

# 数値計算による閉じられた直管の分岐配管への侵入深さの評価

## Evaluation of Penetration Length in a Closed Straight Branch Pipe Using Numerical Simulations

中村 晶 (Akira Nakamura)\* 三好 弘二 (Koji Miyoshi)\* 竹中 信幸 (Nobuyuki Takenaka)†

**要約** 原子力発電所では主配管のドレン系や安全注入系のように、通常運転中は弁で閉じられた分岐配管が存在する。主配管の流れは分岐配管にキャビティフローを誘起し、主配管の熱水が分岐配管内に侵入する。熱水は滞留している冷水との間に熱成層界面を形成する。界面が分岐配管の曲がり部にあると長周期の温度変動が生じ、熱疲労が起こる場合がある。本研究はこの熱成層界面の侵入深さの評価を高度化することを目的とし、基本的な分岐配管形状である鉛直の直管に対して数値解析による評価を行った。計算で得られた分岐配管内の流れには主流により励起されるキャビティフローと旋回渦が再現され、実験で観察された渦構造と定性的によく一致した。流速を変えた計算結果から、主流流速を大きくすると侵入深さは大きくなることと、侵入深さは実験結果よりわずかであるが過大評価することが分かった。また、旋回渦が間欠的に長くなり、熱成層界面に到達して温度変動が生じていることが分かった。

**キーワード** キャビティフロー、熱成層、渦構造、分岐配管、数値計算

**Abstract** Branch pipes which are closed during normal reactor operation are connected to main flow pipes in a nuclear power plant for coolant drain or for safety injection systems. The main flow initiates cavity flow in a branch pipe and hot water penetrates into the branch pipe. It has been reported that large temperature fluctuations with long periods occur when the penetration reaches to a bend and this fluctuations will consequently causes thermal fatigue. This study enhances the estimation method of the penetration length and evaluates it using numerical simulations in a vertical straight pipe that is a typical branch pipe structure. The calculated flow in the straight branch pipe shows good agreement with the observed flow patterns and vortex structures by experiments, i.e., cavity flow yielded by the main flow and swirl vortex. Calculated penetration length increases when the main flow velocity increases and it is slightly overestimated than that of measured data by experiments. The long term fluctuation of the swirl vortex length is observed to cause the temperature fluctuation when the swirl flow reaches the thermal stratified layer.

**Keywords** cavity flow, thermal stratification, vortex structures, branch pipe, numerical simulation

## 1. 序論

上端が主配管に接続され末端が閉止された配管（以下、閉塞分岐配管と呼ぶ）には主配管の流れにより誘起されるキャビティフローが発生する。主配管と分岐配管の間に温度差があるときに、このキャビティフローが主配管の水を分岐配管へと輸送するため、管内に急峻な温度勾配をもつ熱成層界面が発生する<sup>(1)(2)</sup>。このキャビティフローの強さが時間的に変動すること

に伴い熱成層界面が移動し、その温度変動により配管に疲労が生じる場合がある。

この閉塞分岐配管に主配管の流体が輸送される現象は過去に米国で研究されてきた。当初は分岐部に生じる流れが乱れを輸送するという乱流貫入<sup>(3)</sup> (turbulence penetration) と呼ばれ、Kimら<sup>(3)</sup>は閉塞分岐配管内の流速を測定し、乱れ速度で定義したレイノルズ数と侵入深さの関係を求めた。近年はキャビティフローが特有の旋回渦を励起することから、渦貫入<sup>(4)</sup>

\* (株)原子力安全システム研究所 技術システム研究所

† 神戸大学工学部

(vortex penetration, swirl penetration) と呼ばれている。Keller ら<sup>4</sup>はこの熱成層による疲労に対して原子力発電所の主冷却材配管の分岐配管をスクリーニングする方法を提案した。

日本機械学会ではこのような温度変動現象による構造物への影響評価手法を確立するため、「配管の高サイクル熱疲労に関する評価指針」<sup>(1)</sup> (以下、指針) を策定した。指針は、水を内包する配管での高低温水の合流・混合により生じる熱疲労の評価、閉塞分岐配管での熱成層界面位置の評価を行う方法を提供している。電力会社・メーカーにより行われた実験<sup>(5)~(7)</sup>によるデータをもとに指針が策定された。この中で重要なことは、熱成層界面位置の同定である。閉塞分岐管にエルボ等の曲がり部があり、曲がり部に熱成層界面があると温度変動が生じることが分かっている<sup>(1)</sup>。曲がり部の温度変動により生じる熱疲労の評価方法は今後の課題である。

これまで筆者らを含めた研究<sup>(8)~(13)</sup>で、閉塞分岐配管に起こる熱成層、特に温度変動の原因である界面変動現象について調べられてきた。分岐配管に熱を輸送するキャビティフローと旋回渦が持つ渦構造の特性を明らかにすることで、温度変動を引き起こすもとなる流体力学的現象が明らかになると考えた。現象の理解、メカニズム、影響因子を明らかにすることで、熱成層界面の発生場所の予測評価がより妥当なものとなる。そのため、可視化実験により渦構造と温度変動の関係を調べ、分岐配管が曲管の場合に長周期で温度変動が生じること、そして旋回渦の流速変動が温度変動に関連していることを明らかにしてきた。

