

修士論文

OpenFOAM による ECCS 注水時における  
熱水力挙動の解析

指導教員：渡辺 正 教授

福井大学

工学研究科

原子力・エネルギー安全工学専攻

提出日：平成 30 年 2 月 13 日

氏名：西脇 良典

## 目次

第 1 章 序論.....	- 1 -
1.1 緒言 .....	- 1 -
1.2 背景 .....	- 3 -
第 2 章 解析手法.....	- 4 -
2.1 解析コード .....	- 4 -
2.2 モデリング .....	- 5 -
2.3 解析格子 .....	- 6 -
2.4 メッシュの第一層高さについて .....	- 11 -
2.5 数値計算.....	- 14 -
2.5.1 CFD について .....	- 14 -
2.5.2 計算アルゴリズム.....	- 15 -
2.5.3 乱流解析法 .....	- 23 -
2.5.3.1 現象論モデル.....	- 23 -
2.5.3.2 乱流について .....	- 29 -
2.5.4 離散化スキーム .....	- 33 -
2.5.4.1 有限体積法 .....	- 33 -
2.5.4.2 TVD スキーム .....	- 38 -

2.6 クーラン数 .....	- 39 -
2.7 OpenFOAM について .....	- 41 -
2.7.1 OpenFOAM とは .....	- 41 -
2.7.2 OpenFOAM の沿革.....	- 41 -
2.7.3 OpenFOAM の構成.....	- 42 -
2.7.4 OpenFOAM のメッシュ作成機能 .....	- 43 -
2.7.4.1 メッシュの記法 .....	- 43 -
2.7.4.2 OpenFOAM 用メッシュの作成.....	- 44 -
2.7.4.3 blockMesh について .....	- 45 -
2.7.4.4 snappyHexMesh について .....	- 46 -
2.8 LSTF について.....	- 48 -
2.8.1 試験装置の完成にいたる経緯.....	- 48 -
2.8.2 ROSA-IV 計画の目的と構成 .....	- 49 -
2.8.3 LSTF の概要 .....	- 50 -
2.9 解析条件.....	- 52 -
2.10 評価方法 .....	- 53 -
第 3 章 メッシュ比較による解析 .....	- 56 -
3.1 計算手順.....	- 56 -

3.2 メッシュ比較による計算 .....	- 57 -
3.3 考察 .....	- 67 -
第 4 章 高温高压条件解析 .....	- 68 -
4.1 ベースケース設定 .....	- 68 -
4.2 チュートリアル変更による熱水力挙動の比較 .....	- 75 -
4.3 解析結果判断と考察 .....	- 87 -
第 5 章 結言 .....	- 88 -
・補足 .....	- 89 -
・参考文献 .....	- 94 -
・謝辞	



## 第1章 序論

### 1.1 緒言

原子力プラントを安全・安定的に運転するためには、設置されている機器・配管類の健全性が保たれていることが重要である。健全性の確保のために着目するのは、異常事象が起きた時に作動する非常用炉心冷却装置 (ECCS : Emergency Core Cooling System) による低温水と高温水が混在する T 字管から圧力容器にかけての熱応力及び中性子照射脆化の蓄積箇所であり、それらの評価にある。このような箇所の構造材は高温水に触れ伝熱することによって伸び、逆に低温水に触れた場合には縮む現象が生じている。また、炉内の流体は不規則な流れを伴う乱流であり、高温水と低温水が不規則に接することにより熱応力が生じる。特に、原子力プラントでは核反応から生じる放射線に長期間さらされることによる構造材の中性子照射脆化が生じる。加圧型軽水炉 (PWR : Pressurized Water Reactor) では内圧が高く設定されている。そのため、加圧状態のまま原子炉圧力容器内面が急冷されることによって加圧熱衝撃現象 (PTS : Pressurized Thermal Shock) が生じるため、低温配管 (CL : Cold Leg) から圧力容器に入る下降部分 (ダウンカマ) における脆性破壊が危惧される。ここで原子力分野でもこのような損傷事例が懸念されることから重要な課題となっている。[1] 原子力プラント国際ベンチマーク問題 (OECD/NEA) として各研究機関で 3 次元解析コ

ードを用いた流体解析と実測値との比較評価が行われた.[2]

そこで、本研究では 2006 年に OECD/NEA ROSA Project で行われた ECCS 注水時における CL から圧力容器にかけての高圧高温条件下での温度成層実験の解析を行う。実験データは日本原子力研究開発機構 (JAEA) が保持している大型非定常試験装置 (LSTF : Large Scale Test Facility) で行われたものを用いた。OECD/NEA ROSA Project はコンピュータコードとモデルの検証のための詳細な基本的な実験データを提供するプロジェクトである。数値流体力学 (CFD : Computational Fluid Dynamics) 計算における高温高圧条件での計算例は少なく、原子力熱水力安全問題を計算するための実用性の評価が重要になるため、本研究ではオープンソースの CFD コードである OpenFOAM (Open Source Field Operation and Manipulation) を用いて温度分布の解析・評価を実施した。

## 1.2 背景

PWR における小破断の配管破断などによる冷却材喪失事故 (LOCA : Loss Of Coolant Accident) 時に、ECCS が作動されて冷水が CL 中に注入される。注入される低温水と高温一次冷却材の不十分な混合はプラントの劣化および寿命延長の観点で重要になり、PTS の評価の懸念問題である温度成層を発生する。ECCS 注水時における、圧力容器の PTS の懸念問題は電気技術規定「原子力発電所用機器に対する破壊靭性の確認試験方法」(JEAC4206) に規定されている。PTS 懸念問題は原子力発電所の長寿命化において重要事項である。特に九州電力の玄海原子力発電所 1 号機においても原子炉容器の照射脆化に対する健全性について話題になった。<sup>[3]</sup> これからも原子力プラントをより安全に、より安定した運転をしていくためにはさまざまな条件における圧力容器へ流れる低温水の分布を適切に評価し、より正確な圧力容器への PTS の影響を評価する必要がある。解析精度の向上は保守だけではなく原子力プラントの構造設計をする上でも有意であり原子力分野だけではなく他の工学分野においても意義のあるものだと考える。

## 第2章 解析手法

### 2.1 解析コード

現在 CFD コードで用いられている乱流モデルには、大きく分けて、乱流変動を時間平均してモデル化するレイノルズ平均乱流モデル（RANS : Reynolds-Averaged Navier-Stokes. Simulation 乱流モデル）と、計算格子スケールで空間平均する LES ( Large Eddy Simulation ) 乱流モデルの 2 種類がある。本研究の対象となっている LSTF で計測された実験においては、T 字の分岐部での高温水と低温水の混合により生じた乱れは、浮力の影響により時間的に大きな脈動を伴って下流側に流れしていく。このような乱流では乱流変動を時間平均してモデル化する RANS 乱流モデルよりも、時間平均化しない LES 乱流モデルの方がより精度の高い解析が可能であるが、LES 解析では多大な計算量を必要とする。一方、RANS 乱流モデルは LES 乱流モデルに比べて、計算負荷が少なくて実用的であるという利点がある。したがって本研究では、計算負荷が少ない RANS 乱流モデルを用いて、T 字管での低温水と高温水の混合現象を再現し、圧力容器にかけた温度分布の解析と可視化を行う。本研究ではさまざまな CFD 計算ソルバをそろえているオープンソースの CFD コードである OpenFOAM を用いた。

## 2.2 モデリング

本研究は、OECD/NEA ROSA Project でECCS注水時におけるCLから圧力容器にかけての高圧高温条件下での温度成層実験が行われた試験装置 (LSTF) に対して解析モデルを作成した。解析体系は、主管 ( $\Phi=207\text{ mm}$ ) と枝管 ( $\Phi=38.9\text{ mm}$ ) を有するT字管の後流部に、ダウンカマを模擬した半環状配管 ( $R=640\text{ mm}$ ,  $t=46\text{ mm}$ ) を結合している。解析モデルの詳細は下記の図2.2-1～図2.2-3で示した。



図2.2-1 解析モデル(3D)

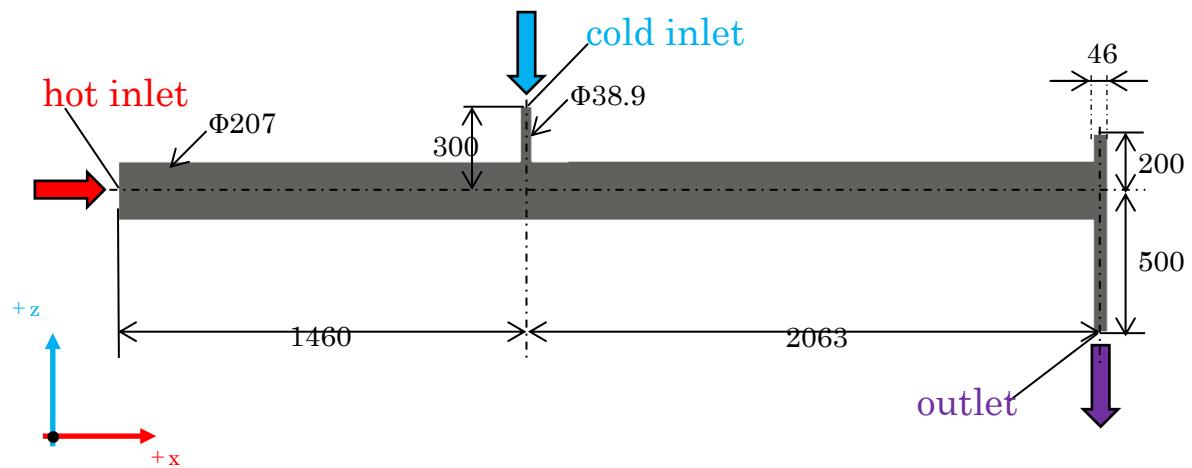
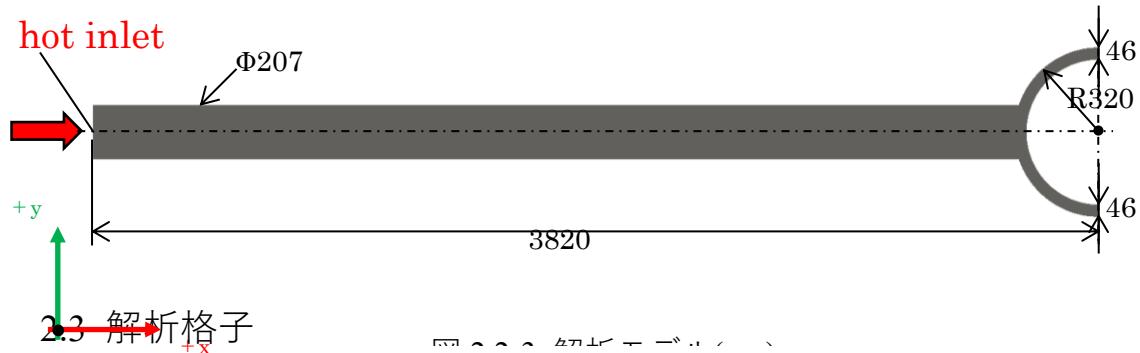


図2.2-2 解析モデル(x-z)



解析モデルのメッシュは、境界層部及び主流部を精度よく計算するため、6面対構造のヘキサメッシュとした。体系を CAD で図面化して、ソフトの自動メッシュ機能を用いれば、4 面対構造のテトラメッシュが生成できるが、このようなメッシュを用いた場合では、かなりメッシュを細かくしないと計算安定性や精度が失われるため、別の種類のメッシュ切りが必要になる。<sup>[4]</sup> そこで本研究は OpenFOAM の機能に含まれる blockMesh 及び snappyHexMesh で作成したヘキサメッシュと ANSYS の ICEM CFD で作成したヘキサメッシュを使用した。OpenFOAM の機能によるメッシュを 2 種類と ICEM CFD で作成したメッシュを 2 種類用意した。そのうち 3 つのメッシュは、約 31 万メッシュで統一した。OpenFOAM の機能で作ったメッシュの違いは、壁付近のレイヤメッシュ（壁面形状を押し出した形の層状のメッシュ）がなしのメッシュ（約 10 万メッシュ）とレイヤメッシュありのメッシュである。ICEM CFD のメッシュの違いは、入り

口のメッシュの形を正多角形か甲羅型で表した。メッシュの詳細は図 2.3-1

～図 2.3-4 で表した。

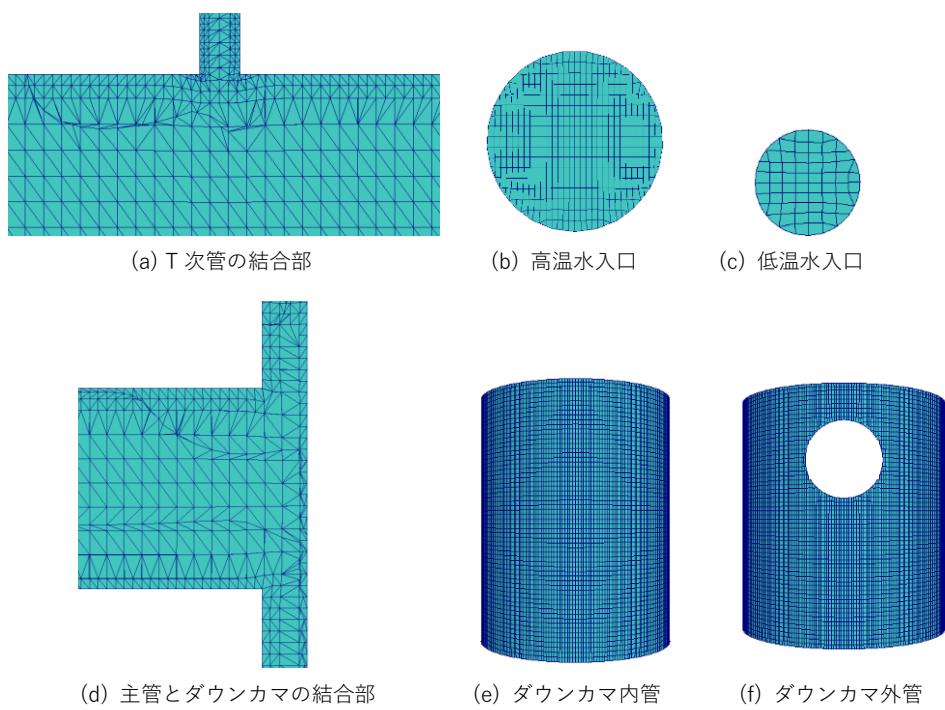


図2.3-1 snappyHexMesh モデル (レイヤなし)

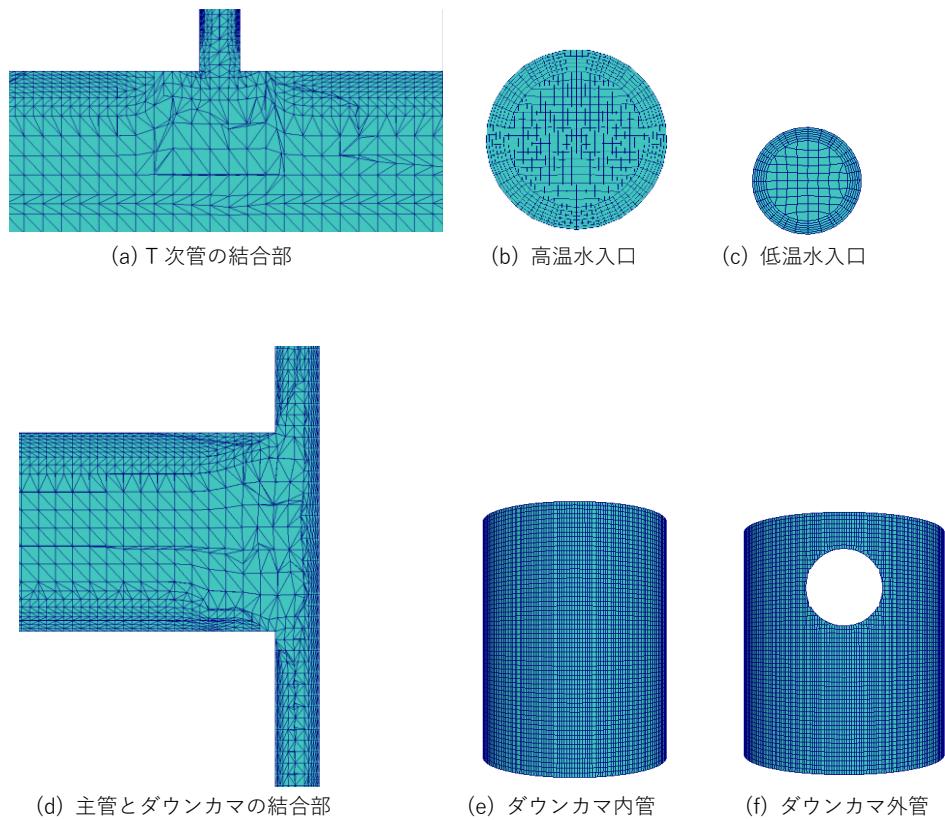


図2.3-2 snappyHexMesh モデル (レイヤあり)

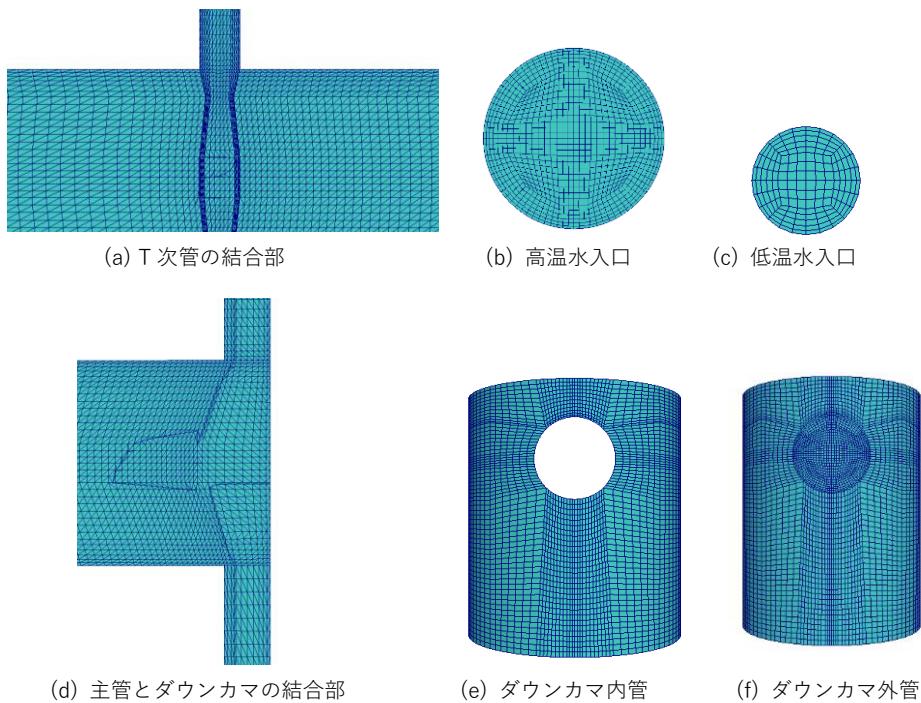


図2.3-3 ICEM CFD モデル (正多角形)

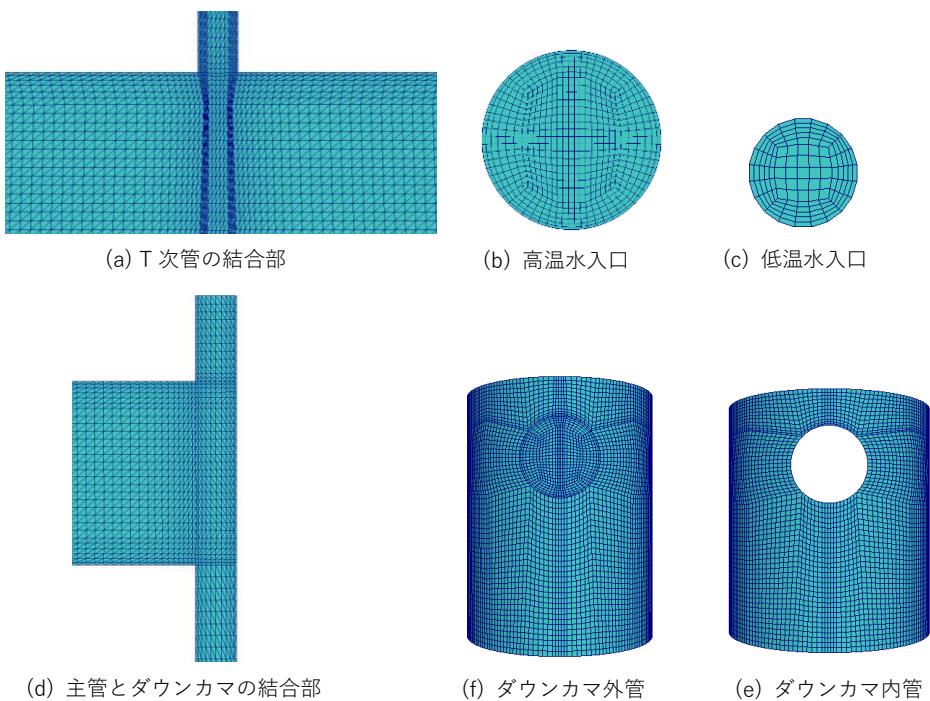


図2.3-4 ICEM CFD モデル (甲羅形)

## 2.4 メッシュの第一層高さについて

第1層については、壁関数で与えるため、その厚さを規定しなければならない。

この与え方について、以下に示す。

今回の解析では水を用いるので、水の密度を以下の式（参考 [5] による実験値を多次元式で表したもの）から求める。

$$\begin{aligned}\rho \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right] = & -8.78328E - 13T^6 + 2.17877E - 09T^5 - 2.25803E - 06T^4 \\ & + 1.25070E - 03T^3 - 3.92374E - 01T^2 + 6.58811E + 01T \\ & - 3.58271E + 03 = 753.016 \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right]\end{aligned}\cdots(2.4-1)$$

ただし、 $T = 554.6$  [K]は主管入口温度である。

次に、動粘性係数を求める。まず、粘性係数を以下の式から求める。[5]

$$\begin{aligned}\mu \left[ \frac{\text{kg}}{(\text{m} \cdot \text{s})} \right] = & 4.72311E - 17T^6 - 1.28471E - 13T^5 + 1.44862E - 10T^4 \\ & - 8.67169E - 08T^3 + 2.90884E - 05T^2 - 5.19080E - 03T \\ & + 3.85900E - 01 = 9.528 \times 10^{-5} \left[ \frac{\text{kg}}{(\text{m} \cdot \text{s})} \right]\end{aligned}\cdots(2.4-2)$$

ただし、 $T = 554.6$  [K]は主管入口温度である。

ゆえに、動粘性係数は以下の式より求める。

$$v = \frac{\mu}{\rho} = 1.2653 \times 10^{-7} \left[ \frac{m^2}{s} \right]$$

…(2.4-3)

次に、レイノルズ数を以下の式から求める。

$$Re = \frac{uD}{v} = 3.8732 \times 10^5$$

…(2.4-4)

$u$ ：物体の流れに対する相対的な平均速度 (m/s)

$D$ ：代表長さ (m)

その結果から乱流域なので、ブラジウスの式を用いて管摩擦係数を求める。

$$\lambda = 0.3164(Re^{-\frac{1}{4}})$$

…(2.4-5)

$$\lambda = 0.012682$$

次に、管摩擦係数を用いて壁面近傍の摩擦力 $\tau_w$ は以下の式で表わされる。

$$\tau_w = \frac{1}{8} \lambda \rho u^2 = 0.06692 \left[ \frac{N}{m^2} \right]$$

…(2.4-6)

次に、壁面応力から壁面速度 $U_w$ は次式で表わされる。

$$U_w = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = 0.009427 \text{ [m/s]}$$

…(2.4-7)

ゆえに、これまでの値を用いて第1層メッシュ高さは以下の式から求まる。

$$y = \frac{v}{U_w} y^+ = 6.71 \times 10^{-4} \text{ [m]}$$

…(2.4-8)

本研究で用いている  $k-\epsilon$  モデルでは浮力の項を考慮している buoyantKEpsilon モデルを使用した。[6] 高レイノルズ数型 RANS モデルを用いた場合、対数領域に第一層メッシュを入れるようにするため、 $30 \leq y^+ \leq 300$  であればよい。[7]

## 2.5 数値計算

### 2.5.1 CFD について

参考文献 [8] によると, CFD (数値流体力学, Computational Fluid Dynamics) とは, コンピュータによるシミュレーションを用いて流体の流れ, 熱移動や化学反応のような現象を含む系を解析することである. この技術は非常に有用であり, 工業, 非工業問わず適用範囲が広い. ナビエ-ストークス方程式と連続の式, その他必要に応じてエネルギーの式やマクスウェルの方程式, 状態方程式などを連立して, 数値的に解くことで流体の挙動を予測する. このナビエ-ストークスの方程式というものは, 流体運動を支配し双曲形・放物形・橍円形の混合偏微分方程式である. 圧縮性流体の高速域では強い双曲性を示し, 非圧縮流体では強い橍円性を示す. また, ナビエ-ストークスの方程式は非線形性に富んでいる.

代表的な数値解析方法の中には, 有限体積法, 差分法, 有限要素法, 特性曲線法や時間進行法などといった計算方法がある. 離散化とアルゴリズムを考えると, MAC 法 (Marker And Cell), SMAC 法 (Simplified MAC), HSMAC 法 (Highly SMAC), SIMPLE 法 (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation), SIMPLER 法 (SIMPLE Revised) や GSMAC 法 (Generalized SMAC) などが挙げられる. OpenFOAM のコードでは, SIMPLE 法は定常解析を行う時の圧力-速度連成手法

として用いられるが、今回使用する体系は非定常解析を目的としているため PIMPLE 法を使用している。

### 2.5.2 計算アルゴリズム

非圧縮性流れの支配方程式は、2 階偏微分方程式の双曲線、放物線、橢円形のすべてを併せ持っている。一方、圧縮性流れの支配方程式には橢円形の部分がない。こうした支配方程式の性質の違いから、非圧縮性流れ (incompressible flow) と圧縮性流れ (compressible flow) とでは計算アルゴリズムが大きく異なる。

ここで注意しておくべきことは、流体はそもそも圧縮性であって、非圧縮性はその近似であるということである。非圧縮性近似が成り立つののは、流速が音速に比べて十分遅く、音速を無限大と近似しても構わない場合である。すなわち、マッハ数 (Mach number),  $M = u/c$  が 1 よりも十分小さい場合、つまり流速が音速に比べて十分小さい場合には非圧縮性流れとして扱ってよく、数値解析法も非圧縮性流れのものが使える。

さて、双曲線、放物線、橢円形のすべてを併せ持った支配方程式を、格子上でどのようなアルゴリズムで解くかが非圧縮性流れの数値解析法の要点である。

Los Alamos National Laboratory(米国) では1965年に非定常の非圧縮性流れの解法

として MAC 法が開発された (Harlow and Welch,1965; Welch et al.,1966). この方法では, 格子の中にmarker を配置し, これらを流れに乗せて移動させることによって自由表面を補えるというものであるが, 同時に, 格子を用いた非圧縮性流れの計算アルゴリズムも示されている. 格子で囲まれた領域をセル (cell) あるいはコントロールボリューム (control volume) と呼び, そのセルにおける物理量の流入出をセル境界で計算する. そのため, 圧力変数をセル中心に, 流速変数をセル境界に配置するスタガード格子 (staggered grid) が用いられた. また, 圧力のポアソン方程式が導かれ, これを解くことで連続の式が陰的に満たされる.

