

2016年度

青山学院大学審査学位論文

指導教員 林 光一 教授

対向衝突噴流による
流体混合の促進に関する研究

Study on improving fluid mixing
by opposed impinging jets

青山学院大学大学院

理工学研究科

理工学専攻

長尾 隆央

目次

1 序論.....	4
1.1 航空エンジン燃焼器.....	5
1.2 対向衝突噴流の特徴.....	7
1.3 単一噴流の研究.....	9
1.4 対向噴流混合の研究.....	12
1.5 本研究の目的	14
1.6 本論文の構成	14
2 解析と実験の手法.....	16
2.1 解析手法	16
2.1.1 基礎方程式.....	16
2.1.2 Large Eddy Simulation(LES).....	18
2.1.3 境界条件	24
2.1.4 差分スキーム	26
2.1.5 FrontFlow/red.....	28
2.1.6 OpenFOAM	29
2.2 実験手法	30
2.2.1 実験装置	31
2.2.2 計測装置・手法.....	33
2.2.3 計測点.....	35
3 主流無し条件における対向衝突噴流の特徴	36
3.1 解析対象	36
3.2 解析モデル.....	36
3.3 実験・CFD の比較.....	39
3.4 主流が無い場合の対向衝突噴流流れ	44
3.4.1 全体的な流れ場.....	44
3.4.2 よどみ点位置の変動.....	47
3.4.3 濃度変動スペクトル.....	48
3.4.4 衝突面付近の混合現象	49
3.5 まとめ.....	51
4 主流との運動量流束比 J による影響	52
4.1 流れ場の分類	53
4.1.1 解析対象・解析手法.....	53
4.1.2 解析ケース.....	54
4.1.3 結果・考察.....	55

4.2 非定常現象.....	76
4.2.1 解析手法	76
4.2.2 計算格子	77
4.2.3 結果と考察.....	78
4.3 まとめ.....	94
5 流路形状の影響.....	96
5.1 解析対象・解析条件.....	96
5.2 計算格子.....	98
5.3 結果と考察.....	99
5.3.1 混合挙動	100
5.3.2 C による未混合度の評価.....	102
5.3.3 各パラメータが混合性能に与える影響.....	102
5.3.4 H/d が大きい条件	103
5.3.5 解析における留意事項	103
5.4 まとめ.....	112
6 結論.....	113
6.1 本論文のまとめ	113
6.2 工学的応用と今後の展望	115
Appendix.A 燃焼による影響	117
A.1 解析対象・解析条件	117
A.2 結果	120
A.3 まとめ	124
Appendix.B 周期的流体现象の検証.....	125
B.1 解析対象・解析条件	125
B.2 キャビティ発振流れの特徴	126
B.3 キャビティ発振流れの解析	126
• 参考文献.....	128
• 謝辞.....	131

記号

A	: 断面積	(area of cross section)
C	: 混合パラメータ	(mixing parameter)
c_p	: 定圧比熱	(constant-pressure specific heat)
D	: 拡散係数	(diffusion coefficient)
d	: 噴流径	(diameter of jet orifice)
e	: 比内部エネルギー	(specific internal energy)
f	: 体積力ソース	(source of volume force)
H	: 流路高さ	(height of flow passage)
h	: 比エンタルピー	(specific enthalpy)
J	: 運動量流束比	(momentum flux ratio)
k	: 波数	(wave number)
k_d	: コルモゴロフ波数	(Kolmogorov wave number)
L	: 流路長さ	(length of flow passage)
p	: 圧力	(pressure)
Pr	: プラントル数	(Prandtl number)
Q	: 体積流量	(volume flow rate)
q	: 熱流束	(heat flux)
S	: 噴流間隔	(jets spacing)
S_{ij}	: 歪速度テンソル	(strain rate tensor)
Sc	: シュミット数	(Schmidt number)
T	: 温度	(temperature)
t	: 時間	(time)
Tr	: 平均滞留時間	(averaged retention time)
u	: 速度	(velocity)
U_s	: 未混合度	(unmixedness)
w	: 質量流量	(mass flow rate)
x, y, z	: デカルト座標	(cartesian coordinate)
Y	: 質量分率	(mass fraction)
ϵ	: 波数を通過するエネルギー伝達率	(energy transfer rate of specific wave number)
μ	: 分子粘性係数	(molecular viscosity)
μ_{SGS}	: 乱流渦粘性係数	(turbulent eddy viscosity)
ν	: 動粘性係数	(kinetic viscosity)
ε	: 乱流パワースペクトル	(power spectrum of turbulent)
η	: コルモゴロフのマイクروسケール	(Kolmogorov micro scale)
λ	: 熱伝導係数	(thermal conductivity)
ρ	: 密度	(density)
σ_{ij}	: 未解決のレイノルズ応力	(unresolved reynolds stress)
τ_{ij}	: 粘性応力テンソル	(viscosity stress tensor)
u	: コルモゴロフ速度	(Kolmogorov velocity)
χ	: スカラー散逸率	(scalar dissipation rate)
ω_T	: エネルギーソース	(source of energy)
ω_s	: 化学物質ソース	(source of chemical species)

下付添字

jet	: 噴流	(jet)
$main$	: 主流	(main flow)
s	: 化学種の番号 ($s = 1, \dots, N$)	(number of chemical species)

1 序論

対向衝突噴流は、工学的には流体を良く混合したい場合に使用されており、特にジェットエンジンの燃焼器に空気を導入する際には一般的に用いられている(Lefebvre and Ballal, 2010). 燃焼器では導入した空気を短時間で均一に混合することが求められており、良く混ぜるための配置や穴の形状などが検討されてきている(Liscinsky, 1992). しかし、混合性能については詳しく調査されてきているが、航空エンジンの分野では、どのような流れ場が発生して混合がされているかという検討は重要視されてこなかった. この理由として、当時の製品の性能評価には平均的な流れ場があれば充分であったことが挙げられる. しかし、今日の設計では、微小な性能向上でも十分なコスト対効果が得られる場合が多く、現象を理解した上での改良検討が必要となっている.

一方、基礎的な対向衝突噴流を研究した事例(牧, 小川, 1987; Metzger and Kind, 2015)は数多くあり、非定常的な特性や衝突面の変動を解析している研究では、噴流同士が干渉する場合は非定常な流れ場となることが明らかとなっている. しかし、非定常特性が混合に与える影響を考察したものは見当たらない. 噴流の研究分野においては、乱流の非定常的な渦が混合に与える影響を研究している事例(Fric and Roshko, 1994)は多く、噴流と静止空気、または噴流がある一定の流速を持った流れ場に流入する場合の混合現象については、今なお活発な研究分野であり、年々現象解明が進んでいる. しかし、対向噴流混合は、未だに未解明な部分も多く、十分に研究されているとは言えない.

本章では、まず航空エンジン燃焼器について、燃焼器内でどのような流れがあるか説明し、対向衝突噴流による混合の重要性を示す. 次に、関連する過去の研究を述べた後に、本研究の目的と論文の構成を示す.

1.1 航空エンジン燃焼器

現在、大出力の航空機エンジンは、一般的にガスタービンエンジンの一種であるターボファンエンジンが使用されている。ターボファンエンジンは図 1.1 に示すように、ファン、圧縮機、燃焼器、タービンから構成されている。エンジンに流入する空気はファンと圧縮機によって数十気圧まで圧縮され、燃焼器において燃料を燃焼させることで流体体積を増加させて流速を増し、タービンを回転させることで流体エネルギーを仕事へ変換する。タービンの仕事は、回転軸によってタービンと連結された圧縮機とファンへ伝わり、一部は圧縮機を動作するために使用されるが、残りはファンを動作させることによって空気を加速して推力が得られる。

ガスタービンエンジンの燃焼器の形式はカン型、マルチカン型、キャニュラ型、アニュラ型があるが、航空機用としては最も重量を低減できるアニュラ型が一般的である。アニュラ型の燃焼器は図 1.2 に示すような構造となっており、ライナで囲まれた燃焼室、燃料噴射ノズル、保炎器、希釈空気口から構成される。保炎器は火炎を安定してその場所に保持するための仕組みであり、現在のガスタービンエンジン燃焼器では、旋回を与えることによって再循環領域を形成して保炎するスワロー保炎器が多く用いられている。燃料噴射ノズルは液体燃料を微粒化して噴出することで、燃焼を起こしやすくするものである。希釈空気口は燃焼器の壁面（ライナ）に、燃焼器の外から空気を導入するために開けられた開口部である。このように導入される空気を希釈空気と呼ぶ。燃焼室の外と中では圧力差が存在するため、希釈空気は噴流となって燃焼室内に噴出される。

今日では、あらゆる内燃機関では、環境に影響する排出ガスを低減することが求められており、航空エンジンにおいても窒素酸化物(NO_x)、一酸化炭素(CO)、炭化水素(HC)、煤（スモーク）などが国際民間航空機関(ICAO)などで規制されている(早乙女,2014)。この中でも NO_x の低減は重要な課題となっており、低 NO_x の燃焼を実現するために、予混合燃焼や、Rich burn Quick quench Lean burn (RQL) 燃焼などを適用した燃焼器が開発されている。予混合燃焼は、あらかじめ空気と燃料を混ぜてから燃焼させる方法であり、予混合希薄燃焼では大幅な NO_x 低減が実施できるが、安定燃焼範囲が限られており、航空エンジンにおいての採用例は少ない。一方、RQL 燃焼は、保炎器付近に過濃燃焼領域を設け、下流で希釈空気を噴出して混合することでガス温度を下げて希薄燃焼とすることで NO_x 低減を図る方法であり、拡散燃焼のため、安定した燃焼を実現できるため、現在でも広く用いられている。

一方、排出物の低減と同様に、燃焼器の効率も改善することが求められている。ガスタービンの熱力学サイクルはブレイトンサイクルとして表すことができ、効率は圧力比が大きくなるほど向上する。圧力比が大きくなるということは、燃焼室温度も上昇することとなるが、タービンの寿命に対して燃焼ガスの温度は低い方が望ましい。しかし、燃焼器出口の温度が不均一となっていると、完全に混ざった場合に比べて、高温のホットスポットが存在することになる。そのため、タービン寿命が低下またはタービンが破損することが考えられるため、燃焼器出口温度は十分均一であることが必要である。

RQL 燃焼器において、燃焼室内の温度分布を調整する役割は希釈空気が担っている。希釈空気は、図 1.2 に示すように、対向配置(inline)とすれ違い配置(staggered)の 2 種類がある。対向配置の方が、低い貫通距離でも均一な温度分布を実現できることから(Holdemann, et al., 1983), 実際の燃焼器でも対向配置が採用されている(Lefebvre and Ballal, 2010)。

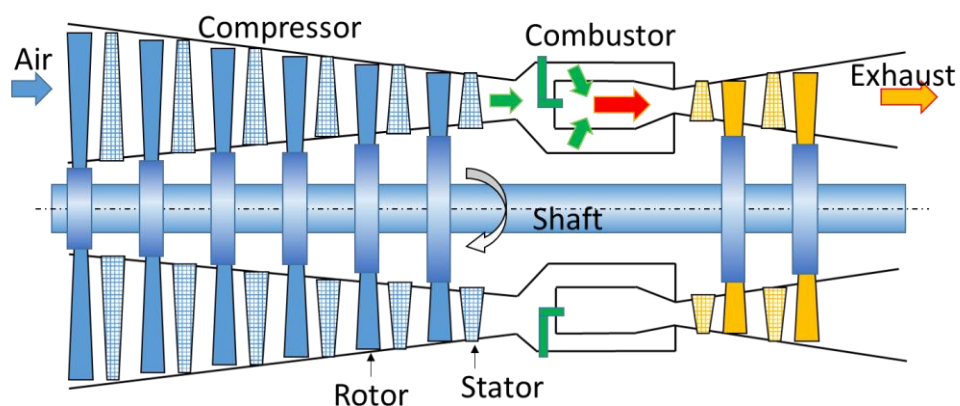


図 1.1 ターボファンエンジン

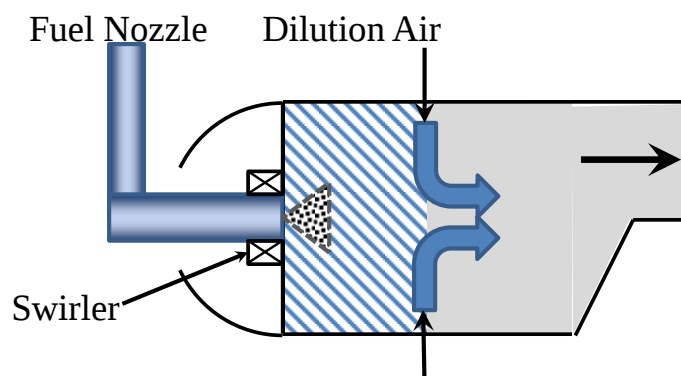


図 1.2 燃焼器模式図

1.2 対向衝突噴流の特徴

対向噴流は、図 1.3 に示すような流体混合を目的とした **Jet Mixer** で使用されるように、混合性能が高いことが知られている(Sultan, et al., 2012). 一方、対向衝突噴流の衝突面位置は不安定であり、特定の位置に固定されることはないという報告(牧,小川,1987; Li ら,2008)や、2次元噴流や矩形断面噴流は衝突面が安定しない条件があり、互いにすれ違う発振現象を引き起こすことがあるという研究報告(山本,野本,1975)がなされている. 矩形の対向噴流が非定常的な挙動を示すことは、実験・計算結果の両方で示されている(Quick,1994).

Jet Mixer のような実際の機器においても、衝突部分において非定常な挙動を示すことが示されており(図 1.4)、直交流との流速比の違いや、流れの非定常性が混合に与える影響なども考察されており、衝突面における非定常的な流れが混合に強く影響していることが示されている(Metzger and Kind, 2015; Luo, et al., 2013).

一方、ジェットエンジン燃焼器において非定常性を考察した例は少ない. 数少ない非定常性の研究例として、Liscinsky らの報告では直交流中の噴流において、濃度分布画像の時間平均結果と瞬時値結果を比較しており(図 1.5)、瞬時値結果の確率密度関数(PDF)と、時間平均結果の PDF は同様の結果となると報告しており、そのために時間平均結果で混合を議論するのは妥当としている(Liscinsky, et al., 1992). しかし、この時の条件は噴流出口の形状が円形ではなく、また、互いに衝突するまでの貫通度を持っていない条件のため、対向衝突噴流についての非定常特性は議論されていない.

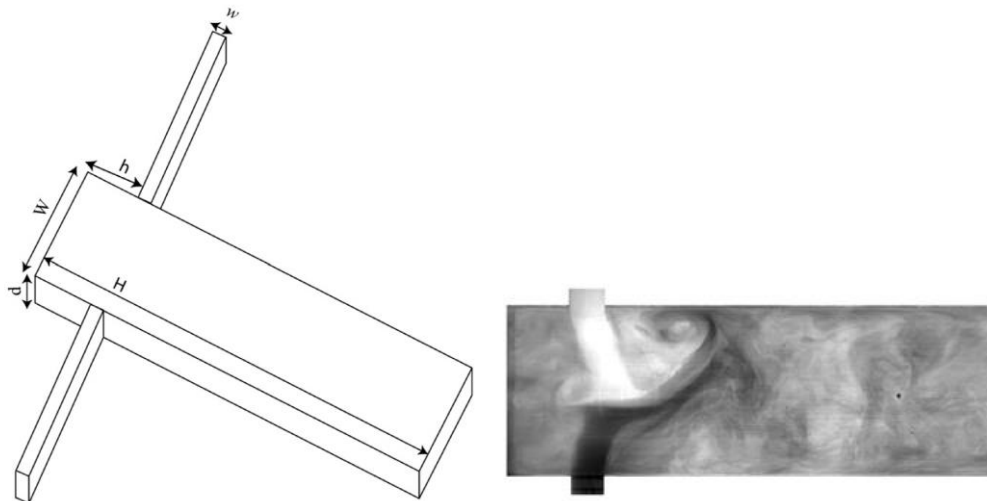


図 1.3 T-jet mixer の例 (Sultan, et al., 2012)



図 1.4 Y 字ミキサにおける非定常混合挙動(Metzger and Kind, 2015)

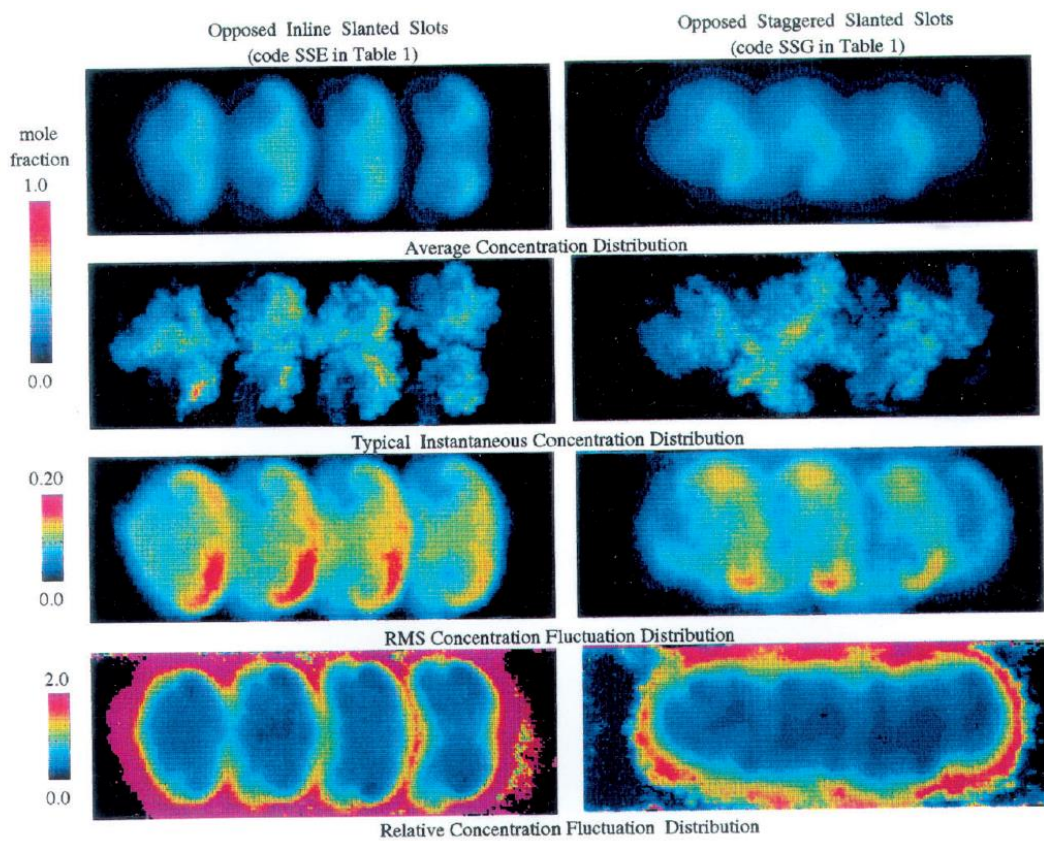


図 1.5 直交流中の噴流の時間平均値と瞬時値の比較(Liscinsky, et al., 1992)

1.3 単一噴流の研究

ラジャラトナムの“噴流”にあるように(Rajaratnam, 1976), 一定速度 U_0 でノズルから静止流体中に吹き出す直径 d の軸対称噴流を図 1.6 に示す. 単独の自由噴流においては, 静止流体と噴流の混合は剪断層において行われる. 剪断層とは, 速度が異なる流れが接している部分であり, そこに発達する乱流を剪断層乱流という. ノズルから離れるにしたがって, 剪断層が外側に発達するために噴流の幅が増大していく一方, 剪断層は噴流の内側にも発達し, 最終的に噴流中心部まで到達した地点が図 1.6 中の断面①-①で示されており, ここから下流を完全発達領域と呼ぶ. 剪断層が発達するまでは入口流速 U_0 が保たれている領域があるが, これをポテンシャルコアとよび, 円錐状の形状となっている. 完全発達領域になると流速分布は自己相似となり, 同一の曲線で整理できる.

図 1.7 に示す通り, 剪断層のように, 異なる流速の流れの接する部分には, まずケルビン-ヘルムホルツ (K-H) 不安定性によって猫目状の横渦, またはロールが発生し, 互いに合体しながら成長する. また, 横渦間を垂直につなぐ縦渦が発生し, それが発達することで 3 次元的に乱れた渦構造へと発展する(木田, 柳瀬, 1999). ラジャラトナムが示す通り, 単独自由噴流のような剪断層乱流においては, 流体の保存式をもとに理論的に式を解くことで, 実験と一致するような速度分布を導き出すことができる.

直交流中に噴流が噴き出す流れについても 1980 年代から研究されており, 図 1.8 に示すように, 噴流と直交流間の速度差による剪断力から渦が発生し, 2 つの渦が成長していく構造となることが示されている(Fric and Roshko, 1994).

図 1.9 のような壁面衝突噴流に関する流れ場も研究されており, PIV と PLIF で混合挙動を研究した例があるが(Reungoat, et al., 2007), ほとんどが壁面との熱伝達係数や, 壁面との伝熱に焦点を置いた研究となっている.

一方で, 壁面衝突噴流と対向衝突噴流の類似性に着目した研究もなされており(Becker, et al., 1988), 壁面噴流と対向噴流では混合挙動の違いがあることが考察されているが, 統計的な検討にとどまり, 非定常的な観察はされていない.

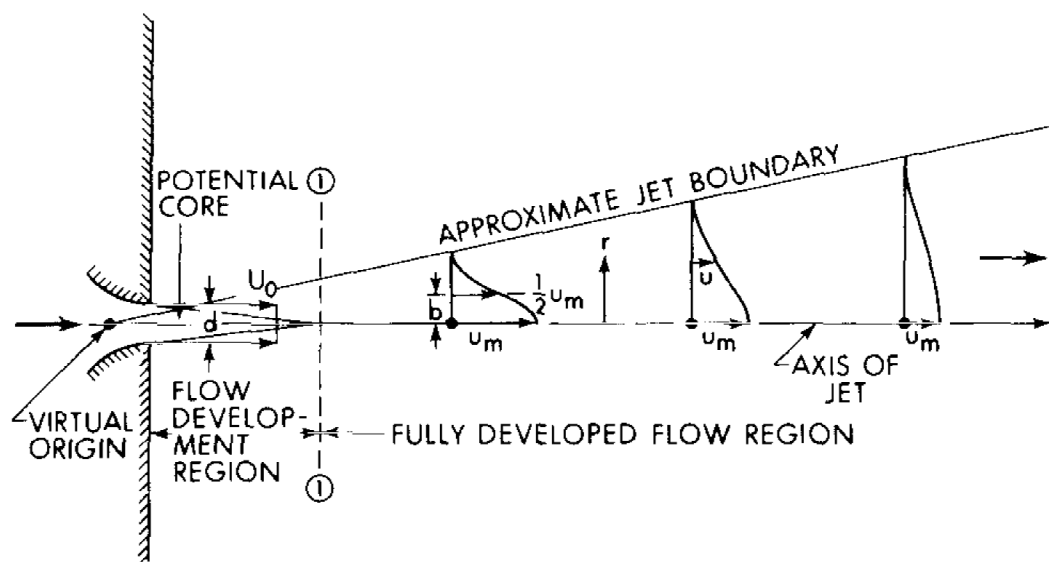


図 1.6 噴流の構造(Rajaratnam, 1976)

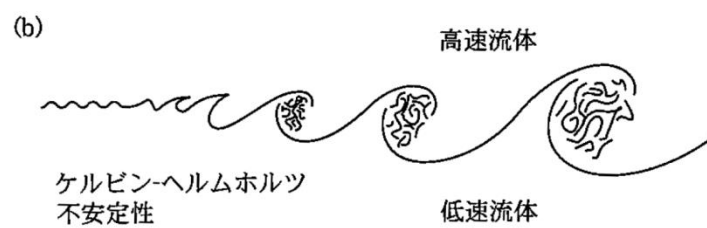
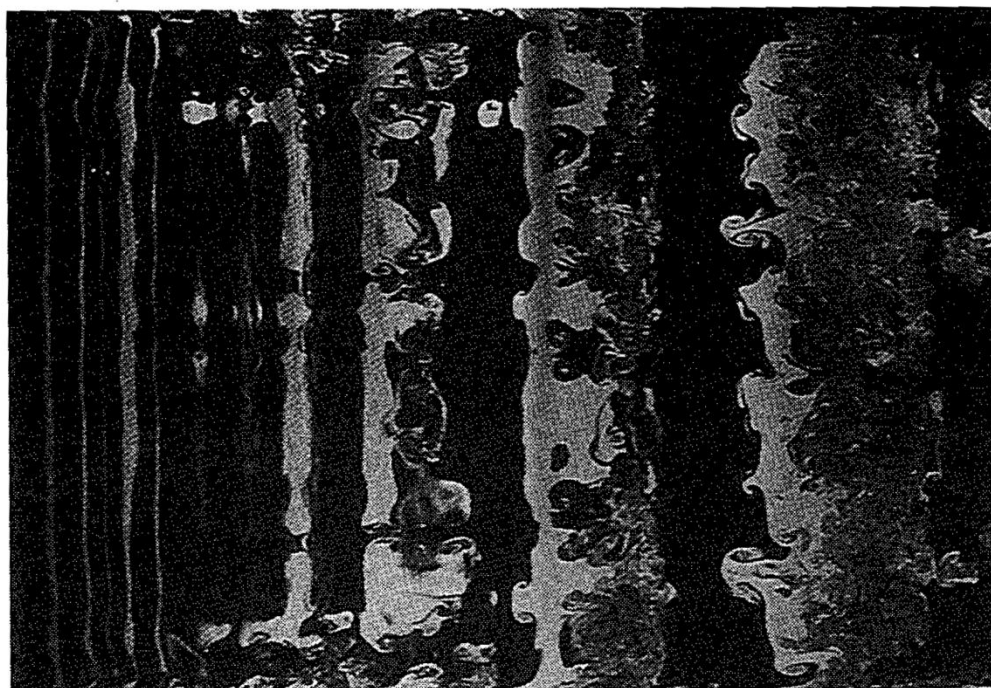


図 1.7 剪断層乱流 (木田,柳瀬, 1999)

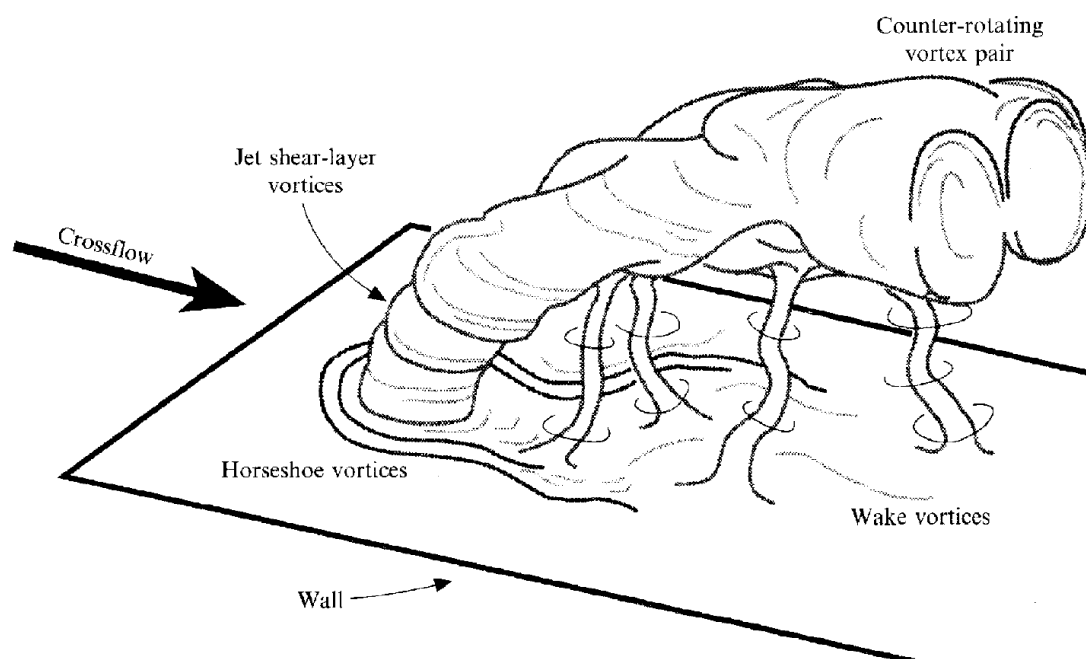


図 1.8 直交流中の噴流(Fric and Roshko, 1994)

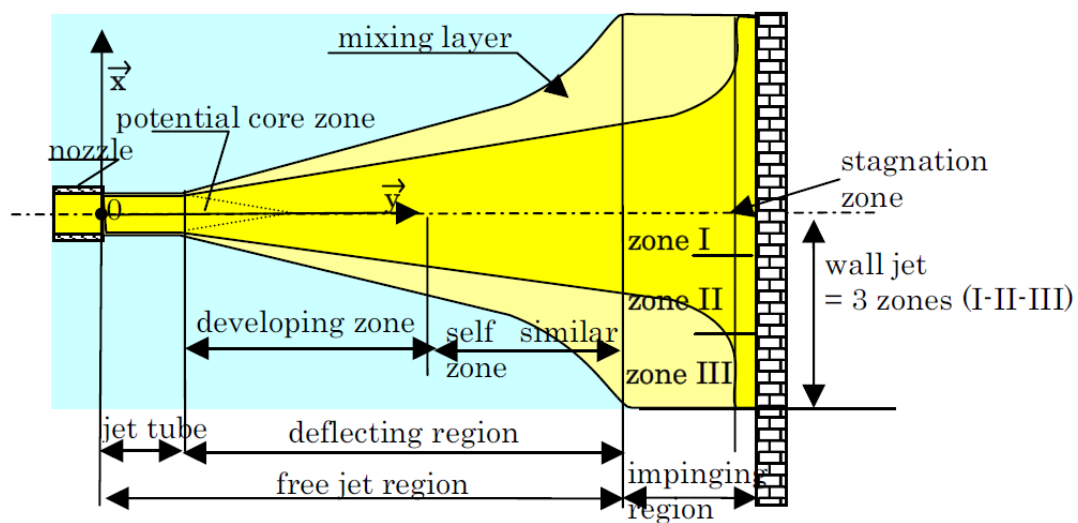


図 1.9 壁面衝突噴流の構造(Reungoat, et al., 2007)

1.4 対向噴流混合の研究

対向噴流による混合の研究は、古くから NASA などで行われており、航空エンジン燃焼器を最終的な対象とした基礎実験が多く行われてきた。図 1.10 で示すような試験装置で、Holdemann らによって、矩形断面や円形断面のダクトにおいて、孔形状、孔径 d 、孔間隔 S 、高さ H 、ジェットと主流の運動量流束比(momentum flux ratio) J を変えた場合の混合状態が整理されている(Holdemann, et al., 1983)。運動量流束比 J は以下の式で表される。

$$J = \frac{\rho_{jet} u_{jet}^2}{\rho_{main} u_{main}^2} \quad (1.1)$$

ここで ρ は密度、 u は流速、添字 jet は噴流、添字 main は主流である。

Holdemann らは、実験により、直交流（主流）中の噴流混合はパラメータ C で整理できると示している(Holdemann,1991)。

$$C = \frac{S}{H} \sqrt{J} \quad (4.1)$$

ここで S :噴流間隔、 H :流路高さ、 J :運動量流束比（図 1.12）

C は、噴流 1 つあたりの流路の扁平度 (S/H) と、主流に対する噴流運動量流速比 J の平方根に比例する。 J が増加すると噴流の貫通距離は上昇し、 J が一定で H が増加すると H に対する噴流の貫通距離は下がることになる。Liscinsky ら(1993)は、対向噴流の場合は $C=2.5$ が出口分布を最も均一化できる値としているが、一方、 J が大きいほど混合が良いとも報告(Liscinsky,1992)しており、検討の余地がある。

例えば、ある条件における平均濃度分布は図 1.11 のように得ることができるが、このような燃焼器内流れの研究の多くは時間平均の流れによって議論され、噴流の非定常的な挙動を詳細に議論している論文は見当たらない。

一方、前節に述べたように、単純噴流、主流に垂直に噴出される噴流では、噴流と主流の混合の様子が詳細に考察されている。これらの基礎的な噴流の研究と同様に、対向衝突噴流においても、衝突面の非定常な挙動を考慮した混合現象を観察することは、燃焼器内部の流体現象を明らかにするうえで重要と考えられる。

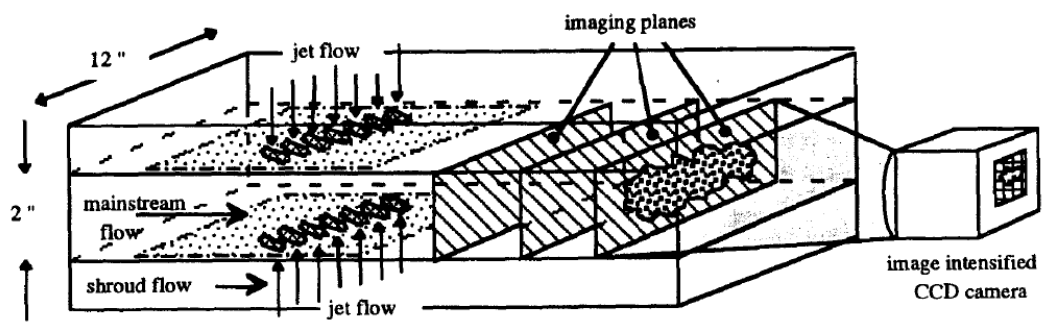


図 1.10 平面濃度分布計測試験装置(Liscinsky,1993)

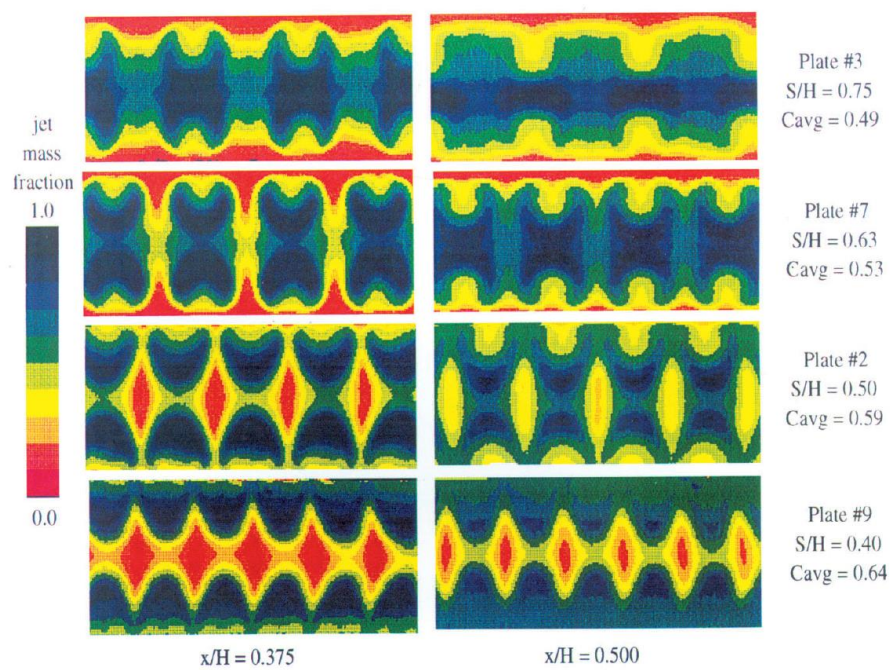


図 1.11 代表断面における平均濃度分布の例(Liscinsky,1993)

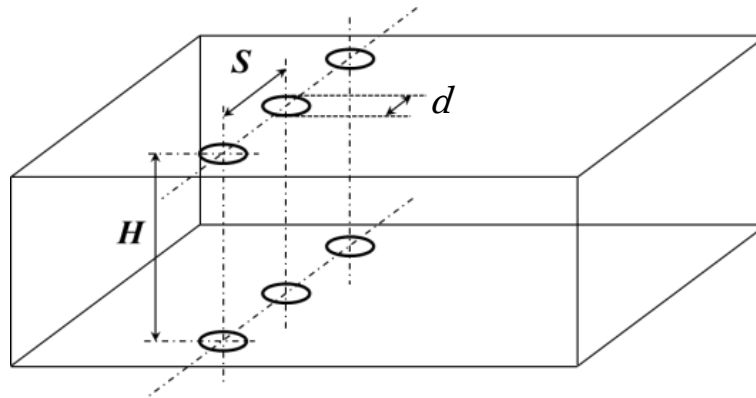


図 1.12 流路パラメータ

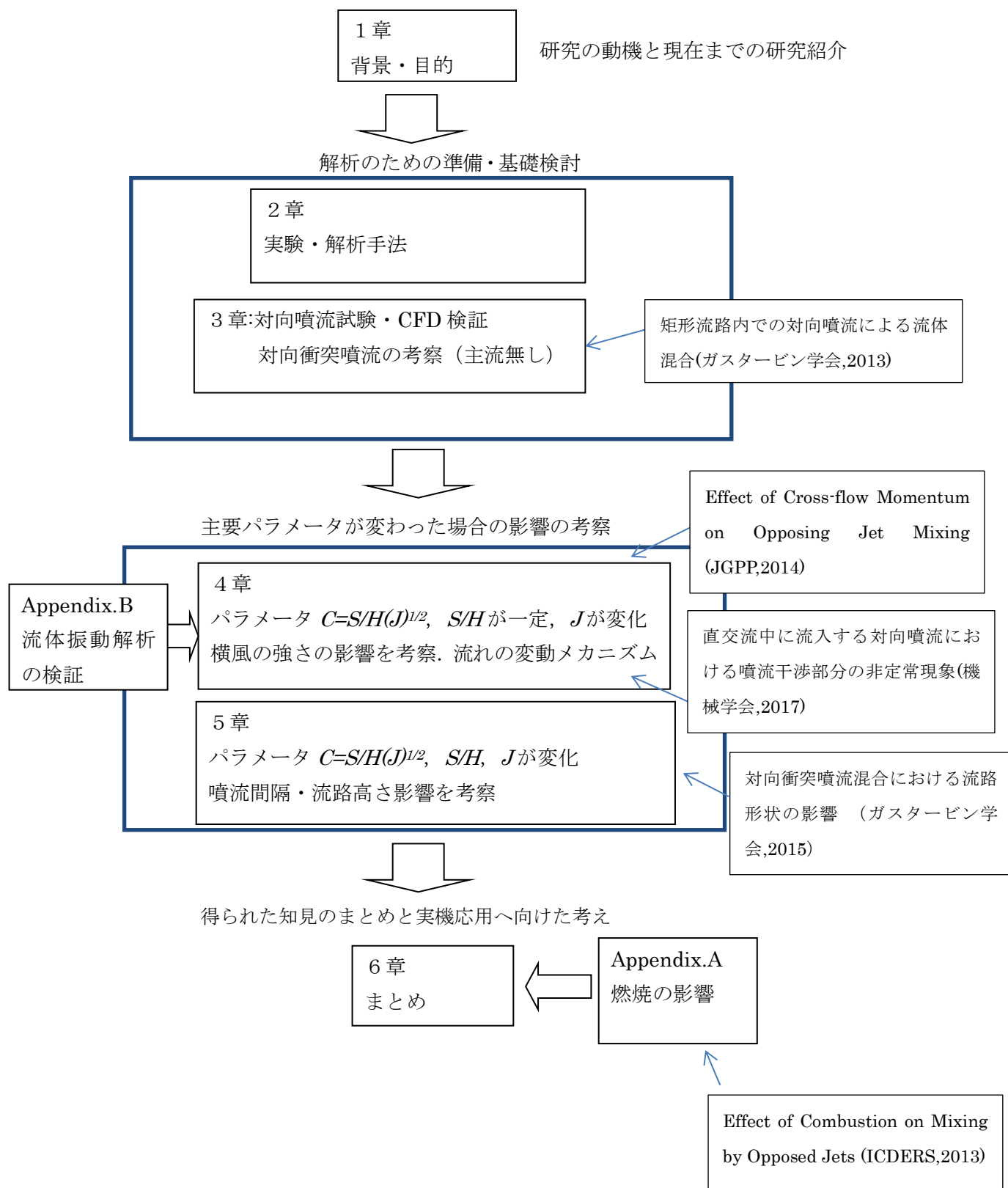
1.5 本研究の目的

ガスタービン燃焼器において出口温度を均一にすることが工学的に重要であることを本章で示した．燃焼器内では対向噴流が混合に大きな影響を与えているため，対向衝突噴流による混合流れの非定常的な挙動を明らかにすることで，混合性能を向上する設計のための一助としたい．

そこで，本研究では，矩形流路内の対向衝突噴流を対象とし，非定常的な流動場を考察することによって，対向噴流流れの挙動を解明することを目的とする．

1.6 本論文の構成

図 1-11 に本論文の構成を図示する．第 1 章では背景・目的を説明し，第 2 章で解析手法と実験手法について記す．第 3 章では実験と解析結果の比較を行い妥当性の評価を行い，その条件における対向噴流における流れ場を議論した．第 4 章では，主流と対向噴流の運動量流束比 J を変化させた解析を行い，流れ場の挙動が変化することを明らかにし，その場合の対向噴流の衝突点付近の流速変動などを分析することで，流れ場の変動が何に起因するかを詳細に考察した．第 5 章では，流路の形状と噴流間隔などのパラメータを変化させた場合に，最終的に混合性能がどのように変化するかを解析によって検討した．Appendix A では，燃焼反応が対向噴流流れにどのような影響を与えるかを解析によって検討した．Appendix B では，キャビティ内に噴流が流入する流れ場における流体振動現象の実験と数値解析結果を比較し，数値解析により流体振動を扱うことの妥当性を検討した．



2 解析と実験の手法

本章では、2.1 で解析手法、2.2 で実験手法について述べる。

2.1 解析手法

2.1.1 基礎方程式

2.1.1.1 質量保存方程式

質量保存方程式は次のようになる

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = \dot{\rho} \quad (2.1)$$

ここで、 u_j は流速ベクトルの x_j 方向成分、 ρ は密度、 $\dot{\rho}$ は生成消滅項である。

2.1.1.2 運動量保存方程式

運動量保存方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p \delta_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (2.2)$$

ここで、 τ_{ij} は粘性応力テンソルであり、

$$\tau_{ij} = \left(\mu_v + \frac{2}{3} \mu \right) \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.3)$$

のように表現される。 p は圧力、 μ は粘性係数、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。また、 f_i は流体に働く x_i 方向への体積力である。クロネッカーのデルタは以下で定義される。

$$\delta_{ij} = 1 \quad \text{if } i=j \quad (2.4)$$

$$\delta_{ij} = 0 \quad \text{if } i \neq j \quad (2.5)$$

式(2.3)において、 μ_v は第二粘性係数であり、体積粘性係数と関連付けられる。 $\mu_v + \frac{2}{3} \mu$ は体積粘性係数である。通常の流体では体積粘性は小さく、0として扱う。

その結果、

$$\mu_v = -\frac{2}{3} \mu \quad (2.6)$$

となり、これは Stokes の仮説と呼ばれる。

2.1.1.3 化学種の質量保存方程式

物質の拡散を解く場合には上記に加えて化学種の質量保存方程式を解く。化学種 s に対

する質量保存方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial Y_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho Y_s u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_s \frac{\partial Y_s}{\partial x_j} \right) + \omega_s \quad (2.7)$$

ここで、 Y_s は化学種 s の質量分率で、 D_s は化学種 s の拡散係数である。 $D_s = \mu / (\rho Sc_s)$ である。 Sc_s は s 種のシュミット数であり、シュミット数は粘性係数と物質拡散係数の比として定義される。 ω_s は化学反応などによる Y_s の生成や消滅を表す項である。

気体力学の法則より計算した層流シュミット数は 1 付近の値となることが多く(空気:0.7, Air-メタン: 0.99, Air-CO2:1.14), 本解析では層流シュミット数は 1 とした。LES を用いて乱流混合の解析を行っている先行研究においても、層流シュミット数・層流プラントル数を 1 としている(Hallagi and Mazaheri, 2011)。これは、燃焼解析の分野では、レイス数 $Le = Sc/Pr = 1$; 層流シュミット数 $Sc = 1$ とすることが多い(実際の燃焼ガスは若干 1 より小さいが、計算の簡素化のため 1 として扱うことが一般的) ことによる(Kuo, 1986; Glassman, 1977)。

2.1.1.4 エネルギー保存方程式

エネルギー保存方程式は次のようになる。エネルギーは運動エネルギーと内部エネルギー e の和であるが、燃焼を扱うコードでは内部エネルギーではなくエンタルピー $h = e + p/\rho$ の式で表現することが多い。これは燃焼を扱う場合、エンタルピーの保存式としたほうが扱いやすいためと考えられる。

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho h u_j) = \frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \omega_T \quad (2.8)$$

$$q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} - \rho D_s \frac{\partial Y_s}{\partial x_i} \quad (2.9)$$

$$D_s = D = \frac{\mu}{\rho Sc} \quad (2.10)$$

ここで、 h はエンタルピー、 λ は熱伝導率、 ω_T はソース項である。各化学種における拡散係数はすべて同一として扱う。

熱伝導率 λ [W/m/K]は層流プラントル数 Pr を用いて次式から算出される。本解析では 2.2.1.3 で示した通り、 $Pr = 1$ とする。

$$\lambda = \frac{C_p \mu}{Pr} \quad (2.11)$$

ここで、 C_p は定圧比熱[J/kg/K]、 ρ は密度[kg/m³]である。

2.1.2 Large Eddy Simulation(LES)

2.1.2.1 モデルの考え方

図 2.1.1 は乱流の速度分布を周波数解析して得られる乱流エネルギーのパワースペクトル $\varepsilon(k)$ の典型的な形を示す。大きい渦は乱流エネルギーの大半を占めているため、エネルギー保有領域に存在するが、このような大きい渦は方向性を持っているために統計的に非等方性を有する。大きい渦は引き伸ばし効果によって次々と小さな渦に分裂していき、渦スケールが小さくなれば元の平均流との相関が少なくなり、統計的には等方的となる。このような渦スケールを普遍平衡領域と呼ぶ。渦がさらに分裂し、最終的に散逸領域に達すると熱エネルギーとして散逸する。ここで、 k は波数、 ε は波数 k を通過するエネルギー伝達である。

