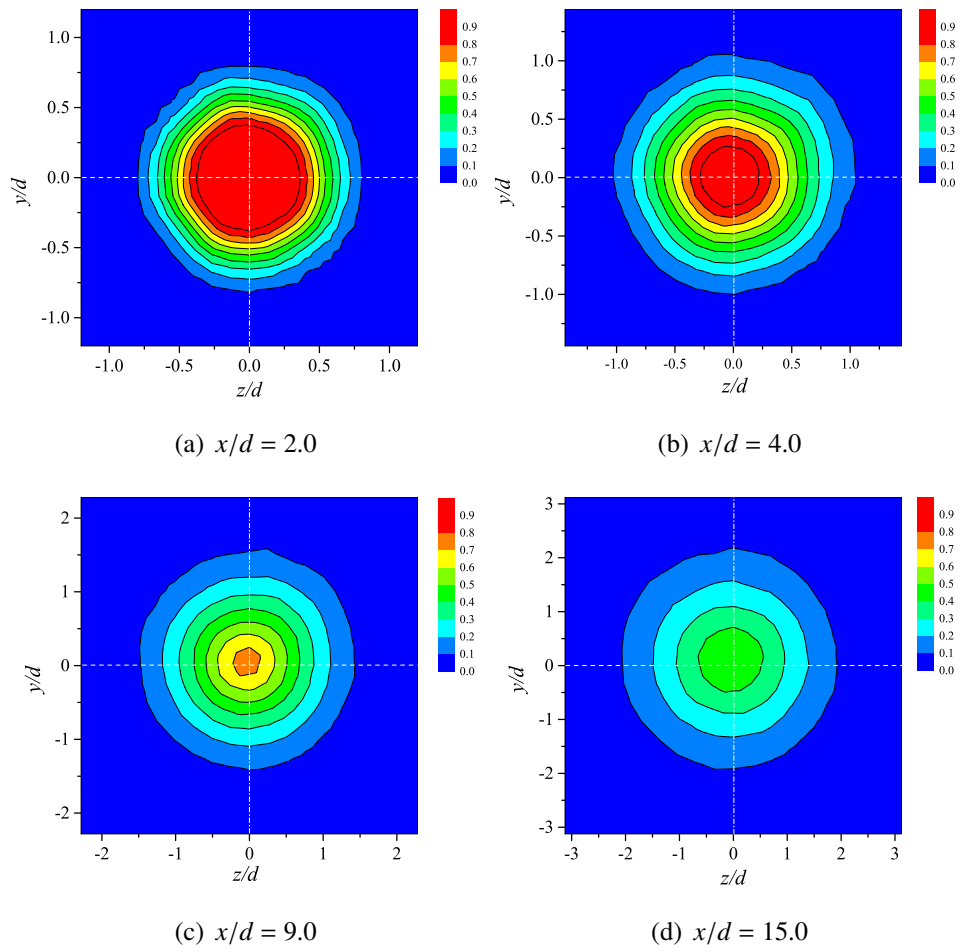
表 5.1: タブの数の変化による噴流出口直後におけるタブの配置

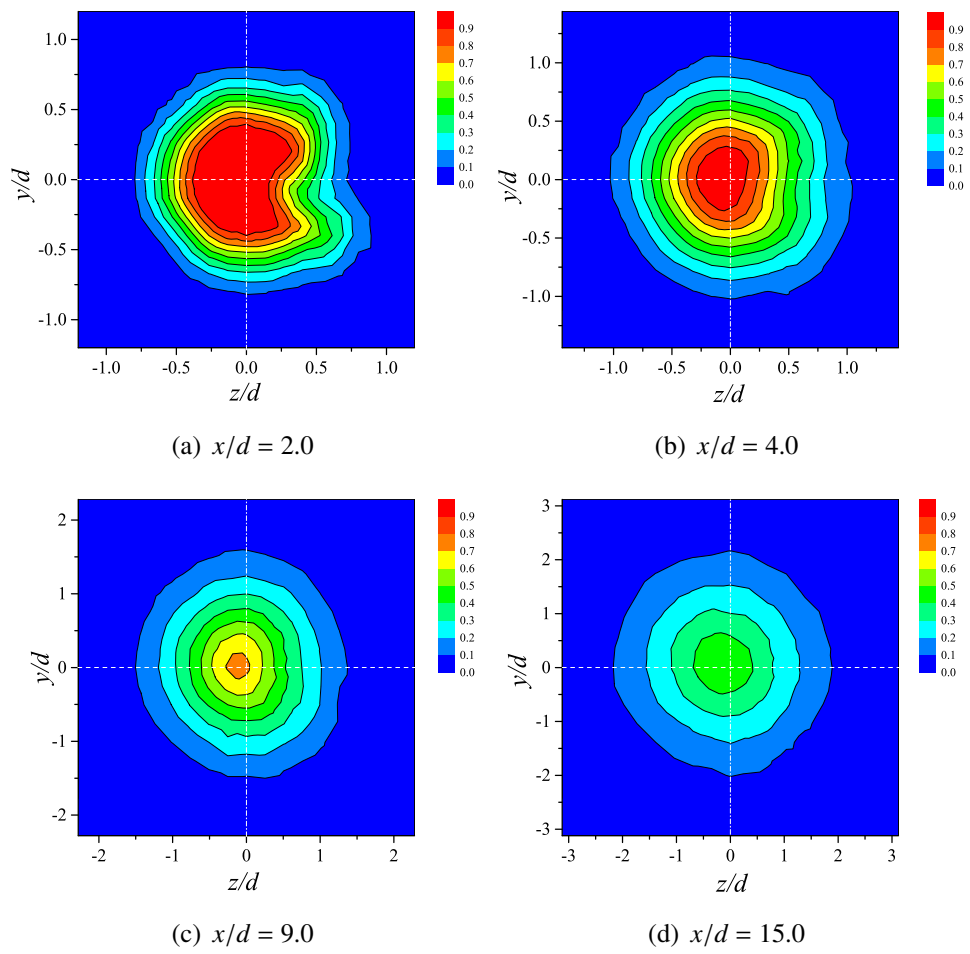
| 1 tab | 2 tabs | 3 tabs | 4 tabs | 5 tabs | 6 tabs |
|---|---|---|--|---|---|
|  |  |  |  |  |  |

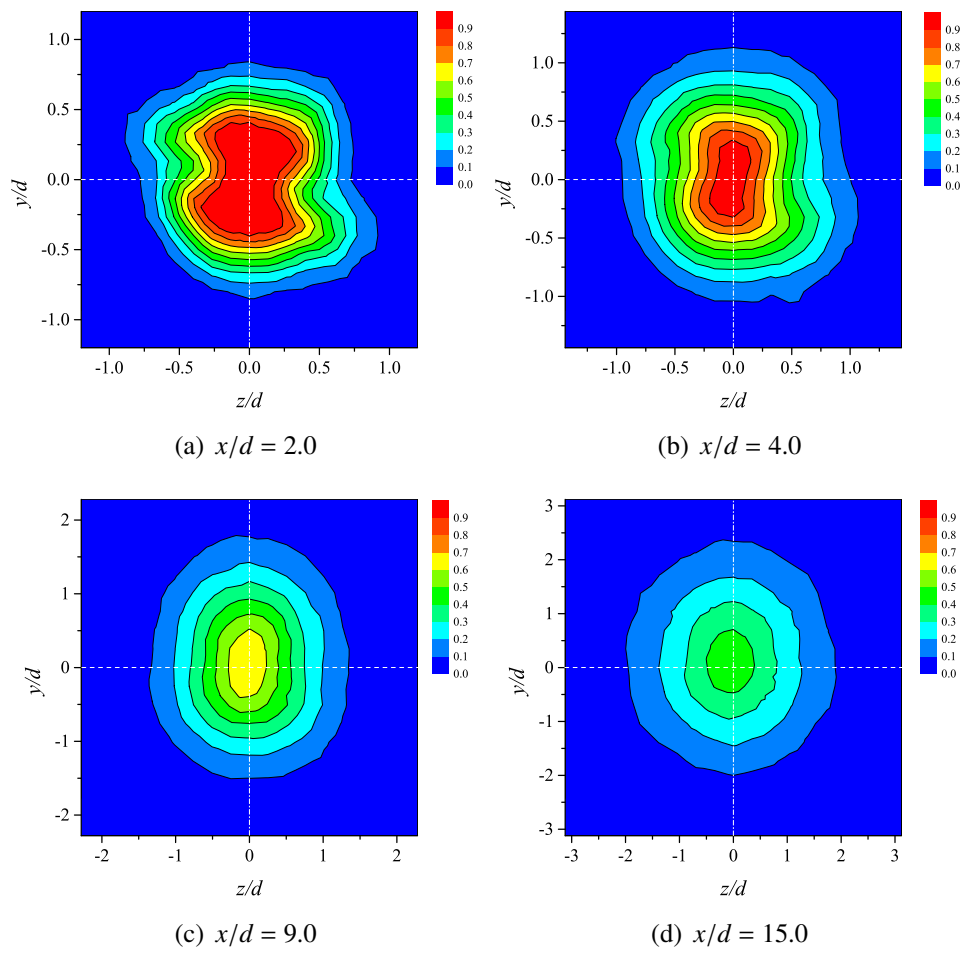
5.2 速度統計量の変化

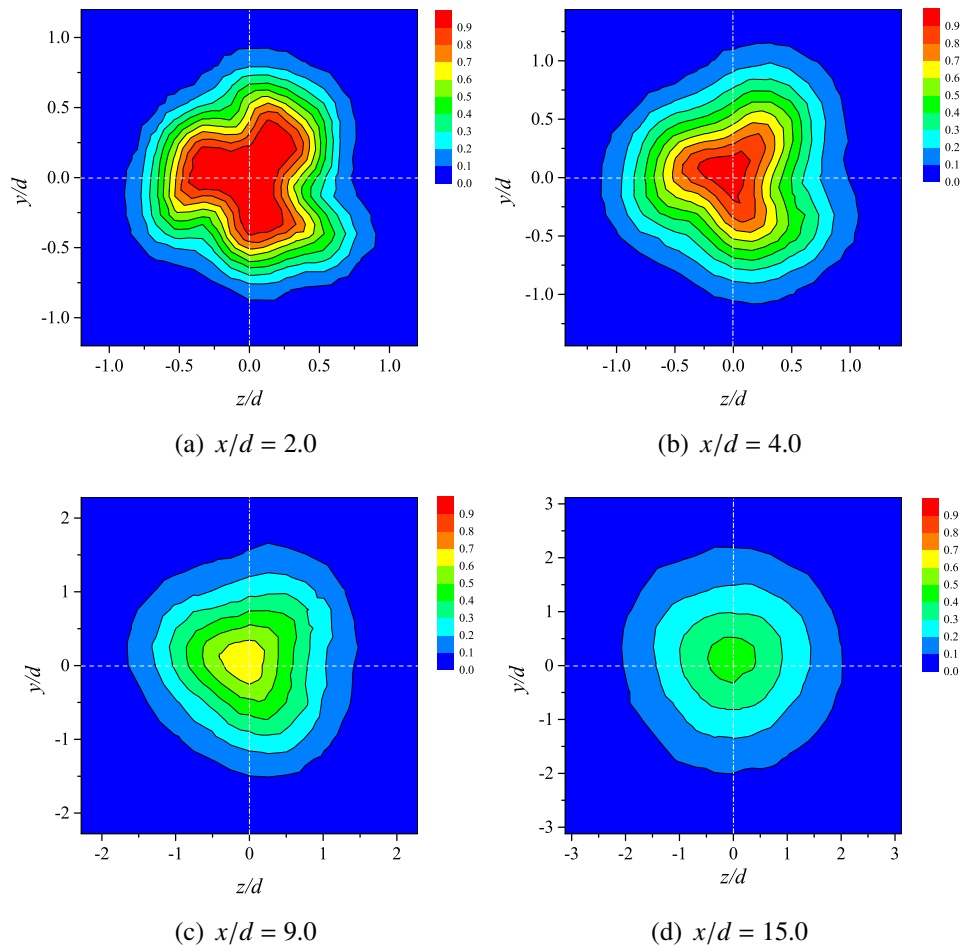
5.2.1 $y-z$ 平面上の平均速度場

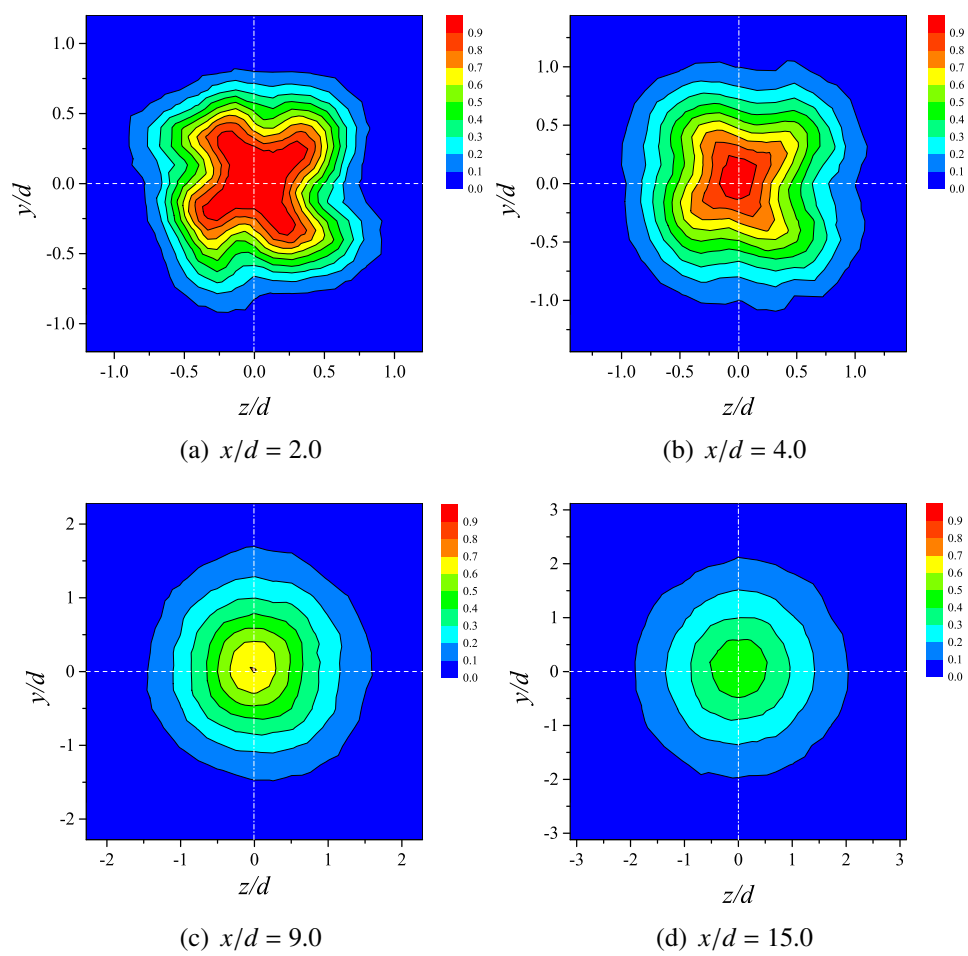
図5.1～5.7に、タブ無しの場合および1～6タブ設置時の $x/d = 2.0, 4.0, 9.0$ および 15.0 の $y-z$ 平面上における平均速度分布を示す。図の縦軸および横軸は噴流出口直径 d により無次元化された鉛直方向距離 y/d およびスパン方向距離 z/d 、コンターは噴流出口速度 U_j で無次元化された主流方向平均速度 \bar{U}/U_j である。噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ では、タブの設置されている背後の位置で $\bar{U}/U_j \approx 1$ となるポテンシャルコア領域が変形していること、また隣接するタブとタブの間の領域から \bar{U}/U_j が大きい領域が半径方向外側へと拡大していることが確認できる。噴流出口から離れるにつれて分布は軸対称に近づくが、 $x/d = 9.0$ ではタブの数が4, 5 および 6 個の場合にはほぼ軸対称であるのに対して、2 および 3 個の場合には、そうになっていないことが確認できる。更に下流に進んだ $x/d = 15.0$ では3タブ設置時にはほぼ軸対称になるが、2タブ設置時には依然として軸対称にはなっていない。この2タブ設置時の結果は Mi and Nathan^[36] による軸対称噴流に2つのデルタタブを設置した場合の平均温度場の形状が噴流出口遠方の領域 ($x/d = 20$) までタブの挿入方向とは垂直な方向に伸張される報告と同じ傾向となった。

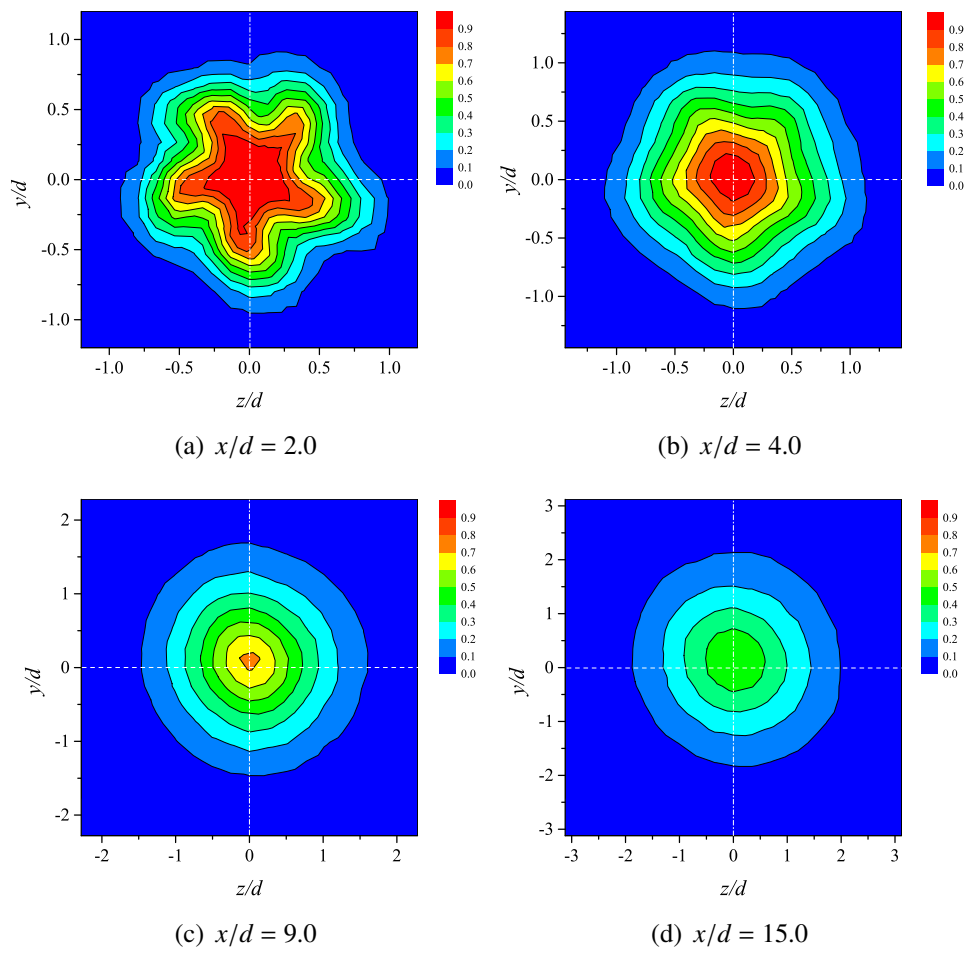
図 5.1: タブ無しの場合の $y-z$ 平面上における主流方向平均速度 \bar{U}/U_J の分布

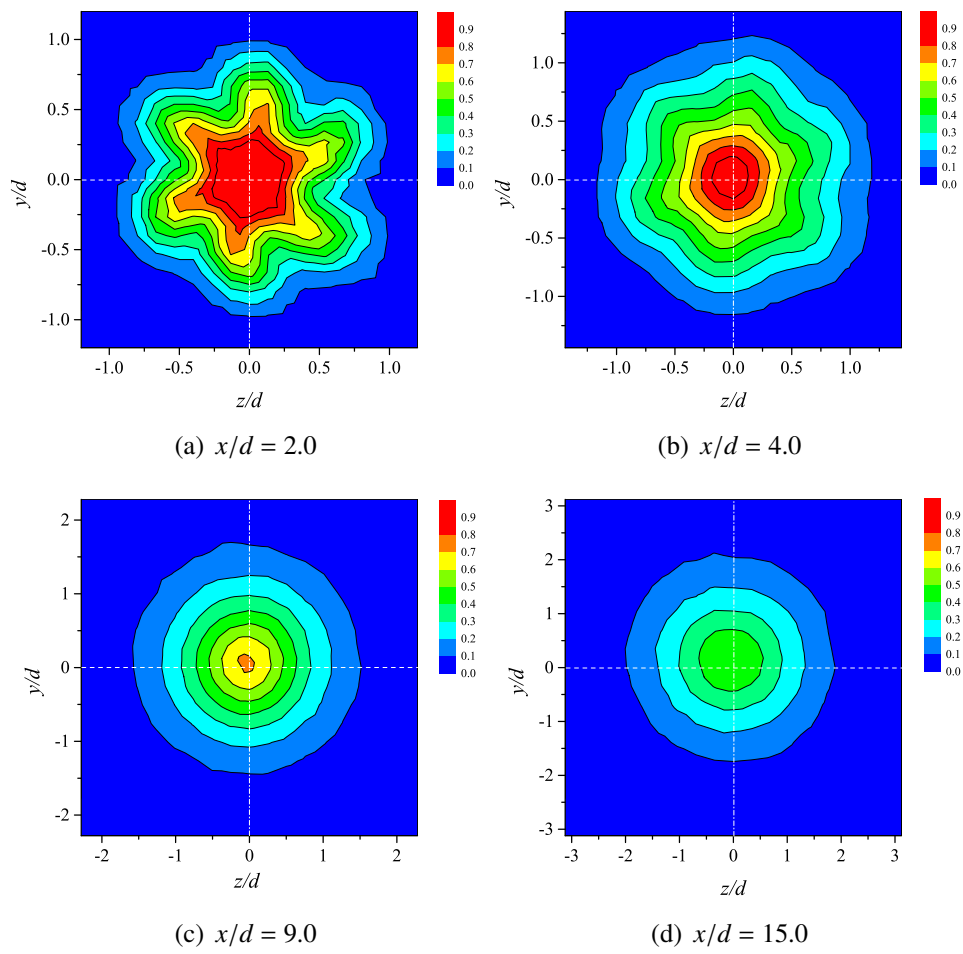
図 5.2: 1 タブ設置時の $y-z$ 平面上における主流方向平均速度 \bar{U}/U_j の分布

図 5.3: 2 タブ設置時の $y-z$ 平面上における主流方向平均速度 \bar{U}/U_J の分布

図 5.4: 3 タブ設置時の $y-z$ 平面上における主流方向平均速度 \bar{U}/U_J の分布

図 5.5: 4 タブ設置時の $y-z$ 平面上における主流方向平均速度 \bar{U}/U_j の分布

図 5.6: 5 タブ設置時の $y-z$ 平面上における主流方向平均速度 \bar{U}/U_J の分布

図 5.7: 6 タブ設置時の $y-z$ 平面上における主流方向平均速度 \bar{U}/U_J の分布

5.2.2 噴流中心軸上の速度場

図 5.8 に 2~6 タブ設置時の噴流中心軸上における主流方向平均速度および速度変動 rms 値の主流方向変化を示す。なお、1 タブ設置時は噴流中心と x 軸が一致しないため掲載していない。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸は噴流出口速度 U_j で無次元化された主流方向平均速度 \bar{U}/U_j および主流方向速度変動 rms 値 u'/U_j である。タブを設置した場合には，タブの数によらず噴流出口近傍の $x/d = 3$ 付近から \bar{U}/U_j が減少すること，および u'/U_j が急激に増大することが確認できる。特に 3 タブ設置時にこの傾向が顕著である。また， u'/U_j の最大値はタブ無しの場合が最も大きく，次いで 2 タブ，3 タブ，4 タブ，5 タブと続き，6 タブ設置時の値が最も小さい。

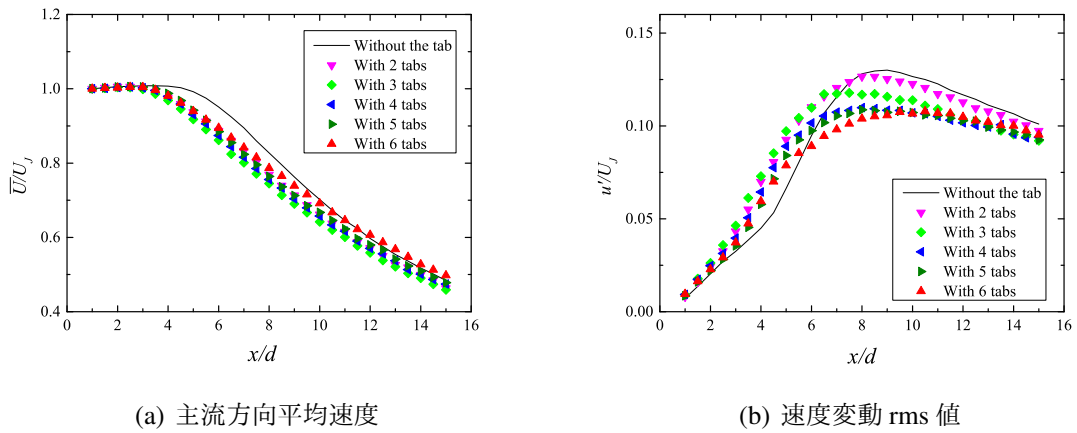


図 5.8: 噴流中心軸上における速度統計量

5.2.3 流量

$y-z$ 平面上の平均速度分布に基づいて、主流方向への流量の変化を算出した。噴流の初期流量 q_J で無次元化された $x/d = i$ における流量 q_i^* は次の式により表される。

$$q_i^* = \frac{q_i}{q_J} = \frac{\iint \bar{U}_i(y, z) dy dz}{U_J(\pi d^2/4)}. \quad (5.1)$$

なお、噴流出口における初期速度分布は Top-Hat 形状であることを仮定している。また、積分領域は $\bar{U}/U_J \approx 0$ となる領域を含む十分広い範囲をとった。図 5.10 に各タブ数における流量の主流方向変化、および各主流方向の位置におけるタブ無しの場合に対する流量の増大割合を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d 、縦軸は (a) 噴流の初期流量 q_J で無次元化された流量 q_i^* 、および (b) タブ無しの場合に対する流量の増大割合 $(q_i^* - q_{i,wo}^*)/q_{i,wo}^*$ である。なお、図のバーは 95%信頼区間を表す。 $x/d = 1 \sim 4$ では、設置するタブ数にしたがい $(q_i^* - q_{i,wo}^*)/q_{i,wo}^*$ が増大、つまり周囲流体の取り込みが促進されていることがわかる。また、 $x/d = 12 \sim 15$ では、タブの数が 1, 2 および 3 個の場合には、タブ数の増加にしたがい、 $(q_i^* - q_{i,wo}^*)/q_{i,wo}^*$ が増大、つまり周囲流体の取り込みが促進されている。しかし、タブの数が 4, 5 および 6 個の場合には、タブ数の増加にしたがい $(q_i^* - q_{i,wo}^*)/q_{i,wo}^*$ が減少、つまり周囲流体の取り込みが抑制される。上記のように、3 タブ設置時と 6 タブ設置時に特徴的な変化が見られたことから、以降はこれらの場合に対して考察を行う。