一方, Imperial College (英国) からは定常の非圧縮性流れの解法として SIMPLE 法が生まれた. [9] この方法でも MAC 法と同様にスタガード格子とポアソン方程式を用いる. スタガード格子と圧力のポアソン方程式の組み合わせによって, 圧力や流速の数値振動を効果的に押さえることができる.

MAC 法も SIMPLE 法も四角形の構造格子に対する数値解析法である. その後, 境界適合格子法 (BFC 法 : boundary-fitted coordinate method) が圧縮性流れの分野で出現すると, こうした曲線構造格子において非圧縮性流れをどう解くべきかが議論になった. しかしながら, 曲線格子上で純粋なスタガード格子を実現しようとすると, 空間格子での支配方程式が極めて複雑になることがわかった.

そこで、スタガード配置をやめ、圧力と流速を同じセル中心に配置する。ただし、補助変数としてフラックス (flux, 日本語で流束である。流速と発音が同じなので、これと区別しやすいようフラックスと書くことにした。) をセル境界に配置する。問題とされていた圧力や流速の数値振動は、フラックスと流速変数との間の内挿をうまく工夫することでおおよそ防げることがわかった。この方法では格子を四角形あるいは六面体に限る必要もなく、任意の多角形あるいは多面体に対して適用できる。そのため、曲線構造格子だけでなく非構造格子に対しても用いられるようになった。これが今日の非圧縮性流れにおける有限体積法(FVM : Finite Volume Method) である。<sup>[9]</sup> 以下では本研究で用いた SIMPLE 法<sup>[9]</sup> および PIMPLE 法について詳しく述べる。

SIMPLE 法は、定常の非圧縮性流れの計算アルゴリズムであるが、細かい点で異なる変形も多くあり、非定常問題の解法もある (Issa, 1985)。MAC 法系統のアルゴリズムと比較して本質的に異なるのは、移流項と粘性項を陰的に扱うことである。OpenFOAM では、一般的に使用される Patankar による形式 (Patankar, 水谷・香月訳, 1985) と異なるため、OpenFOAM による熱移動と流れの数値解析 (オープンCAE学会 2016) に沿って、SIMPLE 法と PIMPLE 法のアルゴリズムを示す。

まず、運動方程式を半離散化すると、次式のようにあらわせる。

$$A_P u_P + \sum A_N u_N = -\nabla p$$

…(2.5.2-1)

ここで  $A$  は係数で, 添え字の  $P$  は注目セルを,  $N$  は注目セルの隣接セルを表す.

OpenFOAM では, 右辺を除いて

$$A_P u_P + \sum A_N u_N = 0$$

…(2.5.2-2)

として, これを次式のように表す.

$$Au = H$$

…(2.5.2-3)

ここで  $A$  は離散化係数,  $H$  は運動量の生成項を表している.

これより, 運動方程式は

$$Au = H - \nabla p$$

…(2.5.2-4)

速度は次のように書ける.

$$u = \frac{H}{A} - \frac{1}{A} \nabla p$$

…(2.5.2-5)

ここで連続の式は以下のように表せる.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0$$

…(2.5.2-6)

(2.5.2-5) 式を(2.5.2-6) 式に代入すると,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \frac{\rho}{A} H - \frac{\rho}{A} \nabla p \right) = 0 \quad \cdots(2.5.2-7)$$

となる. したがって

$$\nabla \cdot \left( \frac{\rho}{A} \nabla p \right) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \frac{\rho}{A} H \right) \quad \cdots(2.5.2-8)$$

を得る. 定常の場合は, 右辺の時間微分項が省かれる. 非圧縮性流体の場合は,

次式のようになる.

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{A} \nabla p \right) = \nabla \cdot \left( \frac{H}{A} \right) \quad \cdots(2.5.2-9)$$

上記の圧力方程式を解いて得られた圧力から, (2.5.2-5) 式により新しい速度が求められる.

### ① SIMPLE 法のアルゴリズム

1. 運動方程式 (2.5.2-4) を解き, 仮の速度を求める.
2. 圧力方程式 (2.5.2-8) あるいは (2.5.2-9) を解き, 圧力を求める.
3. (2.5.2-5) 式により速度を更新する.

以上の手順を残差が小さくなるまで繰り返す.

## ② PIMPLE 法のアルゴリズム

1. 運動方程式 (2.5.2-4) を解き, 仮の速度を求める.
2. 圧力方程式 (2.5.2-8) あるいは (2.5.2-9) を解き, 圧力を求める.
3. (2.5.2-5) 式により速度を更新する.
4. 上記の圧力の計算および速度の更新を指定回数だけ繰り返す.
5. 以上の手順を残差が小さくなるまで繰り返す.

以上の手順を必要な時間ステップ分繰り返す.

ここでPIMPLE 法はSIMPLE 法とPISO 法 (Pressure Implicit with Splitting of Operators) の組み合わせの方法である. PISO 法は非定常の圧縮性流れの反復計算を伴わない計算のために開発された圧力-速度の計算手順である. これは SIMPLE 法を改善するための補正手続きを多く含んでいる.

OpenFOAMのほとんどの流体力学ソルバーアプリケーションは, PISO もしくは SIMPLE アルゴリズムを使用する. これらのアルゴリズムは, 速度と圧力の方程式を解くための反復法で, PISO は非定常状態の問題に, SIMPLE は定常状態の問題に使う. 両アルゴリズムはいくつかの初期解を求め, 次に, それらを修正するという方法をとる. SIMPLE は1段階の修正しかしないが, PISO は1段階以上で, 大概は4段階以下の修正をする. 非直交性補正是6面体のセルのメッシュ

シユのように、メッシュ内の各面において隣接するセルの中心間のベクトルに  
面が平行であるなら、メッシュは直交している( $nNonOrthogonalCorrectors = 0$ )と  
して、そこから非直交性の度合いを設定して、その値に収まるように反復計算  
を行う。

これらの計算ではまず圧力場を予測する。次に速度の推測場を求めるために、  
推測した圧力場を用いて運動量保存式を解く。ここで真の圧力場と推測した圧  
力場との間の差を補正值として与える。補正值の圧力場を反復計算でゼロに近  
づけることによって推測値と真の値が等しくなる。

SIMPLE 法とPISO 法, PIMPLE 法の手順を図 2.5.2 – 1 ~ 図 2.5.2 – 3 で表  
した。

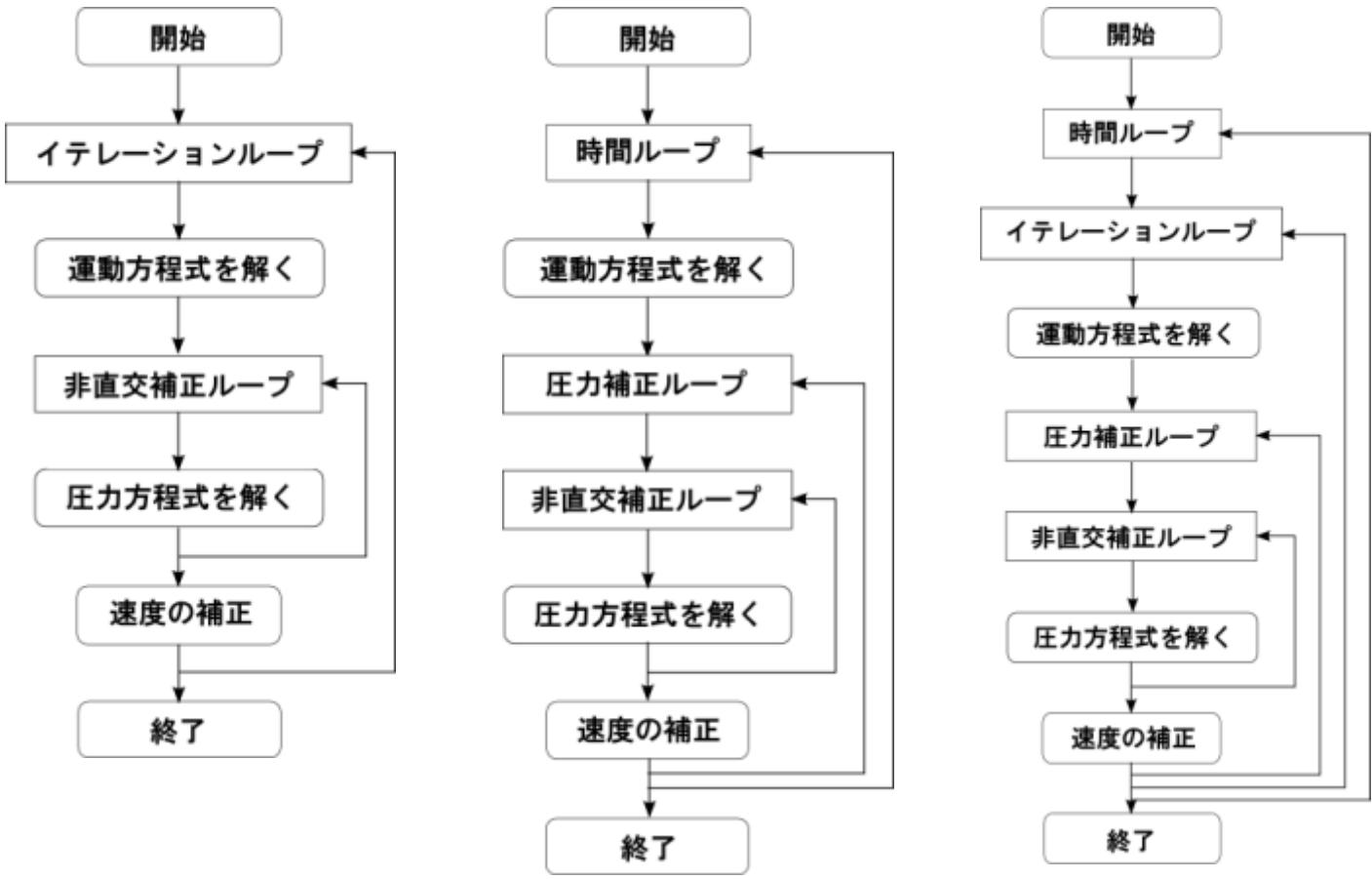


図 6.5.6.1. QM3D の IMEX 方 法

図 6.5.6.2. QM3D の SIMEX 方 法

図 6.5.6.3. QM3D の SIMEX-IMEX 方 法

## 2.5.3 乱流解析法

### 2.5.3.1 現象論モデル [10]

乱流の「完結モデル」の中では、2方程式モデルが最も簡単である。2方程式モデルでは、2つの輸送方程式を解くことにより、乱れ速度と長さスケールとを独立に求めることができる。標準k- $\epsilon$ モデルはこのタイプのモデルに属し、Launder と Spalding [11] によって提案されて以来、実用的なエンジニアリングの流れ計算においてさかんに使用されている。このモデルが、産業用の流れシミュレーションや伝熱シミュレーションで人気が高いのは、広い範囲の乱流に対して、堅牢さ、経済性、適正な精度を持つからである。これは半経験的モデルであり、モデル方程式は、現象論的考察と経験則に基づいて導出されている。2方程式の完結モデルのうち現在最もよく用いられているが、乱流エネルギー  $k$  とその散逸率  $\epsilon$  の2つについて輸送方程式を解く k- $\epsilon$  モデルである。以下では k- $\epsilon$  モデルの導出とその特徴について述べる。[12]

RANS で用いる時間平均を施した式を以下に示す。

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{U}) = 0 \quad \cdots(2.5.3.1-1)$$

運動量保存式 (x 成分)

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \operatorname{div}(U \mathbf{U}) &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + v \operatorname{div}(\operatorname{grad} U) \\ &\quad + \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial(-\rho \bar{u}'^2)}{\partial x} + \frac{\partial(-\rho \bar{u}' \bar{v}')}{\partial y} + \frac{\partial(-\rho \bar{u}' \bar{w}')}{\partial z} \right] \end{aligned} \cdots(2.5.3.1-2)$$

スカラー変数  $\phi$  の輸送式

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \operatorname{div}(\Phi \mathbf{U}) = \frac{1}{\rho} \operatorname{div}(\Gamma_\phi \operatorname{grad} \Phi) + \left[ -\frac{\partial(\bar{u}' \varphi')}{\partial x} - \frac{\partial(\bar{v}' \varphi')}{\partial y} - \frac{\partial(\bar{w}' \varphi')}{\partial z} \right] + S_\phi \cdots(2.5.3.1-3)$$

ここで  $U, u'$  はレイノルズ分解により生じる x 方向の平均流速, 変動成分を表している。(y 方向  $V, v'$  及び z 方向  $W, w'$  も同様)

$\Gamma_\phi$  は乱流あるいは渦の拡散率,  $S_\phi$  は輸送方程式の生成項を示す.

時間平均を施すことによって, 新たな追加項  $-\rho \bar{u}'^2 (= \tau_{xx})$ ,  $-\rho \bar{u}' \bar{v}' (= \tau_{xy})$ ,  $-\rho \bar{u}' \bar{w}' (= \tau_{xz})$ , (y, z 成分を含むと 6 つの変数) が追加される. これらの項は乱流応力の成分でレイノルズ応力とよばれる. この項は平均流れに及ぼす乱流の影響を表している. これらの追加項を解くためにさまざまな乱流モデルが開発された.

$k-\epsilon$  モデルなどの平均流れにおいて、粘性応力の作用とレイノルズ応力の間に相似性があるという仮定に基づいている。両方の応力は運動量保存式の右辺に現れ、ニュートンの粘性法則 (Newton's law of viscosity) では、粘性応力は流体要素の歪み速度に比例するとされている。非圧縮流体に対しては、次式が成り立つ。

$$\tau_{ij} = \mu s_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \cdots(2.5.3.1-4)$$

表記を簡略化するために、後置表記法 (suffix notation) を用いる。この表記法は  $i, j = 1$  は  $x$  方向に、 $i, j = 2$  は  $y$  方向に、 $i, j = 3$  は  $z$  方向に対応する。例を以下に示す。

$$\tau_{12} = \tau_{xy} = \mu \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

等温の非圧縮性流れ中にせん断がない限り、乱流が減衰する。さらに、乱流応力は平均歪み速度の増加に伴い増加する。Boussinesq は、1877 年にレイノルズ応力は平均歪み速度に比例するだろうと提案している。

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad \cdots(2.5.3.1-5)$$

ここで、 $k = \frac{1}{2}(\bar{u'^2} + \bar{v'^2} + \bar{w'^2})$  は、単位質量あたりの乱流運動エネルギーである。

$\mu_t$  は渦粘性係数を示す。

右辺の第1項は、乱流あるいは渦粘性 ( $\text{Pa} \cdot \text{s}$ ) が現れる点を除いて、(2.5.3.1-4) 式と似ている。次元が  $\text{m}^2/\text{s}$  の  $\nu_t = \mu_t/\rho$  で表す乱流あるいは渦粘性の場合もある。右辺の第2項にはクロネッカーのデルタ (Kronecker delta) ( $i = j$  の場合  $\delta_{ij} = 1$ ， $i \neq j$  の場合  $\delta_{ij} = 0$ ) が含まれる。この寄与により、この式から ( $i = j$  の) レイノルズ垂直応力や、 $\tau_{xx} = -\rho\overline{u'^2}$ ,  $\tau_{yy} = -\rho\overline{v'^2}$ ,  $\tau_{zz} = -\rho\overline{w'^2}$  という正しい結果が確かに導かれる。追加項の必要性について説明するため、非圧縮性流れを考え、(2.5.3.1-5) 式の最初の部分の挙動を調べる。垂直応力すべての和をとると、これは連続性を用いてゼロになることがわかる。

$$2\mu_t S_{ii} = 2\mu_t \left( \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} \right) = 2\mu_t \operatorname{div} \mathbf{U} = 0$$

…(2.5.3.1-6)

どんな流れでも、垂直応力  $-\rho(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$  は、単位体積当たりの乱流エネルギーの-2倍 ( $-2\rho k$ ) であることは明らかである。(2.5.3.1-5) 式では、垂直応力の和が物理的に常に正しいことを保証するために、その値が垂直応力成分それぞれに  $1/3$  ずつ割り当てられている。

熱、物質とほかのスカラー変数の乱流輸送を、同様にモデル化することができる。(2.5.3.1-5) から、乱流の運動量の輸送が、平均速度の勾配 (すなわち单位質量当たりの運動量の勾配) に比例すると仮定していることがわかる。相似性から、スカラーの乱流輸送は、輸送される変数の平均値の勾配に比例するとする。

$$-\rho \overline{u_i' \varphi'} = \Gamma_t \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}$$

…(2.5.3.1-7)

運動量と熱あるいは物質の輸送は同じ機構、つまり渦混合によるため、乱流拡散率の値は乱流粘性  $\mu_t$  の値とかなり近いことが期待される。この仮定は、レイノルズの相似性としてよく知られている。ここで、次式で定義される乱流のプラントル数、シュミット数を導入する。

$$\sigma_t = \frac{\mu_t}{\Gamma_t}$$

…(2.5.3.1-8)

多くの流れによる実験から、この比はたいていほぼ一定であることがわかって いる。

粘性の消散率  $\varepsilon$  を含むほかのすべての乱流量に対して、同様の輸送方程式を導出することができる (Bradshaw ら, 1981)。しかし、厳密な  $\varepsilon$  方程式は多くの未知数と測定不可能な項を含んでいる。ここで標準型  $k-\varepsilon$  モデルには  $k$  と  $\varepsilon$  に対する二つのモデル式があり、関連する過程により、二つの変数に変化が生じると いう考えに基づいている。

大きなスケールの流れで代表する速度スケール  $\theta$  と長さスケール  $l$  を定義す るために、 $k$  と  $\varepsilon$  を用いる。

$$\vartheta = k^{1/2} \quad l = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$$

高レイノルズ数で流れが急激に変化しない場合、大きな渦が平均流れからエネルギーを取り出す速度は、エネルギースペクトルを通過して小さな消散する渦にエネルギーが移動する速度と大雑把に一致するため、“大きな渦”のスケール  $l$  の定義に“小さな渦”の変数  $\varepsilon$  を用いることができる。

次元解析をすると、渦粘性を次式のように特定することができる。

$$\mu_t = C\rho\vartheta l = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \cdots(2.5.3.1-9)$$

ここで、 $C_\mu$  は無次元定数である。

標準型  $k-\varepsilon$  モデルは、 $k$  と  $\varepsilon$  に対する以下の輸送方程式を用いる。

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho k \mathbf{U}) = \operatorname{div}\left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \operatorname{grad} k\right] + 2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - \rho\varepsilon \quad \cdots(2.5.3.1-10)$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho\varepsilon \mathbf{U}) = \operatorname{div}\left[\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \operatorname{grad} \varepsilon\right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad \cdots(2.5.3.1-3)$$

この式は

$k, \varepsilon$  の変化割合 + 対流による  $k, \varepsilon$  の輸送 =

拡散による  $k, \varepsilon$  の輸送 +  $k, \varepsilon$  の生成割合 -  $k, \varepsilon$  の消散割合

を表している。

この方程式には、5つの調整可能な定数 $C_\mu, \sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$ が含まれる。

幅広い乱流流れの範囲に対して適合する総合的なデータ (LaunderとSpalding 1974) を表 2.5.3.1 に示した。

表 2.5.3.1 標準型  $k-\varepsilon$  モデルの定数一覧

$c_\mu$	$c_{1\varepsilon}$	$c_{2\varepsilon}$	$c_{3\varepsilon}$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$\sigma_t$
0.09	1.44	1.92	0.0-0.2 ( $G < 0$ )	1.0 ( $G > 0$ )	1.0	1.3 0.5-0.7 (Free shear layer) 0.9 (Near-wall)

### 2.5.3.2 乱流について

乱流とは 3 次元の非定常渦運動で不規則かつ複雑な乱れた流れの状態のことである。これは流体運動において慣性力が粘性力よりも卓越しているために起こる現象である。円管における十分発達した流れにおいて、距離  $l$  の 2 点間の摩擦損失による圧力降下は次式で表わされる。(図 2.5.3-1)

$$\Delta P = |p_1 - p_2| = \frac{1}{2} \lambda \rho u^2 \times \left( \frac{L}{D} \right) [N/m^2] \quad \cdots(2.5.3.2-1)$$

ここで、 $\lambda$  は管摩擦係数である。

乱流の場合、壁面せん断応力を求めれば、管摩擦係数が理論的に求められる。実際の場合に合うように、参考文献 [13] に記載されているような、係数を修正したカルマン・ニクラーゼ (Karman-Nikuradse) の式が与えられている。

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2.03 \log_{10} (\text{Re} \sqrt{\lambda}) - 0.8$$

…(2.5.3.2-2)

実験式としては、ブラジウスの式がある。

$$\lambda = 0.3164(\text{Re}^{-\frac{1}{4}}) \quad (3 \times 10^3 < \text{Re} < 10^5)$$

…(2.5.3.2-3)

乱流の場合、管摩擦は管の粗さに依存する。管の粗さが層流底層の厚さより小さければ影響ないが、大きくなると粗さによって管摩擦が異なってくる。管の粗さが十分大きい場合、管の粗さ（凹凸の平均高さ） $\varepsilon$  とすると、壁法則は次式で与えられる。

$$\frac{U}{u^*} = 5.75 \log_{10} \frac{y}{\varepsilon} + 8.48$$

…(2.5.3.2-4)

これを用いると、円管の管摩擦係数は次式で与えられる。

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2.03 \log_{10} \frac{\varepsilon}{d} + 1.14$$

…(2.5.3.2-5)

これよりわかるように、粗さが十分大きいときは、摩擦係数は  $\text{Re}$  に無関係となり管の粗さのみにより決まる。図 2.5.3.2-2 に円管の管摩擦係数実験結果を示す。また、図 2.5.3.2-3 はこれらの結果をまとめたもので、ムーディ (Moody) 線図と呼ばれ、管路系の損失を計算するときに用いられる。なお、円形

以外の断面の管については、水力直径と同じ直径をもつ円管として管摩擦損失を計算しても実用上差し支えない。

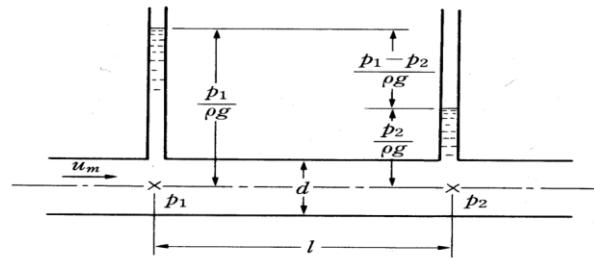


図 2.5.3.2-1 配管摩擦による圧力損失

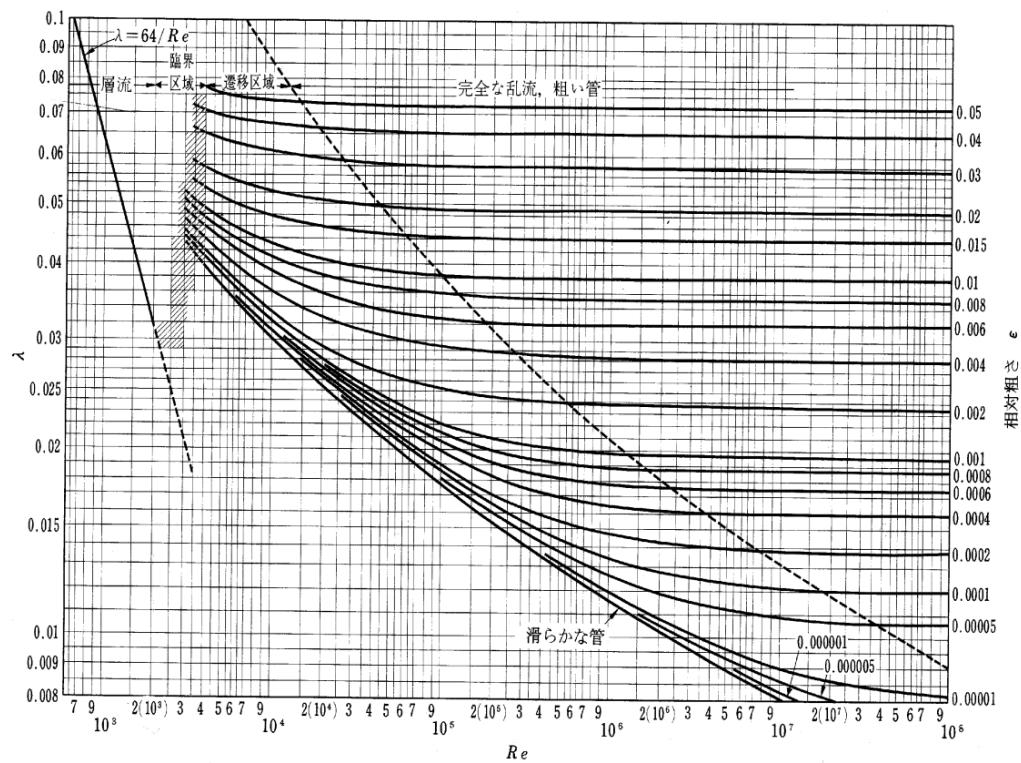
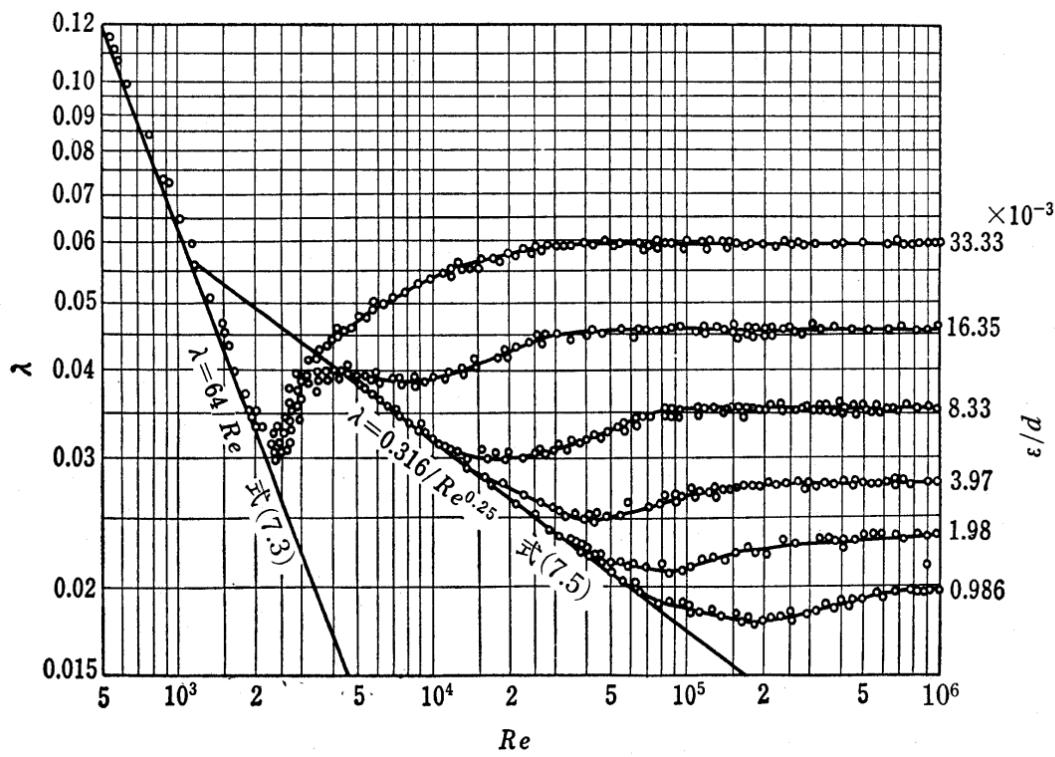