普遍平衡領域では、エネルギースペクトル分布が低周波から高周波に向かうエネルギー伝達率に支配される。エネルギーは最終的に粘性散逸によって失われるため、この時の散逸率 ε は粘性散逸率と等しい。分子粘性係数 ν をパラメータとして、平衡領域のエネルギースペクトルを $\varepsilon = \varepsilon(k, \varepsilon, \nu)$ の形にすれば、次が得られる。(宮田,1995)

$$\frac{\varepsilon(k)}{\nu^{5/4}\varepsilon^{1/4}} = \frac{\varepsilon(k)}{\nu^2\eta} = f\left(\frac{k}{k_d}\right), k_d = \frac{2\pi}{\eta} \quad (2.12)$$

ここで、 $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$ はコルモゴロフのマイクロスケール、 $k_d = 2\pi/\eta$ はコルモゴロフ波数、 $\nu = (\nu\varepsilon)^{1/4}$ はコルモゴロフ速度と呼ばれる。式(2.12)は小さなスケールの運動の統計的性質が ε と ν によって決定されるというコルモゴロフの第一相似則を表しており、小スケールの等方性渦において $f(k/k_d)$ は乱流の種類によらない普遍的な形になる。図 2.1.2 に示す実験観測データによってこれは確かめられている(宮田,1995; Chapman,1979)。

ラージ・エディ・シミュレーション(Large Eddy Simulation: LES)は、図 2.1.3 に示すように、エネルギー保有領域は格子スケール(Grid Scale: GS)として解析し、普遍平衡領域の乱流をサブグリッドスケール(Sub-Grid Scale: SGS)の乱流粘性係数としてモデル化する。LES では GS 成分を得るために空間平均(空間フィルター)の考え方が用いられる。これは、高周波の変動を含む速度分布を、計算格子で表現できる程度に粗視化する手法である。手法の詳細は次項で述べる。

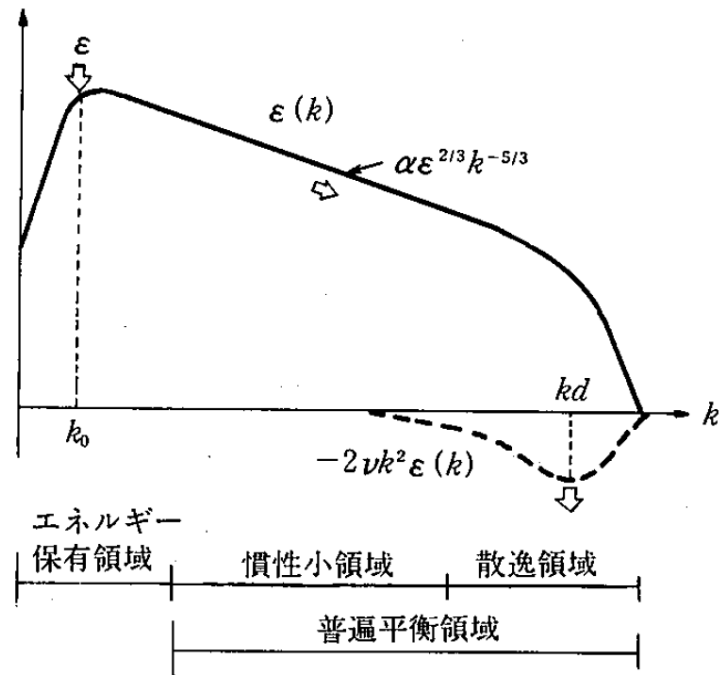
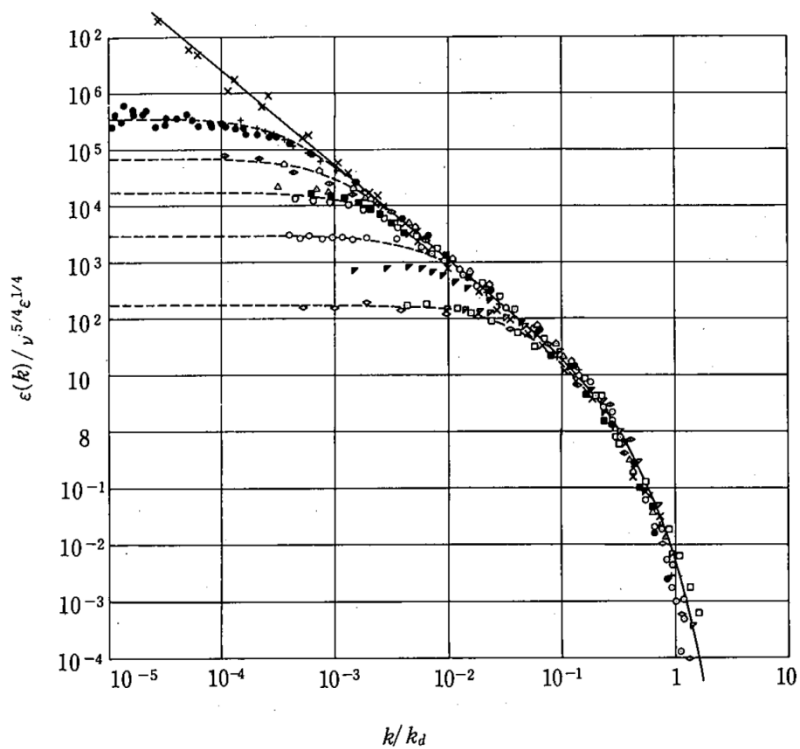


図 2.1.1 乱流エネルギーのパワースペクトル(宮田,1995)



×潮流 (4×10^4), ●乱流境界層 (2×10^5), △格子乱流 (8×10^4), +円形噴流 (4×10^4), △乱流境界層 (4×10^4),
 ◇円柱後流 (2×10^4), ■乱流境界層 (2×10^4), □管内流 (7×10^3), ○一様せん断乱流 (4×10^3), ▼格子乱流
 (10^3), ▽格子乱流 (4×10^3), ◇円柱後流 (10^3), □乱流境界層 (10^3), 括弧内はレイノルズ数。

図 2.1.2 コルモゴロフの相似則(宮田,1995; Chapman,1979)

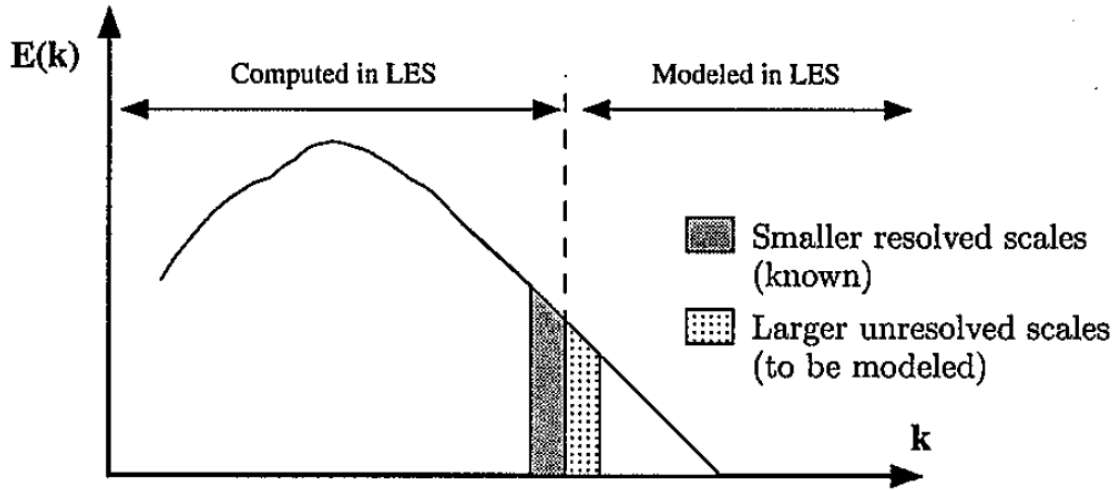


図 2.1.3 LES の考え方(Poinsot,2005)

2.1.2.2 LES モデルと支配方程式

(1) 標準 Smagorinsky モデル

LES では, 2.1.1.1 で示した方程式をフィルタした式を解く. ここで, 質量ソース項と運動量ソース項は 0 とする. この式が CFD における支配方程式となる.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\tau}_{ij} - \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_s) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} \tilde{D} \frac{\partial \tilde{Y}_s}{\partial x_j} - \bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{Y}_s - \tilde{u}_i \tilde{Y}_s) \right) + \bar{\omega}_s \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{h}) = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\tilde{\lambda} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} - \bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{h} - \tilde{u}_i \tilde{h}) \right) + \bar{\omega}_T \quad (2.16)$$

ここで上付きバーは空間平均, 上付きチルダは Favre 平均した値であることを示す. Favre 平均は, 密度の重みづけをしたアンサンブル平均で, 以下のようになる.

$$\tilde{\phi} = \frac{\bar{\rho \phi}}{\bar{\rho}} \quad (2.17)$$

式 2.14 の右辺 3 項目は未解決となる. これはサブグリッドスケール(SGS)の乱流に起因する SGS 応力 σ_{ij} であり以下のようになる.

$$\sigma_{ij} = \bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (2.18)$$

SGS 応力項は次のようにモデル化される.

$$\sigma_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \sigma_{kk} = -\mu_{SGS} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) = -2\mu_{SGS} \bar{S}_{ij} \quad (2.19)$$

$$\sigma_{kk}/2 = \frac{2C_k}{C_e} \Delta^2 |\bar{S}_{ij}|^2 \quad (2.20)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.21)$$

$\bar{S}_{ij}$ は GS (グリッドスケール) 成分の歪速度テンソル, μ_{SGS} は SGS 応力の渦粘性係数で, 壁面近傍の減衰効果を捉えるため, Van Driest 型減衰関数を使用して次のように表現する.

$$\mu_{SGS} = (C_s \Delta f_u)^2 (2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (2.22)$$

$$\Delta = \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z} \quad (2.23)$$

$$f_u = [1 - \exp(-y^+/26)] \quad (2.24)$$

$$y^+ = \frac{u^* y}{\nu} \quad (2.25)$$

ここで, Δ はフィルタサイズで, $\Delta x, y, z$ は格子サイズを表す. C_s はモデル定数であり, 等方性乱流では 0.2 が最適とされている(小林,2010). y^+ は壁面からの無次元距離, u^* は壁面最近傍点の摩擦速度である.

(2) Dynamic SGS モデル

標準 Smagorinsky モデルの定数は, 性質が異なる乱流場では異なる値に設定することが有効という考えから, 定数の値を GS 成分から求める方法を考案したのが DynamicSGS モデルである(Germano et al,1992).

GS 成分の基礎方程式は次のようになる. この説明では非圧縮性の式を用いるが, SGS モデルに本質的な違いはない.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p} \delta_{ij}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (2.26)$$

式 2.24 の右辺 3 項目の未解決の応力項を σ_{ij} とする.

$$\sigma_{ij} = (\bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (2.27)$$

上式に対して, テストフィルター操作を行い, GS 成分より粗視化すると次のようになる.

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \hat{u}_i \hat{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p} \delta_{ij}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} (\hat{u}_i \hat{u}_j - \hat{u}_i \hat{u}_j) \quad (2.28)$$

この式を変形すると最終的に次のようになる

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p} \delta_{ij}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (2.29)$$

$$T_{ij} = \tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (2.30)$$

σ_{ij} はGS空間の乱流応力で、 T_{ij} はテスト空間の乱流応力である． σ_{ij} をテストフィルター操作すると次のようになる．

$$\begin{aligned}\widetilde{\sigma}_{ij} &= \widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\widetilde{u_i} \widetilde{u_j}} \\ &= \widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\widetilde{u_i} \widetilde{u_j}} - (\widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\widetilde{u_i} \widetilde{u_j}})\end{aligned}\quad (2.31)$$

$$\widetilde{\sigma}_{ij} = T_{ij} - (\widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\widetilde{u_i} \widetilde{u_j}}) \quad (2.32)$$

これより、2つの流れ場の乱流応力の関係式が得られる．ここで、 $-(\widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\widetilde{u_i} \widetilde{u_j}})$ はレナード項と相似関係にあり、GS速度成分を用いて評価する．

$$L_{ij} = (\widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\widetilde{u_i} \widetilde{u_j}}) \quad (2.33)$$

また、

$$L_{ij} = T_{ij} - \widetilde{\sigma}_{ij} \quad (2.34)$$

とおき、 σ_{ij} と T_{ij} はそれぞれSmagorinskyモデルを用いて

$$\sigma_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} = -2C \overline{\Delta^2} |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (2.35)$$

$$T_{ij} = \widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\widetilde{u_i} \widetilde{u_j}} = -2C (\tilde{\Delta})^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} \quad (2.36)$$

のようにモデル化する． $\widetilde{\sigma}_{ij}$ に対しても同様にSmagorinskyモデルを用いて

$$\widetilde{\sigma}_{ij} = -2C \overline{\Delta^2} |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (2.37)$$

とする．式(2.35)、式(2.36)、式(2.37)と式(2.33)を式(2.34)に代入すると、 C を求める式が得られる．グリッドフィルター場とテストフィルター場で C は同じであると仮定する．ここで、 C はSmagorinskyモデルにおける C_s に相当する．

$$(\widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\widetilde{u_i} \widetilde{u_j}}) = -2C (\overline{\Delta^2} |\bar{S}| \bar{S}_{ij} - \overline{\Delta^2} |\bar{S}| \bar{S}_{ij}) \quad (2.38)$$

L_{ij} 項は直接計算できる項である．ただし、

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (2.39)$$

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (2.40)$$

$$|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \quad (2.41)$$

$$|\tilde{S}| = (2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \quad (2.42)$$

式(2.38)に対して、5つの方程式から C を求めることができないので、Germanoらは式(2.38)の両側にテンソルを乗じることで C を求めている．

$$L_{ij} \bar{S}_{ij} = T_{ij} \bar{S}_{ij} - \widetilde{\sigma}_{ij} \bar{S}_{ij} \quad (2.43)$$

Lily(1993)は式(2.43)に対して二乗誤差をとり、

$$\begin{aligned}
Q &= [L_{ij} - (T_{ij} - \widetilde{\sigma}_{ij})]^2 \\
&= \left[(\widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u_i} \widetilde{u_j}) + 2C \left(\widetilde{\Delta^2} |\widetilde{S}| \widetilde{S_{ij}} - \overline{\Delta^2} |\overline{S}| \overline{S_{ij}} \right) \right]^2
\end{aligned} \tag{2.44}$$

が C に対して最小になるように C を求めた。さらに,

$$M_{ij} = 2 \left(\widetilde{\Delta^2} |\widetilde{S}| \widetilde{S_{ij}} - \overline{\Delta^2} |\overline{S}| \overline{S_{ij}} \right) \tag{2.45}$$

を定義してから

$$Q = e_{ij} e_{ij} = (L_{ij} + C M_{ij})^2 \tag{2.46}$$

$$\frac{\delta Q}{\delta C} = 2(L_{ij} + C M_{ij}) M_{ij} = 0 \tag{2.47}$$

$$C = \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}} \tag{2.48}$$

が与えられる。 C は流れの状況に応じて動的に求まることから、本モデルは **DynamicSGS** モデルと呼ばれる。テストフィルター幅とグリッドフィルター幅の比 $\alpha = \widetilde{\Delta}/\overline{\Delta}$ がモデルパラメータとなる。

(3) 物質移動と熱拡散の扱い

サブグリッドスケールの物質・熱流束は以下のようにする。

$$\overline{\rho(u_i \widetilde{Y}_j)} - \widetilde{u_i} \widetilde{Y_j} = D_t \frac{\partial \widetilde{Y}}{\partial x_j} = \frac{\mu_{sgs}}{Sc_t} \frac{\partial \widetilde{Y}}{\partial x_j} \tag{2.49}$$

$$\overline{\rho(u_i \widetilde{h})} - \widetilde{u_i} \widetilde{h} = K_t \frac{\partial \widetilde{h}}{\partial x_j} = \frac{\mu_{sgs}}{Pr_t} \frac{\partial \widetilde{h}}{\partial x_j} \tag{2.50}$$

ここで、 D_t は乱流拡散係数、 K_t は乱流熱伝導係数、 Sc_t は乱流シュミット数、 Pr_t は乱流プラントル数であり、本研究では $Sc_t=Pr_t=1.0$ とする。

これは、乱流粘性係数と乱流物質拡散係数、乱流熱拡散係数が等しいことを意味する。一般的に、LES における拡散解析において、グリッドスケールが支配的な拡散のスケールであれば乱流シュミット数の値は全体の拡散には大きく影響しないとの報告がある(道岡・佐藤,2009)。また、理論検討によれば、 $Sc_t=Pr_t=1$ となることが示される(Reynolds,1975)。一方、近年の研究では Pr_t は 0.9 程度となることが示されている(加藤ら,2012)が、本研究では単純化のため $Pr_t=Sc_t=1$ の値を仮定して解析する。

2.1.2.3 圧縮性について

CFD において、低マッハ数の場合に圧縮性を扱う場合には収束性に問題が発生することがある。そのため、一般的な CFD コードでは **Preconditioning** によって安定的に解く手法を採用している。圧縮性の取り扱いについては、流れが低マッハ数であることから流体運動に起因する動圧が小さいため、以下のように近似する。

圧力 p は熱力学的圧力 p_0 と運動学的圧力 p_1 に分ける。前者は化学反応や外部からの加熱に起因する圧力変化で、後者は流体の運動に起因する動圧である。

$$p = p_0 + p_1 \quad (2.51)$$

また、系における加熱速度が遅いため、熱力学的圧力 p_0 の空間勾配を無視する。

$$\frac{\partial p_0}{\partial x_j} = 0; \quad u_j \frac{\partial p_0}{\partial x_j} = 0 \quad (2.52)$$

さらに、流速が遅いため、流体運動による圧力変化が少ないため、運動学的圧力 p_1 による温度変化量がエネルギー保存方程式中の他の項に比べて無視できるものと仮定する。

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + u_j \frac{\partial p_1}{\partial x_j} \approx 0 \quad (2.53)$$

圧縮性流体の基礎方程式系の中で、圧力項を含む式は運動量保存方程式とエネルギー保存方程式であり、それぞれ以下ようになる。

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p_1}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (2.54)$$

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho h u_j) = \frac{\partial p_0}{\partial t} - \frac{\partial q_{ij}}{\partial x_j} + \omega_T \quad (2.55)$$

2.1.3 境界条件

2.1.3.1 境界条件

物理的には、境界条件は流入、流出、壁、周期、対称などに分類される。数学的には、境界条件は従属変数を与える条件（Dirichlet 型）と従属変数の勾配を与える条件（Neumann 型）に分類される。それぞれの境界条件は式(2.47)、(2.48)で表現される。

$$\text{Dirichlet 型} : \phi_{BC} = \phi_{give} \quad (2.56)$$

$$\text{Neumann 型} : \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)_{BC} = \text{const} \quad (2.57)$$

ここで、 $\partial/\partial n$ は壁面の法線方向の勾配を表す。また ϕ_{give} は既知の値を意味する。

周期境界条件は、一方の壁面情報が対となる壁面にそのまま反映される条件となり、本研究においては z 方向の併進方向にずれた平面どうしで情報をやり取りしている。

2.1.3.2 壁法則

LES を利用する場合は、基本的に壁面は No-slip 条件を使用するが多いが、計算コストの問題から壁法則を利用して現実的な計算格子サイズとすることがある。以下に述べる Spalding-law では、壁面から第 1 格子点が粘性低層にあれば No-slip 条件となり、乱流境界層であれば壁法則となる。

2.1.3.3 速度の壁法則

壁面付近の速度分布は次式のようになる。

$$u^+ = \left(\frac{1}{k} \right) \ln(y^+) + B; \quad y^+ > 11.63 \quad (2.58)$$

$$u^+ = y^+; \quad y^+ \leq 11.63 \quad (2.59)$$

ここで、

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau}, \quad y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (2.60)$$

以上の式を合わせて、Two-layer-law と呼ぶ。ここで、 u^+ と y^+ はそれぞれ無次元速度と無次元距離である。 y は壁からの最短距離、 u は流速、 ν は同粘性係数、 u_τ は摩擦速度である。また、 κ はカルマン定数で、 $\kappa = 0.4 \sim 0.42$ 、定数 B は $B = 5.0 \sim 5.5$ である。

Spalding-law は乱流境界層と層流低層を併せた統一的な式となっており、次の式となる。

$$u^+ - y^+ - e^{-\kappa B} \left[e^{\kappa u^+} - 1 - (\kappa u^+) - \frac{(\kappa u^+)^2}{2} - \frac{(\kappa u^+)^3}{6} \right] = 0 \quad (2.61)$$

壁面から第 1 格子点の速度 U_p と距離 y_p を与えれば、反復法で摩擦速度 u_τ が計算できる。壁面のせん断応力 τ_w は次式で与えられる。

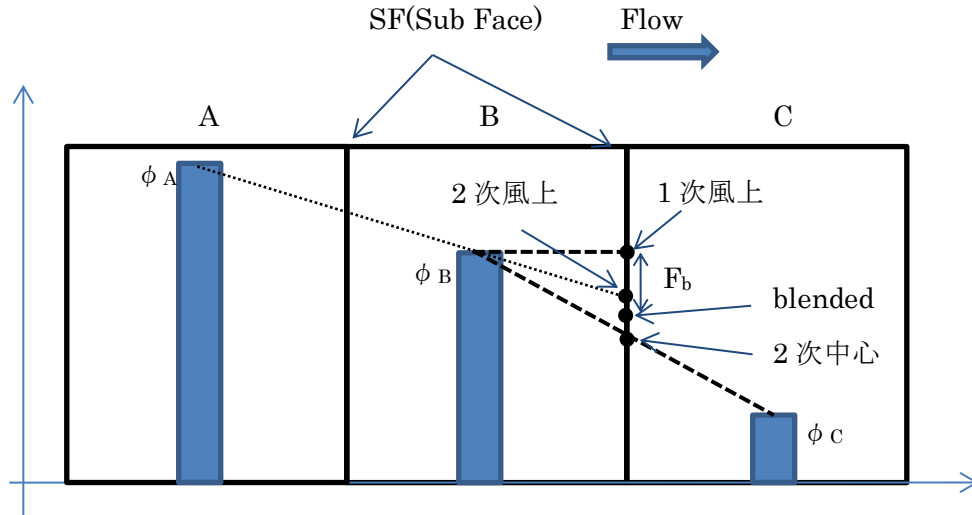
$$\tau_w = \rho u_\tau^2 \quad (2.62)$$

層流低層にある場合には、壁面のせん断応力は次のようになる。

$$\tau_w = \mu_e \frac{u_p}{y_p} = \rho \nu \frac{y_p^+ u_p}{u_p^+ y_p} \quad (2.63)$$

2.1.4 差分スキーム

対流項の差分スキームは，1次風上，2次風上，2次中心差分を使用している．図 2.1.4 に模式図を示す．ここでは，格子間隔を等間隔として考え，セル B と C の界面(Sub Face)の値を補完する方法を示す．流れは B から C に流れるものとする．



2.1.4.1 1次風上差分

1次風上差分では，風上方向のセルの値をそのまま界面の値とする．

$$\phi_{BC} = \phi_B \quad (2.64)$$

ここで， ϕ_{BC} はセル B と C の界面，同様に， ϕ_{AB} は A と B の界面を表す．

2.1.4.2 2次中心差分

2次中心差分では，2つの説セル界面の値は，それぞれの値を用いて以下のように求める．

$$\phi_{BC} = \frac{\phi_B + \phi_C}{2} \quad (2.65)$$

実際の解析においてセルサイズが同一でない場合は，セル重心からの距離で重みづけを行う．

2.1.4.3 2次中心差分と1時風上のブレンド

2次中心差分のみを用いると計算が不安定となることがある．そのため，両者の値を重みづけしてブレンドしたスキームを **blended** と呼び，次のように定義する．

$$\phi_{BC} = \phi_B(1 - F_b) + \frac{\phi_B + \phi_C}{2} F_b \quad (2.66)$$

ここで、 F_b はブレンド割合を表し、1の場合は2次中心、0の場合は1次風上となる。

2.1.4.4 2次風上差分

風上側の2つのセルを用いて勾配を計算し、その勾配を元に界面の値を計算する方法は次式で表され、2次精度の風上スキームとなる。

$$\phi_{BC} = \phi_B + \frac{\phi_B - \phi_A}{2} \quad (2.67)$$

ただし、2次風上では解に振動が表れることがある。そのため、解が単調性を維持するために全変動 (Total Variation: TV) を維持する条件を求め、リミッターを用いて制限する場合がある。TVは以下で定義される。

$$TV(\phi^n) = \sum_i |\phi_{i+1}^n - \phi_i^n| \quad (2.68)$$

これは隣同士の格子点の値の変化の総和である。ある分布が移流する場合は、変化の総和は増えることはないため、単調性を維持する条件は以下になる。

$$TV(\phi^{n+1}) \leq TV(\phi^n) \quad (2.69)$$

これを全変動条件 (Total Variation Diminishing: TVD) 条件という。この条件を元に制限関数を用いれば、2次風上において TVD 条件が満足でき、これを TVD スキームという。TVD スキームの詳細については示さないが、藤井(1994)の著書などを参考のこととする。

2.1.5 FrontFlow/red

FrontFlow/red は文科省の戦略的基盤ソフトウェアの開発プロジェクトにより，東京大学生産技術研究所を中心に，将来の産業を支えるソフトウェアを開発するとともに，先端的なシミュレーションソフトウェアに関するわが国の開発，保守体制を確立することを目的として開発された流体解析ソフトウェアである．現在の商用版の開発はアドバンスソフト株式会社と，株式会社数値フローデザインの2社が主に行っており，大学では北海道大学の大島伸行教授が続けている．

本研究ではアドバンスソフト版を用いた．FrontFlow/red 4.1 で用いた手法について表 2.1.1 に示す．基礎方程式は Navier-Stokes を用い，乱流解法は LES を使用し，サブグリッドスケールモデルに Dynamic SGS モデルを選択した．流体物性は実験と合わせるために 30℃とし，密度は温度・圧力によって変化しないものとした．

本研究において2種類のコードを用いているが，これは単にコストの問題であり，計算ケース数が増大するに従い，有料の FrontFlow/red から，後述の無料で使用できる OpenFOAM へと移行していることを留意いただきたい．つまり，初期の解析は FrontFlow/red を使い，途中から OpenFOAM へと切り替わっている．

表 2.1.1 FrontFlow/red における解析手法

CFD コード	Advanced/FrontFlow/red 4.1
基礎方程式	Navier-Stokes
乱流解法	LES (Dynamic SGS)
流体物性	空気(30℃)
入口条件	Dirichlet (速度指定，ランダム変動)
出口条件	Neumann (勾配なし)
壁面条件(速度)	Spalding law (壁関数)
壁面条件(温度)	Neumann (勾配なし)
壁面条件(濃度)	Neumann (勾配なし)
セル種別	非構造格子，6 面体
差分スキーム	1 次風上と 2 次中心のブレンド 2 次中心の割合=0.8

2.1.6 OpenFOAM

OpenFOAM(Open Field Operation and Manipulation)の元となった FOAM は 1980 年代にインペリアルカレッジの Henry Weller によって開発された。現在は OpenCFD 社が開発し、GNU の General Public License の元で、フリーかつオープンソースとして配布されている。主に流体解析用のソルバーとして用いられているが、偏微分方程式であれば基本的には何でも扱うことが可能である。

OpenFOAM は世界的に広く利用されており、多数の検証事例がある。例えば、密度の異なるガスの乱流混合を検証した研究(Mack and Spruijt, 2013)や、超音速主流中に流入する直交噴流の燃焼解析(Shekarian et al,2014)等の研究がなされており、定量的な精度があると報告されている。非定常混合現象を扱うには妥当なコードであると考えられる。今回はパラメータを変化させた解析のため、計算条件数が非常に多くなったが、オープンソースコードではライセンス費用は必要でないため、大規模の解析を一度に数ケース計算することができ、低コストで短期間の解析をすることが可能となった。

表 2.1.2 に使用したモデルを示す。本研究では多成分の流体混合が扱えることが必要であるため、燃焼解析を対象とした reactingFOAM を使用した。ただし、燃焼反応は考慮していない。気体の物性は主流と噴流で同一とするが、混合評価のため独立した化学種として扱う。基礎方程式には Navier-Stokes を用い、乱流解法には LES を用いた。

表 2.1.2 OpenFOAM における解析手法

CFD コード	OpenFOAM 2.1.0 reactingFOAM
基礎方程式	Navier-Stokes
乱流解法	LES (標準 Smagorinsky)
流体物性	空気(30℃)
入口条件	Dirichlet (速度指定, ランダム変動)
出口条件	Neumann (勾配なし)
壁面条件(速度)	Spalding law (壁関数)
壁面条件(濃度)	Neumann (勾配なし)
セル種別	非構造格子, 6 面体
差分スキーム (速度)	1 次風上と 2 次中心のブレンド. 2 次中心の割合=0.9
差分スキーム (濃度)	2 次精度風上 (TVD 条件によるリミッター)

2.2 実験手法

実験にあたり，図 2.2.1 に示すような流路を製作した．2.2.1 に実際の実験装置の写真・形状を示す．また，計測に用いた機器と手法について2.2.2で述べる．流路の幅 S は 100mm，流路高さ H は 100mm，流路長さ L は 590mm，流路端から対向噴流までの距離 x_j は 95mm である．噴流径 d は 20mm とした．

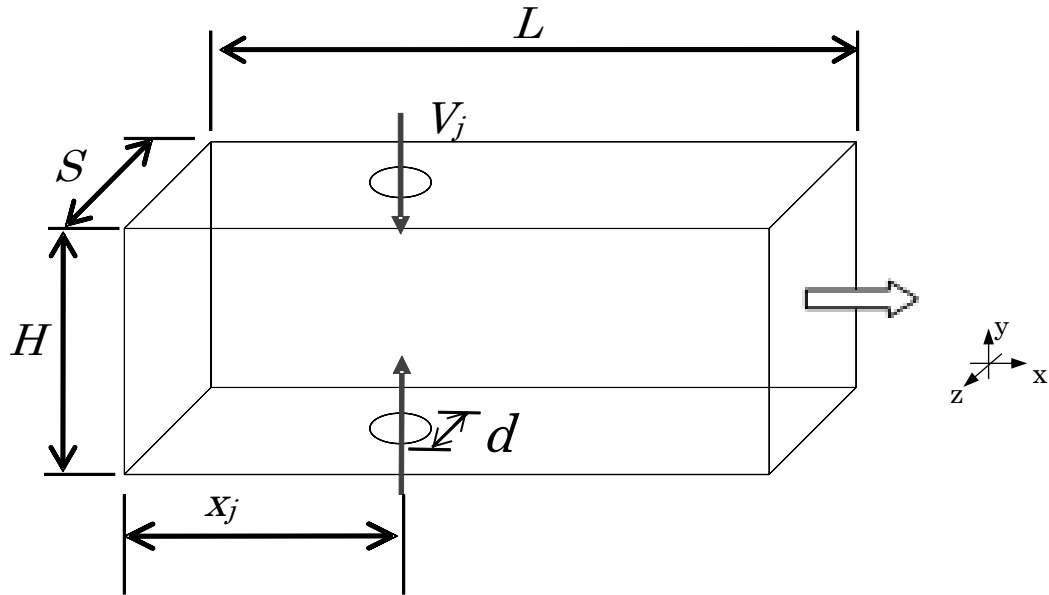


図 2.1.1 流路外形図

($S=100\text{mm}$, $H=100\text{mm}$, $L=590\text{mm}$, $d=20\text{mm}$, $x_j=95\text{mm}$)

2.2.1 実験装置

図 2.2.2 に実験装置の写真, 図 2.2.3 に装置の詳細形状図, 図 2.2.4 に試験系統図を示す.

空気源には 1 台の遠心式ブロワを用い, 分岐して装置の上部と下部から流入する. その後, 流路を拡大され, 多孔板によって整流され, 空洞に入ったのちにオリフィスプレートから矩形流路へ噴出する. オリフィス上流の空洞の大きさは矩形流路と同じである. 流れは矩形流路から図 2.2.3 における右方向へ流出する.

装置は光学計測が可能なように透明の亚克力板で構成されている. 光学計測には Laser Doppler Velocimetry(LDV)を用いる. xy 方向流速を取得する場合は LDV のレーザ光は図 2.2.3 における正面から奥側へ向けて照射され, yz 方向流速を取得する場合は左側から照射する.



図 2.2.2 実験装置

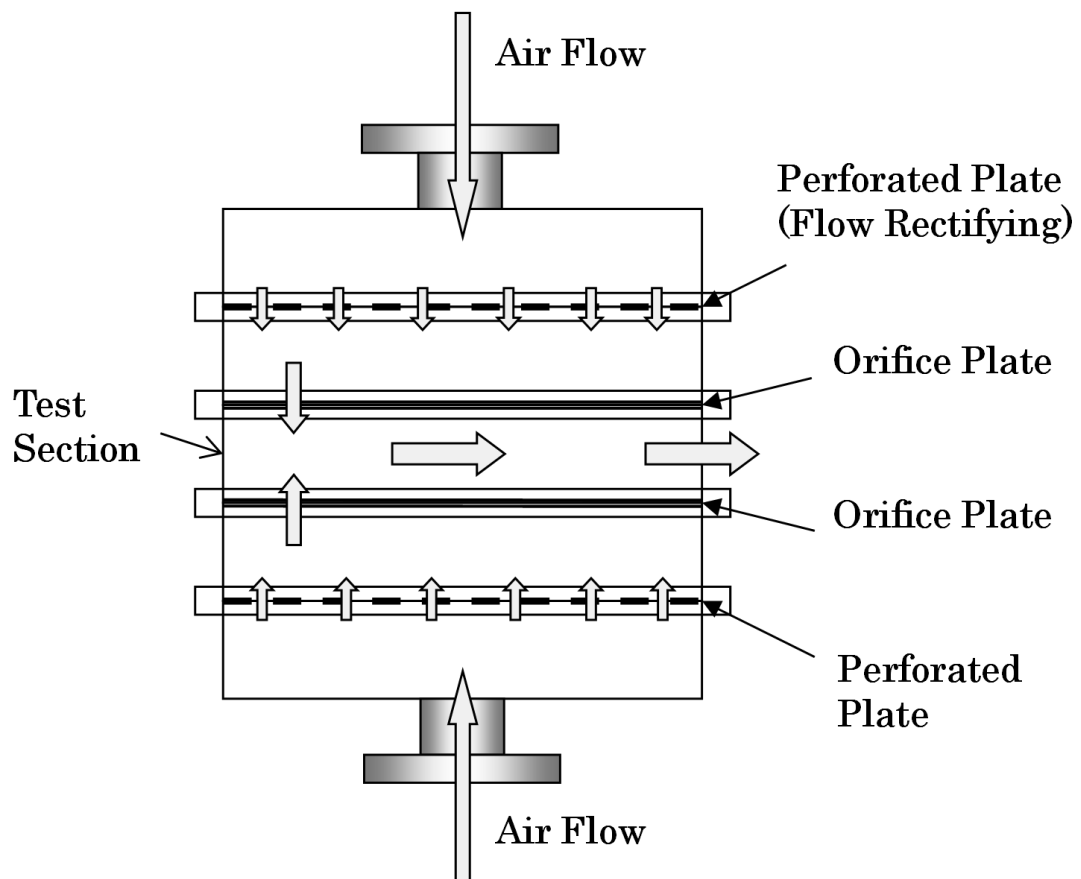


図 2.2.3 実験装置詳細

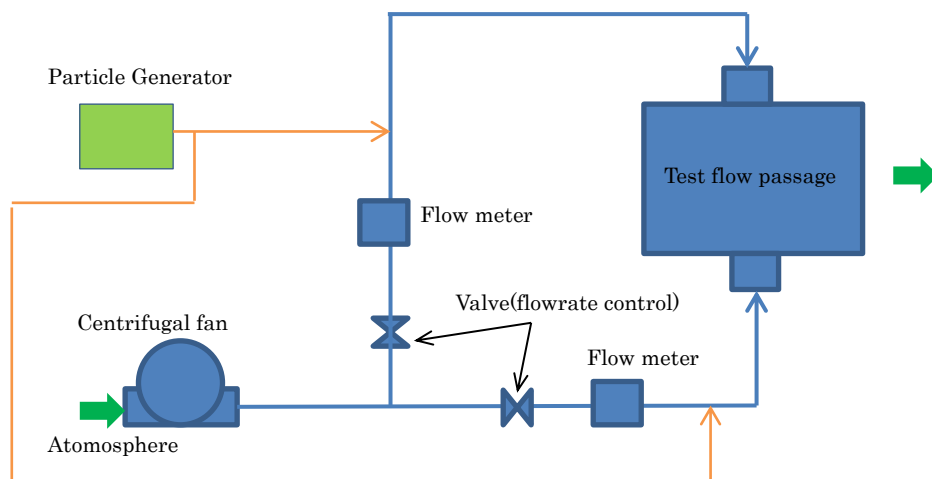


図 2.2.4 実験装置系統図

2.2.2 計測装置・手法

図 2.2.5 に示すような 2 成分 LDV (TSI 製 FSA-3500) によって流速を計測した。ただし、本実験における光学系は後方散乱を利用しており、レーザ出力と散乱光取得を同一のレンズ系で行う。LDV の光源には Coherent 製アルゴンイオンレーザ Innova300 (図 2.2.6) を使用し、514.5nm と 488.0nm の 2 波長で同時に 2 軸を計測可能である。

トレーサ粒子には平均粒径 $0.3\mu\text{m}$ のオイルミストを用いた。粒子発生器はツクバリカセイキ製の F-235 を使用している。仕様を表 2.2.2 に示す。



図 2.2.5 LDV 装置



図 2.2.6 LDV 用アルゴンイオンレーザ

表 2.2.1 LDV 仕様

波長	514.5nm, 488.0nm
焦点距離	500mm
最小流速	-100m/s
最大流速	100m/s
最大サンプリングレート	400MHz
最大データレート	100kHz
計測精度	<0.2%
再現性	0.5%



図 2.2.7 LDV 用粒子発生器

表 2.2.2 粒子発生器仕様

寸法	660W,770H,400D
重量	約 45kg
吐出空気量	55L/min
平均粒径	約 0.3 μ m
使用オイル	オンジナオイル 15(昭和シェル製)
オイル消費量	最大 400mL/h

2.2.3 計測点

図 2.2.8 に計測点位置の例を示す．図 2.2.8(a)における A~I の位置に断面を取り，図 2.2.8(b)に示す点で平均流速，流速 RMS 値を計測した．ただし，F~I では図 2.2.8(c)に示す中央の値のみを計測している．図 2.2.8(b)における右側面からレーザ照射を行った場合，壁面付近は計測が不能であった．これは，壁面における反射の影響と考えられる．そのため，図 2.2.8(b)の赤い点では yz 方向流速のみの計測となった．

3 成分を測定するため，まず xy 平面に垂直な成分を測定し，その後，同一の点の yz 平面に垂直な成分を測定した．

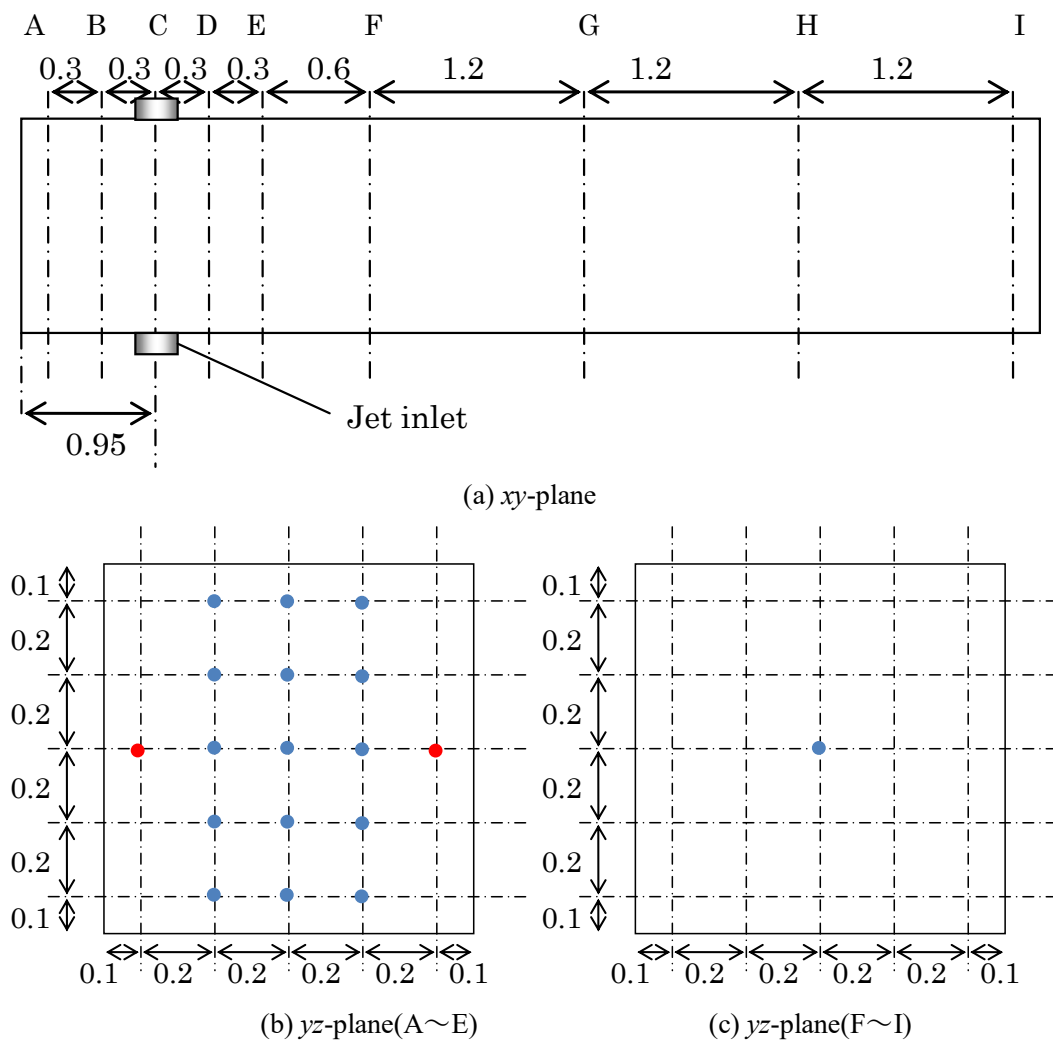


図 2.2.8 LDV における計測点位置
(高さ H で無次元化している)

3 主流無し条件における対向衝突噴流の特徴

本章では，矩形断面ダクトに対向衝突噴流を導入した流れ場を構築し，実験と CFD 結果の比較を行うことで解析の妥当性を示すとともに，主流がない条件の流れ場を考察する．

3.1 解析対象

図 3.1.1 に示すような流路を用いる．これは図 2.1.1 で示した実験と同じである．流路の幅 S は 100mm，流路高さ H は 100mm，流路長さ L は 590mm，流路端から対向噴流までの距離 x_j は 95mm，噴流径 d は 20mm である．

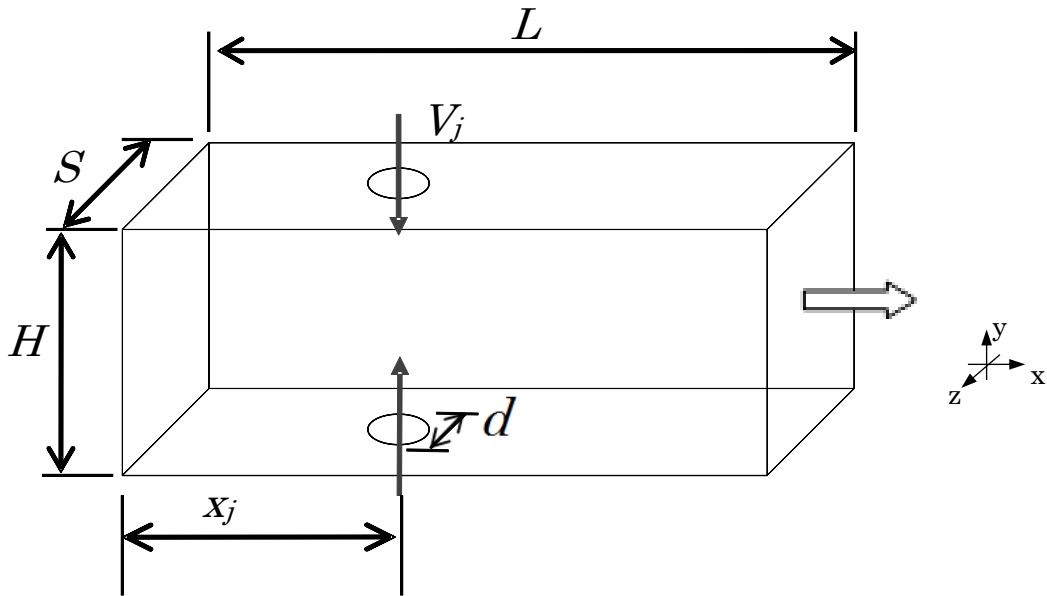


図 3.1.1 流路外形図

($S=100\text{mm}$, $H=100\text{mm}$, $L=590\text{mm}$, $d=20\text{mm}$, $x_j=95\text{mm}$)

3.2 解析モデル

図 3.2.2 に示す計算格子を作成した．最小格子幅は 0.2mm，流路内の最大格子幅は x, y, z 方向共に 2mm である．格子点数は約 300 万点となった．噴流はオリフィス部を通過することで生成される．オリフィス内部は約 0.5mm の格子サイズで構成され，直径方向に約 40 点の分割数を持つ．オリフィスの厚さは $0.5d$ であり，オリフィス上流に $25d \times 5d \times 5d$ ($x \times y \times z$ 方向) の直方体形状の導入部があり，直方体の 1 面から一様に流入する．流入面は実験における多孔板位置であり，その部分の乱流強度を，面平均流速を基準として 250% として設定した．