一方、実験では難しい同時刻の流速・温度のデータが得られることから、熱流動数値解析を用いてキャビティフローと旋回渦の再現と侵入深さの評価を試みてきた。これまで筆者らは乱流モデルを用いずにシミュレーションを試みて<sup>(8) (9) (11)</sup>、数値計算においても熱成層界面の長周期変動が再現できることを示した。乱流モデルを用いずに非定常の数値解析を行った結果<sup>(11)</sup>では、熱成層界面の揺動が生じて、配管曲がり部に熱成層界面が位置する場合には、温度変動が継続的に生じた。侵入深さについては過小評価していた。Ikeda ら<sup>(14)</sup>は、低レイノルズ数型  $k-\epsilon$  モデルを用いた数値解析により、定常・非定常解析を組み合わせ、侵入深さの評価が行えることを示したが、熱成層界面の変動についてはあまり検討されていない。もし、実機形状で曲がり部に生じる温度変動や熱応力を評価したい場合には、熱成層界面の位置が合うこと

と、その揺動による温度変動が合うことの両方が求められる。この場合には、これまで得られている知見以上に、現象をより精緻に再現するための手法の高度化が求められる。

本報告では、直管の閉塞分岐配管に生じる熱成層界面位置を評価するための数値計算手法に乱流モデルを用いて高度化し、侵入深さの定量的な評価が改善されるかどうかを調べた。計算結果から侵入深さを実験結果<sup>(11)</sup>と比較検討し、キャビティフローと旋回渦が計算により再現されているかを検討した。

## 2. おもな記号

$D$  : 分岐配管内径 [m]

$L$  : 管軸で定義される分岐配管分岐部からの距離 [m]

$T$  : 温度 [°C]

$t$  : 時間 [s]

$U$  : 主配管平均流速 [m/s]

$x, y, z$  : 座標 [m]

$\theta$  : 角度 [°]

添字

$m$  : 主配管

$b$  : 分岐配管

## 3. 数値計算内容

### 3.1 計算対象

実験には図1に示す神戸大学工学部の熱流動実験ループを用いた。作動流体には脱気した水を用い、ポンプ入熱による流体温度上昇を冷却水流量により制御した。ポンプから送り出された水はバルブを通り試験部を流れ、流量計を用いて試験部流速を平均流速として計測した。試験部の主配管形状は図2に示すようにダクト状に絞り、主配管内の流れが十分に発達するようにダクト入り口から分岐配管分岐部までの距離は600mmとし、水力等価直径の約35倍を取った。分岐配管は図2に示すようなアクリル製の直管を用い、内径 $D_b$ はプラントで用いられる2インチ配管と同じ43mmとした。

それぞれの試験において主配管流速を1m/s~12m/sの範囲で1m/sずつ増加させ、分岐配管への侵入深さの測定、渦構造の観察を行った。渦構造の観察には、濡れ性をアルコールで改善して密度が

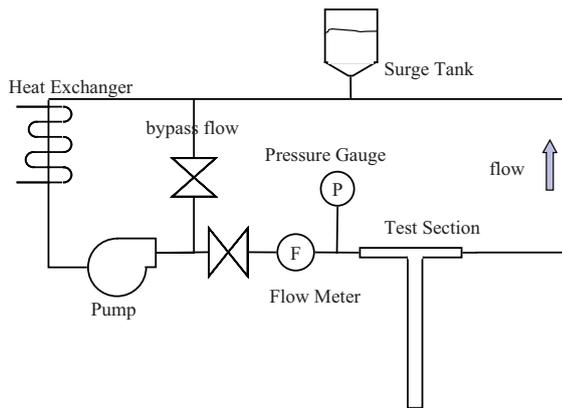


図1 実験ループ

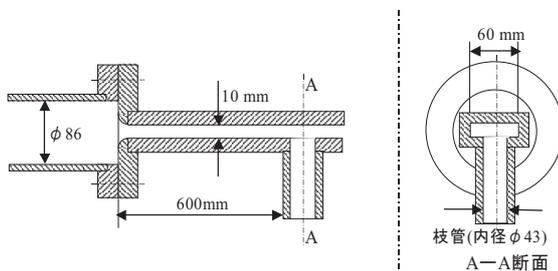


図2 試験部入り口形状

常温水とほぼ等しくなった発泡スチロール粉末をトレーサー粒子として用いた。主配管と分岐配管の水温に温度差がない等温場で流動状態を調べ、ビデオ撮影によりトレーサー粒子の移動を見て旋回渦の到達位置、すなわち侵入深さを計測した。

熱疲労による損傷を回避するため、指針では熱成層界面の侵入深さを予測し、熱成層界面が配管曲がり部に位置しないことを求めている<sup>(1)</sup>。配管曲がり部に熱成層界面があると、旋回渦の旋回流速の時間変化によって熱成層界面がゆらぎ、壁に温度変動を与えることになる。そのメカニズムについては、大塚ら<sup>(10)~(12)</sup>の研究によって明らかにされつつある。侵入深さは旋回渦の到達距離によって決まり、鉛直の直管で主流温度と分岐配管内水温を室温で行った等温実験と、主流温度を 65℃、分岐配管内水温を室温で行った非等温実験では、侵入深さ  $L/D_b$  には最大で 12% 程度、等温実験の侵入深さが大きい。しかし等温、非等温のどちらの場合でも、旋回渦の流速が変動する流体的なメカニズムが生じていて、自然対流のような熱的なメカニズムで流れや温度が変動するわけではないことが分かっている<sup>(10)</sup>。