周囲流体の取り込み率 q_e は、以下の式で表される。

$$q_e = \frac{q_j - q_i}{(j - i)d}. \quad (5.2)$$

なお、 q_i と q_j はそれぞれ $x/d = i$, $x/d = j$ における流量である。図 5.11 に周囲流体の取り込み率を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d 、縦軸は (a) 初期流量 q_J で無次元化された q_e/q_J および (b) タブ無しの場合との比 $[q_e/q_J]/[q_e/q_J]_{wo}$ である。なお、 q_e を算出するための区間は $(i, j) = (1, 2), (2, 4), (4, 6), (6, 9), (9, 12)$ および $(12, 15)$ である。また、図中のバーは 95%信頼区間を表す。 $x/d = 1 \sim 4$ の領域では、3 タブおよび 6 タブ設置時においていずれもタブ無しの場合と比較して値が大きく、周囲流体の取り込みが促進されている。下流へ進むと、3 タブ設置時において $x/d < 12$ まではタブ無しの場合と比較して値が大きいが、6 タブ設置時では $x/d > 4$ の領域でタブ無しの場合と比較して値が小さい。また、 $\mathbf{V}_e(x, l)$ は周囲流体の取り込み速度ベクトル、 l はそれを定義する境界であるとしたときに、図 5.9 に境界 l における周囲流体の取り込みの概略を示す。ここで、 $d\mathbf{l}$ は $\mathbf{V}_e(x, l)$ が定義される微小要素における位置の l の接線ベクトル、 \mathbf{n} は法線ベクトルであり、 $\mathbf{V}_e(x, l)$ は \mathbf{n} と平行であると仮定する。このとき、 q_e は以下の式に書き換えられる。

$$q_e = \frac{1}{(j - i)d} \int_{x=id}^{x=jd} \oint_l \mathbf{V}_e(x, l) d\mathbf{l} dx. \quad (5.3)$$

さらに、 $x/d = i \sim j$ まで $\mathbf{V}_e(x, l)$ が一定であると仮定すると、 q_e は以下の式で表される。

$$q_e = \oint_l \mathbf{V}_e d\mathbf{l}. \quad (5.4)$$

しかし、本実験で V_e の計測およびその定義位置を特定することは困難である。そこで、 V_e は平均速度の半値幅 ($\bar{U}/U_C = 0.5$) の位置における主流方向平均速度こう配に代表されると仮定した。これを用いると、

$$q'_e = \oint_{l:\bar{U}/U_C=0.5} \frac{d\bar{U}}{dn} dl = \frac{d\bar{U}}{dn} L \quad (5.5)$$

と表される。ここで、 n は図 5.9 中の n の方向距離、 L は $\bar{U}/U_C = 0.5$ となる座標位置をつないだ距離、つまり $\bar{U}/U_C = 0.5$ の等値線の長さである。また、 $|d\bar{U}/dn|$ にかかる上付きバーは $\bar{U}/U_C = 0.5$ の等値線上の平均を意味する。図 5.12 に平均速度半値幅の位置における平均速度こう配の積分値を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d 、縦軸は (a) 噴流出口速度 U_J で無次元化された q'_e/U_J および (b) タブ無しの場合との比 $[q'_e/U_J]/[q'_e/U_J]_{wo}$ である。なお、図中のバーは 95%信頼区間を表す。図 5.11(b) および図 5.12(b) に示される q_e/q_J と q'_e/U_J のタブ無し場合に対する比は大小関係が入れ替わる位置や極値をとる位置が異なるが、いずれも変化の傾向が同じである。このことから、噴流の取り込み速度と平均速度こう配の大きさを関連付けて検討することができる。3 タブ設置時には、 q'_e/U_J は $x/d \leq 9$ の領域までタブ無しの場合と比較して大きく、それ以降の下流の領域では小さくなる。また、6 タブ設置時には q'_e/U_J は噴流出口近傍の $x/d \leq 2$ の領域でタブ無しの場合と比較して大きく、それ以降の下流の領域では小さくなる。その理由を、式 (5.5) の平均速度半値幅の等値線上の平均速度こう配の平均値および等値線の長さより説明する。図 5.13 に平均速度半値幅の等値線上の平均速度こう配の平均値、図 5.14 に平均速度半値幅の等値線の長さの主流方向変化を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d 、縦軸は噴流出口直径 d および噴流出口速度 U_J で無次元化された $d\bar{U}/dn/(U_J/d)$ (図 5.13) および L/d (図 5.14) である。なお、それぞれの図にはタブ無しの場合との比を合わせて提示している。図中のバーは 95%信頼区間を表す。3 タブ設置時には、 $d\bar{U}/dn/(U_J/d)$ は常にタブ無しの場合と比較して小さいが、 L/d はタブ無しの場合と比較して常に大きい。したがって、平均速度場の拡散の促進により平均速度こう配は減少するが、 L/d がタブ無しの場合と比較して大きいため、取り込み効果が噴流出口の遠方まで促進されるといえる。また、6 タブ設置時の $x/d < 2$ の領域では、噴流の拡大に伴って速度分布が周方向に均一でなく、 $d\bar{U}/dn/(U_J/d)$ に対して L/d が大きいため、取り込み効果が促進されたといえる。しかし、それ以降の下流の領域では、 L/d が小さくなること、また噴流の拡大によって $d\bar{U}/dn/(U_J/d)$ が小さくなることで取り込み効果が抑制されたと考えられる。また、 $x/d > 12$ の領域で L/d はタブ無しの場合と比較して小さく、 $d\bar{U}/dn/(U_J/d)$ は大きい。これは噴流の拡大が抑制され、 $d\bar{U}/dn/(U_J/d)$ がタブ無しの場合と比較して大きく減少しなかったためであると考えられる。

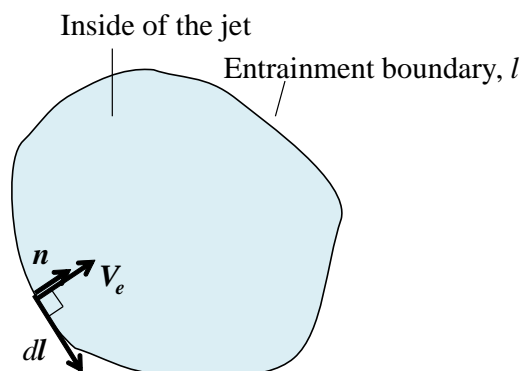
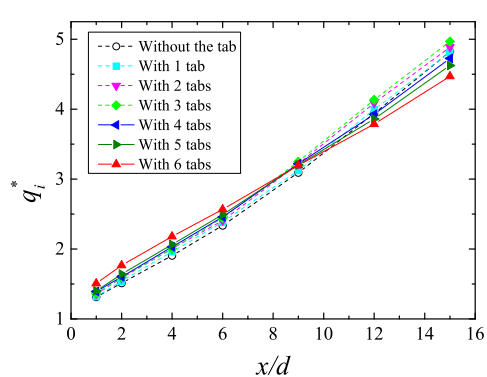
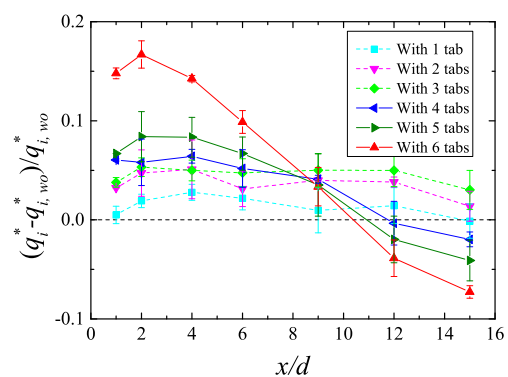


図 5.9: 周囲流体の取り込み速度および取り込み速度を定義する境界の概略

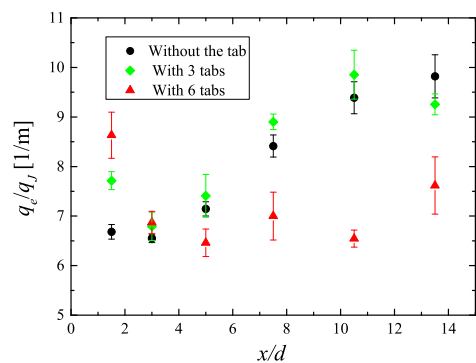


(a) 流量

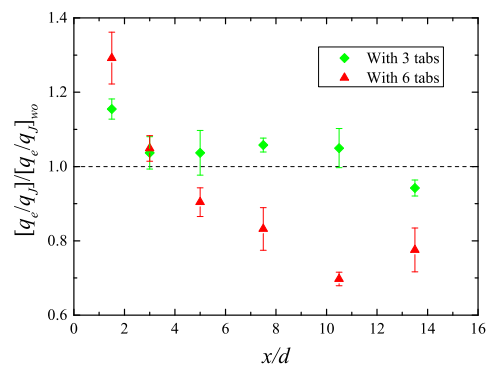


(b) タブ無しの場合に対する流量の増大割合

図 5.10: 流量の主流方向変化

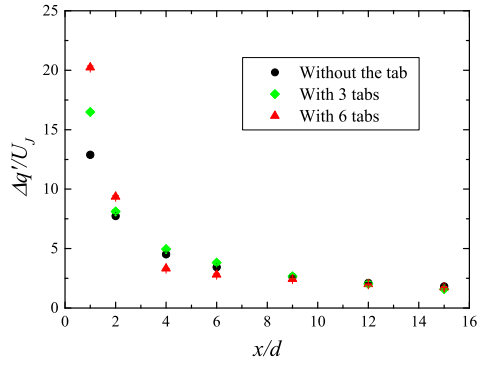


(a) 単位主流方向長さ当たりに取り込まれる流量

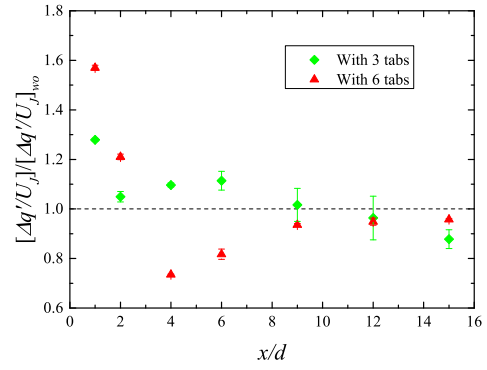


(b) タブ無しの場合に対する比

図 5.11: 単位主流方向長さ当たりに取り込まれる流量の主流方向変化

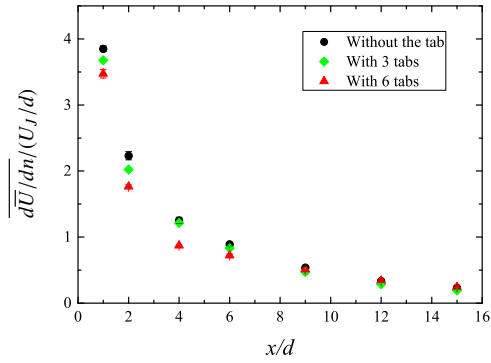


(a) 平均速度半値幅の位置における平均速度こう配の積分値

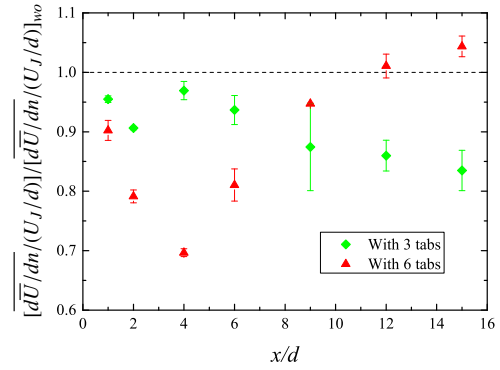


(b) タブ無しの場合に対する比

図 5.12: 平均速度半値幅の位置における平均速度こう配の積分値の主流方向変化

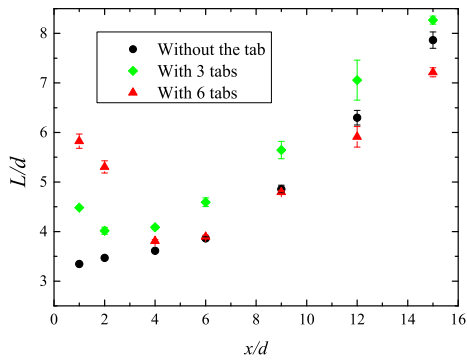


(a) 平均速度こう配の平均値

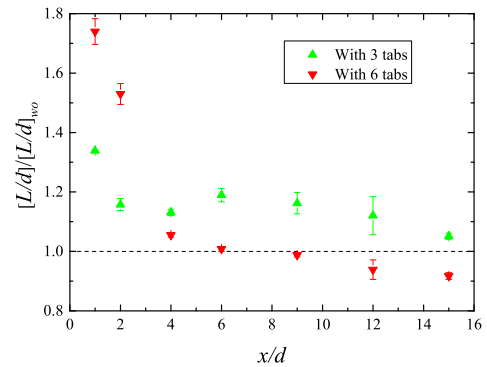


(b) タブ無しの場合に対する比

図 5.13: 平均速度こう配の平均値の主流方向変化



(a) 平均速度半値幅の等値線の長さ



(b) タブ無しの場合に対する比

図 5.14: 平均速度半値幅の等値線の長さの主流方向変化

5.3 温度統計量の変化

5.3.1 $y-z$ 平面上の平均温度場

図5.15～5.21にタブ無しの場合および1～6タブ設置時の $x/d = 2.0, 4.0, 9.0$ および 15.0 の $y-z$ 平面上における平均温度分布を示す。図の縦軸および横軸は噴流出口直径 d により無次元化された鉛直方向距離 y/d およびスパン方向距離 z/d 、コンターは噴流出口温度 θ_J および周囲流体温度 θ_a で無次元化された平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ である。平均速度分布の場合と同様に、噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ では、タブの設置されている背後の位置で $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a) \simeq 1$ となるポテンシャルコア領域が変形していること、また隣接するタブとタブの間の領域から $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ が大きい領域が半径方向外側へと拡大していることが確認できる。噴流出口から離れるにつれて $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ の分布は周方向に均一化されて軸対称に近づくが、 $x/d = 9.0$ では2タブ設置時にはタブの挿入方向とは垂直な方向に、3タブ設置時には隣接するタブとタブとの間で $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ が大きい領域が半径方向外側へと拡大している。 $x/d = 15.0$ では2タブおよび3タブ設置時の分布はほぼ軸対称になる。

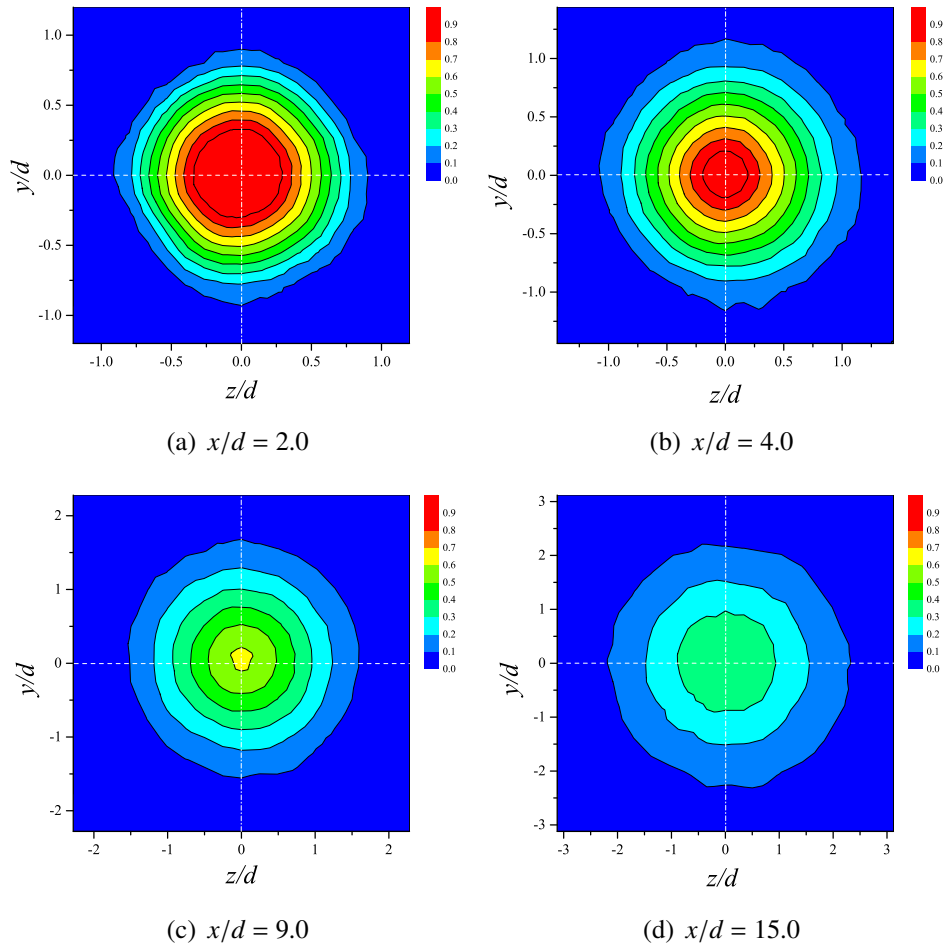


図 5.15: タブ無しの場合の $y-z$ 平面上における平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ の分布

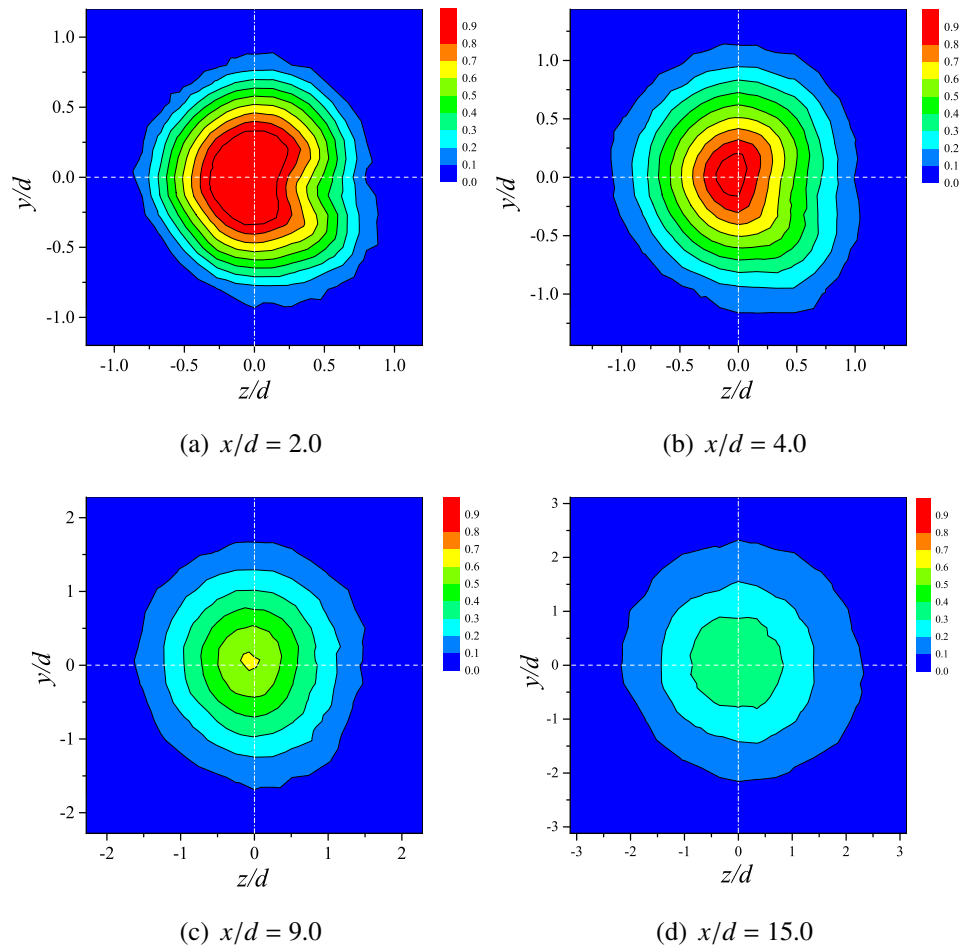


図 5.16: 1 タブ設置時の $y-z$ 平面上における平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ の分布

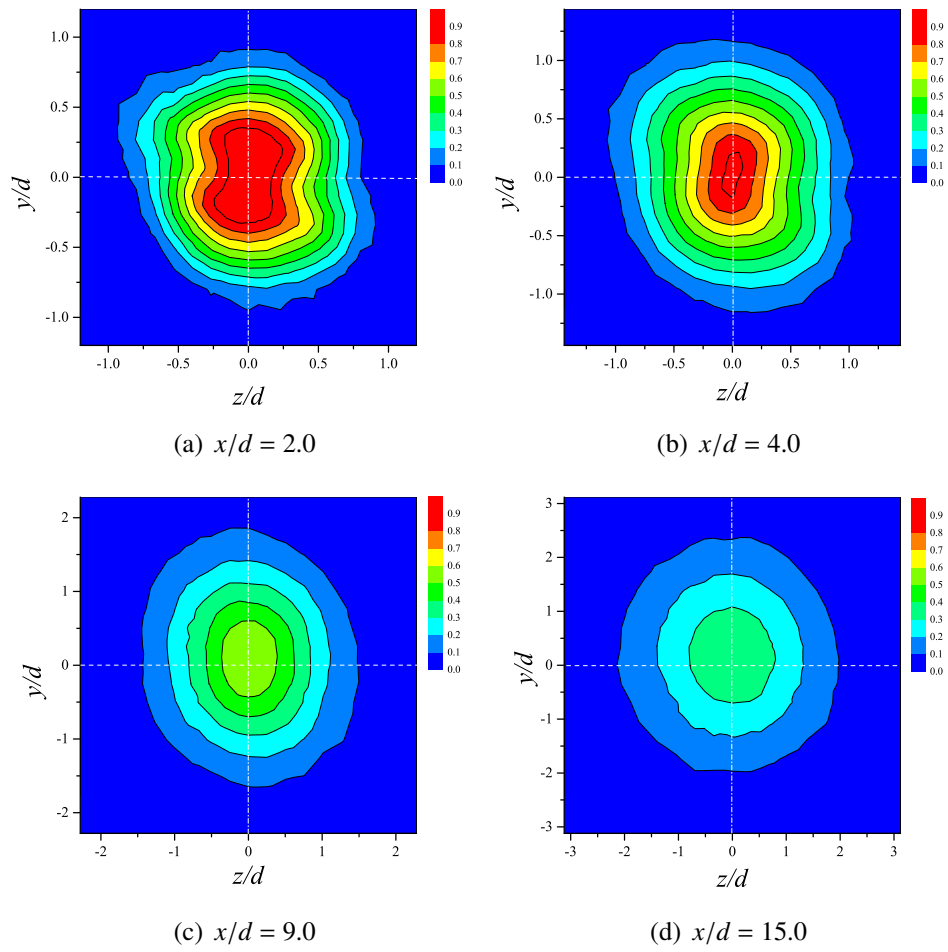


図 5.17: 2 タブ設置時の $y-z$ 平面上における平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ の分布

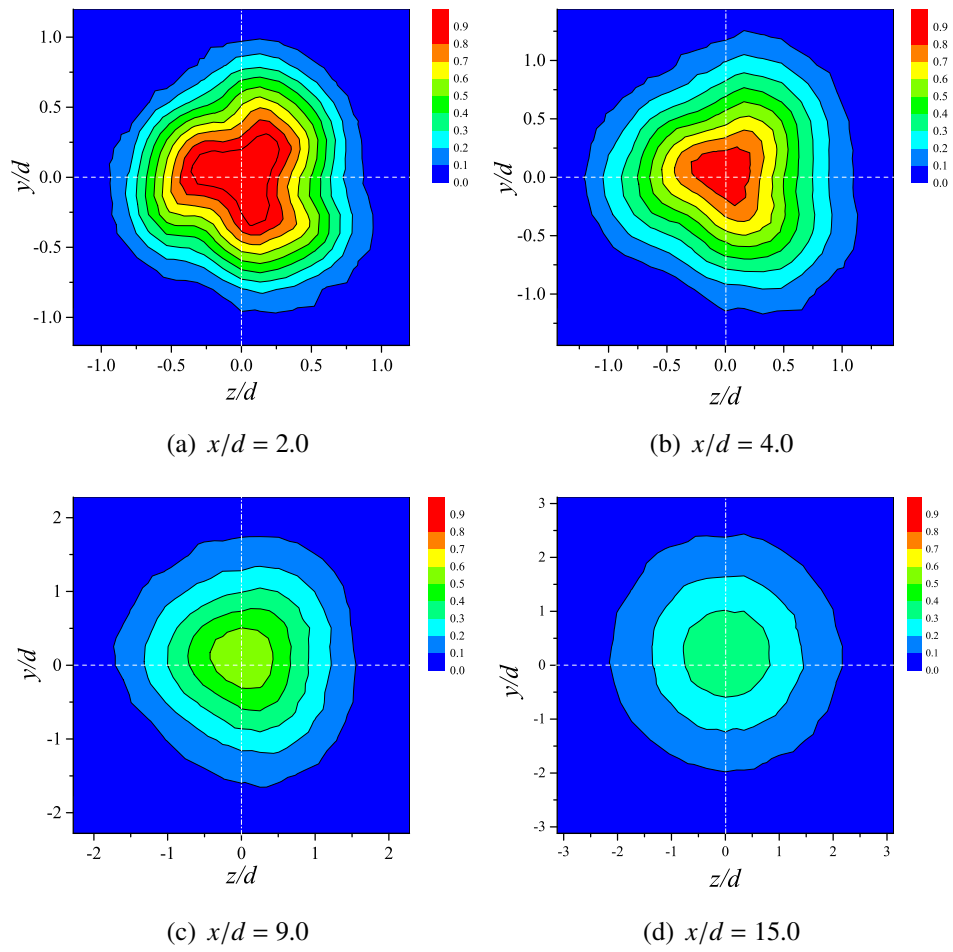


図 5.18: 3 タブ設置時の $y-z$ 平面上における平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ の分布