LES によって混合を評価するには，Taylor micro scale オーダーの格子が必要であると報告されている(Kuczaj, 2010)．Taylor micro scale は次の式で表される．

$$\lambda_R = \sqrt{10k\nu/\varepsilon} \quad (3.1)$$

ここで、 k :乱流エネルギー、 ν :動粘性係数、 ε :乱流散逸率

図 3.2.3 に $K-\varepsilon$ モデルを用いた定常 RANS 解析により、Taylor micro scale を概算した結果を示す。Taylor micro scale は、噴流付近では 0.5mm 程度、その周辺で約 1.5mm となり、本解析における格子サイズは Taylor micro scale の 5 倍以内となるため、格子サイズは妥当と考えられる。

表 3.1 解析手法

CFD コード	Advanced/FrontFlow/red 4.1	OpenFOAM 2.1.0 reactingFOAM
基礎方程式	Navier-Stokes	Navier-Stokes
乱流解法	LES (Dynamic SGS)	LES (標準 Smagorinsky)
流体物性	空気(30°C)	空気(30°C)
入口条件	Dirichlet (速度指定, ランダム変動)	Dirichlet (速度指定, ランダム変動)
出口条件	Neumann (勾配なし)	Neumann (勾配なし)
壁面条件(速度)	Spalding law (壁関数)	Spalding law (壁関数)
壁面条件(温度)	Neumann (勾配なし)	Neumann (勾配なし)
壁面条件(濃度)	Neumann (勾配なし)	Neumann (勾配なし)
セル種別	非構造格子, 6 面体	非構造格子, 6 面体
差分スキーム (速度)	1 次風上と 2 次中心のブレンド 2 次中心の割合=0.8	1 次風上と 2 次中心のブレンド 2 次中心の割合=0.9
差分スキーム (濃度)	1 次風上と 2 次中心のブレンド 2 次中心の割合=0.8	2 次精度風上 (TVD 条件によるリミッター)

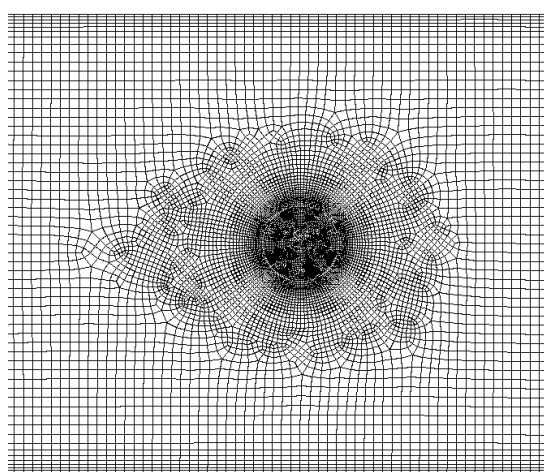
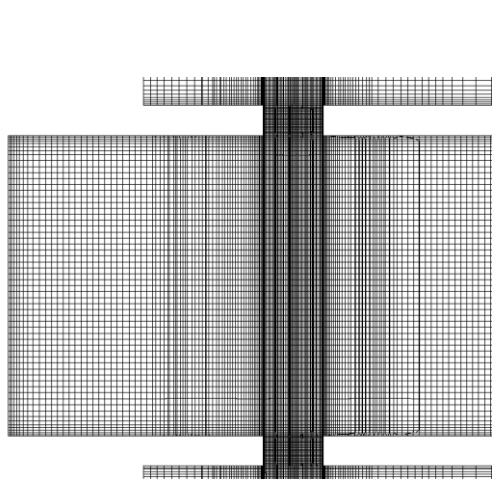
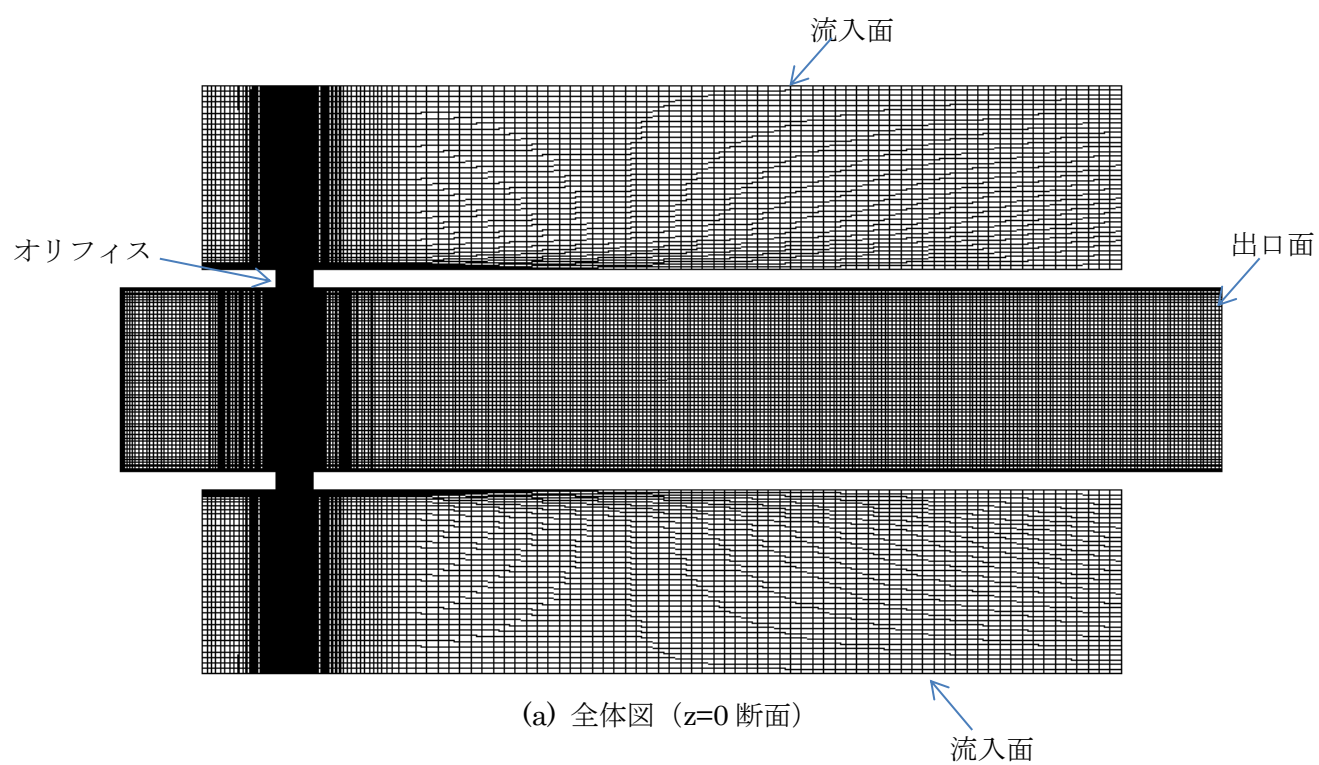


図 3.2.2 解析モデル形状

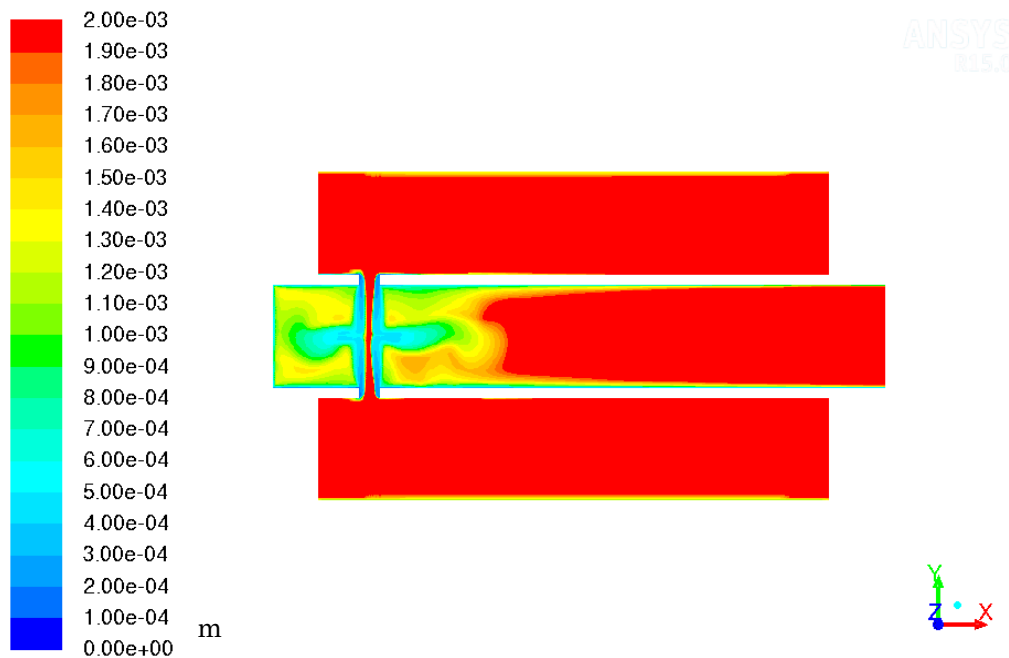


図 3.2.3 Taylor micro scale の試算結果

3.3 実験・CFD の比較

$Re=2.0 \times 10^4$, $L/H=5.9$, $W/H=1$, $d/H=0.2$ の場合について実験とシミュレーションを行った．比較位置を図 3.3.1, x 方向流速と流速変動 RMS ($z=0$) を図 3.3.2, y 方向を図 3.3.3, z 方向を図 3.3.4 に示す．流路中心線上($y=0, z=0$)の x 方向流速を図 3.3.5, RMS を図 3.3.6 に示す．

解析と計測結果を比較した場合，時間平均流速・流速 RMS に着目すれば，LES では流れ場を定性的に再現できていると考えられる．図 3.3.7 の流路中心における z 方向の流速変動 RMS については両コード共に若干異なるが，図 3.1.4(b)における $y=0$ 上の z 方向流速変動 RMS については，実験と CFD は一致する傾向を示すことから，今回重要な部分である，噴流が広がった後の流れ場・速度変動 RMS については，実験と CFD はおおむね一致しているといえる．ゆえに，本解析から流れ場を考察することは可能と考える．

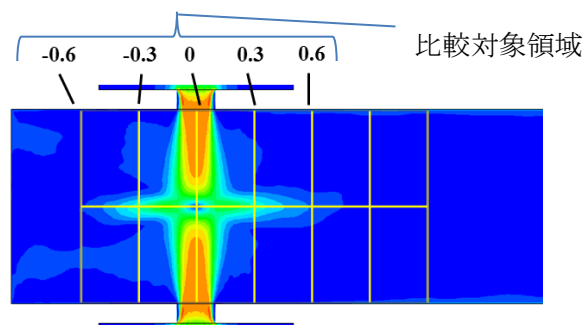
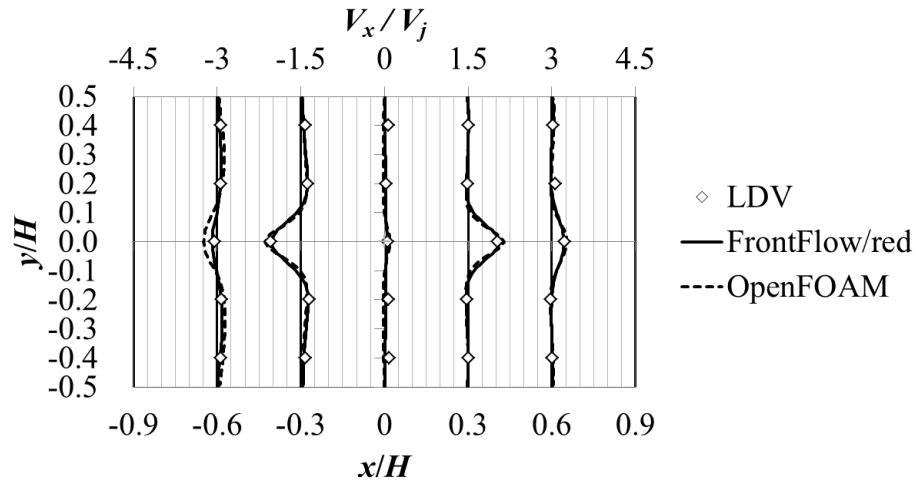
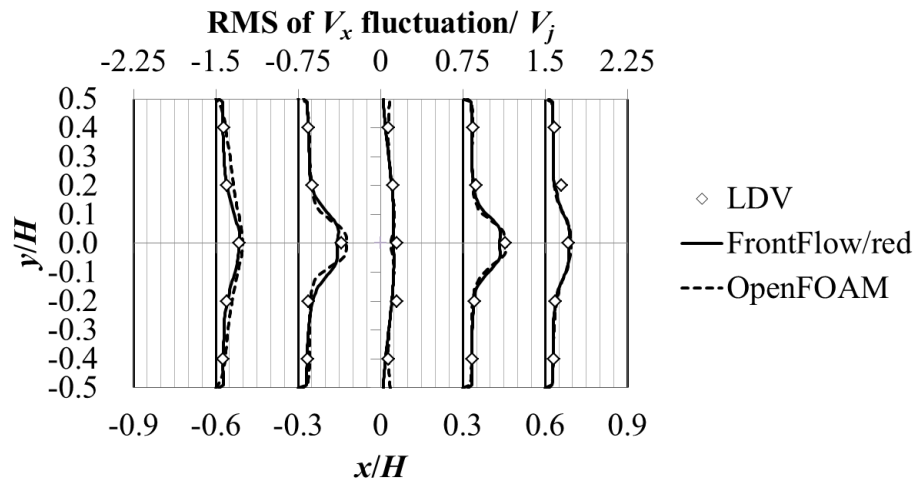


図 3.3.1 CFD と実験結果の比較位置（コンターは模式図）

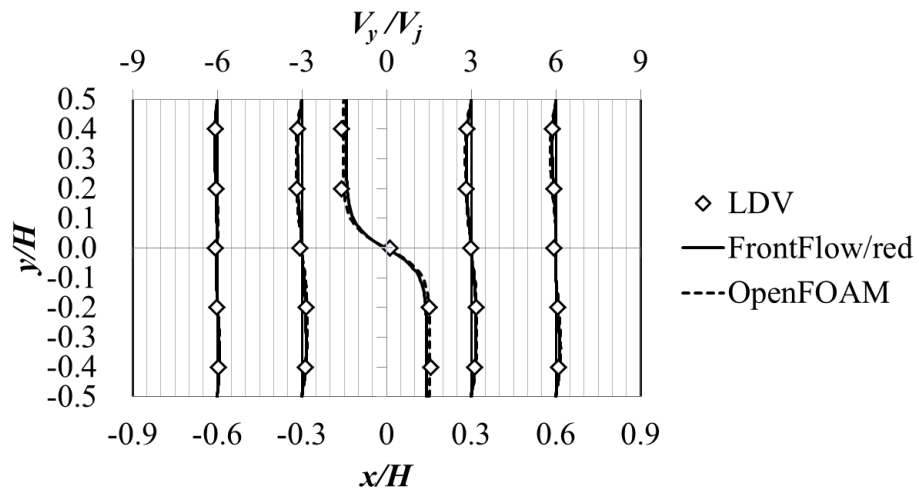


(a) x 方向流速

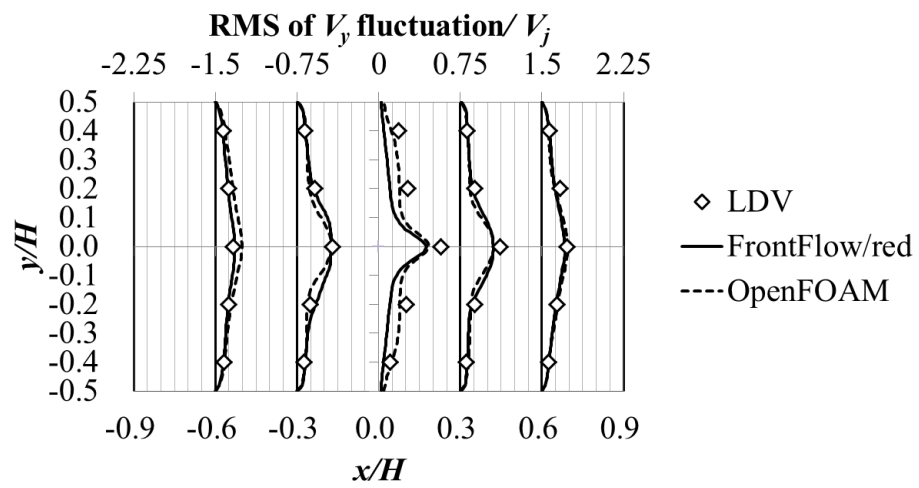


(b) x 方向流速変動 RMS

図 3.3.2 x 方向流速と流速変動 RMS ($z=0$)

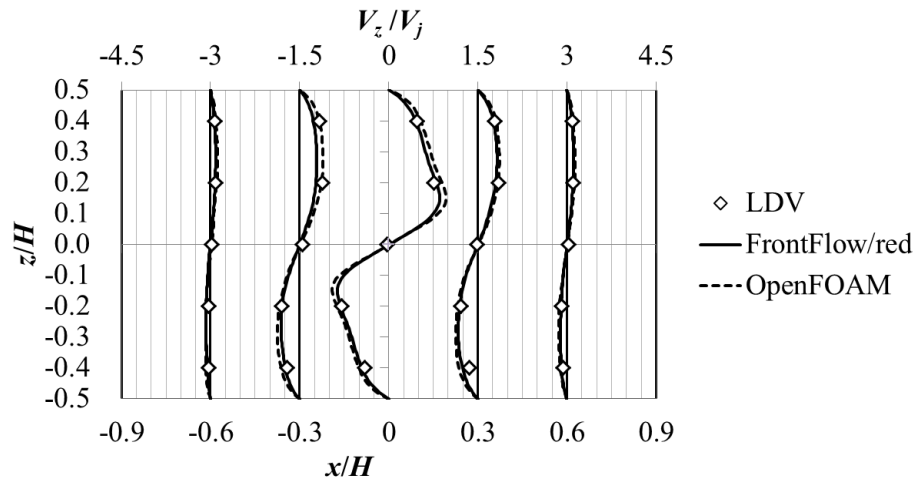


(a) y 方向流速

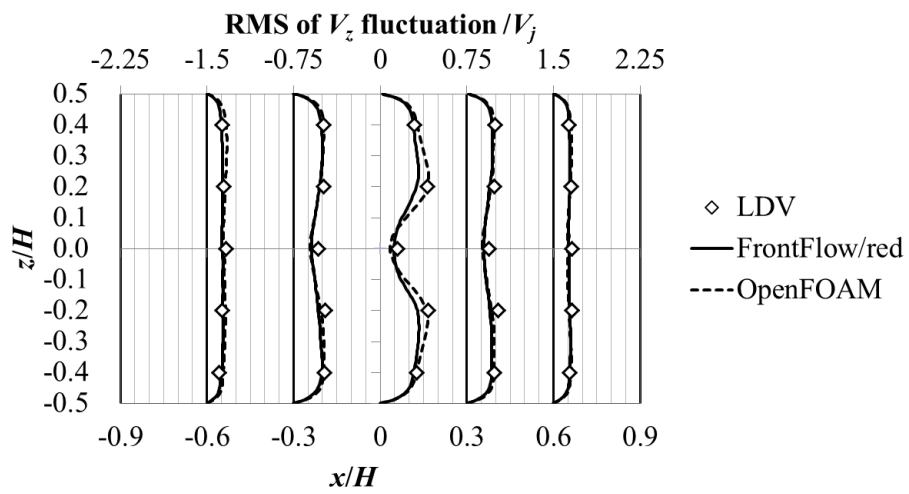


(b) y 方向流速変動 RMS

図 3.3.3 y 方向流速と流速変動 RMS ($z=0$)



(a) z 方向流速



(b) z 方向流速変動 RMS

図 3.3.4 z 方向流速と流速変動 RMS ($y=0$)

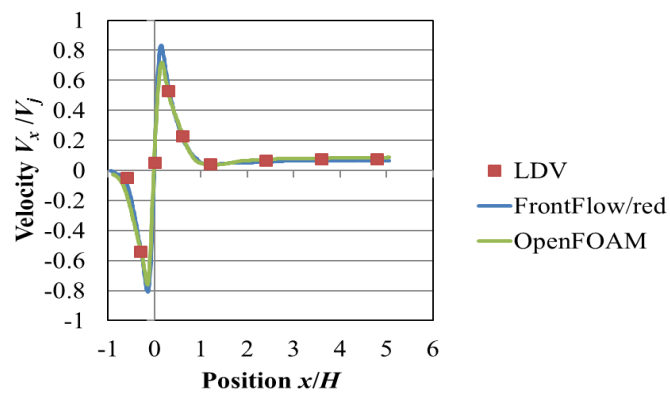
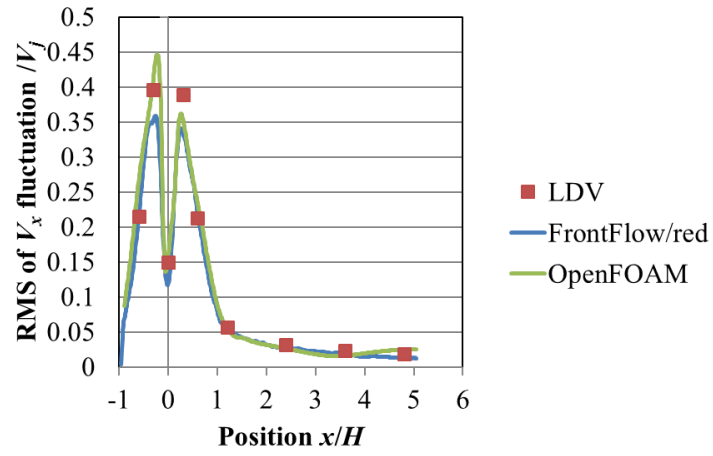
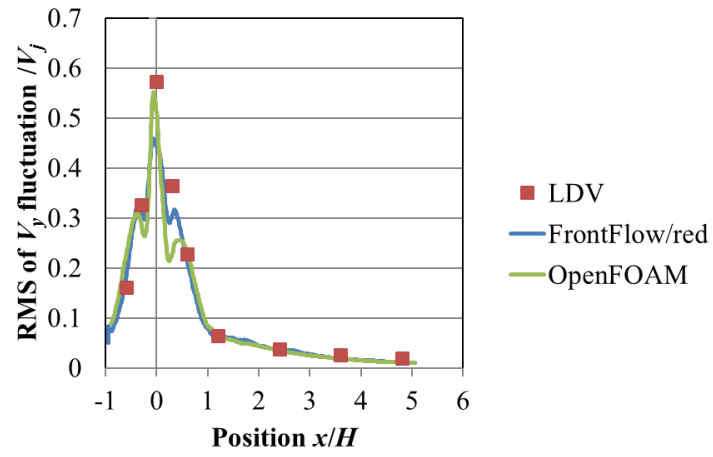


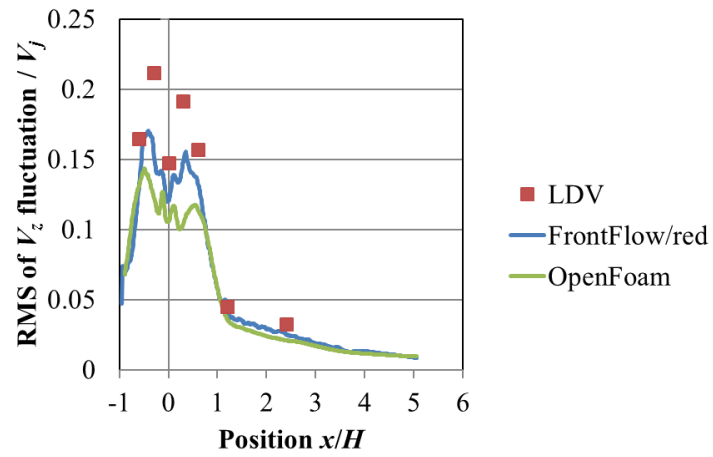
図 3.3.5 x 方向流速 (流路断面中心線上)



(a) x 方向流速変動 RMS



(b) y 方向流速変動 RMS



(c) z 方向流速変動 RMS

図 3.3.6 流速変動 RMS (流路断面中心線上)

3.4 主流が無い場合の対向衝突噴流流れ

対向噴流による流れ場を考察するため、流れ場の解析結果を分析する。全体的な流れ場、よどみ点位置の変動、濃度変動スペクトルに着目した。その結果、噴流衝突面付近の流れが混合に最も寄与していることが確認できた。以下に詳細を述べる。

FrontFlow/red4.1 を使用した結果を用いて議論を行う。

3.4.1 全体的な流れ場

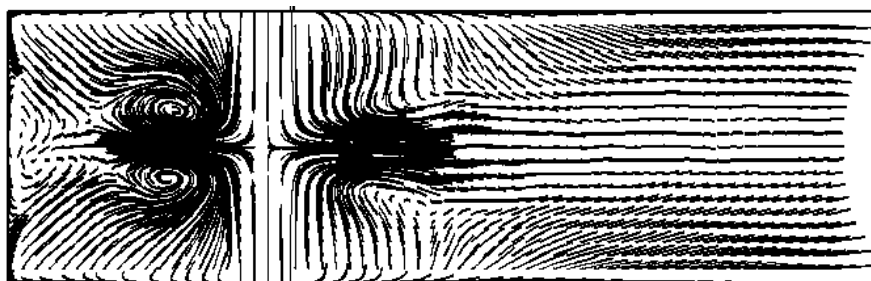
図 3.4.1 に時間平均した流線を示す。図 3.4.2 に平均流速絶対値、図 3.4.3 に流速変動 RMS、図 3.4.4 に下側噴流の平均モル分率、図 3.4.5 に下側噴流濃度変動 RMS を示す。

流路内の流動は、対向噴流によって衝突面に円盤状のジェットが発生し、その流れが側壁面に衝突することで循環渦を形成しており、この渦は下流まで存続している。

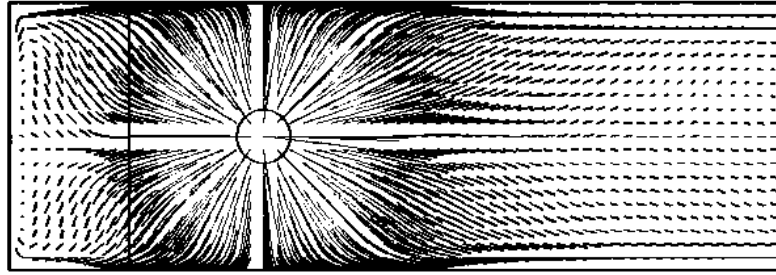
流速変動 RMS (図 3.4.3) と濃度変動 RMS (図 3.4.5) は澱み点と円盤ジェットの部分で最も高く、噴流外縁部でも大きい。噴流外縁部や円盤ジェット部分では噴流の速度剪断層が存在するためと考えられる。

流速変動が大きいということは、乱流エネルギーが高いことになるため、その部分での混合が多くなされると考えられる。別の言い方をすると、熱拡散速度と渦粘性係数は相関関係にあるとされており (Reynolds のアナロジー)、これと同様に乱流拡散速度も渦粘性係数と相関関係にあるとされている (Schreibvogel, 2016; 宗像, 守田, 2006)。渦粘性係数は流速変動が高い場合に大きくなるため、流速変動が大きい部分で混合が高いといえる。下側噴流の平均モル分率 (図 3.4.4) によると、噴流付近と衝突面部分以外では、上下噴流はほぼ均一になっている。主に混合が起きている部分は噴流近傍と衝突面周辺であると考えられる。

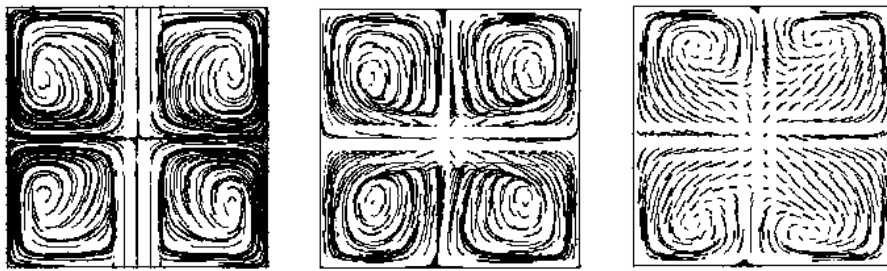
濃度変動 RMS (図 3.4.5) などを見る限りでは、循環渦は混合に直接寄与していないように見える、しかし噴流衝突面付近などの混合が強い部分と壁際付近などの弱い部分を循環させることで全体の濃度分布に影響を与えていると考えられる。



(a) xy -plane (ノズル中心, $z=0$)



(b) xz -plane (衝突面, $y=0$)



(c) yz -plane (left: $x=0$, center: $x/H=0.5$, right: $x/H=1$)

図 3.4.1 時間平均結果の流線

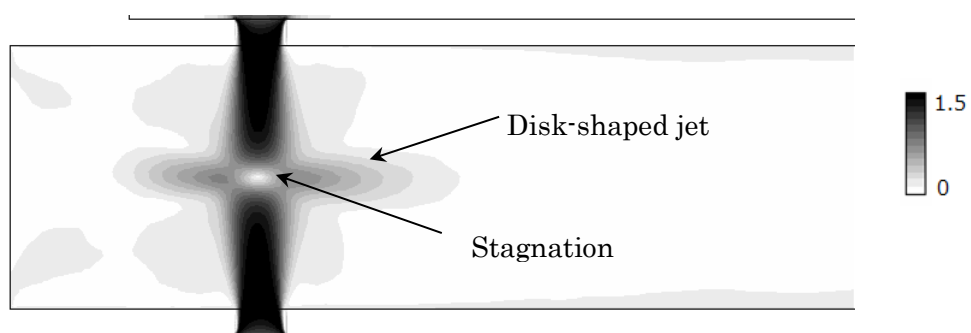


図 3.4.2 流速平均値 (V_j で無次元化)

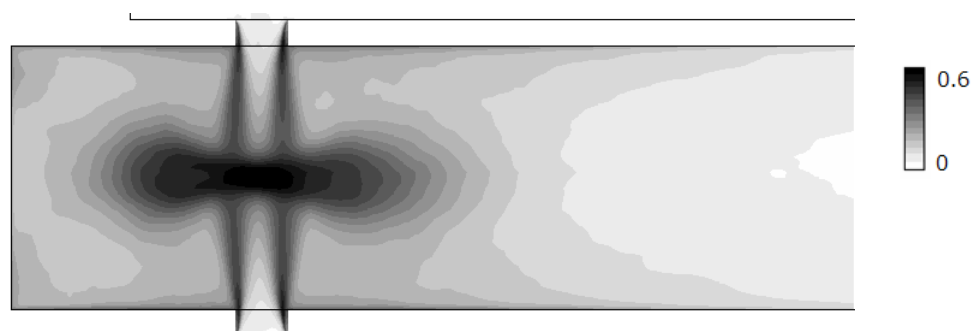


図 3.4.3 流速変動 RMS(V_j で無次元化)



図 3.4.4 平均モル分率（下側噴流成分）

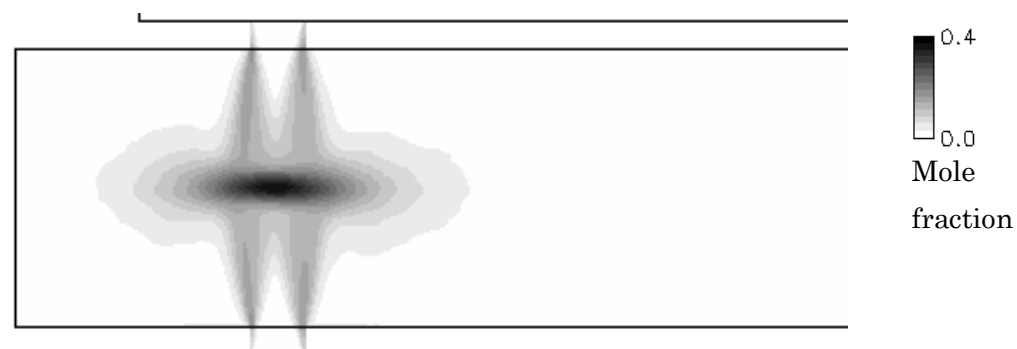


図 3.4.5 モル分率変動 RMS（下側噴流成分）

3.4.2 よどみ点位置の変動

図 3.4.6 に、連続 500 時間ステップの xy 方向の最大圧力点の位置を表示した。これは、3 次元的位置変動を xy 平面上に投影した位置を示している。衝突面付近の圧力最大点は、よどみ点位置と強い相関を持つため、よどみ点の位置変動についても同様の傾向があると仮定している。最大圧力点の位置変動をフーリエ変換した結果を図 3.4.7 に示す。

最大圧力点の位置は x 方向にジェットの直径($d/H=0.2$)を超えて広がることはない。図 3.4.7 におけるスペクトルでは際立ったピークは存在せず、流体が特定の周波数で振動する現象は起こっていないと考えられる。

スペクトル解析の結果より、 y 方向の振動は xz 方向の 1.5 倍程度である。これは先行研究による実験に代表されるように(牧,小川,1997), 一般的に対向衝突噴流において衝突面が上下に大きく移動する結果と矛盾しない。最大圧力点の変位は、衝突面位置の変動と密接に関連しており、衝突面付近の流速変動に影響を及ぼしていることが示唆される。

図 3.4.6 の点は上下対象となっていない、これは、最大圧力点を抽出した解析においては、500 時間ステップのみのデータとなっており、 y 方向変動の周期よりも短かった可能性が考えられる。

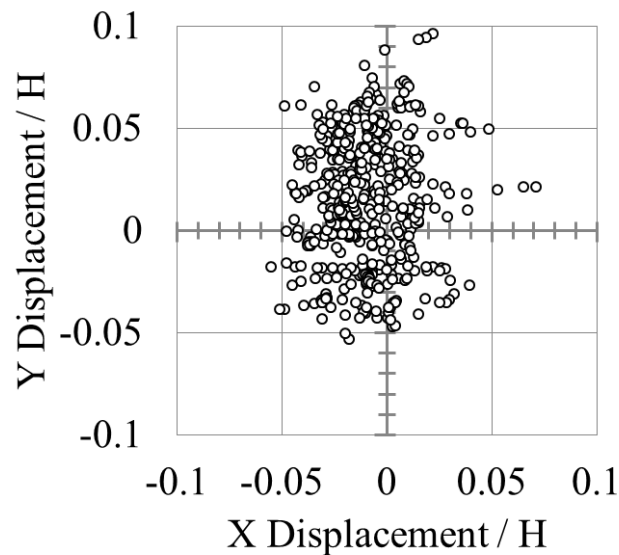


図 3.4.6 最大圧力点位置の変動(500 timesteps)

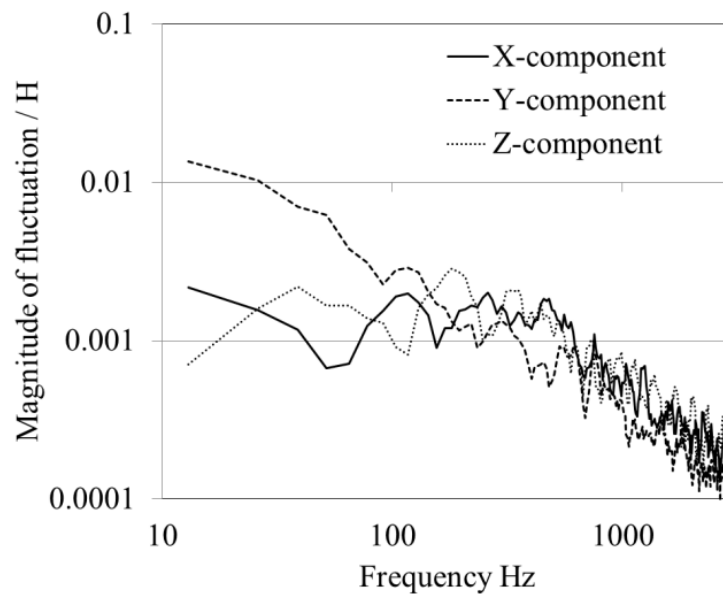


図 3.4.7 最大圧力点位置変動のスペクトル解析結果

3.4.3 濃度変動スペクトル

図 3.4.8 には、ダクト中心位置で濃度変動をフーリエ変換した結果を示す。図 3.4.8 にみられるように、変動は下流に行くに従い徐々に減衰する。ここで特徴的なのは、 $x/H=0$ と $x/H=0.3$ の位置におけるスペクトルにおいて $x/H=0.3$ のほうの高周波成分が大きいことである。これは、衝突面で円盤状ジェットが生成されたことにより、速い流速と流速変動が生成されたことによるものと考えられる。さらに下流のスペクトルの特性は $x/H=0.3$ に類似していることから、円盤状ジェットの流れに流れ場全体の混合挙動が影響される可能性を示唆している。グラフにおいて、高周波側のスペクトルが不自然に下降していることが確認できるが、これは数値粘性による散逸が影響している可能性がある。ただし、議論している流れの変動はそれよりも低周波の現象のため、数値粘性が流動変動直接の影響はないと考えられる。

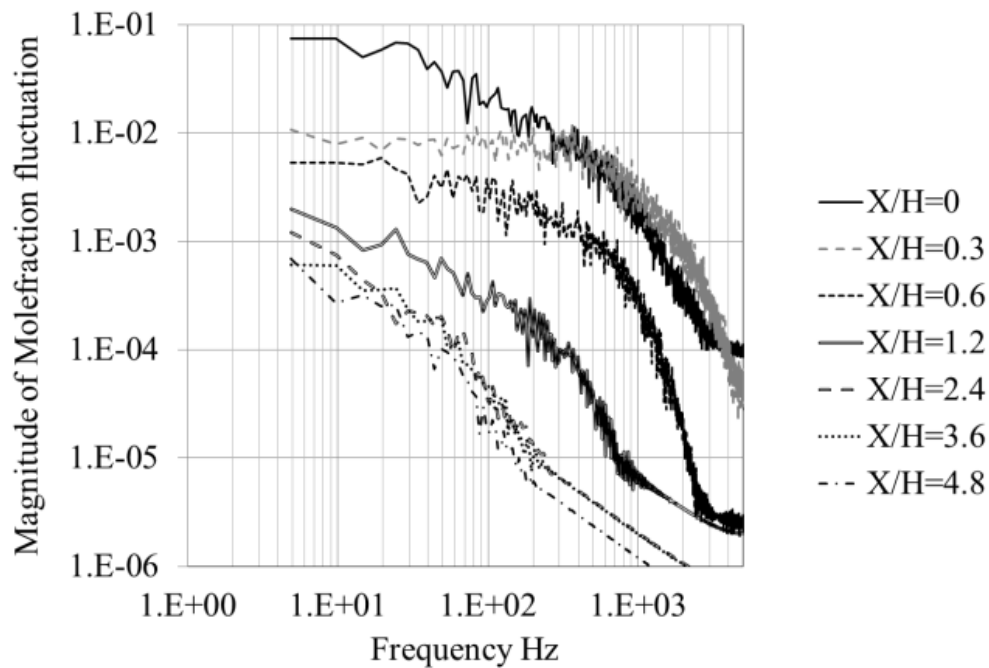


図 3.4.8 モル分率変動のスペクトル解析結果

3.4.4 衝突面付近の混合現象

衝突面付近の現象を詳細にみるため、図 3.4.9 に時系列的な濃度分布を示した。(a)は yz 断面、(b)は xy 断面である。(a)と(b)では濃度レンジを変更している。流入した上下の噴流は外縁の分布に変動がみられる。これは噴流自体の不安定性(ケルビン・ヘルムホルツ不安定性)と内部の循環流が干渉した結果と考えられる。

噴流の衝突によって生成された円盤状ジェットの外縁は上下に大きく変動しており、この変動幅はよどみ点の位置の上下変動よりも大きい。これは、図 3.4.9(b)に示されるように、衝突面が様々な方向へ傾くことで円盤状ジェットの放出方向が変動することが原因と考えられる。

円盤状ジェットの変動部分で上下の噴流が混合されている様子は図 3.4.9(b)から容易に見て取れる。また、衝突後の外縁部においては、未混合領域が流れによって引き伸ばされてちぎれていくことがわかる。このような流れ場が、衝突噴流において混合が促進される要因である。

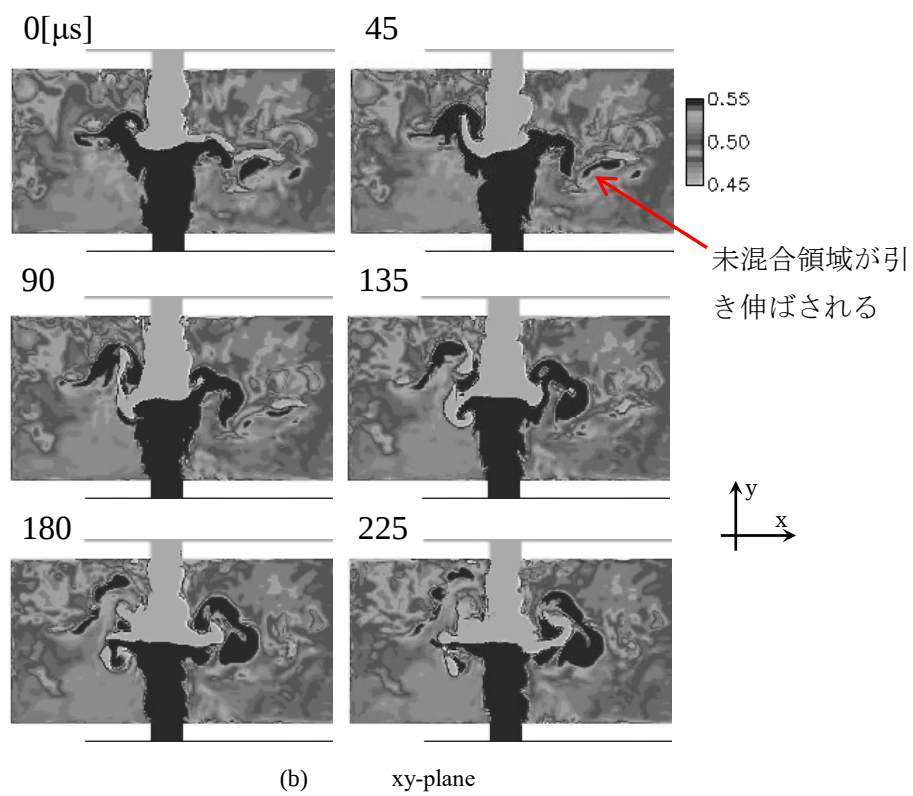
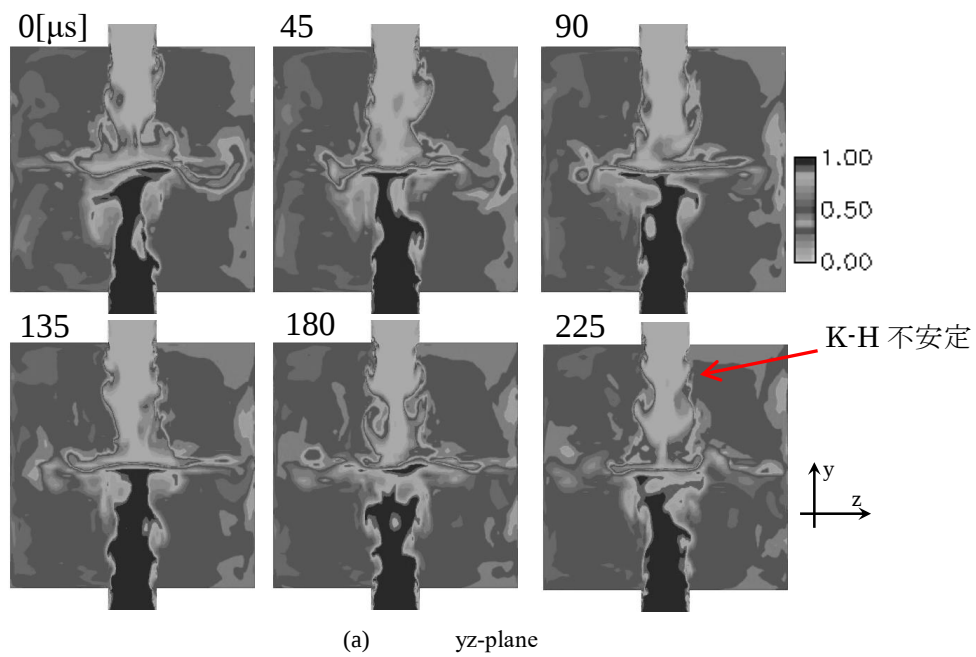


図 3.4.9 モル分率分布（下側噴流成分）

3.5 まとめ

- 実験と CFD の傾向はおおむね一致しているため、解析から流れ場を考察することは可能
- 対向噴流によって衝突面に円盤状のジェットが発生
- 流速変動は激み点と円盤ジェットの部分で最も高く、噴流外縁部でも大きいため、この部分での混合が多くなされる
- 円盤状ジェットの変動部分では上下の噴流が強く混合され、衝突後の外縁部においては未混合領域が伸長しかつ分散されて混合が促進

本章では噴流同士の衝突のみを扱っているため、主流と噴流の混合は直接的には議論できない。ただ、本文中にも記した通り、流体の性質上では流速変動が大きい部分では乱流拡散が大きくなるため、混合が促進される。これは主流の有無には影響を受けない結果となる。

実際の燃焼器では保炎器からの主流成分が存在するため、本章のように安定的に対向噴流が衝突する場合だけではない。主流が存在する流れ場における対向衝突噴流の挙動については次章以降で検討する。

4 主流との運動量流束比 J による影響

燃焼器設計において, Lefebvre らは燃焼器内の希釈空気混合に影響を与える要因を挙げているが(Lefebvre,2010), 中でも希釈空気の軌道や貫通度に影響を与える運動量流束比 J は最も重要視されている. そこで本章では, 運動量流束比 J が対向噴流混合に与える影響を CFD によって考察する. 運動量流束比 J を改めて以下に示す.

$$J = \frac{\rho_{jet} u_{jet}^2}{\rho_{main} u_{main}^2} \quad (1.1)$$

Holdemann らは, 実験により, 直交流 (主流) 中の噴流混合はパラメータ C で整理できると示している(Holdemann,1991).

$$C = \frac{S}{H} \sqrt{J} \quad (4.1)$$

ここで S : 噴流間隔, H : 流路高さ, J : 運動量流束比 (図 4.1 参照)

C は, 噴流 1 つあたりの流路の扁平度 (S/H) と, 主流に対する噴流運動量流速比 J の平方根に比例する. J が増加すると噴流の貫通距離は上昇し, J が一定で H が増加すると H に対する噴流の貫通距離は下がることになる. 本章では, S と H は一定の値としたため, C は J のみの関数となる. そのため, 以下では J を用いて議論する.