## 3.2 数値計算条件

前節で述べたように熱成層界面の侵入深さ評価は、疲労損傷の回避のために重要である。一方、実機の種々の配管形状を考えると、数値計算を用いて予測できるようになれば、より実態に近い評価が可能になる。本研究ではこれまで乱流モデルを用いずに侵入深さ評価を行ってきた<sup>(8)(9)</sup>。しかし流速に対する侵入深さの増加傾向や長周期の変動を定性的に再現できるが、侵入深さは過小評価した。そこで評価精度を向上するため、主流の乱れや乱流粘性による旋回渦への影響を考慮できるように、乱流モデルの導入が必要と考えられた。

原子力安全・保安院の高経年化対策強化基盤整備事業（以下、NISA 事業）で行われた T 字合流配管の温度変動を対象とした熱流動数値解析のベンチマーク結果<sup>(15)</sup>では、乱流モデルとしてレイノルズ平均モデル（Reynolds Averaged Navier-Stokes, RANS）であるせん断応力輸送モデル（Shear Stress Transport, SST）、剥離渦シミュレーション（Detached Eddy Simulation, DES）、大規模渦シミュレーション（Large Eddy Simulation, LES）を比較した。その結果、汎用コード CFX-11 の SST では温度変動が再現されず、Front Flow/Red (FFR) コードの Smagorinsky モデルの LES では温度変動幅を過小評価し、CFX-11 の DES と汎用コード Fluent の Dynamic SGS モデルの LES では最大温度変動幅が実験値に近い結果となった。

本研究は閉塞分岐配管を対象としているが、上記の研究結果を踏まえて、DES を用いた。本研究での計算対象とした実験の試験部は図 2 のように主配管がダクト状で狭く、主配管内流れは十分に発達した乱流と見なせることから、主配管内流れを従来の SST モデルで扱い、分岐配管内の非定常流れを LES で扱うことが出来るハイブリッド手法としての DES に期待した。計算には ANSYS 社の汎用熱流動数値解析コード CFX-12.1 を用いた。

### 3.2.1 流体解析条件

#### 1) 流体条件

実験に合わせて次の条件で数値計算を行った。主配管入り口断面平均流速  $U$  については表 1 の 3 ケースを一様流速で与え、温度条件は主配管入り口温度  $T_m = 65^\circ\text{C}$  を与えた。主配管、分岐配管の境界条件は断熱

表1 計算ケース

ケース	モデル	主流流速 $U$
1	DES	5.0
2		7.0
3		10.0

かつ Non-slip とした。分岐配管端部には管が十分長いことを考えて  $10^\circ\text{C}$  一定温度を与えたが、計算結果より端部まで旋回渦は到達しないため、この端部の温度条件は結果に影響しないと判断できる。

実験では分岐配管内に一定温度の水を滞留させて主配管に水を流した。そこで計算で初期条件として水温  $T_b = 10^\circ\text{C}$ 、流速 0 を主配管・分岐配管内に与えた。流体の粘度、密度、熱伝導率、比熱は日本機械学会「伝熱工学資料」<sup>(16)</sup> から  $40^\circ\text{C}$  の水の物性値を線形補間して与え、浮力はブシネ近似で、 $40^\circ\text{C}$  の体膨張係数を与えた。

## 2) 乱流モデルと差分スキーム

乱流には前述のように DES を用いた。この Strelets<sup>(17)</sup> が開発した手法は、壁近傍にはレイノルズ平均モデルである SST モデルを用い、主流や流れの剥離が生じている領域には LES を用いる。図 2 のような今回の計算対象では主配管には大きな剥離は無く、計算目的が主配管での乱流を十分に解像することでは無いため、主配管内の解析格子は平均的な流速分布が再現できる程度に留めてレイノルズ平均モデルで計算することは合理的と考えられる。一方、分岐配管内の流れは LES で取り扱うようにするため、SST と LES の切り替えを行う Blending Function のための CFX-12 中のモデル定数<sup>(18)</sup> BF1, BF2 をともに 0 に設定した。

移流項の空間差分には SST の領域では 2 次精度風上差分、LES の領域では 2 次精度中心差分を用い、時間項には 2 次精度 Euler 後退差分を用いた。

## 3.2.2 解析格子と時間分割

### 1) 解析範囲と解析格子

試験部上流では図 2 に示したように実験では 600mm の助走区間を設けている。計算では図 3 に示すように、配管から試験部へのテーパ部を除き、ダクト形状の矩形部 580mm を上流に設けた。分岐配管より後流では、出口境界を分岐部から離すため、140mm の矩形部を設けた。鉛直方向の座標  $z$  と主配管の流れ方向の座標  $y$  の原点は、分岐配管中心軸と主