図 2.5.3.2-2 配管摩擦係数

図 2.5.3.2-3 ムーディ線図

## 2.5.4 離散化スキーム

### 2.5.4.1 有限体積法 [14]

OpenFOAM では、有限体積法を用いている。有限体積法は、コントロールボリューム法とも呼ばれ、連続体の偏微分方程式を離散化して解く手法の一つである。連続体をコントロールボリュームあるいはセルとも呼ばれる多面体で分割し、方程式をセルの体積積分の形で表す（図 2.5.4.1）。注目セルの中心  $P$  と隣接セルの中心  $N$ 、両セルが共有する面  $f$  を示している。

離散点をセルの中心に置き、セル内部の値をセル中心の値で代表させる。セル中心の位置を次式で表す。

$$x_P = \frac{\int x dV}{\int dV} \quad \cdots(2.5.4.1-1)$$

ここで  $x$  は位置ベクトルであり、添え字  $P$  は注目しているセルの値、 $V$  はセルの体積を表す。積分の範囲は注目セルの内部とする。上式より次式が成り立つ。

$$\int (x - x_P) dV = 0 \quad \cdots(2.5.4.1-2)$$

スカラー量  $\phi$  を考え、セル中心まわりでテーラー展開すると

$$\phi(x) = \phi(x_p) + (x - x_p) \cdot \nabla \phi(x_p) + \dots$$

これをセルにおいて積分すると

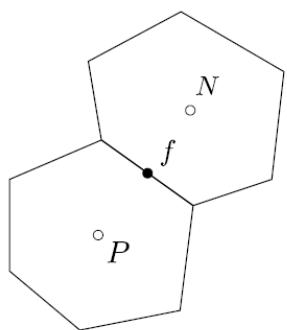
$$\int \phi(x)dV = \int \phi(x_P)dV = \phi_{_P} V_P$$

...(2.5.4.1-4)

これより、 $\phi$  のセル内部での積分値はセル中心値  $\phi_p$  とセル体積  $V_p$  の積で表されることがわかる。また

$$\phi_P = \frac{\int \phi(x) dV}{\int dV} \cdots (2.5.4.1-5)$$

なので、 $\phi_P$  はセル内部における体積平均値を表していることになる。



ここではスカラー輸送方程式で離散化を考える.

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \phi u) = \nabla \cdot (k \nabla \phi) + S$$

…(2.5.4.1-6)

ここで  $\rho$  は密度,  $u$  は流速ベクトル,  $k$  は拡散係数,  $S$  はソース項である.

これを有限体積法で離散化する. まず, 方程式をセルにおいて積分する.

$$\int \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \int \nabla \cdot (\rho \phi u) dV = \int \nabla \cdot (k \nabla \phi) dV + \int S dV$$

…(2.5.4.1-7)

これは次式のように書ける

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V_p + \int \nabla \cdot (\rho \phi u) dV = \int \nabla \cdot (k \nabla \phi) dV + S_p$$

…(2.5.4.1-8)

時間微分は差分法で離散化するとして, 空間微分の離散化について考える.

発散はガウスの発散定理により次のように表す.

$$\int \nabla \cdot u dV = \int u \cdot n dS = \sum u_f \cdot S_f$$

…(2.5.4.1-9)

ここで,  $n$  はセル表面の法線ベクトルを表す. 添え字  $f$  は多角形セルのひとつ  
の面の中心の値を意味する.  $S_f$  は面の面積を大きさとして持つ法線ベクトル  
(面積ベクトル) である.

ラプラシアンについても同様である.

$$\int \nabla \cdot (k \nabla \phi) dV = \int (k \nabla \phi) \cdot n dS = \sum k_f (\nabla \phi)_f \cdot S_f$$

…(2.5.4.1-10)

勾配についても同様の考え方で

$$\int \nabla \phi dV = \int \phi n dS = \sum \phi_f S_f$$

…(2.5.4.1-11)

さて, ここで未知なのは  $\phi_f$  や  $(\nabla \phi)_f$  といった面中心の値である. これらの  
表しかたで離散化の精度が決まる. これらの補間や離散化の方法のことを, 補  
間スキームとか離散化スキームなどという. 線形補間が単純な方法である.

$$\phi_f = \omega \phi_P + (1 - \omega) \phi_N$$

…(2.5.4.1-12)

ここで、添え字  $N$  は注目セルから注目面を挟んだ隣のセル(隣接セル)を表す。 $\omega$  は注目セル中心から面中心までの距離と注目セル中心から隣接セル中心までの距離の比である。

$$\omega = \frac{|x_f - x_N|}{|x_N - x_P|} \cdots (2.5.4.1-13)$$

ただし、線形補間は差分で言えば中心差分にあたり、対流項で使うには問題がある。対流項には次の風上スキームのようなものを用いる。

$$\phi_f = \begin{cases} \phi_P & (u_f \cdot S_f \geq 0) \\ \phi_N & (u_f \cdot S_f < 0) \end{cases} \cdots (2.5.4.1-14)$$

面中心の勾配  $(\nabla \phi)_f$  については、 $(\nabla \phi)_f \cdot S_f$  の形で面の法線方向の勾配として離散化する。

$$(\nabla \phi)_f \cdot S_f = \frac{\phi_N - \phi_P}{|x_N - x_P|} |S_f| \cdots (2.5.4.1-15)$$

以上の方程式を離散化すると、一般に次のような形で表せる。

$$A_P \phi_P + \sum A_N \phi_N = b$$

…(2.5.4.1-16)

ここで  $A_P, A_N$  は係数,  $b$  は右辺である. これを全セルで合成すると, 偏微分方程式に対応した代数方程式ができる.

#### 2.5.4.2 TVD スキーム [12]

今回の研究では主に TVD (Total Variation Diminishing, 全変動減少) スキームのうちの Van Leer を使用している.

対流項の離散化に対して, 三次精度以上のスキームが, さまざまな成功の度合いで開発されている. このような高次精度スキームでは, 境界条件を設定することが難しい場合がある. QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinetics) スキームやほかの高次精度スキームではアンダーシュートやオーバーシュートを生じる (計算値の過剰, 過少表現する) 可能性があるため, これらの問題を避けるための新たな二次精度スキームが開発された. TVD スキームの類は, 振動のない解を得るために特別な手法で定式化され, 数値流体力学の計算に用いられる. TVD は, 時間に依存する気体力学の問題の基礎式の離散化で用いられる性質がある. 近年, この性質を持つスキームが一般的な数値流体力学の解法でも有名になっている. TVD の原理の発展には数学的背景がある. しか

し、一般的なスキームの基本的な性質とその欠点を考えることで、TVD スキームの背景は離散化の方法の背景から簡単に説明することができる。

基本的な風上差分法は最も安定であり、無条件に有界（主に係数行列が対角優位である：離散化方程式の係数は常に正）なスキームである。しかし、低次精度（一次精度）であるため、大きな偽拡散（false diffusion）（生じた誤差が拡散のような振る舞いをすること）が生じる。また、"偽振動" や "振動（wiggles）"（厳密解に対して振動しているような挙動のこと）が生じる可能性がある。乱流量、すなわち乱流エネルギーや消散率を解くためにこのような高次精度スキームを用いる場合、振動が物理的に非現実的な負の値や不安定性を招く可能性がある。TVD スキームでは、拡散項を加える、もしくは風上点の重みを大きくすることで振動の影響を抑える。

## 2.6 クーラン数

クーラン数は（Courant number）は差分計算上現れる次の無次元数である。

$$C = \frac{\Delta t}{\Delta x} u \quad \cdots(2.6-1)$$

その物理量に意味するところを考えてみると、まず、 $\Delta t u$  は時間刻み幅  $\Delta t$  の間に移流する距離である。そしてこれを格子幅  $\Delta x$  で割っている。したがって、 $\Delta t$

の格子の間に格子を何個分移流するかが、クーラン数の意味である。

風上差分では、時間差分スキームをオイラー陽解法とした時、数値安定性の条件が、 $C < 1.0$  となる。この条件は  $\Phi_i^n = 1 (i = \dots, -2, 0, 2 \dots)$  の分布を風上差分

$$\Phi_i^{n+1} = \begin{cases} \Phi_i - \Delta t u \frac{\Phi_i^n - \Phi_{i-1}^n}{\Delta x} u \geq 0 \\ \Phi_i - \Delta t u \frac{\Phi_{i+1}^n - \Phi_i^n}{\Delta x} u < 0 \end{cases}$$

に代入し、計算される  
…(2.6-2)

$\Phi_i^{n+1} < 1 (i = \dots, -3, -1, 1, 3, \dots)$  とする制約を課すことによって得られる。こ

の条件の意味するところは、 $\Delta t$  の間に許される移流距離は格子 1 個分未満である、ということである。1 より大きくなると、そのメッシュには何も情報が残らないまま、次のメッシュの計算が行われ、次の計算において破綻をきたす。この条件は CFL 条件 (Courant-Friedrichs-Levy condition) と呼ばれる。

$C = \frac{\Delta t}{\Delta x} u$  を  $C < 1.0$  に代入すると次の式が得られる。

$$\Delta t < \frac{\Delta x}{u}$$

…(2.6-3)

右辺の  $\Delta x$  は格子によって決まり、 $u$  は流れ場によって決まるから、 $\Delta t < \frac{\Delta x}{u}$  は

$\Delta t$  に対する制約条件になる。すなわち、

$$C_x + C_y + C_z < 1.0$$

$$C_x = \frac{\Delta t}{\Delta x} u, C_y = \frac{\Delta t}{\Delta y} v, C_z = \frac{\Delta t}{\Delta z} w$$

…(2.6-4)

ただし,  $(u, v, w)$  は  $(x, y, z)$  系の速度成分である. [9]

今回の過渡解析では時間刻み幅 0.001 secを用いた. クーラン数は 1 以下の値であることが計算収束上重要であり, この条件を十分満たしている. 計算時間はそれぞれのパラメータの変動が落ち着いた時間 (25 sec)として評価した.

## 2.7 OpenFOAM について

### 2.7.1 OpenFOAM とは

OpenFOAM (Open source Field Operation And Manipulation) とは, GNU General Public License (GPL) のもとで公開されているオープンソースの数値流体力学ツールボックスである. オブジェクト指向プログラミング言語 C++ で開発された偏微分方程式ソルバ開発用のクラスライブラリであり, C++ のシンタックスをフルに活用して高い記述性と拡張性を実現している.

OpenFOAMは有限体積法を中心とする偏微分方程式ソルバ開発用のクラスライブラリと,それによって作られたいくつかのソルバおよびツール群である.

### 2.7.2 OpenFOAM の沿革 [15]

もともと英国 Imperial College で開発されたものを Nabla 社が "FOAM" という名で販売していたものが, 2004 年, OpenCFD 社から "OpenFOAM"

としてオープンソースで公開された。2011年8月、OpenCFD社はSilicon Graphics社(SGI)に買収されたが、OpenFOAMは非営利団体OpenFOAM Foundationから引き続きオープンソースとして公開されることになった。2012年9月、OpenCFD社はさらにESI Groupに買収された。

"OpenFOAM"はOpenCFD社の商標登録である。

2015年3月、OpenFOAM("FOAM")の生みの親たるHenry Weller氏はOpenCFD社から出てCFD Directという会社を起ち上げ、OpenFOAM Foundation/OpenFOAMプロジェクトメンバの立場でOpenFOAMの開発を行っている。2016年、OpenFOAMの権利保有者による「公式」リリースとして、OpenFOAM FoundationによるOpenFOAMと、OpenCFD社(ESI)によるOpenFOAM+とが並び立つこととなった。

### 2.7.3 OpenFOAMの構成

OpenFOAMは表2.7.3のような構成になっており、偏微分方程式ソルバ開発用のC++クラスライブラリが構成の大部分を占める。それ以外には、クラスライブラリによって作られた標準ソルバ(主に流体解析を行うためのプログラム)と標準ユーティリティ(ソルバ利用の補助するツール)がある。また、すべてに対応しているわけではないが、標準ソルバ用のチュートリアルケースも用意されている。ここで「ケース」(case)とは、シミュレーションでは計算条件

件(計算対象の寸法や境界条件など)を意味するが, OpenFOAMなどの流体解析ソフトでは, 計算条件を含んだファイルあるいはディレクトリのことを意味する. OpenFOAM のケースは, ディレクトリにより構成される.

ドキュメントとしては, ユーザーガイド(User Guide)とプログラマーズガイド(Programmer's Guide)が用意されている.

表2.7.3 OpenFOAMの構成

---

ソルバ開発用の C++ クラスライブラリ

標準ソルバ

標準ユーティリティ

標準ソルバ用のチュートリアルケース

ドキュメント(ユーザーガイド, プログラマーズガイド)

---

## 2.7.4 OpenFOAM のメッシュ作成機能 [16]

### 2.7.4.1 メッシュの記法

メッシュは数値解析において不可欠のものであり, 妥当で精密な解を得るためにには一定の条件を満している必要がある. OpenFOAM は, 実行時, メッシュが妥当かどうかの一連の条件を満しているか厳しくチェックし, もしその条件を満していない場合には, 実行を止める. このため OpenFOAM が実行する

前に、メッシュの作成に苦戦するかもしれない。しかし、メッシュの妥当性のチェックを行わなかったら、計算が始まる前に解は発散してしまうこともあるため、OpenFOAM がメッシュの妥当性を常にチェックする重要性がわかる。

OpenFOAM は、任意の多角形の面に囲まれた 3 次元で定義される任意の多面体セルによってメッシュを定義するので、セルの面の数は無制限であり、その面についても、辺の数は無制限で配列についても何の制約もない。このような汎用性が高いメッシュを OpenFOAM では polyMesh と定義している。このような形式のメッシュを用いていると、特に計算領域の幾何形状が複雑な場合や、それらが何度も変更されるときに、メッシュの生成やその操作においてとても大きな自由度がある。だが、このようにメッシュが無条件の汎用性をもつた代償として、従来のツールによって生成されたメッシュを変換するのは難しいこともある。そのため、OpenFOAM のライブラリは、既存のセル形状セットを元にした従来のメッシュのフォーマットを上手く扱う cellShape ツールを提供している。

#### 2.7.4.2 OpenFOAM 用メッシュの作成

OpenFOAM のソルバのような有限体積法による熱流体解析ソルバは、解析する空間をセルで分割したメッシュを作る必要がある。メッシュを作成する場

合, ダクト内や車体回りなどの空間形状を直接メッシュで作成することもあるが, ふつうは解析する空間を囲む形状を先に定義して, その中にメッシュを割り当てるような手順を踏む. このとき, 空間を囲む形状のことをモデルと呼ぶことがある (形状とメッシュを合わせてモデルという場合もある).

OpenFOAM 用のメッシュを作成するには, メッシュ作成専用のソフトを用いる. 今回の研究で用いた 商用ソルバ用のメッシュ作成ソフト ICEM CFD ではソフト上でメッシュ作成して, それを OpenFOAM 用のメッシュに変換する方法を用いた. 商用ソルバを用いない方法の場合は, メッシュ作成をFreeCAD で行い, OpenFOAM の標準ユーティリティのblockMesh およびsnappyHexMesh を用いてメッシュを作成した.

#### 2.7.4.3 blockMesh について

blockMesh は, OpenFOAM の標準ユーティリティに含まれるもので, 構造格子状に分割されるブロックによってメッシュを構成する. ケースディレクトリの constant/polyMesh に, blockMeshDict というつぎのような内容のファイルを用意する.

blockMesh の原則は, 一つあるいは複数の 3 次元の六面体のブロックに領域を分割することである. ブロックの辺は, 直線, 円弧またはスプラインで

あるかもしれない。blockMesh ではブロックの各方向の多くのセルとして表面  
上指定される情報が、メッシュ・データを生成するのに必要となる。

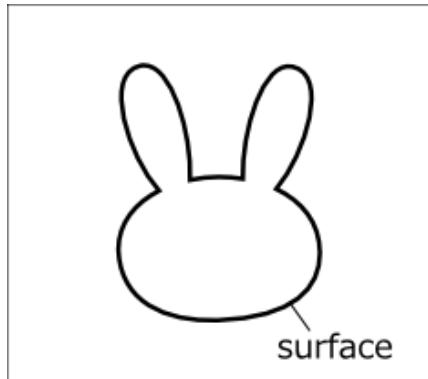
#### 2.7.4.4 snappyHexMesh について

snappyHexMesh は、OpenFOAM の標準ユーティリティに含まれるもので、構  
造格子状のメッシュを形状に適合させることでメッシュを構成する。STL など  
の形状ファイルから、ほぼ六面体セルによるメッシュを半自動的に作成するこ  
とができる。ベースとなるメッシュは blockMesh で作成する snappyHexMesh  
の設定は system/snappyHexMeshDict で行うが、かなり大規模な設定ファイル  
になるので、チュートリアルケースからコピーしたものを修正し用意した。  
STL などの形状ファイルは constant/triSurface に入れておく。形状ファイルと  
しては、STL ファイルのほか OBJ ファイルや VTK ファイルも使える。

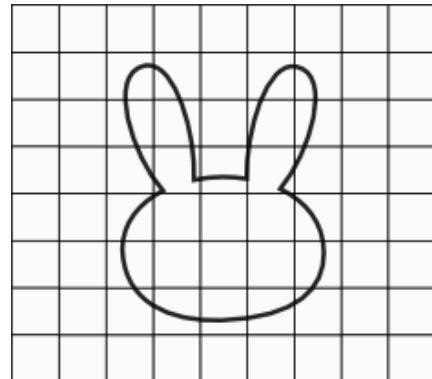
snappyHexMesh の手順を下記に示した。(図 2.7.4 ※説明のため 2 次元図)

1. STL などの形状ファイル（サーフェイス）を用意する。
2. blockMesh でベースとなるメッシュを作成する。
3. 境界近傍を六面体で細分化する。  
サーフェイス全体に対して行う。
4. 領域外にある部分のセルを取り除く。("castellate" という操作)
5. 領域外に飛び出た部分をサーフェイスに合わせる。("snap" という操作)

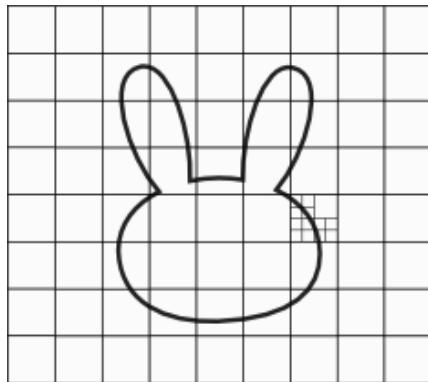
6. 必要に応じて境界層メッシュを挿入する.



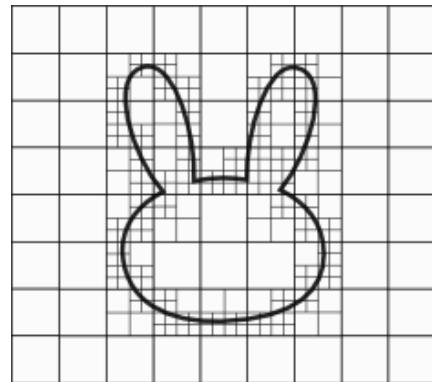
1. サーフェイスを用意



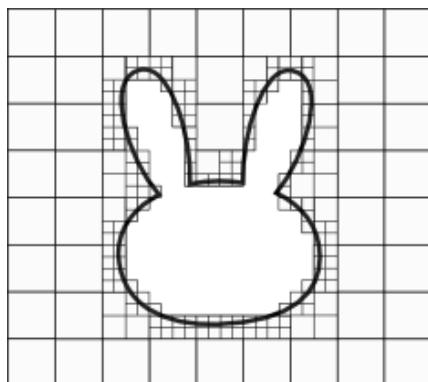
2. ベースとなるメッシュを作成 (blockMesh)



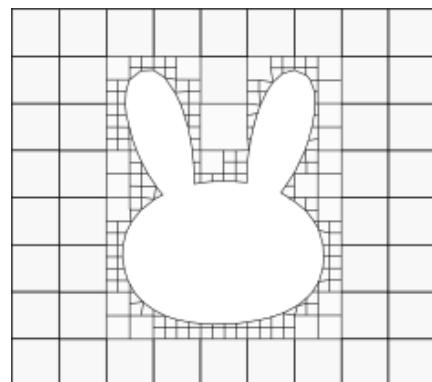
3.1 細分化 (一部)



3.1 細分化 (全体)



4 領域外を取り除く



5 メッシュをサーフェイスに合わせる

図2.7.4 snappyHexMesh のメッシュ作成手順

## 2.8 LSTF について [17]

### 2.8.1 試験装置の完成にいたる経緯

日本原子力研究所では、昭和57年度以来、加圧水型炉（PWR）の小口径破断冷却材喪失事故（SBLOCA）ならびに関連する異常な過渡変化に関する実験研究である、ROSA-IV 計画を実施してきた。

ROSA-IV 計画は、SBLOCA に関する知見が大口径破断冷却材喪失事故に関する知見に比べて少ない所から、SBLOCA 等を模擬した実験を数多く行い、PWR による原子力発電所の安全評価や実験解析に貢献する事を目ざしている。SBLOCA を拡大させる事なく速やかに収束させる事は PWR の安全を確保する上で優先度の高い課題である。

ROSA-IV 計画は昭和 55 年度に、TMI-2 原子力発電所事故の教訓事項を受けて安全研究年次計画に組みこまれ、以降逐次具体化されて今回の LSTF の完成に至った。

### 2.8.2 ROSA-IV 計画の目的と構成

ROSA-IV 計画の目的を一言でいえば、SBLOCA ならびに関連する異常な過渡変化が生じたときの、PWR の振舞を予測する計算の妥当性を検証する事である。ROSA-IV 計画では、LSTF による実験の実施に先立ち実験の結果を予測する計算を行っておき、実験の実施後計算と実験の結果を比較し、両者の一致、不一致を吟味し、漸次よい一致が得られるよう、コードを改良して行く事を目的としている。LSTF による実験の結果との比較による改良に加えて、TPTF による

個別効果実験の結果の計算コードへの組みこみも行われる。

このようにして、妥当性を検証した計算コードは PWR の振舞を予測する計算に用いられ、計算を通じて設計の適否についての評価、運転員の事故時対応の訓練等に貢献する事ができる。

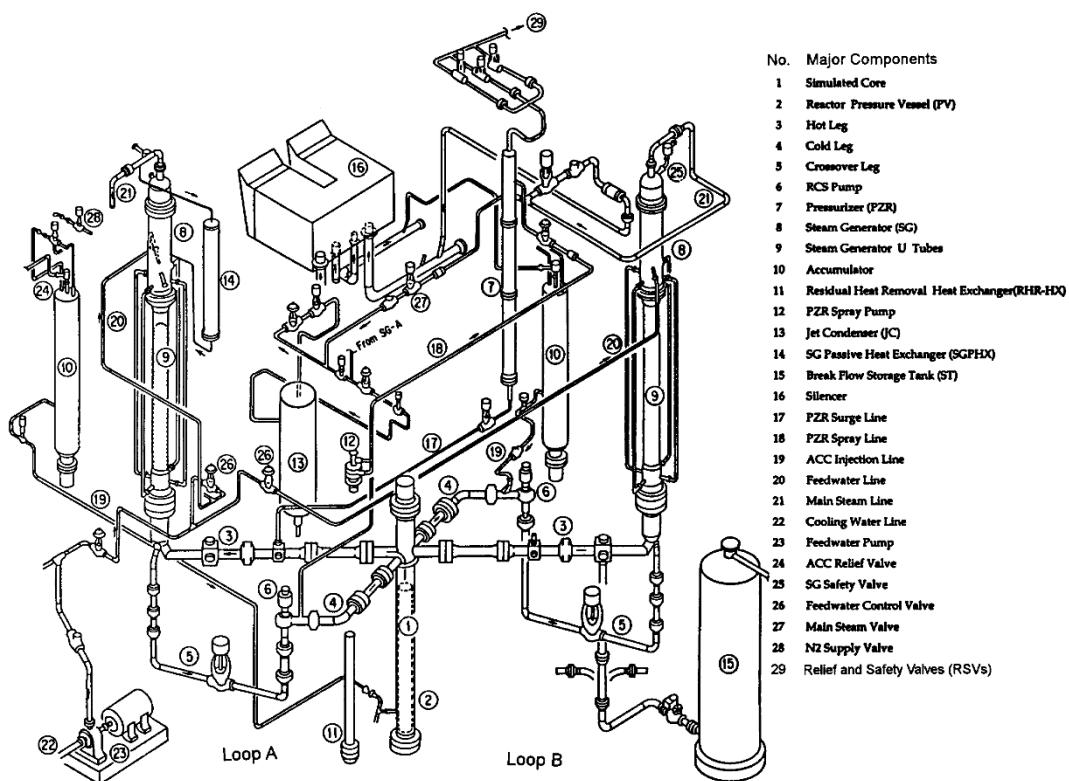
### 2.8.3 LSTF の概要

LSTF は PWR の振舞を可能な限り正確に模擬するための試験装置であるので、試験装置としては非常に大規模なものになった。LSTF の設計上の特徴を記すと次のようになる。(1) 模擬燃料棒の本数と模擬 1 次冷却系の容積は実際の PWR の 48 分の 1。(2) 1 次冷却系の主要な機器（模擬圧力容器、蒸気発生器等）それ自身の高さ、設置場所の高さは実際の PWR と同じ。(3) 1 次冷却設備の配管には大口径のものを使用。(4) 最高使用圧力と温度は実際の PWR の運転条件と同じ 16 MPa, 600 K.