燃焼器を簡略化した流れ場として, 主流を有する矩形断面ダクトに対向噴流が流入するモデルを考え, LES によって非定常的な混合現象を詳細に解析する.

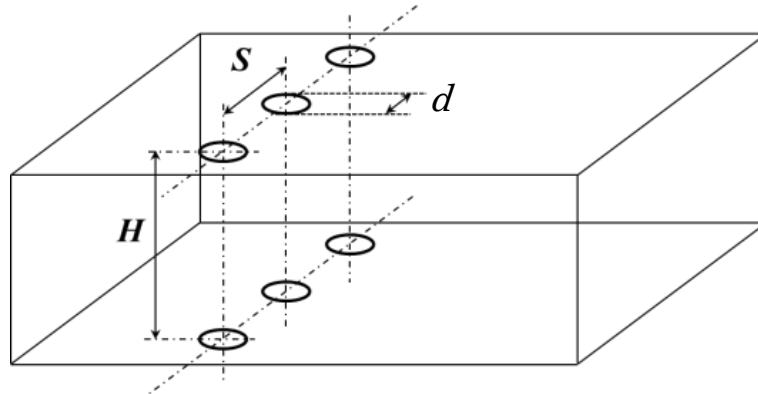


図 4.1 流路パラメータ

4.1 流れ場の分類

4.1.1 解析対象・解析手法

流路構成としては、矩形流路に直交する対向噴流を有する流れとした．図 4.1.1 に対象とする形状を示す． d は噴流孔径($d=20\text{mm}$)， S は噴流孔間隔， H は流路高さ， V_j は噴流流速， V_m は主流流速， x_j は主流入口からの噴流孔の距離である． x, y, z 軸の原点位置は上下噴流流入口中心線上の中間点である．図上で S は流路幅として表示されているが，図上の奥側と手前側の境界は周期境界のため，噴流孔間隔と同義となる．

流路の左端から主流が流入し，右端は大気開放である．直交流の入口境界は均一流入とした．実機燃焼器における実際の流れは当然一様ではないが，本研究では噴流と直交流という単純な系を扱うことで，噴流混合の基礎的な特徴を解明したいと考えている．流体は空気を用い，噴流流速と噴流径を基準としたレイノルズ数は 2×10^4 である．

噴流はオリフィスプレートを通することで生成される．オリフィスプレートの厚さは $0.5d$ であり，噴流上流に $25d \times 5d \times 5d$ の立方体形状の導入部がある．噴流オリフィス部のレイノルズ数は約 2.0×10^4 である．

ジェットの流れは流速変動を乱数で与えた．乱流強度は平均流速基準で 250%，格子は 3 章で示したものと同一のものを用いた．最小格子幅は 0.2mm ，ダクト内の平均格子幅は 2mm である．格子点数は約 300 万点となった．詳細は図 3.2.2 を参照のこと．

数値解析にはアドバンスソフト株式会社の FrontFlow/red 4.1 を使用した．解析手法を表 4.1.1 に示す．

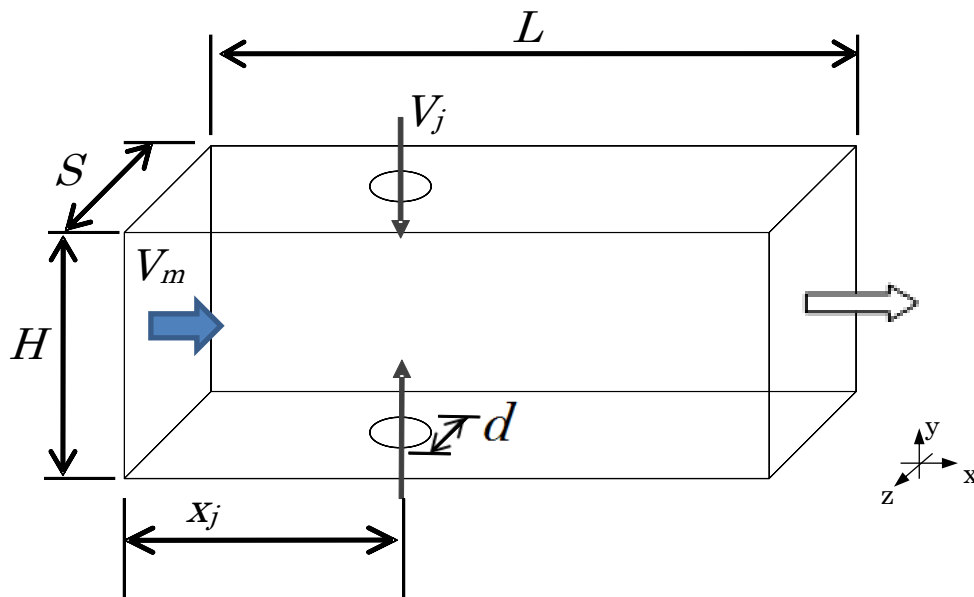


図 4.1.1 流路外形図

表 4.1.1 解析手法一覧

CFD コード	Advanced/FrontFlow/red 4.1
基礎方程式	Navier-Stokes
乱流解法	LES (Dynamic SGS)
流体物性	空気(30℃)
入口条件	Dirichlet (速度指定, ランダム変動)
出口条件	Neumann (勾配なし)
壁面条件(速度)	Spalding law (壁関数)
壁面条件(温度)	Neumann (勾配なし)
壁面条件(濃度)	Neumann (勾配なし)
セル種別	非構造格子, 6 面体
差分スキーム	1 次風上と 2 次中心のブレンド 2 次中心の割合=0.8

4.1.2 解析ケース

表 4.1.2 に解析ケースの一覧を示す．噴流の流速 V_j は全てのケースで同一で，主流流速 V_m を変化させることで J を決定している．表中の最大貫通度は Norster らの実験によるもので，以下の式で示される(Lefebvre and Ballal,2010)．

$$y_{max} = 1.15d_j J^{0.5} \sin\theta \quad (4.2)$$

ここで， d_j は孔直径， θ は噴流の噴出角度である．本解析では垂直に噴出するものとした．

表 4.1.2 Calculated cases

運動量流束比 J	噴流流速 V_j m/s	主流流速 V_m m/s	最大貫通度(式(4.2)) y_{max}/H
4	20	10	0.46
9	20	6.67	0.69
16	20	5	0.92
64	20	2.5	1.84

4.1.3 結果・考察

(a) 未混合度(Unmixedness)

図 4.1.2 に運動量流束比 J が未混合度 U_s に与える影響を示す。 U_s は Vrano らが定義した空間的な未混合度を示しており、時間平均した結果を基に算出される(Vranos,1991)。 U_s は以下の式で定義される。

$$U_s = \frac{Y_{rms}}{Y_{avg}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (Y_i - Y_{avg})^2}}{w_{main}/(w_{jet} + w_{main})} \quad (4.3)$$

Y_{rms} は評価部位濃度標準偏差、 Y_{avg} は完全混合時濃度、 Y_i は局所時間平均濃度、 w_{main} は主流流量、 w_{jet} は噴流流量である。

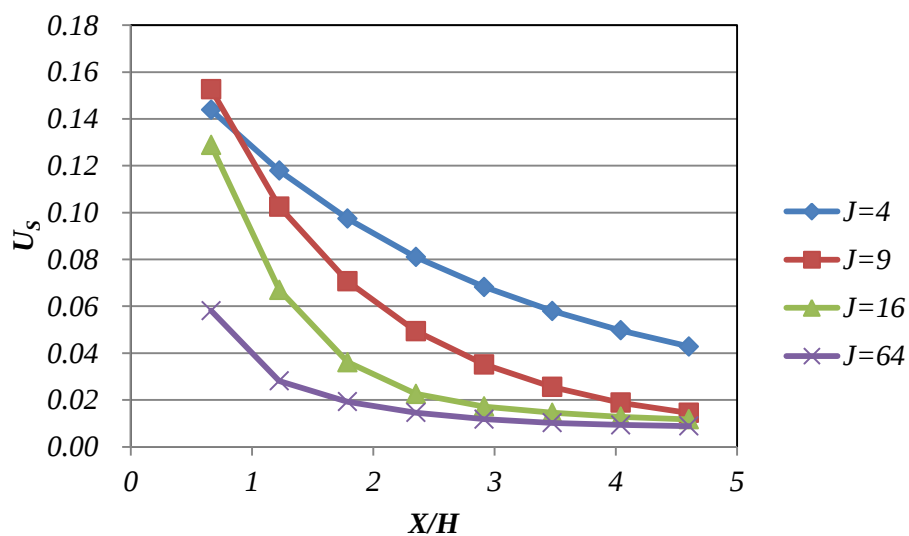
ここで、 Y_i は、ガス種として主流と噴流を定義した時の主流の体積分率を表す。 U_s が減少するほど、断面内の濃度分布が均一となり、完全に均一になれば 0 となる。

図 4.1.2(a)では、出口における U_s は J が増加するごとに減少しているが、図 4.1.2(b)では $J=4,9,64,16$ の順で小さくなっている。混合は時間によって進行するため、今回の解析のように、直交流の流速が変数となっている場合は、未混合度の変化を表す横軸は図 4.1.2(b)のように平均滞留時間 T_r とする方が妥当であると考えられる。ここで、 T_r を次の式で定義する

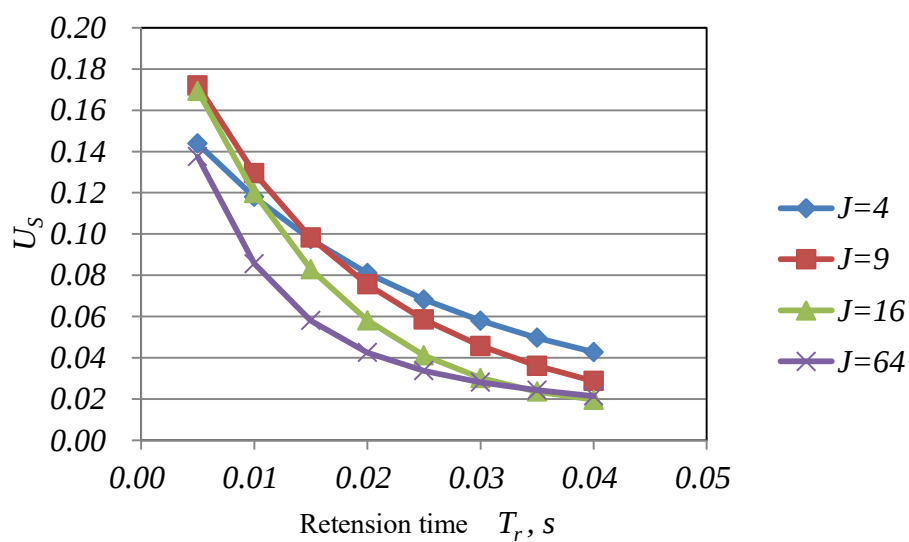
$$T_r = \frac{X}{(Q/A)} \quad (4.4)$$

ここで、 x は主流方向位置、 $Q=Q_m+Q_j$ 、 Q_m は主流体積流量、 Q_j は噴流体積流量、 A は流路断面積である。

$J=4$ の条件では、 U_s は下流では高いものの、流入直後 ($T_r < 0.01$) では $J=9,16$ の条件よりも低くなっている。この理由としては、 $J=4$ の条件では直交流の運動量流束が大きいいため、噴流が流入した部分で拡散されやすいためと考えられる。より詳細な混合現象の考察は以降の項で行う。



(a) Horizontal axis: location



(b) Horizontal axis: retention time

図 4.1.2 運動量流束比 J と未混合度 U_s の関係

(b) 混合挙動の考察

図 4.1.3-4.1.6 は時系列の $z=0$ 断面のモル分率分布, 図 4.1.7-4.1.10 は時系列のモル分率 0.4 の等値面を示す. 0.4 としたのは, 最も噴流の構造を見やすく表示することができたためである.

これまでに議論した通り, $J=4$ に対して $J=9,16,64$ では噴流同士の干渉が強いと考えられる. 一連の時系列画像を見る限り, 噴流はすべてのケースで変動しており, この変動が噴流の衝突点の変動を引き起こしているように見える. この衝突点の変動は衝突後の噴流が流れる向きに大きく影響すると考えられる. 衝突点位置が変動していれば衝突後の噴流の向きも変動することになり, 衝突領域において混合が起こることになると推測できる. 最もわかりやすい例を示すと, 図 4.1.5,4.1.9 において, $J=16$ では, 噴流側のガス塊が, 噴流の衝突点から間欠的に様々な方向に放出されていることが示されており, この様々な方向に放出された噴流成分が広い領域に広がっていくことで, 高い混合を引き起こしていると考えられる. また, 図 4.1.6 に示されるように, $J=64$ では衝突領域において円盤状ジェットが生成され, この円盤状ジェットが変動していることで拡散され, 引き伸ばされることで混合が促進される. これは前章に示した主流がない場合の流動に近い挙動であると考えられる. ここで, $J=9$ では円盤状のジェットが観察されないが, これは直交流の流速が高いために円盤状のジェットが生成されずに流されていると考えられる. それにもかかわらず, 混合については $J=4$ に比べると良い. 図 4.1.8 に示されるように, $J=9$ では噴流は衝突領域において曲げられたり分散しているのに対し, $J=4$ (図 4.1.7) では噴流同士の衝突による影響は見受けられない. これらの結果より, 衝突面に円盤状ジェットが生成される $J=64$ と, 円盤状ジェットは生成されないが噴流同士の干渉が起こっている $J=9,16$ では混合のメカニズムが異なるのではないかと推測できる. $J=9$ に対して $J=16$ では, 図 4.1.9(a)の 3.6ms の時点にみられるように, 上流へ向かう流れが生成されている. これは, $J=16$ の方が噴流貫通度が強いために, 衝突によるよどみ点が逆流を引き起こすと考えられる.

図 4.1.11 には上下噴流における, $z=0$ 断面の x 方向 (主流方向) の位置 x_c における, y 方向の最大のモル分率位置 y_c の時系列結果を示す. ここで T_{all} は解析時間を示す. もっともモル分率が高い部分を噴流の中心と考えると, この結果は噴流の軌道が変動し, 下流では上下位置に分散していることを示唆している.

y_c の x 方向位置ごとの標準偏差を変動量として表示したものを図 4.1.12(a)に示す. 噴流軌道の変動は $J=4,9,16,64$ の順に上昇する. この結果からも, 噴流軌道の変動によって噴流成分が広い領域に広がることを助ける結果, 混合が向上するということがわかり, 上下噴流の干渉の強さと噴流成分の混合の関係が明らかとなったと考えられる. $J=64$ における y_c の標準偏差の大きさは, ほぼ $J=16$ と同様になっている. これは, 噴流の運動量が強いために $J=64$ の衝突面位置は $J=16$ に比べて安定しており, 噴流軌道はそれほど不安定ではないのではないかと推測できる. 円盤状ジェットによる混合が支配的な $J=64$ と, 噴流軌道の不安定性が支配的な $J=9,16$ の混合メカニズムの違いが示唆される. 図 4.1.12(b)に, 各 T_f における y_c 変動量と U_s の値を対応付けたグラフを示す. このグラフの相関係数は -0.45 であり,

U_s が小さい場合は Y_e は大きいことが示されており、噴流軌道の変動が大きい場合は混合が良くなる傾向にあることが分かる。

最後に、今回の条件における混合のメカニズムを推定した模式図を図 4.1.13 に示す。混合メカニズムは運動量流束比 J によって異なる結果となり、次に示す 3 つに分類できると考えられる。① $J=4$ では上下噴流の干渉が弱く、目立った混合の促進は見られなかった。上下噴流の干渉が起こらないほど J が小さい場合は、混合の促進は発生せず、主流中に単一噴流が流入した場合と同じような流れとなると考えられる (Type-1)。② $J=9,16$ のように、上下噴流の干渉が起こるほど J が大きい、円盤状ジェットは生成までは至らないほどの場合は、噴流が互いに非定常的に分散したり偏向しあうことで混合が促進される (Type-2)。③ $J=64$ のように、 J がそれよりも大きい場合は円盤状ジェットが生成され、円盤状ジェットが変動して引き伸ばされることで混合が促進される (Type-3)。

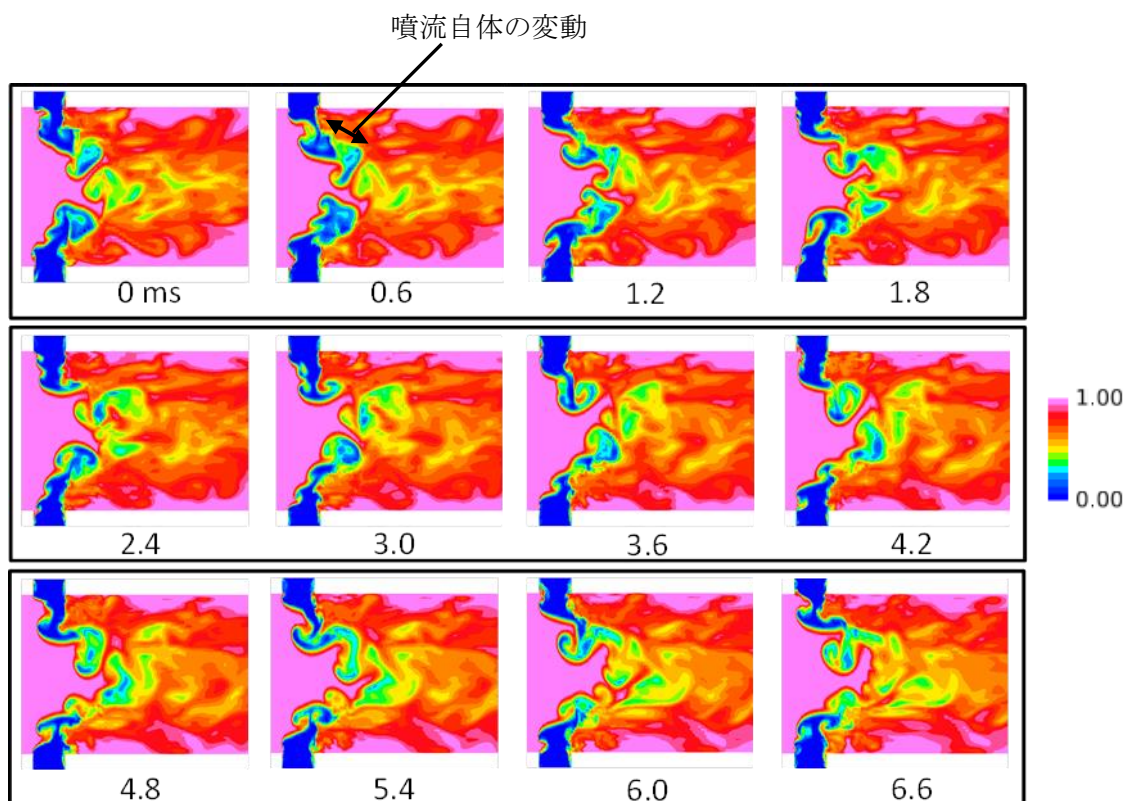


図 4.1.3 主流モル分率分布の時系列画像 ($J=4$)

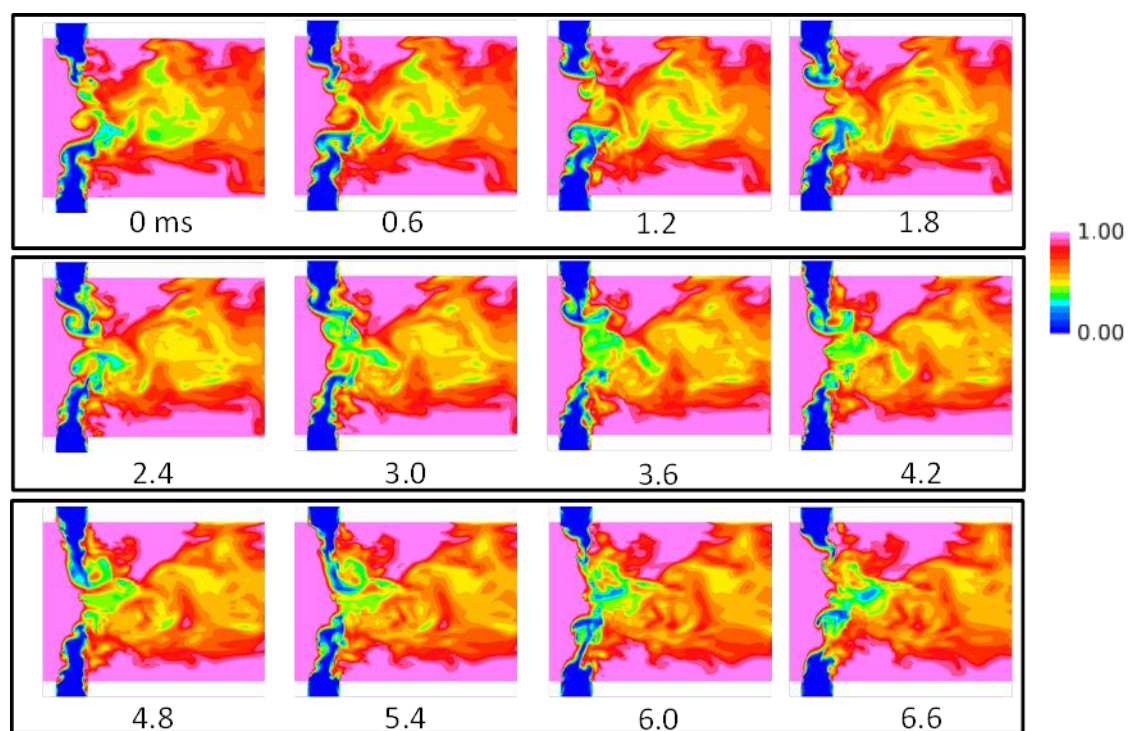


図 4.1.4 主流モル分率分布の時系列画像 ($J=9$)

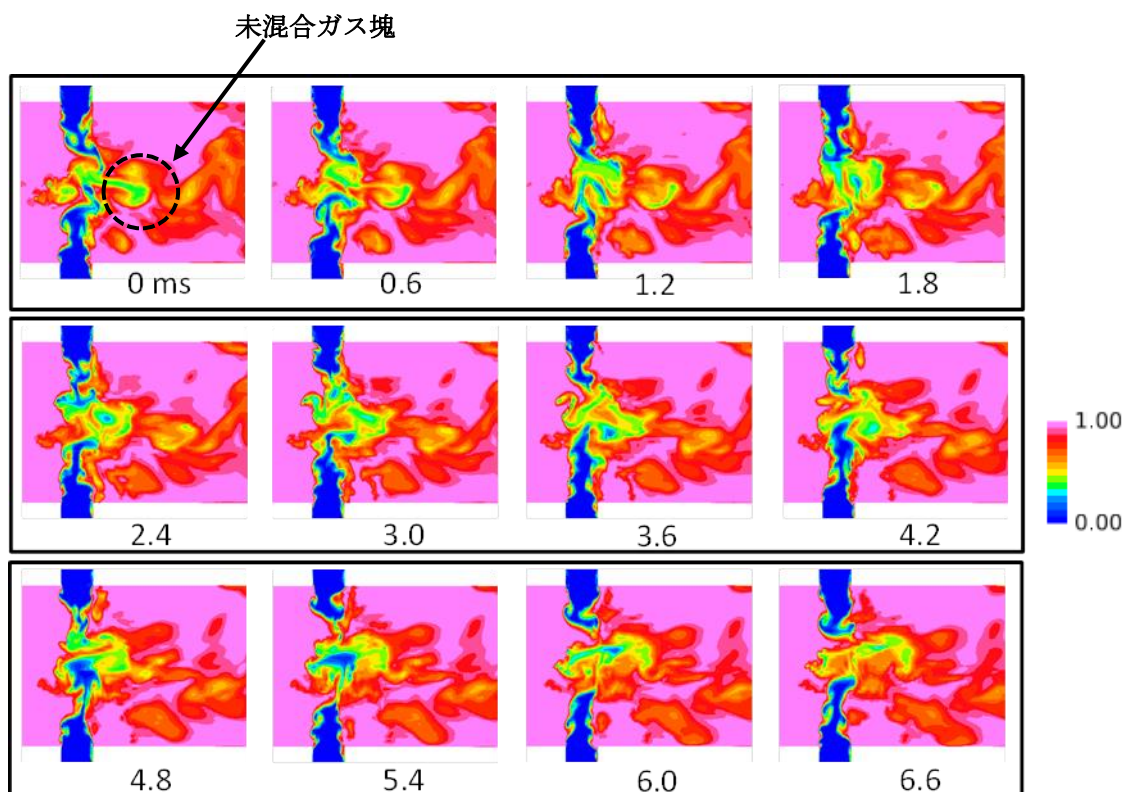


図 4.1.5 主流モル分率分布の時系列画像 ($J=16$)

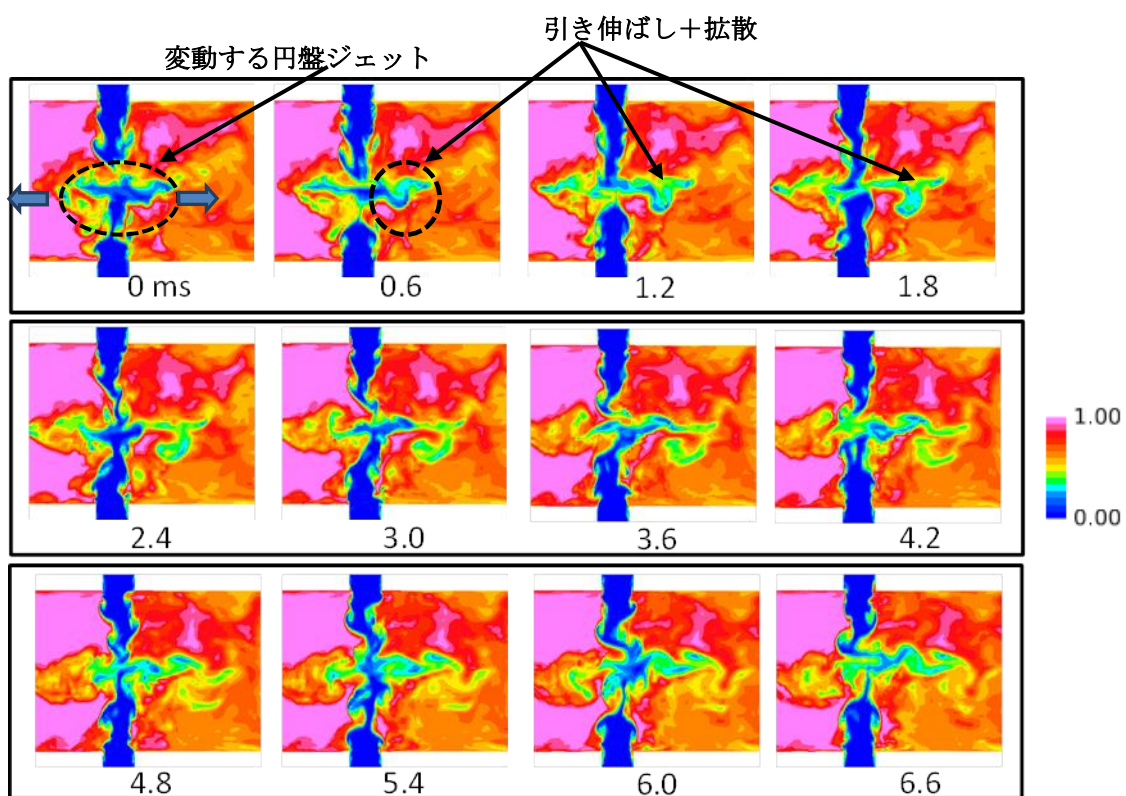
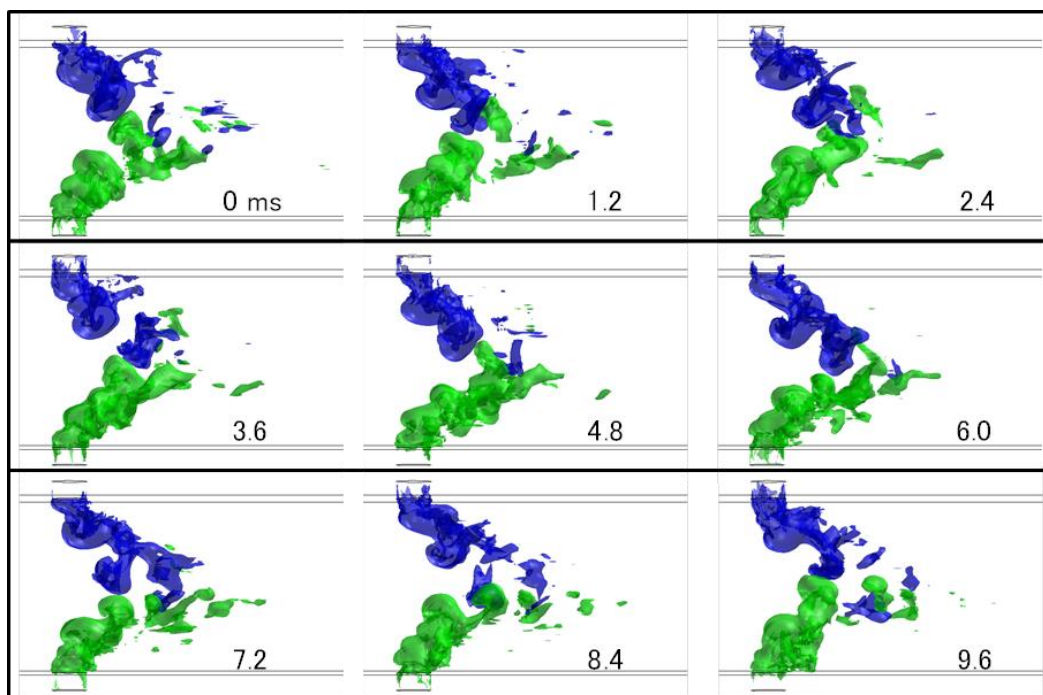
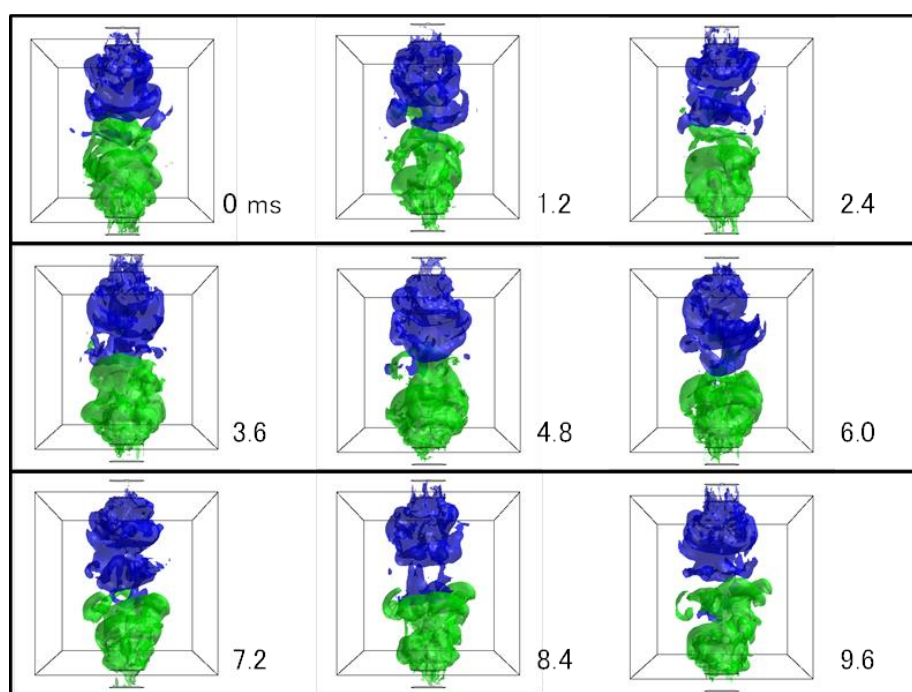


図 4.1.6 主流モル分率分布の時系列画像 ($J=64$)