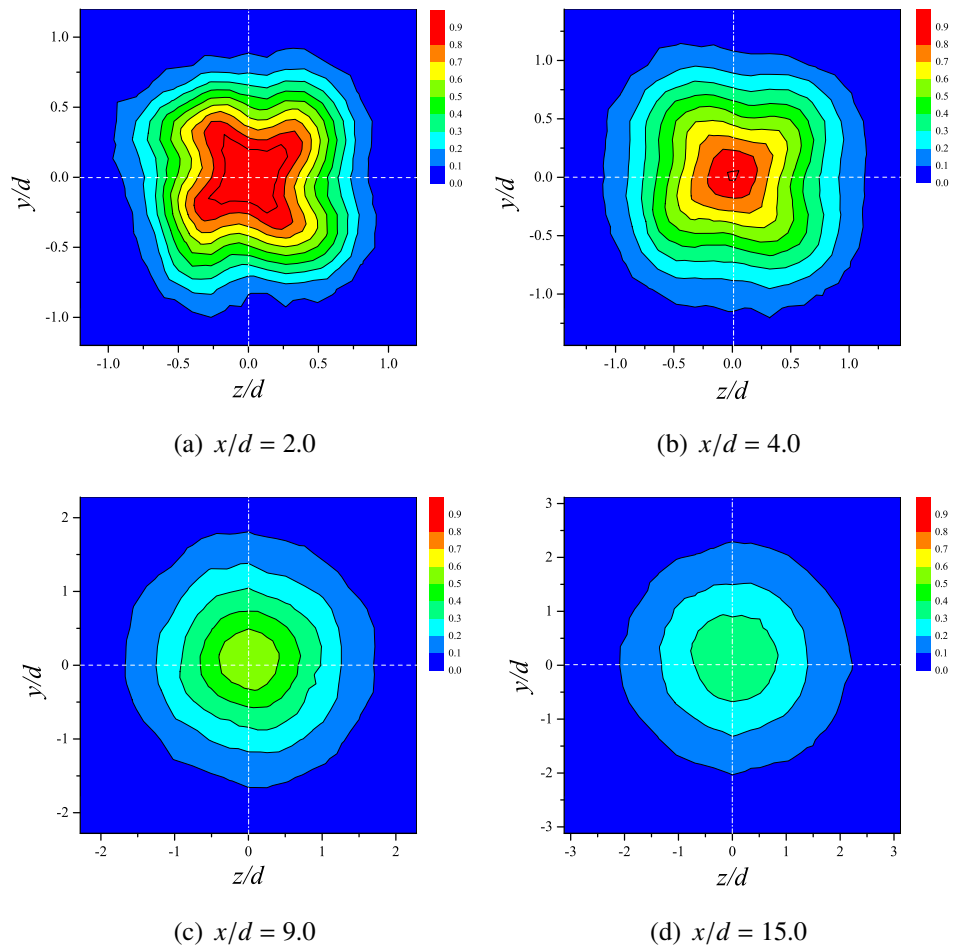


図 5.19: 4 タブ設置時の $y-z$ 平面上における平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ の分布

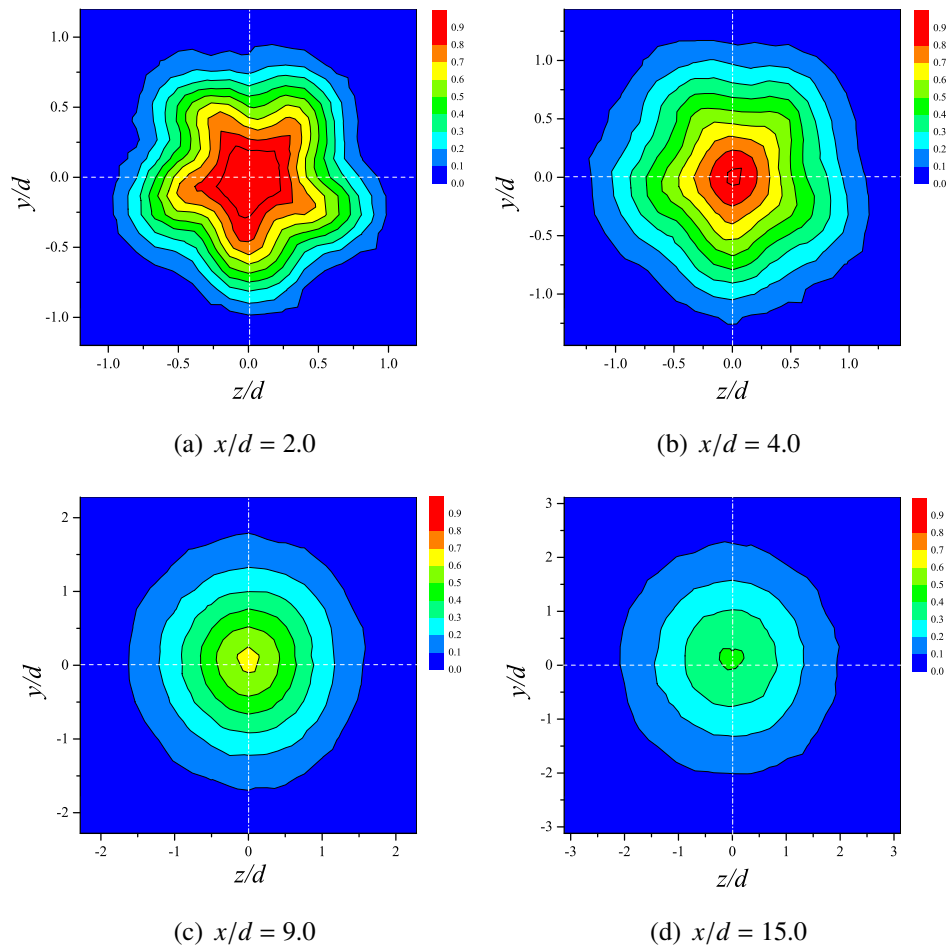


図 5.20: 5 タブ設置時の $y-z$ 平面上における平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ の分布

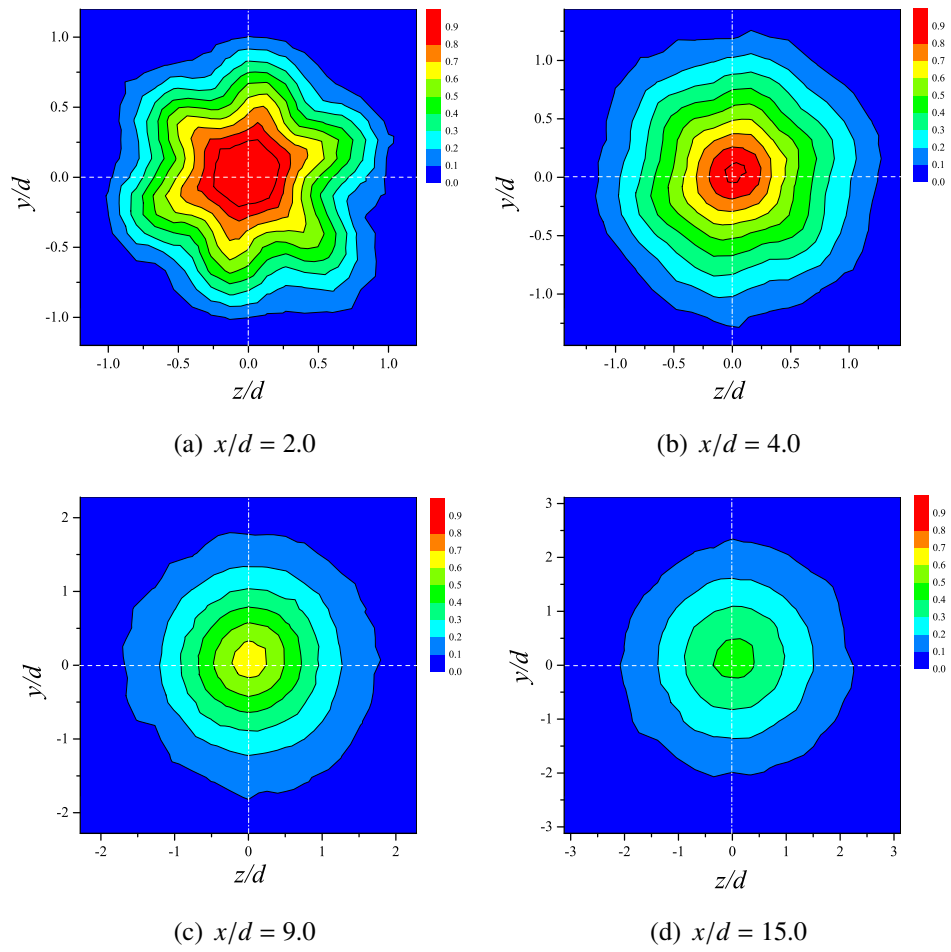


図 5.21: 6 タブ設置時の $y-z$ 平面上における平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ の分布

5.3.2 噴流中心軸上の温度場

図 5.22 にタブ無しの場合および 2~6 タブ設置時の噴流中心軸上における平均温度および温度変動 rms 値の主流方向変化を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸は噴流出口温度 θ_j および周囲流体温度 θ_a で無次元化された平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_j - \theta_a)$ および温度変動 rms 値 $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ である。タブを設置した場合，平均温度分布は 6 タブ設置時では $3 < x/d < 7$ の領域で，2~5 タブ設置時には $3 < x/d < 12$ の領域で $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_j - \theta_a)$ がタブ無しの場合と比較して小さい。温度変動 rms 値は図 5.8(b) の速度変動 rms 値分布と同様に，噴流出口近傍で $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ が急激に増大する。これらの $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_j - \theta_a)$ の減少と $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ の増大はタブ設置時にはタブ無しの場合と比較して低温の周囲流体を急激に取り込んで 混合が急激に促進されているためである。 $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ の最大値はタブ無しの場合が最も大きく，次いで 2 タブ，3 タブ，4 タブ，5 タブと続き，6 タブの場合の $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ が最も小さい。この理由について，タブ設置時には噴流出口直後で急激に混合が促進されるため，噴流中心での平均温度が減少する，すなわち周囲流体との温度差が小さくなるためであると考えられる。

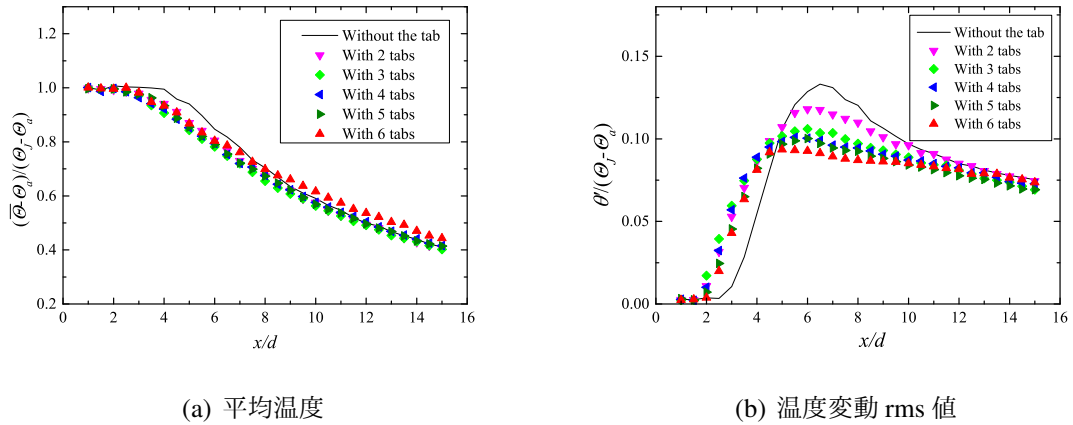


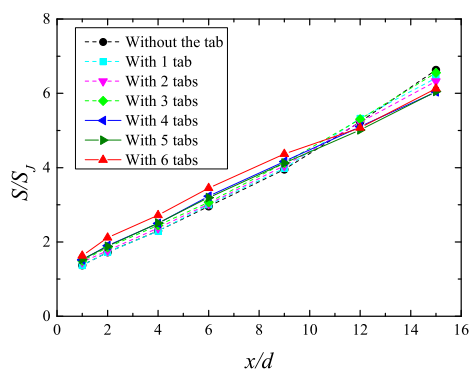
図 5.22: 噴流中心軸上における温度統計量

5.3.3 混合・拡散の評価

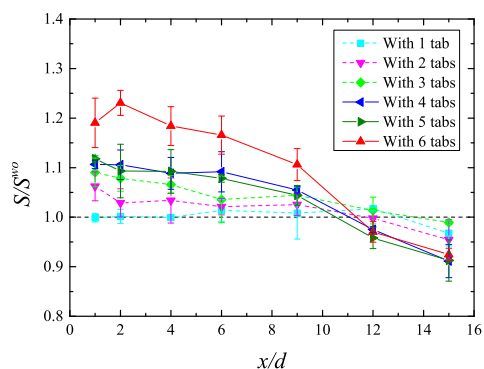
y - z 平面上の平均温度分布により，乱雑さの指標を示すエントロピーを評価する Everson ら [58] の手法に基づき，噴流と周囲流体との混合・拡散効果の定量評価を行った． y - z 平面上のパッシブスカラーの分布によるエントロピー S は以下の式により示される．

$$S \simeq \underbrace{k\Phi \ln \Phi}_{S_{sta}} - k \underbrace{\iint \phi \ln \phi dydz}_{S_{flu}}. \quad (5.6)$$

なお， k はボルツマン定数であり， $k=1$ としている．また， ϕ は無次元化された平均温度 $\phi = (\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ を， Φ は ϕ の面積分 $\Phi = \iint \phi dydz$ を表す． S は S_{sta} および S_{flu} から成る． S_{sta} は統計エントロピーと呼ばれ，平均流速分布の変化に起因する拡散特性を意味し， S_{flu} は変動エントロピーと呼ばれ，噴流と周囲流体との間での乱流混合に起因する拡散特性を意味する．図 5.23，5.24 および 5.25 にタブ無しの場合および 1～6 タブ設置時の全エントロピー，統計エントロピーおよび変動エントロピーの主流方向変化をそれぞれ示す．図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 y/d ，縦軸は噴流出口直後におけるエントロピー S_J により無次元化された全エントロピー S/S_J ，統計エントロピー S_{sta}/S_J および変動エントロピー S_{flu}/S_J である．また，タブ無しの場合との比をそれぞれの図に合わせて示し，図のエラーバーは 95% 信頼区間を表す．場所や位置を問わず S_{sta}/S_J が S_{flu}/S_J に比べて 1 桁程度大きなことから，エントロピーは速度分布に強く依存すると言える．タブを設置した場合，噴流出口近傍の $x/d = 1 \sim 2$ において，1 タブ設置時の S/S_J および S_{sta}/S_J はタブ無しの場合と同程度の値をとるが，それ以外の場合はタブ数にしたがって S/S_J ， S_{sta}/S_J および S_{flu}/S_J のいずれも増大，つまり拡散および混合がどちらも促進されている．また，噴流出口近傍の領域において $S_{sta}/S_J > S_{flu}/S_J$ であるものの， $S_{sta}/S_{sta}^{wo} < S_{flu}/S_{flu}^{wo}$ であることから，混合は拡散と比較して大きく促進されると言える．噴流出口から離れるにつれて， S/S_J ， S_{sta}/S_J および S_{flu}/S_J のいずれもタブ無しの場合との差は小さくなる．最も噴流出口から離れた $x/d = 15$ ではタブ設置時の全条件において S/S_J および S_{sta}/S_J はタブ無しの場合と比較して小さい．このことから，タブを設置すると噴流出口の遠方で拡散が抑制されるといえる． $x/d = 15$ における S_{sta}/S_J に関して，3 タブ設置時の S_{sta}/S_J が最も大きく，反対に 4～6 タブ設置時には条件間で有意な差が認められず，1～3 タブ設置時と比較していずれも S_{sta}/S_J が小さい．また， $x/d = 15$ における S_{flu}/S_J に関して，3 タブ設置時の S_{flu}/S_J が最も大きく，混合が最も促進された状態である．反対に，4～6 タブ設置時の S_{flu}/S_J の間では有意な差は認められず， S_{flu}/S_J がタブ無しの場合と比較して小さいことから，4～6 タブ設置時には混合が抑制されるといえる．

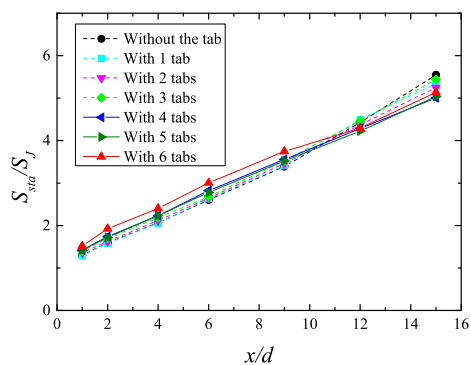


(a) 全エントロピー

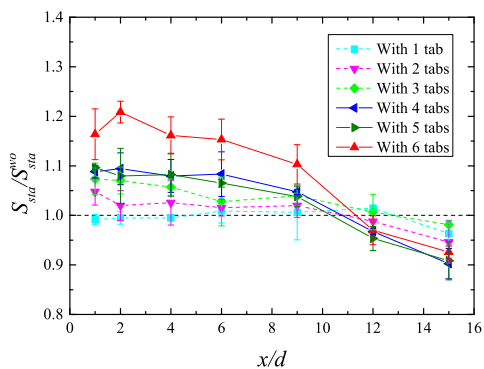


(b) タブ無しの場合に対する全エントロピーの比

図 5.23: 全エントロピーの主流方向変化

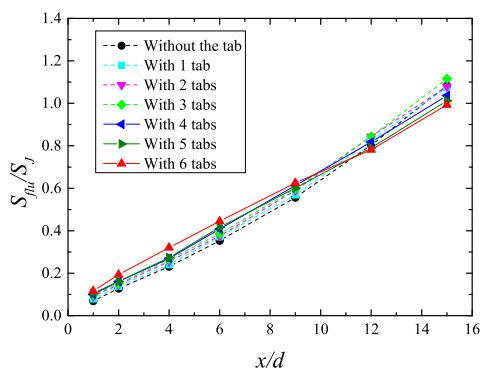


(a) 統計エントロピー

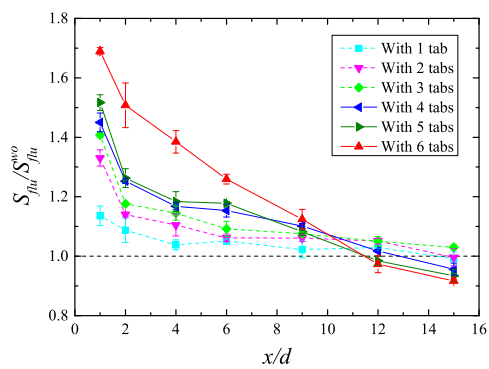


(b) タブ無しの場合に対する統計エントロピーの比

図 5.24: 統計エントロピーの主流方向変化



(a) 変動エントロピー



(b) タブ無しの場合に対する変動エントロピーの比

図 5.25: 変動エントロピーの主流方向変化

5.4 まとめ

本章では、噴流出口直後に設置するタブの数を変化させ、噴流特性と流動場の構造の変化を調査した。以下に得られた主な知見を示す。

- 噴流出口近傍の領域では、いずれのタブ数の場合にも平均速度分布および平均温度分布が大きく変化する。しかし、噴流出口から離れた位置では4~6タブ設置時には $y-z$ 平面上の分布形状がほぼ軸対称になるのに対して、2タブおよび3タブ設置時にはそれぞれ楕円形および三角形状分布であることが確認された。(図5.1~5.7, 図5.15~5.21)
- 噴流出口近傍の領域では、設置するタブの数の増加にしたがい、周囲流体の取り込み量が増大する。噴流出口遠方の領域では、1タブ設置時ではタブ無しの場合との流量はほぼ同一である。また、2~3タブ設置時ではタブの数の増加に従い、特に3タブ設置時に取り込み量が最も増大する。一方、4~6タブ設置時にはタブの数の増加に従い、取り込み量が減少する。(図5.10)
- 上記の相違は、取り込み量が巻き込み速度とその周方向長さの積で決定されることを考慮し、主流方向平均速度こう配と噴流断面形状を用いて定性的に説明できる。巻き込み速度を決定する一因となりうる主流方向平均速度こう配はタブの数にかかわらず、タブを設置しない場合と同程度か小さい。一方、巻き込み速度が定義される周方向長さは、平均速度の分布形状が軸対称でない場合、すなわちタブを設置した場合にはタブを設置しない場合に対して長い。したがって後者の効果が大きい場合には、タブを設置した場合の方が設置しない場合と比較して取り込み量が大きくなる。(図5.11~5.14)
- 噴流出口近傍の領域では、取り込み効果と同様に設置するタブ数に従って混合および拡散が促進される。しかし、下流に進むにしたがって混合および拡散はいずれも抑制され、タブ無しの場合と同程度か小さくなる。噴流出口から離れた領域では、3タブ設置時に拡散はタブ無しの場合と同程度となり、混合はタブ無しの場合と比較して促進される。反対に、4~6タブ設置時には、拡散および混合はいずれも抑制される。(図5.23~5.25)

第6章 6つのタブが流動場および温度場に及ぼす影響[59][60]

5章より，噴流出口に6つの半デルタ翼形状タブを等間隔に設置した場合に，噴流出口近傍の領域では周囲流体の取り込み，平均温度場の混合や拡散を最も促進しているが，一方で噴流出口の遠方ではそれらは抑制され，噴流出口近傍と遠方間で正反対の特性が現れた．そのため，本章では，6つのタブを設置した場合における速度場および温度場の詳細を明らかにした．

6.1 タブの設置

図 6.1 に噴流出口の周囲における半デルタ翼形状タブの配置を示す．タブの形状，迎角およびタブの突き出し高さは4章ものと同一である．タブは z 軸の正方向に沿う方向を基準として，周方向に 60° ごとの等間隔に設置されている．ここで， y 軸は $(y/d, z/d) = (0.43, 0.25)$ および $(0.43, -0.25)$ ， $(-0.43, 0.25)$ および $(-0.43, -0.25)$ に設置されたタブの中間位置に， z 軸は $(y/d, z/d) = (0.00, 0.50)$ および $(0.00, -0.50)$ に設置されたタブの背後の位置に相当するため， y 軸上および z 軸上における統計量をタブの谷間 (Between the tabs) およびタブの背後 (Behind the tabs) のものとそれぞれ呼称する．

また，図 4.3 と同様にタブの上流側を領域 A，下流側を B と定義した．

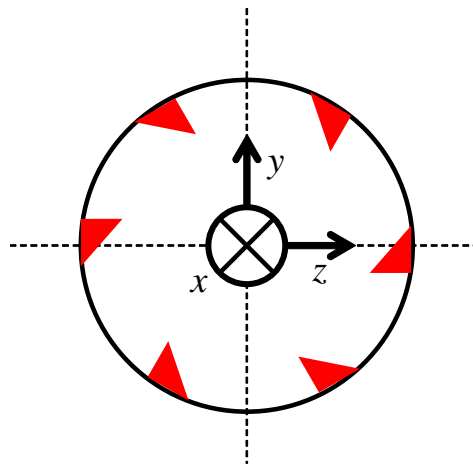


図 6.1: 噴流出口周囲へのタブの配置

6.2 速度統計量の変化

6.2.1 タブ近傍の平均速度場

図 6.2 および 6.3 に噴流出口近傍の $x/d = 0.5, 1.0$ および 2.0 における主流方向平均速度分布および主流方向の平均渦度分布を示す。図の縦軸および横軸は噴流出口直径 d により無次元化された鉛直方向距離 y/d およびスパン方向距離 z/d ，図 6.2 および 6.3 のコンターは噴流出口速度 U_j で無次元化された主流方向平均速度 \bar{U}/U_j および噴流出口速度 U_j と噴流出口直径 d で無次元化された主流方向平均渦度 $\Omega_x/(U_j/d)$ である。また，両図に重ねられたベクトルは $y-z$ 平面上における平均速度ベクトルであり，その大きさは $\sqrt{\bar{V}^2 + \bar{W}^2}$ である。なお，図 6.2(a) には噴流出口とタブの位置を重ね合わせている。ここで， $y/d = 0.0$ ， $z/d = 0.5$ の位置に設置されているタブについては，図中の $y/d = -0.25$ 付近に引かれた白点線が領域 A と B の境界である。これらの図より，6 タブ設置時においても 1 タブ設置時の場合と同様に，タブの上流側の面に衝突した流体は偏向され，半径方向外側に大きく拡散することや縦渦の発生が確認できる。

1 タブ設置時と異なる点は，6 タブ設置時の方が領域 A での平均速度場の拡散が大きいことである。図 6.4 に図 6.2 の 6 タブ設置時の \bar{U}/U_j のコンターに図 4.4 の 1 タブ設置時の \bar{U}/U_j の等高線を重ね合わせたものを示す。ここで， $x/d = 0.5$ では 6 タブ設置時および 1 タブ設置時の $\bar{U}/U_j = 0.5$ の等高線を黒実線と黒点線によりそれぞれ強調している。また， $x/d = 1.0$ および 2.0 では 1 タブ設置時の \bar{U}/U_j を 0.2 刻みで等高線を描いている。6 タブ設置時には噴流外縁部への平均速度場の拡散は $x/d = 0.5$ では 1 タブ設置時と同程度であるが， $x/d = 1.0$ および 2.0 では 1 タブ設置時と比較して \bar{U}/U_j の大きい領域がより半径方向外側に存在している。この理由は，6 タブ設置時には周方向に 60° 離れた位置に隣接するタブが設置されているため，周方向への偏向流れの拡大が抑制されることが原因であると考えられる。