図 2.8 は LSTF の 1 次系、2 次系の概念図である。LSTF は内部に模擬炉心① を格納した圧力容器② を中心に、1 次主冷却ポンプ⑥、蒸気発生器⑧ を備えた 2 系統の 1 次冷却系を模擬した循環ループを備えている。蒸気発生器で発生した蒸気は外部に放出するか、ジェット・コンデンサーにより凝縮させ、蒸気タービンを模擬する。LSTF にはまた、加圧器、ECCS 関連機器、逃がし安全弁等が装着されている他、配管の小口径破断を模擬する急速開放弁がついて

いる。

模擬炉心は通電により最大10,000 kWの発熱をする。図2.8には示していな  
いが、LSTFには2,500点の計測器がとりつけられており、圧力、温度、流速等



の時間的变化を追う事ができるようになっている。LSTFと同様の目的をもって  
製作された試験装置は、フランスや米国、西独にもあるが、LSTFよりも小規模  
なものばかりである。

図2.8 LSTF の全体図

## 2.9 解析条件

次に、主な解析条件について示す。

- ・CFDコード

OpenFOAM ver.4.xを使用する。

- ・使用した乱流モデル

buoyantKEpsilon, 標準k- $\varepsilon$ モデル

- ・境界条件

作動流体は水単相にする。初期条件である配管内の流れはすべて 0 m/s で与え、

温度は 554.6 K である。流入境界には LSTFの実験で計測された質量流量 hot

inlet  $V_{in1} = 6.0 \text{ kg/s}$ , cold inlet  $V_{in2} = 0.9369 \text{ kg/s}$  であり、温度条件は hot inlet  $T_{in1}$

$= 554.6 \text{ K}$ , cold inlet  $T_{in2} = 299.2 \text{ K}$ である。圧力も同様に実験データの 15.36 MPa

に設定し、各計算時間で計算メッシュ周りのパラメータを用いて計算するよう

に設定した (calculated)。

- ・メッシュの第1層厚さ

メッシュの第1層厚さはPrandtl-Karmanの式と入口平均レイノルズ数より  $y+50$

程度として与えた。

- ・壁条件

ダウンカマは半環状で表しているが、実際の圧力容器では環状であるため、y-z  
断面の壁条件のみ滑りあり (slip) にし、残りの壁は滑りなし (Non slip) にした。

- ・使用した離散化スキーム

vanLeer (TVD スキーム), Gauss upwind (風上差分), Gauss linear (中心差分)

- ・使用したソルバ

buoyantPimpleFoam (非定常熱流動解析), simpleFoam (定常流動解析)

- ・計算機

Linux (DEXCS2016 : OpenFOAM で使用するソフトウェアを統合したパッケージ)

ポスト処理: paraview

## 2.10 評価方法

LSTF 実験データ [18] で用いられた熱電対の計測データと比較した。

熱電対の位置を図 2.10-1 と図 2.10-2 に示した。

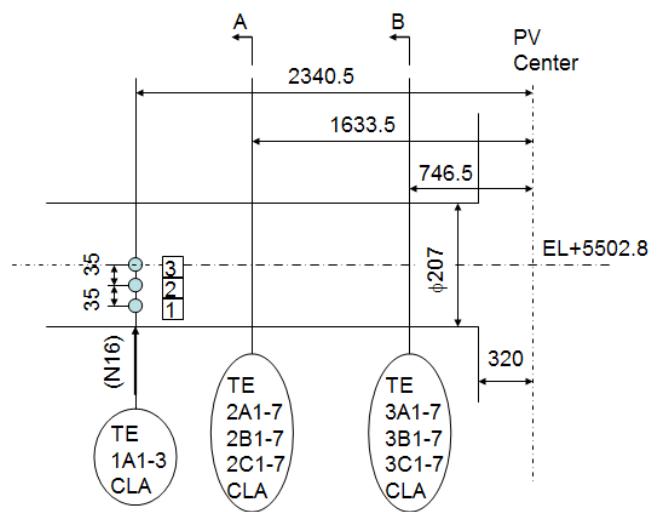


図2.10-1 コールドレグ内の熱電対位置

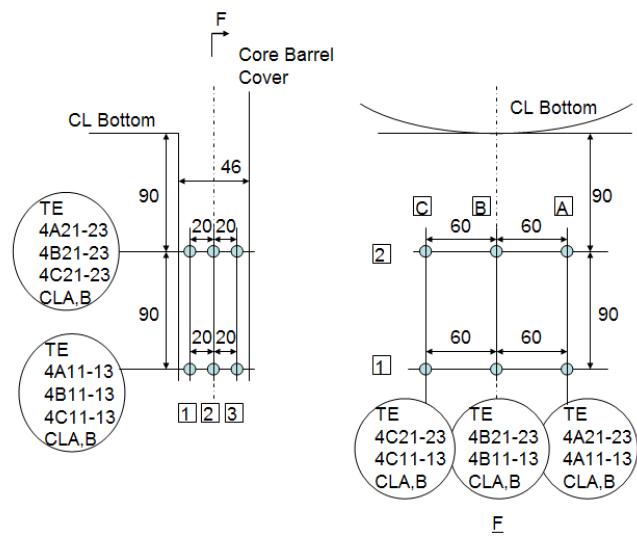


図2.10-2 ダウンカマ内の熱電対位置

## 第3章 メッシュ比較による解析

### 3.1 計算手順

OpenFOAM の解析手順を以下に示した。(図 3.1)

1. 解析対象の条件を考える.
2. 形状を作成する.
3. 形状からメッシュの作成に取りかかる.
4. 境界条件を設定する.
5. 計算を実行する.
6. ポスト処理する.

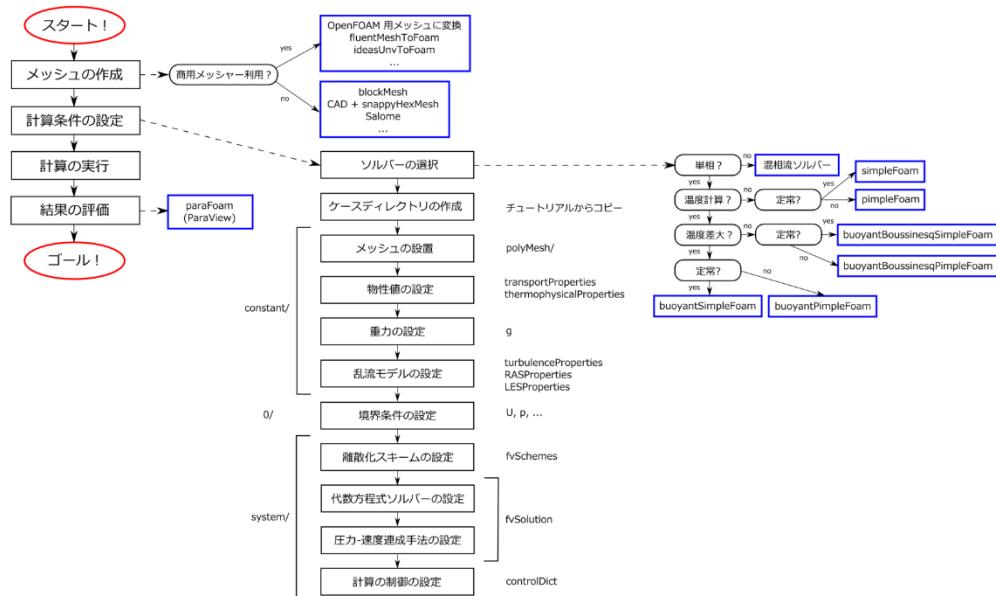


図 3.1 OpenFOAM の解析手順

図 3.1 をもとに計算を進めた.

まずメッシュは前章で述べた、LSTF をモデルに blockMesh と snappyHexMesh 及び ICEM CFD で作成した。

計算条件は時間による変化も見たいため非定常計算で、実験データと比較するために温度差のある熱計算を考慮している buoyantPimpleFoam を選択した。

今回使用したベースチュートリアルは OpenFOAM による熱移動と流れの数値解析（オーブン CAE 学会 2016）に挙げられている、mixing elbow を参考にした。[19]

ベースチュートリアルの計算条件からの主な変更点を以下に示した.

- |            |   |
|------------|---|
| 1. 熱計算     | → simpleFOAM から buoyantPimpleFOAM に変更     |
| 2. 热物性設定.1 | →作動流体の変更 (air から water に変更)               |
| 3. 離散化スキーム | →一次精度 (Gauss upwind) から二次精度 (VanLeer) に変更 |
| 4. 热物性設定.2 | →作動流体の変更 (water から hot water に変更)         |
| 5. 乱流強度    | →デフォルトより変化 (流体混合の比較)                      |
| 6. 乱流モデル   | →浮力を考慮している buoyantKEpsilon に変更            |

以上を踏まえて計算を行い、ポスト処理を paraview を使用して、温度分布や流速を観測した.

### 3.2 メッシュ比較による計算

まずは、多くの CFD コードで検証されている 10 MPa における ECCS 注水時における、モデルの解析を文献 [20] を参照に比較した.

前章で紹介した 4 種類のメッシュ比較を主に行つた.

高温水の入り口 (配管中心を 0.0 m とする) から 2.05 m (枝管から 0.59 m) の地点における配管下から上にかけての温度分布を実験データと比較し図 3.2-1 に示した. また、解析データから枝管の合流部でどのような変化が起こっているのかを知るために、合流後のデータ (速度の絶対値、温度) をコンター図にし、流れがどう変化しているかを調べる. 解析データから各配管内でどのような変化が起こっているかを知るために、x-z 平面と y-z 平面 (枝管 0.1m 上流から 0.1m ごとのデータ) でコンター図 (図 3.2-2.3) を作成した. 計算の基礎データを表 3.2-1 と表 3.2-2 に示した.

表 3.2-1 10 MPa における境界条件

境界条件	温度 (K)	流量 (kg/s)	圧力 (MPa)	k	$\varepsilon$
高温入口	554.6	6.00	calculated	2.10E-04	3.45E-05
低温入口	299.2	0.936	calculated	2.32E-03	6.74E-03
出口	zeroGradient	zeroGradient	10.28	zeroGradient	zeroGradient

計算条件					
初期条件	温度 (K)	流量 (kg/s)	圧力 (MPa)	k	$\varepsilon$
	554.6	0	10.28	2.10E-04	3.45E-05
ソルバ	buoyantPimpleFoam				
乱流モデル	buoyantKEpsilon				
離散化スキーム	Gauss uplinear , VanLeer				
計算時間	25 s				

表 3.2-2 10 MPa における計算条件

表3.2における $k$ と $\varepsilon$ は参考 [12] をもとに計算した.

文献より乱流強度  $T_i$  と代表長さ  $L$  から簡単に仮定した次式より、内部流れにおける  $k$  と  $\varepsilon$  に対する流入分布に対する粗い近似式を以下に示す.

$$k = \frac{3}{2} (U_{ref} T_i)^2 \quad \cdots(3.2-1)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l} \quad \cdots(3.2-2)$$

$$l = 0.07L \quad \cdots(3.2-3)$$

$U_{ref}$  は代表速度、 $l$  は混合長 (mixing length) である.

$C_\mu$  はモデル定数で、普通 0.09 が使われる.

図3.2-1～図3.2-3における記号を以下に示す (下付きはメッシュ名を示す).

- $T_e$  : 実験データの温度範囲
- $T_{s1}$  : snappyHexMesh によるレイヤなしメッシュの温度分布
- $T_{s2}$  : snappyHexMesh によるレイヤありメッシュの温度分布
- $T_{i1}$  : ICEM CFD による入口断面が正多角形のメッシュの温度分布
- $T_{i2}$  : ICEM CFD による入口断面が甲羅形のメッシュの温度分布

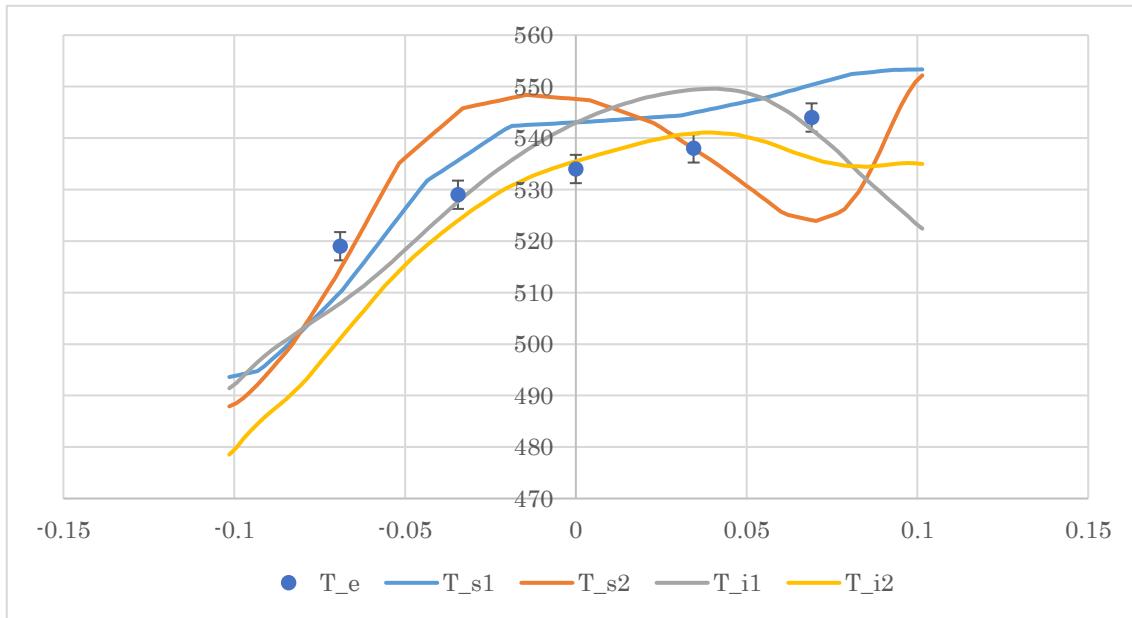


図 3.2-1 各メッシュにおける 2.05 m 地点における温度分布比較

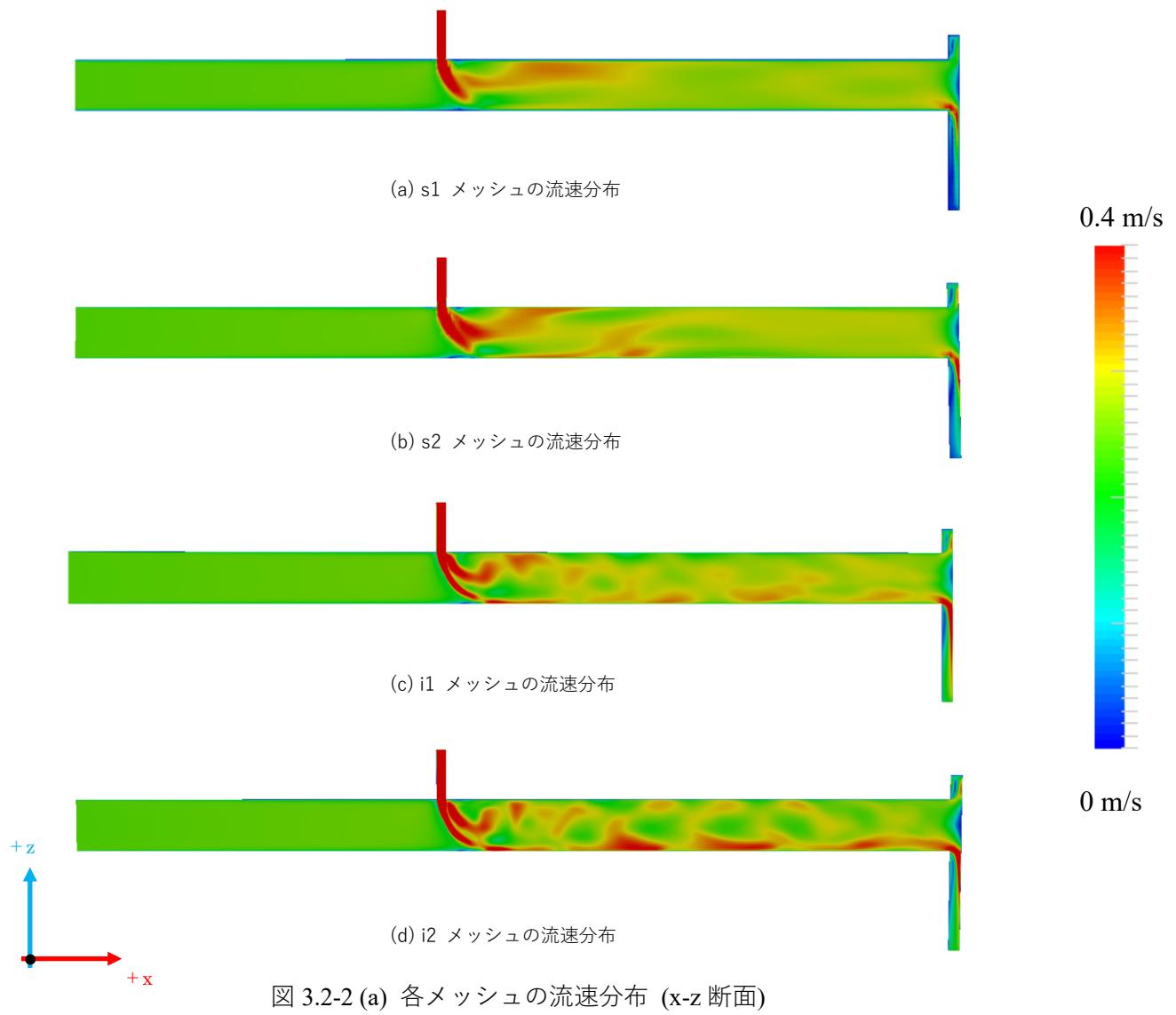


図 3.2-2 (a) 各メッシュの流速分布 (x-z 断面)