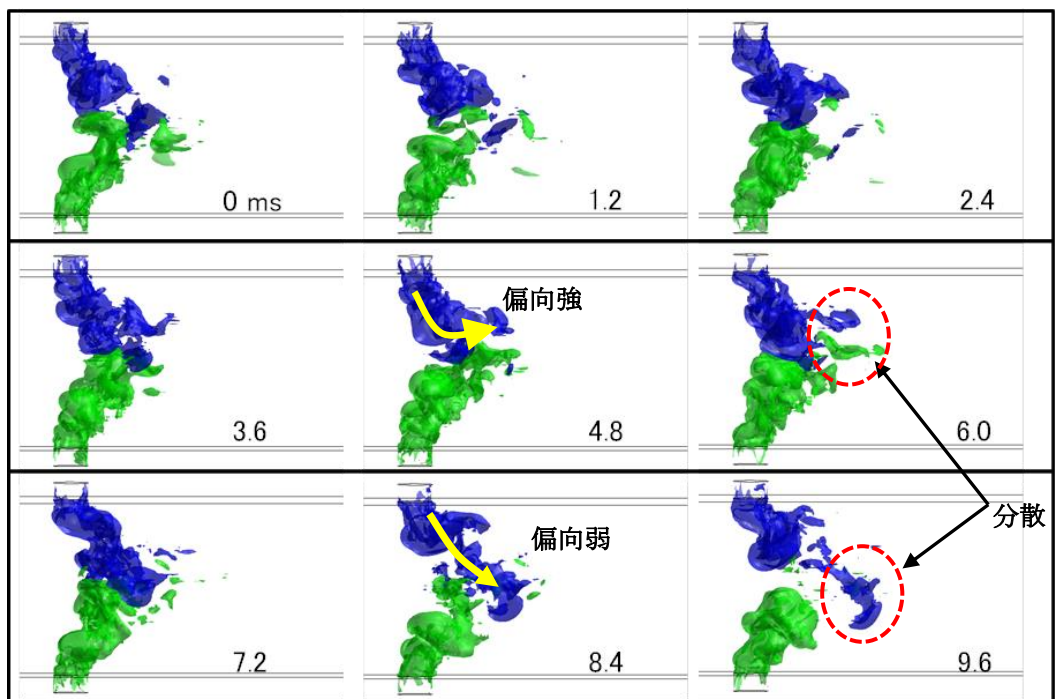


(a) xy plane

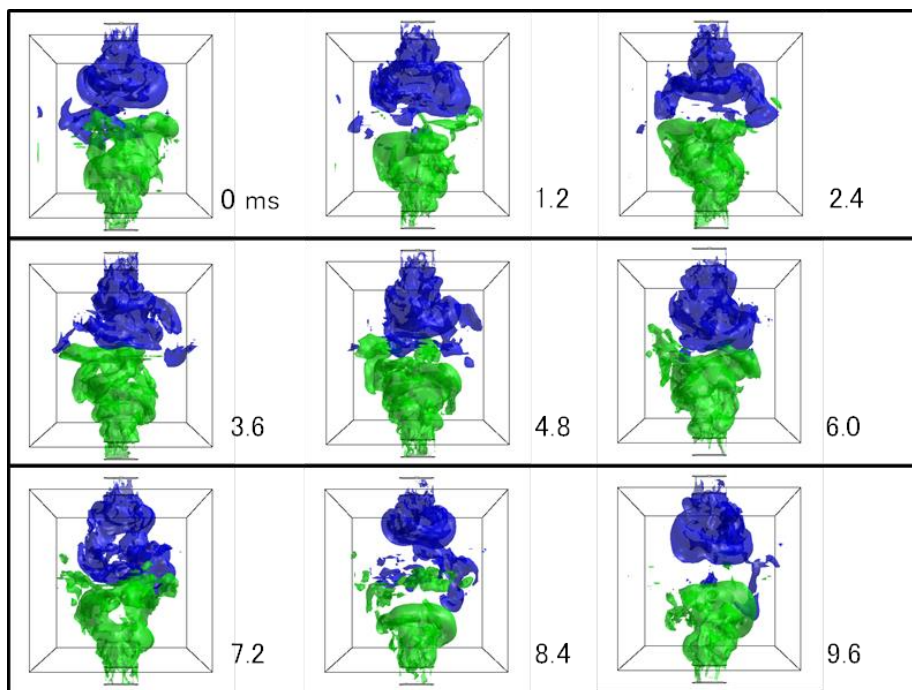


(b) yz plane

図 4.1.7 噴流形状の時系列画像（上下噴流成分=0.4 の等値面）（ $J=4$ ）

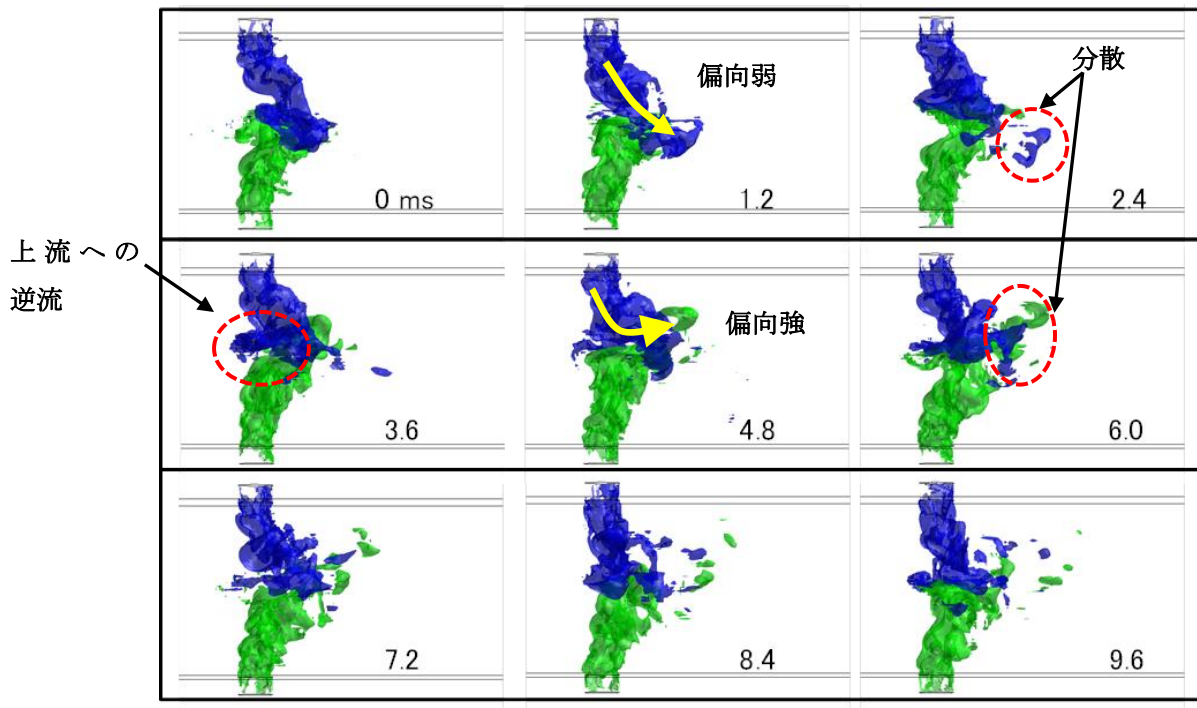


(a) xy plane

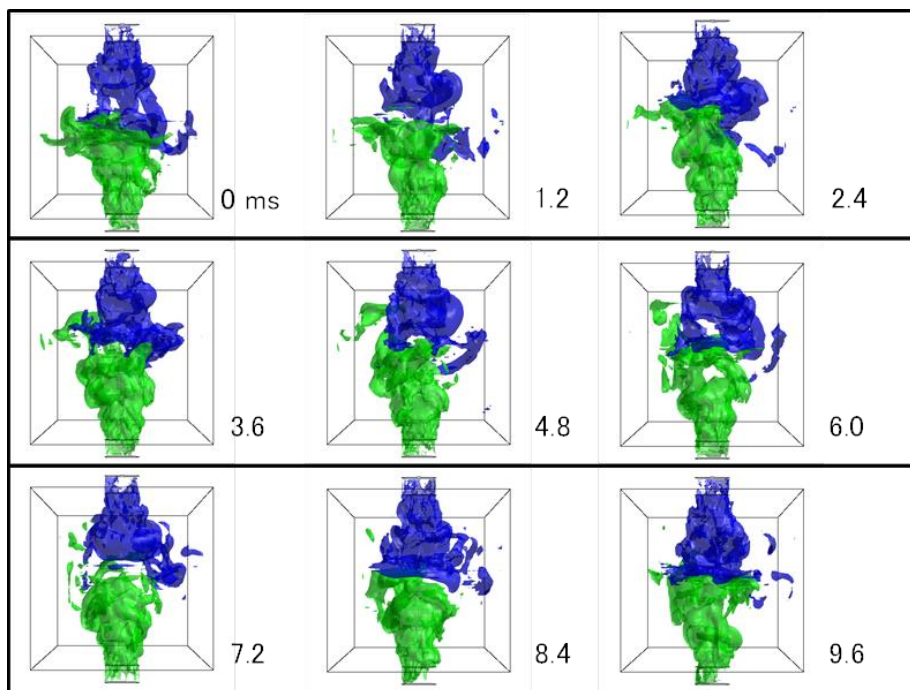


(b) yz plane

図 4.1.8 噴流形状の時系列画像（上下噴流成分=0.4 の等値面）（ $J=9$ ）

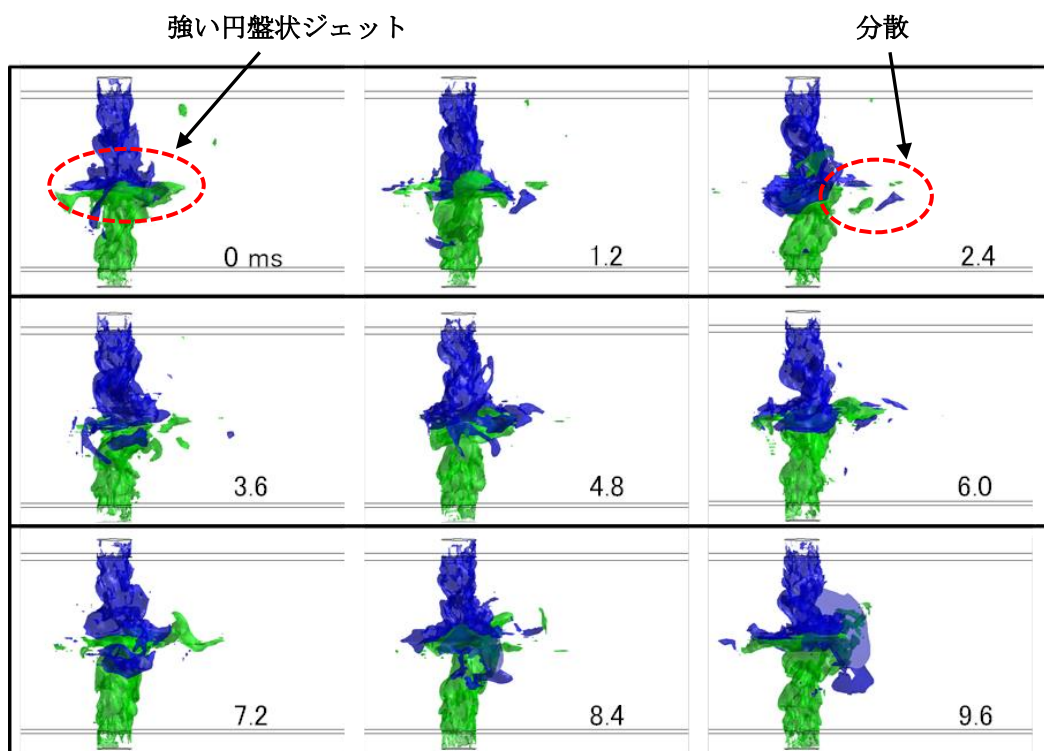


(a) xy plane

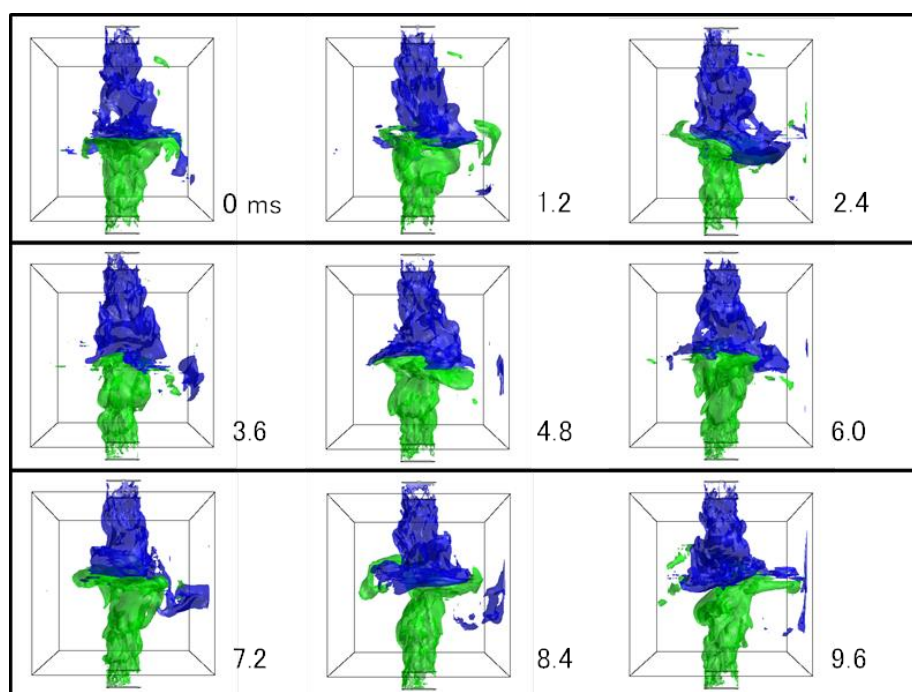


(b) yz plane

図 4.1.9 噴流形状の時系列画像（上下噴流成分=0.4 の等値面）（ $J=16$ ）

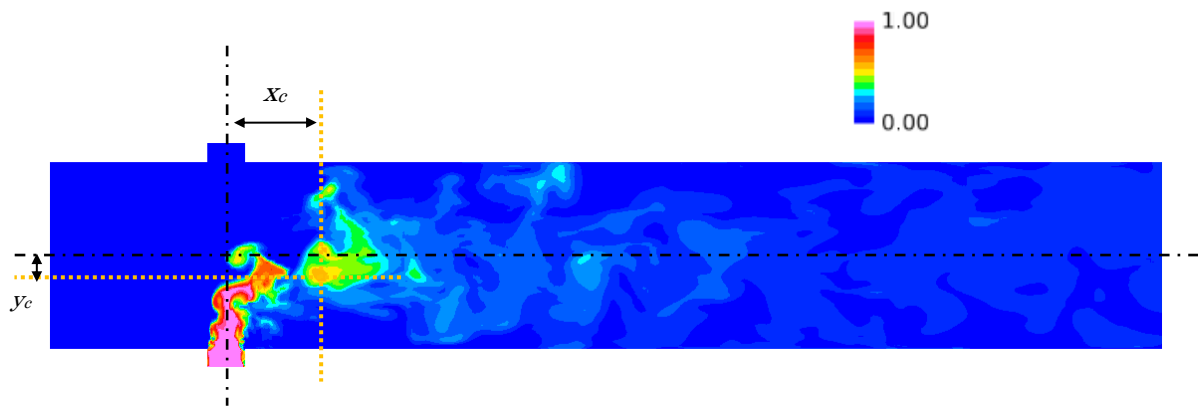


(a) xy plane

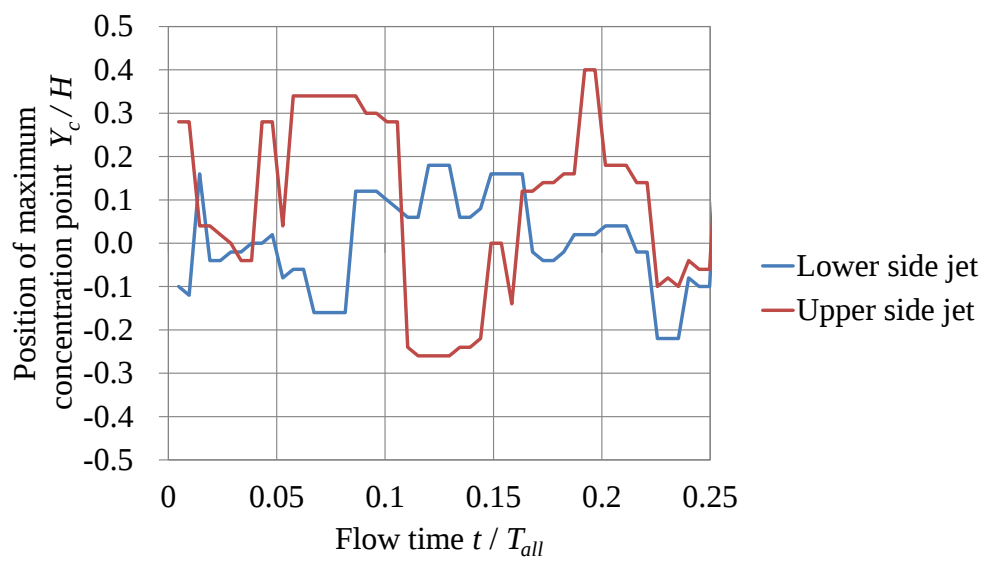


(b) yz plane

図 4.1.10 噴流形状の時系列画像（上下噴流成分=0.4 の等値面）（ $J=64$ ）

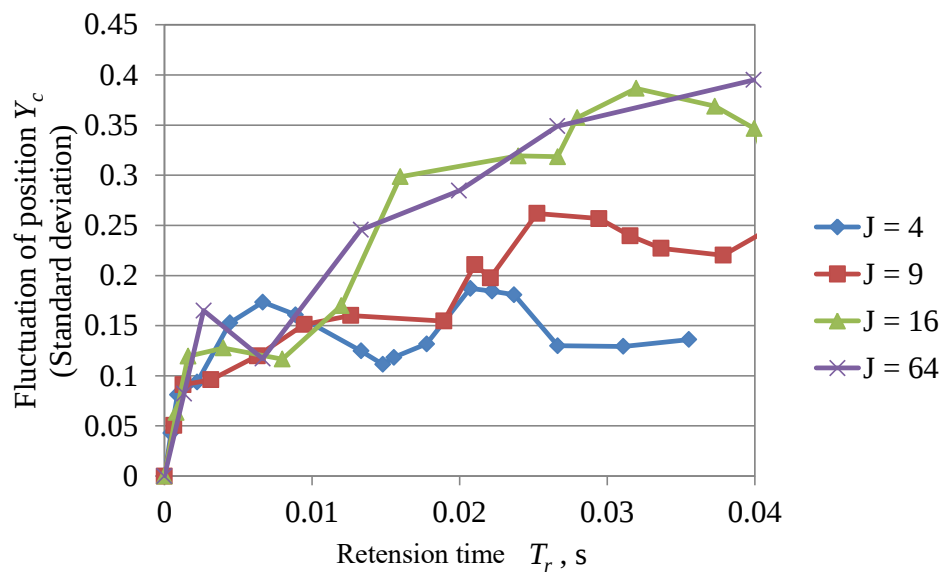


(a) 下側噴流成分分布と、 x_c 位置における最大濃度点 y_c

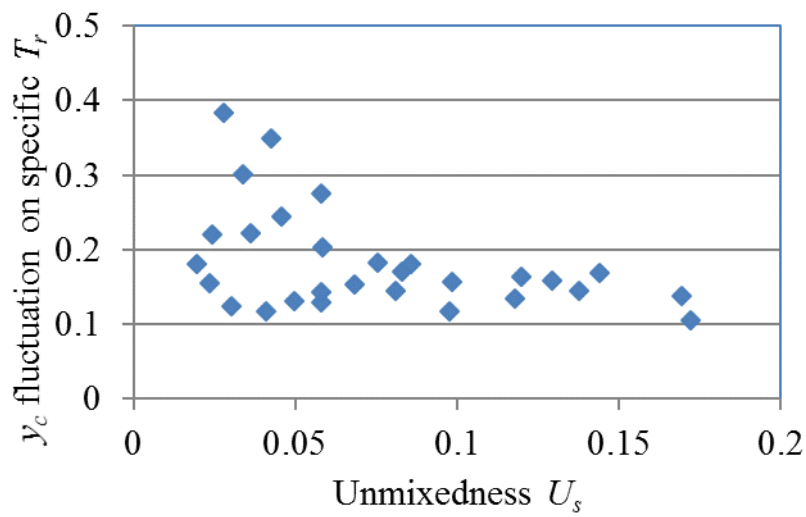


(b) $x_c/H=1$, $z/H=0$ における最大濃度の変位, $J=9$

図 4.1.11 最大濃度点 y_c の変位,



(a) y_c 変動の標準偏差の流れ方向における変化



(b) 各 T_r における y_c 変動量と U_s との関係

図 4.1.12 y_c 変動量

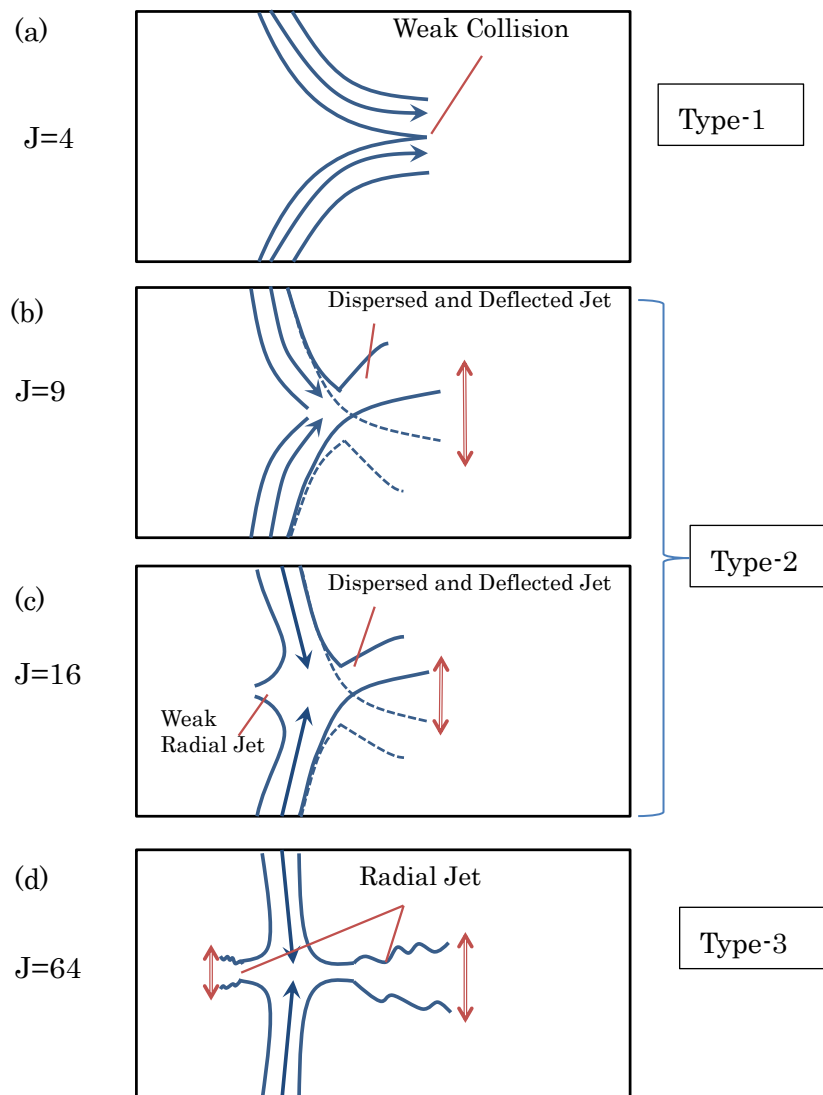


図 4.1.13 混合挙動の分類

(c) スカラー散逸率

図 4.1.14 は瞬時の主流成分のモル分率，図 4.1.15 はスカラー散逸率 $\tilde{\chi}$ である．モル分率を計算するため，物性は同一だが，主流成分と上下の噴流成分を区別した解析としており，図 4.1.14 では主流成分の割合を示している．図 4.1.16 は，図 4.1.15 のスカラー散逸率分布を y/H ごとに $x/H=1.0\sim 4.95$ まで面積平均した結果である．スカラー散逸率は，渦拡散 D_t と，グリッドスケールの混合分率勾配 $\nabla\tilde{Y}$ によって計算される(Pitsch,2000)．1 次精度のモデルは Girimaji らによって定義され，以下のようなになる(Girimani,1996)．

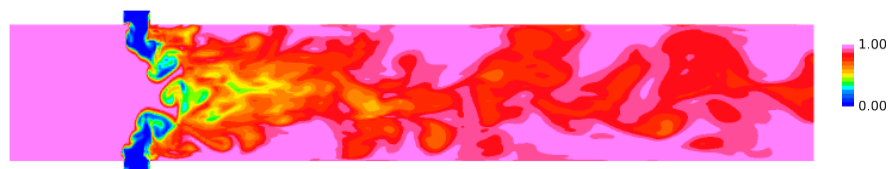
$$\tilde{\chi} = 2(D_z + D_t)(\nabla\tilde{Y})^2 \quad (4.5)$$

ここで， D_z は分子拡散係数である

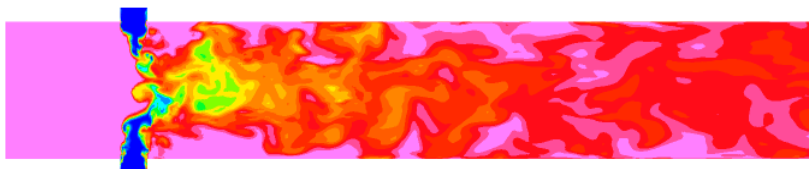
このスカラー散逸率は，拡散燃焼では重要な値であり，大きなスケールの流れから，燃焼が生じる微細なスケールの混合特性をモデル化するために使用される(Pitsch,1996)．乱流ではスカラーエネルギーの散逸として理解され，乱流エネルギー散逸とのアナロジーで考えれば，スカラーの分散を消散(dissipate)する度合いとなる．そのため，微小なスケールの混合度合いの大きさを概算するための量として用いることができると考えられる．

図 4.1.15 に見られるように，直交流の速度の増加に伴い，スカラー散逸率の高い領域は下流に広がるが， $J=4$ についてのスカラー散逸率は下流の壁付近においては低いように見える．これは図 4.1.16 の結果からも示唆される．これは，噴流の衝突による分散が起こらないためと考えられる．一方，他の条件においては，下流では一様にスカラー散逸率の高い領域が存在しており，運動量流束比 J によってスカラー散逸率分布に違いが表れることが明らかとなった．

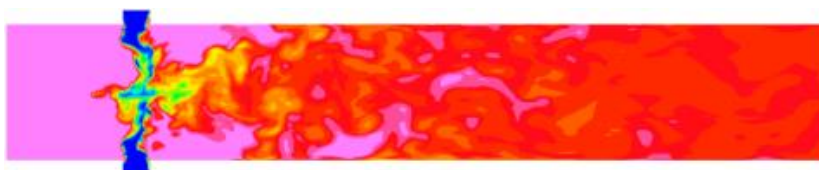
スカラー散逸率の最大値は J が増加すると減少する．これは， J が減少すると直交流が遅くなり，噴流と直交流の接触部分で発生する剪断流速度が減少するためである．出口における未混合度は J が大きくなると減少するのに，スカラー散逸率の最大値は減少する結果となっている．これは，全体の混合はサブグリッドスケールの拡散ではなく，グリッドスケールの流れに影響されることを示していると考えられる．



(a) $J=4$



(b) $J=9$



(c) $J=16$



(d) $J=64$

図 4.1.14 $z=0$ 断面瞬時値 モル分率

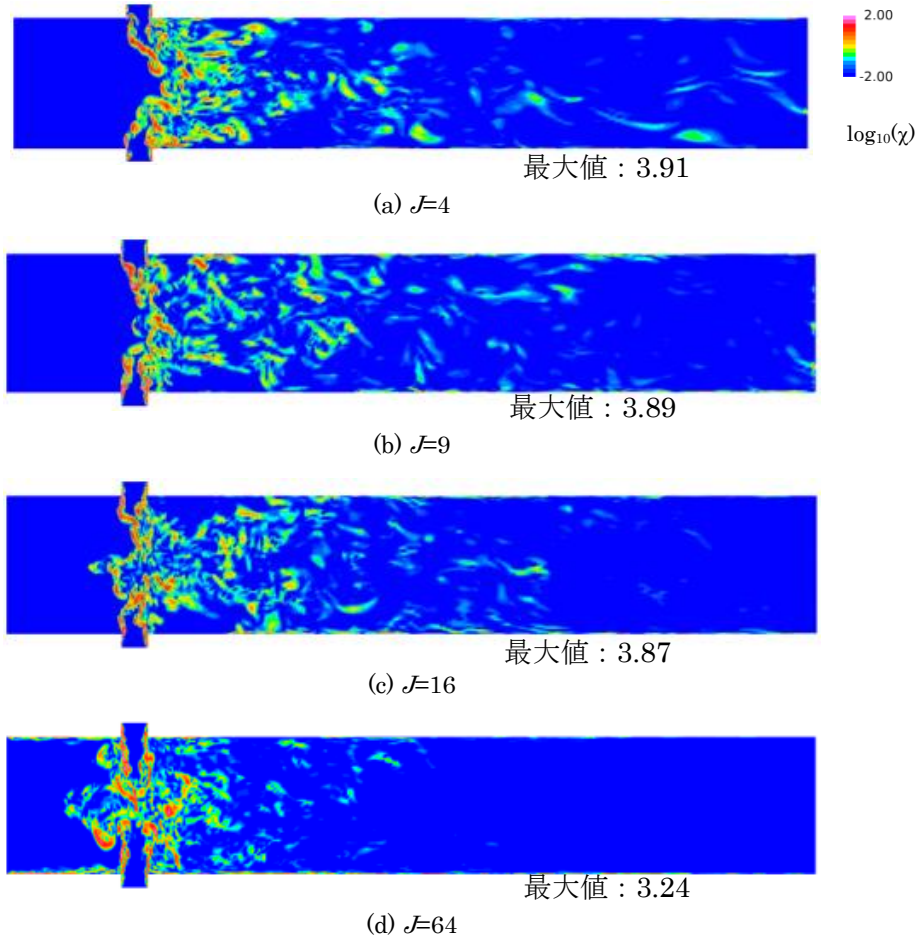


図 4.1.15 $z=0$ 断面瞬時値 スカラー散逸率

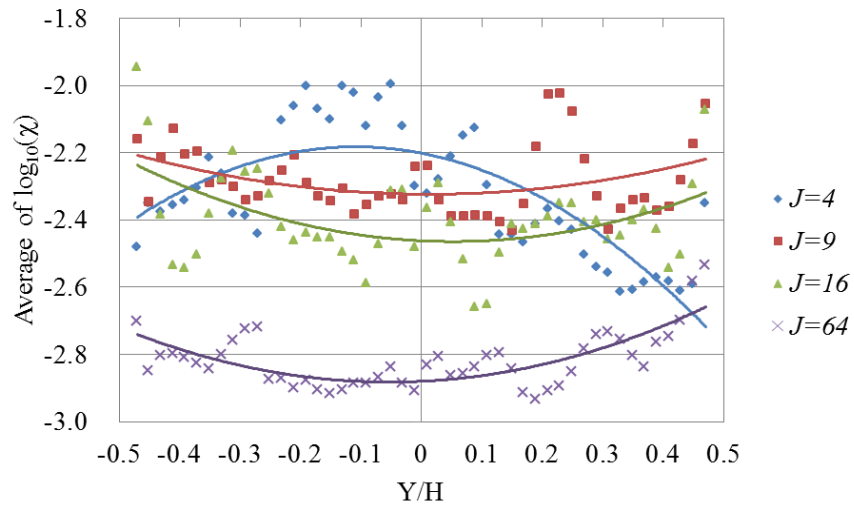


図 4.1.16 スカラー散逸率の平均値 (図 4.1.15 における水平方向の平均値, $z=0, x/H>1$)

(d)噴流貫通度と噴流軌道

Lefebvre と Ballal は、実験結果を基にした直交流中の噴流の軌道と貫通度を求める式を「ガスタービンの燃焼工学」の中で示している(Lefebvre and Ballal,2010). 直交流中の噴流の軌道は以下ようになる

$$\frac{y}{d_j} = 0.82J^{0.5}(X/d_j)^{0.33} \quad (4.6)$$

ここで、 d_j は孔直径、 y は噴流中心線の位置である.

図 4.1.17 は式(4.6)における直交流中の噴流の軌道を表す. この式は噴流入口近くではよい近似を見せるが、式(4.6)によると x が増加するに従い y は無限に増加していくこととなり、実際の現象を再現しない. 実際には、噴流の運動量は拡散によって失われるために貫通度はある値に制限される. そのため、式(4.6)の軌道は最大貫通度 y_{max} によって制限され、図 4.1.17 では y_{max} 以上の部分を点線であらわしている.

表 4.1.3 に、今回の条件における y_{max} を示している. $J=4$ の条件では y_{max}/H が 0.5 より小さいが、これは対向噴流が互いに衝突しないことを意味する. 図 4.1.17 によると、 $J=4$ では噴流が大きく下流に流されることが示されている. これらの結果は、互いの噴流の運動量が小さいために互いに衝突することができないことを意味する. 一方、より大きい J では y_{max}/H は 0.5 以上となり、噴流軌道の流され方は小さい. それゆえ、 $J=4$ の条件では噴流の運動量が低い未混合度が高いと推測できる.

図 4.1.18 は時間平均の主流モル分率、図 4.1.19 は主流モル分率の RMS、図 4.1.20 に平均速度分布と速度変動 RMS を示す. 図 4.1.18 によると、 $J=9,16,64$ では噴流は互いに干渉しているように見受けられるが、 $J=4$ においても弱い干渉があるようにも見える. これは式(4.6)の結果とは若干異なる.

図 4.1.20 の流速変動 RMS は乱流強度と正の相関があるため、流速変動 RMS が大きい部分では混合が強いと考えられる. J が大きくなるにつれて、噴流外縁だけでなく、噴流同士が衝突する部分の乱流強度が高くなっており、その部分での混合が強いと推測できる.

乱流強度が高い部分は図 4.1.19 のモル分率 RMS も高い傾向にある. ただし、モル分率 RMS 分布には一部流速変動 RMS 分布と異なる部点もある. $J=9,16,64$ において、主流モル分率 RMS は噴流の衝突点付近では小さい. これは、主流のモル分率を考慮した場合、上下噴流間の違いが判別できないためと考えられる. $J=64$ では、RMS 値は円盤状ジェットの周りにおいて高く、 $J=9,16$ では K の形をした領域において高い傾向を示す. この K の形は、図 4.1.17 に示されるような噴流軌道を考えた場合に、互いの噴流が衝突しない場合に通るはずの領域に重なるように見える. これは、(b)で示した、非定常現象において、上下の噴流が互いに偏向しあうような流れ場により、偏向した場合と偏向しない場合の軌道の変化がモル分率変動として表れたと推測できる.

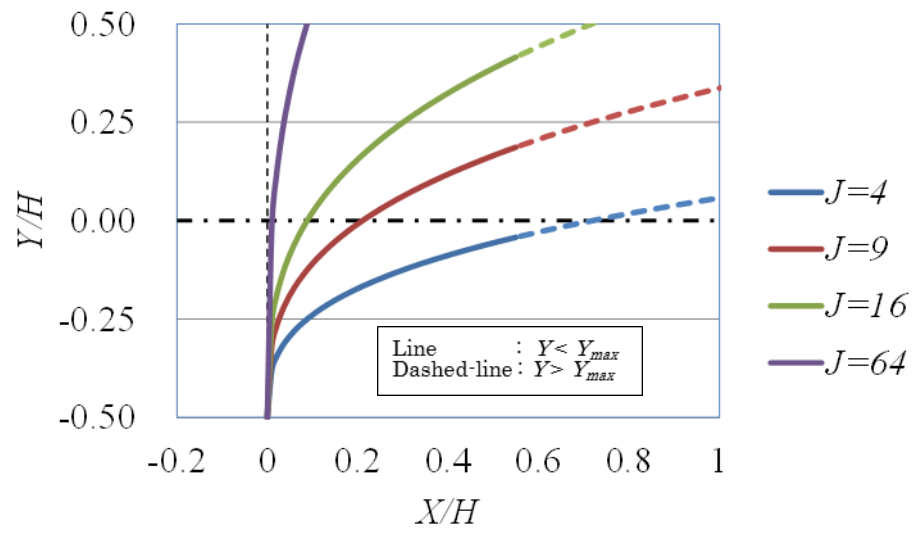
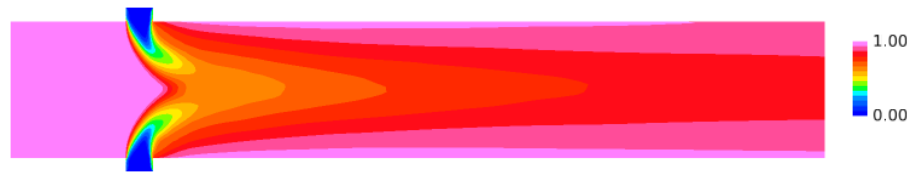
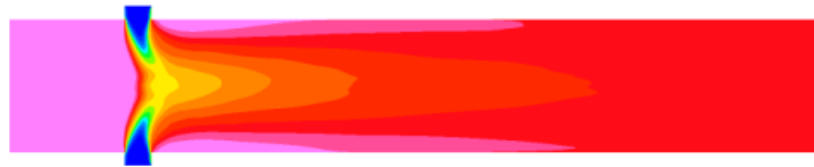


図 4.1.17 主流に直交して流入する噴流の軌道 (式(4.6))



(a) $J=4$



(b) $J=9$



(c) $J=16$



(d) $J=64$

図 4.1.18 主流モル分率時間平均分布

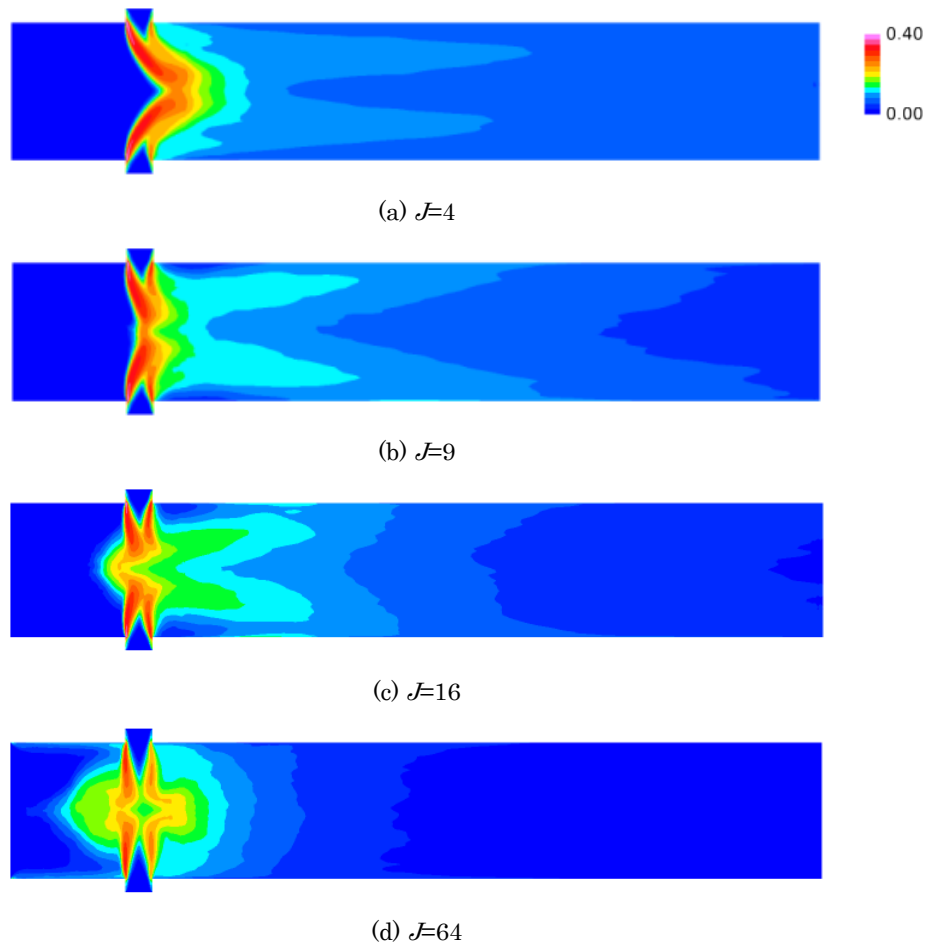


図 4.1.19 時間平均分布 (a: 上) モル分率, (b:下) モル分率変動 RMS

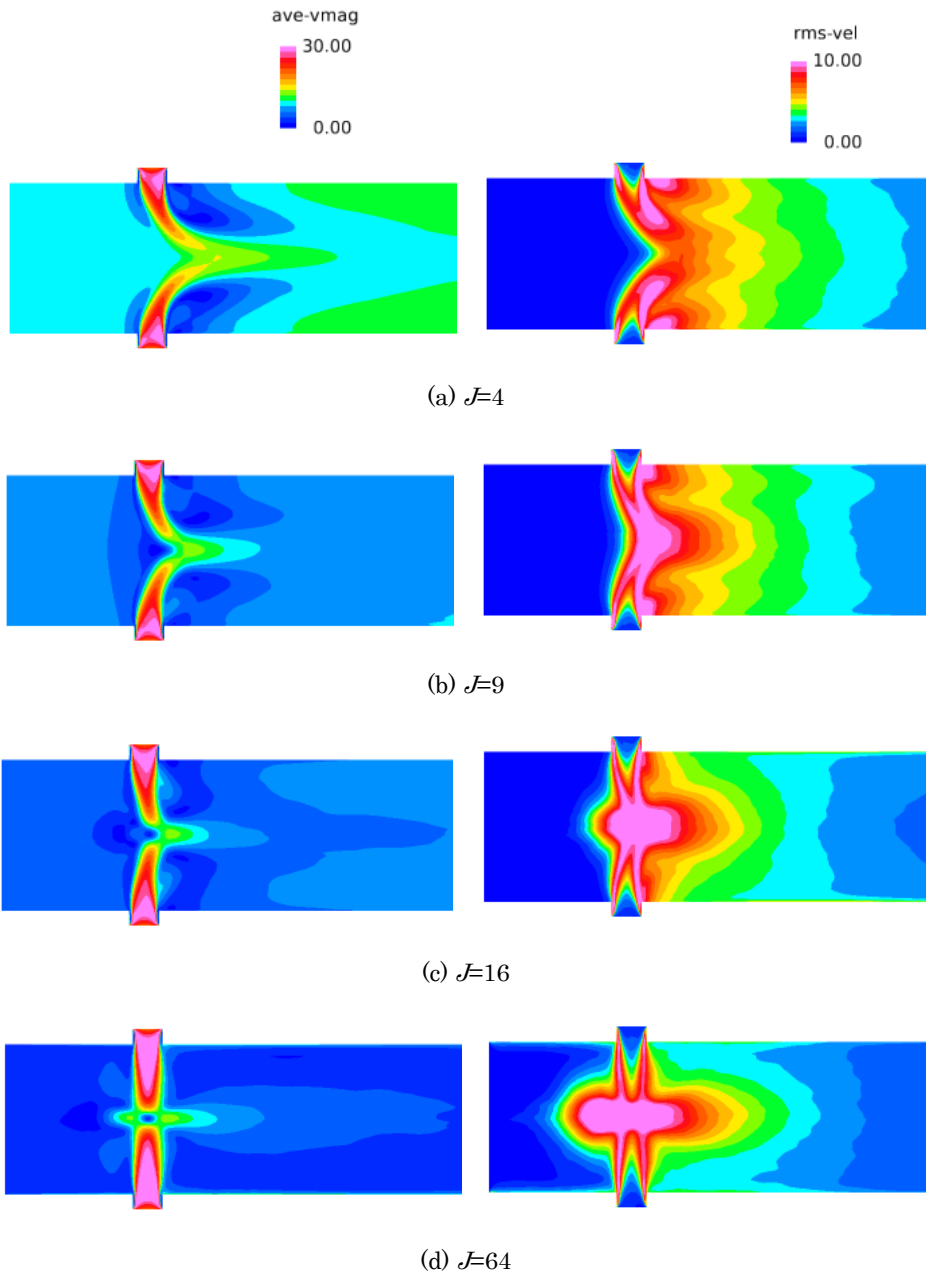


図 4.1.20 時間平均流速分布(左), 流速変動 RMS 分布(右)

4.2 非定常現象

Liscinsky ら(1992)は実験により、 J が大きいほど混合が良いと報告している。前章でも、同様の結果が得られており、非定常 CFD 解析を利用することで、 J の大きさが変化すること、流れ場の混合の形態も変化することが示唆される結果を得た。ただし、4.1における混合挙動の分類は主に噴流可視化画像によるもので、分析が十分と言えなかった。

そこで、4.2 では、直交流中の対向衝突噴流混合流れにおいて、 J を変化させた場合の噴流衝突部分における速度変動特性を数値流体解析により分析することで、流れの非定常特性を明らかにする。

4.2.1 解析手法

表 4.2.1 に解析手法を示す。気体の物性は主流と噴流で同一とするが、混合を評価するため独立した化学種として扱う。基礎方程式には Navier-Stokes 方程式を用い、乱流の扱いについては Large Eddy Simulation モデルを採用した。本解析では、周波数解析に長時間の計算を要するため、オープンソースの OpenFOAM を使用してコストの削減を図った。

表 4.2.1 解析手法

CFD コード	OpenFOAM 2.1.0 reactingFOAM
基礎方程式	Navier-Stokes
乱流解法	LES (標準 Smagorinsky)
流体物性	空気(30℃)
入口条件	Dirichlet (速度指定, ランダム変動)
出口条件	Neumann (勾配なし)
壁面条件(速度)	Spalding law (壁関数)
壁面条件(濃度)	Neumann (勾配なし)
セル種別	非構造格子, 6 面体
差分スキーム (速度)	1 次風上と 2 次中心のブレンド. 2 次中心の割合=0.9
差分スキーム (濃度)	2 次精度風上 (TVD 条件によるリミッター)

4.2.2 計算格子

図 4.2.1 に解析格子を示す．最小格子幅は 0.2mm ，流路内の平均格子幅は x,y,z 方向共に 2mm である．格子点数は約 300 万点となった．流路の左端から主流が流入し，右端から流出する．噴流はオリフィス部を通過することで生成される．オリフィス内部は約 0.5mm の格子サイズで構成され，直径方向に約 40 点の分割数を持つ．オリフィスの厚さは $0.5d$ であり，図 8 のように，オリフィス上流に $9.5d \times 5d \times 5d$ ($x \times y \times z$ 方向) の直方体形状の導入部があり，直方体の 1 面から一様に流入する．

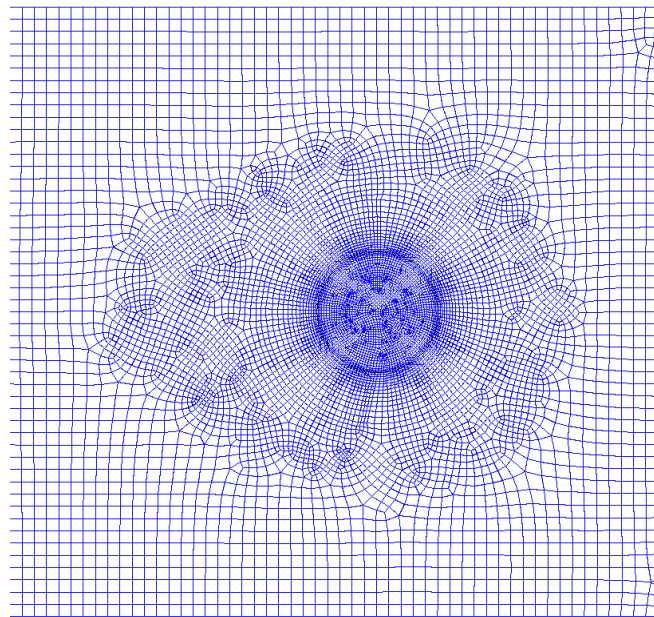
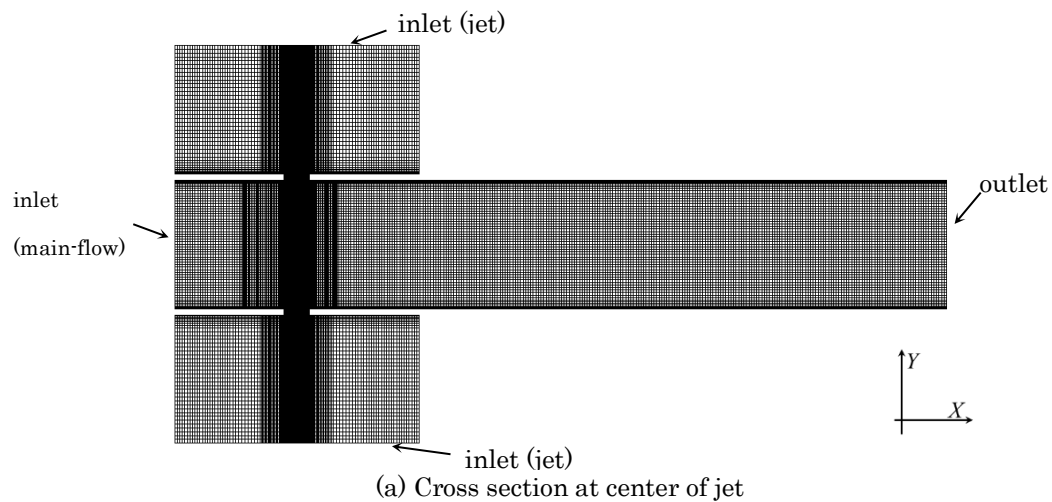


図 4.2.1 計算格子

4.2.3 結果と考察

4.2.3.1 運動量流束比 J の違いによる噴流衝突挙動と未混合度 U_s の変化

図 4.2.2 に対向衝突噴流の時系列可視化画像を示す。上下噴流を異なる色で表し、各噴流成分のモル分率が 0.4 の等値面を表示することで噴流形状を表している。図 4.2.3 に、解析領域において最も下流の値である、滞留時間 $T_t=0.04$ 時点での未混合度と J の関係を示す。

4.1 において得られているように、 J によって流れ場の形態が異なり、3 つの形態に分類できることを示したが、この解析でも同様の結果が得られている。また、図 4.2.3 に見られるように、若干の絶対値の違いはみられるが、 J と未混合度の関係は同様の傾向となっている。

再度流れの特徴を振り返ると、図 4.1.13 に示すように、直交流に対する噴流の運動量流束比 J が大きい場合は、噴流同士が強く衝突することで衝突面に円盤状ジェットが生成され、円盤状ジェットの部分で混合が促進される ($J=64$)、 J が若干小さい場合は、上下噴流が衝突する部分で、非定常に互いの噴流が偏向しあうような流動をすることで、噴流の成分が分散し、混合が促進される ($J=9, 16$)、直交流に対する噴流の貫通度が弱い場合は、噴流同士の干渉が弱く、混合にはあまり影響を与えない ($J=4$)

4.1 の条件に加えて、新たに $J=36$ となる条件を追加した。 $J=36$ は、 $J=64$ に比べて噴流同士の衝突面に生成される円盤状ジェットの形状が安定していないように見受けられるが、図 4.2.3 に示したように、未混合度 U_s については $J=36$ と 64 は同様の値を示す。このことから、 $J=36$ においても、図 4.1.19 における $J=64$ の形態と同じように円盤状ジェット部分での混合が主となっていると判断できる。

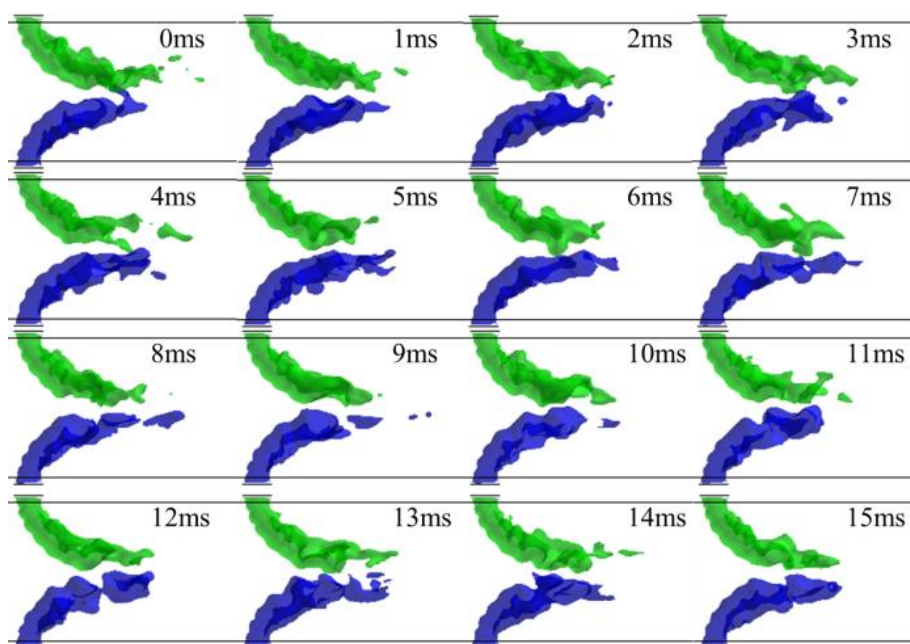


図 4.2.2(a) 噴流形状の時系列画像（上下噴流成分=0.4 の等値面） $J=4$

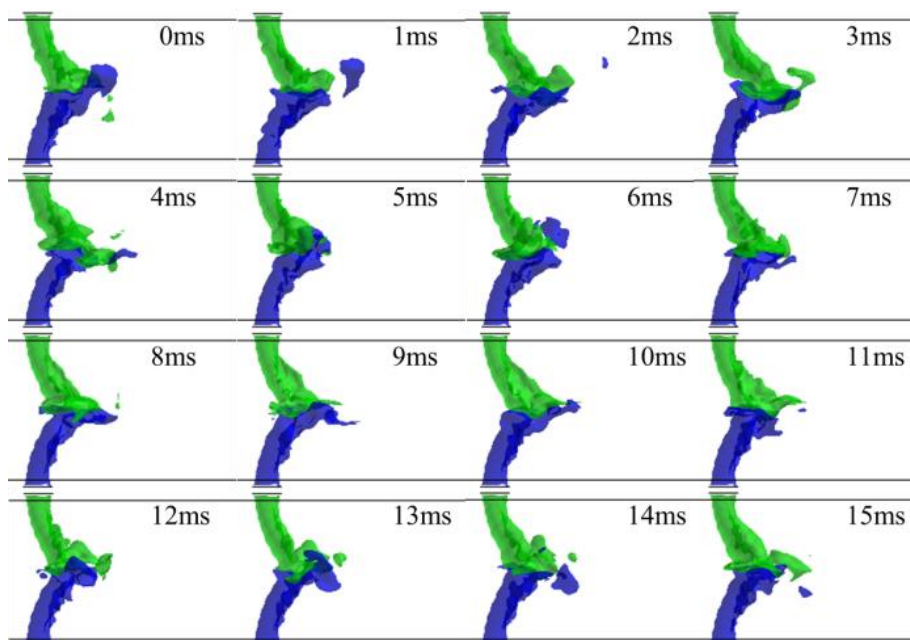


図 4.2.2(b) 噴流形状の時系列画像（上下噴流成分=0.4 の等値面） $J=9$

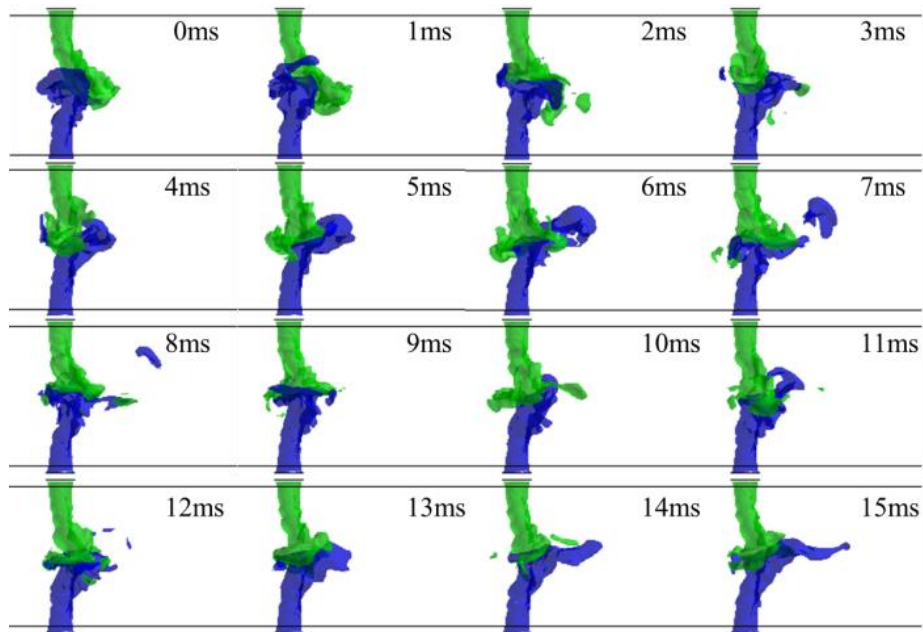


図 4.2.2(c) 噴流形状の時系列画像（上下噴流成分=0.4 の等値面） $J=16$

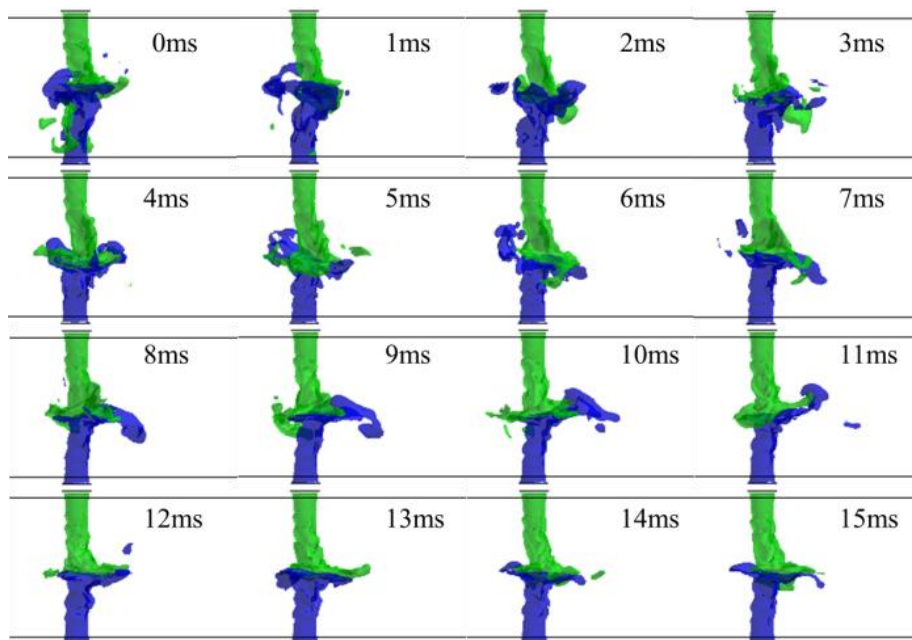


図 4.2.2(d) 噴流形状の時系列画像（上下噴流成分=0.4 の等値面） $J=36$

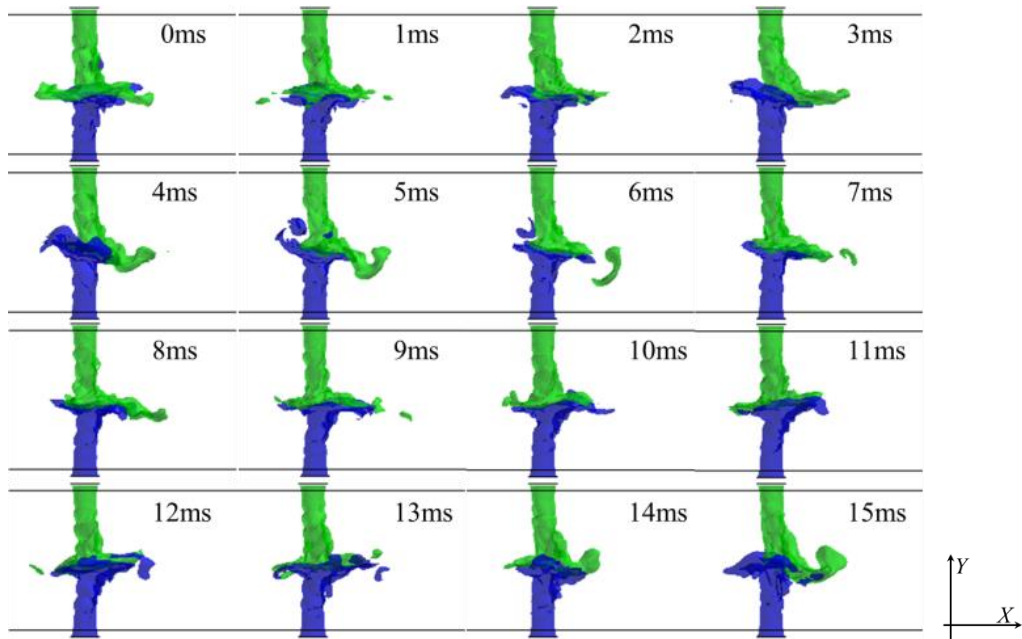


図 4.2.2(e) 噴流形状の時系列画像（上下噴流成分=0.4 の等値面） $J=64$

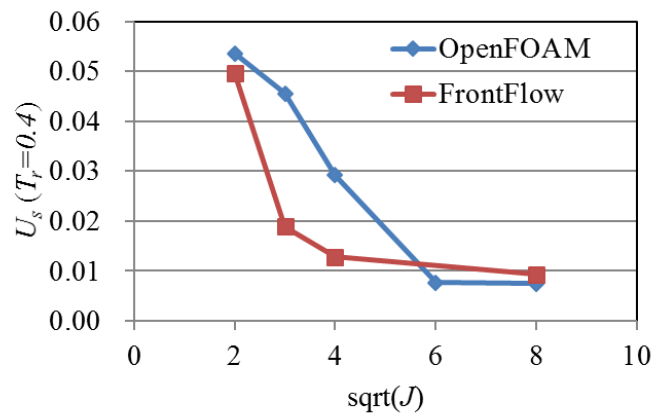


図 4.2.3 $T_r=0.04$ における未混合度と J の関係

4.2.3.2 対向噴流の速度変動解析

図 4.2.5 に、流路の代表点における y 方向流速変動のフーリエ変換結果を示す。ここで、図 4.2.4 に示す通り、噴流出口を **near jet inlet**, 流路中心付近の噴流衝突部を **near collision area** と示している。図 4.2.5(a)～(e)において、太線が噴流出口(縦軸第 2 軸:右側), 細線が噴流衝突部(縦軸第 1 軸:左側)のスペクトルを示している。図 4.2.5 中に記されている, C-f1, NJ-f1 などの記号は, 特徴的なピークを表したものであり, 表 4.2.2 に各ピークの周波数, 変動強度, 変動の分類(詳細は(d)に後述する)を示している。