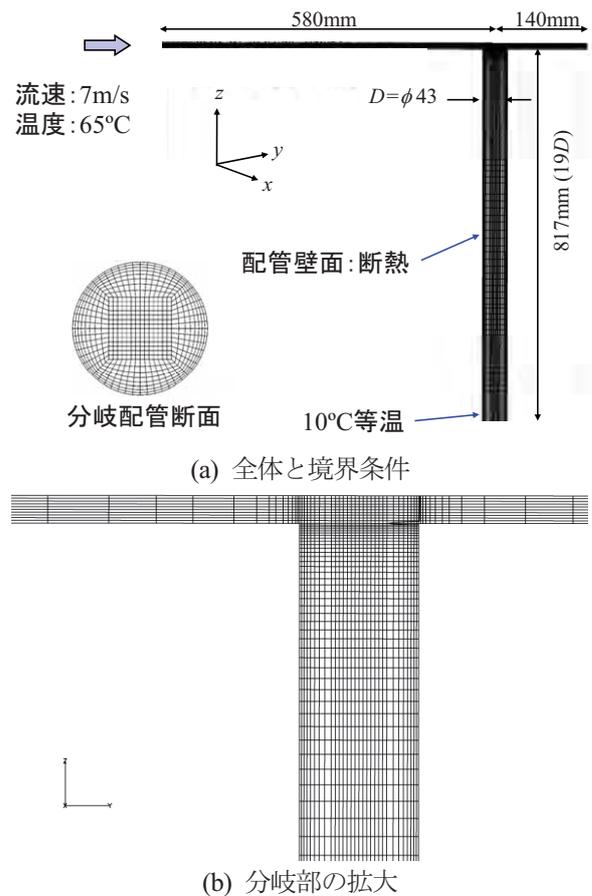


図3 数値計算に用いた解析格子

配管の下面の交点に取った。

図 3 に示すように 6 面体で解析格子を作成し、管断面に周方向分割は等間隔に 56 分割、壁面近傍の半径方向の最小格子幅は 0.8mm とした。主配管は等分割で、鉛直 10 分割、流れ直角方向 14 分割、流れ方向は非等間隔に 34 分割とした。総メッシュ数は約 8 万 4 千要素である。

### 2) 時間進行

時間積分は 2 次の陰解法を用いた。実験では分岐部直下では 1 秒程度の周期で流速が変動<sup>(10)</sup>しているが、熱成層界面の変動は数十～数百秒の周期で観察<sup>(12)</sup>され、ある流速に対して熱成層界面位置が安定するまでには数千秒を要する<sup>(11)</sup>。非定常計算で熱成層界面位置を推定するためには、計算体系内で同程度の時間を要すると考えられた。このように長い時間の計算をできるかぎり速く終えるためには時間刻み幅計算  $\Delta t$  を大きくしたいが、一方で計算を安定に実施する必要もあり、 $\Delta t = 0.01\text{s}$  とした。

分岐部近傍における流れ方向の最小メッシュ幅は、分岐配管壁近傍の半径方向分割と同じとなり、 $\Delta y =$

0.8mm となったので、今回計算した最大の主管流速  $U = 10 \text{ m/s}$  を用いてクーラン数  $C = U\Delta t / \Delta y$  を求めると 125 となり、計算の不安定性が懸念されたが、安定的に計算は実行された。

#### 4. 数値計算結果

##### 4.1 温度分布と熱成層界面

###### 1) ケース 1

主流流速  $5\text{m/s}$  で 3000 秒間の非定常計算を実施した結果から、3000 秒後の瞬時の温度分布を、分岐配管軸を通る主管流れ方向断面で図 4 に示す。主流の  $65^\circ\text{C}$  の温水は分岐配管内に侵入し、熱成層界面を形成していることが分かる。熱成層界面位置を特定するために、分岐配管内の軸方向の瞬時温度分布を用いることとし、その座標を図 5 に示すように分岐配管の軸方

向断面で、上流側に位置する壁から、1mm 離れた所での温度を用いることにした。分岐部を原点に取り分岐配管軸方向距離  $L$  を定義し、この温度定義点での温度分布を図 5 に示す。

3000 秒後の分岐部近傍での瞬時の壁面鉛直方向の最小格子幅の無次元距離  $y^+$  の分布を図 6 に示す。主配管では約 480、分岐部で最大が約 120 であった。DES では壁近傍を SST モデルにより取り扱うが、壁法則に対する  $y^+$  の適用範囲が CFX での推奨である 10~300 程度<sup>(18)</sup> の範囲より主配管では大きくなっているため、今後改善する余地がある。DES には LES と SST を切り替える Blending Function<sup>(18)</sup> があり、この値が 1 では SST、0 では LES が使われる。この関数は、SST で決定される代表長さ  $L_t$  とメッシュ間隔  $\Delta$  とを比較し、メッシュ解像度が粗ければ SST、細かければ LES が選択される。図 7 に示す値を見ると、主配管は SST、分岐配管内で旋回渦が強い領域

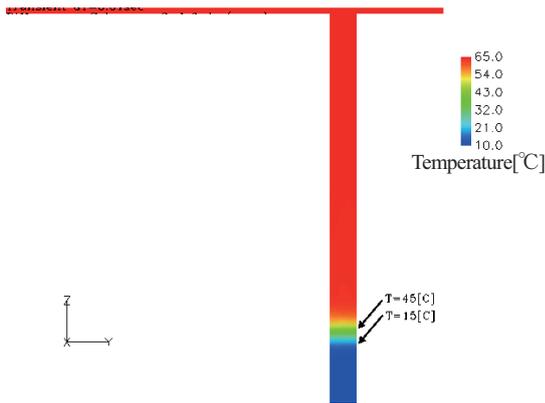


図 4 主流流速  $U = 5\text{m/s}$  での瞬時温度分布 ( $t = 3000\text{s}$ )

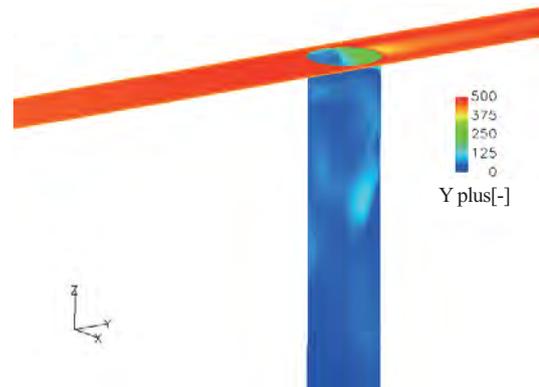


図 6 主流流速  $U = 5\text{m/s}$  での瞬時の  $y^+$  ( $t = 3000\text{s}$ )