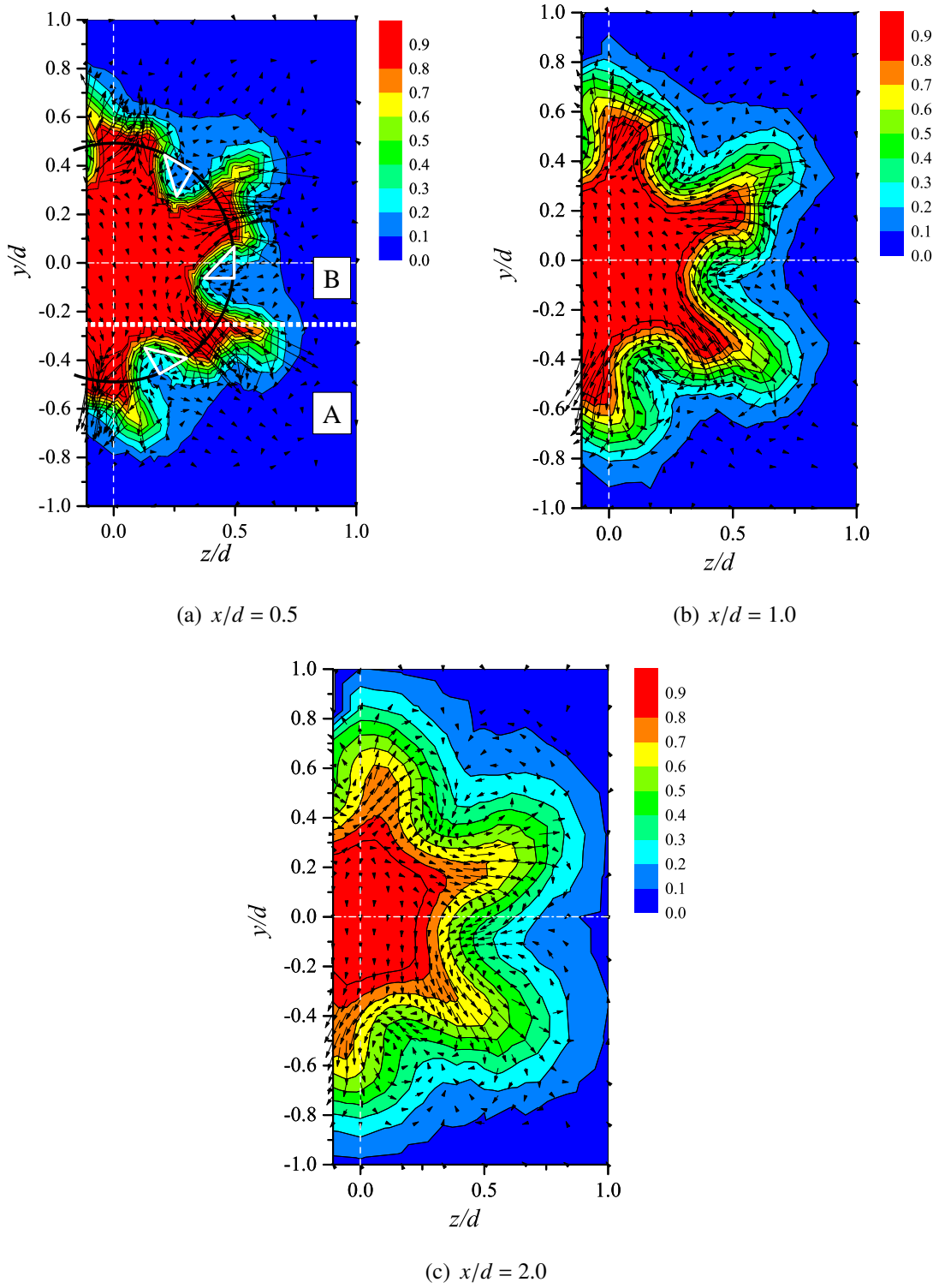
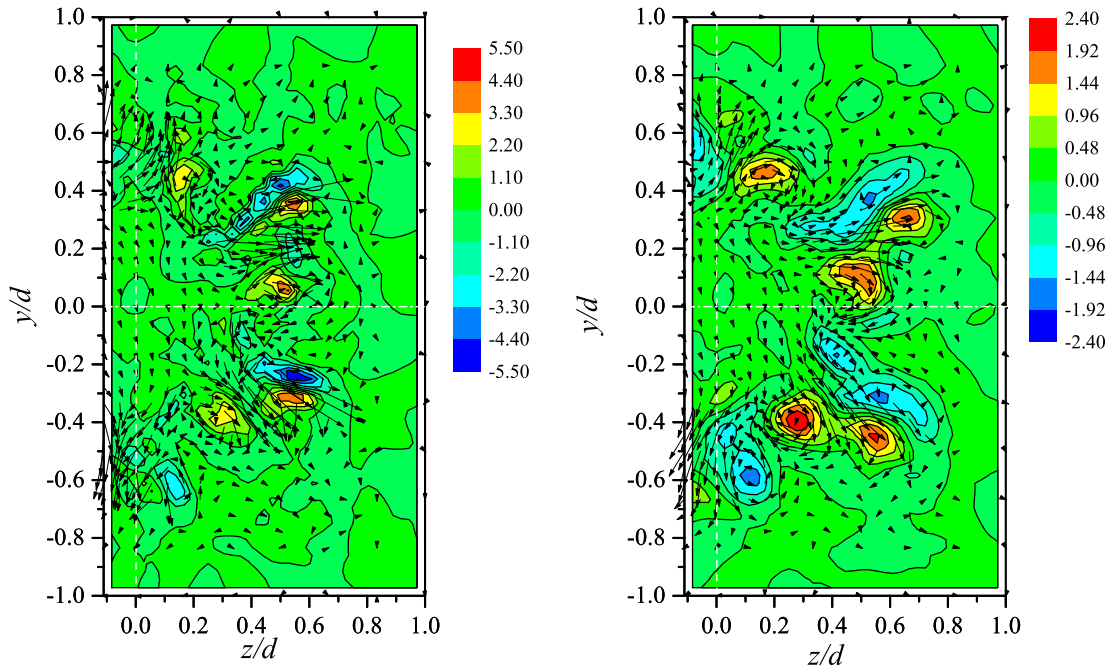
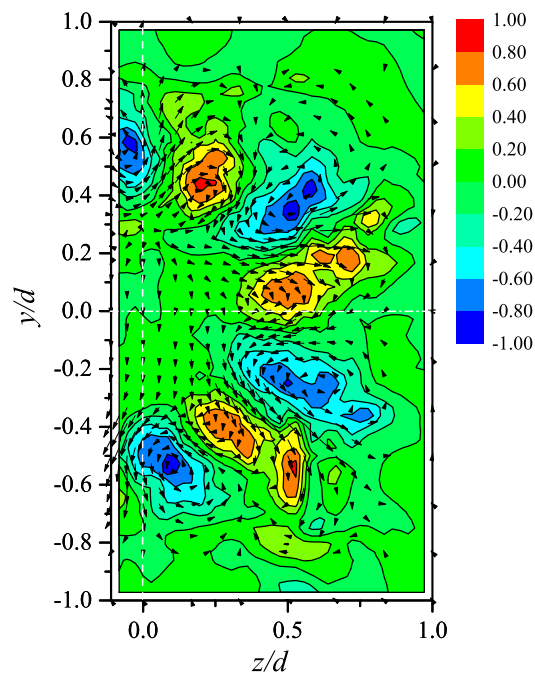


図 6.2: $y-z$ 平面上における主流方向平均速度 \bar{U}/U_J の分布



(a) $x/d = 0.5$

(b) $x/d = 1.0$



(c) $x/d = 2.0$

図 6.3: $y-z$ 平面上における主流方向平均渦度 $\Omega_x/(U_I/d)$ の分布

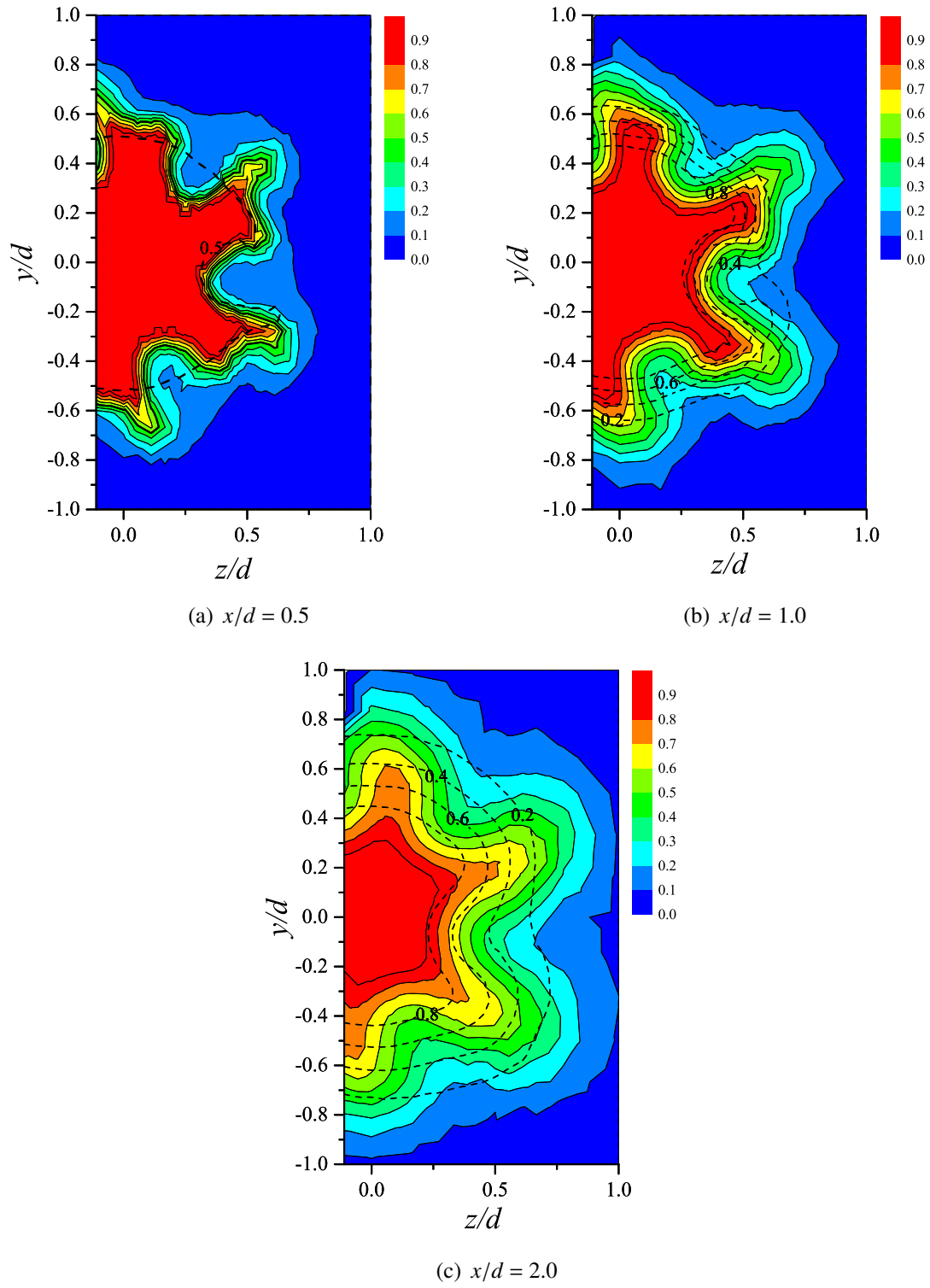


図 6.4: $y-z$ 平面上における 1 タブ設置時および 6 タブ設置時の主流方向平均速度 \bar{U}/U_j の分布

6.2.2 噴流中心軸上の速度場

図6.5に噴流中心軸上における主流方向平均速度および速度変動rms値を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸は噴流出口速度 U_j で無次元化された主流方向平均速度 \bar{U}/U_j ，主流方向，鉛直方向およびスパン方向速度変動rms値 u'/U_j ， v'/U_j および w'/U_j である。6タブ設置時には， \bar{U}/U_j がタブ無しの場合と比較して噴流出口に近い位置で減少し始めるため， \bar{U}/U_j が一定のポテンシャルコア領域の長さがタブ無しの場合と比較して短くなる。噴流出口から離れた領域では， \bar{U}/U_j は $x/d = 10$ 付近でタブ無しの場合との大小関係が逆転し，最も噴流出口から離れた $x/d = 15$ ではタブ無しの場合と比較して大きくなる。また， u'/U_j ， v'/U_j および w'/U_j は噴流出口近傍の $x/d < 5$ の領域まではタブ無しの場合と比較して急激に増大するものの， $x/d > 6$ の領域ではタブ無しの場合との大小関係が逆転して小さくなる。

図6.6に噴流中心軸上の $x/d = 2.0$ ， 4.0 および 9.0 における主流方向速度変動パワースペクトルの分布を示す。図の横軸は主流方向平均速度 \bar{U} により周波数を規格化した波数 f/\bar{U} ，縦軸は主流方向速度変動のパワースペクトル $E_{uu}(f)$ である。噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ では，初期不安定性により励起された速度変動がタブ無しの場合と6タブ設置時の両方で確認できる。 $x/d = 4.0$ では，タブ無しの場合では $x/d = 2.0$ で確認されたパワースペクトルのピークが存在するが，一方で6タブ設置時には明確なピークが存在せず， $-5/3$ 乗則に従う領域が存在する。このことから，6タブ設置時の中心軸上の速度場はタブ無しの場合と比較して噴流出口から近い位置で乱流化するといえる。 $x/d = 9.0$ の位置では，タブ無しの場合と6タブ設置時の両方で $-5/3$ 乗則に従う領域が確認できることから，どちらも乱流が発達しているといえる。また， $x/d = 2.0$ でパワースペクトルがピークをとる波数が異なる理由について， $30 < f/\bar{U} < 80$ の領域では6タブ設置時のパワースペクトルの値がタブ無しの場合と比較して大きい。また， $x/d = 4.0$ でタブ無しの場合と比較して乱流化が促進されており，6タブ設置時には乱流のエネルギーカスケードが起こることにより小さいスケールの乱れが現れていることが原因であると考えられる。

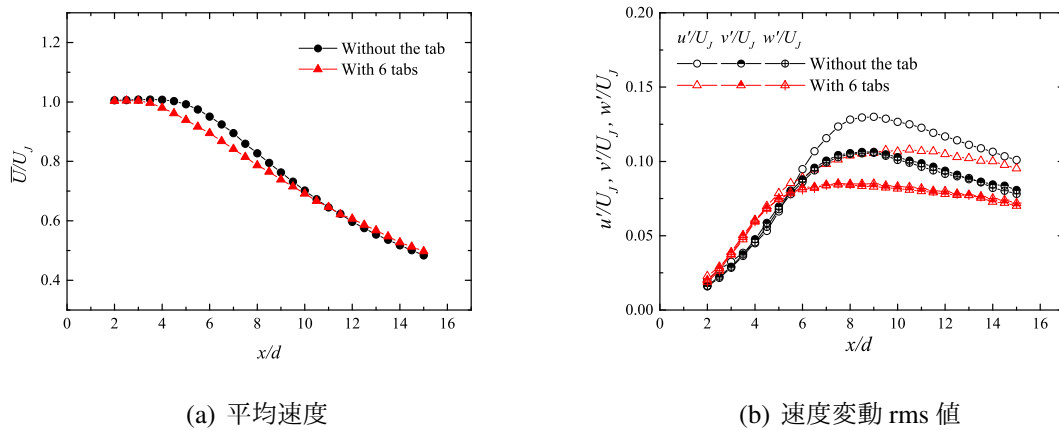
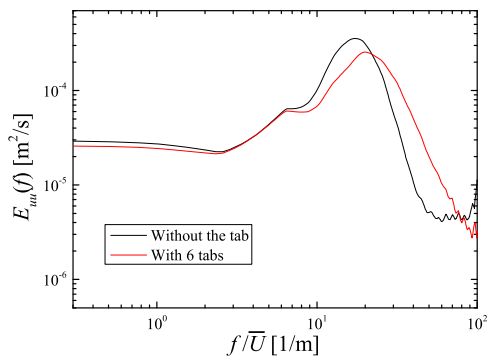
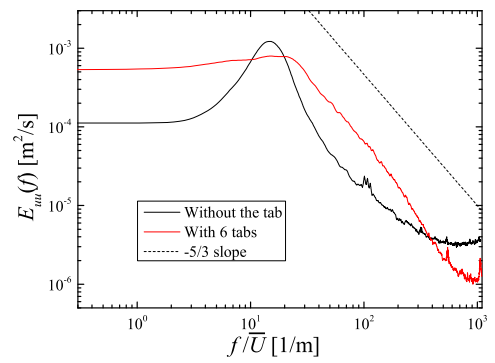


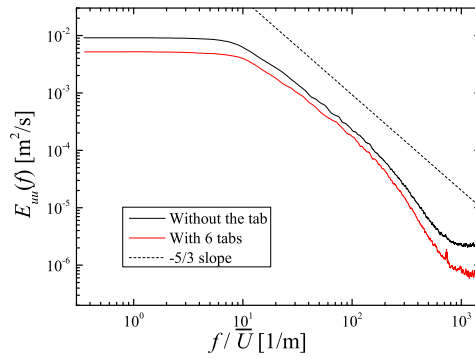
図 6.5: 噴流中心軸上における速度統計量



(a) $x/d = 2.0$



(b) $x/d = 4.0$



(c) $x/d = 9.0$

図 6.6: 噴流中心軸上における主流方向速度変動パワースペクトル

6.2.3 主流方向平均速度半値幅

図 6.7 に平均速度半値幅の主流方向変化を示す．図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸は噴流出口直径 d で無次元化された平均速度半値幅 $b_{\bar{U}}/d$ である．噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ では，図 6.2(a) に示されるとおり，タブの谷間では平均速度場がより拡散するため $b_{\bar{U}}/d$ がタブ無しの場合と比較して大きくなる．一方で，タブの背後では流れが排除されるため， $b_{\bar{U}}/d$ がタブ無しの場合と比較して小さくなる．また， $x/d = 2 \sim 4$ の領域では，タブ無しの場合およびタブの背後では $b_{\bar{U}}/d$ が増大するにもかかわらずタブの谷間では減少している．この理由について，図 6.8 に平均速度 \bar{U}/U_J の鉛直方向およびスパン方向分布を示す．図 6.8(a) の y 軸上分布に着目すると， $x/d = 2.0$ では $y/d = \pm 0.5$ 付近に $U/U_J \sim 0.6$ でほぼ平坦になる領域が存在し， $b_{\bar{U}}/d$ は $x/d = 2.0$ で大きな値をとる．しかし， $x/d = 4.0$ では，流体が半径方向のみならず周方向にも拡散して平坦な領域がなくなるため，タブの谷間の $b_{\bar{U}}/d$ は $x/d = 2.0 \sim 4.0$ の領域で減少する．なお，このような半径方向に平坦な平均速度分布は，噴流出口に切り欠きを有する超音速軸対称噴流 [31] や，濃度場に対してではあるがスプリッタープレートで上下層に分けられた未発達な混合層流 [61] で報告されている．噴流出口から離れると，タブの谷間の $b_{\bar{U}}/d$ は $x/d = 8$ 付近でタブ無しの場合の値とほぼ同一となり， $x/d > 9$ の領域では $b_{\bar{U}}/d$ はタブ無しの場合と比較して小さい．また，タブの背後の $b_{\bar{U}}/d$ はタブ無しの場合と比較して常に小さい．

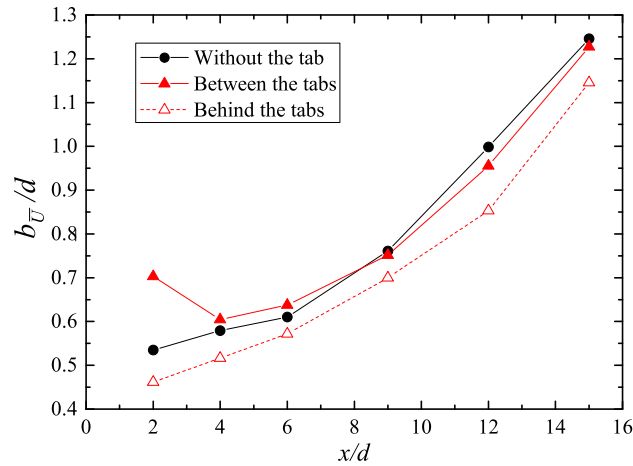


図 6.7: 平均速度半値幅の主流方向変化

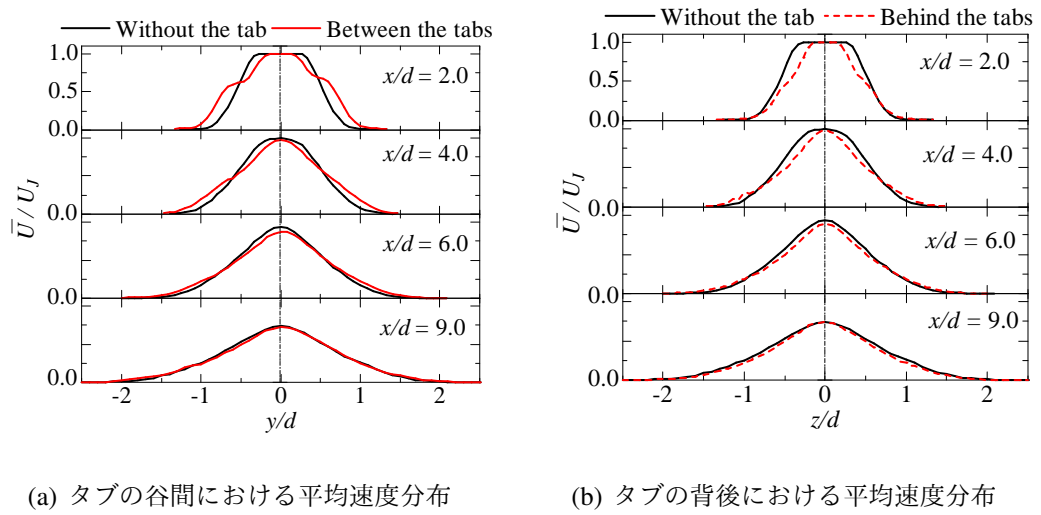


図 6.8: $x/d = 2.0$ における平均速度統計量

6.2.4 乱流特性

図6.9および6.10に主流方向および半径方向速度変動 rms 値の半径方向分布を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された半径方向距離 r/d 、縦軸は噴流出口速度 U_j で無次元化された主流方向速度変動 rms 値 u'/U_j および半径方向速度変動 rms 値 v'_r/U_j である。6タブ設置時の場合、噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ では、タブの谷間では噴流外縁部と噴流中心近傍で、タブの背後では噴流中心近傍で u'/U_j および v'_r/U_j がタブ無しの場合と比較して大きくなる。また、タブの谷間および背後のいずれにおいても、 u'/U_j および v'_r/U_j の最大値がタブ無しの場合と比較して同程度であるか小さい。また、 $x/d = 4.0$ では、タブの谷間および背後における u'/U_j および v'_r/U_j は同じ分布に近づくが、 $x/d = 2.0$ の位置と同様に u'/U_j および v'_r/U_j の最大値はタブ無しの場合と比較して小さい。また、 $x/d = 9.0$ では、タブの谷間および背後における u'/U_j および v'_r/U_j はタブ無しの場合と比較して全体的に小さい。6タブ設置時に u'/U_j がタブ無しの場合と比較して小さくなる理由を、4.2.2節と同様に、 $\overline{u^2}$ はその輸送方程式の生成項により支配されるため、生成項の評価により説明する。 $\overline{u^2}$ の生成項は式(4.1)により表され、その中で支配的な項は $-\overline{uv_r} \partial \overline{U} / \partial r$ である。図6.11に $-\overline{uv_r} \partial \overline{U} / \partial r$ の半径方向分布を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された半径方向距離 r/d 、縦軸は噴流出口速度 U_j および噴流出口直径 d で無次元化された値 $-\overline{uv_r} \partial \overline{U} / \partial r / (U_j^3/d)$ である。 $x/d = 2.0, 4.0$ および 9.0 においてタブの谷間および背後とタブ無しの場合の u'/U_j および $-\overline{uv_r} \partial \overline{U} / \partial r / (U_j^3/d)$ の大小関係はほぼ一致する。そのため、 $\overline{u^2}$ の生成項の変化により u'/U_j の分布が変化したと考えられる。

図6.12にレイノルズ応力の半径方向分布を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された半径方向距離 r/d 、縦軸は噴流出口速度 U_j で無次元化されたレイノルズ応力 $\overline{uv_r} / U_j^2$ である。6タブ設置時の場合、噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ では、 u'/U_j および v'_r/U_j の場合と同様にタブの谷間では噴流外縁部と噴流中心近傍で、タブの背後では噴流中心近傍で値が大きくなる。また、タブ無しの場合には $r/d = 0.5$ 付近で最大値をとる一方で、タブの谷間および背後では極小値をとる。噴流出口から離れた $x/d = 4.0$ および 9.0 では、タブの谷間および背後の $\overline{uv_r} / U_j^2$ は全体的にタブ無しの場合と比較して小さくなる。この理由を、 u'/U_j の場合と同様に、 $\overline{uv_r}$ はその輸送方程式の生成項により支配される [52] ため、生成項の評価により説明する。 $\overline{uv_r}$ の生成項は以下の式で表される。

$$\text{Production of } \overline{uv_r} = -\overline{u^2} \frac{\partial \overline{V_r}}{\partial x} - \overline{uv_r} \frac{\partial \overline{V_r}}{\partial r} - \overline{uv_\varphi} \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{V_r}}{\partial \varphi} - \overline{uv_r} \frac{\partial \overline{U}}{\partial x} - \overline{v_r^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial r} - \overline{v_r v_\varphi} \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{U}}{\partial \varphi} \quad (6.1)$$

平均速度および平均速度こう配の大きさより、式(6.1)の右辺で支配的な項は $-\overline{v_r^2} \partial \overline{U} / \partial r$ である。図6.13に $-\overline{v_r^2} \partial \overline{U} / \partial r$ の半径方向分布を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された半径方向距離 r/d 、縦軸は噴流出口速度 U_j および噴流出口直径 d で無次元化された値 $-\overline{v_r^2} \partial \overline{U} / \partial r / (U_j^3/d)$ である。 $x/d = 2.0, 4.0$ および 9.0 においてタブの谷間および背後とタブ無しの場合の $\overline{uv_r} / U_j^2$ および $-\overline{v_r^2} \partial \overline{U} / \partial r / (U_j^3/d)$ の大小関係はほぼ一致する。そのため、 u'/U_j の場合と同様に、 $\overline{uv_r}$ の生成項の変化により $\overline{uv_r}$ の分布が変化したと考えられる。

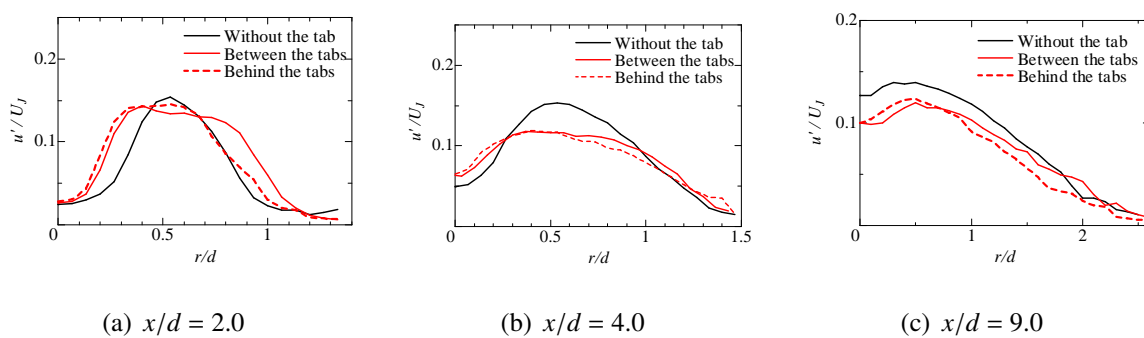


図 6.9: 主流方向速度変動 rms 値の半径方向分布

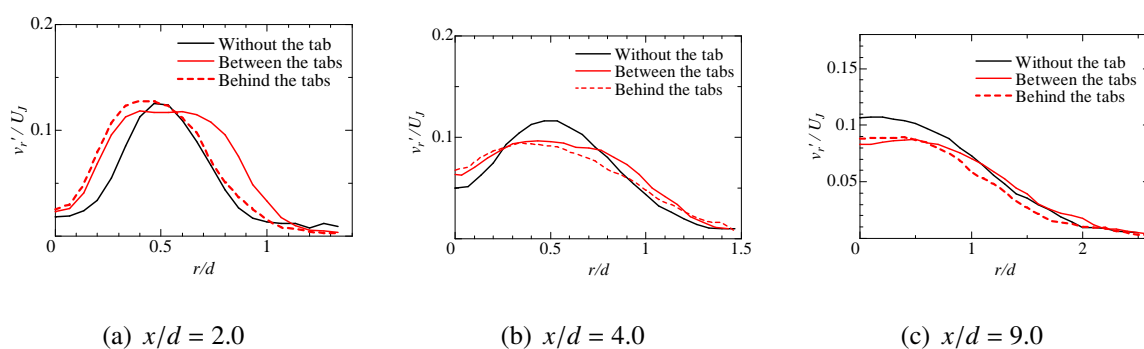
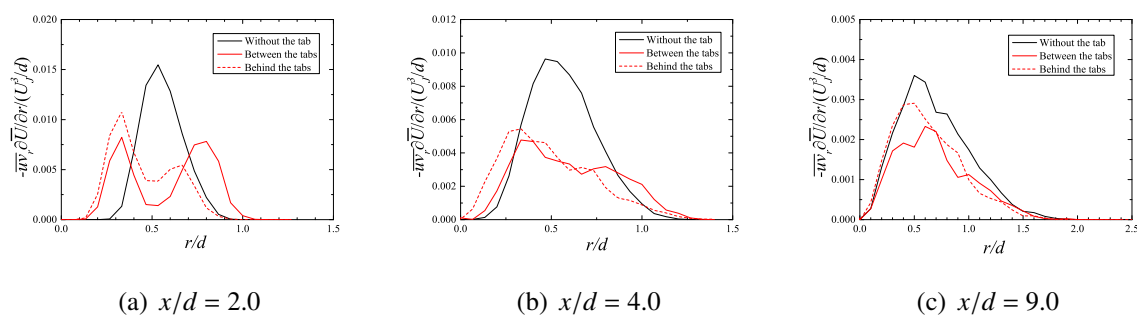