(a) 噴流剪断層起因の変動

図 4.2.5 に示されるように、噴流付近における速度変動は 1100～1600Hz にピークがあることが分かる。噴流流速を代表流速とし、噴流径を代表径とした場合の最大ピークのストローハル数 St は 1.1～1.55 となる。図 4.2.6 に $J=16$ における渦度分布の連続画像を示す。図 4.2.6 から、噴流に特徴的な周期的渦輪構造が確認でき、周波数が 1200～1300Hz 程度であることが分かる。また、有限の厚さを持つ剪断層におけるケルビン・ヘルムホルツ(以下 K-H)不安定性において安定性解析を行うと、擾乱の増幅率は渦層の幅と同程度の波長の擾乱に対して最大となることが知られている(木田,柳瀬,2005)。図 4.2.6 において、図 4.2.6 の結果から渦層の厚さを 7mm として、剪断層の流速差から周波数を計算すると 1413Hz となり、これは図 4.2.5(c)における 1300Hz のピークに近い。値が異なるのは、渦層の厚さは非定常的に変化しているが、今回の 7mm という値は 1 時刻のみを考慮しているためであると考えられる。これらの結果より、この渦列は K-H 不安定性に起因するといえる。

オリフィスから噴流が出る場合の剪断層における K-H 不安定を起因とするストローハル数は、一般的に約 0.24～0.51 となる(豊田,2005)ことが示されているが、我々と同じように直交流中の噴流流れを扱っている Getsinger(2012)の研究においては、直交流中の噴流における剪断層の計測結果は $St=0.7\sim 1.0$ となっており、単純噴流に比べて大きい値となっている。Getsinger によると、 $St=0.7\sim 1.0$ が直交流中の噴流の剪断層における基本振動周波数 f_0 であり、 J を無限大にしたケース(単純噴流と同じ)で観測される $St=f_0/2$ の周波数は、剪断による渦の形成が不安定になった結果であると記している。一方、豊田(2005)によると、大規模な渦輪構造は $x/d=3\sim 4$ 程度で発生するとあるとしているが、我々の解析(図 4.2.6)における渦輪は $x/d=0.5$ 程度から発生している(ここでの x は噴流出口からの距離を表す)。豊田は、K-H 不安定性により発生した小規模な渦輪が合体して大規模な渦輪となるとしており、豊田の考え方をを用いると、本研究や Getsinger らの研究で表れている渦輪は、小規模な渦輪が、単純噴流より早い段階で大規模渦に変化した結果と推測できる。K-H に起因する渦は合体により周波数が $1/2$ となっていくことが知られており(Fric,1990)、本解析や Getsinger の研究における渦輪の周波数が高い原因は、渦合体過程が、単純噴流に比べて 1～2 段階早まった結果とすれば説明がつく。噴流に対して直交する主流が存在すると、大規

模渦に遷移するのが早くなると考えられる。また、本研究において、Getsingerの結果よりもストローハル数が大きくなる原因としては、上下噴流の干渉による影響が考えられる。

前述したように、Fric(1990)の計測の中で、噴流剪断層に起因する変動の周波数は、下流になるに従って $1/2$, $1/4$ 倍となっていくことが示されている。これは、K-H 不安定性による渦が、下流に進むにつれて合体することで大きくなることが原因としている。本研究においては、図 4.2.5(a)に示した $J=4$ の条件では、上下の噴流の干渉が弱いために単一噴流に近いと考えられる。実際の結果においても、噴流基部に存在するピーク周波数(1397Hz)が、流路中心付近では噴流基部の $1/4$ に近い周波数(300Hz 付近)になっており、単一噴流に近い傾向が得られている。流路中心付近(下流)において周波数ピークが広がるのは、噴流の拡散によるものと考えられる。

図 4.2.5 によると、 J が小さくなるに従い、噴流出口における K-H 起因の振動は大きくなっている。この原因としては、Rajaratnam(1976)によると、直交流中における噴流では、噴流断面が扁平になることが示されているが、今回の結果のように、噴流断面が扁平になると、円形断面の場合よりも噴流中心から噴流外縁までの距離が減少するために、噴流中心の速度分布は、噴流外縁で発生する剪断層の影響を受けやすくなると考えられる。

(b) 直交流による噴流後流の交互渦

Fric と Roshko(1994)によると、直交流中の噴流の後流では、カルマン渦のような交互渦構造が発生することが示されている。この渦は、噴流の K-H 不安定性による渦と干渉して複雑な渦構造を形成し、 $St=0.1\sim0.2$ となると述べている。ただし、この交互渦の周波数は、今回の条件においてはストローハル数の定義式により、 $15\text{Hz}(J=64)\sim65\text{Hz}(J=4)$ と算出され、周波数分析によって得られたピーク振動周波数とは一致しないため、本研究における振動は後流渦とは関連性は低いと考えられるので、ここでは詳細には議論しない。

(c) 低周波側の変動

図 4.2.5 で注目すべき点として、K-H 不安定性と、その $1/2$, $1/4$ 倍波では説明できない低周波の変動がある。山下ら(1987)や Chiriac と Ortega(2002)らによると、2 次元噴流においては図 4.2.7 のような flapping と呼ばれる左右非対称に振れる振動現象が調べられており、それらは低周波の振動周波数であることが示されている。Chiriac らによると、図 4.2.7 のような非対称渦 $1\sim4$ の発生原因として、噴流が壁に衝突する部分によどみ点が形成され、よどみ点位置が左右に変動することで噴流が "buckling" を起こし、流れが左右に逸れることで非対称性が発生し、その流れが入口にフィードバックされるとしている。変動の元としては、剪断層における不安定性であり、 $St=1.1$ 程度の振動を有する。しかし、一番低い低周波側の変動ピークは渦放出の周期よりも低い周波数となっており、 $St=0.3$ 程度である。Chiriac らは、このような flapping は、渦列と流路内流れの非線形なカップリングが原因と推測しているが、さらなる研究が必要であると記しており結論は出ていない。また、Thomas

ら(1986)によると, **flapping** ではカルマン渦のような非対称渦列が発生し, $St=0.11$ 程度であるとしている. 我々の解析での噴流流速と噴流径において $St=0.11$ は 110Hz となるが, 図 4.2.5 における低周波側のピークの周波数に近い値となっており, 本解析においても **flapping** による影響が表れていると考える. 一方, 自由界面へ向けて下方から吹き上がる噴流のような流れ場において, 噴流軌道が変動する **jet flutter** という現象が観察されている(班目,飯田,1997). この現象は, 噴流が左右にそれた場合, それた側の水面が上昇し(圧力が上昇), その圧力が噴流軌道にフィードバックされるという現象である. これらの現象は, 噴流軌道が噴出方向と垂直な方向に比較的低周波で振れるという共通点があり, 噴流の軌道は容易に変動することがわかる.

軸対称噴流では, 辻本ら(2011)が, 噴流噴出方向を周期的に変動させた場合の流れ構造の変化を DNS 解析によって研究している. 辻本らによると, 変動が無い場合($St=0.0$)は渦輪が形成され, 下流で崩壊するような通常の噴流流れだが, $St=0.01\sim0.03$ の変動を与えた場合に, 長い波長の振動が下流で生じるモードが発生し, 本解析における **flapping** と同様の現象が表れている(注意すべき点として, 辻本らは, この非対称の低周波変動を波状(wavy)モードと呼び, **flapping** は噴流が広範囲に拡散する現象と定義している). 対向噴流が互いに影響を与え合う場合や主流が存在する場合には, それが外乱となり, 軸対称噴流においても低周波の非対称変動が発生する可能性がある. 本章においては, (e)において詳細を議論する.

(d) 変動現象の分類

これまでの議論を踏まえて, 各ケースの主要な流速変動ピークを表 4.2.2 に表示した. ここで, 主要なピークとは, 特徴的な振動を表していると思われるものを主観的に選定している. また, K-H 不安定性起因の振動(表中では KH)は図 11 において 1100~1600Hz にあるピークを基準とし, **flapping**(表中では FL)については, 詳細は後述するが, 146Hz 付近のピークと定義した. KH によるピークの高調波, 低調波については分数で乗じて表している. 周波数が完全に一致していない場合もあるが, 異なる原因としては, 主流と対向噴流の相互作用により, 局所流速が変化しているためと考えられる. "C"が接頭語のピークは噴流衝突部付近, "NJ"が接頭語のピークは噴流出口付近を表し, 周波数が低いほうから順番に f1, f2, f3 と命名した.

噴流出口付近では K-H 不安定性による変動が強いが, $J=9, 16, 36, 64$ では, 低周波側の変動も確認できる. 一方, 噴流衝突部付近では, $J=4$ では K-H の 1/4 倍が確認できる. $J=9$ では K-H の 1/2 倍と **flapping** が明確に確認できるが, 336Hz にもピークが存在する. これは, 若干の周波数のズレはあるが, K-H の 1/4 倍波と **flapping** の 2 倍波が重なったことで強められたのではないかと考えられる. **flapping** による周波数が確認されたのは $J=9, 16$ のケースであった.

(e) flapping のメカニズム推測

ここで、流れとして、図 4.2.8 のように、噴流が衝突したあとに再循環して噴流基部まで戻る循環を考える。左側から直交流が流れてくるため、噴流右側の循環は、明示的に流れが元に戻るという意味では存在しないが、流体力学の定義としての循環として存在し、図 4.2.8(b)における渦度分布のように可視化される。このような循環があれば、噴流衝突による流れの変動が噴流基部にフィードバックされるため、特定の周波数での振動が高くなると考えられる。実際に、 $J=16$ の場合の例を図 4.2.9 に示す。衝突によって発生した高流速領域が循環によって噴流基部へ移動する様子がわかる。この周期としては、 $1/0.0006\text{sec}=\text{約 } 166\text{Hz}$ となり、得られたピーク周波数の 146Hz に近いものとなっているため、この循環が flapping の主な原因であると強く示唆される。図 4.2.10 に主流中の壁面衝突噴流が振動する仕組みについて考察した結果を図解する。噴流軌道が変動すると、よどみ点位置が上流または下流に移動する。よどみ点位置が移動した側の循環が増加すると、主流と循環の干渉により、循環部分での圧力が増加するため、噴流の軌道が反対側に移動する。これらの結果、振動が発生すると考えられる。

対向噴流の衝突面は不安定となる条件があることが知られており、衝突面が振れるモードと噴流同士が偏向させあうモード等が存在することが知られている(Tu et al, 2014)。 $J=9, 16$ における噴流が互いに偏向させあい、混合が促進される現象については、flapping が強く影響している。対向衝突噴流において flapping が発生すると、噴流軌道の変動が起こり、流路に対する噴流の貫通度が増減する。上下の噴流が衝突する際に、お互いの貫通度が異なる場合は、衝突位置が中心ではなく、上下または左右にずれた位置となることで、噴流同士が交互に偏向させあう現象が発生すると考えられる。図 4.2.11 に示すように、噴流が衝突すると、衝突面が形成されるが、衝突面の傾きは不安定であり、時間とともに増大する。そして、噴流軌道が一定以上ずれた場合、一方の噴流がもう一方の噴流の側面から当たるような軌道となるため、噴流を偏向させやすくなると考えられる。そして、噴流の衝突面の傾きが逆転し、上下噴流が切り替わると考えられる。

ここで、噴流の非定常性について 2 次元的に議論しているが、本研究における流れ場は主流が存在するため、常に噴流入口より主流から見て下流側で衝突が発生するため、変動も 2 次元的な挙動となると考えられる。

(f) 変動の強度と流れ場の形態についての考察

図 4.2.12 に、噴流衝突部付近における速度変動（図 6.3.4 の結果）を $0\sim 2500\text{Hz}$ まで積分した結果を示す。この図では横軸を $J^{1/2}$ として表示している。この結果、衝突部の変動は $J=4$ で最も低い、 $J=9$ では急激に上昇し、最も高くなる。それ以上の場合には滑らかに減少するが、 $J=36$ 以上では一定の値になる傾向が確認できる。これは、4.1 の図 4.1.19 に示した流れ場の分類のとおり、 $J=9$ において上下噴流が互いに偏向させあうような流れが生じているときに最も変動が高く、円盤状ジェットの形成されるモードでは一定の変動になるこ

とを示している。この結果より、対向噴流の流れの分類は、① $J=4$ では互いが干渉しないモード、② $J=9,16$ では噴流が互いに偏向させあうモード、③ $J=36,64$ では衝突面に円盤状ジェットが生成されるモードの3つに分類できる。

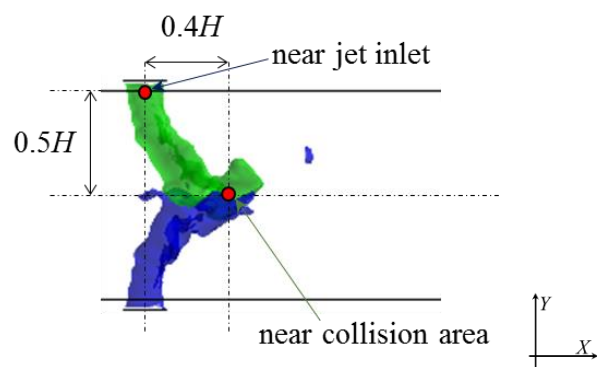


図 4.2.4 時系列流速の取得位置

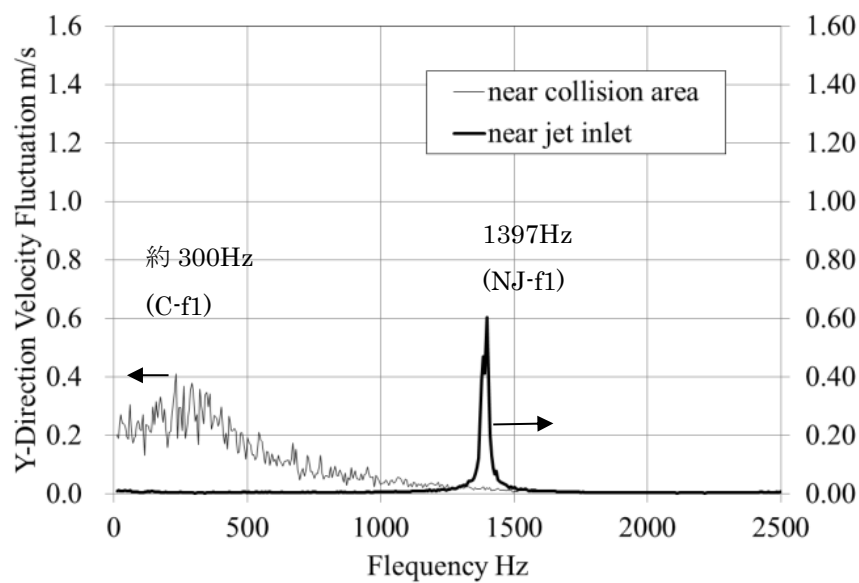


図 4.2.5(a) 噴流基部と噴流衝突部における y 方向流速変動の FFT, $J=4$

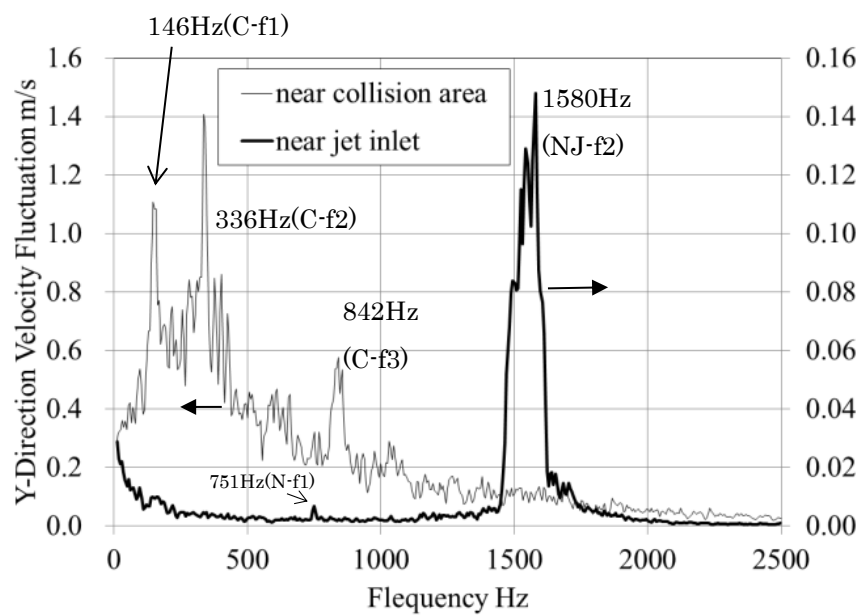


図 4.2.5(b) 噴流基部と噴流衝突部における y 方向流速変動の FFT, $J=9$

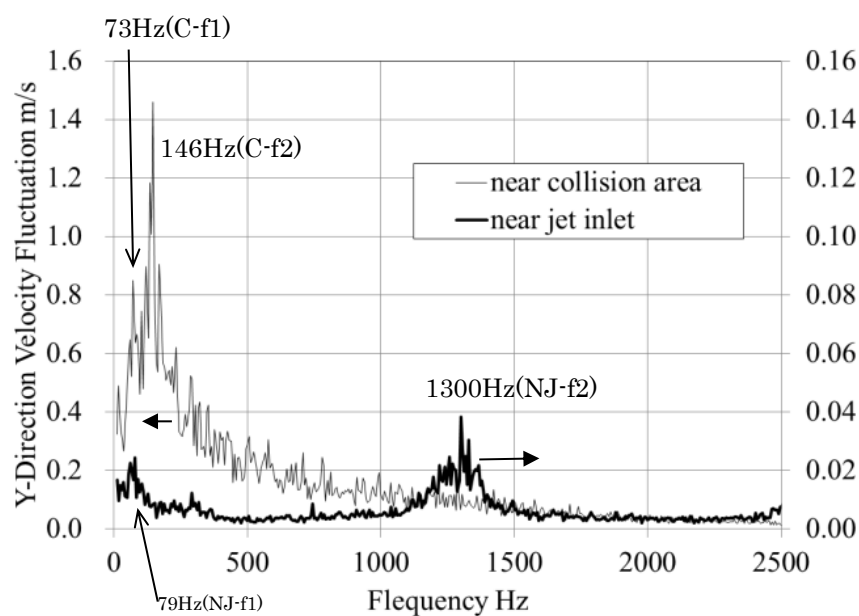


図 4.2.5(c) 噴流基部と噴流衝突部における y 方向流速変動の FFT, $J=16$

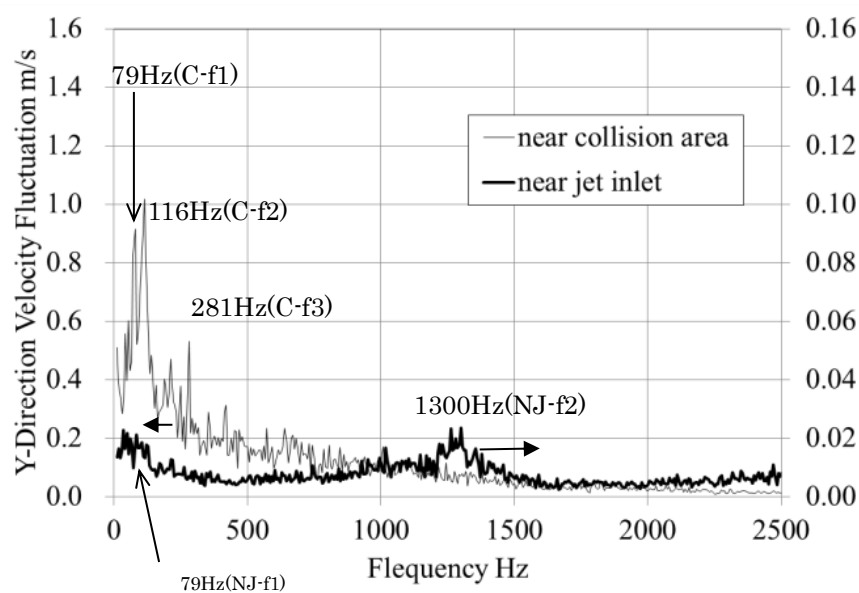


図 4.2.5(d) 噴流基部と噴流衝突部における y 方向流速変動の FFT, $J=36$

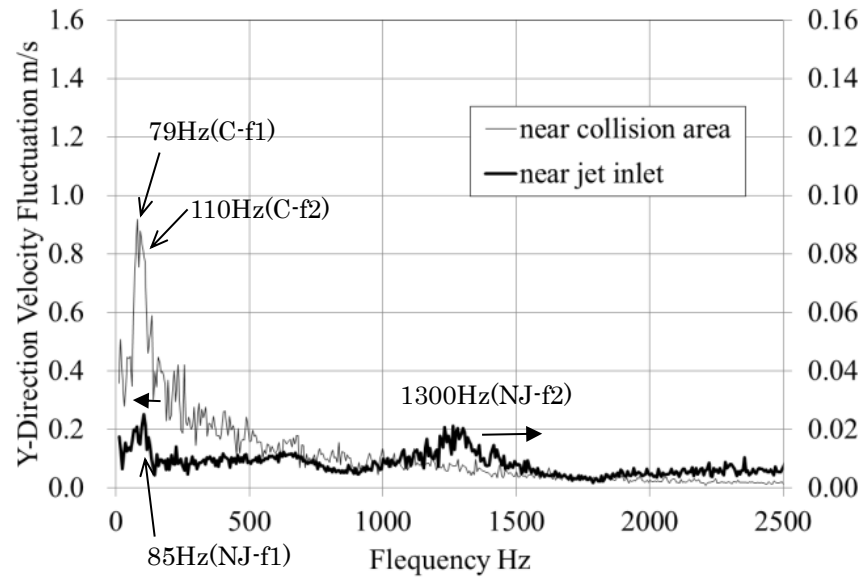


図 4.2.5(e) 噴流基部と噴流衝突部における y 方向流速変動の FFT, $J=64$

表 4.2.2 FFT 結果における代表的なピーク (図 6.3.4)

	C-f1	C-f2	C-f3	NJ-f1	NJ-f2
$J=4$	300Hz 0.4m/s (KH $\times 1/4$)			1398Hz 0.6m/s (KH)	
$J=9$	146Hz 1.1m/s (FL)	336Hz 1.4m/s	842Hz 0.58m/s (KH $\times 1/2$)	751Hz 0.008m/s (KH $\times 1/2$)	1580Hz 0.15m/s (KH)
$J=16$	73Hz 0.82m/s	146Hz 1.43m/s (FL)		79Hz 0.025m/s	1300Hz 0.04m/s (KH)
$J=36$	79Hz 0.9m/s	116Hz 1.0m/s	281Hz 0.52m/s	85Hz 0.02m/s	1300Hz 0.02m/s (KH)
$J=64$	79Hz 0.9m/s	110Hz 0.9m/s		85Hz 0.025m/s	1300Hz 0.02m/s (KH)

KH: Kelvin Helmholtz, FL: flapping

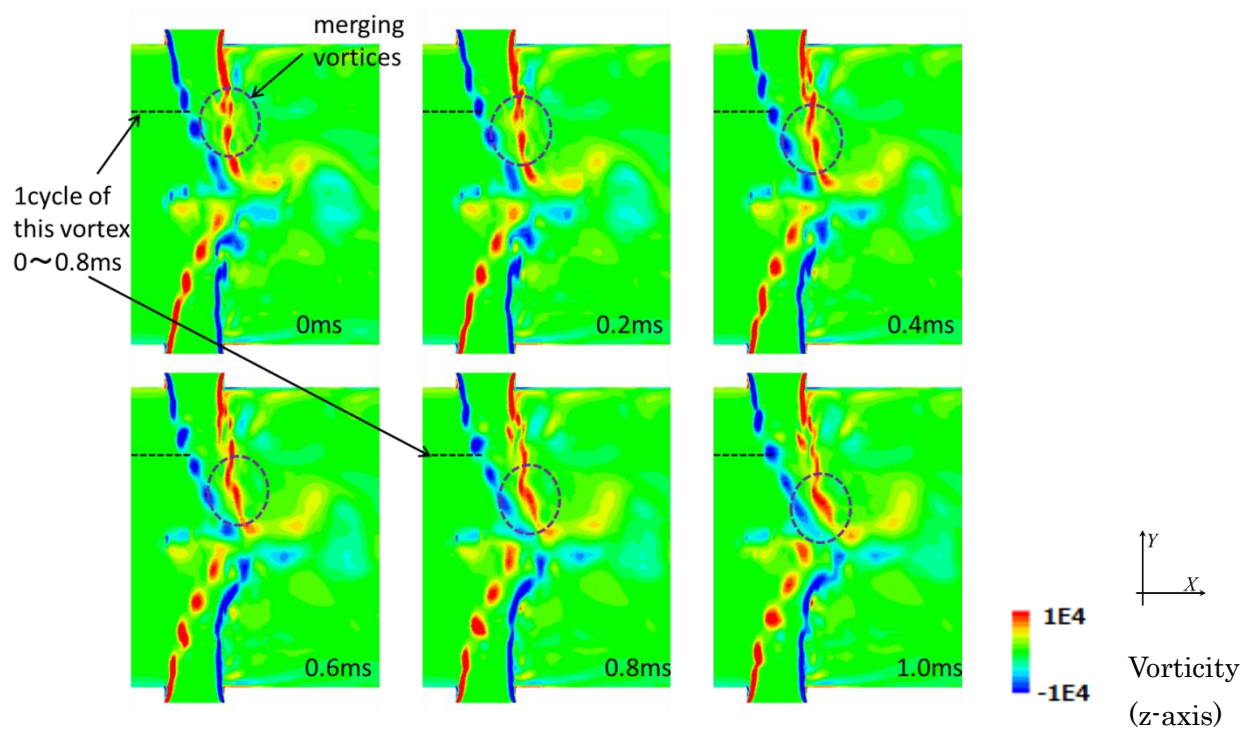


図 4.2.6 渦度分布の時系列画像 (xy -plane) ($J=16$)

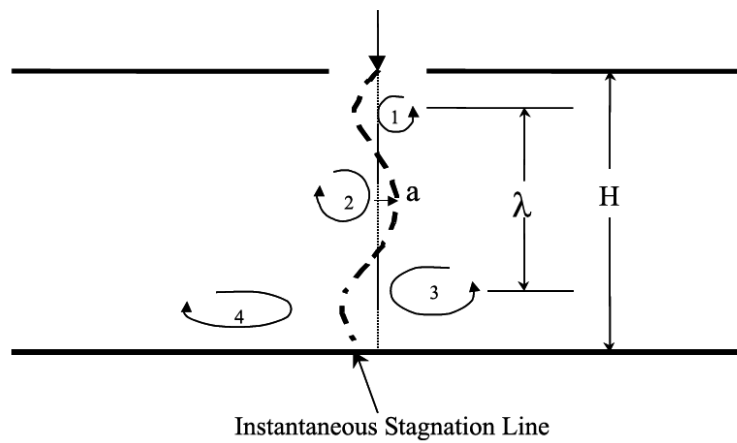
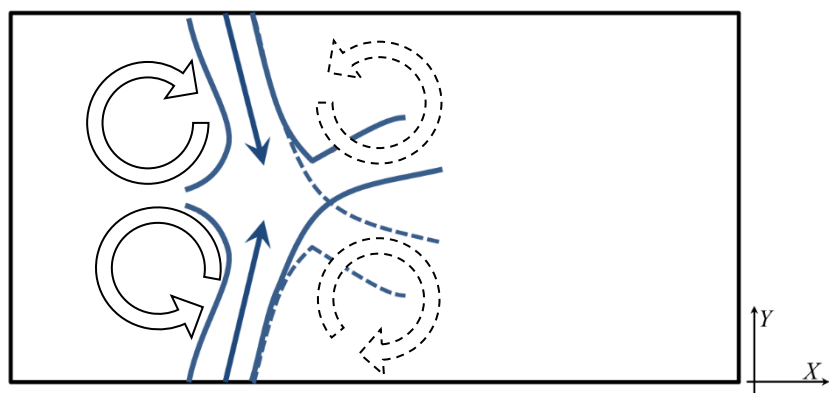
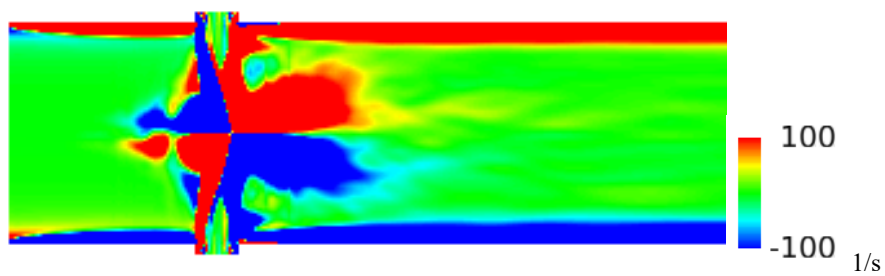


図 4.2.7 噴流の非対称渦振動の模式図(flapping instability) (Chiriac and Ortega,2002)



(a) 循環流れの模式図 ($J=16$)



(b) z 軸回りの渦度分布 ($J=16$)

図 4.2.8 循環流れ

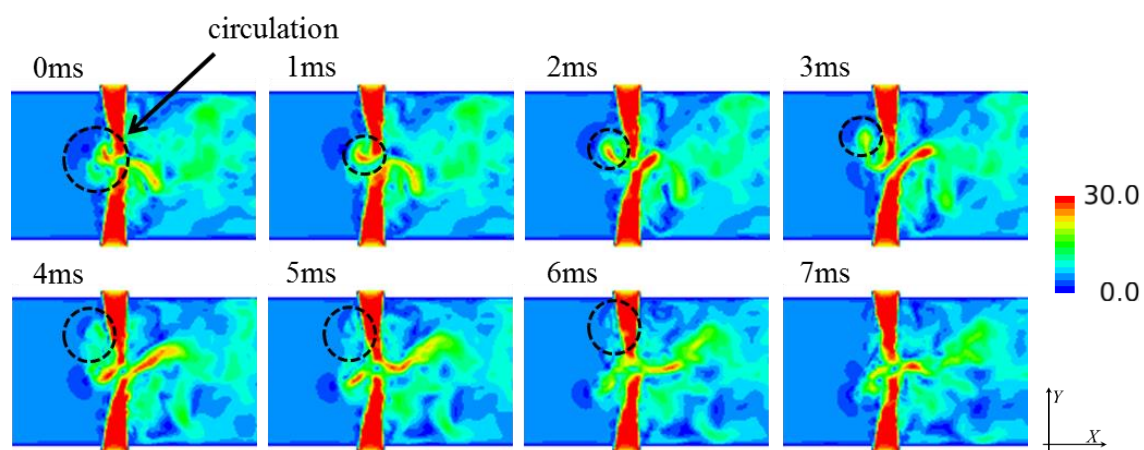


図 4.2.9 $J=16$ において観察された循環流れ(コンターは流速絶対値)

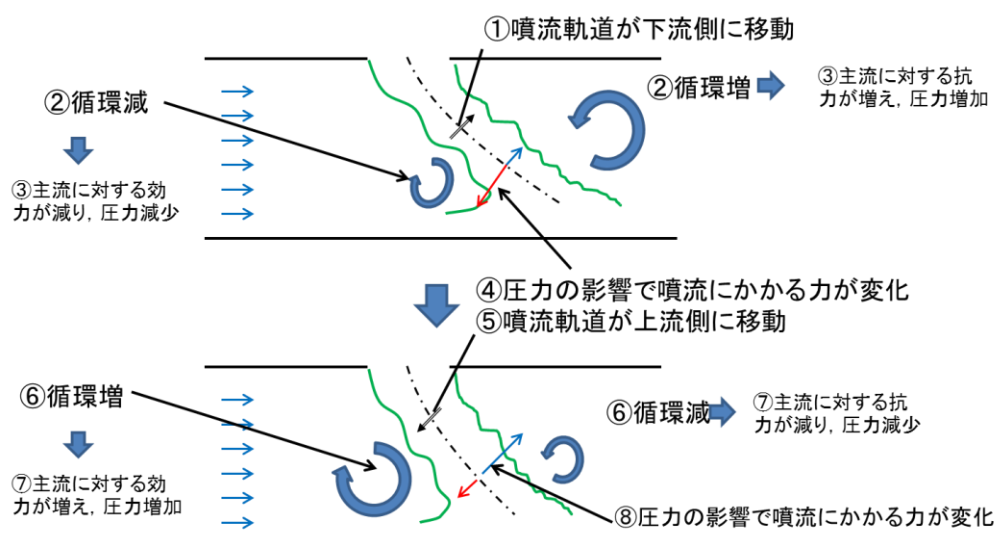


図 4.2.10 循環流れと主流の干渉による噴流振動の考察

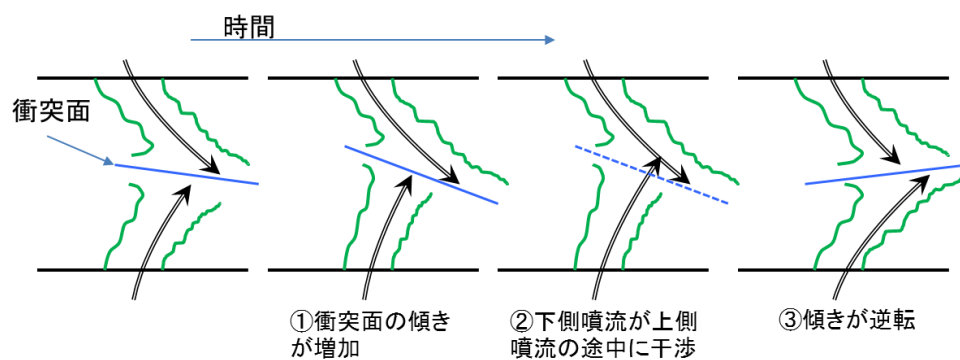


図 4.2.11 対向噴流の場合の噴流振動の考察

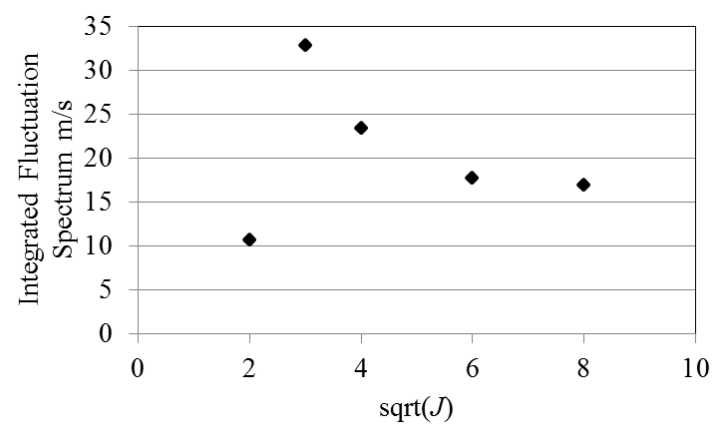


図 4.2.12 噴流衝突部における流速変動スペクトルの積分値

4.3 まとめ

上下2つの対向衝突噴流とそれに直交する主流を有する流れで、孔間隔 S 、流路高さ H を同一とした条件において、噴流と主流の運動量流束比 J を変化させた解析を行うことで、混合挙動の検討を行った。その結果、以下の結果が得られた。

- ・ 最終的に得られた混合挙動は3つに分類可能 (図 4.1.13)
 - 上下噴流の干渉が起こらないほど J が小さい場合は、混合の促進は発生せず、直交流中に単一噴流が流入した場合と同じような流れ (Type-1).
 - 上下噴流の干渉が起こるほど J が大きい、円盤状ジェットの生成までは至らないほどの場合は、噴流が互いに非定常的に分散させたり偏向させることで混合が促進 (Type-2).
 - J がそれよりも大きい場合は円盤状ジェットが生成され、円盤状ジェットが変動して引き伸ばされることで混合が促進 (Type-3).
- ・ 噴流の変動要因として、剪断層のケルビン・ヘルムホルツ(K-H)不安定性に起因する振動と、噴流が噴出方向と垂直な方向に振れる振動である **flapping** を確認
- ・ $J=9,16$ の噴流衝突部では、K-H の影響は小さく、**flapping** による振動が支配的
- ・ 噴流衝突後の流れが噴流基部に戻る循環流がフィードバックとなり、**flapping** が発生
- ・ **flapping** により、噴流同士が交互に偏向させあう現象が発生し、混合促進する

流路形状のパラメータである S/H も重要な条件であると考えられる、第5章では形状パラメータの影響について検討する。

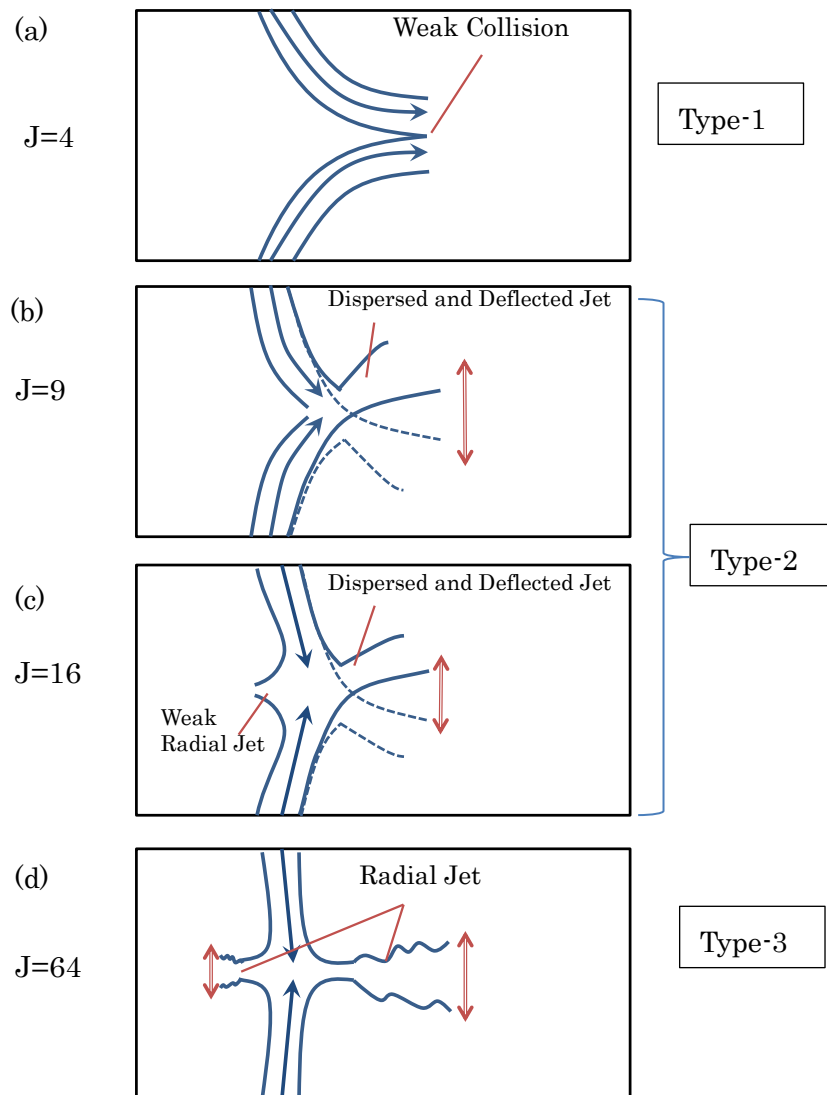


図 4.1.13 混合挙動の分類 (再掲)

5 流路形状の影響

本章では、パラメータ C を変化させた解析を行い、混合性能に与える影響を明らかにする。図 5.1.1 に示すように、Holdeman らによる先行研究において行われていない形状パラメータ領域を選定した。非定常挙動を前章の考え方で分類し、形状パラメータと運動量流束比 J によって整理できるか考察し、次に平均的な混合性能を検討した。

5.1 解析対象・解析条件

図 5.1.2 に対象とする形状を示す。 d は噴流孔径， S は噴流孔間隔， H は流路高さ， V_j は噴流流速， V_m は主流流速， x_j は主流入口からの噴流孔の距離である。 x, y, z 軸の原点位置は上下噴流流入口中心線上の中間点である。図上で、 S は流路幅として表示されているが、周期境界が存在するため、噴流孔間隔と同義となる。

前述のとおり、矩形流路に対向衝突噴流が流入する流れ場となっているが、手前側と奥側の境界は周期境界となっており、流路の左端から主流が流入する。右端は大気開放である。噴流はオリフィスプレートを通することで生成される。オリフィスプレートの厚さは $0.5d$ であり、噴流上流に $9.5d \times 5d \times 5d$ の立方体形状の導入部がある。噴流オリフィス部のレイノルズ数は約 2.0×10^4 である。解析手法は表 5.1.2 に示す。4.2 と同じ手法を用いている。

今回は $S/d=2.5, 3.75, 5.0, 6.25$ ， $H/d=3.75, 5.0, 7.5, 10.0$ と変化させて解析を行った。また、それぞれに表 5.1.1 で示されるように J を変化させている。

表 5.1.1 解析した流路形状と運動量流束比の一覧

Type	S/d	H/d	Name	J
A	5.0	5.0	S5-H5	4,9,16,36,64
B	5.0	3.75	S5-H3.75	4,9,16,36
C	5.0	7.5	S5-H7.5	4,9,16,36
D	5.0	10.0	S5-H10	9,16,36,64
E	2.5	5.0	S2.5-H5	4,9,16,36
F	3.75	5.0	S3.75-H5	4,9,16,36
G	6.25	5.0	S6.25-H5	4,9,16,36