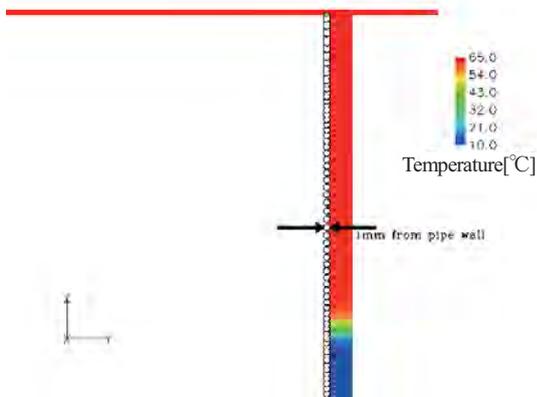


図 5 分岐配管内軸方向瞬時温度分布の定義点 ( $yz$  断面上で分岐配管内面から 1mm)

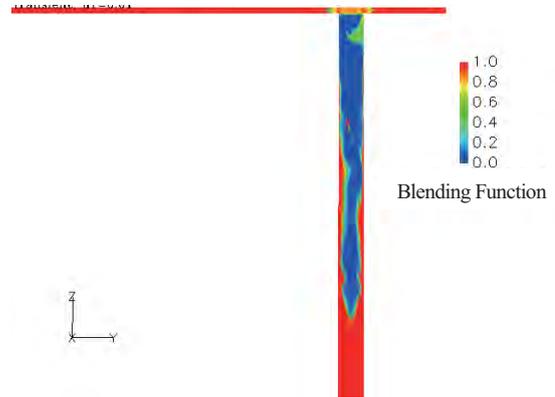
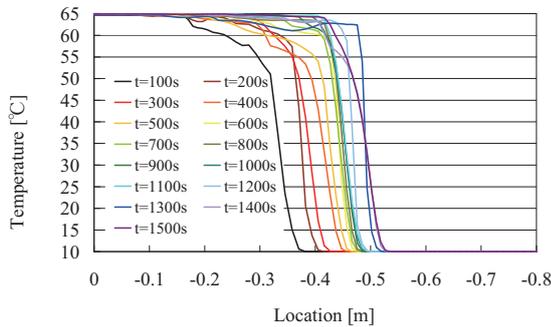


図 7 主流流速  $U = 5\text{m/s}$  での瞬時の Blending Function ( $t = 3000\text{s}$ )

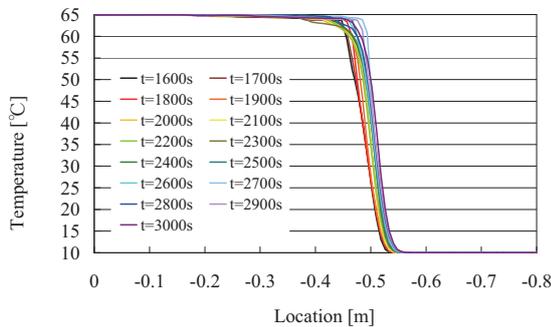
は LES で計算されていることが分かる。

熱成層界面は旋回渦の発達と共に分岐配管内に侵入していくため、図 5 に示した位置での温度分布を 100 秒ごとに図 8 に示すと、時間と共に分岐部からの距離が大きくなり、熱成層界面が侵入していく様子が分かる。計算開始後の 1000 秒間での変化は、その後と比べると大きい。

主流の温水と分岐部に滞留している冷水の温度の間で熱成層界面位置を定義することとし、図 5 の位置で得られた温度分布を用いて図 9 のように温度  $T$  が中



(a) 瞬時温度 ( $t = 100 \sim 1500s$ )



(b) 瞬時温度 ( $t = 1600 \sim 3000s$ )

図 8 管軸方向の瞬時温度分布の時間変化 ( $U = 5.0m/s$ )

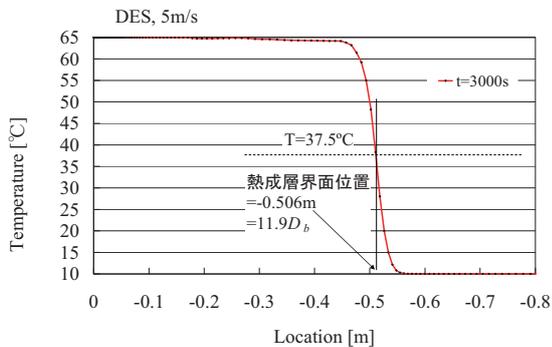


図 9 管軸方向温度分布からの熱成層界面位置の定義

間値である  $37.5^\circ\text{C}$  になる分岐部からの距離を求め、内径  $D_b$  で割って無次元化した値を図 10 に時刻歴で示す。図 8 と同様に計算開始後の 1000 秒間で  $L / D_b = 10$  程度まで熱成層界面は侵入するが、その後 2000 秒程度の時間をかけて  $L / D_b = 11.9$  まで侵入した。この時間でほぼ安定したと判断し、計算を打ち切った。