図 6.10: 半径方向速度変動 rms 値の半径方向分布


 図 6.11: $\overline{u^2}$ の生成項のうち支配的な項 $-\overline{uv_r} \partial \overline{U} / \partial r$ の半径方向分布

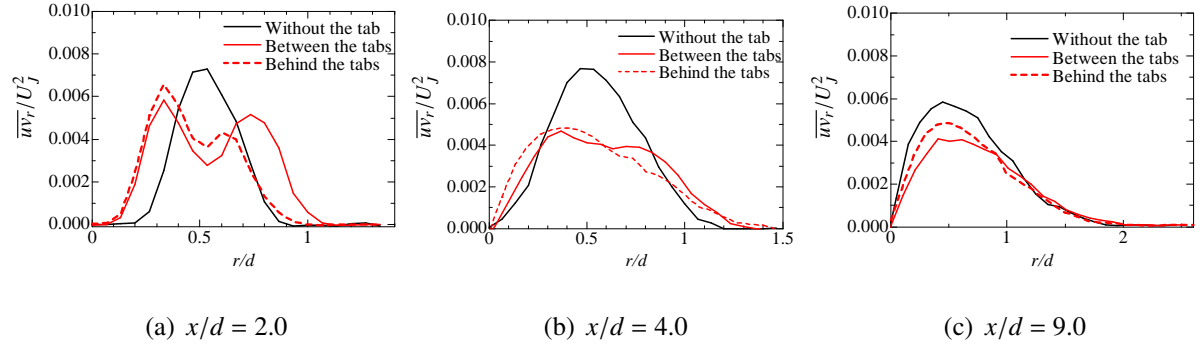
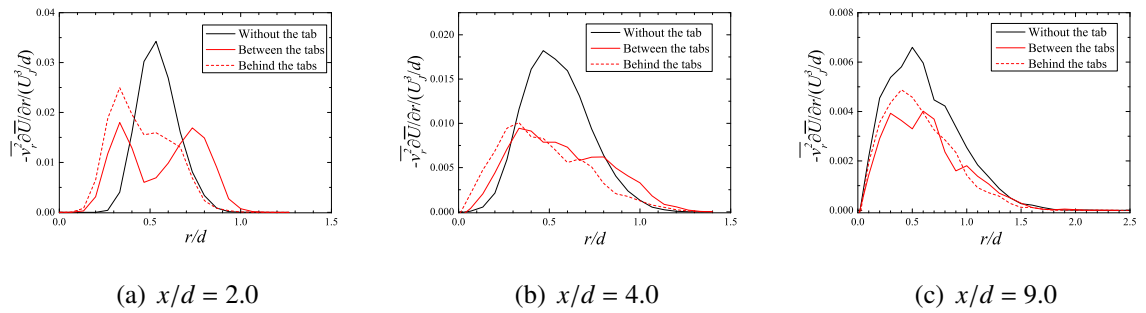


図 6.12: レイノルズ応力の半径方向分布

図 6.13: $\overline{uv_r}$ の生成項のうち支配的な項 $-\overline{v_r^2} \partial \overline{U} / \partial r$ の半径方向分布

6.3 温度統計量の変化

6.3.1 噴流中心軸上の温度拡散場

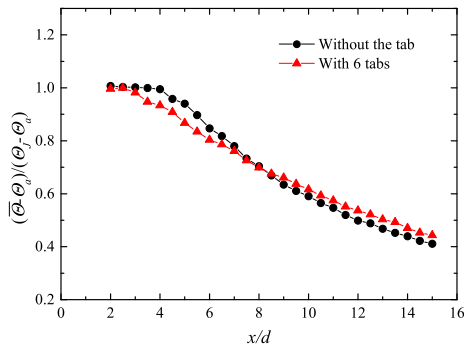
図 6.14 に噴流中心軸上における平均温度および温度変動 rms 値を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸は噴流出口の流体温度 θ_j および周囲流体温度 θ_a で無次元化された平均温度 $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_j - \theta_a)$ および温度変動 rms 値 $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ である。6 タブ設置時の場合，図 6.5 の速度の場合と同様に，噴流出口直後の領域ではタブ無しの場合と比較して噴流出口に近い位置で $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_j - \theta_a)$ が減少し始めることで，平均温度が噴流出口の値とほぼ同一のポテンシャルコア領域の長さが短くなる。しかし，噴流出口から離れた領域では， $(\bar{\theta} - \theta_a)/(\theta_j - \theta_a)$ は $x/d = 8$ 付近でタブ無しの場合との大小関係が逆転し，最も噴流出口から離れた $x/d = 15$ ではタブ無しの場合と比較して大きくなる。また，温度変動について，噴流出口近傍の領域ではタブ無しの場合と比較して $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ が噴流出口により近い位置で急激に増大する。しかし， $x/d = 5$ 付近でタブ無しの場合との大小関係が逆転して小さくなる。タブ無しの場合では $x/d = 7$ 付近，6 タブ設置時には $x/d = 5$ 付近で $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ は最大値を示し，最大値の大きさはタブ無しの場合と比較して小さい。また，噴流出口の遠方では6タブ設置時ではタブ無しの場合と比較して $\theta' / (\theta_j - \theta_a)$ がほとんど減少しないため，最も出口から離れた $x/d = 15$ ではタブ無しの場合とほぼ同一の値をとる。この理由について，以下に表す温度分散 $\bar{\theta}^2$ の輸送方程式より説明する。

噴流中心軸近傍の $y/d \approx 0$ および $z/d \approx 0$ における温度分散 $\bar{\theta}^2$ の輸送方程式は，以下に表される。

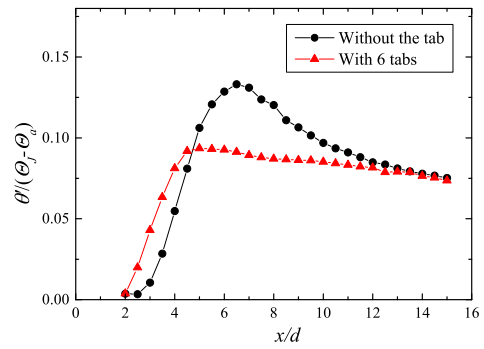
$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\theta}^2}{\partial t} = & \underbrace{-\left[\bar{U} \frac{\partial \bar{\theta}^2}{\partial x}\right]}_{\text{Convection}} \underbrace{-2\left[\bar{u}\bar{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}\right]}_{\text{Production}} \underbrace{-\left[\frac{\partial \bar{u}\bar{\theta}^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\bar{\theta}^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}\bar{\theta}^2}{\partial z}\right]}_{\text{Turbulent diffusion}} \underbrace{+\alpha \left[\frac{\partial^2 \bar{\theta}^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\theta}^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{\theta}^2}{\partial z^2}\right]}_{\text{Molecular diffusion}} \\ & \underbrace{-2\alpha \left[\left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\right)^2\right]}_{\text{Dissipation}}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

図 6.15(a) に噴流出口遠方の領域の $x/d \geq 7$ における式 (6.2) の各項の寄与を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸は噴流出口速度 U_j ，噴流出口流体温度 θ_j ，周囲流体温度 θ_a および噴流出口直径 d により無次元化した式 (6.2) の各項を，噴流出口流体温度 θ_j および周囲流体温度 θ_a により無次元化した主流方向の各位置における温度分散 $\bar{\theta}^2 / (\theta_j - \theta_a)^2$ により規格化したものである。図 6.15(a) には移流項 (Convection term)，生成項 (Production term)，乱流拡散項 (Turbulent diffusion term)，分子拡散項 (Molecular diffusion term)，および残差により計算された散逸項 (Dissipation term) を示している。なお，図中の乱流拡散項および散逸項の値につけられたバーは 95% 信頼区間を表す。分子拡散項の大きさは他項と比較して微小である。 $x/d = 7 \sim 10$ の領域では，生成項の大きさはタブ無しの場合と 6 タブ設置時でいずれにおいても小さい。また，6 タブ設置時には移流項がタブ無しの場合と比較して小さく，反対に乱流拡散項が大きい。こ

のことから、6タブ設置時には主に乱流拡散により、タブ無しの場合には乱流拡散と移流により温度分散が輸送されると言える。また、 $x/d > 11$ の領域ではタブ無しの場合および6タブ設置時において移流項および乱流拡散項の大きさはそれぞれ同程度となる。ここで、6タブ設置時における乱流拡散による温度分散の寄与を調べるため、図6.15(b)に x 方向、 y 方向および z 方向の乱流拡散項 $-\overline{\partial u \theta^2} / \partial x$ 、 $-\overline{\partial v \theta^2} / \partial y$ および $-\overline{\partial w \theta^2} / \partial z$ を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d 、縦軸は噴流出口速度 U_j 、噴流出口流体温度 θ_j 、周囲流体温度 θ_a および噴流出口直径 d により無次元化した乱流拡散項を、噴流出口流体温度 θ_j および周囲流体温度 θ_a により無次元化した主流方向の各位置における温度分散 $\overline{\theta^2} / (\theta_j - \theta_a)^2$ により規格化したものである。 x 方向の乱流拡散項 $(-\overline{\partial u \theta^2} / \partial x)$ は y 方向および z 方向の半径方向の乱流拡散項 $(-\overline{\partial v \theta^2} / \partial y)$ および $(-\overline{\partial w \theta^2} / \partial z)$ と比較して微小であることから、 y 方向および z 方向の乱流拡散項の寄与を考える。 $x/d = 7 \sim 9$ の領域で z 方向の乱流拡散項が y 方向の値と比較して大きい。したがって、6タブ設置時の乱流拡散項がタブ無しの場合と比較して大きくなる理由は、乱流拡散によりタブの背後から噴流中心近傍へ輸送される温度分散が大きいからであると考えられる。

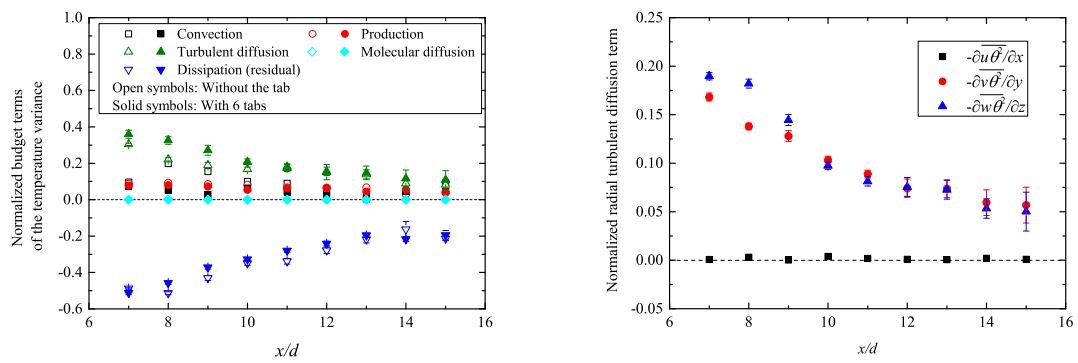


(a) 平均温度



(b) 温度変動 rms 値

図 6.14: 噴流中心軸上における温度統計量



(a) 移流項，生成項，乱流拡散項，分子拡散項，散逸項 (b) x 方向， y 方向および z 方向における乱流拡散項の主流方向変化

図 6.15: (a) 噴流中心軸上における温度分散の輸送方程式の内訳および (b) 乱流拡散項の主流方向変化

6.4 速度・温度結合統計量の変化

6.4.1 $y-z$ 平面上の主流方向全熱フラックス

図 6.16 に $y-z$ 平面上の主流方向全熱フラックスの分布を示す．縦軸および横軸は噴流出口直径 d により無次元化された鉛直方向距離 y/d およびスパン方向距離 z/d ，図のコンターは噴流出口速度 U_J ，噴流出口の流体温度 θ_J および周囲流体温度 θ_a により無次元化された主流方向全熱フラックス $\overline{U(\theta - \theta_a)}/U_J(\theta_J - \theta_a)$ である．図 5.7 の主流方向平均速度および図 5.21 の平均温度の場合と同様に，6 タブ設置時には，噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ ではタブの谷間より $\overline{U(\theta - \theta_a)}/U_J(\theta_J - \theta_a)$ が大きい領域が噴流の半径方向外側へと拡大する．噴流出口から離れるにつれて， $\overline{U(\theta - \theta_a)}/U_J(\theta_J - \theta_a)$ の分布が周方向に均一化されて軸対称的な分布に近づく．

また，Rogers and Parekh^[29] の手法に基づく熱拡散の評価も行った． $y-z$ 平面を，噴流出口の内部領域 $A_{in}(r/d < 0.5)$ と外部領域 $A_{out}(r/d > 0.5)$ に分割し，全熱フラックスに対する外部領域における全熱フラックスの割合を評価する．このとき，外部領域へと拡散した熱フラックスの割合は以下の式により表される．

$$\frac{Q_{out}}{Q_{in} + Q_{out}} = \frac{\int_{A_{out}} \overline{U(\theta - \theta_a)} dydz}{\int_{A_{in} \cup A_{out}} \overline{U(\theta - \theta_a)} dydz}. \quad (6.3)$$

ここで， Q_{in} および Q_{out} はそれぞれ A_{in} および A_{out} を通過する全熱フラックスである．図 6.17 にその評価結果を示す．図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸は主流方向全熱フラックス $Q_{in} + Q_{out}$ に対する A_{out} へと輸送された全熱フラックス Q_{out} の割合 $Q_{out}/(Q_{in} + Q_{out})$ である．なお，図中のバーは 95% 信頼区間を表す．6 タブ設置時には， $x/d = 1$ および 2 では，噴流の半径方向外側へと輸送された全熱フラックスが大きいため $Q_{out}/(Q_{in} + Q_{out})$ がタブ無しの場合と比較して大きい．噴流出口から離れるにつれて $Q_{out}/(Q_{in} + Q_{out})$ のタブ無しの場合との差は小さくなり， $x/d = 12$ で大小関係が逆転する．この結果は 5.3.3 節のエントロピーによる評価結果と同一の傾向となる．

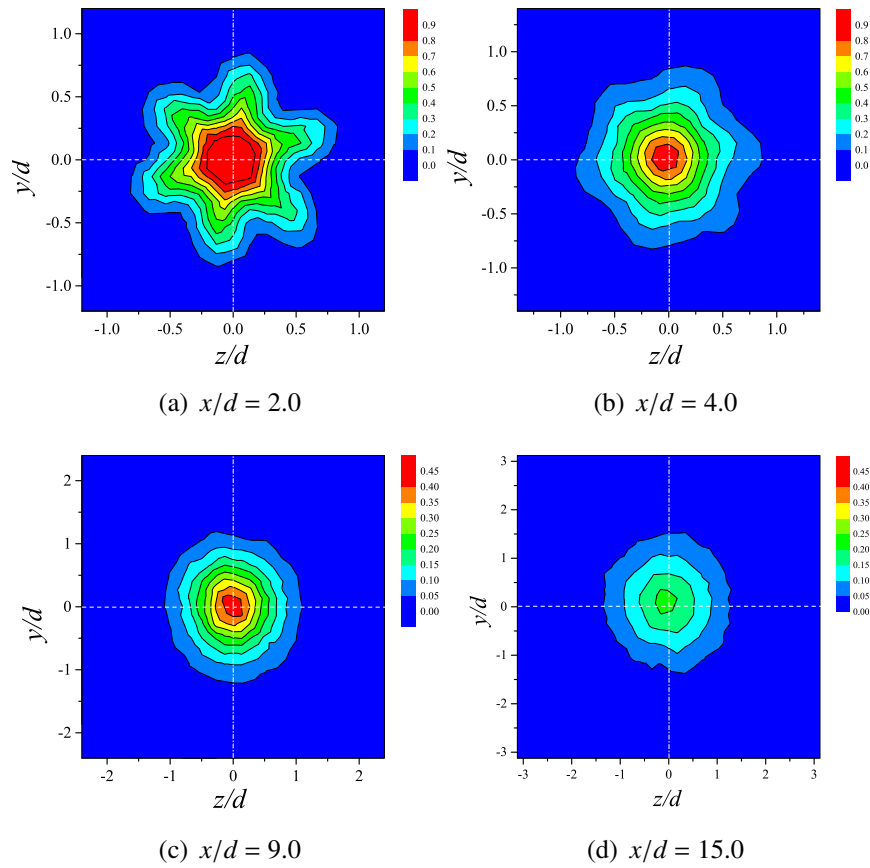


図 6.16: $y-z$ 平面上における主流方向全熱フラックス $\overline{U(\theta - \theta_a)}$ の分布

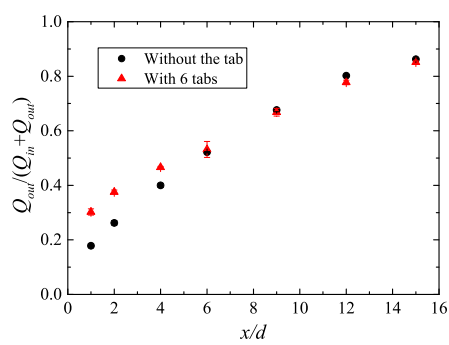


図 6.17: 主流方向全熱フラックスの拡散割合の主流方向変化

6.4.2 乱流熱フラックス

図 6.18 および 6.19 に主流方向および半径方向乱流熱フラックスの半径方向分布をそれぞれ示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された半径方向距離 r/d ，縦軸は噴流出口速度 U_J ，噴流出口の流体温度 θ_J および周囲流体温度 θ_a により無次元化された主流方向乱流熱フラックス $\overline{u\theta}/U_J(\theta_J - \theta_a)$ および半径方向乱流熱フラックス $\overline{v_r\theta}/U_J(\theta_J - \theta_a)$ である。いずれの主流方向位置においても，分布形状は $\overline{u\theta}/U_J(\theta_J - \theta_a)$ においては図 6.9 の主流方向速度変動 rms 値， $\overline{v_r\theta}/U_J(\theta_J - \theta_a)$ においては図 6.12 のレイノルズ応力の分布形状と同様であり，6 タブ設置時には噴流出口遠方の領域で乱流による熱輸送が小さいといえる。

また，5.3.3 節の図 5.23 ～ 5.25 に示される 6 タブ設置時の拡散および混合が抑制される理由に関して，半径方向外側への熱輸送が減少することが原因であると考えられる。図 6.19 より，半径方向乱流熱フラックス $\overline{v_r\theta}/U_J(\theta_J - \theta_a)$ の減少により，半径方向外側への高温流体の輸送および噴流中心方向への低温流体の輸送が抑制されることは，拡散および混合が抑制されることに対応すると考えられる。

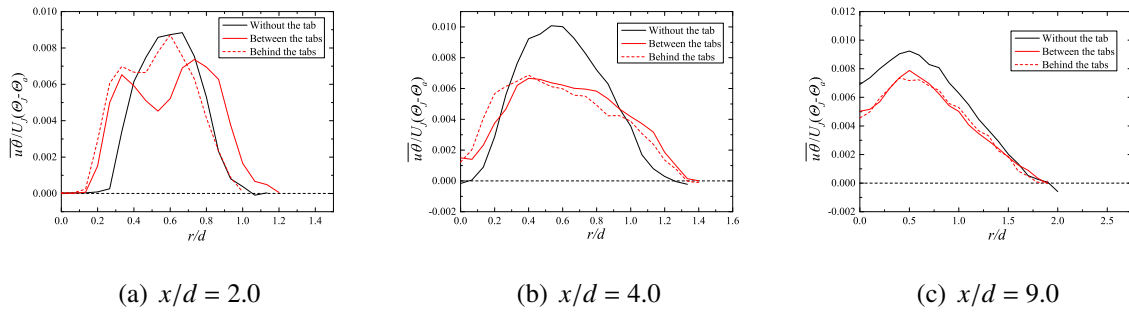


図 6.18: 主流方向乱流熱フラックスの半径方向変化

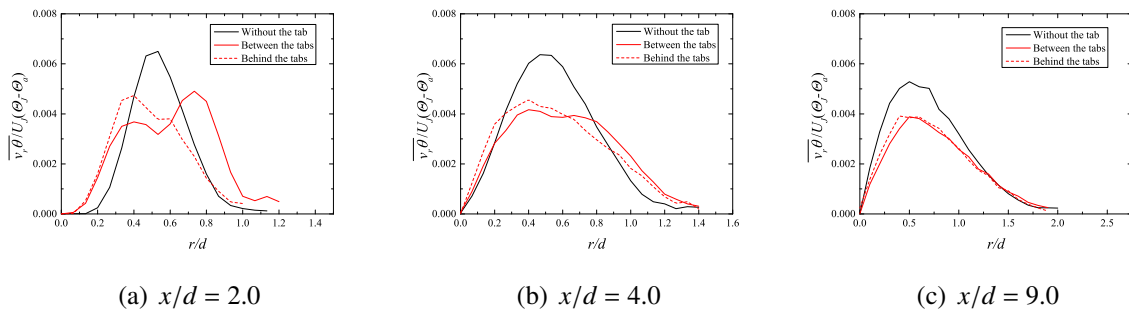


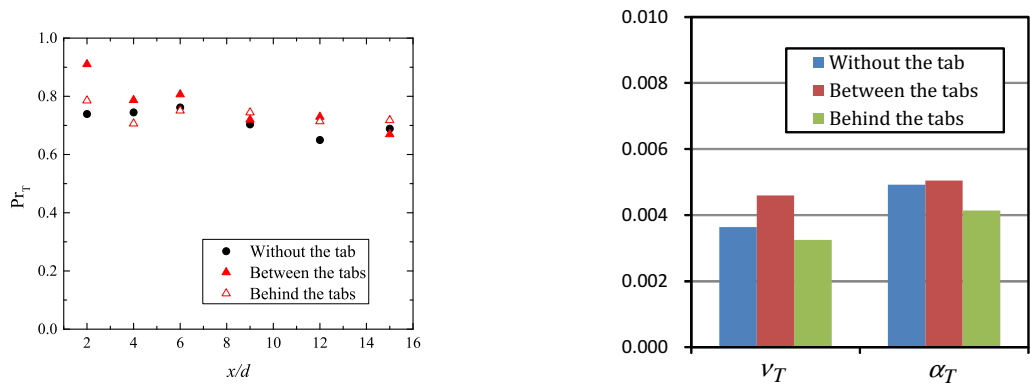
図 6.19: 半径方向乱流熱フラックスの半径方向変化

6.4.3 運動量拡散および乱流熱拡散の相似性

運動量拡散および乱流熱拡散の相似性を評価するため、レイノルズ応力および平均速度こう配がほぼ最大となる平均速度半値幅の位置 $r/b_{\overline{U}} = 1$ における乱流プラントル数 $Pr_T = (\nu_T/\alpha_T)$ を算出した。なお、 ν_T および α_T はそれぞれ渦粘性係数および乱流熱拡散係数である。また、タブの谷間および背後の平均速度半値幅の位置における Pr_T は以下の式により表される。

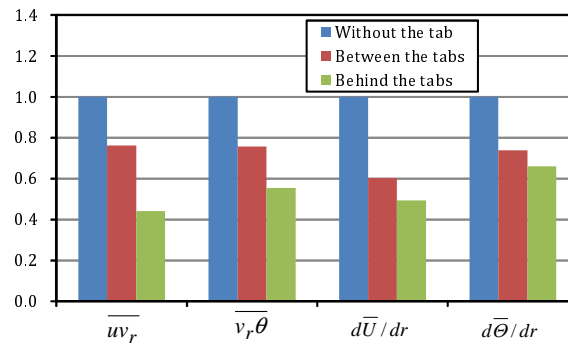
$$\begin{aligned} Pr_T(\text{Between the tabs}) &= \frac{-\overline{uv_r}/(d\overline{U}/dr)}{-\overline{v_r\theta}/(d\overline{\theta}/dr)} \Big|_{y/b_{\overline{U}} = \pm 1, z/b_{\overline{U}} = 0}, \\ Pr_T(\text{Behind the tabs}) &= \frac{-\overline{uv_r}/(d\overline{U}/dr)}{-\overline{v_r\theta}/(d\overline{\theta}/dr)} \Big|_{y/b_{\overline{U}} = 0, z/b_{\overline{U}} = \pm 1}. \end{aligned} \quad (6.4)$$