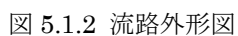
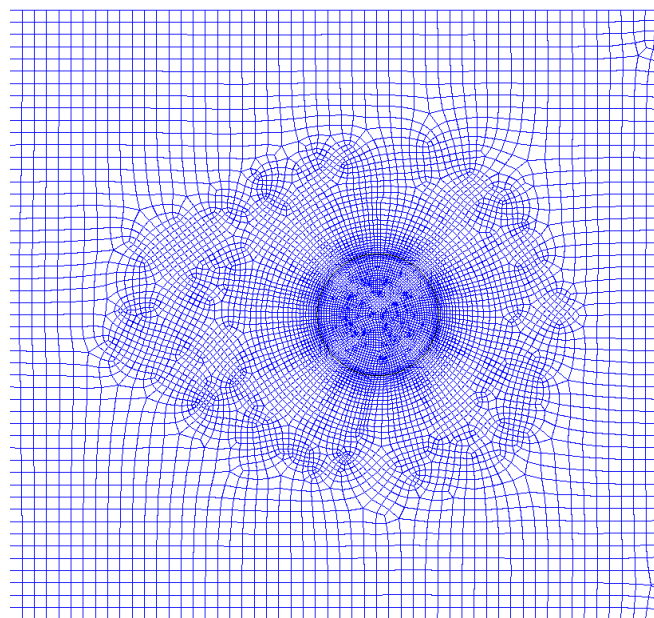
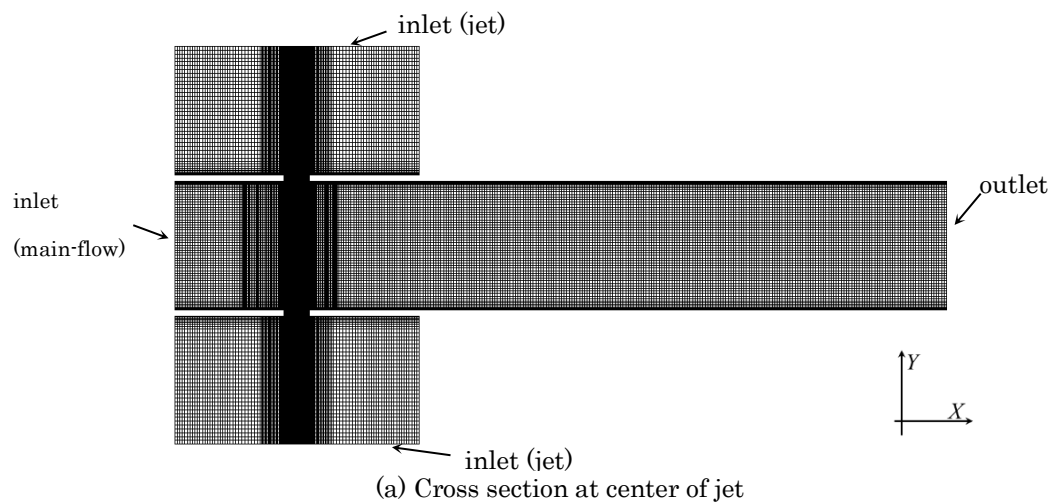


表 5.1.2 解析手法

97

5.2 計算格子

図 5.2.1 に解析格子を示す．最小格子幅は 0.2mm，流路内の平均格子幅は x,y,z 方向共に 2mm である．格子点数は約 300 万点となった．流路の左端から主流が流入し，右端から流出する．噴流はオリフィス部を通過することで生成される．オリフィス内部は約 0.5mm の格子サイズで構成され，直径方向に約 40 点の分割数を持つ．オリフィスの厚さは $0.5d$ であり，図 5.2.1 のように，オリフィス上流に $9.5d \times 5d \times 5d$ ($x \times y \times z$ 方向) の直方体形状の導入部があり，直方体の 1 面から一様に流入する．



(b) Around jet orifice

図 5.2.1 計算格子

5.3 結果と考察

前章でも使用した，混合度合を評価するための未混合度（Unmixedness: U_s ）を用いる．再度以下に示す．

$$U_s = \frac{Y_{rms}}{Y_{avg}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (Y_i - Y_{avg})^2}}{w_{main}/(w_{jet} + w_{main})} \quad (4.3)$$

Y_{rms} は評価部位濃度標準編偏差， Y_{avg} は完全混合時濃度， Y_i は局所時間平均濃度， w_{main} は主流流量， w_{jet} は噴流流量である．

前章で示した通り，混合は滞留時間に応じて進行する．そのため，平均流速が異なる条件間で比較を行う場合は，同じ位置ではなく，同じ滞留時間となる断面で比較することが重要となる．滞留時間 T_r を再び示す．

$$T_r = \frac{X}{(Q/A)} \quad (4.4)$$

ここで， x は主流方向位置， $Q=Q_m+Q_j$ ， Q_m は主流体積流量， Q_j は噴流体積流量， A は流路断面積である．

これも前章で示した通り，Holdemann ら(1991)は，実験により，直交流中の噴流混合はパラメータ C で整理できると示している．

$$C = \frac{S}{H} \sqrt{J} \quad (4.1)$$

C は，噴流 1 つあたりの流路の扁平度 (S/H) と，主流に対する噴流運動量流速比 J の平方根に比例する． J が増加すると噴流の貫通距離は上昇し， J が一定で H が増加すると H に対する噴流の貫通距離は下がることになる．

5.3.1 混合挙動

第4章で述べた混合挙動の分類(図4.1.13)に従い、すべてのケースで流れ場を分類したものを図5.3.1に示す。分類は非定常噴流形状の観察によって実施した。この図によると、若干Type-1とType-2の境界が一致していない部分が存在するが、本研究の解析範囲に限定すれば、おおよそ、混合挙動の分類は C に従うことが判明した。パラメータ C によって非定常混合挙動がある程度判定可能な可能性が示された。航空エンジン燃焼器においては、本研究において選定した範囲が該当しており、十分実用に資すると考えている。

しかしながら、図5.3.1について、完全には C で整理できないことから、 C に用いるパラメータを検討した(図5.3.2)。パラメータ C には S/H が貫通度に影響するが、実際の現象では S が一定以上の大きさになれば変化はなくなると予測される。ここでは、 $C'=(S/H)(JA)^{1/2}$ 、 $C'=(d^2/S)(JA)^{1/2}$ 、 $C'=(Sd/H^2)(JA)^{1/2}$ の場合を示したが、既存の C 以上にうまく整理できる結果は得られなかった。

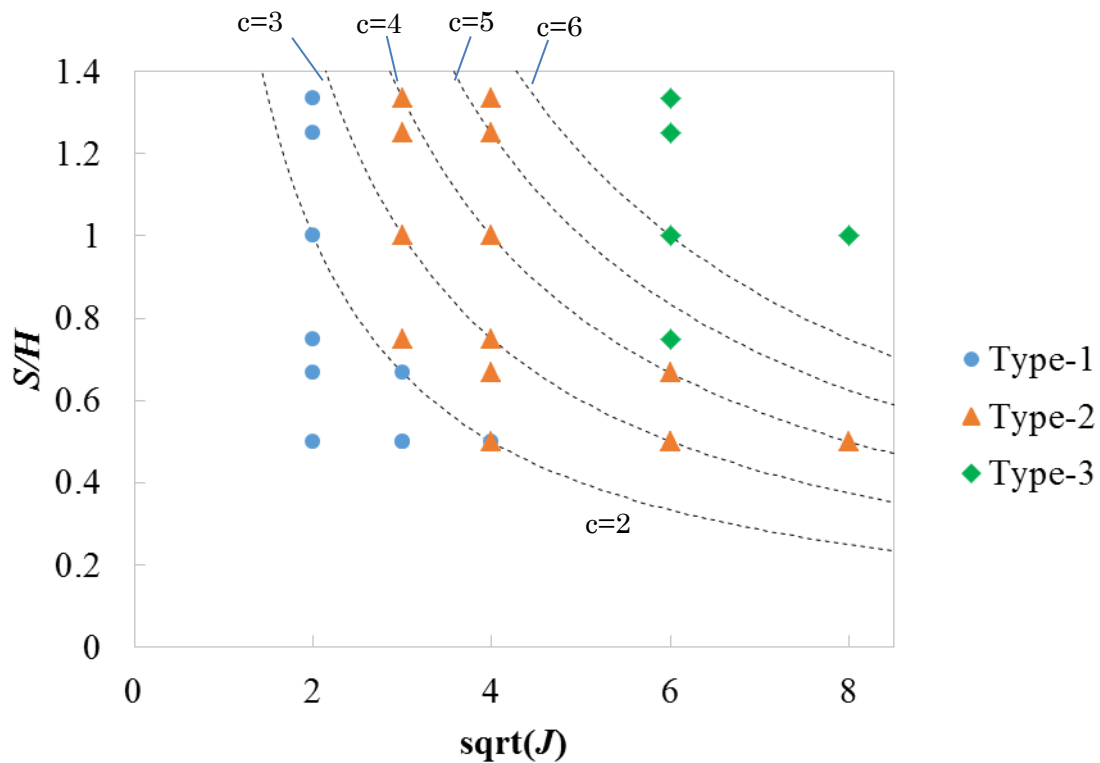
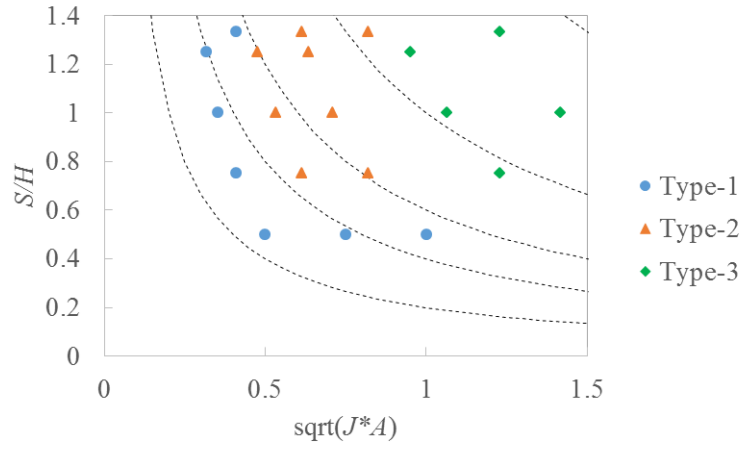
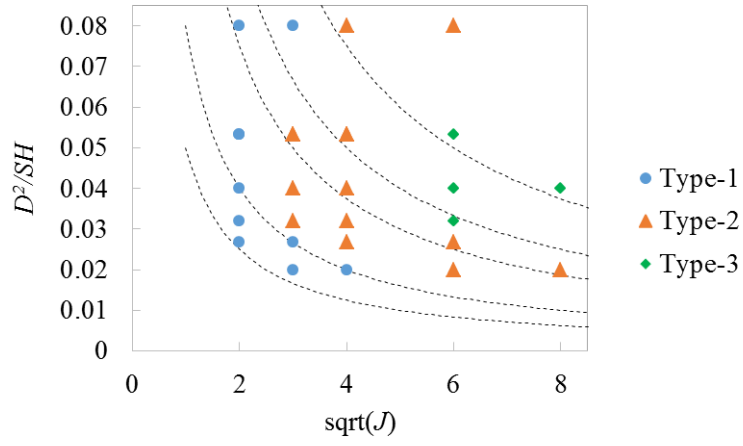


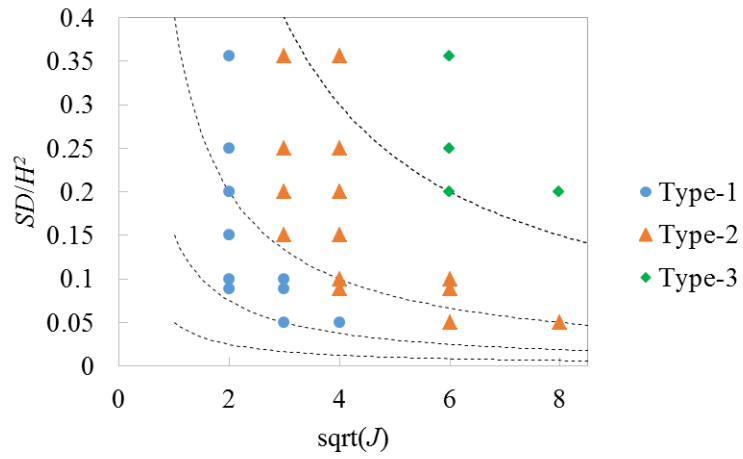
図 5.3.1 混合挙動の分類とパラメータ C の関係



(a) $C'=(S/H)(JA)^{1/2}$ の場合



(b) $C'=(d^2/SH)(J)^{1/2}$ の場合



(c) $C'=(Sd/H^2)(J)^{1/2}$ の場合

図 5.3.2 混合挙動の分類と形状パラメータの関係

5.3.2 C による未混合度の評価

図 5.3.3 に、 C (式 2) を 1.5 から 5 まで変化させた場合の U_s を示す。 C が 2 以下であれば、 U_s はほぼ同一の値に収束する傾向が確認できる。これは Holdeman らが、混合度合は C で整理できると報告している通りである。しかし、 C が 2 より大きいケースでは、一部の条件で大きく外れるものがあった (図 5.3.3(c), (d))。これは H/d が 7.5, 10 と大きいケースである。 $H/d=7.5, 10$ の条件について細かく見ると、 $C=2, 2.5$ の場合においても他の条件に比べて若干外れる傾向にあるが、 C が小さくなるにつれて差は縮まっている (図 5.3.3(a), (b), (c))。 H/d が大きい条件において、既存文献と異なる傾向が得られた現象は後程考察する。

5.3.3 各パラメータが混合性能に与える影響

ここでは、一定の滞留時間が経過した後の U_s を混合性能とし、特に $T_r=0.04$ の値に対して評価する (図 5.3.4, 図 5.3.5, 図 5.3.6)。図 5.3.4 に噴流と主流の運動量流束比 J と S/d が混合性能に与える影響を、図 5.3.5 に J と H/d が混合性能に与える影響を示す。また、図 5.3.6 には C に対する混合性能の関係、図 5.3.7 に各 S/d における混合挙動の違いを示す。

図 5.3.4 にみられるように、 H/d 一定の場合、 J が 9 以下の場合 S/d に比例して U_s が増加するが、 $J=16$ の場合は S/d に比例して U_s が低下する。 $J=36$ の場合は S/d による違いは小さくなった。これは、図 5.3.7 に示すように、 S/d が大きいと噴流幅に対する流路の割合が大きいため、 $J=4$ のように主流が速い場合は流路幅まで十分拡散できないためである。それに対して、 $J=16$ のように上下噴流が衝突する場合は、 S/d が大きい方が衝突によって噴流が横に広がることで拡散できる。 $J=36$ では噴流衝突が十分強くなり、衝突面の円盤状ジェットや循環渦が発生することによる混合が支配的となるため、 S/d の影響を受けにくくなると考えられる。このような J が強い時の混合は上下噴流の衝突と干渉によって促進されると考えられ、第 4 章で議論されている。

図 5.3.4 によると、 S/d 一定の場合、 $J=4$ の場合は U_s の変化はないが、 J が 9 以上の場合は H/d に比例して U_s が増加する。増加割合は J が大きいほど大きい。これは、 H/d が大きい場合は、 J が同じでも距離が離れるために上下噴流の干渉が弱まり、混合が悪化するためと考えられる。

図 5.3.5 によると、 H/d が 5 以下の場合 C によって混合性能が評価でき、 C が大きければ混合性能は良くなる結果となる。 H/d が 7.5 以上では、 C が大きくなると混合が悪くなるという逆の結果となった。

今回の解析条件においては、先行研究(Holdemann, 1977)にあるような、特定の C の値で最適混合となる傾向は見いだせなかった。これは、形状パラメータが本研究の場合は S/d が 2 ~ 6.25 であるのに対し、先行研究ではほぼ 2 以下の条件であることが原因として上げられる。先行研究においても $S/d=4$ の場合では J に比例して混合が良くなるとされており

(Liscinsky,1993), 本研究と同じ傾向となっている. S/d により混合挙動が異なる可能性が見いだされたと考えられる.

5.3.4 H/d が大きい条件

図 5.3.8 に $C=3.0$, 図 5.3.9 に $C=1.5$ の場合の時間平均主流モル分率を表す. H/d が大きい場合に混合性能が悪化する条件が存在する原因は, 図 5.3.8(b)にみられるように, ポテンシャルコアよりも下流で上下噴流の干渉が発生するため, 噴流同士の干渉による混合の促進効果が弱まるためと考えられる. 図 5.3.6 のように主流が強く, 噴流同士が干渉しない条件では, H/d が大きくても, 同一の C なら, U_s は同一の曲線で評価可能であると推測できる. この現象については, 先行研究では言及されておらず, H/d について設計上注意すべきことを喚起すべきである.

5.3.5 解析における留意事項

ここで, 本研究では 1 対の対向噴流を計算し, 矩形流路の側面に周期境界を設定して解析を行っている. そのため, 解析上はすべての同じ挙動をする対向噴流が並列しているような流れ場を考慮していることになり, 非定常的には考慮されていない現象があることを留意すべきである. 例えば, 1 対の対向噴流により生成された円盤状ジェットが, 隣の円盤状ジェットと干渉することを考えた場合, 周期境界では, 図 5.3.10 に示すように, 円盤状ジェットが異なる位相で干渉する場合しか再現できず, 同位相で干渉する場合は考慮できないことに注意する必要がある. ただし, 本研究における変動は, 主流が存在する影響により, z 軸方向の流れの変動は抑えられる傾向にあるため, 隣接噴流に与える変動の影響は少ないと考えられる.

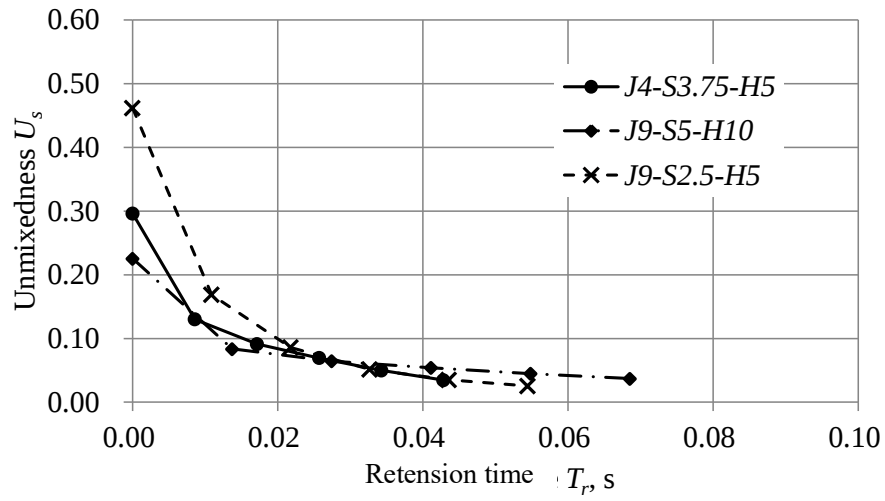


図 5.3.3(a) 未混合度と滞留時間の関係 $C=1.5$

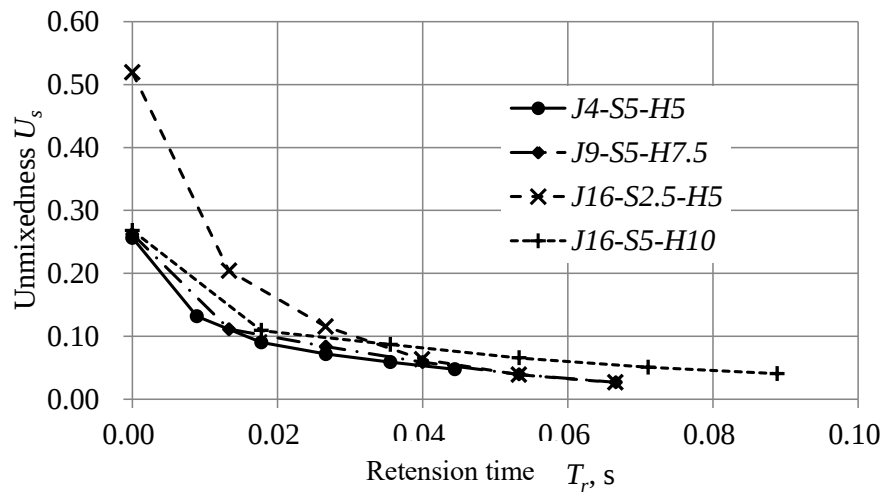


図 5.3.3(b) 未混合度と滞留時間の関係 $C=2.0$

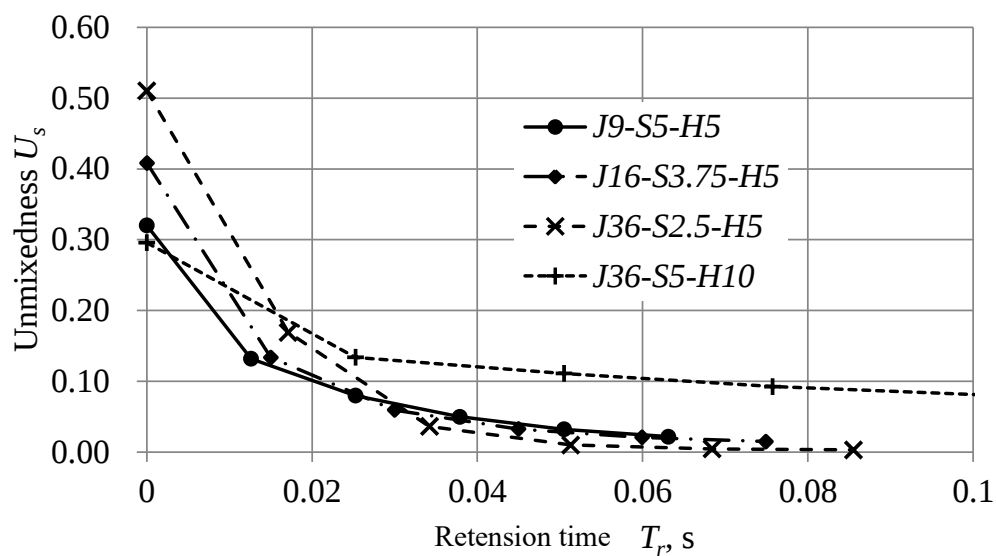


図 5.3.3(c) 未混合度と滞留時間の関係 $C=3.0$

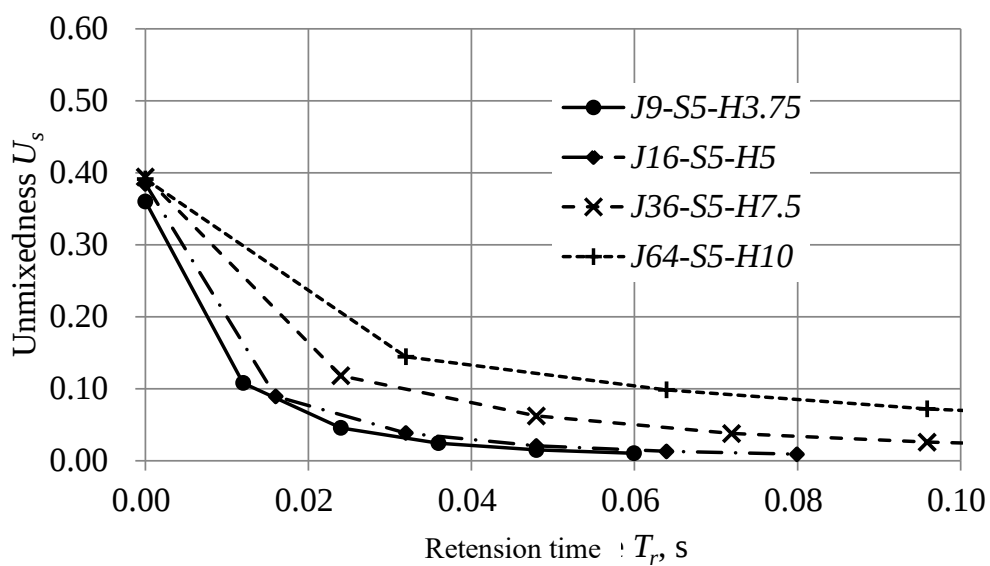


図 5.3.3(d) 未混合度と滞留時間の関係 $C=4.0$

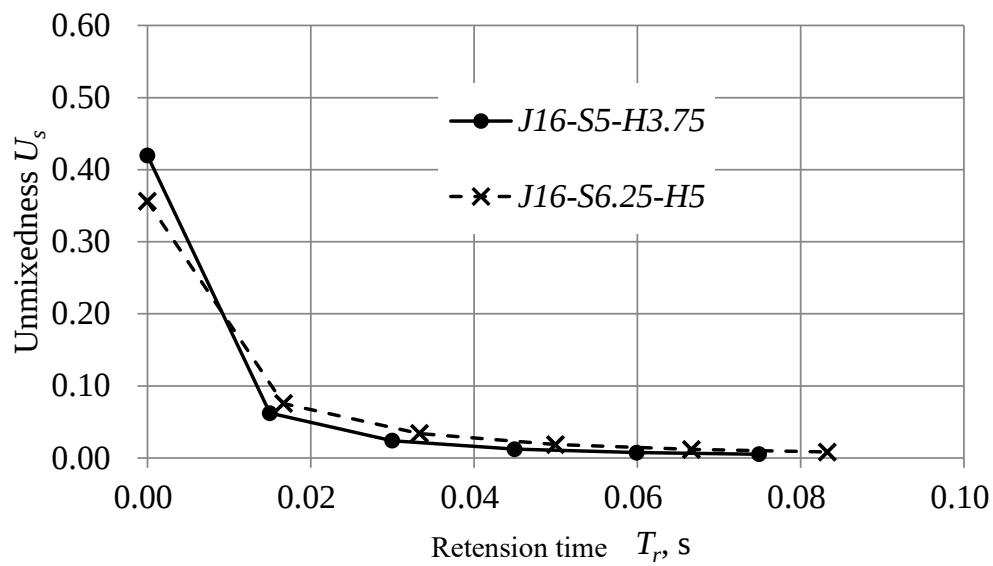


図 5.3.3(e) 未混合度と滞留時間の関係 $C=5.0$

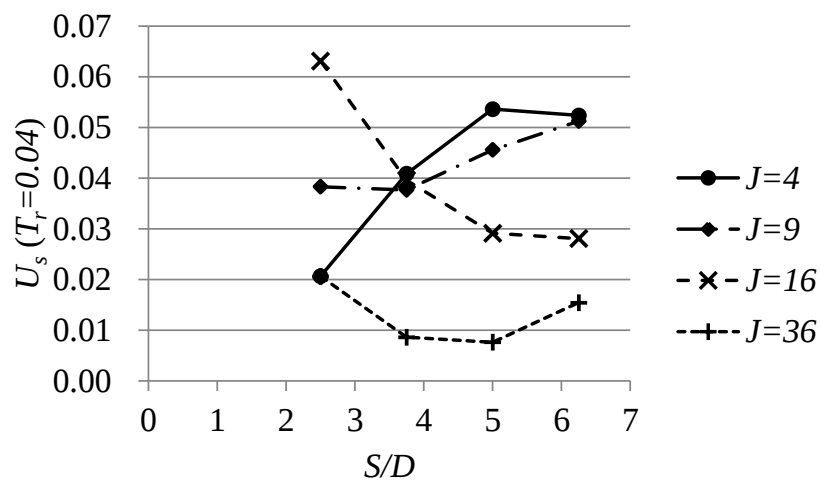


図 5.3.4 S/d と未混合度の関係, $T_r = 0.04$ ($H/d = 5$)

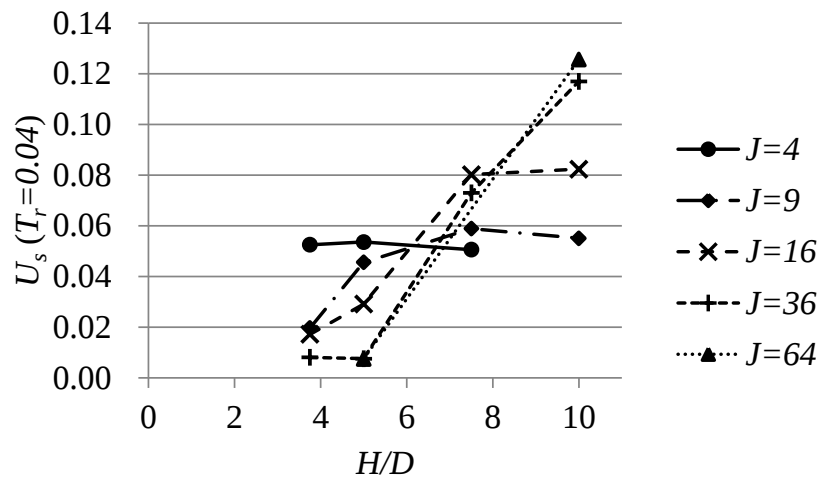


図 5.3.5 H/d と未混合度の関係, $T_r = 0.04$ ($S/d = 5$)

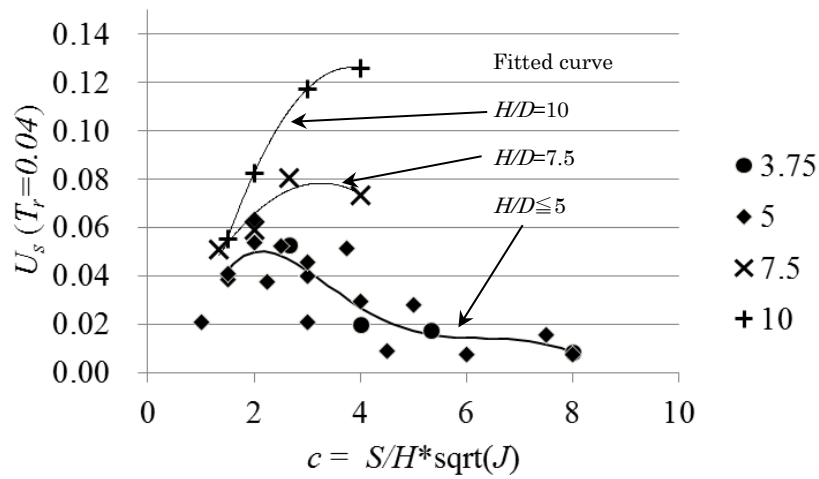


図 5.3.6 C と未混合度の関係, $T_r = 0.04$

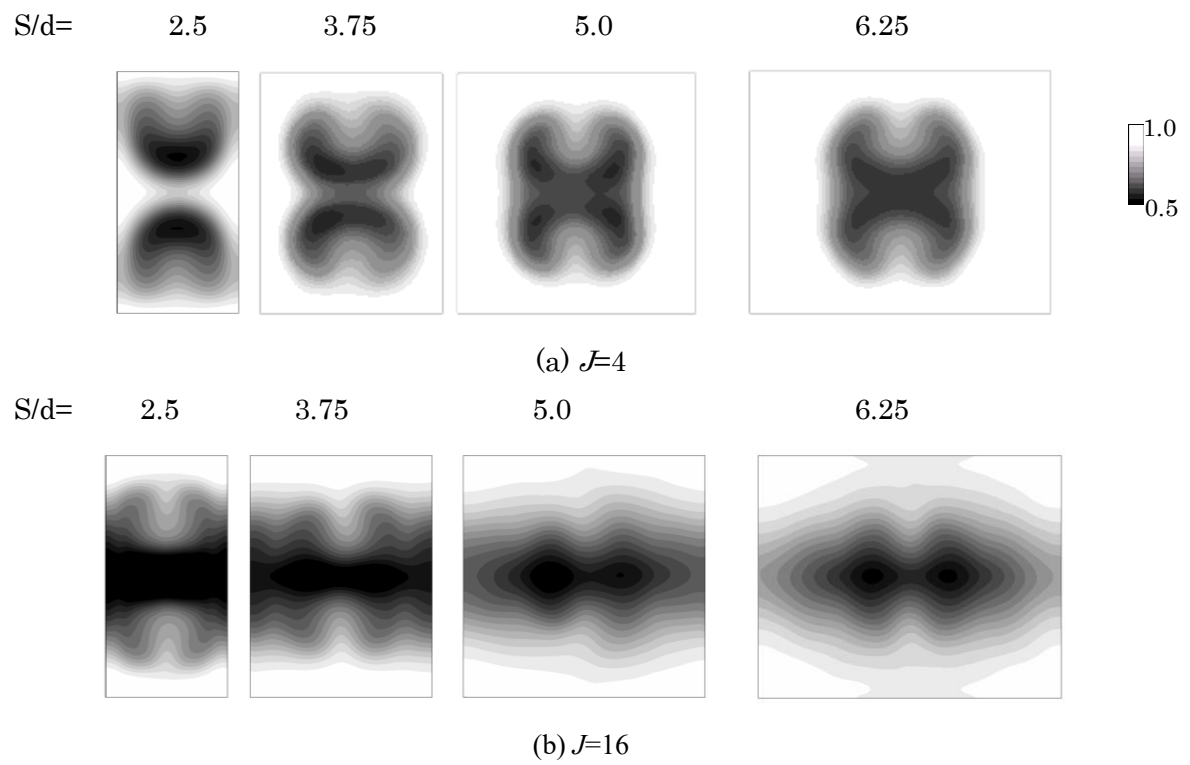
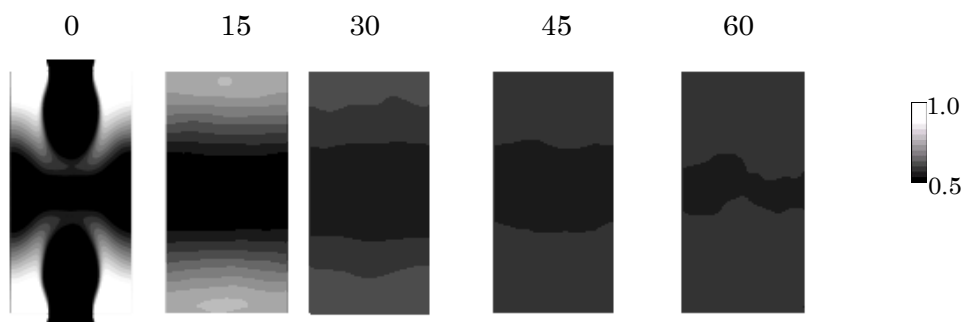
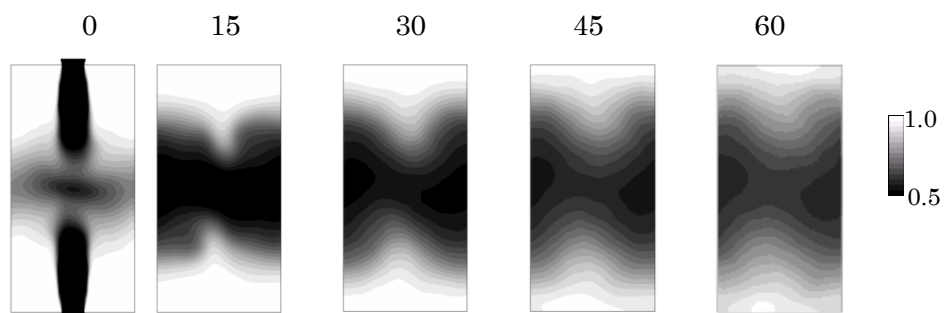
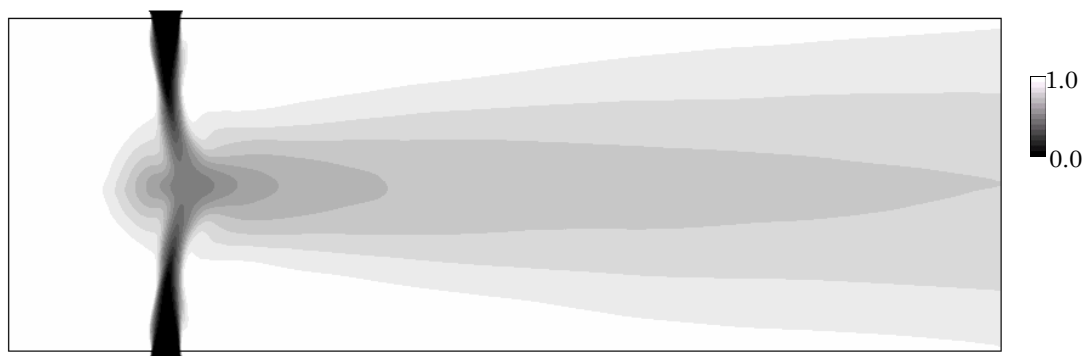


図 5.3.7 主流平均モル分率分布 $H/d=5.0$ (yz-plane, $T_i=6\text{ms}$)



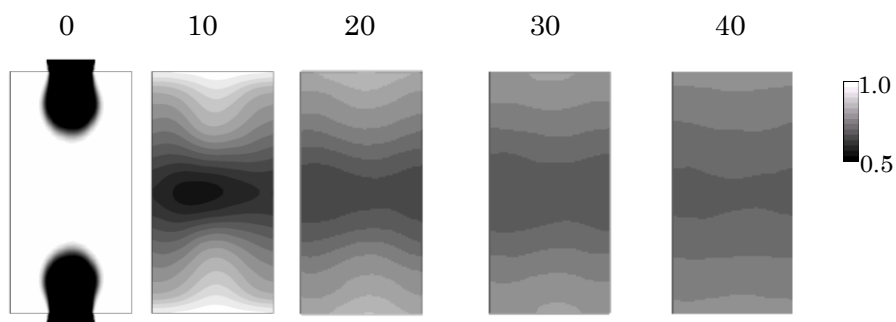
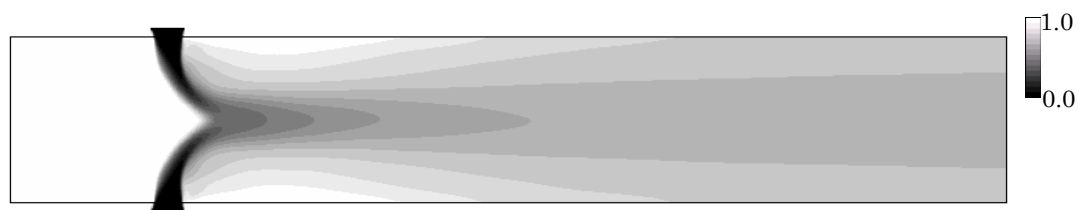
(a) J36-S2.5-H5.0



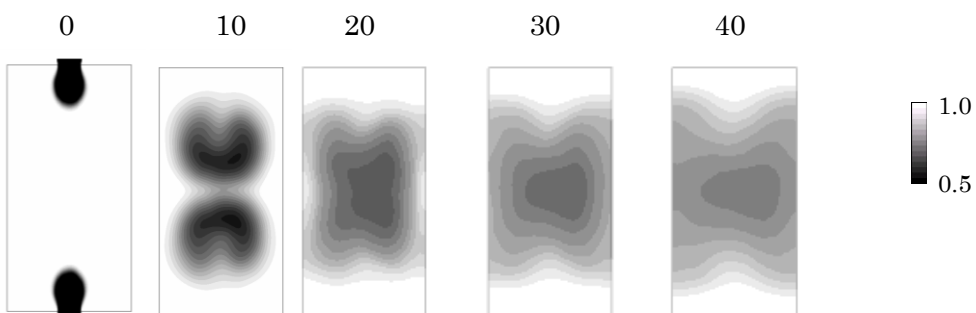
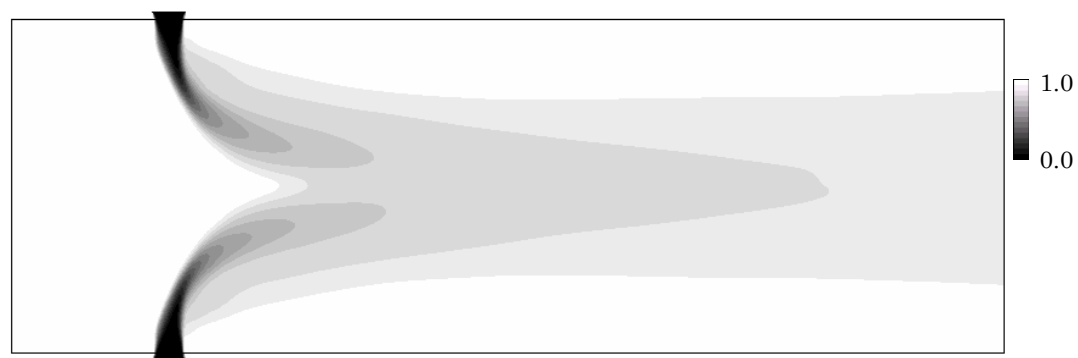
(b) J36-S5.0-H10.0

図 5.3.8 主流平均モル分率分布, $C=3.0$

(上: xy-plane ($z=0$), 下: yz-plane (特定の T_F における断面))



(a) J9-S2.5-H5.0



(b) J9-S5.0-H10.0

図 5.3.9 主流平均モル分率分布, $C=1.5$
(上: xy-plane ($z=0$), 下: yz-plane (特定の T_F における断面))

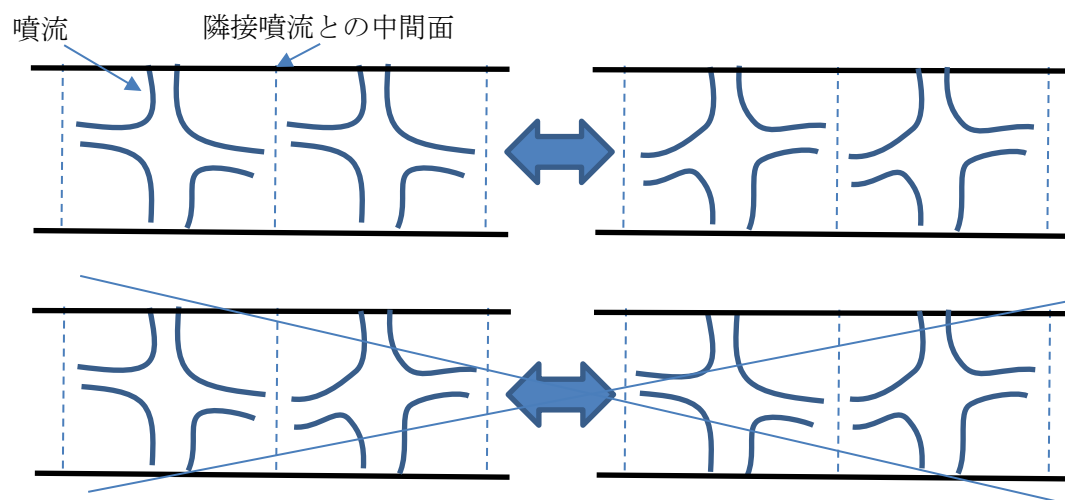


図 5.3.10 隣接噴流との干渉モード(x 軸+方向から見た場合)

5.4 まとめ

パラメータ C (孔間隔 S/d , 流路高さ H/d , 運動量流束比 J) を変化させた解析を行うことで, 流路形状を変化させたことによる混合性能・混合挙動の評価を行った. その結果, 以下の結果が得られた.