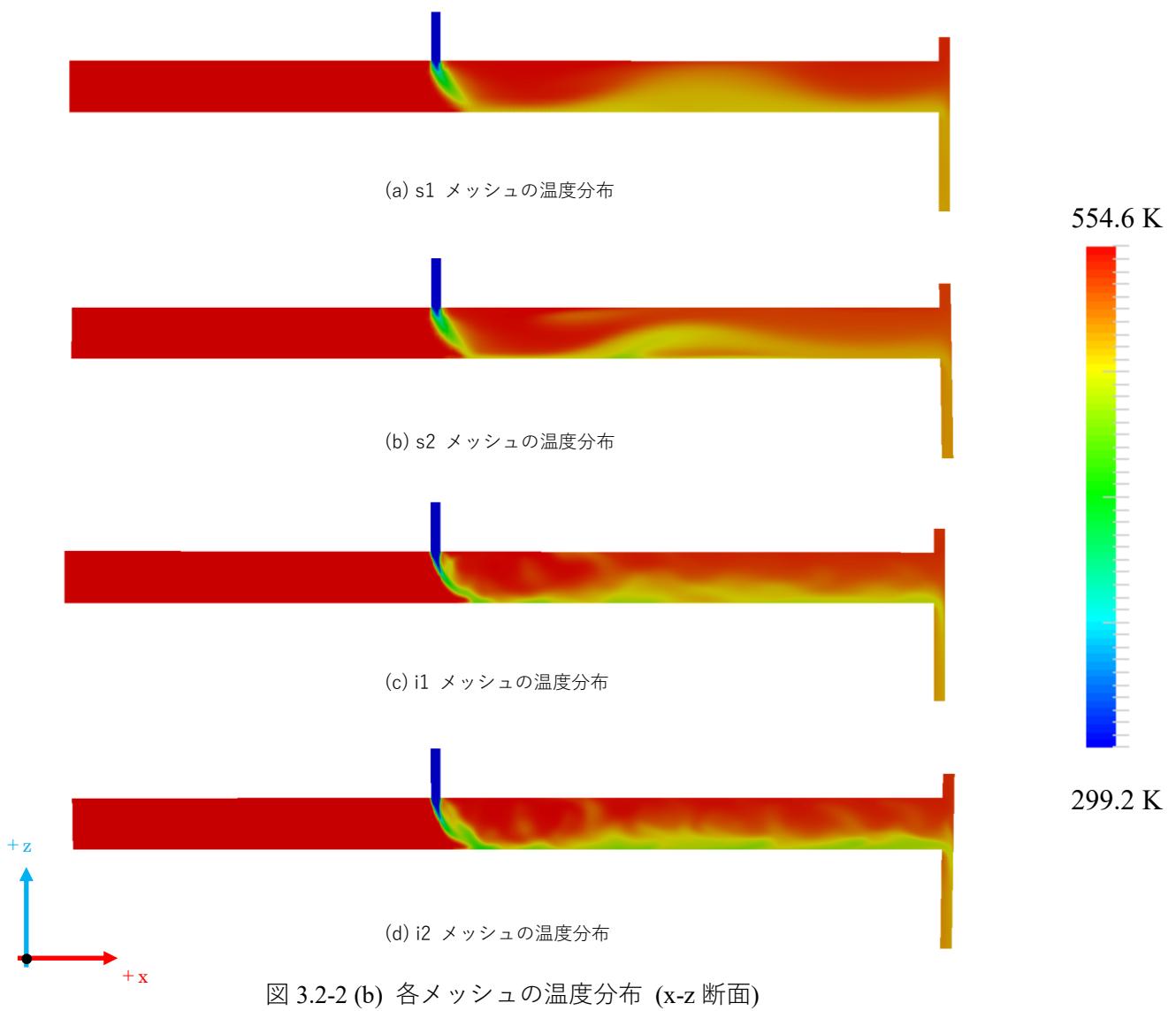
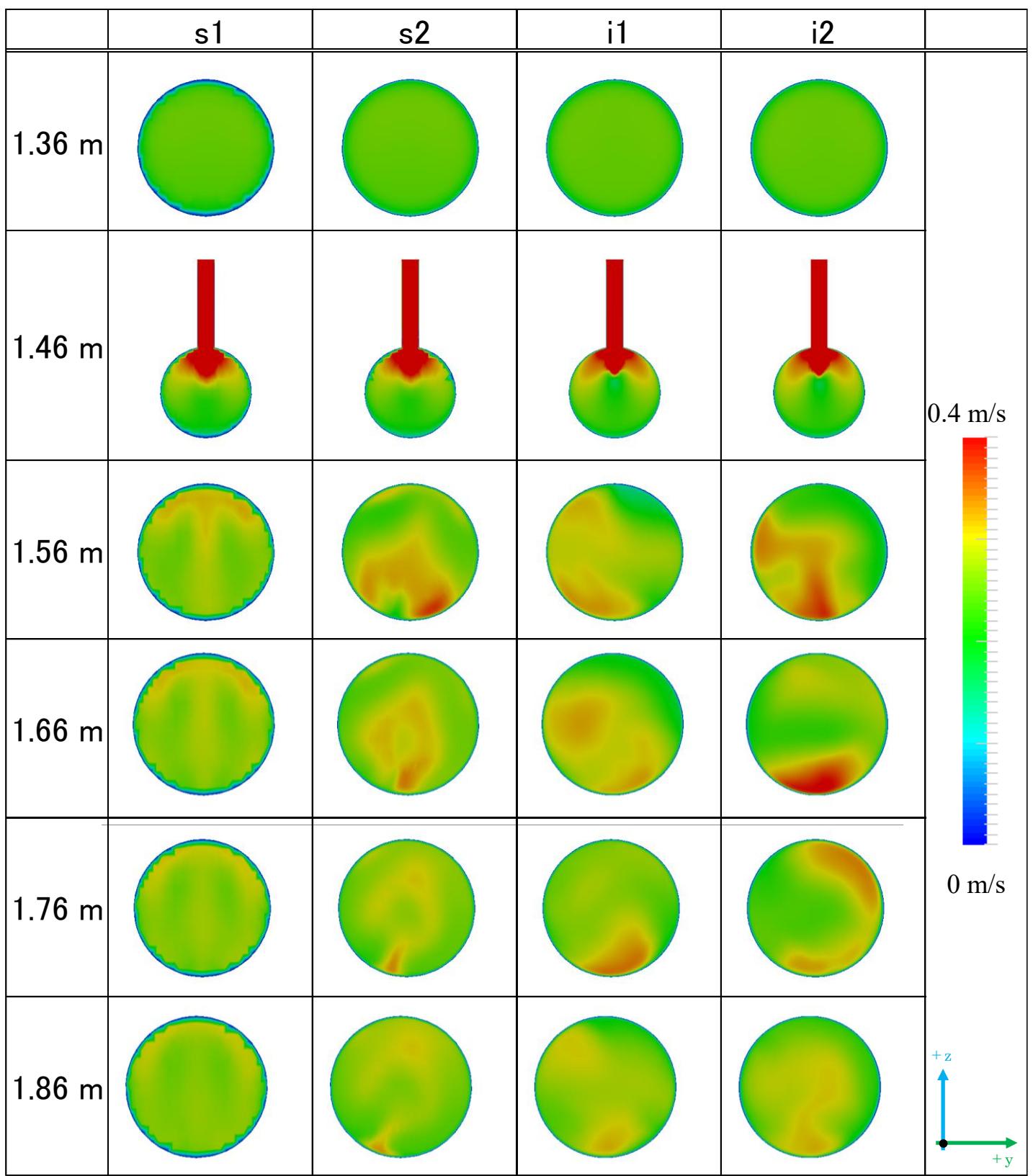
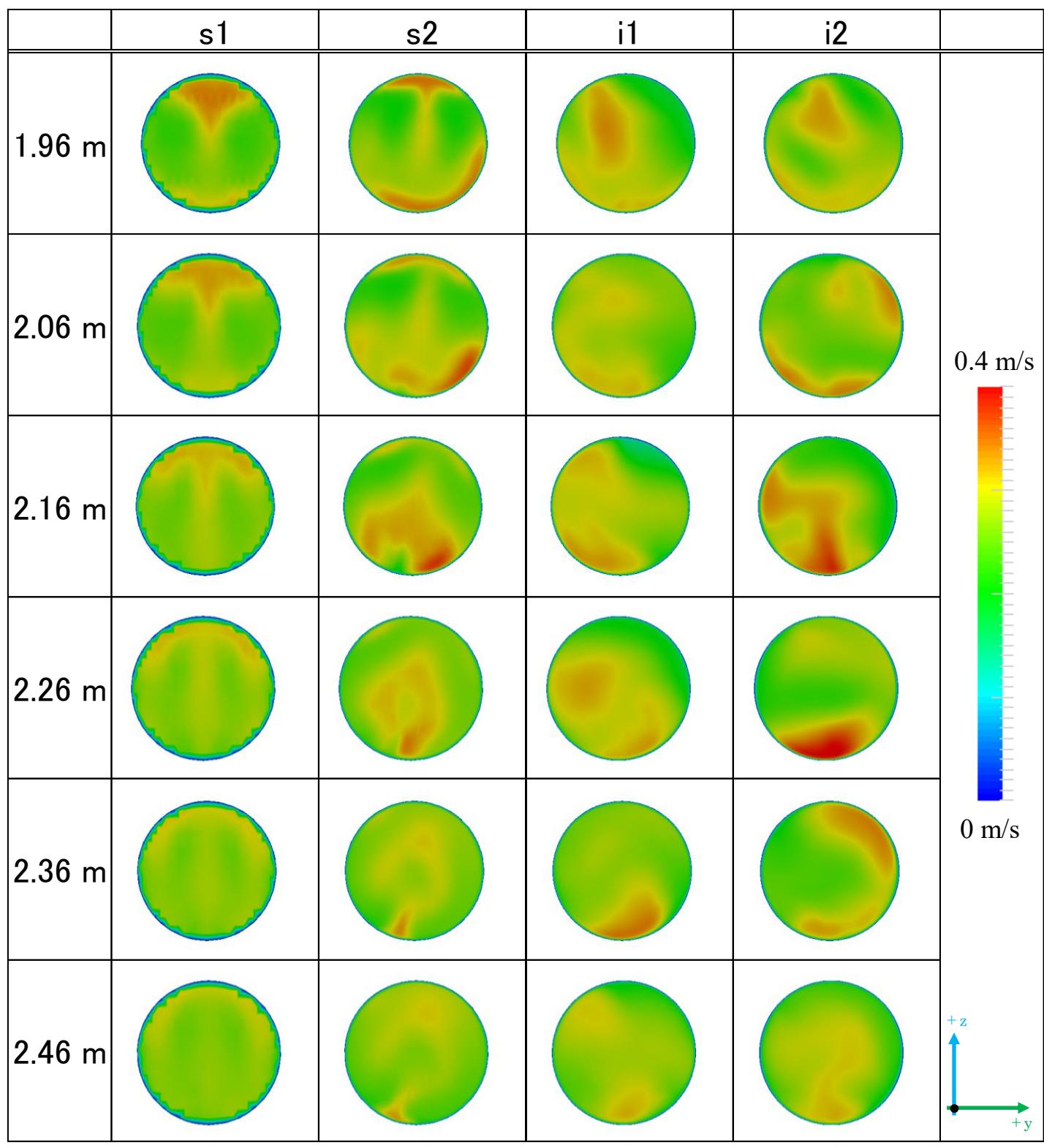
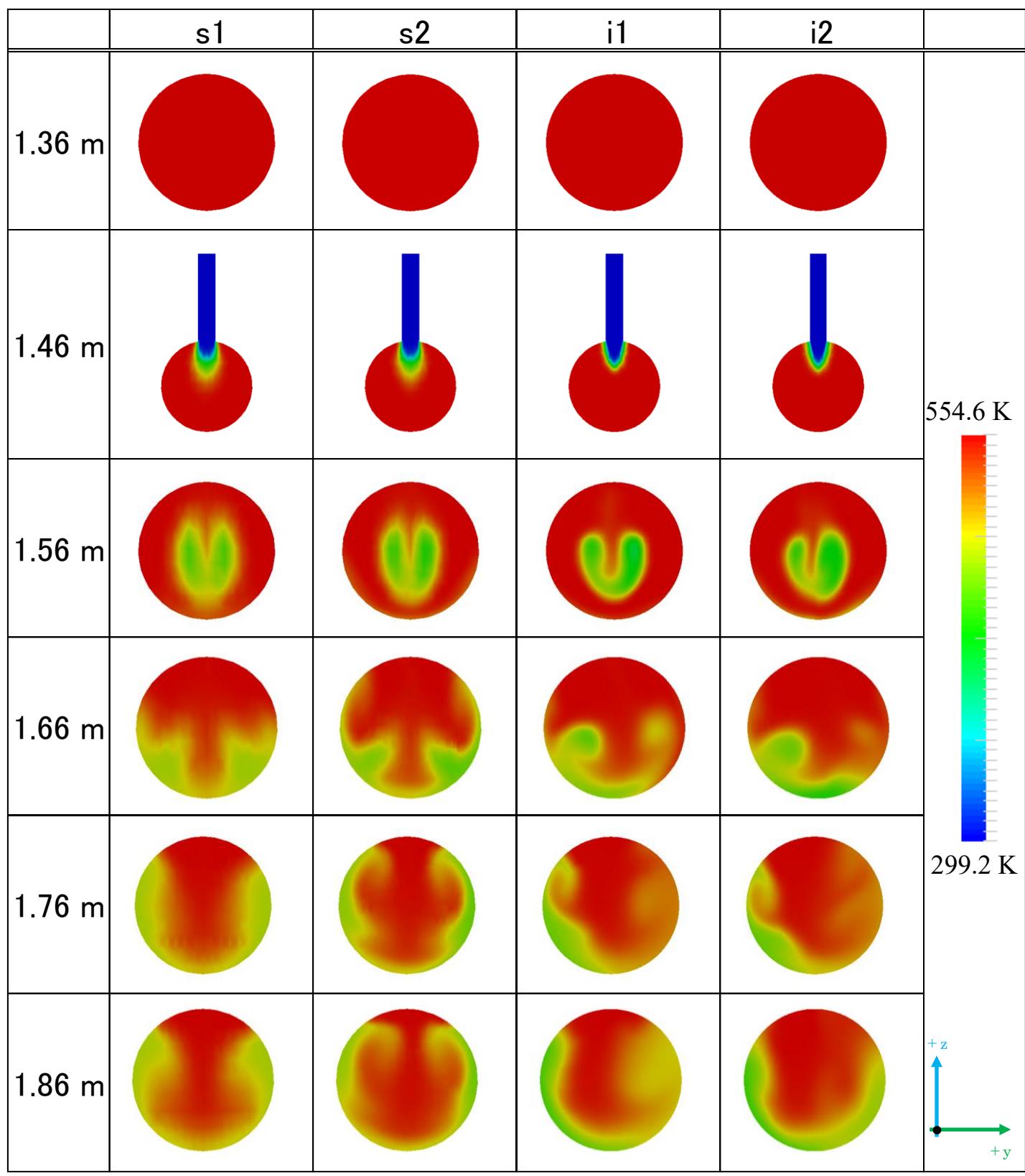
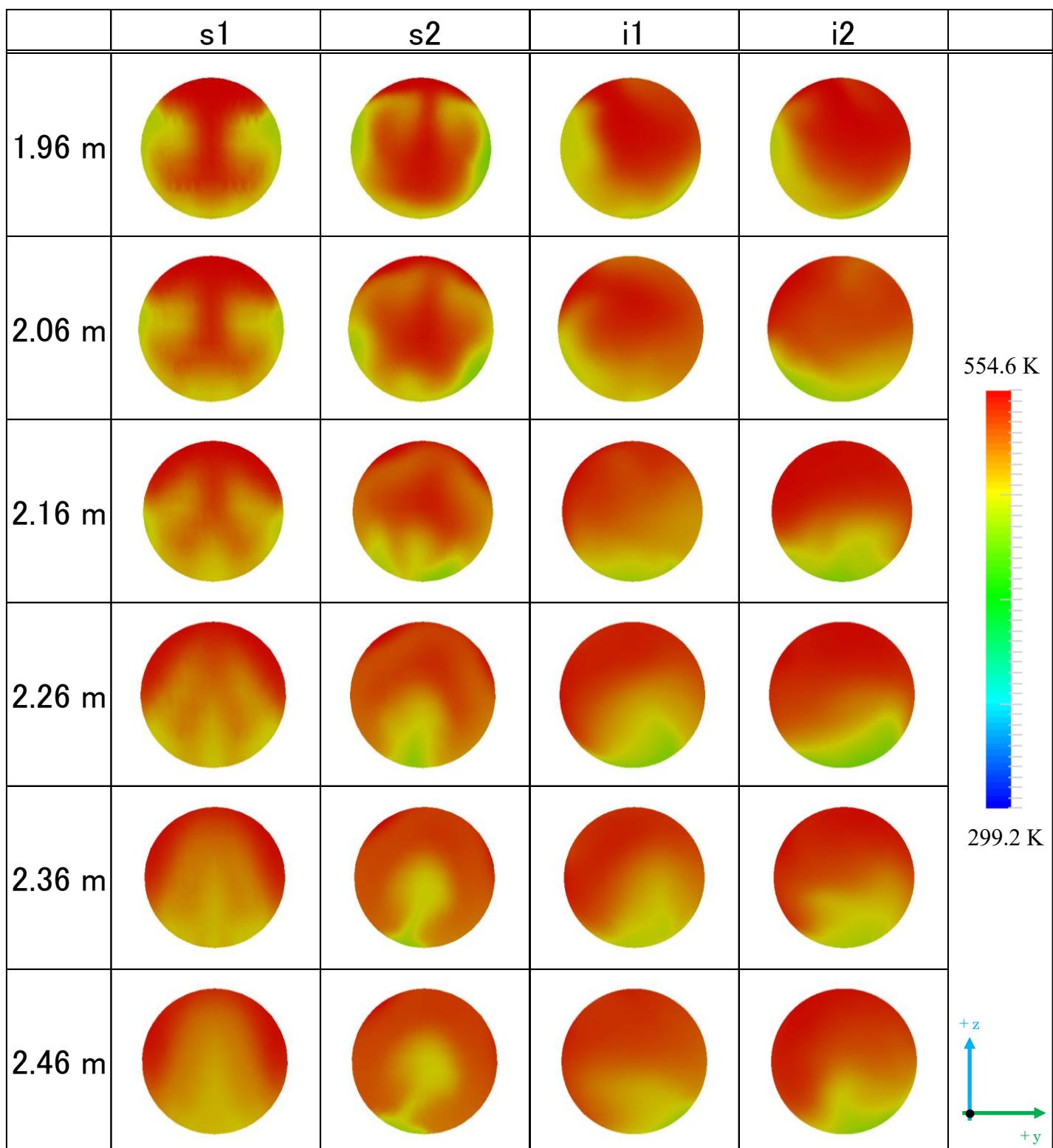


図 3.2-2 (b) 各メッシュの温度分布 (x-z 断面)









これらの図から, snappyHexMesh と ICEM CFD で作成したメッシュでは, 流速, 温度分布が異なっているとわかる. 図 3.2-2(a) に示した流速分布から, 合流部及びダウンカマに入る付近で流れがよどんでいる部分を確認できる. 図 3.2-2(b) に示した温度分布から, 合流部から下流側に向かって低い温度の流体が配管の底に沿って混合する挙動がわかる. 図 3.2-3 から snappyHexMesh と ICEM CFD で作成したメッシュで混合の仕方が異なることを確認できる. また, 合流部より後流に流れるほど配管の側面を沿って上向きに低い温度の流体が移動している挙動が分かる.

### 3.3 考察

s1 メッシュは他のメッシュのように壁付近で細かく設定されていないため, 壁付近の値の精度が落ちているように思われる. また, snappyHexMesh と ICEM CFD のメッシュで差が生じたのは配管の合流部やダウンカマのつなぎ目でうまくレイヤが追加されず, それが原因で流れに変化が見られたのではないかと考えた. 注入水は密度差により配管の底を流れしており, 合流部より  $y$  方向に広がりのある流れになっているのは, 注水による低温水が水柱の役割をして, 主流の流れが二股になっていると考えられる. 合流部から後流に進むにつれ,  $+z$  方向に流れが上がっていたのは, 注水された水が配管の底に達成して余っている流れの勢いで配管に沿りながらよじ登る流れになっているのが原因であると思われる. 合流後部で ICEM CFD のメッシュでは渦が表現されているが, snappyHexMesh ではそのような流れは確認できなかった. これは snappyHexMesh では配管内のメッシュの大きさ ICEM CFD より大きくなっているため, 大きめの渦を複数のメッシュで表現しきれていないのが原因ではないかと考えた. その点, ICEM CFD では設定で合流部付近及びダウンカマのつなぎ目でメッシュの大きさを段階的に変化して表現しているため, 渦がうまく表現できていると考えられる. ICEM CFD の 2 つのメッシュで差が生じたのは主に入口断面の違いで生じるメッシュの品質の違いが原因ではないかと考えた. 入口断面が正多角形のメッシュでは正多角形内の内角が甲羅型の物に比べると小さくなるため, 壁付近で少し潰れたメッシュになってしまい. メッシュの品質における計算精度への影響は論文 [21] で述べられている.

入口から 2.05 m 地点においての温度分布では先に述べた流れの影響により配管底で低い温度を示し, 渦の影響により熱移動が行われて, 入口条件の 554.6 K より低い温度を示した. 後の章では実験値と比較してより近しい挙動を見せた, i2 メッシュを使用した.

## 第4章 高温高压条件解析

### 4.1 ベースケース設定

前章の結果より i2 メッシュを用いた場合で実験値により近い値を示したためこの章でも使用した。

この章では主にチュートリアル (mixing elbow) [19] からの変更による流動の変化やそれによる温度変化を観察した。

表 4.1.1 と表 4.1.2 に示した計算条件をベースケースとして、そこからさまざまなパラメータを変化させて比較した。

今回のモデルは LSTF の実験報告書 [18] をもとに計算を行った

表 4.1.1 ベースケースにおける境界条件

境界条件	温度 (K)	流量 (kg/s)	圧力 (MPa)	k	$\varepsilon$
高温入口	555.3	6.00	calculated	2.10E-04	3.45E-05
低温入口	300	0.98	calculated	2.54E-04	7.74E-03
出口	zeroGradient	zeroGradient	15.36	zeroGradient	zeroGradient

計算条件					
初期条件	温度 (K)	流量 (kg/s)	圧力 (MPa)	k	$\varepsilon$
	555.3	0	15.36	2.10E-04	3.45E-05
ソルバ	buoyantPimpleFoam				
乱流モデル	buoyantKEpsilon				
離散化スキーム	Gauss uplinear , VanLeer				
計算時間	25 s				

表 4.1.2 ベースケースにおける計算条件

図 2. 8-1 と図 2. 8-2 で示された熱電対の位置における実験データ（温度分布）と計算結果を比較して図 4.1-1～図 4.1-4 で表した。ここで図 2. 8-1 と図 2. 8-2 における TE が熱電対の位置を示している。

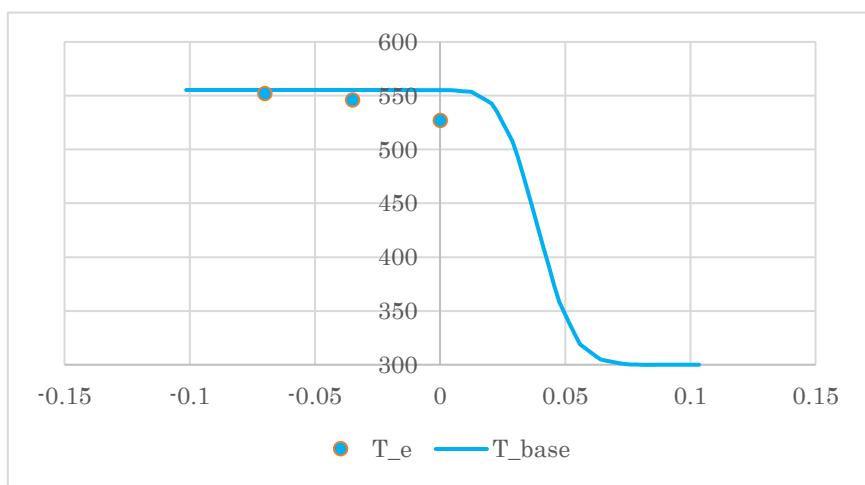


図 4.1-1 1.46m 地点における温度分布

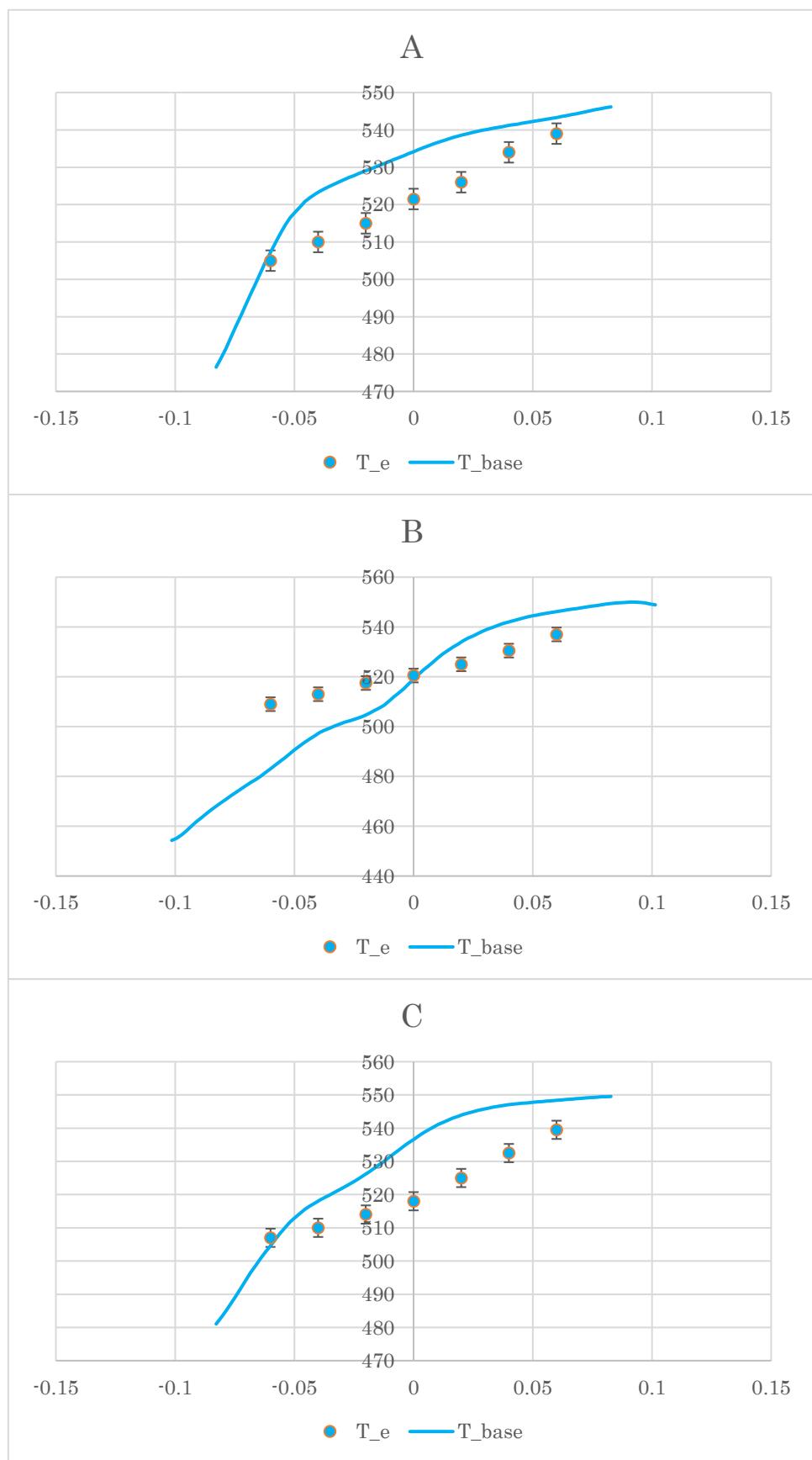


図 4.1-2 2.16m 地点における温度分布

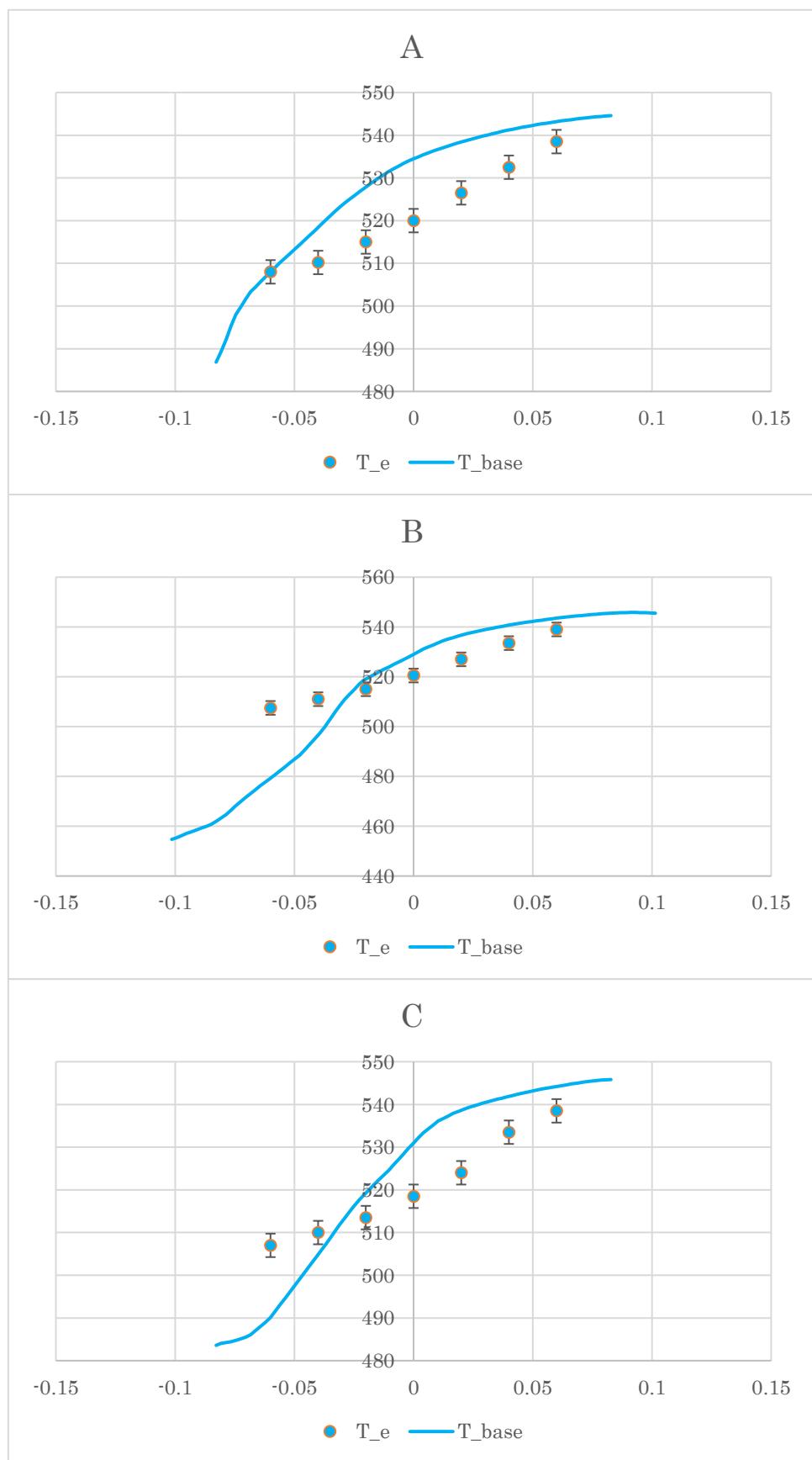


図 4.1-3 3.05m 地点における温度分布

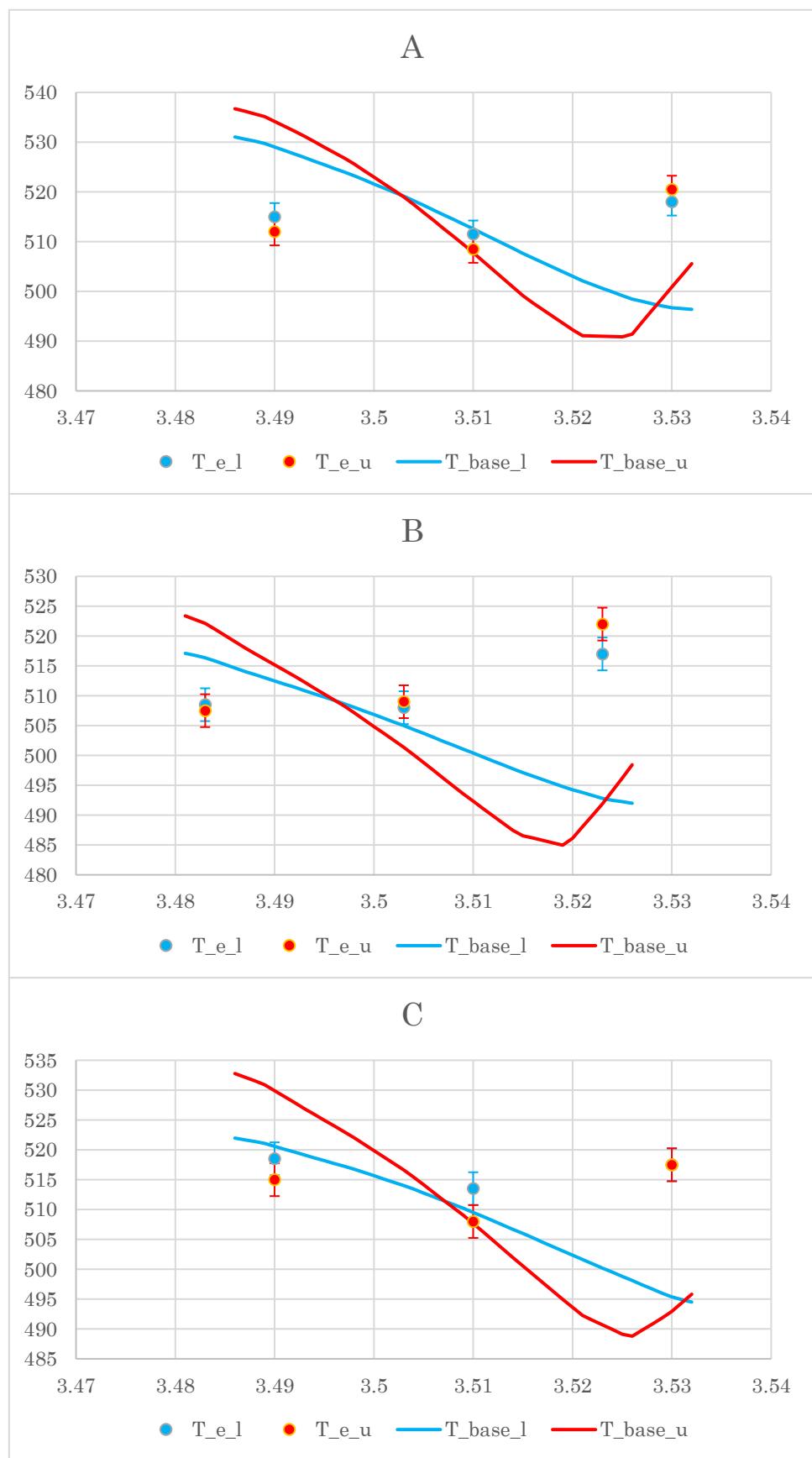


図 4.1-4 ダウンカマにおける温度分布

ここで図4.1-2, 図4.1-3におけるA,B,Cは図4.1-5に示した配置である。

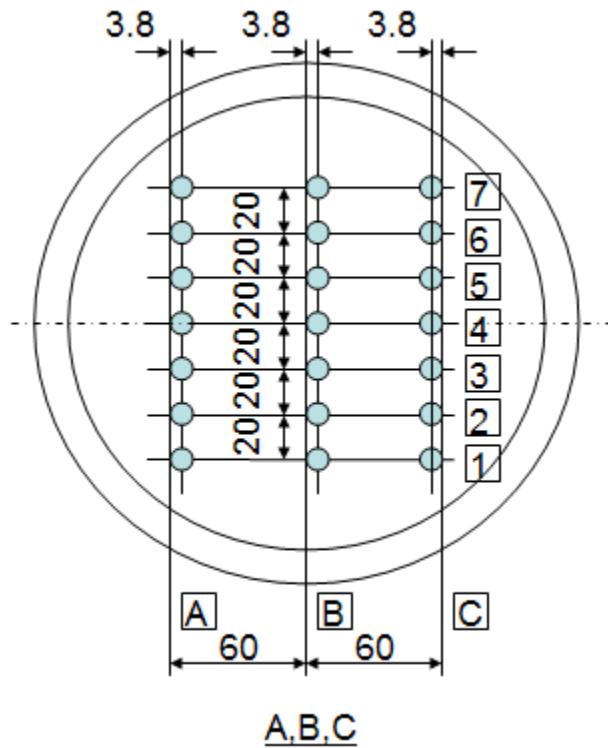


図4.1-5 热電対の管内分布

図4.3より热電対はBを配管の中心に下から上に分布しており, y方向に负ならばAの热電対, 正ならCの热電対が分布している。図2.8-2よりダウンカマにおける热電対の位置は, Bをダウンカマの中心に下と上に分布しており, y方向に负ならばCの热電対, 正ならAの热電対が分布している。