2) ケース 2

主流流速  $7m/s$  で 3000 秒間の非定常計算を実施した結果から、3000 秒後の瞬時の温度分布を図 11 に示す。主流流速  $5m/s$  の場合よりも熱成層界面が下方まで侵入していることが分かる。ケース 1 と同様に分岐配管軸方向の温度分布を 100 秒ごとに図 12 に、熱成層界面位置の時刻歴を図 13 に示す。

熱成層界面は計算開始後の 1000 秒間で  $L / D_b = 12$  程度まで侵入するが、その後 2000 秒程度の時間をかけて  $L / D_b = 13.7$  まで侵入した。この時間でほぼ安定したと判断し、計算を打ち切った。

3) ケース 3

主流流速  $10m/s$  で 3000 秒間の非定常計算を実施し

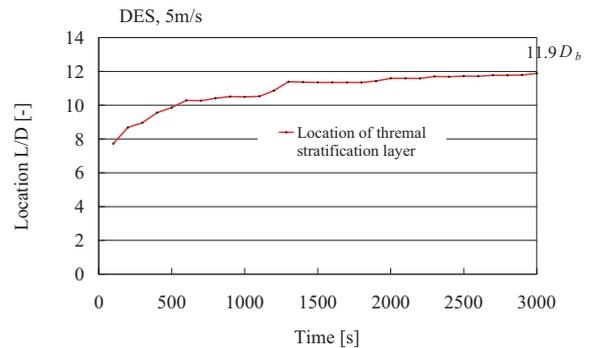


図 10 熱成層界面位置の時刻歴 ( $U = 5.0m/s$ )

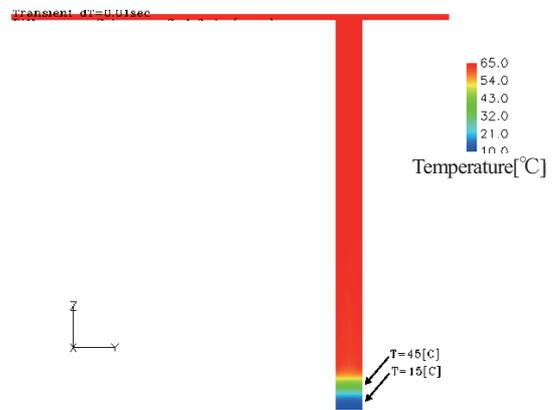
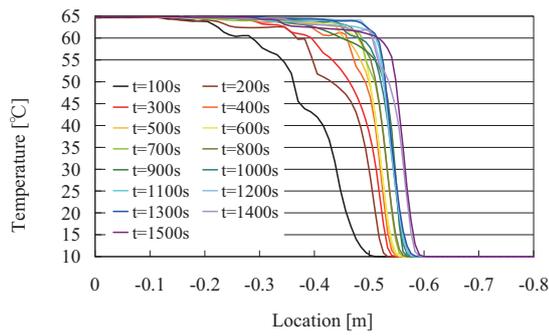
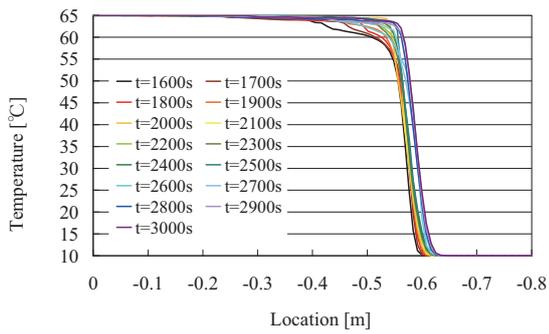


図 11 主流流速  $U = 7m/s$  での瞬時温度分布 ( $t = 3000s$ )



(a) 瞬時温度 ( $t = 100 \sim 1500s$ )



(b) 瞬時温度 ( $t = 1600 \sim 3000s$ )

図12 管軸方向の瞬時温度分布の時間変化 ( $U = 7.0m/s$ )

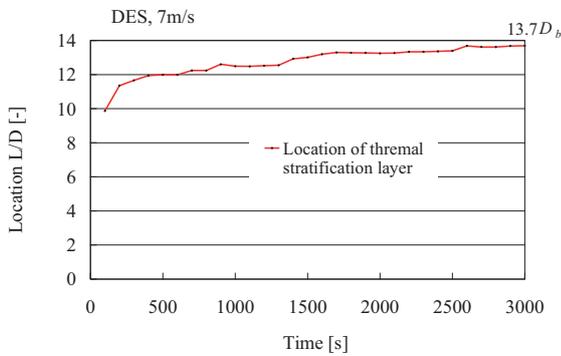


図13 熱成層界面位置の時刻歴 ( $U = 7.0m/s$ )

た結果から、3000秒後の瞬時の温度分布を図14に示す。ケース1と同様に分岐配管軸方向の温度分布を100秒ごとに図15に、熱成層界面位置の時刻歴を図16に示す。

熱成層界面は計算開始後の1000秒間で  $L / D_b = 14$  程度まで侵入するが、その後2000秒程度の時間をかけて  $L / D_b = 15.9$  まで侵入した。この時間でほぼ安定したと判断し、計算を打ち切った。最初の100秒間での侵入深さはケース1と比べて大きくなっているが、これは主流流速の増加により旋回渦が強くなった