図 6.20(a) に乱流プラントル数の主流方向変化を示す。図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸は乱流プラントル数 Pr_T である。ほとんどの位置において、 $Pr_T = 0.65 \sim 0.8$ であるが、 $x/d = 2.0$ のタブの谷間において $Pr_T = 0.9$ であり、タブ無しの場合と比較して大きい。なお、既往研究における加熱軸対称噴流の平均速度半値幅の位置での乱流プラントル数の値は $Pr_T \approx 0.6$ (Chevray and Tutu^[55])， $Pr_T \approx 0.8$ (Chua and Antonia^[56])， $Pr_T \approx 0.8$ (Darisse ら^[62]) であり、本研究で得られた結果は $x/d = 2.0$ のタブの谷間の値を除いて既往研究の値と同程度であるといえる。この違いを説明するため、図 6.20(b) および (c) に $x/d = 2.0$ における ν_T と α_T ，およびタブ無しの場合の値で規格化した乱流プラントル数を構成する項である $\overline{uv_r}$ ， $\overline{v_r\theta}$ ， $d\overline{U}/dr$ および $d\overline{\theta}/dr$ を示す。図 6.20(c) より、6 タブ設置時の全ての要素はタブ無しの場合と比較して小さく、特に $d\overline{U}/dr$ が小さい。そのため、タブの谷間における ν_T が相対的に大きく、結果的に Pr_T がタブ無しの場合と比較して大きい。噴流の拡散幅が小さいタブの背後のほうが拡散幅が大きいタブの谷間と比較して平均速度こう配が緩やかな理由は、図 6.8 に示すように半径方向に対する平均速度こう配が特にタブの谷間において一定ではないからである。また、図 6.20(b) では、タブの背後の ν_T および α_T がタブの谷間のそれぞれの値と比較して小さい。この理由を図 6.21 に示す $x/d = 2.0$ の $y-z$ 平面上における主流方向平均速度および平均温度分布を用いて説明する。図の縦軸および横軸は噴流出口直径 d により無次元化された鉛直方向距離 y/d およびスパン方向距離 z/d ，図 6.21(a) のコンターは主流方向平均速度 \overline{U}/U_J ，図 6.21(b) のコンターは平均温度 $(\overline{\theta} - \theta_a)/(\theta_J - \theta_a)$ である。また、それぞれの図には $y-z$ 平面上の平均速度ベクトルを重ねており、コンター上の赤点は $y/b_{\overline{U}} = -1$ および $z/b_{\overline{U}} = 1$ の位置である。タブの谷間では平均速度ベクトルは噴流の半径方向外側へと向かい、タブの背後では噴流中心へ向かうものがある。このことから、一度噴流の外側へと拡散した比較的速度が速く温度が高い流体がタブの背後で噴流中心に向かって流入するため、噴流の拡散が進行しにくいことを意味する。よって、タブの背後では平均速度こう配や平均温度こう配の大きさに対して、運動量や熱の拡散の大きさが相対的に小さくなり、タブの背後の ν_T および α_T がタブの谷間の値と比較して小さくなる。



(a) 乱流プラントル数の主流方向変化

(b) 渦拡散係数および乱流熱拡散係数 ($x/d = 2.0$)



(c) 乱流プラントル数を構成する項 ($x/d = 2.0$)

図 6.20: (a) 平均速度半値幅の位置における乱流プラントル数と (b) $x/d = 2.0$ における渦拡散係数と乱流熱拡散係数および (c) 乱流プラントル数を構成する項

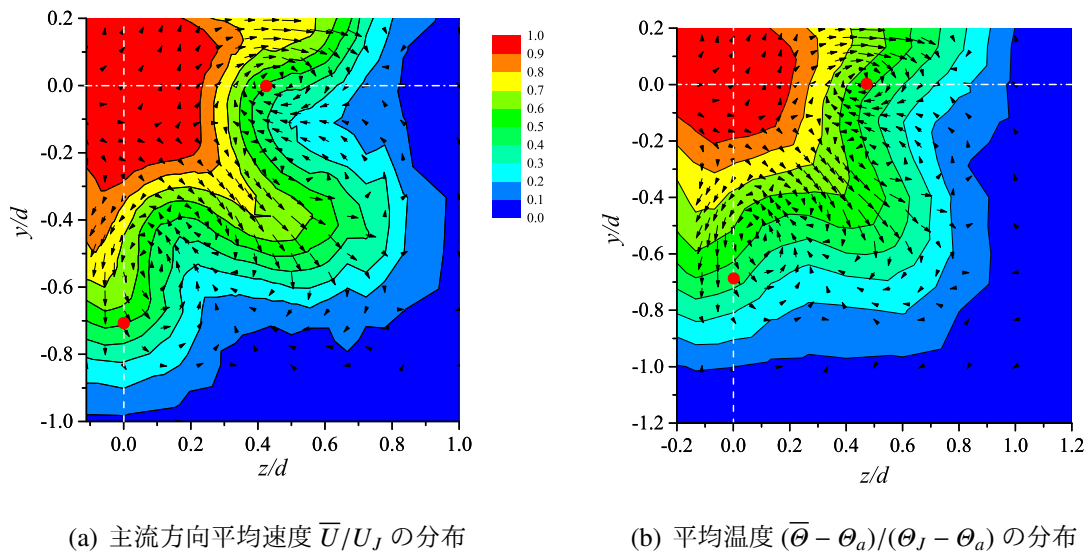


図 6.21: $x/d = 2.0$ における $y-z$ 平面上の主流方向平均速度分布および平均温度分布

6.5 まとめ

本章では、6つの半デルタ翼形状タブが軸対称噴流の速度場および温度場に及ぼす影響を調査した。以下に得られた主な知見を示す。

- 1タブ設置時と同様に、縦渦の発生と強い偏向流れが確認された。また、平均速度が大きい流体は1タブ設置時よりも噴流外縁部へと強く拡散する。(図 6.2 ~ 6.4)
- 噴流中心軸上の速度変動はタブ無しの場合と比較して噴流出口に近い位置で増大した。また、 $-5/3$ 乗則が現れる位置もタブ無しの場合と比較して噴流出口に近づいたことから、噴流出口に近い位置での中心軸上の速度場が乱流化している。(図 6.5, 6.6)
- 噴流半径方向における速度変動およびレイノルズ応力の最大値はタブ無しの場合と比較して減少した。(図 6.9 ~ 6.13)
- 平均速度半値幅の位置における乱流プラントル数は噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ のタブの谷間を除いてほぼ同一となるが、 $x/d = 2.0$ のタブの谷間では、平均速度こう配が特に小さいために乱流プラントル数が他の条件と比較して大きい。また、 $x/d = 2.0$ のタブの背後では噴流中心へと向かう流れが存在するため、渦拡散係数および乱流熱拡散係数はタブの谷間と比較して小さい。(図 6.20, 6.21)

第7章 稼働するタブが流動場に与える影響

本章では、タブのアクティブ制御が噴流に及ぼす影響を調査するために行った、噴流中心へ向かってタブを稼働させた場合における速度場の結果を示す。

7.1 タブの稼働機構

7.1.1 稼働装置

図 7.1 に噴流出口の周囲に取り付けられたタブの稼働装置を示す。スキマーの下流側の面に稼働装置が周方向に 60° ごとに 6 つ設置されている。稼働装置の可動部の先端にはタブが設置されており、タブを噴流中心に向かって半径方向に稼働させる。図 7.2 にタブの稼働に用いたスライドアクチュエータ (日本トムソン株式会社 TU-25S13A) の詳細を示す。スライドアクチュエータはスライドテーブルをスキマーの方向に向け、スキマーの面からわずかにスライドテーブルを離してアクリル板により固定した。スライドアクチュエータの稼働にはステッピングモータ (オリエンタルモータ株式会社 PMM33A2) を用いた。ステッピングモータは励磁最大静止トルク $3.3 \times 10^{-2} \text{ Nm}$ で、立ち上がりおよび立ち下りの時間精度はそれぞれ $2 \mu\text{s}$ 以内でのものである。

7.1.2 タブの駆動の制御

ステッピングモータの制御には 2 軸用のコントローラ (オリエンタルモータ株式会社 EMP2002) を 3 つ使用し、6 つのタブを稼働させた。また、モータの回転制御には市販のソフトウェア (オリエンタルモータ株式会社 MEXP01) を用いた。図 7.3 にタブを稼働させる制御系の概略を示す。6 つのスライドアクチュエータを同時に駆動させるためには、各コントローラへ同時にプログラムスタート信号を送ることの出来るトリガスイッチが必要となる。図 7.4 にトリガスイッチの回路図を示す。コントローラは $+24 \text{ V}$ の電圧を 0.5 ms 以上印加するとスタートする。トリガスイッチのチャタリングを抑えるためにコンデンサをトリガスイッチと並列に接続した。

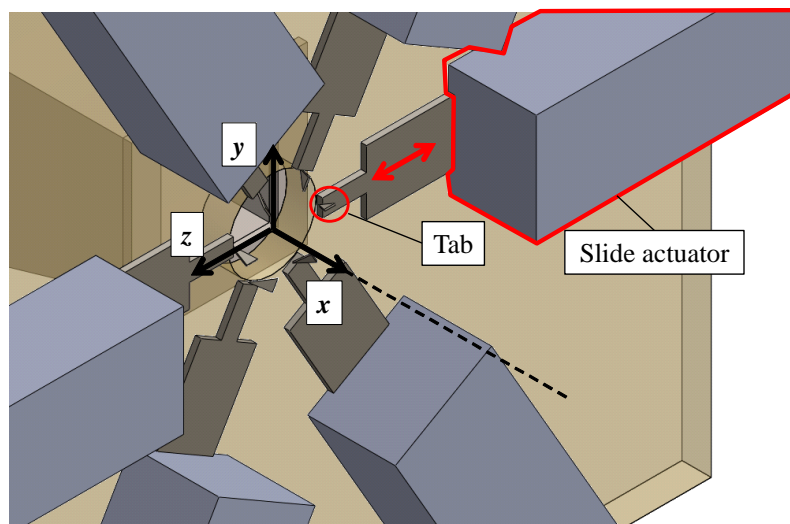


図 7.1: 噴流出口周囲へのタブ稼働装置の設置

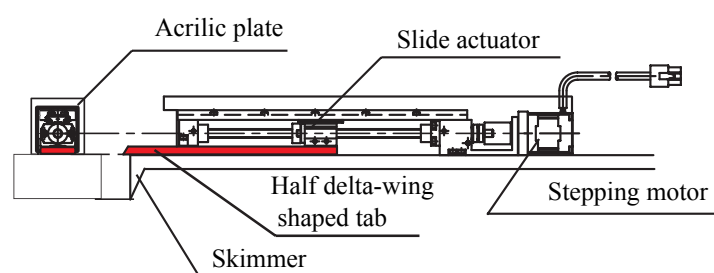


図 7.2: 制御装置の構成

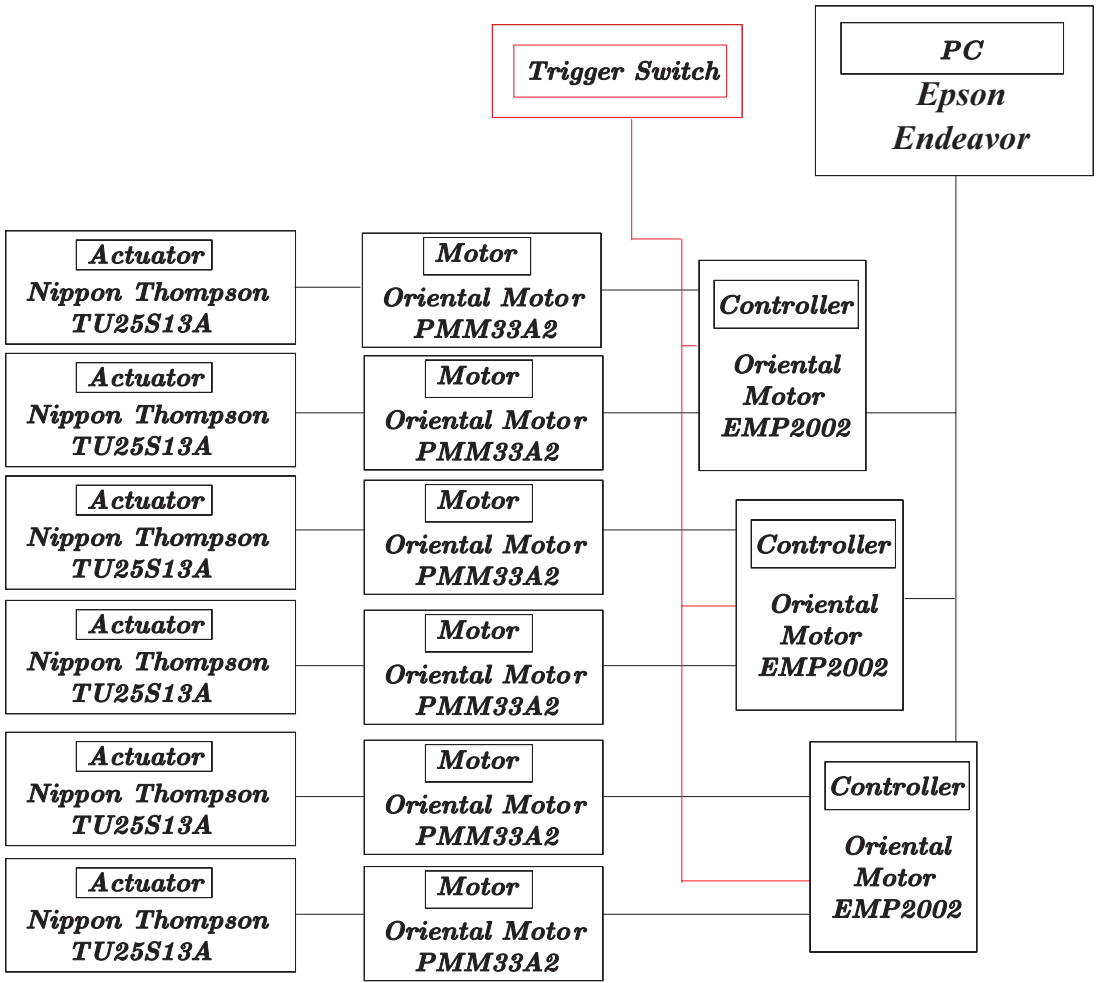


図 7.3: タブを稼動する制御系の概略

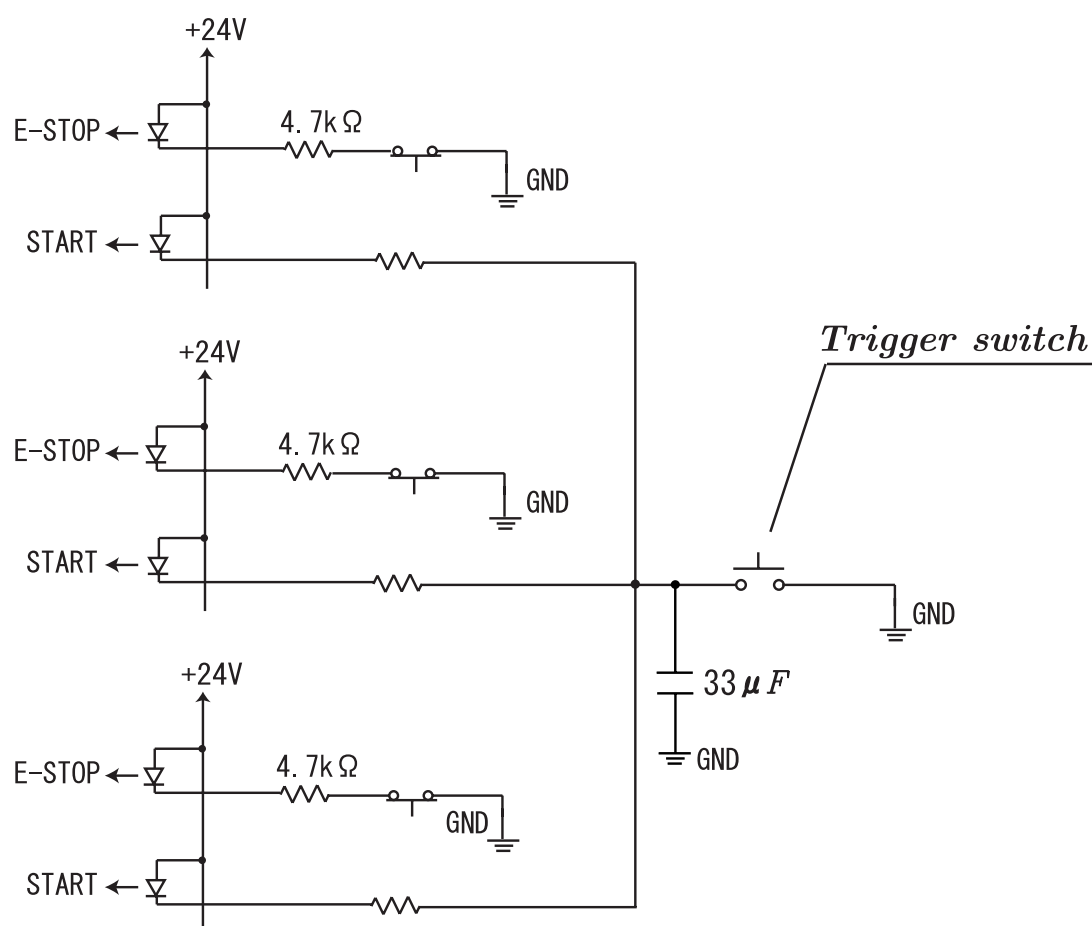


図 7.4: トリガスイッチ

7.1.3 タブの稼働パターンおよび位相平均統計量の算出

図7.5にタブの稼働パターンの概略を示す。タブの稼働パターンは以下に示す2通りとした。全てのタブを同位相で稼働するパターンの軸対称モード (Axisymmetric mode) および y 軸に対して対称な3つのタブが交互に稼働するパターンの交互モード (Alternating mode) である。図7.6にタブの稼働パターン毎のタブの突出高さの時間変化を示す。タブの最大突き出し高さはこれまでと同様に $h = 3.75 \text{ mm}$ である。また、アクチュエータの稼働速度の制限から、動作周波数 f を 3.0 Hz とした。

本章では、それぞれのモードでの位相平均統計量の算出を行った。図7.7にモータコントローラから出力された信号から位相平均の基準信号となるトリガを設定する方法を示す。図7.6中の1番のタブが挿入されるタイミングが図7.7の出力信号の立ち上がりと一致しており、これを基準として位相を以下に示す4つに分割した。

軸対称モード

- 位相1 全てのタブが噴流外部から内部へ稼働する
- 位相2 全てのタブが噴流内部で最大突き出し高さの位置で静止する
- 位相3 全てのタブが噴流内部から外部へ稼働する
- 位相4 全てのタブが噴流外部で静止する

交互モード

- 位相1 左側のタブ群が噴流外部から内部へ稼働し、右側のタブ群が噴流内部から外部へ稼働する
- 位相2 左側のタブ群が噴流内部で最大突き出し高さの位置で静止する
- 位相3 右側のタブ群が噴流外部から内部へ稼働し、左側のタブ群が噴流内部から外部へ稼働する
- 位相4 右側のタブ群が噴流内部で最大突き出し高さの位置で静止する

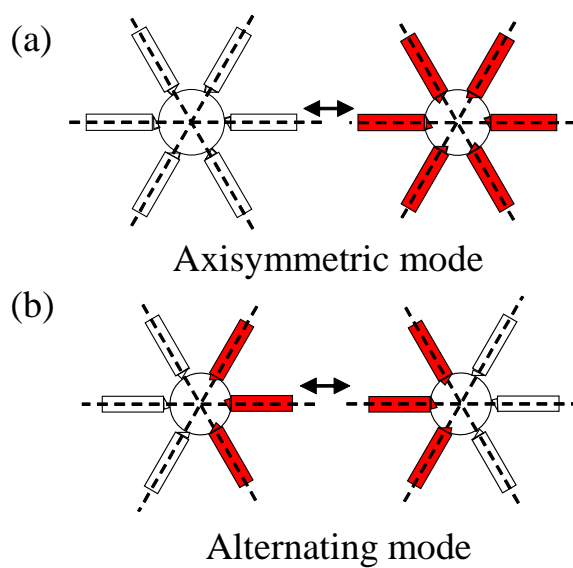


図 7.5: タブの稼働パターンの概略, (a) 軸対称モードおよび (b) 交互モード

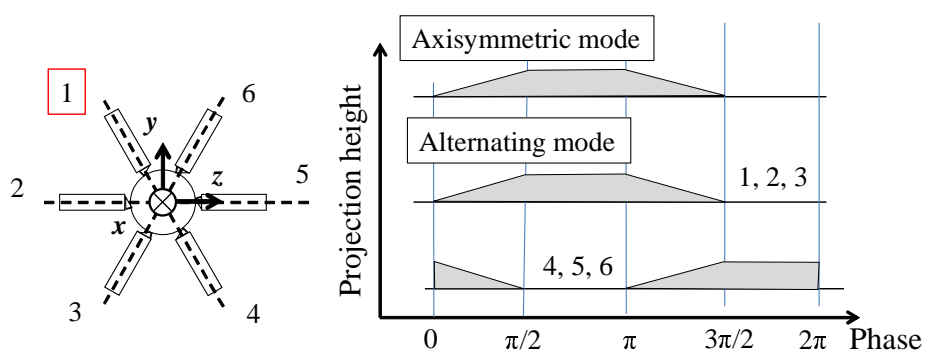


図 7.6: タブの突出高さの時間変化

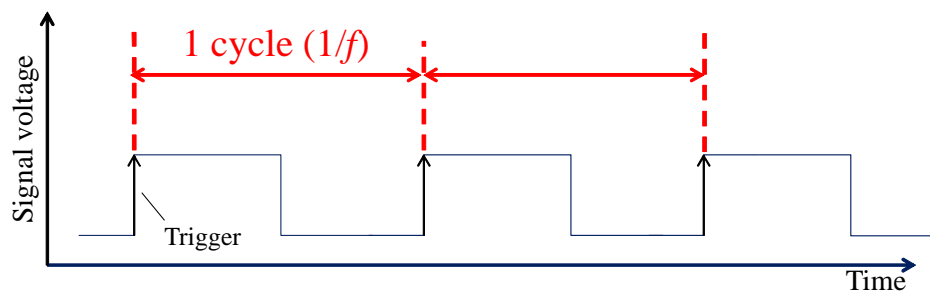
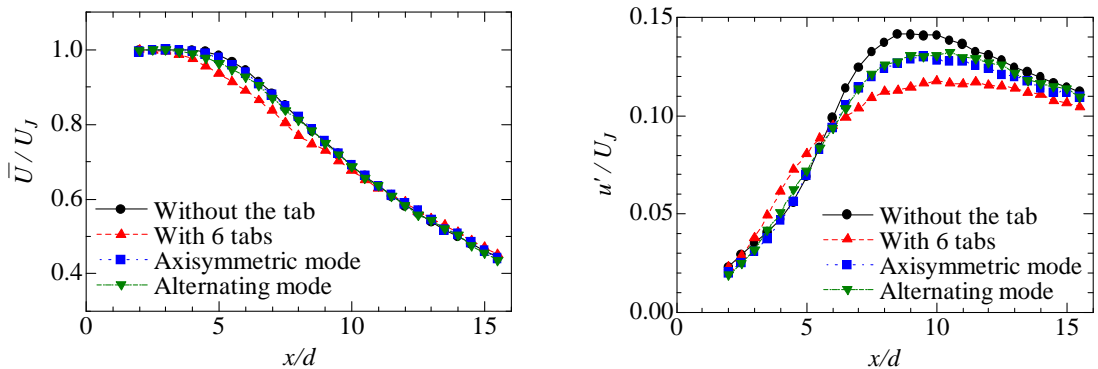


図 7.7: 位相平均算出時の基準信号の決定

7.2 速度統計量

7.2.1 中心軸上分布

図 7.8 に主流方向平均速度の中心軸上変化を示す。以下，比較対象として 3 章で掲載したタブ無しの場合 (Without the tab)，5 章で掲載した 6 タブ設置時 (With 6 tabs) の結果を合わせて示す。図の横軸はスキマー直径 d で無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸は噴流出口速度 U_j で無次元化された主流方向平均速度 \bar{U}/U_j および速度変動 rms 値 u'/U_j である。軸対称モードでは \bar{U}/U_j はタブ無しの場合とほぼ同一の分布を示す。また，交互モードでは噴流出口近傍の領域において平均速度が一定値を示すポテンシャルコア領域の長さがタブ無しの場合と比較してわずかに減少しているが，6 タブ設置時ほど大きく減少しない。また，軸対称および交互モードのいずれも噴流出口遠方の $x/d > 10$ の領域においては，タブがない場合とほぼ同一の値となる。一方， u'/U_j は軸対称モードおよび交互モードでほぼ同一の分布となるが，それはタブ無しの場合と 6 タブ設置時との中間的な分布である。



(a) 主流方向平均速度

(b) 速度変動 rms 値

図 7.8: 噴流中心軸上における速度統計量の主流方向変化

7.2.2 $y-z$ 平面上分布

図 7.9 および 7.10 に軸対称モードおよび交互モードの $x/d = 2.0, 4.0, 9.0$ および 15.0 の $y-z$ 平面上における主流方向平均速度分布をそれぞれ示す。図の縦軸と横軸はそれぞれスキマー直径 d で無次元化された鉛直方向距離 y/d とスパン方向距離 z/d ，コンターは噴流出口速度 U_j で無次元化された主流方向平均速度 \bar{U}/U_j である。軸対称モードと交互モードにおいて，噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ では，噴流出口直後に設置されたタブの影響が現れている。噴流出口から離れるにつれて 6 タブ設置時の場合と同様に分布は周方向に均一化され， $x/d = 15.0$ ではほぼ軸対称的な平均速度分布となる。