図4.1-1～図4.1-4における誤差バーがLSTFの実験における温度の分布を示している。ここで図4.2はダウンカマの厚み範囲を横軸に取っており, 青い誤差バー( $T_{e,l}$ )及び青い線( $T_{base,l}$ )が図2.8-2の下に分布している热電対を示し, 赤い誤差バー( $T_{e,u}$ )及び赤い線( $T_{base,u}$ )が図2.8-2の上に分布している热電対を示している。

図4.1-6で25sにおける流速(a), 温度分布(b)を表した。

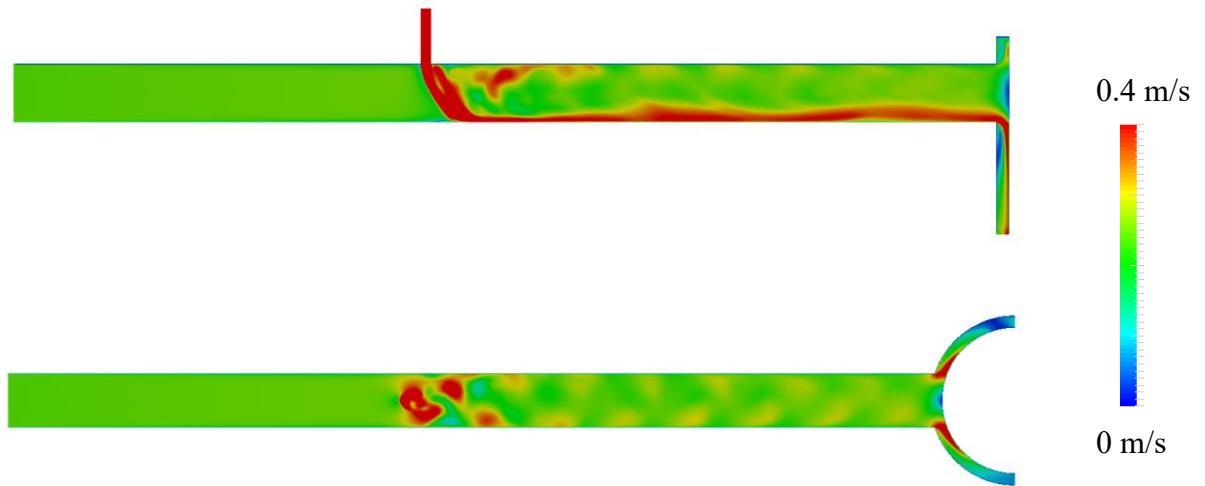


図 4.1-6 (a) モデル断面における流速分布

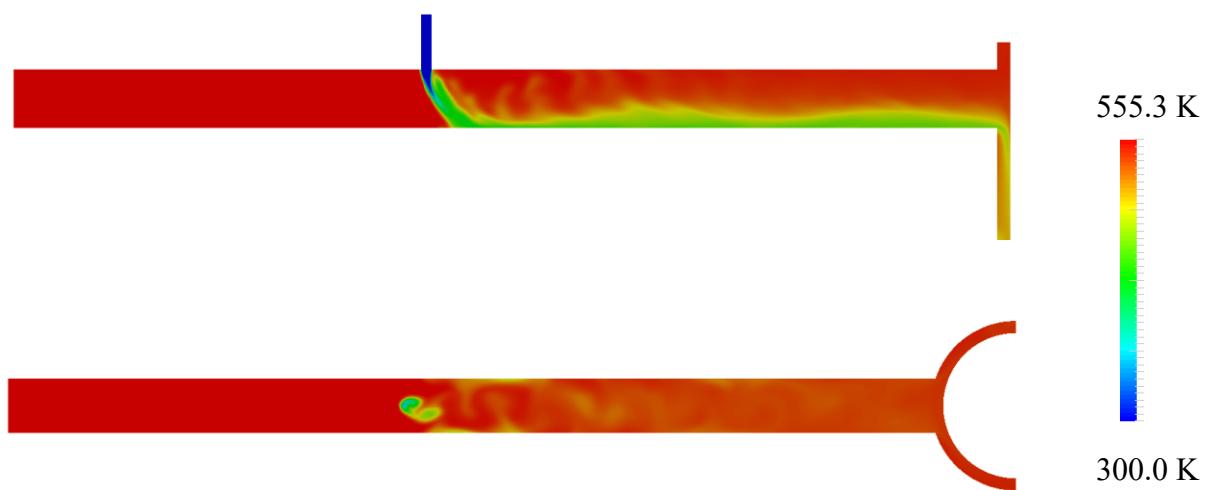


図 4.1-6 (b) モデル断面における温度分布

## 4.2 チュートリアル変更による熱水力挙動の比較

ここでは前章で述べたチュートリアルからの変更における熱水力挙動の変化を比較した。主な変更内容は 3.1 で述べたことを行った。

### 1. simpleFOAM による計算

まずは、simpleFOAM を用いて定常時の配管内の流動を調べた。配管内の流れを図 4.2-1 で示した。

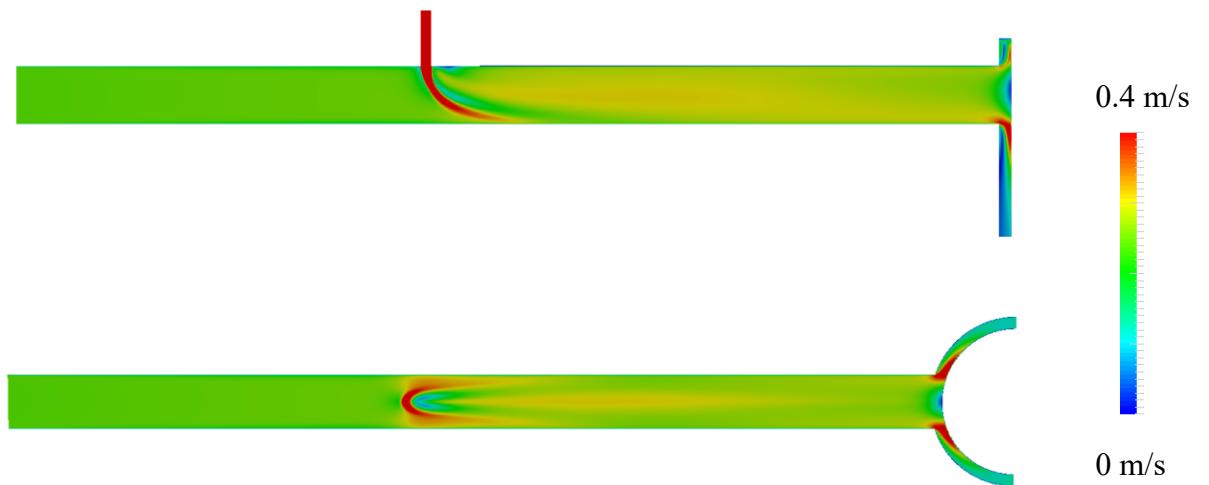


図 4.2-1 simpleFOAM による流動解析

### 2. 作動流体の変更

ここでは、air 及び hotwater を流した時の計算を行った。

hotwater の計算とベースケースとの違いは密度の計算式の違いである。

air における密度の計算式 (perfectGas の設定を使用 [16]) を以下に示す。

$$\rho = \frac{p}{RT}$$

hotwater における密度の計算式 (perfectFluid の設定を使用 [16]) を以下に示す。

$$\rho = \rho_0 + \frac{p}{RT}$$

R は 1 mol あたりの気体定数、 $\rho_0$  は基準密度を示す。

ここで perfectFluid の式を用いた場合、温度差が大きい条件では密度をうまく表現できない。そのためベースケースでは、係数を圧縮水における密度のデータ [5] を参照して、設定して密度変化を表現した。air 及び hotwater における流速、温度分布を図 4.2-2.1 と図 4.2-2.2 で表した。

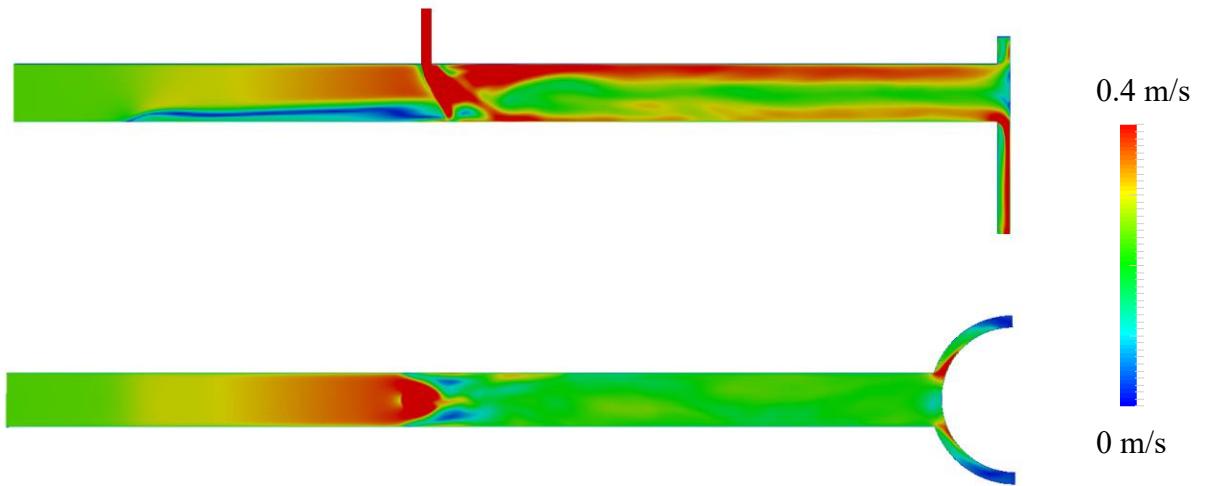


図 4.2-2.1 (a) air 計算の断面における流速分布

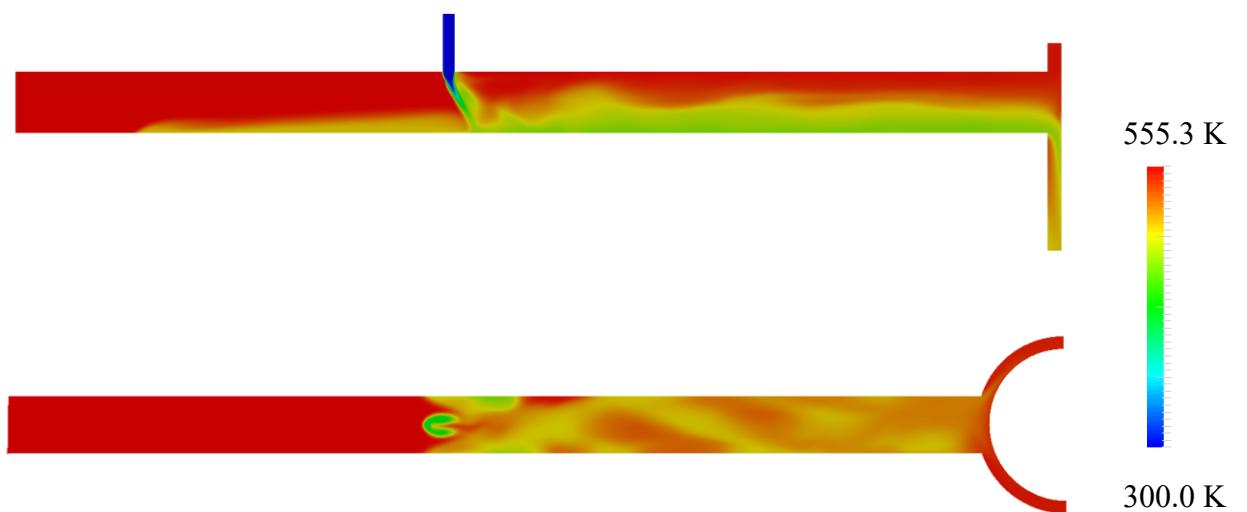


図 4.2-2.1 (b) air 計算の断面における温度分布

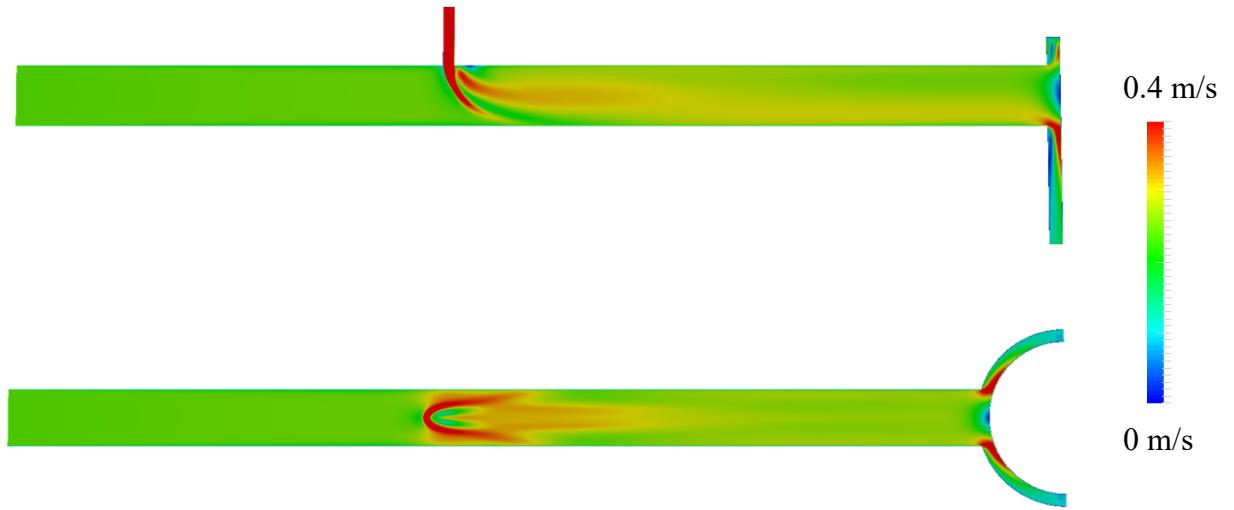


図 4.2-2.2 (a) hotwater 計算の断面における流速分布

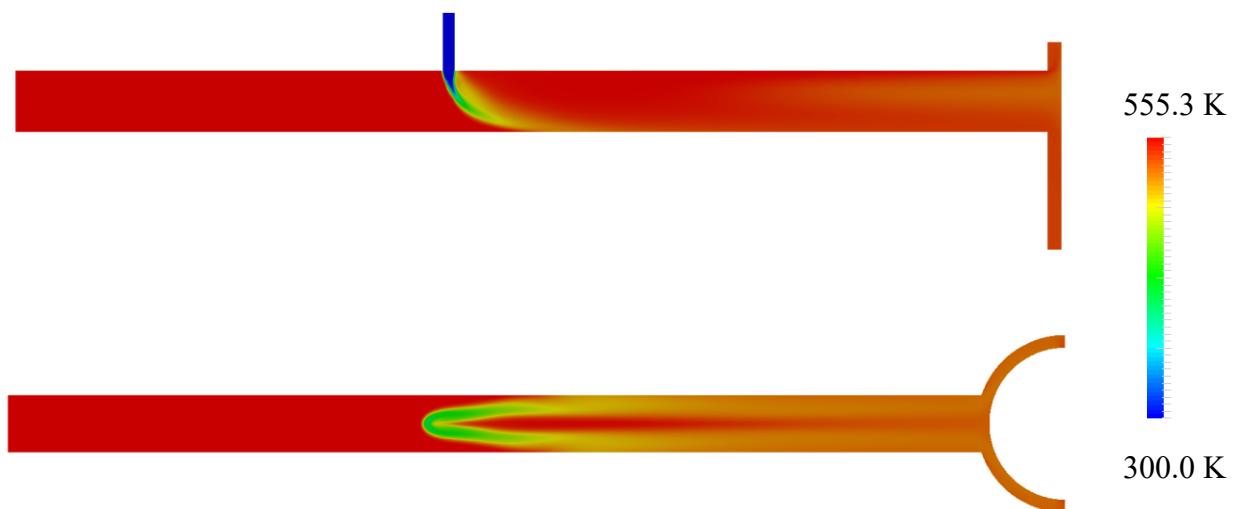


図 4.2-2.2 (b) hotwater 計算の断面における温度分布

### 3. 離散化スキームの変更

ベースケースの計算では Gauss linear, VanLeer の 2 次精度の離散化スキームで計算を行っている。ここでは 1 次精度の Gauss upwind を用いていた時との比較を行った。Gauss upwind を用いた時の流速、温度分布を図 4.2-3 で表した。

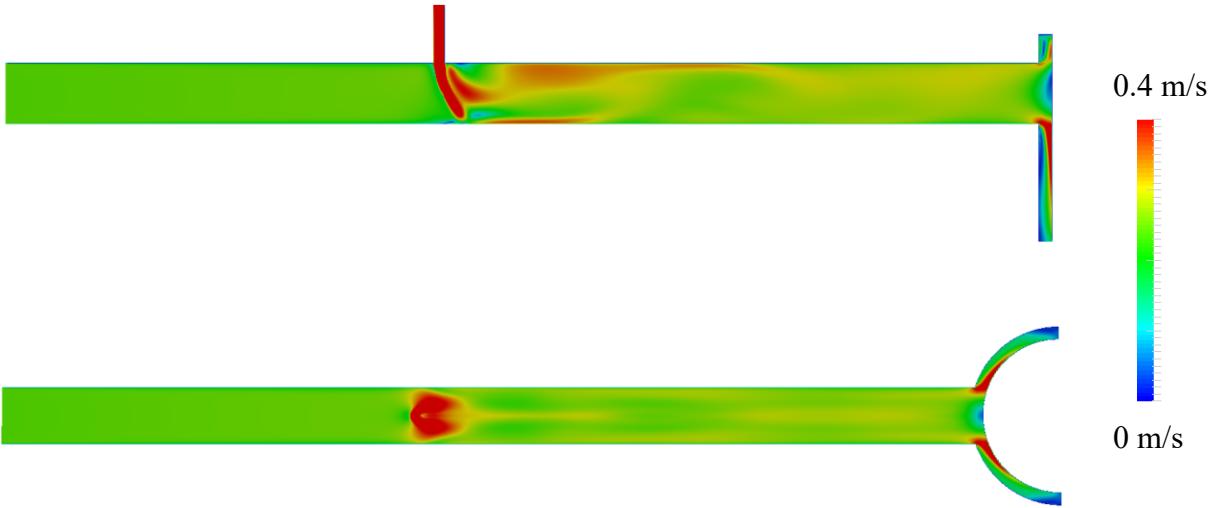


図 4.2-3 (a) upwind を用いた計算の断面における流速分布

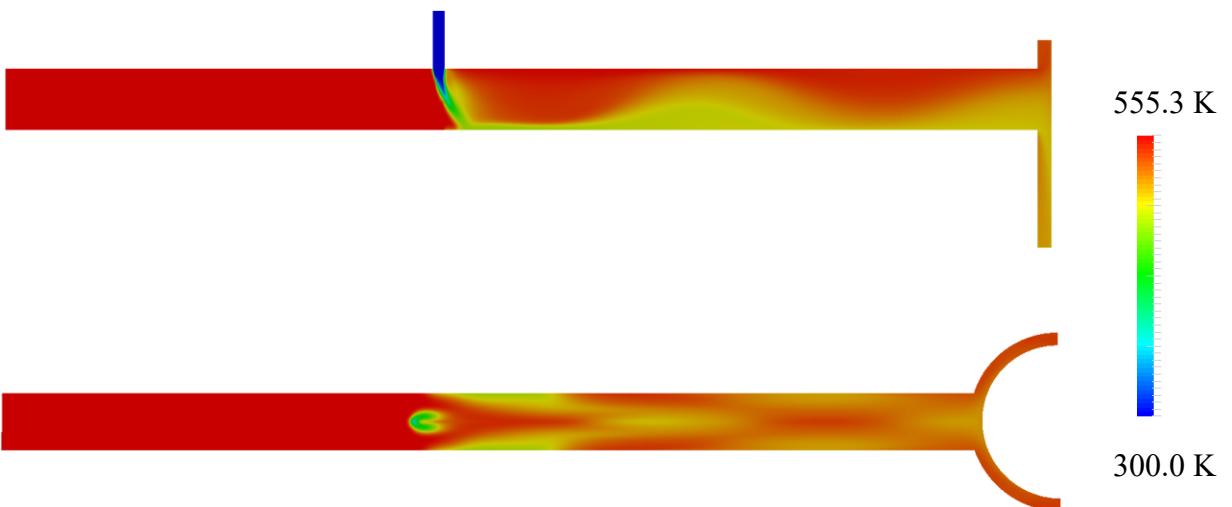


図 4.2-3 (b) upwind を用いた計算の断面における温度分布

#### 4. 乱流モデルの変更

ベースケースでは浮力を考慮した  $k - \varepsilon$  モデルである buoyantKEpsilon を用いている。ここでは浮力を考慮していない標準型  $k - \varepsilon$  モデルを用いた時との比較を行った。標準型  $k - \varepsilon$  モデルを用いた時の流速、温度分布を図 4.2-4 で表した。

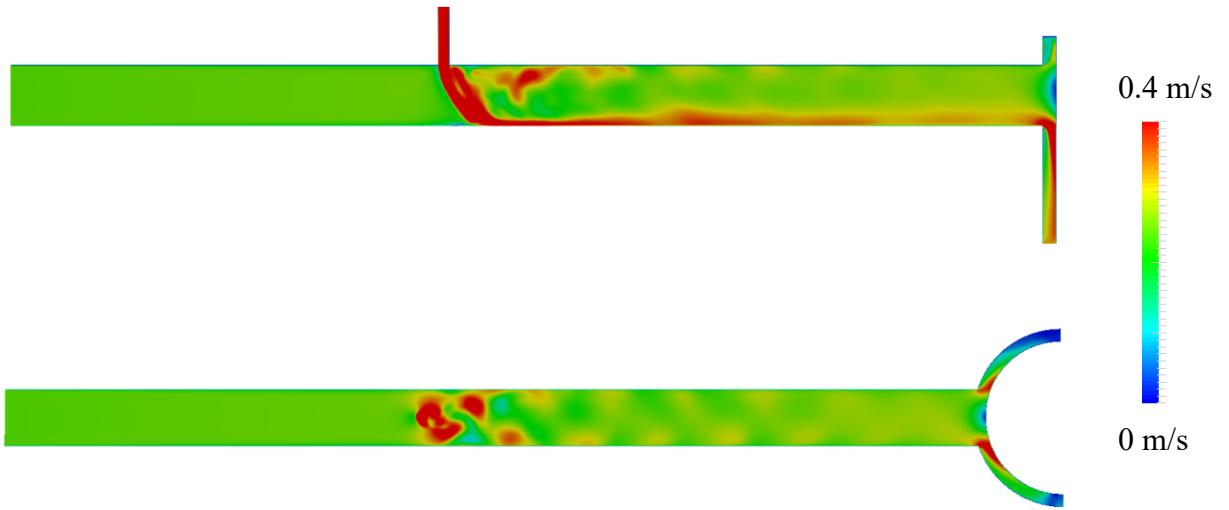


図 4.2-4 (a) 標準型  $k - \varepsilon$  モデルを用いた計算の断面における流速分布

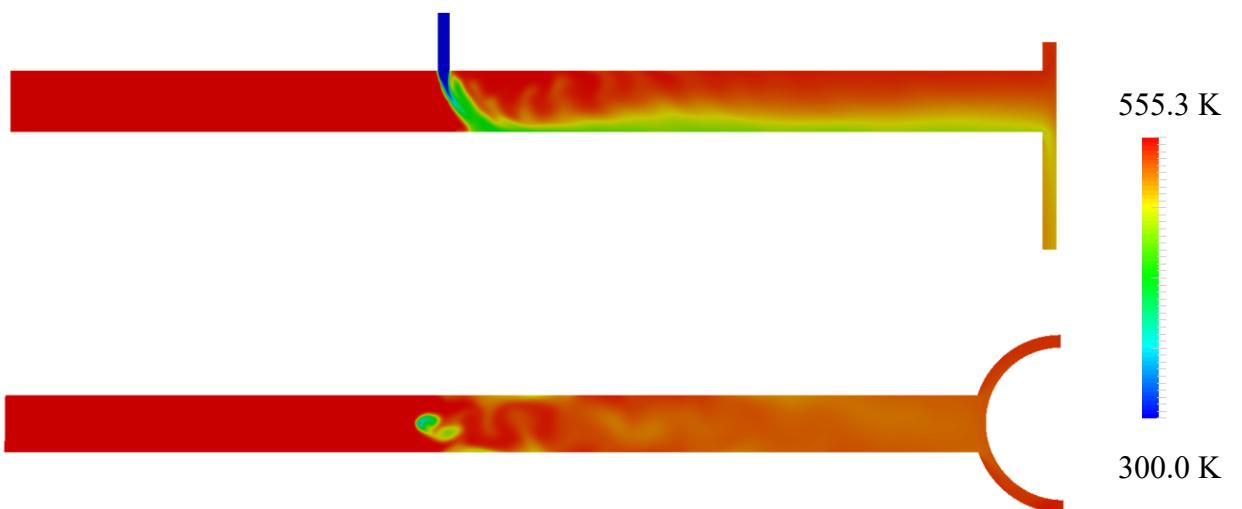


図 4.2-4 (b) 標準型  $k - \varepsilon$  モデルを用いた計算の断面における温度分布

## 5. 乱流強度の変更

ベースケースでは, mixing elbow のチュートリアルで用いられている 5 % を使用している. ここでは, 乱流強度 high (10 %) と乱流強度 low (1 %) における計算を行った. 乱流強度 high, low における流速, 温度分布を図 4.2-5.1 と図 4.2-5.2 で表した.