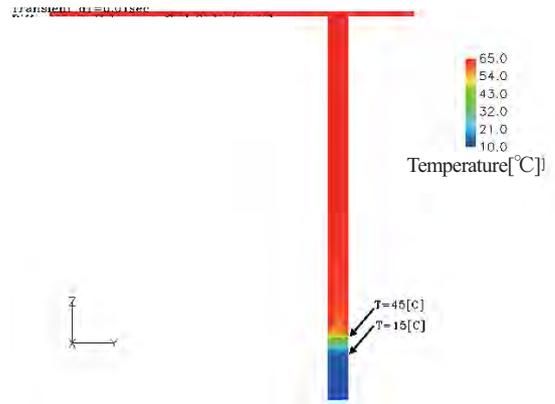
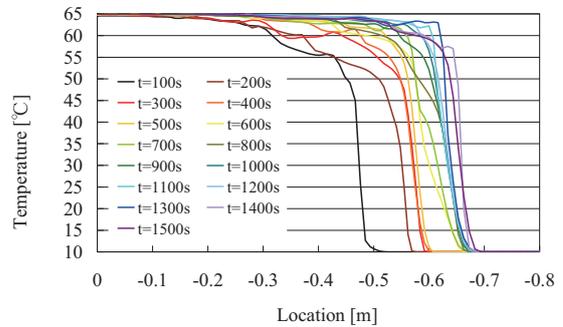
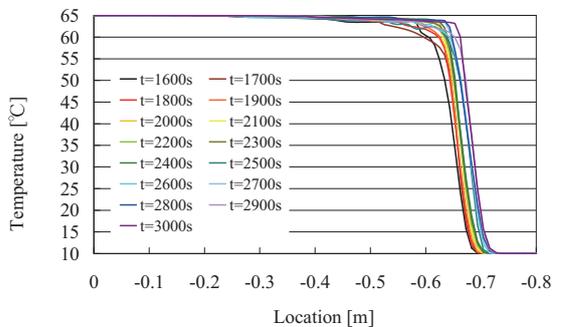


図14 主流流速  $U = 10m/s$  での瞬時温度分布 ( $t = 3000s$ )



(a) 瞬時温度 ( $t = 100 \sim 1500s$ )



(b) 瞬時温度 ( $t = 1600 \sim 3000s$ )

図15 管軸方向の瞬時温度分布の時間変化 ( $U = 10.0m/s$ )

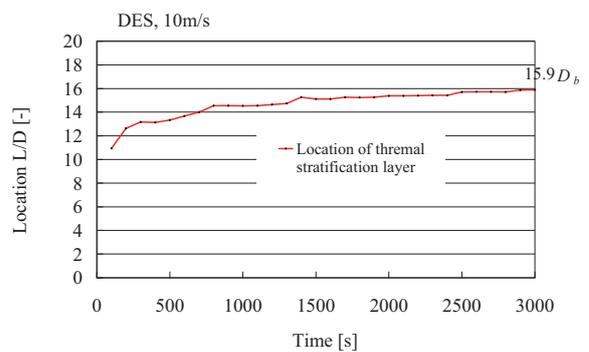


図16 熱成層界面位置の時刻歴 ( $U = 10.0m/s$ )

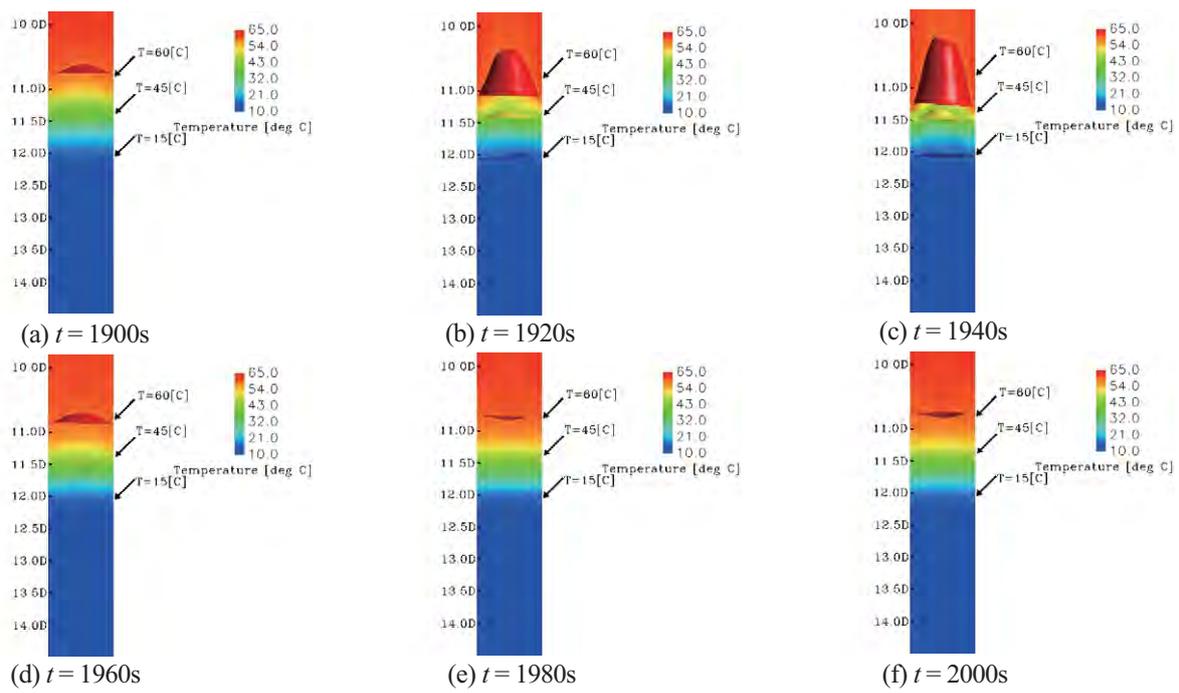


図 17 熱成層界面の時間変化  
( $U = 5.0m/s$ )