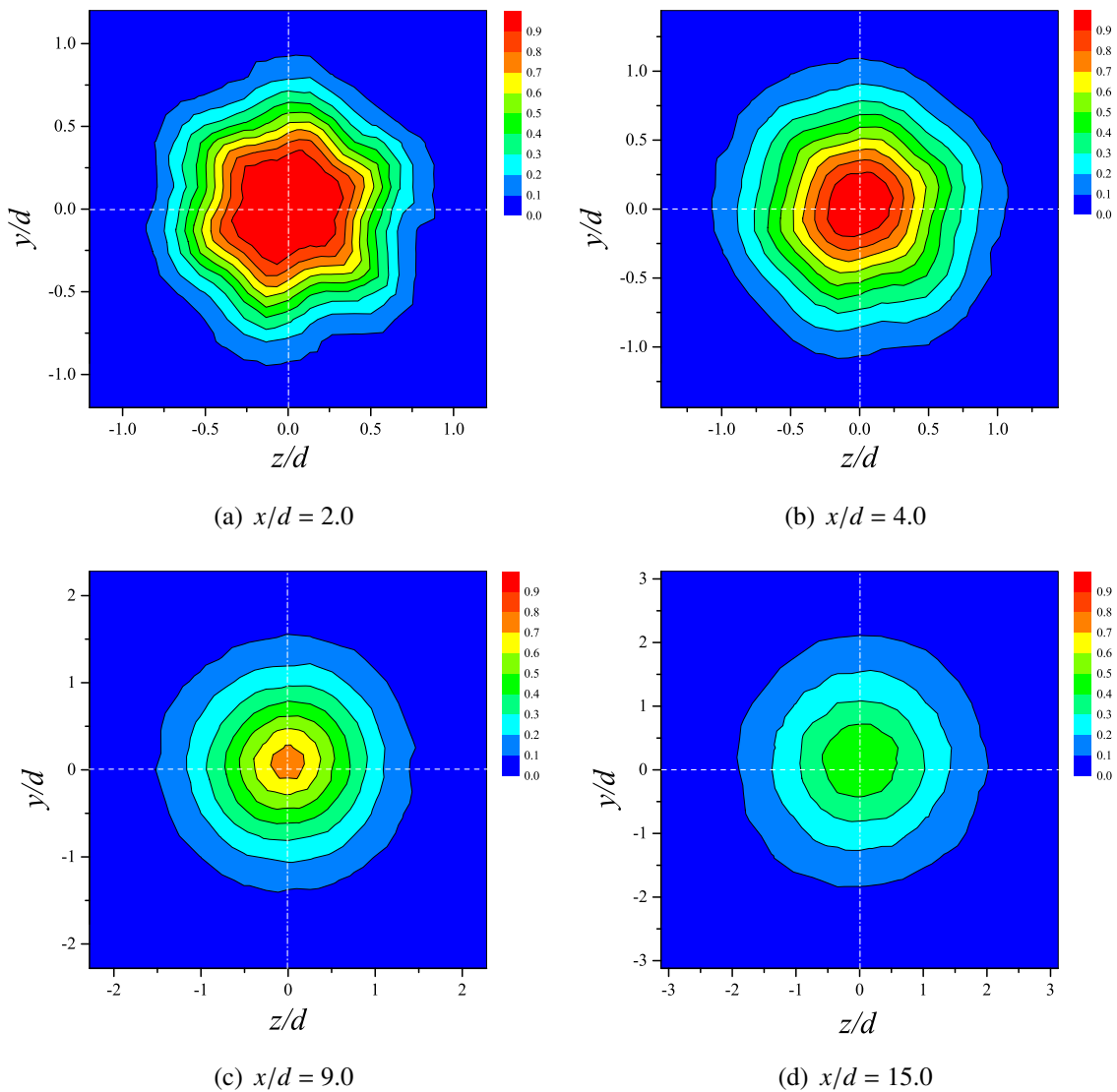
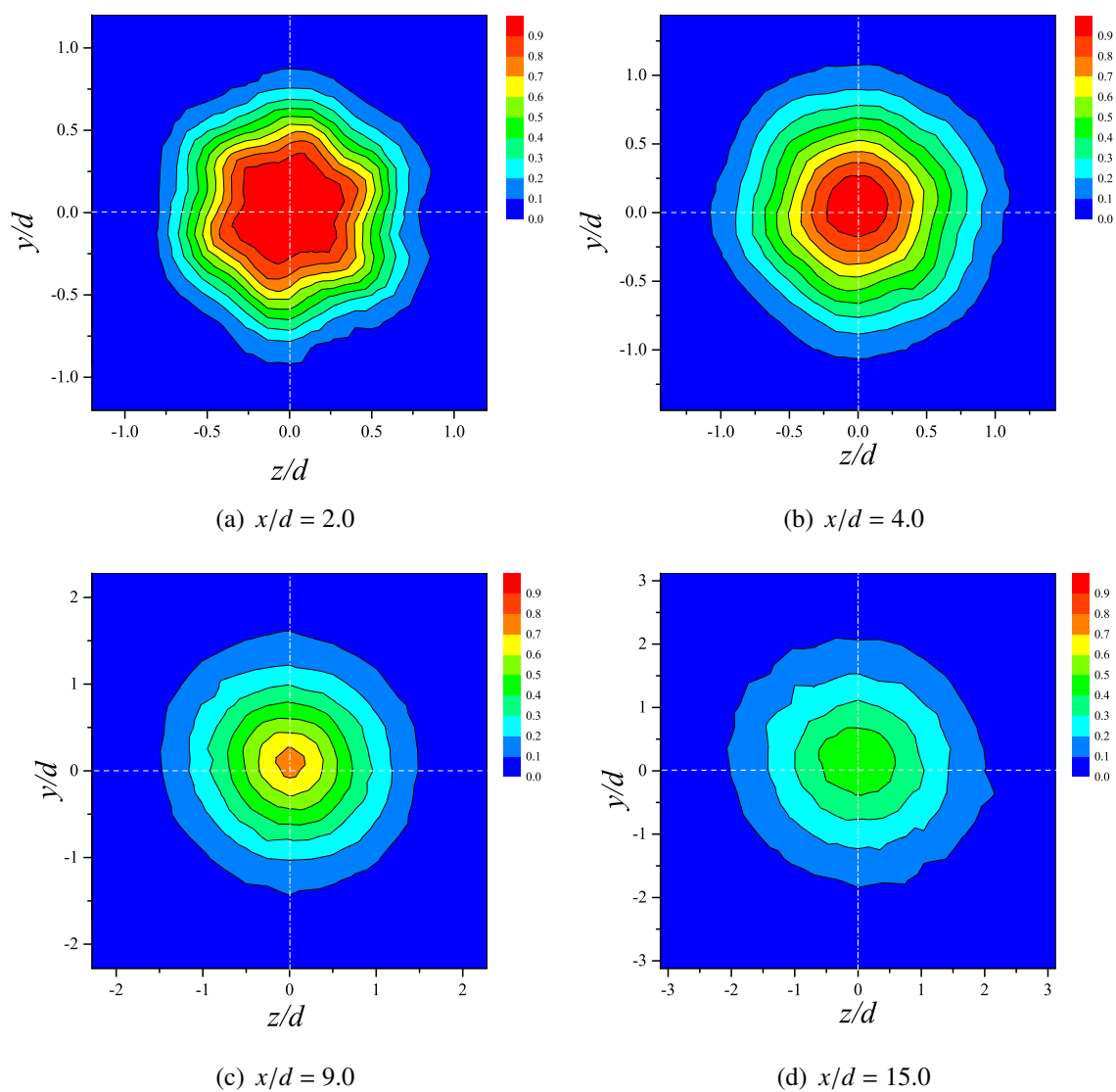


図 7.9: 軸対称モードの $y-z$ 平面上における主流方向平均速度 \bar{U}/U_j の分布

図 7.10: 交互モードの $y-z$ 平面上における主流方向平均速度 \bar{U}/U_j の分布

7.2.3 主流方向の流量

図7.9および7.10の $y-z$ 平面上における平均速度分布から，式(5.1)に従って $x/d = i$ の位置における流量を算出した．図7.11にその主流方向変化を示す．図の横軸は噴流出口直径 d により無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸は(a)噴流の初期流量 q_J で無次元化された流量 q_i^* および(b)タブ無しの場合に対する流量の増大割合 $(q_i^* - q_{i,wo}^*)/q_{i,wo}^*$ である．軸対称モードと交互モードにおける流量変化はほぼ同一であり，噴流出口近傍の $x/d = 2.0$ ではタブ無しの場合と比較して流量が増大し，反対に噴流出口から離れた $x/d = 12.0 \sim 15.0$ では流量がタブ無しの場合と比較して減少している．6タブ設置時と同様に，噴流出口近傍の領域で周囲流体の取り込みが促進され，噴流出口から離れた領域では取り込みが抑制されるが，その影響は6タブ設置時ほど大きくない．

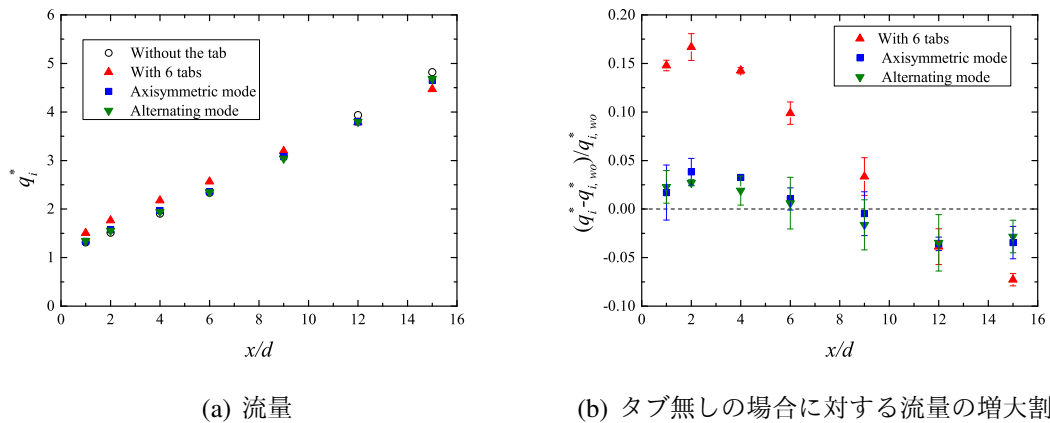


図 7.11: 流量の主流方向変化

7.3 位相平均速度統計量の変化

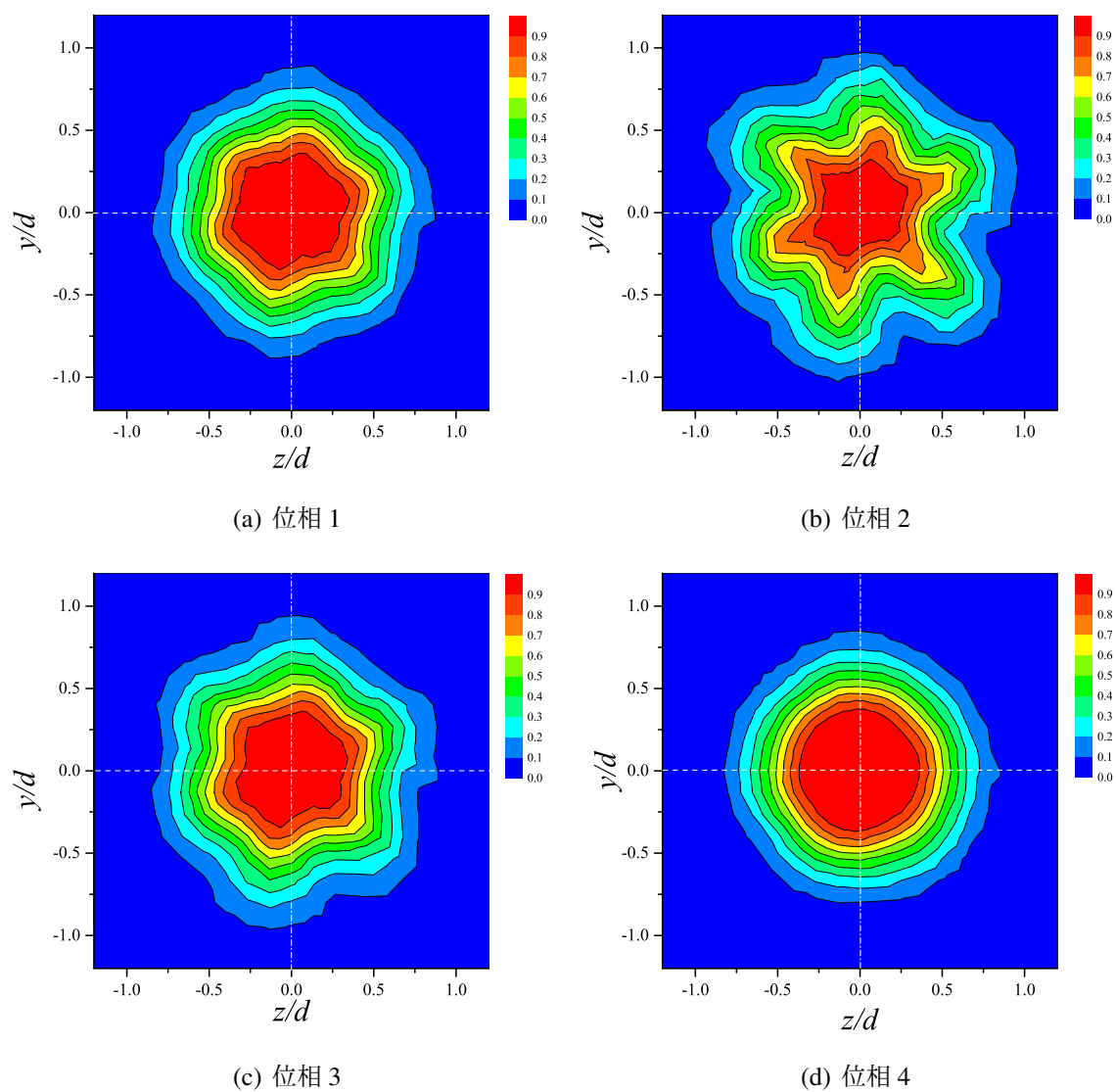
7.3.1 軸対称モードの位相平均速度統計量

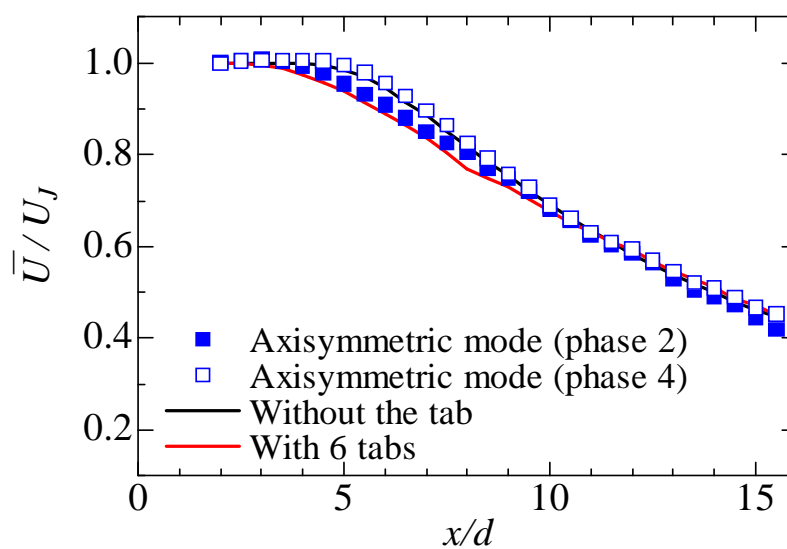
図 7.12 に、軸対称モードでの $x/d = 2.0$ の $y-z$ 平面上における位相平均主流方向平均速度の分布を示す。図の縦軸と横軸はそれぞれスキマー直径 d で無次元化された鉛直方向距離 y/d とスパン方向距離 z/d ，コンターは噴流出口速度 U_j で無次元化された平均速度 \bar{U}/U_j である。軸対称モードでは、位相 2（タブが全て突出している状態）でタブ無しの場合と比較して \bar{U}/U_j の分布の変形が最も大きく、その分布は図 5.7(a) の 6 タブ設置時のものに近い。一方で、位相 4（タブが突出していない状態）では \bar{U}/U_j の分布は図 3.5 のタブ無しの場合のものとほぼ同一である。また、タブが初期せん断層内部を移動している位相 1 および位相 3 では、 \bar{U}/U_j の分布は位相 2 および位相 4 の中間的な分布となる。図 7.9(a) の平均速度分布形状の変化が図 5.7(a) の 6 タブ設置時のものと比較して小さいが、これは平均的にタブが突出している時間が 6 タブ設置時と比較して短いためである。

図 7.13 に軸対称モードの位相 2 および位相 4 での噴流中心軸上における主流方向平均速度および速度変動 rms 値の主流方向分布を示す。図の横軸はスキマー直径 d で無次元化された主流方向距離 x/d ，縦軸は噴流出口速度 U_j で無次元化された主流方向平均速度 \bar{U}/U_j および速度変動 rms 値 u'/U_j である。 \bar{U}/U_j および u'/U_j のいずれにおいても、位相 2 では上記の $y-z$ 平面上における \bar{U}/U_j の場合と同様に、6 タブ設置時とほぼ同様の分布となる。また、位相 4 でもタブ無しの場合とほぼ同様の分布となる。

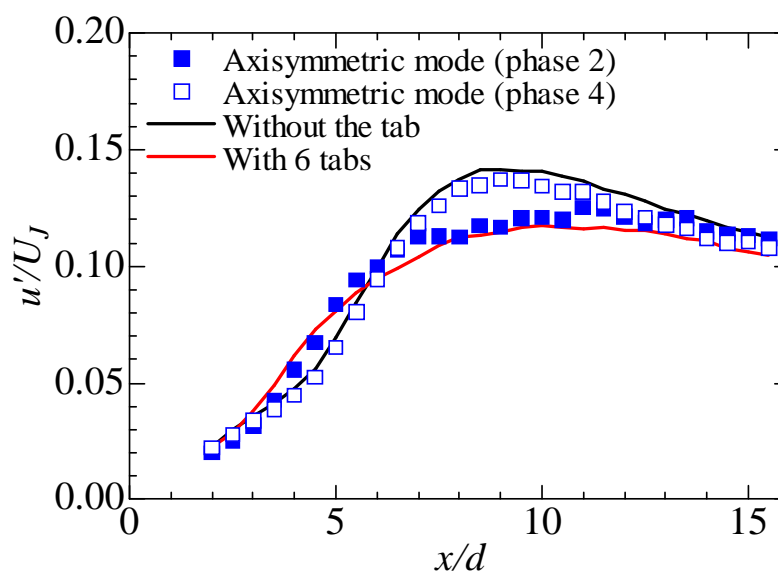
7.3.2 交互モードの位相平均速度統計量

図 7.14 に、交互モードでの $x/d = 2.0$ の $y-z$ 平面上における位相平均主流方向平均速度の分布を示す。図の縦軸と横軸はそれぞれスキマー直径 d で無次元化された鉛直方向距離 y/d とスパン方向距離 z/d ，コンターは噴流出口速度 U_j で無次元化された平均速度 \bar{U}/U_j である。左右いずれかのタブ群が初期せん断層内に突出している位相 2 と位相 4 では、タブが突出している方向の \bar{U}/U_j の分布が大きく変形していることが確認できる。また、タブが初期せん断層内部を移動している位相 1 および位相 3 では、軸対称モードと同様に \bar{U}/U_j の分布は位相 2 および位相 4 の中間的な分布となる。図 7.10(a) の平均速度分布形状の変化が図 5.7(a) の 6 タブ設置時のものと比較して小さいが、これは軸対称モードと同様の理由によるものである。また、交互モードの噴流中心軸上における位相平均速度統計量に関して、図 7.14(b) および (d) に示される位相 2 および位相 4 では、最も平均速度が大きい位置が x 軸上から変位しており、タブ無しの場合および 6 タブ設置時と比較することができないために示していない。

図 7.12: 軸対称モードの $y-z$ 平面上における位相平均主流方向平均速度 \bar{U}/U_J の分布

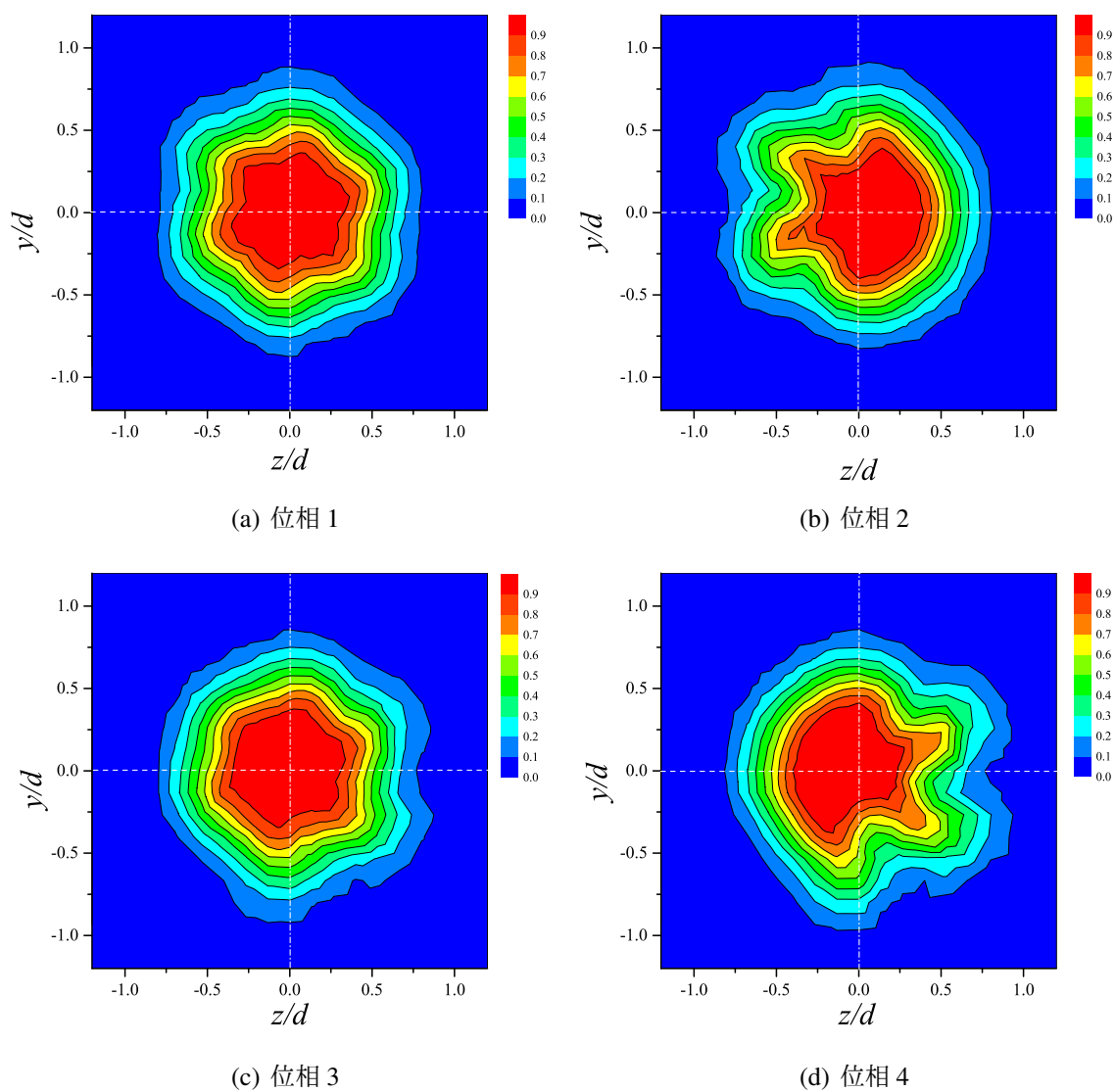


(a) 主流方向平均速度



(b) 速度変動 rms 値

図 7.13: 軸対称モードの位相 2 および位相 4 での噴流中心軸上における速度統計量の主流方向変化

図 7.14: 交互モードの $y-z$ 平面上における位相平均主流方向平均速度 \bar{U}/U_J の分布

7.4 軸対称モードおよび交互モードが生成する速度擾乱

図 7.15 に $x/d = 2.0$ の噴流中心軸上における主流方向速度変動のパワースペクトル分布を示す。図の横軸は周波数 f ，縦軸はパワースペクトルの値 $E_{uu}(f)$ である。いずれの場合においても， $f = 150$ Hz 付近に噴流固有の速度変動のピークが確認できる。なお， $f = 60$ Hz 付近の小さなピークは電源ノイズによるものであると考えられる。また，軸対称モードおよび交互モードでは，タブ無しの場合および 6 タブ設置時と比較して低周波数域のパワースペクトルの値が大きいことがわかる。これは，タブが噴流の初期せん断層内部で稼働することにより発生する速度擾乱に起因すると考えられる。逆に言えば，噴流の固有周波数 f_{peak} (≈ 150 Hz) と稼働タブの動作周波数 f_{tab} ($= 3.0$ Hz) の間には大きな隔たりがある。一方，能動制御に関する既往研究においては，いずれの場合もこれらの値が比較的近い。具体的には，Benard ら [16]，鈴木ら [17] および齋木ら [20] の報告においては，アクチュエータ動作周波数 f ，噴流出口直径 d および噴流出口速度 U_j により定義されるストローハル数 $St = fd/U_j$ が $0.1 \sim 1.6$ であるのに対して，噴流の固有周波数を用いて定義されるストローハル数 $St_{peak} = f_{peak}d/U_j = 0.3$ と同じオーダーである。軸対称モードおよび交互モードでは， $St_{peak} \approx 0.52$ に対してタブの動作周波数 f_{tab} で定義されるストローハル数 St_{tab} は $St_{tab} = f_{tab}d/U_j = 9 \times 10^{-3}$ であり，オーダーが 2 桁異なる。そのため，本研究における稼働タブは低周波数域の乱れを生成するものの，静的な影響しか及ぼさず，タブが流動場に及ぼす影響はタブの平均突出時間により決定されるといえる。

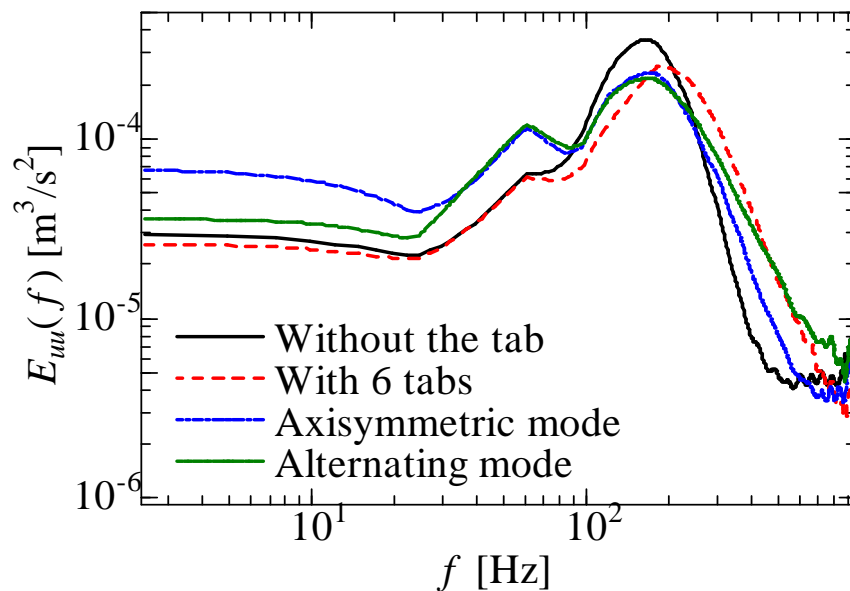


図 7.15: $x/d = 2.0$ の噴流中心軸上における主流方向速度変動のパワースペクトル分布

7.5 まとめ

本章では、6つのタブを軸対称モードおよび交互モードの2種類のパターンにより突出させ、それらのアクティブ制御が速度場に及ぼす影響を調査した。以下に得られた主な知見を示す。

- 軸対称モードおよび交互モードでは、6タブ設置時と同様に噴流出口近傍の領域で周囲流体の取り込みが促進され、反対に噴流出口から離れた領域では取り込みが抑制された。しかし、タブの時間平均突出面積が小さいため、流動場に与える影響は小さい。(図 7.9 ~ 7.11)
- タブのアクティブ制御において、噴流が有している固有周波数よりかなり低い周波数で稼働させた場合には稼働させることによる効果はほとんどなく、タブが流れ場に及ぼす影響は、タブが突出している時間で決定される。(図 7.12 ~ 7.15)

第8章 結論および今後の展望

8.1 結論

本研究では噴流出口直後に加熱軸対称噴流の初期せん断層内部に半デルタ翼形状タブを挿入し、タブの影響を受けた噴流の流動構造および熱輸送機構を明らかにする実験的研究を行った。タブが噴流の乱流構造および周囲流体の取り込みや熱混合・拡散に及ぼす影響を、速度と温度の同時計測を通して明らかにした。さらに、タブによる噴流の取り込みの制御や混合・拡散制御（促進や抑制）のための最適化指針を示すことを試みた。