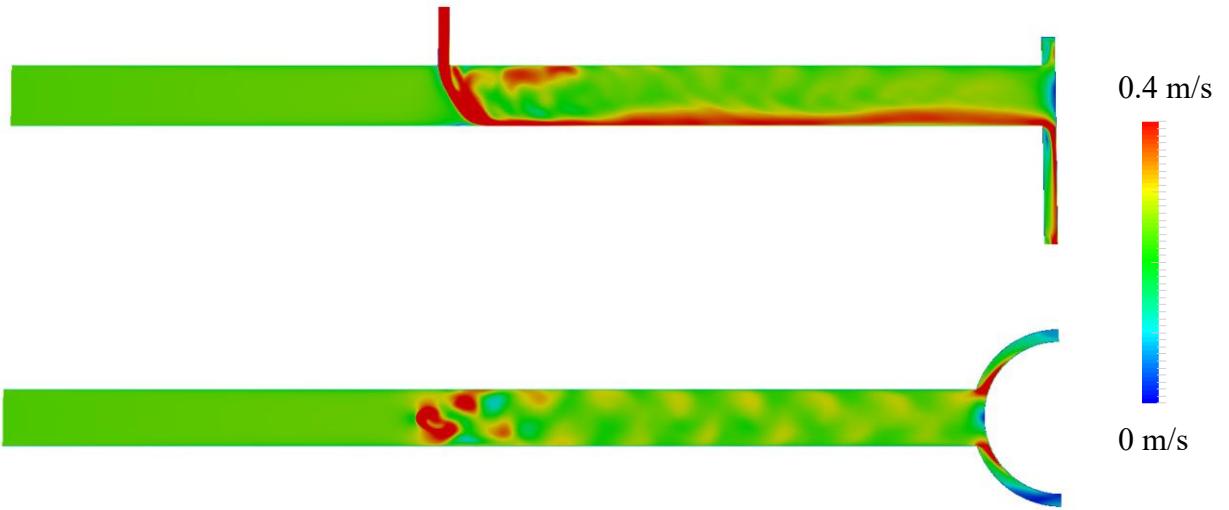


図 4.2-5.1 (a) 乱流強度 high を用いた計算の断面における流速分布

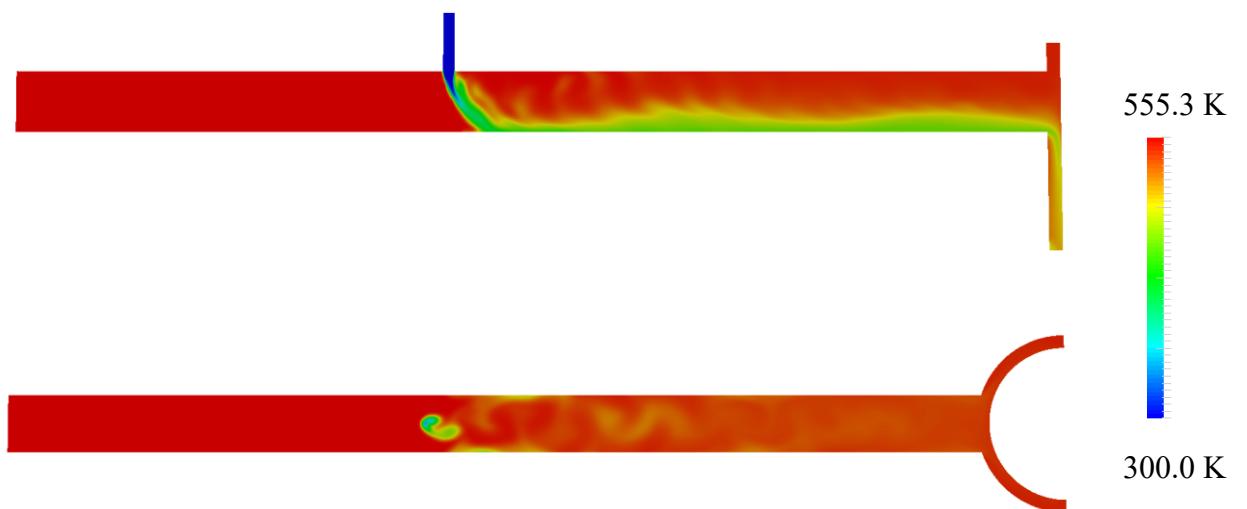


図 4.2-5.1 (b) 乱流強度 high を用いた計算の断面における温度分布

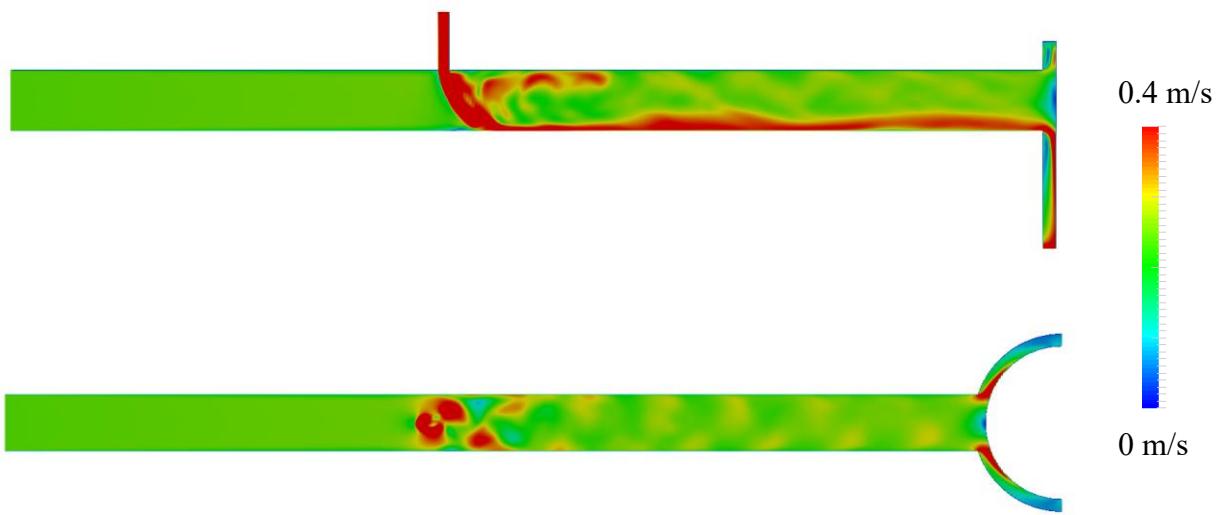


図 4.2-5.2 (a) 乱流強度 low を用いた計算の断面における流速分布

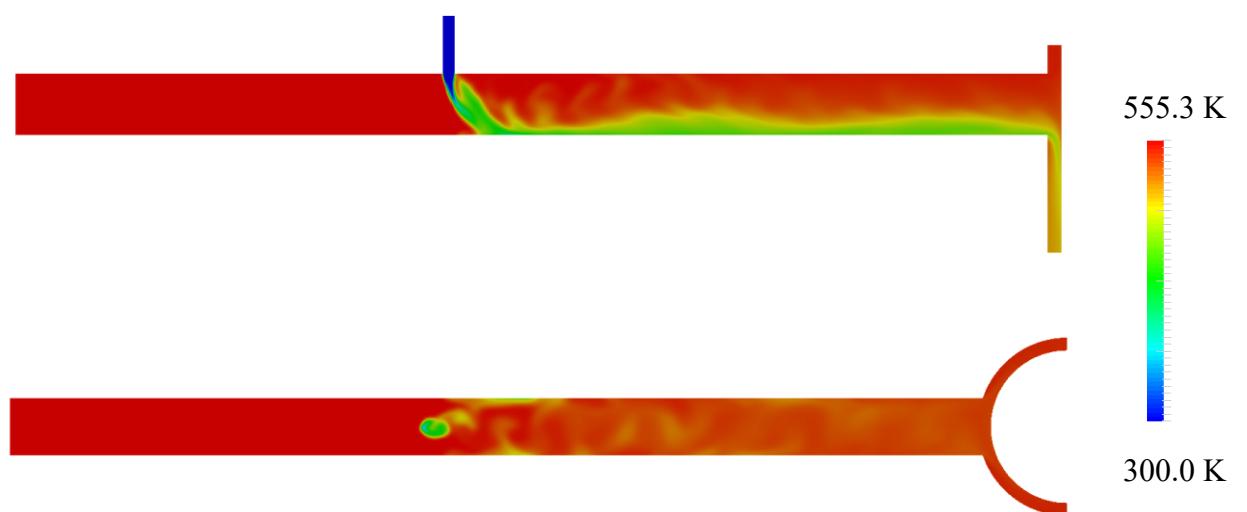


図 4.2-5.2 (b) 乱流強度 low を用いた計算の断面における温度分布

図2. 8-1と図2. 8-2で示された熱電対の位置における実験データ（温度分布）と各パラメータ変更による計算結果を比較して図4.2-5～図4.2-8で表した。

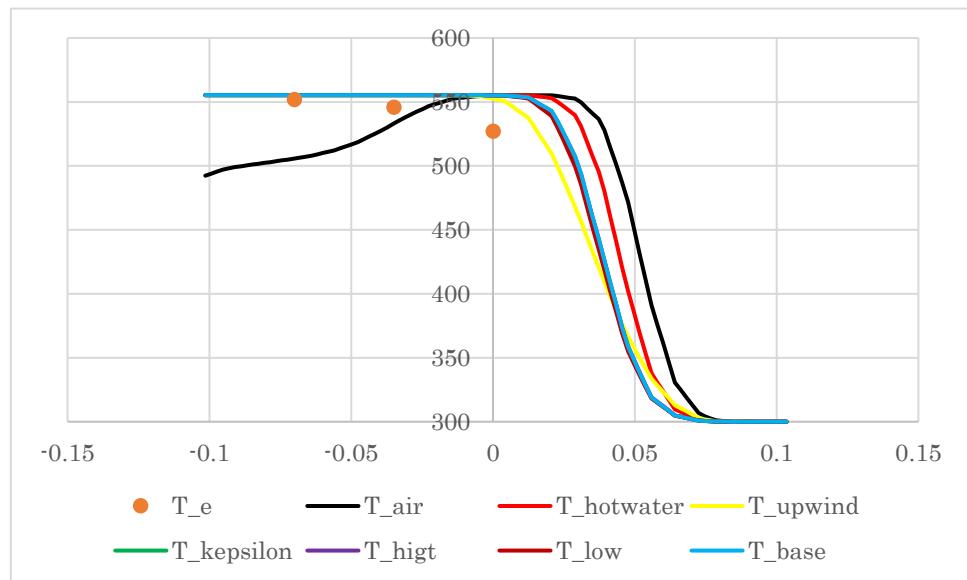


図4.2-5 1.46m 地点における各データ変更による温度分布

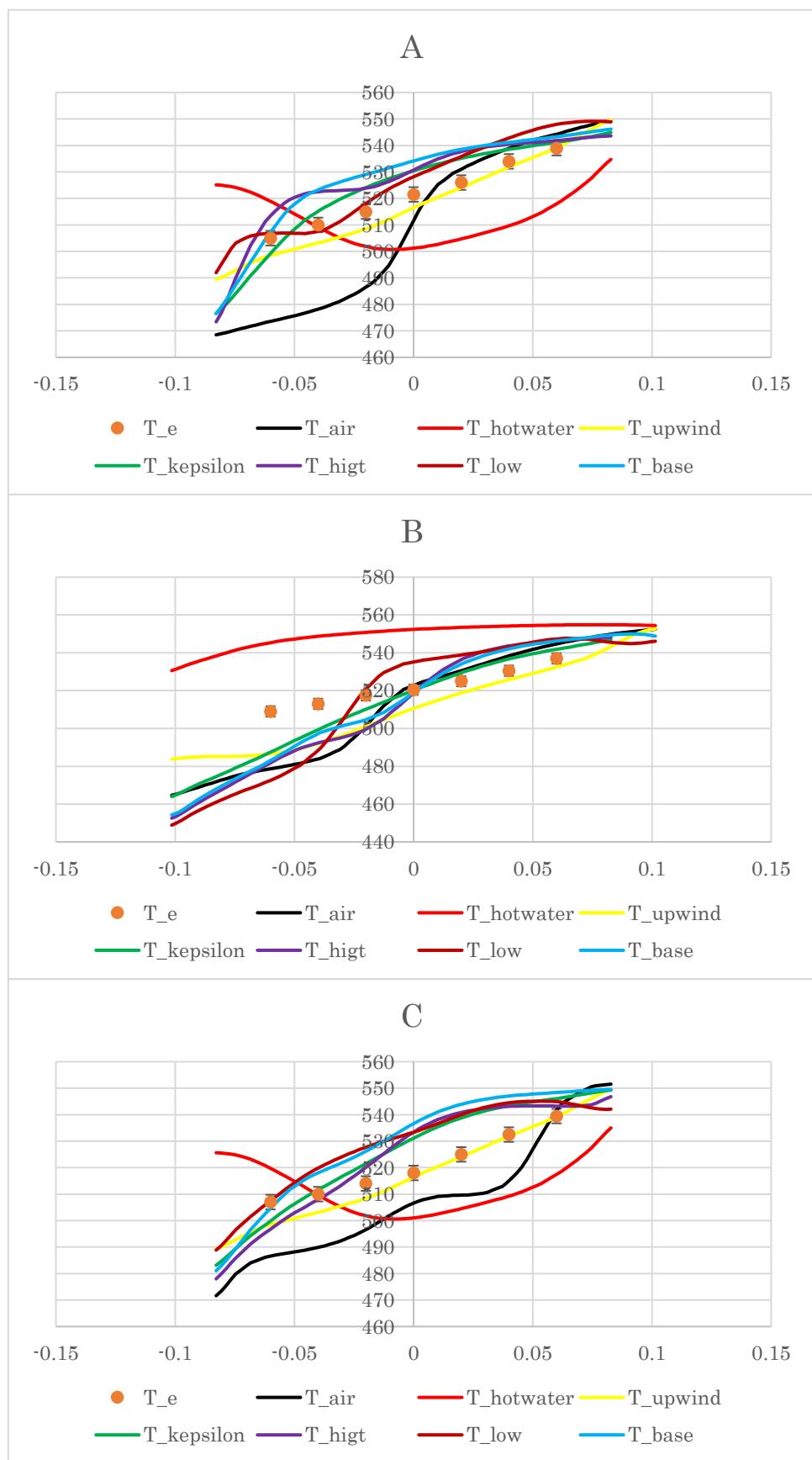


図 4.2-6 2.16m 地点における各データ変更による温度分布

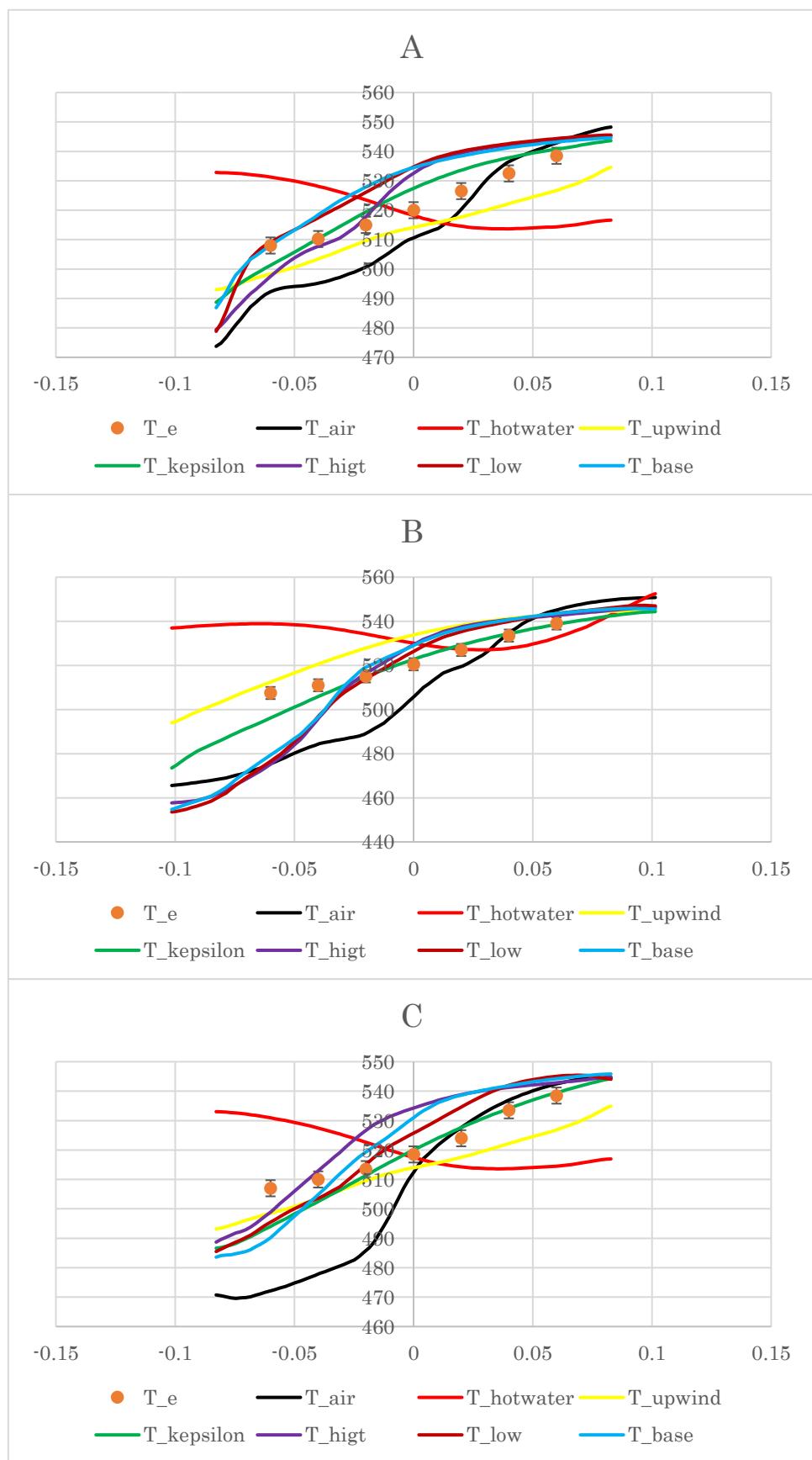


図 4.2-7 3.05m 地点における各データ変更による温度分布

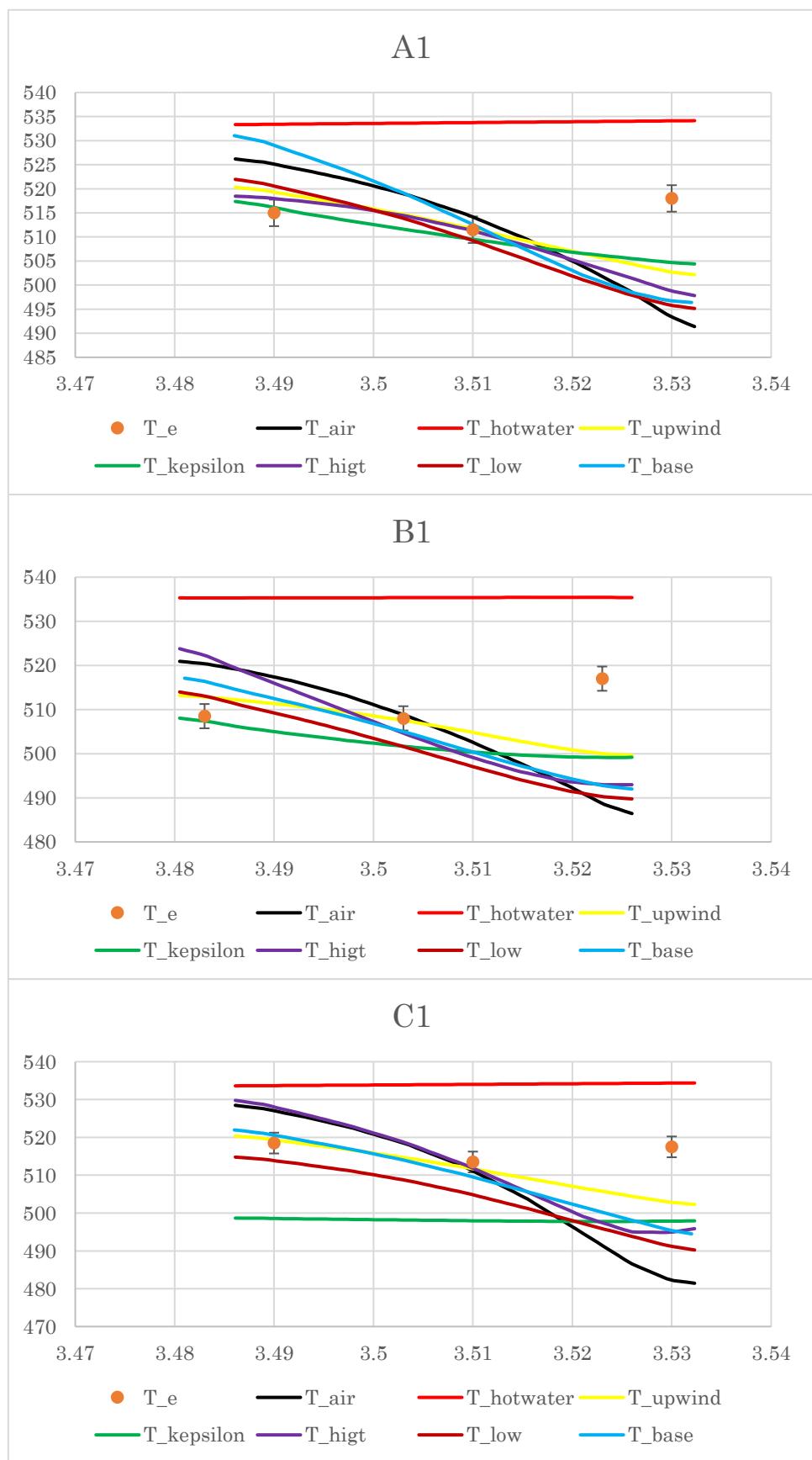


図 4.2-8.1 ダウンカマ下部における各データ変更による温度分布

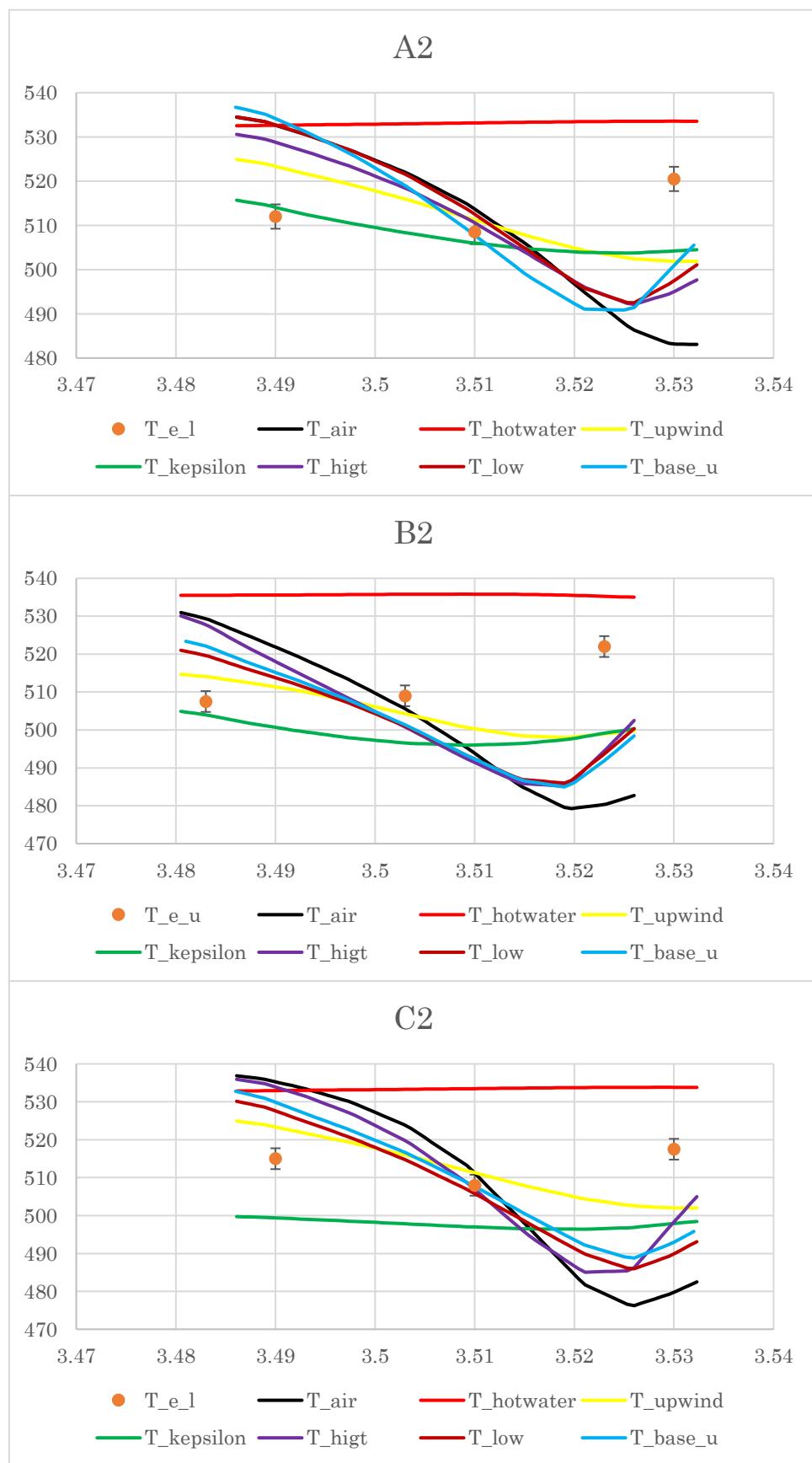


図 4.2-8.2 ダウンカマ上部における各データ変更による温度分布

### 4.3 解析結果判断と考察

図 4.2 - 1 では密度変化及び熱の計算を省いた流動の挙動を表している。注水された冷水は配管底に向かう流れができるおり、x-y 断面では注水が主流の妨げをして y 方向の配管壁際に向かう流れが表現されている。合流部及びダウンカマに入る部分ではよどみが生じて流速分布が表現されている。図 4.2 - 2.1 では作動流体 air を流しているが、密度の表現の方法および根本的な物性が異なるため他の流動の挙動とは異なった。図 4.2 - 2.2 で作動流体 hotwater を流した場合では、密度の表現が実際には温度差により  $750\sim1000 \text{ kg/m}^3$  程の差が生じるが、perfectFluid の式では  $810\sim860 \text{ kg/m}^3$  程の範囲しか表現できていない。そのため、密度差による混合がうまく行われず、注水による温度低下が他のケースと比べて小さく表れた。図 4.2 - 3 における離散化スキームの違いでは、upwind(1 次精度) を用いたことにより、渦をうまく表現できず、ベースケースと比べて、3 次元的流れの表現がうまくできなかった。図 4.2 - 4 の標準型  $k - \varepsilon$  モデルを用いた時の計算結果では、ベースケースでは  $k$  と  $\varepsilon$  の計算で浮力を考慮しているが、このケースでは考慮されていないため、z 方向に正の方向への流れが弱いことがわかる。図 4.2 - 5.1 及び図 4.2 - 5.2 より乱流強度が異なることによって流体の混合具合が変わっていると分かる。温度分布では特に影響が表れていると分かる。