- ・ 第 4 章で示したような混合挙動の違いがパラメータ C で整理できる傾向が明らかになり, 対向衝突噴流による混合挙動を簡易的に推測可能
- ・ C が 2 以下の場合, C によって混合性能が整理可能
- ・ C が 2 より大きい場合は, H/d が大きいケースにおいて混合性能が整理不能
- ・ H/d が大きい場合, 従来手法による予測よりも混合性能が悪化する条件が存在. ポテンシャルコアが減衰したのちに上下噴流が衝突し, 衝突部の流速が減少するため, 混合促進効果が弱まる.
- ・ 先行研究からは知られていないパラメータ C の限界が明らかとなった

6 結論

6.1 本論文のまとめ

航空用ジェットエンジン燃焼器に代表されるような、対向衝突噴流における詳細な非定常混合流れの挙動は、機器の出口温度の均一化や燃焼に強く影響を与えると考えられるが、現状は十分な研究がされていない。本論文では、非定常数値解析によって、主流に直交して流入する対向衝突噴流の非定常挙動が解析され、噴流同士が干渉する部分においてどのような混合がなされているかが議論された。その結果、主流と噴流の運動量流束比 J が変化すると、流れ場の形態が分類できることが明らかとなった。また、主流と噴流が影響しあって交互に偏向させあうような非定常現象が発生することが示された。数値計算結果の非定常現象の周波数解析によって、変動の周期が噴流の衝突によって発生した循環流に起因する可能性が初めて示された。また、流路形状を変化させた解析により、流れ場の形態が、形状特性と運動量流束比 J を合わせたパラメータ C によって整理できる傾向にあることが明らかになった。これにより、対向噴流の流れ場の非定常特性を、噴流と主流の流速・流路形状から簡易的に推測することが可能となった。ただし、先行文献には、形状特性と運動量流束比を合わせたパラメータ C で混合性能まで整理できるとしているが、本研究において、パラメータ範囲に上限があることが初めて明らかになった。

第1章では、対向衝突噴流についての背景の解説と、現状の研究状況の説明が行われ、研究の目的が説明された。本研究の背景となったのは、航空用ジェットエンジン燃焼器における、燃焼器内出口温度の均一化が求められているという工学的な動機である。航空用エンジン燃焼器に関する研究は1980年代までに米国で多く行われてきたが、当時は時間平均的な温度が均一になればよいという観点で研究が進められており、混合流れの挙動という観点では十分な研究がされていないという調査結果が得られている。一方、単一噴流の分野では噴流による混合現象を詳細に分析している研究が多く、混合現象に関する知見が多く得られている。しかし、対向衝突噴流は実際の機器に使用されているにも関わらず、いまだに十分な理解があるとは言えない。これらを踏まえ、第1章では、現状よりもさらに混合を改善するには、混合が行われている部分の詳細な非定常現象の理解が必要であることが述べられている。

第2章では、対向衝突噴流の研究に用いる数値解析コードの手法と、数値解析を検証するための実験手法が解説された。非定常現象を議論するため、Large Eddy Simulation(LES)を用いた非定常解析手法が採用された。実験手法の説明では、実験装置の説明と、矩形流路に対向衝突噴流が流入する流れ場を Laser Doppler

Velocimetry によって計測することで、平均流速と流速変動を取得したことが解説された。

第 3 章では、対向衝突噴流における非定常混合現象の理解については数値解析による研究がコストと時間の面から妥当と考えられたため、まず非定常で解析できる解析手法が検証された。対向衝突噴流について、実験と解析を比較し、流動場を解析によって再現できることが確認された。

主流のない対向衝突噴流では、上下噴流の衝突により、衝突面に円盤状ジェットが生成され、円盤状ジェットによって流路内に循環が生じる。そこでは、対向衝突噴流による円盤状ジェットの外縁部が変動することによって噴流の成分が分散し、混合が行われることが明らかになった。変動に特徴的な周波数は確認できなかったが、周波数スペクトルの形状は衝突面付近と下流において類似の傾向を示し、全体の変動特性は噴流近傍の値に影響を受けることが分かった。

第 4 章では、主流のある場合の対向衝突噴流の解析が行われた。この流れ場は噴流と主流の運動量流束比 J 、噴流間隔 S と流路高さ H によるパラメータ $C=(S/H)(J)^{1/2}$ によって特徴づけられることが、以前の研究(Lefebvre,2010; Holdemann,1991)によって明らかになっている。運動量流束比 J は主流に対する噴流の運動量流束(密度×流速の二乗)の比であり、第 4 章では S と H は一定の値としたため、 C は J のみの関数となる。 J は主流に直交に流入する噴流の軌道と貫通度に影響する量であり、先行研究でも重要とされてきた。本研究において非定常解析を行った結果、対向衝突噴流による流れの挙動が J によって異なることが示された。得られた結果としては、① J が小さい場合は、噴流貫通度が低いために上下噴流の干渉が起こらず、混合の促進が発生しない。② 上下噴流の干渉が起こるほど貫通度が高いが、3 章で示したような円盤状ジェットの生成までは至らないほどの場合は、噴流が非定常的に交互に偏向させあうような挙動を示し、互いに分散したり偏向することで、混合が促進される。③ J がそれよりも大きい場合は円盤状ジェットが生成され、円盤状ジェットが変動して引き伸ばされることで混合が促進されることが明らかになった。また、噴流が交互に偏向させあう場合の変動が何に起因するかを明らかにするために、周波数解析などによる検討がなされた。噴流自体では、剪断層においてケルビン・ヘルムホルツ(K-H)不安定性に起因する変動が確認されたが、噴流が衝突する部分の変動には大きく影響していなかった。一方、K-H 不安定性による振動よりも低周波の変動が観測され、これは先行研究(Chiriac,2002)の壁面衝突噴流において確認されている flapping という振動に相当するという可能性が見いだされた。ここで、flapping は壁面などに衝突する噴流の軌道が、衝突面に水平な方向に振れる現象である。flapping の原因は先行文献でも解明されていないが、本研究では、流れ場の時系列的な観察により、上下噴流が衝突した

後に生じる上流側へ逆流する循環流が噴流基部にフィードバックすることで **flapping** が発生することが示唆される結果が得られた．対向衝突噴流において **flapping** が発生すると，噴流軌道の変動が起こり，流路に対する噴流の貫通度に変動する．上下の噴流が衝突する際に，お互いの貫通度が異なる場合は，衝突位置が中心ではなく，上下または左右にずれた位置となることで，噴流同士が交互に偏向させあう現象が発生すると理解された．

第 5 章では，主流のある対向衝突噴流において，流路高さ H ，噴出孔間隔 S ，運動量流束比 J を変化させて解析が行われ，前述したパラメータ C を変えた場合の混合性能と混合挙動が検討された．まず，パラメータ C を用いることで，第 4 章で示したような混合挙動の違いを整理することが可能であることが示された．これにより，対向衝突噴流の非定常混合挙動を簡易的に推測できることが見出された．また，先行研究で，パラメータ C によって混合性能が整理できるとの報告があったことから，パラメータ C と混合性能に関する関係について調査した．この結果， C が 2 以下の条件ではパラメータ C によって混合性能が整理できるが， C が 2 より大きい場合は H/d が大きいケースにおいて，混合性能が整理できないことが明らかにされた．この原因としては， H/d が大きい場合は，噴流出口から衝突面までの距離が噴流径に比べて長くなるため，噴流のもつ運動量が拡散し，衝突部位における流速が減少するために，衝突による混合促進効果が弱まると考えられた．これは，先行研究でも議論されていないことであり，設計上注意が必要となる事項が初めて指摘された．

6.2 工学的応用と今後の展望

本研究で得られた知見は，航空エンジン燃焼器の設計において希釈空気孔を配置・設計するに当たり，有用な知見となると期待している．特に，パラメータ C によって混合挙動に変化が起こるという現象は今まで知られておらず，流れ場の非定常特性を机上検討の段階で予測できることは燃焼工学において重要である．また，先行研究におけるパラメータ C による混合性能の評価について，流路高さ H と噴流径 d の比によっては従来の知見が適用できない範囲があることを示すことができたことは，設計によるリスク回避の面から有用である．これらの知見を設計部門に展開することで燃焼器設計技術を高めていきたい．

本研究の結論としては，混合性能を高めるには主流に対する噴流の貫通度を高めればよいというもののだが，実際のエンジンに適用する際は他の制限についても考慮する必要がある．たとえば，図 6.2.1 に示すように，貫通度を高めれば混合性能は上昇するが，希釈空気の貫通度を上げるには，主燃焼領域の空気量を減らす必要があるため，排ガス性能 (NO_x , 煤) は減少していく．それらのトレードオフを考えて貫通度を設定する必要がある．

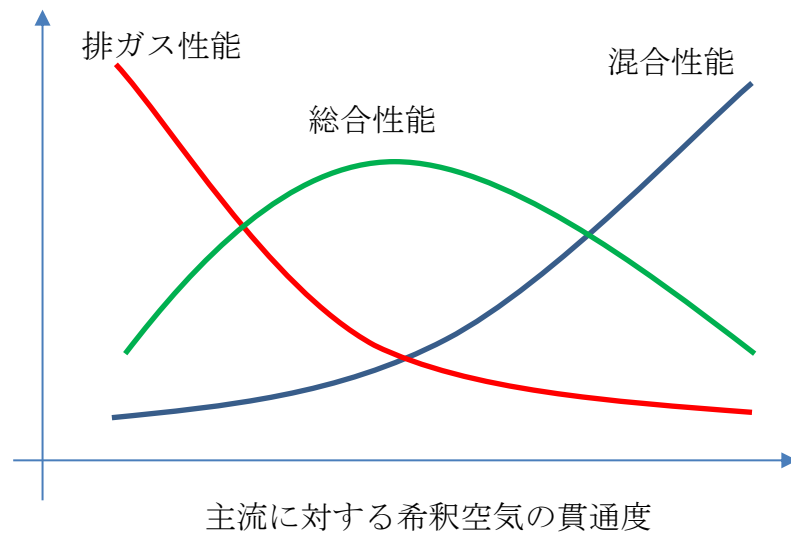


図 6.2.1 設計適用のイメージ

Appendix.A 燃焼による影響

本研究において、対向噴流の混合挙動について議論したが、非燃焼状態の解析であり、燃焼がある場合の影響を検討することは重要である。本章では、非燃焼と燃焼の場合の対向衝突噴流混合を比較し、燃焼による流れ場の影響を調査する。

A.1 解析対象・解析条件

図 A.1 は解析対象の計算格子である。直交流は左端から流入し、対向衝突噴流は上下の境界から流入する。右端は大気解放となっている。

計算には FrontFlow/red を用いた。燃焼の解析には層流火炎片モデルを用い、火炎片関数は表 A.1 に示す条件を用いて GRI-MECH3.0 によって計算した。火炎片関数を図 A.2 に示す。火炎片モデルによる乱流火炎計算は広く行われ、Mare ら(2004)は、スワロー付近を除けば、ジェットエンジン燃焼器内の高せん断応力の領域であっても火炎片モデルが適用可能であるとしている。

計算格子は壁面付近の最小幅を0.1mm、最大格子幅を1mmとし、格子点数は約300万点となる。

表 A.1 解析条件

Momentum flux ratio J	8.93	Equivalence ratio ϕ	4.0
Jet velocity V_j [m/s]	10	Main stream Velocity V_m [m/s]	4.331
Jet temperature T_j [K]	400	Main stream Temperature T_m [K]	600
Jet component [weight%]	O ₂ (23.3%) N ₂ (76.7%)	Main stream Component [Weight%]	CH ₄ (12.4%) N ₂ (87.6%)

表A.2 解析手法

CFD コード	Advanced/FrontFlow/red 4.1
基礎方程式	Navier-Stokes
乱流解法	LES (Dynamic SGS)
流体物性	空気, メタン (窒素希釈), 密度温度依存
入口条件	Dirichlet (速度指定)
出口条件	Neumann (勾配なし)
壁面条件(速度)	Spalding law (壁関数)
壁面条件(温度)	Neumann (勾配なし)
壁面条件(濃度)	Neumann (勾配なし)
セル種別	非構造格子, 6 面体
差分スキーム	1 次風上と 2 次中心のブレンド 2 次中心の割合=0.8
燃焼モデル	層流火炎片モデル

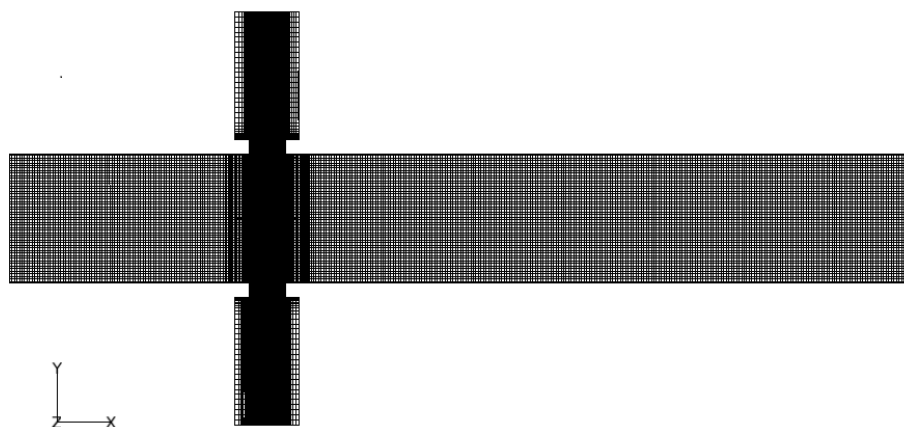
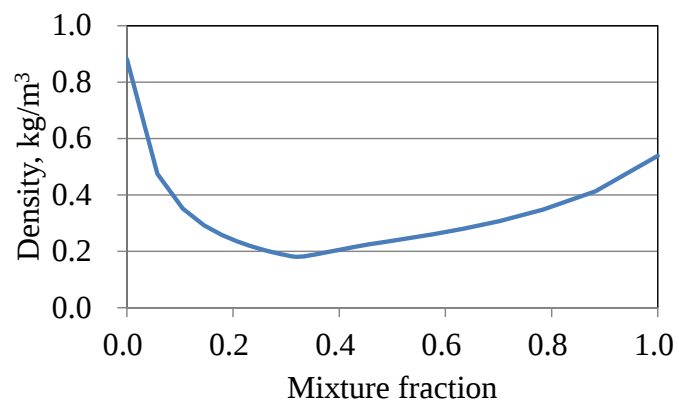
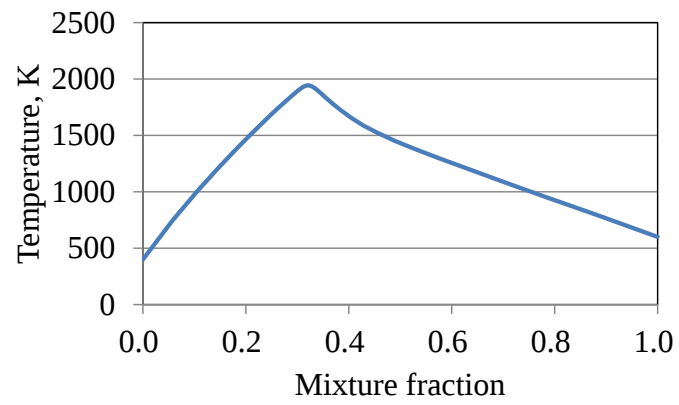


図 A.1. Outline of flow passage



☒ A.2 Laminar flamelet functions

A.2 結果

図A.3に滞留時間と未混合度の関係，図A.4～A.7に時間平均の分布と変動RMSを示す．

図A.3において，未混合度は時間平均の温度分布によって評価される．未混合度は噴流入口断面の未混合度値 U_{s0} によって無次元化される．未混合度は噴流付近ではほぼ同等だが，下流に行くに従い，反応がある条件のほうが高くなっている．

図A.4において，温度を比較すると，反応がある場合は温度が徐々に上昇していく様子が見受けられる．これは，燃焼器内ではすべての反応が終了せずに，燃焼反応が続いているためと考えられる．図A.5にも見られるように，反応しているケースの方が温度変動RMSが大きい領域が下流まで広がっていることから，燃焼反応が下流まで継続していることがわかる．

一方，図A.6には平均速度分布と速度変動RMSを示している．反応の有るケースでは，燃焼反応により温度が上昇し，管内平均流速が増加している．それに応じて，噴流の軌道も若干傾きを増しているが，平均速度と，流速変動RMSを見る限り，時間平均的な全体の流れ場に大きな違いはない．

図A.7では，流れ場の非定常混合を観察するために，瞬時温度場の時系列画像を示す．ここで着目すべきは，反応があるケースでは噴流剪断層における乱れがみられないことである．噴流剪断層の乱れは第4章でも議論されたが，ケルビン・ヘルムホルツ（K-H）不安定性によるものである．乱れが抑えられる原因としては，燃焼による発熱で流体の粘性係数が増加し，局所的なレイノルズ数が低下することで，K-H不安定性が抑えられる可能性が考えられる．一方，流れの非定常的な特徴は，双方とも上下に噴流がスイッチングするような流れとなっており，定性的な違いはみられない．

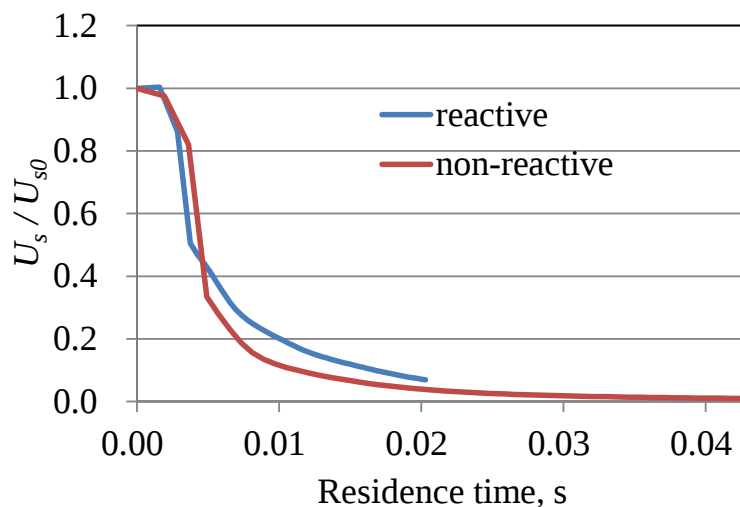
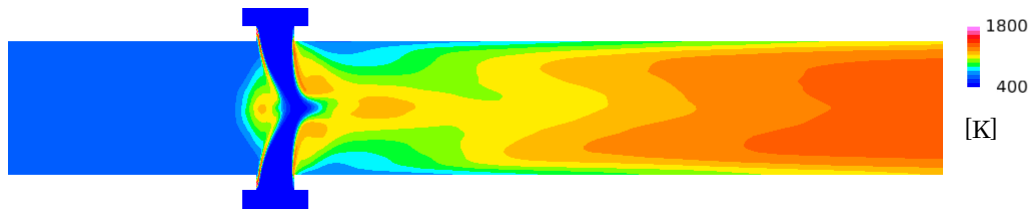


図 A.3. Effect of reaction on unmixedness

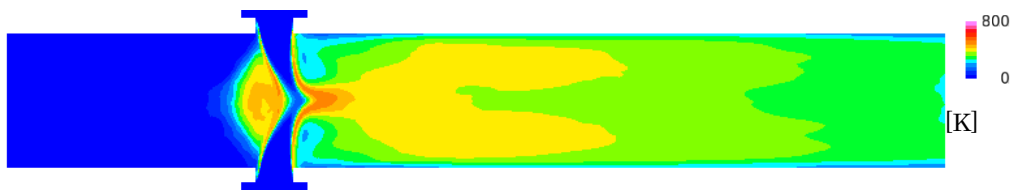


(a) Reactive case



(b) Non-reactive case

☒ A.4. Temperature distribution (xy plane)

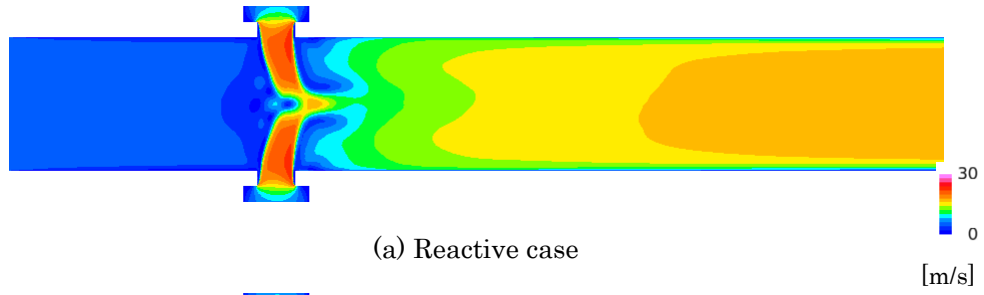


(a) Reactive case

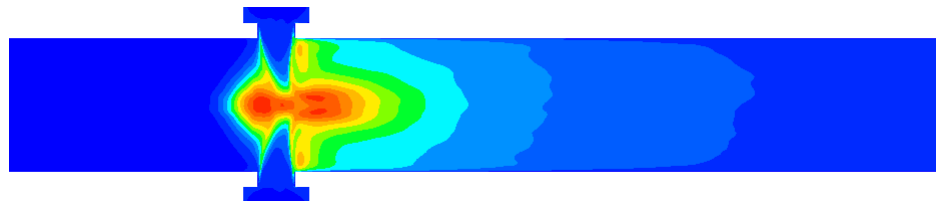
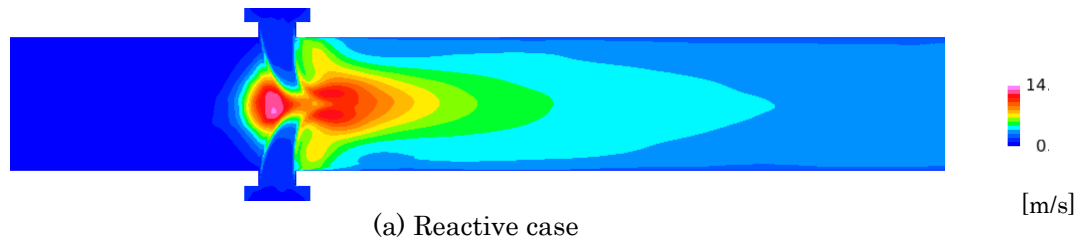


(b) Non-reactive case

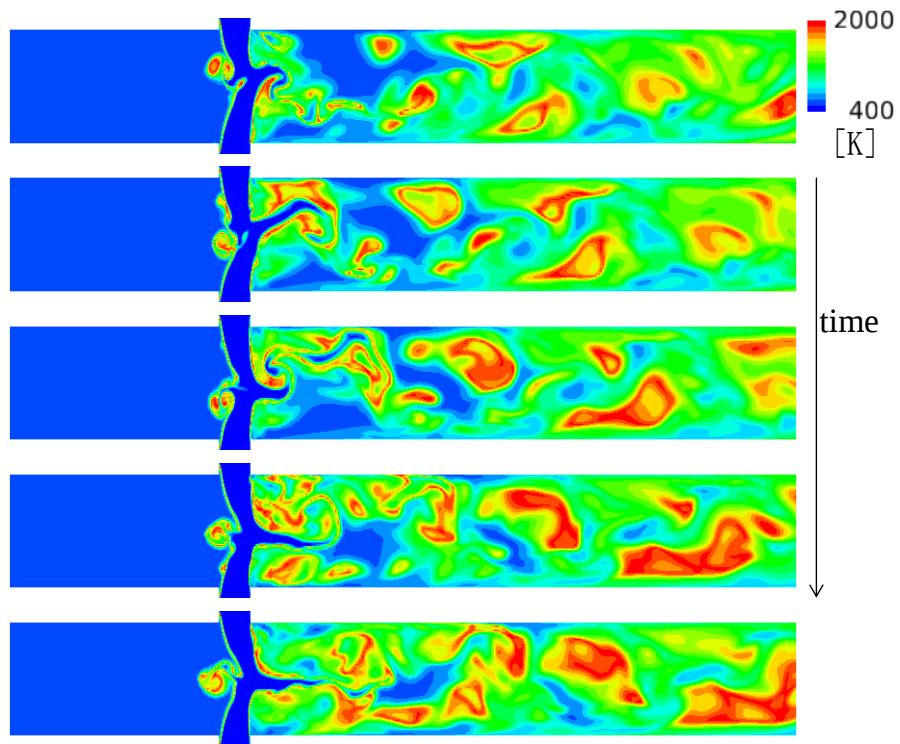
☒ A.5 RMS of temperature distribution fluctuation (xy plane)



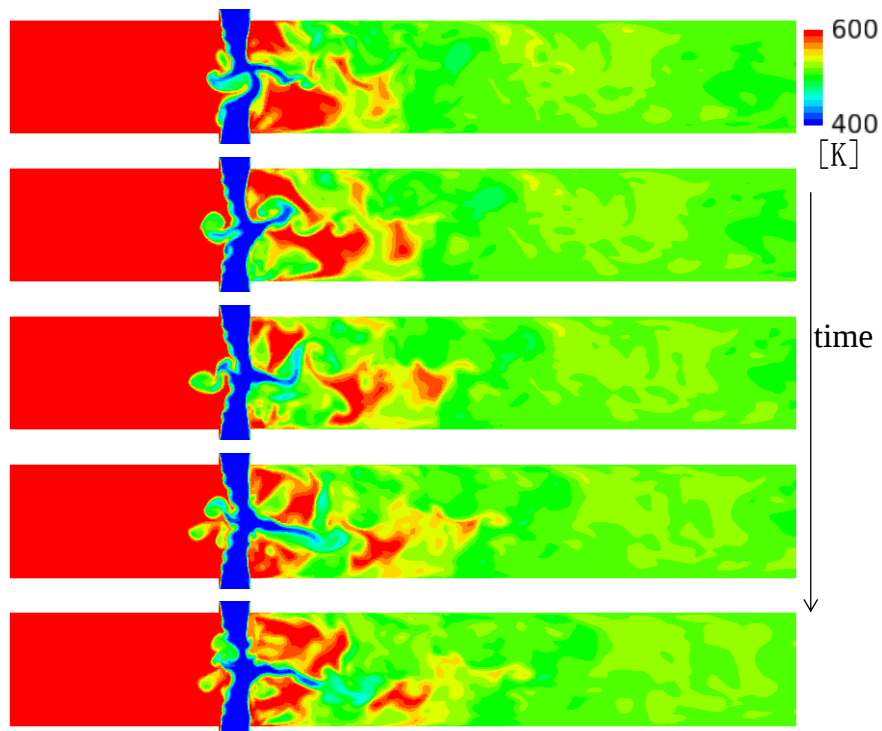
⊠ A.6 Velocity magnitude distribution (xy plane)



⊠ A.7 RMS of velocity magnitude distribution fluctuation (xy plane)



(a) Reactive case



(b) Non-reactive case

⊠ A.8 Instantaneous temperature distribution (time interval = 160 micro second)

A.3 まとめ

- ・ 火炎片モデルを使用し，対向衝突噴流流れ場において，メタン-空気での反応の有るケースと無いケースを解析した
- ・ 反応の有るケースでは，下流に流れるに従い反応が進み，温度上昇によって断面平均流速が増加していくが，全体的な流れ場の傾向は反応が無いケースと定性的に同じである
- ・ 反応の有るケースでは噴流剪断層における K-H 不安定性による乱れが発生しない．反応による温度上昇がにより，粘性が増加したことによる局所層流化によって不安定性が抑えられた可能性が考えられる．
- ・ 非定常的な流れ場の特徴は，燃焼と非燃焼では定性的な違いはない．
- ・ 実際の航空用燃焼器では，本解析条件よりも入口レイノルズ数は大きく，流入空気の乱れも大きい．そのため，局所的にレイノルズ数が減少したとしても，このような局所層流化は発生しないと推測できるが，他の対象，たとえば化学反応器の対向流反応器などに適用した場合は同様の現象が発生する可能性がある．

Appendix.B 周期的流体现象の検証

本研究において、対向噴流の非定常挙動について議論したが、非定常現象について解析で再現できるか検証することは重要である。本章では、キャビティ内発信現象の実験結果とCFD解析結果を比較することで、解析の妥当性を示す。

B.1 解析対象・解析条件

社河内ら(1981)の実験を解析対象とする。図 B.1 は解析対象の形状である。上部のノズルから下側へ噴出し、上部の隙間から流出する。今回は $d/a=16, c=0, l=0$ とする。Re は 2400 とした。

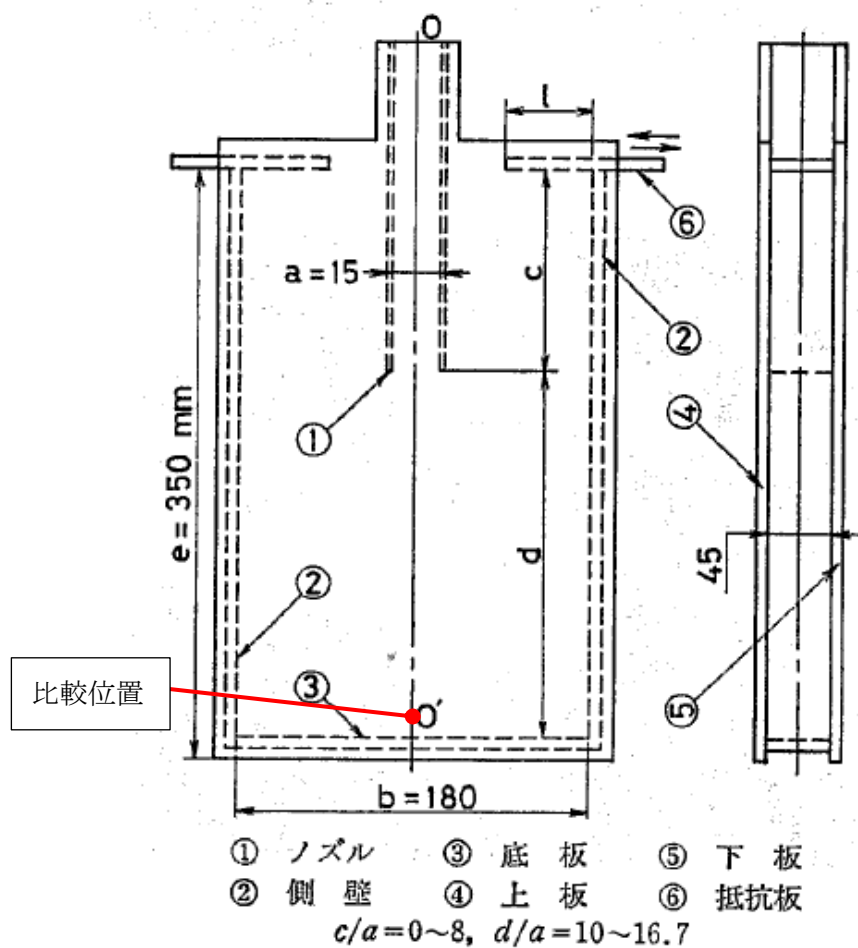


図 B.1 キャビティ形状(社河内ら,1981)

B.2 キャビティ発振流れの特徴

図 B.2 にキャビティ発振の代表的な流動挙動を示す。噴流が左右に振れながら変動している様子が確認できる。

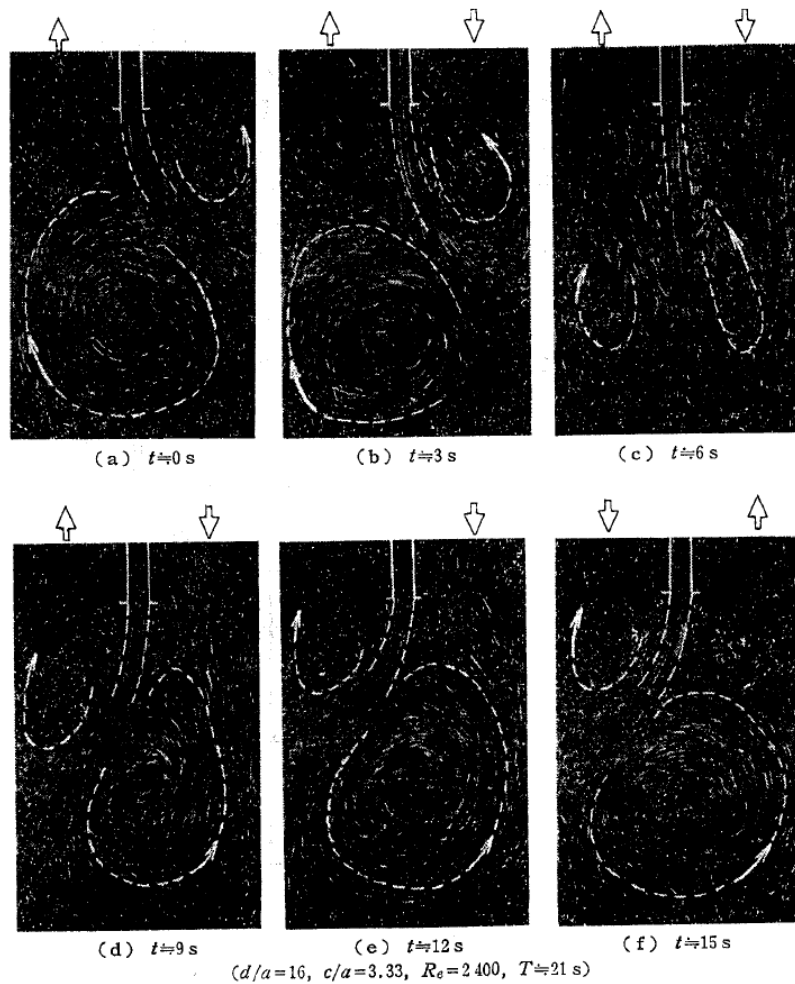


図 B.2 発振時の流動模様(社河内ら,1981)

B.3 キャビティ発振流れの解析

解析手法は第 4 章の 4.2 で使用した手法と同様とした。解析には OpenFOAM を用いた。

図 B.1 に示す比較位置において、流速変動を取得した結果を図 B.3 に示す。この結果より、解析では、6min で 16cycle あることから、2.7c/min の振動周期が表れたことがわかる。図 B.4 に実験における振動数を示され、これと比較すると振動数はほぼ一致するため、解析において流動起因の変動を再現することは可能であると判断できる。

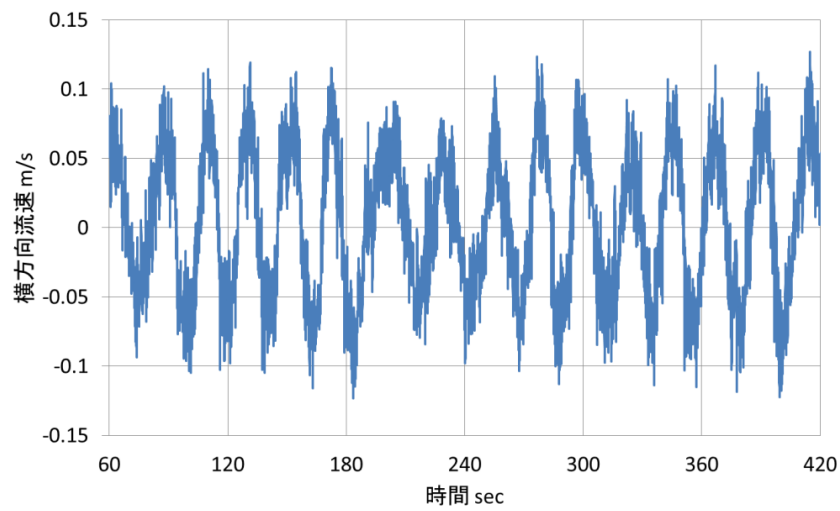


図 B.3 流速変動結果 (CFD)

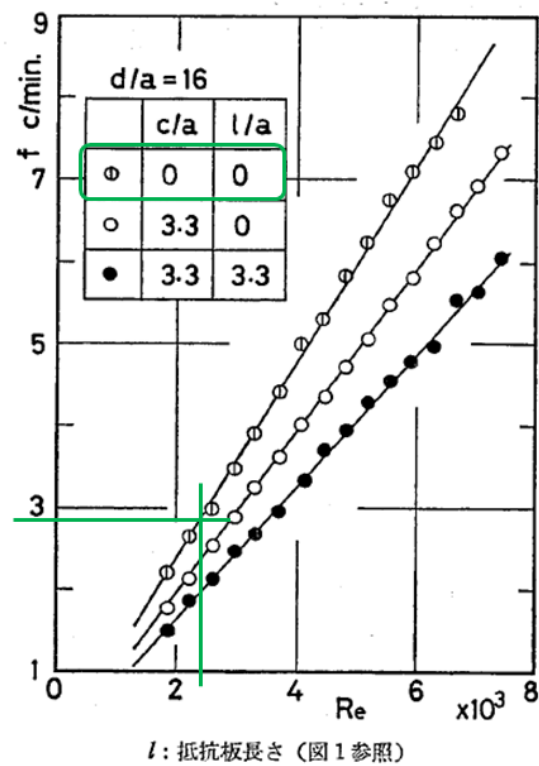


図 B.4 実験結果 (振動数) (社河内ら,1981)

参考文献

- Becker, H. A., Cho, S. H., Ozum, B. and Tsujikawa, H., Turbulent Mixing in the impingement zone of dual opposed free jets and of the normal wall-impinging jet, *Chemical Engineering Communications*, Vol. 67, No. 1(1998), pp. 291-313.
- Chapman, D. R., Computational aerodynamics development and outlook, *AIAA Journal*, Vol.17 (1979), pp.1293-1313.
- Chiriac, V. A. and Ortega, A., A numerical study of the unsteady flow and heat transfer in a transitional confined slot jet impinging on an isothermal surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 45(2002), pp.1237-1248.
- Fric, T.F. and Roshko, A., Vortical structure in the wake of a transverse jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.279(1994), pp. 1-47.
- Fric, T.F., Structure in the Near Field of the Transverse Jet, California Institute of Technology Doctor Thesis(1990), pp.72-93.
- 藤井孝蔵, 流体力学の数値計算法, 東京大学出版会(1994), pp.68-76.
- Getsinger, D., Shear Layer Instabilities and Mixing in Variable Density Transverse Jet Flows, *UCLA Electric Theses and Dissertations* (2012), pp.31-57.
- Girimani, S. S., and Zhou, Y. , Analysis and modeling of subgrid scalar mixing using numerical data, *Phys. Fluids A* 8(1996), pp.1224-1236
- Glassman, I., Combustion, Academic press(1977), pp.68-69
- Hallagi, M. and Mazaheri, K., Comparison of LES and RANS in numerical simulation of turbulent non-premixed flame under MILD combustion condition, *Proceedings of 7th Mediterranean Combustion Symposium*, TC-12(2011).
- Holdeman, J. D., and Walker, R. R., and Kors, D. L., Mixing of a Row of Jets with a Confined Crossflow, *AIAA Journal*, Vol. 15, No. 2 (1977), pp.243-249.
- Holdeman, J. D., Walker, R. R., and Kors, D. L., Mixing of Multiple Dilution Jets with a Hot Primary Airstream for Gas Turbine Combustors, *AIAA-73-1249* (1973).
- Holdemann, J. D., Berrenfeld, A. and Srinivasan, R., Experiments in Dilution Jet Mixing, *AIAA Journal*, Vol. 22, No. 10 (1984), pp. 1436-1443.
- Holeman, J. D., Mixing of Multiple Jets With a Confined Subsonic Crossflow, *NASA Technical Memorandum 104412*, AIAA-91-2458 (1991)
- Icardi, M., Gavi, E., Marchisio, D. L., Olsen, M. G., Fox, R. O. and Lakehal, D., Validation of LES predictions for turbulent flow in a Confined Impinging Jets Reactor, *Applied Mathematical Modelling*, Vol. 35 (2011), pp. 1591-1602.
- 加藤健司, 脇本辰郎, 西岡直樹, 乱流プラントル数に及ぼす壁面垂直方向速度—圧力勾配相関の影響, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 78, No. 794 (2012), pp.1784-1797
- 木田重雄, 柳瀬眞一郎, 乱流力学, 朝倉書店(1999), pp.214-269.
- 小林宏充, 乱流構造に基づくサブグリッドスケールモデルの開発, *ながれ*, vol.29(2010), pp.157-160.
- Kuczaj, A.K., Komen, E.M.J., Loginov, M.S., Large-Eddy Simulation study of turbulent mixing in a T-junction, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 240 (2010), pp.2116-2122
- Kuo, K.K., Principles of combustion, A Wiley-interscience publication(1986), pp.214-215
- Lefebvre, A. H. and Ballal, D.R., Gas Turbine Combustion Third Edition, CRC Press (2010), pp.1-33, pp.113-140.
- Li, W., Sun, Z., Liu, H., Wang, F. and Yu, Z., Experimental and numerical study on stagnation point offset of turbulent opposed jets, *Chemical Engineering Journal*, Vol. 138 (2008), pp. 283-294,.
- Lilley, D.G., Lateral jet injection into swirling combustor flowfields, *AIAA 24th Joint Propulsion Conference Proceedings*(1988)

- Liscinsky, D. S., True, B. and Holdeman, J. D., Experimental Study of Cross-Stream Mixing in a Rectangular Duct, NASA Technical Memorandum 105694, AIAA-92-3090 (1992).
- Liscinsky, D. S., True, B., Holdeman, J. D., Experimental Investigation of Crossflow Jet Mixing in a Rectangular Duct, NASA Technical Memorandum 106152, AIAA-93-2037 (1993)
- Luo, P., Jia, H., Xin, C., Xiang, G., Jiao, Z. and Wu, H., An experimental study of liquid mixing in a multi-orifice-impinging transverse jet mixer using PLIF, Chemical Engineering Journal, Vol. 228 (2013), pp. 554-564.
- 班目春樹, 飯田将雄, 液面衝突上向き平面噴流自励振動-ジェットフラッタの振動機構(第1報)噴流蛇行の測定, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.63, No.612 (1997), pp. 2732-2738.
- 牧博司, 小川信夫, 対向乱流噴流の研究(衝突面の位置に影響を与える因子), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.53, No.485 (1997), pp. 243-249.
- Mare, F. di, Jones, W. P. and Menzies, K. R., Large eddy simulation of a model gas turbine combustor, Combustion and Flame, Vol. 137(2004), pp. 278-294.
- Mack, A. and Spruijt, M.P.N., Validation of OpenFoam for heavy gas dispersion applications, Journal of Hazardous Materials, Vol. 262(2013), pp.504-516.
- Metzger, L. and Kind, M., On the transient flow characteristics in Confined Impinging Jet Mixers - CFD simulation and experimental validation, Chemical Engineering Science, Vol. 133 (2015), pp. 91-105.
- 道岡武信, 佐藤歩, 市街地内のガス拡散を対象とした数値シミュレーション-風洞実験地との比較による適用性評価-, 電力中央研究所 研究報告, V08030(2009).
- 宮田秀明, 乱流解析 数値流体力学シリーズ3, 東京大学出版会(1995), pp.67-75.
- 宗像健三, 守田幸路, 輸送現象の基礎, コロナ社(2006), pp.92-98.
- Nagao, T., Matsuno, S. and Hayashi, A.K., Effect of Cross-flow Momentum on Opposing Jet Mixing, International Journal of Gas Turbine, Propulsion and Power Systems, Vol.6, No.3(2014), pp.1-8.
- 長尾 隆央, 松野 伸介, 林 光一, 矩形流路内での対向噴流による流体混合, 日本ガスタービン学会誌, Vol.41, No.6(2013), pp.506-511.
- Pitsch, H. and Steiner, H., Scalar mixing and dissipation rate in large-eddy simulation of non-premixed turbulent combustion, Proceedings of the Combustion Institute, Vol.28, (2000), pp.41-49
- Poinsot, T. and Veynante, D. Theoretical and Numerical Combustion Second Edition, Edwards (2005), pp.162-177.
- Priere, C., Experimental and Numerical Studies of Dilution Systems for low-Emission Combustors, AIAA Journal, Vol.43, Issue 8 (2005), pp.1753-1766
- Quick, J. W., The interaction of opposing jets, Thesis of doctor of philosophy at The University of British Columbia (1994).
- Rajaratnam, N., Turbulent jets, Elsevier Scientific Publishing Company (1976), pp.1-3.
- Reungoat, D., Riviere, N. and Faure, J. P., 3C PIV and PLIF Measurement in Turbulent Mixing, Journal of Visualization, Vol. 10, No. 1(2007), pp. 99-110.
- Reynolds, A.J., Preduction of turbulent Prandtl and Schmidt numbers, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.18, No.9 (1975), pp.1055-1069.
- 早乙女拓海, 航空機排出ガスに関する規制と環境影響評価, Vol.49, No.6(2014), pp. 788-793.
- 社河内 敏彦, 末松 良一, 伊藤 忠哉, キャビティ発振の研究(第1報, 発振機構の検討), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.47, No.424(1981), pp.2265-2273
- Shekarian, A.A., Tabejamaat, S. and Shoraka, Y., Effects of incident shock wave on mixing and flame holding of hydrogen in supersonic air flow, International Journal of Hydrogen Energy, Vol.39 (2014), pp.10284-10292
- Sultan, A. M., Fonte, C. P., Dias, M. M., Lopes, J. C. B. and Santos, R. J., Experimental study of flow regime and mixing in T-jets mixers, Chemical Engineering Science, Vol. 73(2012), pp. 388-399.

- Schreibvogel, P., Abram, C., Fond, B., Straußwald, M., Beyrau, F., Pfitzner, M., Simultaneous kHz-rate temperature and velocity field measurements in the flow emanating from angled and trenched film cooling holes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.103(2016), pp.390-400.
- Thomas, F.O. and Goldschmidt, V.W., Structural characteristics of a developing turbulent planar jet, *Journal of Fluid Mechanics*., Vol. 163(1986), pp. 227-256.
- Tu, G., Li, W., Du, K., Huang, G., Wang, F., Onset and influencing factors of fedlecting oscillation in planar opposed jets, *Chemical Engineering Journal*, Vol.247(2014), pp.125-133.
- 豊田 国昭, 噴流の渦, ながれ, Vol.24 (2005), pp.151-160.
- 辻本 公一, 青 孝次, 社河内 敏彦, 安藤 敏剛, 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 (2011), pp.537-545.
- Vranos, A., Lincinsky, D.S., True, B., and Holdeman, J.D., Experimental study of cross-stream mixing in a cylindrical duct, *NASA Technical Memorandum 105180, AIAA-91-2459*(1991).
- 山本圭治郎, 野本明, 同軸対向衝突噴流の発振現象, *油圧と空気圧*, Vol.6, No.2 (1975), pp. 68-77.
- 山下 博史, 王 炎, 泉 亮太郎, “二次元対向噴流における流動および伝熱 (第 1 報, 非定常挙動に関する実験)”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.53, No.496 (1987), pp.3729-3736
- 湯浅三郎, 西田幸一, 繁田政治, 皆川和大, 超小型水素ガスタービン用予混合試験燃焼器の火炎安定性と燃焼特性, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.61, No.588(1995), pp.3075-3081

謝辞

本論文は、著者が石川島播磨重工業株式会社（現 株式会社 IHI）基盤技術研究所に勤務する中で、青山学院大学大学院理工学研究科の社会人博士課程に在籍中に行った研究をまとめたものです。研究を進めるにあたり、多大なるご指導、ご助言を下された青山学院大学理工学部・林光一教授に深く感謝致します。林先生には大学学部 4 年生の頃から合計 9 年間に渡り、非常に優れた研究機会と研究環境を与えて頂きました。

また、本論文を作成するにあたり、青山学院大学理工学部・横田和彦教授、青山学院大学理工学部・熊野寛之教授、東京理科大学工学部・藤井孝蔵教授には多くの有益なご助言を頂きました。謹んで感謝の意を表します。

本研究の計画、実施にご協力いただいた株式会社 IHI の基盤技術研究所の関係各位、熱・流体研究部 藤森元部長（現 インキュベーションセンター所長）、永井元課長（2009 年逝去）、山口元部長（現 基盤研技師長）、須田部長、磯課長、他多数の方々に深く感謝いたします。とりわけ、松野元課長（現 IHI Inc. 副社長）には共著者として論文の添削などにご協力いただき感謝いたします。また、実験の遂行に当たり、同部署の長谷川政和氏（2014 年度退職、2017 年逝去）には試験装置製作・実験計測にご協力いただきましたことに謹んでお礼申し上げます。加えて、本研究の負荷の大きい計算を実施可能としてくれた、並列計算機 **i-cluster** の構築者にて実質管理者である解析技術研究部 海野課長にも御礼申し上げます。

末筆になりましたが、青山学院大学理工学部機械創造工学科航空宇宙システム研究室の卒業生ならびに在校生の皆様に厚くお礼申し上げます。そして、研究生活を支えてくれた家族に感謝致します。

2017 年

長尾 隆央