第1章では、制御対象とする軸対称噴流の流動構造と噴流制御手法に関する研究をまとめた。また、噴流制御に関する研究について述べ、本研究の研究目的と構成を述べた。

第2章では、軸対称噴流の生成に用いた実験装置と速度場および温度場の計測装置の較正法、計測データに含まれる誤差や計測精度向上のための補償法を述べた。

第3章では、形成された軸対称噴流の速度場および温度場に関する基本的特性を示した。形成された軸対称噴流は噴流出口直後で Top-Hat 形状の平均速度および平均温度分布を有すること、また速度場および温度場の統計量が既往研究と同様の分布傾向となることを確認した。

第4章では、1つのタブを噴流出口に設置した場合における速度場および温度場を明らかにし、以下の知見を得た。

1. タブの近傍では、タブの背後の領域で縦渦が発生する。一方で、タブの上流側に衝突した流れは偏向されて、平均速度や平均温度が大きい流体が噴流の半径方向外側へ向かって拡散する。(図 4.4, 4.4, 4.5, 4.10) また、タブ背後位置の近傍や偏流が確認された位置では速度変動や温度変動が小さくなる。(図 4.8, 4.13)
2. タブは噴流のポテンシャルコア領域の速度分布や温度分布形状を変形させ、噴流中心をタブの挿入方向とは反対に変位させる。しかし、噴流出口から離れるにつれて、速度分布や温度分布形状は軸対称に近づく。(図 4.7, 4.11)

第5章では、2~6個のタブを噴流出口に等間隔に設置した場合における速度場および温度場を明らかにし、以下の知見を得た。

1. 噴流出口近傍の領域では、1つのタブを設置した場合と同様に、平均速度および平均温度分布形状が大きく変化する。噴流出口から離れるにつれて平均速度および平均温度分布形状は軸対称に近づくが、2つのタブおよび3つのタブを設置した場合にはこれらの分布形状が円形になる位置が噴流出口からより離れた位置になる。(図 5.1 ~ 5.7, 図 5.15 ~ 5.21)

2. 噴流出口近傍の領域では、設置するタブの数の増加に従い、周囲流体の取り込み量が増大する。噴流出口遠方の領域では、1~3 つのタブを設置した場合にはタブの数の増加に従い、特に 3 つのタブを設置した場合に取り込み量が最も増大する。一方、4~6 つのタブを設置した場合にはタブの数の増加に従い取り込み量は減少して、特に 6 つのタブを設置した場合に最も取り込み量が減少する。(図 5.10)
3. 取り込み量の相違は主流方向平均速度こう配と噴流断面形状を用いて定性的に説明できる。巻き込み速度を決定する一因となりうる主流方向平均速度こう配は、タブを設置した場合には設置しない場合と同程度か小さい。一方、巻き込み速度が定義される周方向長さは、タブを設置した場合の方がタブを設置しない場合に対して長い。したがって巻き込み速度が定義される周方向長さが周囲流体の取り込み量を主に決定する。(図 5.11 ~ 5.14)
4. 噴流出口近傍の領域では、取り込み効果と同様に設置するタブ数に従って混合および拡散が促進される。しかし、下流に進むに従って混合および拡散はいずれも抑制され、タブ無しの場合と同程度または小さくなる。噴流出口から離れた領域では、3 タブ設置時に拡散はタブ無しの場合と同程度となり、混合はタブ無しの場合と比較して促進される。反対に、4~6 タブ設置時には、拡散および混合はいずれも抑制される。(図 5.23 ~ 5.25)

第 6 章では、6 つのタブを噴流出口に等間隔に設置した場合における速度場および温度場を明らかにし、以下の知見を得た。

1. 1 つのタブを設置した場合と同様に、タブの近傍では縦渦の発生と強い偏向流れが確認された。また、平均速度が大きい流体は 1 つのタブを設置した場合よりも噴流外縁部へと強く拡散する。(図 6.2 ~ 6.4)
2. 噴流中心軸上の速度変動はタブ無しの場合と比較して噴流出口に近い位置で増大した。また、 $-5/3$ 乗則が現れる位置もタブ無しの場合と比較して噴流出口に近づいたことから、噴流出口に近い位置での中心軸上の速度場が乱流化している。(図 6.5, 6.6)
3. 噴流半径方向における速度変動およびレイノルズ応力の最大値はタブ無しの場合と比較して減少した。(図 6.9 ~ 6.13)
4. 平均速度半値幅の位置における乱流プラントル数は噴流出口近傍の隣接するタブとタブの谷間の値を除いてほぼ同一となる。しかし、噴流出口近傍のタブの谷間では、平均速度こう配が特に小さいために乱流プラントル数が他の条件と比較して大きい。また、噴流出口近傍のタブの背後位置では噴流中心へと向かう流れが存在するため、渦拡散係数および乱流熱拡散係数は隣接するタブとタブの谷間の値と比較して小さい。(図 6.20, 6.21)

第 7 章では、低周波数でアクティブ制御されたタブが噴流の速度場に与える影響を明らかにし、以下の知見を得た。

1. アクティブ制御されたタブの影響を受けた速度場では、6つのタブを設置した場合と同様に噴流出口近傍の領域で周囲流体の取り込みが促進され、反対に噴流出口から離れた領域では取り込みが抑制された。しかし、タブの時間平均突出面積が小さいため、流動場に与える影響は小さい。(図 7.9 ~ 7.11)
2. 噴流が有している固有周波数よりかなり低い周波数でタブを稼働させた場合にはその効果はほとんどなく、その影響はタブが突出している時間で決定される。(図 7.12 ~ 7.15)

8.2 今後の展望

本研究の展望として、噴流の速度場や濃度場の混合または拡散を促進・抑制する位置を自由に変化させるための手法が発展すると思われる。噴流の制御手法として、本研究で利用した半デルタ翼形状タブに限らない他の形状のもの、またはシンセティックジェットアクチュエータやフラップ型アクチュエータ、マイクロジェットなどを、設置する数により噴流特性を変化させることが期待される。そのうえで、空調機器や内燃機関などの工業機器において、周囲環境や利用状況に即した噴流制御の適用により、これらの機器の高効率・省エネルギー運転への貢献が期待できる。

謝辞

本論文は，名古屋大学大学院工学研究科機械理工学専攻において，酒井康彦教授の御指導のもとに行われた研究をまとめたものです．本論文を結ぶにあたり，長年にわたり終始丁寧な御指導と御鞭撻を賜りました酒井康彦教授に謹んで感謝の意を表します．

本論文をまとめるに際し，笠原次郎教授（航空宇宙工学専攻），長田孝二教授（航空宇宙工学専攻）および伊藤靖仁准教授（機械理工学専攻）からは，有益な御教示と注意深い御検討を賜りました．ここに深く感謝申し上げます．

研究を始めて以来，岩野耕治助教（機械理工学専攻）および寺島修氏（株式会社本田技術研究所，元名古屋大学大学院工学研究科助教）からは，実験技術やデータの解析，学術論文の執筆に関して丁寧な御指導と御助言を頂きました，心より感謝申し上げます．

本論文の実験の遂行や結果の考察については北村拓也氏（長崎大学大学院工学研究科助教，元名古屋大学），高牟礼光太郎氏，高橋護氏，長縄洸佑氏（名古屋大学大学院工学研究科機械理工学専攻）および安藤祐斗氏（アイシン・エーアイ株式会社，元名古屋大学）から多大な御協力を頂きましたことに篤く御礼申し上げます．また，私の研究生生活を助けていただきました酒井研究室の諸先輩方ならびに大学院生，事務職員の方々に感謝の意を表します．

最後になりましたが，博士課程に進学する機会を与えてくださり，いつも変わらずに暖かく見守り続け，支援して下さった両親に深く感謝し，謝辞と致します．

付録A パッシブスカラーに基づくエントロピー

本論文では、熱をパッシブスカラーとみなしたときの平均温度場の混合・拡散状態の定量評価にエントロピーによる評価を利用した。Everson ら [58] がエントロピーに基づいたパッシブスカラーの混合・拡散状態の定量評価方法を提唱しており、辻本ら [63] [64] により DNS による噴流制御の効果を表す指標として用いられている。

ここでは、エントロピーによる混合および拡散指標の算出方法を示し、それぞれのパラメータがもつ物理的意味について述べる。

A.1 エントロピーによる混合および拡散指標の算出方法

デカルト座標系においてパッシブスカラーの濃度場 $\phi(\mathbf{x})$ を利用してエントロピーを算出する。系全体が n 個の粒子を含むと仮定して、微小体積をもつ i 番目のセル内に粒子が n_i 個含まれるとする。セルの体積と中心座標をそれぞれ $\Delta \mathbf{x}_i$ および \mathbf{x}_i とすると、 i 番目のセルの濃度場と粒子数に対して以下の式が成り立つ。

$$\phi(\mathbf{x}_i)\Delta \mathbf{x}_i = n_i, \quad (\text{A.1})$$

なお、 $\sum_i n_i = n$ の関係が成り立つとする。系全体の粒子が取りうる組み合わせの総数は、

$$\frac{n!}{n_1!n_2!\dots n_i!\dots} \quad (\text{A.2})$$

と表される。ボルツマンの公式 $S = k \ln W$ より、ボルツマン定数を $k = 1$ としたとき、粒子の分布に基づくエントロピー S は、粒子の組み合わせの総数の対数をとることにより、以下の式で表される。

$$S = \ln \frac{n!}{\prod_i n_i} = \ln n! - \sum \ln n_i! \quad (\text{A.3})$$

スターリングの近似 $\ln m \approx m \ln m - m$ ($m \gg 1$) により、式 (A.3) は次式により表される。

$$S \approx n \ln n - \sum_i n_i \ln n_i. \quad (\text{A.4})$$

また、式 (A.1) を式 (A.4) に代入すると、

$$S \approx \left(\sum_i \phi(\mathbf{x}_i)/\Delta \mathbf{x}_i \right) \ln \left(\sum_i \phi(\mathbf{x}_i)/\Delta \mathbf{x}_i \right) - \sum_i (\phi(\mathbf{x}_i)/\Delta \mathbf{x}_i) \ln (\phi(\mathbf{x}_i)/\Delta \mathbf{x}_i) \quad (\text{A.5})$$

と表される． $\Delta x \rightarrow 0$ の極限を考えたとき， $\phi(x)$ により S は以下の式で表される．

$$S \approx \Phi \ln \Phi - \int \phi \ln \phi dx. \quad (\text{A.6})$$

なお，ここでは $\Delta x \ln \Delta x \rightarrow 0$ の極限を利用し， $\Phi = \int \phi dx$ とした．以上により，統計エントロピー $S_{sta} = \Phi \ln \Phi$ および変動エントロピー $S_{flu} = - \int \phi \ln \phi dx$ が求められる．

A.2 エントロピーの物理的意味

式 (A.6) により求められた統計エントロピーおよび変動エントロピーの物理的意味について述べる．

まず，統計エントロピーについて，図 A.1 に示される 2 つの流路 A，B により構成される混合層を考え，与えられた初期条件から定常状態まで変化することを仮定する．このとき，流路 A，B の断面積はそれぞれ 1 であり，流路 A の初期状態は速度 $U = 1$ ，濃度 $\phi = 1$ ，流路 B の初期状態は $U = 0$ ， $\phi = 0$ であるとする．このとき，A の流体が B に拡散した後の定常状態では $U = 0.5$ ， $\phi = 1$ である．初期状態と定常状態における統計エントロピーおよび変動エントロピーの差 ΔS_{sta} および ΔS_{flu} は， $\Delta S_{sta} = 0.39$ ， $\Delta S_{flu} = 0$ となる．したがって，速度場の拡大によりパッシブスカラーが拡散する場合，統計エントロピーが増大する．

次に，変動エントロピーについて，図 A.2 に示される 2 つの流路 A，B により構成される混合層を考える．流路の断面積は統計エントロピーの場合と同じであり，流路 A の初期状態は $U = 1$ ， $\phi = 1$ ，流路 B の初期状態は $U = 1$ ， $\phi = 0$ であるとする．A の流体が B に拡散した後の定常状態では $U = 0.5$ ， $\phi = 1$ である．このとき，流路 A と B の流体が混合した後の定常状態では $U = 1$ ， $\phi = 0.5$ である．ここで， $\Delta S_{sta} = 0$ ， $\Delta S_{flu} = 0.69$ となる．したがって，混合によってパッシブスカラーが拡散する場合，変動エントロピーが増大する．

実際の加熱軸対称噴流では，熱を含んだ噴流由来の流体が噴流外縁部へと拡散することと，熱を含まない周囲流体が噴流へ取り込まれて混合することとが同時に起こるため，統計エントロピーおよび変動エントロピーがいずれも増大するが，エントロピーは流れ場の速度分布に強く依存する．この理由に関して，加熱軸対称噴流では，図 5.1 ～ 5.7 および図 5.15 ～ 5.21 に示されるとおり，平均速度および平均温度は $y-z$ 平面上の位置でその大小関係がほとんど一致する．図 A.3 に加熱噴流の平均速度および平均温度のフローモデルを示す．噴流の半径方向で高速・高温の流体と低速・低温の流体がせん断により混合することを考えると，高速・高温の領域の流体が低速・低温の領域に輸送されて混合するとき，高速・高温流体の熱も同様に低速・低温の領域へ輸送される．このとき，低速・低温の領域では高速・高温の領域と比較して移流する速度が小さく，熱が多く蓄積された状態になります．したがって，式 (A.6) 中の Φ ，つまり熱の総量が増大する．このことから，エントロピーは速度分布に強く依存する．

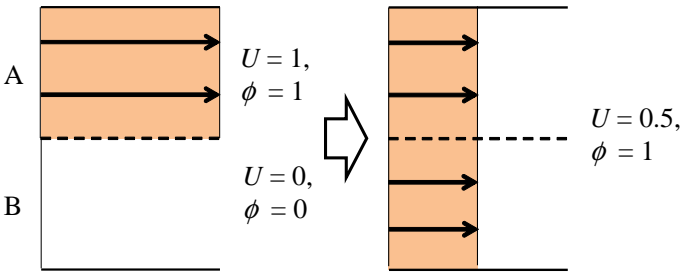


図 A.1: 流路 A から B に拡散する流体の初期状態および定常状態

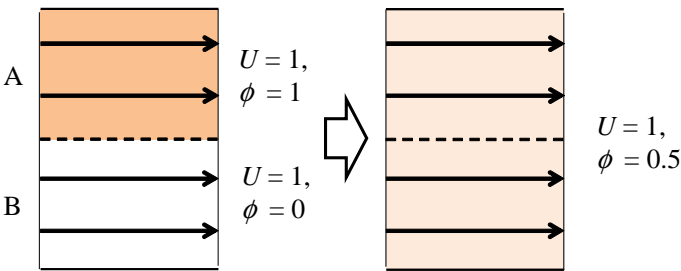


図 A.2: 流路 A と B の間で混合する流体の初期状態および定常状態

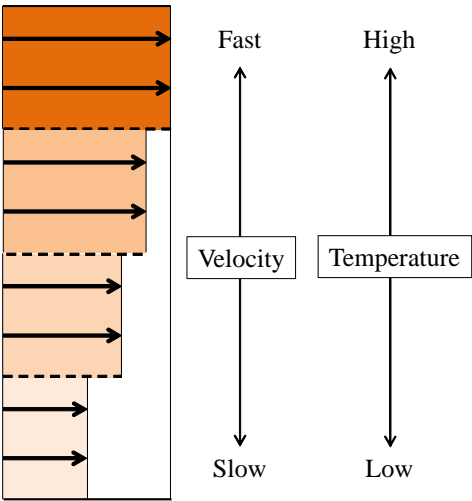


図 A.3: 加熱噴流の平均速度および平均温度のフローモデル

参考文献

- [1] S. K. Robinson, Coherent motions in the turbulent boundary layer, *Annual Reviews of Fluid Mechanics*, Vol. 23, pp. 601-639, 1991.
- [2] P. Holmes, J. L. Lumley and G. Berkooz, Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry. *Cambridge University Press*, pp. 86-128, 1996.
- [3] E. J. Gutmark and C. M. Ho, Preferred modes and the spreading rates of jets, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 26, pp. 2932-2938, 1983.
- [4] A. J. Yule, Large-scale structure in the mixing layer of a round jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 89, pp. 413-432, 1978.
- [5] D. Liepmann, Streamwise vorticity and entrainment in the near field of a round jets, *Physics of Fluids A*, Vol. 3, No. 5, pp. 1179-1185, 1991.
- [6] S. B. Pope, Turbulent flows, *Cambridge University Press*, 2000.
- [7] N. Rajaratnam, 野村安正訳, Turbulent Jets(噴流), 森北出版, 1981.
- [8] P. E. Dimotakis, R. C. Miake-Lye and D. A. Papantoniou, Structure and dynamics of round turbulent jets *Physics of Fluids*, Vol. 26, No. 11, pp.3185-3192, 1983.
- [9] J. Tso and F. Hussain, Organized motions in a fully developed turbulent axisymmetric jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 203, pp. 425-448, 1989.
- [10] M. Yoda, L. Hesselink and M. G. Mungal, Instantaneous three-dimensional concentration measurements in the self-similar region of a round high-Schmidt-number jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 279, No. 11, pp. 315-350, 1994.
- [11] S. Gamard, W. K. George, D. Jung and S. Woodward, Application of a slice proper orthogonal decomposition to the far field of an axisymmetric turbulent jet, *Physics of Fluids*, Vol. 14, No. 11, pp. 2515-2522, 2002.
- [12] B. L. Smith and A. Glezer, The formation and evolution of synthetic jets, *Physics of Fluids*, Vol. 10, No. 9, 1998.
- [13] C. Lee, G. Hong, Q. P. Ha and S. G. Mallinson, A piezoelectrically actuated micro synthetic jet for active flow control, *Sensors and Actuators A: Physical*, Vol. 108, pp. 168-174, 2003.

- [14] Q. Gallas, R. Holman, T. Nishida, B. Carroll, M. Sheplak and L. Cattafesta, Lumped element modeling of piezoelectric-driven synthetic jet actuators, *AIAA Journal*, Vol. 41, No. 2, pp. 240-247, 2003.
- [15] 瀬川武彦, 吉田博夫, 武川信也, T. Jukes and K. -S. Choi, DBD プラズマアクチュエータによる同軸環状噴流, *ながれ*, Vol. 27, pp. 65-72, 2008.
- [16] N. Benard, J. P. Bonnet, G. Touchard and E. Moreau, Flow Control by Dielectric Barrier Discharge Actuators: Jet Mixing Enhancement, *AIAA Journal*, Vol. 46, No. 9, pp. 2293-2305, 2008.
- [17] 鈴木雄二, 笠木伸英, フラップ型マイクロ電磁アクチュエータ群による軸対称噴流の能動制御, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 65, No. 639, pp. 106-113, 1999.
- [18] 蒔田秀治, 大谷秀雄, 石角勝利, 音波による噴流構造の制御 (第 1 報, 励起モードによる噴流構造の相違について), *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 54, No. 504, pp. 1938-1945, 1989.
- [19] M. B. Alkislar, A. Krothapalli and G. W. Butler, The effect of streamwise vortices on the aeroacoustics of a Mach 0.9 jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 578, pp. 139-169, 2007.
- [20] 齋木悠, 田中繁弘, 服部駿也, 石野洋二郎 ミニチュア噴流アクチュエータによるメタン・空気同軸噴流の混合および燃焼の能動制御, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 79, No. 807, pp. 2384-2396, 2013.
- [21] E. J. Gutmark and F. F. Grinstein, Flow control with noncircular jets, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 31, pp. 239-272, 1999.
- [22] K. B. Q. Zaman, Spreading characteristics of compressible jets from nozzles of various geometries, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 383, pp. 197-228, 1999.
- [23] I. Nastase and A. Meslem, Vortex dynamics and mass entrainment in turbulent lobed jets with and without lobe deflection angles, *Experiment in Fluids*, Vol. 48, pp. 693-714, 2010.
- [24] A. Meslem, R. Greffet, I. Nastase and A. Ammar, Experimental investigation of jets from rectangular six-lobed and round orifices at very low Reynolds number, *Meccanica*, Vol. 49, pp. 2419-2437, 2014.
- [25] 藤田重隆, 大坂英雄, 有限長十字形ノズルから流出する三次元噴流 (第 1 報, 平均流特性), *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 53, No. 488, pp. 1142-1149, 1987.
- [26] 藤田重隆, 大坂英雄, 有限長十字形ノズルから流出する三次元噴流 (第 2 報, 乱流特性), *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 55, No. 519, pp. 3356-3364, 1989.
- [27] E. K. Longmire, J. K. Eaton and C. J. Elkins, Control of jet structure by crown-shaped nozzles, *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 2, pp. 505-512, 1992.

- [28] T. H. New and H. M. Tsai, Experimental investigations on indeterminate-origin V- and A-notched jets, *AIAA Journal*, Vol. 45, No. 4, 2007.
- [29] C. B. Rogers and D. E. Parekh, Jet mixing enhancement and noise reduction by streamwise vortices, *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 3, pp. 464-471, 1994.
- [30] K. B. Q. Zaman, M. F. Reeder and M. Samimy, Control of an axisymmetric jet using vortex generator, *Physics of Fluids*, Vol. 6, No. 2, pp. 778-793, 1994.
- [31] N. Heeb, E. Gutmark and K. Kailasanath, An experimental investigation of the flow dynamics of streamwise vortices of various strengths interacting with a supersonic jet, *Physics of Fluids*, Vol. 26, 086102, 2014.
- [32] M. F. Reeder and M. Samimy, The evolution of a jet with vortex-generating tabs: real-time visualization and quantitative measurements, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 311, pp. 73-118, 1996.
- [33] 長田孝二, 酒井康彦, 廣森健祐, 久保貴, 小黒祐希, 稼動突起による軸対称噴流の能動制御の試み (突起形状と稼動パターンの違いによる噴流構造の変化), 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 75, No. 754, pp. 1296-1303, 2008.
- [34] M. J. Carletti, C. B. Rogers and D. E. Parekh, Parametric study of jet mixing enhancement by vortex generators, tabs, and deflector plates, *American Society of Mechanical Engineering, Fluids Engineering Division Conference*, Vol. 237, pp. 303-312, 1996.
- [35] L. J. S. Bradbury and A. H. Khadem, The distortion of a jet by tabs, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 70, pp. 801-813, 1975.
- [36] J. Mi and G. J. Nathan, Effect of small vortex generator on scalar mixing in the developing region of a turbulent jet, *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol. 42, pp. 3919-3926, 1999.
- [37] H. H. Brunn, Hot-wire anemometry, *Oxford University Press*, 1975.
- [38] D. C. Collis and M. J. Williams, Two-dimensional convection from heated wires at low Reynolds numbers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 6, pp. 357-384, 1959.
- [39] L. V. King, On the Convection of Heat from Cylinders in a Stream of Fluid, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, Vol. 214, No. 14, pp. 373-432, 1914.
- [40] 西岡道男, 連載 熱線流速計, 流れの計測, Vol. 6, No. 9.
- [41] O. J. Hinze, Turbulence, second edition, *McGraw-Hill*, pp. 113-140, 1975.
- [42] H. P. William, 丹慶勝市ら訳, Numerical recipes in C [日本語版], 技術評論社, 1999.

- [43] 広田真史, 藤田秀臣, 横沢肇, X型熱線プローブによる測定に及ぼす速度こう配の影響, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 54, No. 499, pp.563-568, 1988.
- [44] A. E. Perry, Hot-wire Anemometry, *Oxford University Press*, 1982.
- [45] 笠木伸英, 河村洋, 長野靖尚, 宮内敏雄, 乱流工学ハンドブック, 朝倉書店, 2009.
- [46] 田川正人, 加藤健次, 太田安彦, 細線温度センサの応答特性と応答補償, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 71, No. 706, pp. 1663-1670, 2005.
- [47] N. Rajaratnam, 野村安正訳, 噴流, 森北出版, 1981.
- [48] I. Wignanski and H. Fiedlar, Some measurement in the self-preserving jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 38, part 3, pp. 577-612, 1969.
- [49] G. Xu and R. A. Antonia, Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet, *Experiments in Fluids*, Vol. 33, pp. 677-683, 2002.
- [50] M. Amielh, T. Djeridane, F. Anselmet and L. Fulachier, Velocity near-field of variable density turbulent jet, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, No. 10, pp. 2149-2164, 1996.
- [51] S. C. Crow and F. H. Champagne, Orderly structure in jet turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 48, pp. 547-591, 1971.
- [52] N. R. Panchapakesan and J. L. Lumley, Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. part1. air jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 246, pp. 197-223, 1993.
- [53] F. Lemoine, Y. Antoine, M. Wolff and M. Lebouche, Simultaneous temperature and 2D velocity measurements in a turbulent heated jet using combined laser-induced fluorescence and LDA, *Experiments in Fluids*, Vol. 26, pp. 315-323, 1999.
- [54] J. Mi, D. S. Nobes and G. J. Nathan, Influence of jet exit conditions on the passive scalar field of an axisymmetric free jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 432, pp. 91-125, 2001.
- [55] R. Chevray and N. K. Tutu, Intermittency and preferential transport of heat in a round jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 88, part. 1, pp. 133-160, 1978.
- [56] L. P. Chua and R. A. Antonia, Turbulent Prandtl number in a circular jet, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 33, pp. 331-339, 1990
- [57] 望月信介, 木原真一, 大坂英雄, 縦渦による壁面噴流の制御 (平均流特性および縦渦の挙動), 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 63, No. 605, pp. 94-100, 1996.
- [58] R. Everson, D. Manin, L. Sirovich and M. Winter, Quantification of mixing and mixing rate from experimental observations, *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 2, pp. 121-127, 1998.

- [59] 三浦健介, 伊藤靖仁, 酒井康彦, 岩野耕治, 長田孝二, 半デルタ翼形状を有するボルテックスジェネレータによる軸対称噴流の制御に関する研究 (第1報: 速度場の統計量による評価), 日本機械学会論文集, Vol. 81, No. 828, 15-00306, 2015.
- [60] 三浦健介, 伊藤靖仁, 酒井康彦, 岩野耕治, 長田孝二, 半デルタ翼形状を有するボルテックスジェネレータによる軸対称噴流の制御に関する研究 (第2報: 温度場の統計量による評価), 日本機械学会論文集, Vol. 82, No. 838, 16-00087, 2016.
- [61] Y. Ito, K. Nagata, Y. Sakai and O. Terashima, Momentum and mass transfer in developing liquid shear mixing layers, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 51, pp. 28-36, 2013.
- [62] A. Darisse, J. Lemay and A. Benaïssa, Investigation of passive scalar mixing in a turbulent free jet using simultaneous LDV and cold wire measurements, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 44, pp. 284-292, 2013.
- [63] 辻本公一, 狩谷修次, 社河内敏彦, 安藤俊剛, 制御噴流のDNSによる混合指標に関する検討, 日本機械学会論文集B編, Vol. 74, No. 737, pp. 34-41, 2008.
- [64] 辻本公一, 青孝次, 社河内敏彦, 安藤俊剛, DNSによるベクトル制御された自由噴流の構造と混合特性に関する検討, 日本機械学会論文集B編, Vol. 77, No. 775, pp. 136-144, 2011.