図 4.2 - 5 をみると実験値では配管中心より底側から既に混合が始まっているが、今回のすべてのケースにおいて配管中心以降から混合が始まっていることがわかる。今回用いた高温入口からの流量  $6.0 \text{ kg/s}$  はこの実験における平均値を用いているため、流量が変化したら挙動が変わってくると考えた。[補足] 図 4.2 - 6、図 4.2 - 7 から実験値では y 方向にずれた位置における温度と配管中心の温度の差はさほどないが、計算結果では流体混合による熱の移動がうまく表現できていないため、温度差が大きくする結果となっている。乱流強度の変化によって熱の移動の表現を期待したが、これもまたうまく表現できなかつた。流体混合をもっとうまく表現するために別の乱流モデルにより改善されると考えた。モデルの変更により合流部及びダウンカマの入り口における剥離の流れが改善されるのではないかと考えた。図 4.2 - 8.1 及び図 4.2 - 8.2 からわかるようにダウンカマにおける温度分布もうまく表現できていないことがわかる。実験ではダウンカマの厚み方向における温度差は多くて  $10^\circ\text{C}$  程であるが、計算結果では熱の移動がうまく表現できていないため、厚み方向で温度差が大きく表れたと考えた。そこでダウンカマにおける温度分布も同様に乱流モデルの変更により熱の移動表現を改善することで近づくのではないかと考えた。また、CL とダウンカマのつなぎ目を今回のモデルでは  $90^\circ$  でつなげているが LSTF では面取りがされているため、その影響によりダウンカマに入る流体の流れが変化して温度も変わっているのではないかと考えた。

## 第 5 章 結言

本研究では高温高圧条件における温度差のある流体の混合およびその後流における熱水力挙動を数値シミュレーションで再現するため、メッシュの種類と計算パラメータを変更することによる流動挙動の解析を行った。

LSTF の実験データと解析で得られた結果を比較することによってさまざまな現象及び改良点がわかった。

第 3 章ではメッシュを変更することにより流動が変化していることが確認でき、その原因としてメッシュの品質が挙げられた。snappyHexMesh ではレイヤの有無で壁近傍の計算が変化して、結果的に流動が異なった。ICEM CFD によるメッシュ比較より、隣り合うメッシュにおける角度の違いにより数値計算に影響を与えるとわかった。

第 4 章では計算結果の合流部における温度混合が配管の中心より上側で始まっており、合流部の後流では低温水と高温水間における熱移動がうまく表現できなかった。また、熱移動がうまく表現できなかったため、配管  $y$  方向における温度分布では実験値より大きな温度差を示した。温度分布より温度差のある流体の混合がうまく表現できていないことから、乱流モデルの変更することによって、計算の改良を行う必要性がわかった。また、配管とダウンカマの結合部の表現の変更も流動に変化をもたらすと考えた。

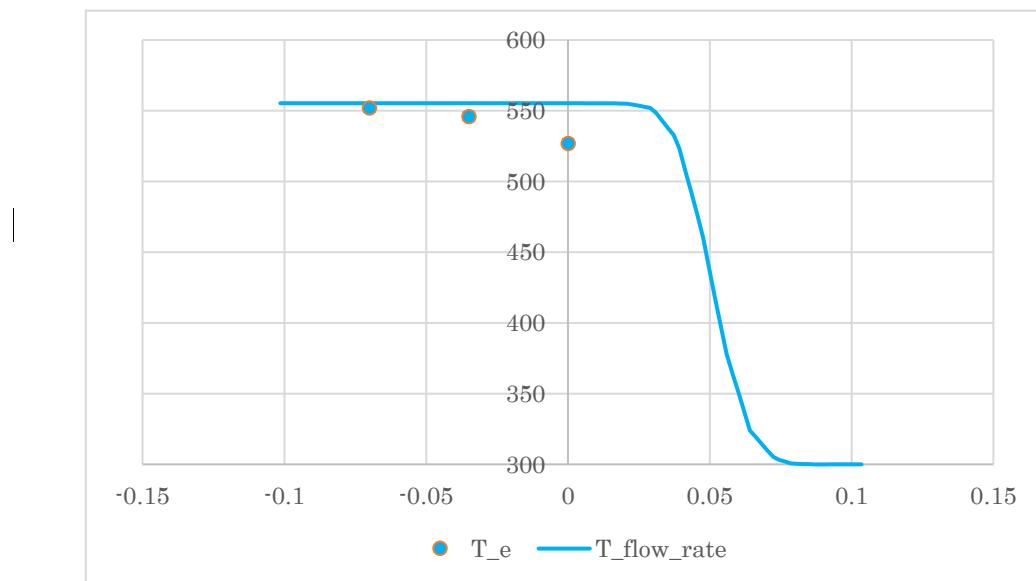
今後の課題としては、高温高圧条件における今回のケースをよりうまく表現するために、乱流モデルの変更により合流部およびダウンカマに入る流れの表現が求められる。また、結合部の表現を行ったモデル作成の必要性が求められる。

## ・補足

ここでは、第4章の図4.2～5で議論された高温入口の流量を変更して流体の挙動の違いを確認した。

高温入口の流量を  $6.0 \text{ kg/s}$  から実験値における最大値である  $7.39 \text{ kg/s}$  に変更して計算を行い。

流量変更による温度分布比較を図A～図Eで示した。



図A 1.46m 地点における流量変更による温度分布

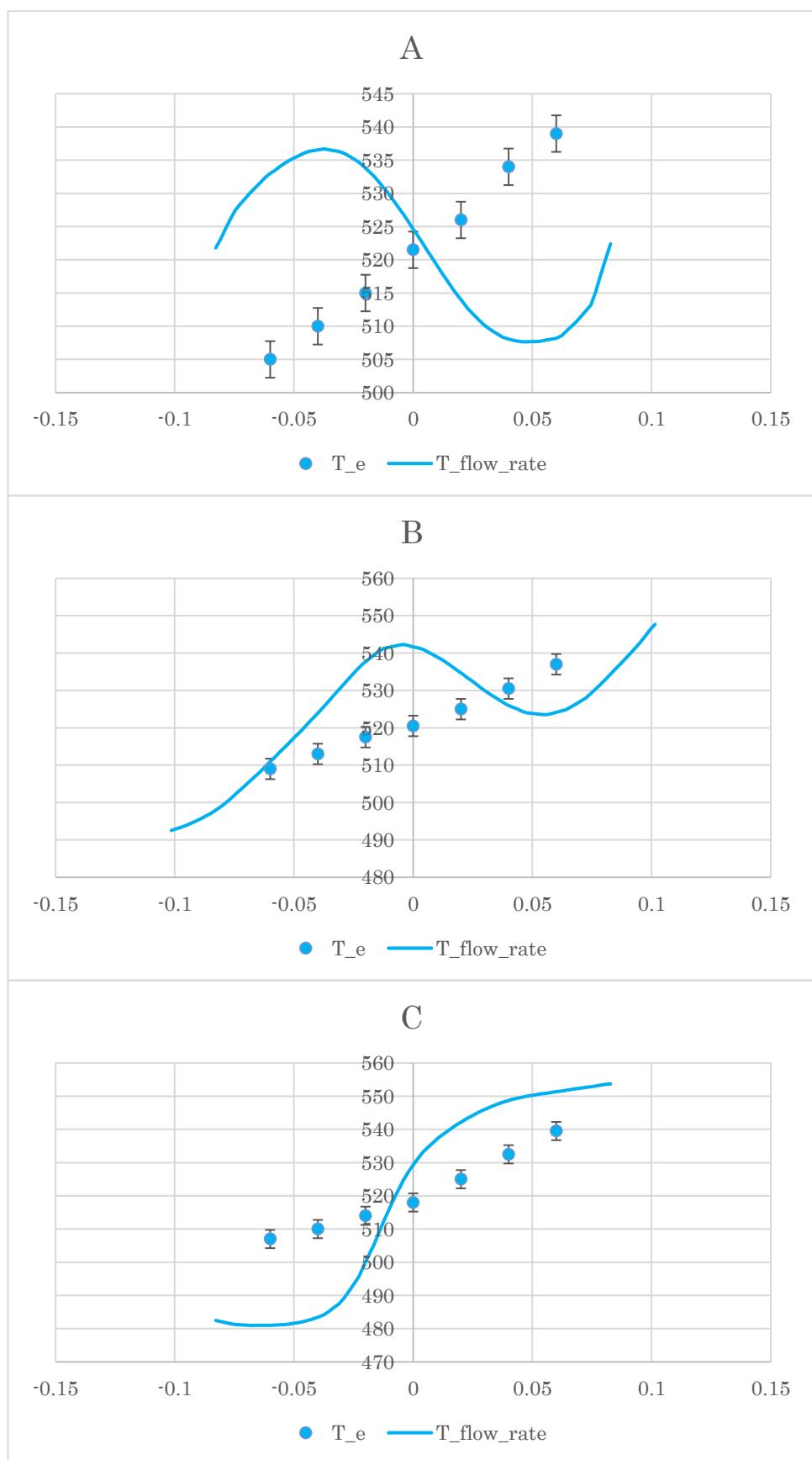


図 B 2.16m 地点における流量変更による温度分布

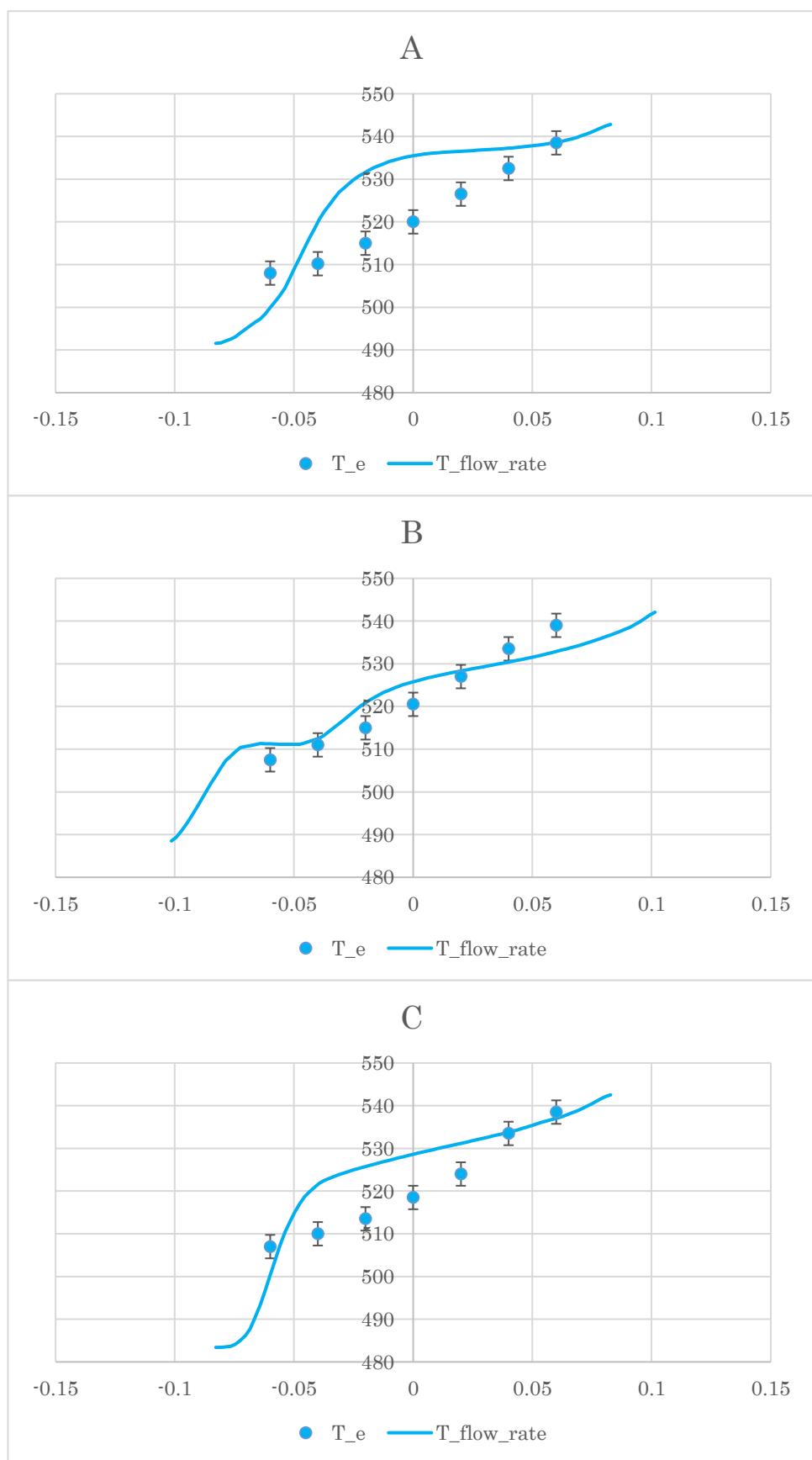


図 C 3.05m 地点における流量変更による温度分布

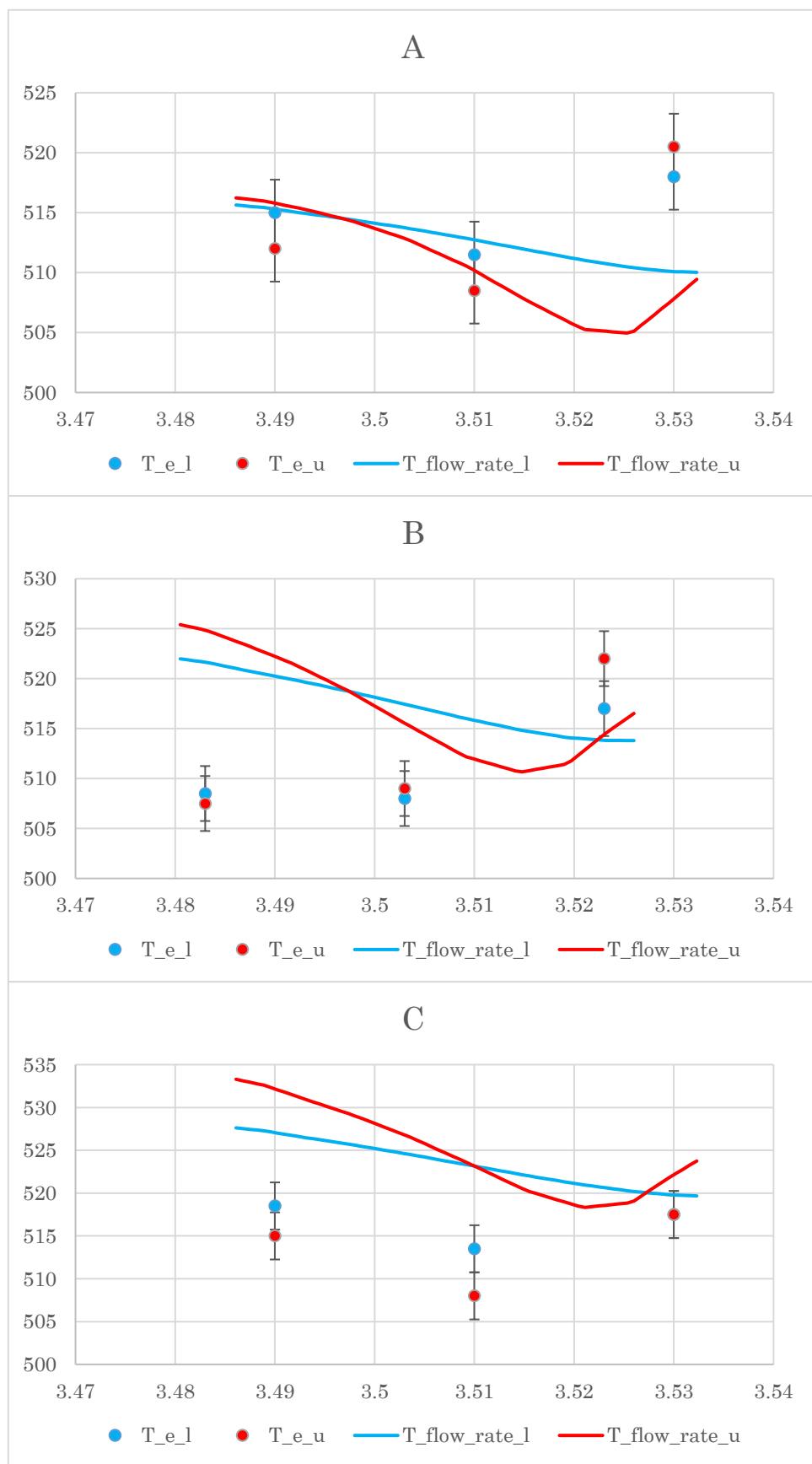


図 D ダウンカマにおける流量変更による温度分布

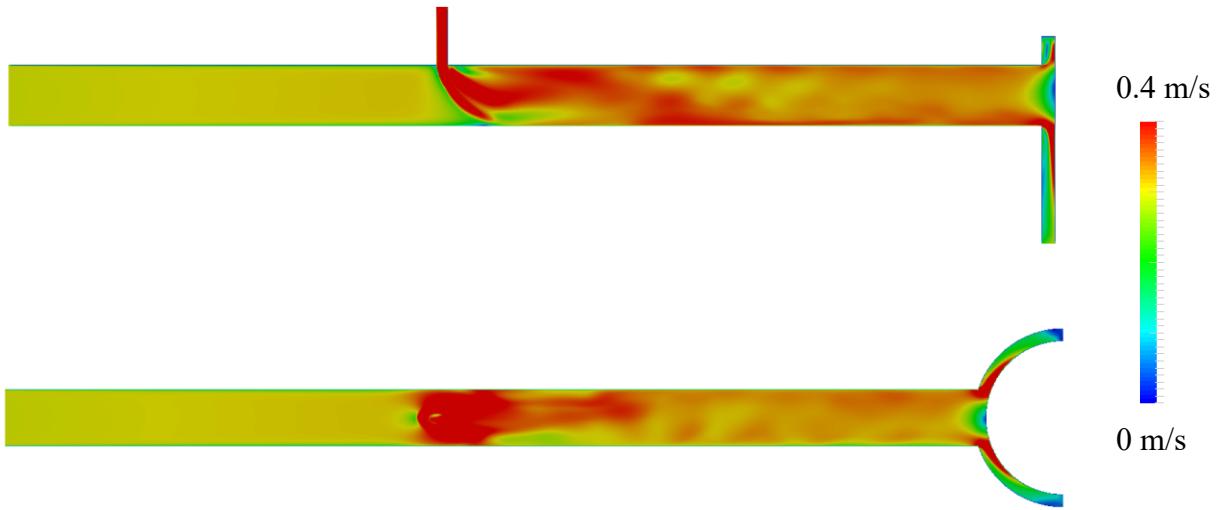


図 E (a) 流量変更した断面における流速分布

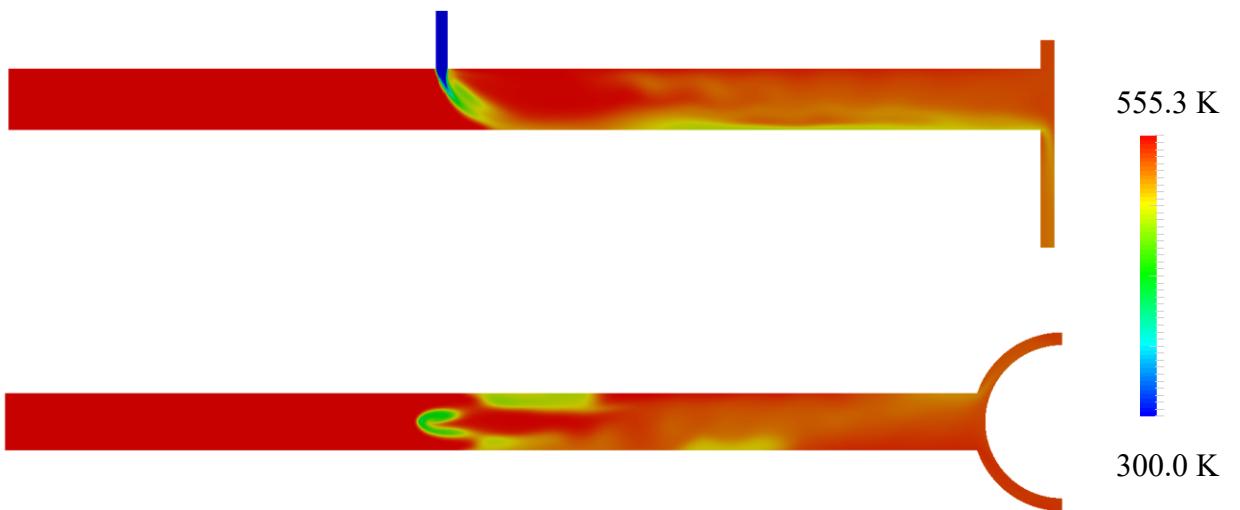


図 E (b) 流量変更した断面における温度分布

今回の計算で合流地点における熱移動を配管中心より下方で期待したが、混合具合はベースケースとあまり変わらず、流量を変更したことにより、渦の大きさが変わっていると分かる。このことから、熱移動を表現するために乱流モデルの検討の必要性を考慮した。

## ・参考文献

- [1] 電力中央研究所 研究報告書 (T91014) 加圧熱衝撃事象に対する圧力容器の構造健全性評価 (1993.11)
- [2] 日本原子力研究開発機構 ROSA-V LARGE SCALE TEST FACILITY (LSTF)  
SYSTEM DESCRIPTION FOR THE THIRD AND FOURTH SIMULATED FUEL  
ASSEMBLIES March 2003
- [3] 九州電力 「玄海原子力発電所 1号機原子炉容器の照射脆化に対する健全性について」
- [4] CAE 教育研究所 メッシュ形状の問題点について
- [5] 日本機械学会論文主集 (第 2 部) 水と蒸気の粘性係数, 熱伝導率, プラントル数の表示式 (温度と圧力を変数とした場合) 37 卷 295 号 (昭 46-3)
- [6] OpenFOAM / OpenFOAM -4.x TurbulenceModels: Added validate function
- [7] CFD Online Dimensionless wall distance (y plus)
- [8] 森川 敬信, 鮎川 競、新版 流れ学、ISBN 978-4-254-23077-2 C3053、(2008.10.10)
- [9] 社団法人 日本流体力学会、第 2 版 流体力学ハンドブック、ISBN 4-621-04461-3 C3042(2005.3.15)
- [10] ANSYS FLUENT 12.0 理論ガイド
- [11] B. E. Launder and D. B. Spalding. Lectures in Mathematical Models of Turbulence. Academic Press, London, England, 1972.
- [12] H. K. Versteeg & W. Malalasekera 数値流体力学 [第 2 版] (2011.5.30)
- [13] 越塚 誠一, インテリジェント・エンジニアリング・シリーズ 数値流体力学、ISBN 4-563-03561-0 C3353 (1997.4.18)
- [14] 春日悠 2013 年 11 月 30 日 有限体積法
- [15] OpenFOAM Wiki (OpenFOAM.com)
- [16] 一般社団法人 オープン CAE 学会 OpenFOAM オープンソース CFD ツールボックス ユーザガイド和訳
- [17] 原子力委員会月報 6 月号 (第 30 卷第 6 号) 日本原子力研究所 ROSA - IV 計画大型非定常試験装置の完成について
- [18] Final Data Report of OECD/NEA ROSA Project Test 1-1 (ECCS water injection under natural circulation condition: ST-NC-34 in JAEA) (2008.1)
- [19] 一般社団法人 オープン CAE 学会 OpenFOAM による熱移動と流れの数値解析 (2016.6.20)
- [20] Numerical Simulation of Thermal Stratification in Cold Legs by Using OpenFOAM  
Progress in NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY, Vol. 2, pp.107-113 (2011)
- [21] Influence of mesh non-orthogonality on numerical simulation of buoyant jet flows  
Nuclear Engineering and Design 314 (2017) 326–337

## 謝辞

本論文の研究において、多大なご指導・助言を賜りました

渡辺 正 教授及び石垣 将宏 特命准教授に心から感謝致します。

本研究を進めるにあたり多くの助言・励ましを頂いた

(M2)

山田 頸登 氏

(M1)

坂本 欣土郎 氏

研究室関係者、諸氏に感謝致します。