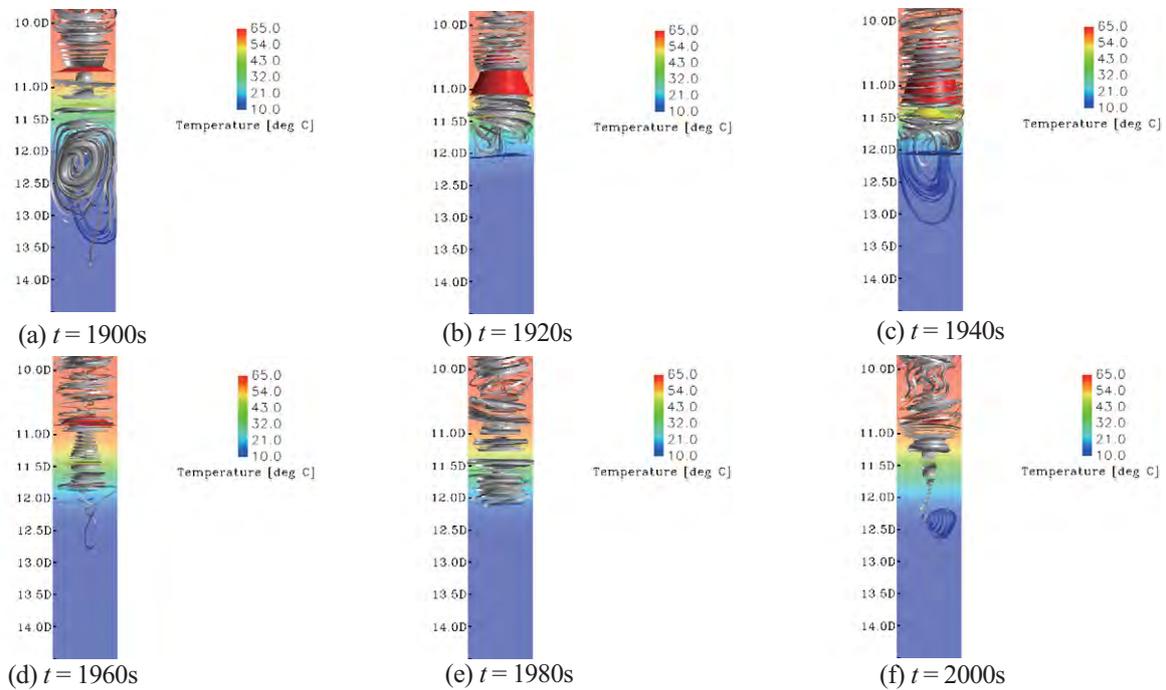


図 18 熱成層界面近傍の流線の時間変化  
( $U = 5.0m/s$ )

ためと考えられる。

### 4.2 渦構造の変化と熱成層界面の変動

主流流速 5m/s のケースで、熱成層界面の移動と流れ場の関係を調べた。1900~2000 秒間の非定常計算を実施した結果から、20 秒後毎の瞬時の温度分布と

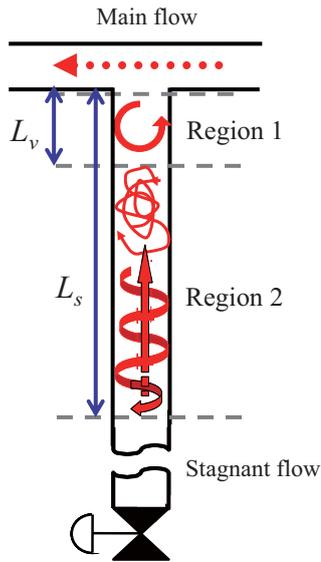


図 19 実験で観察された閉塞分岐配管に生じるセル状渦（領域 1）と旋回渦（領域 2）の構造

温度の等値面を図 17 に示す。等値面は赤：60℃，黄：45℃，青：15℃のそれぞれの温度の面を示している。1920, 1940 秒の図 17(b), (c)を見ると、60℃の等値面が帽子（トップハット）状になっている。帽子状になる理由は、管中心近傍で冷水が吸い上げられているためであり、逆に管壁近傍では熱水が下降している。その流れを見るために、同時刻での瞬時の流線を

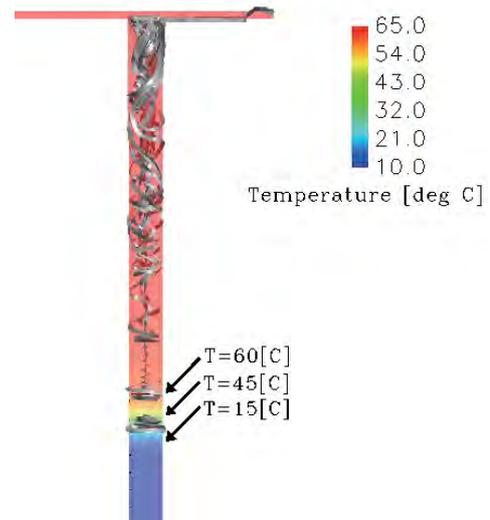


図 20 計算結果の時間平均流速場から得られた閉塞分岐配管内の流線 (t = 1400~2000s)

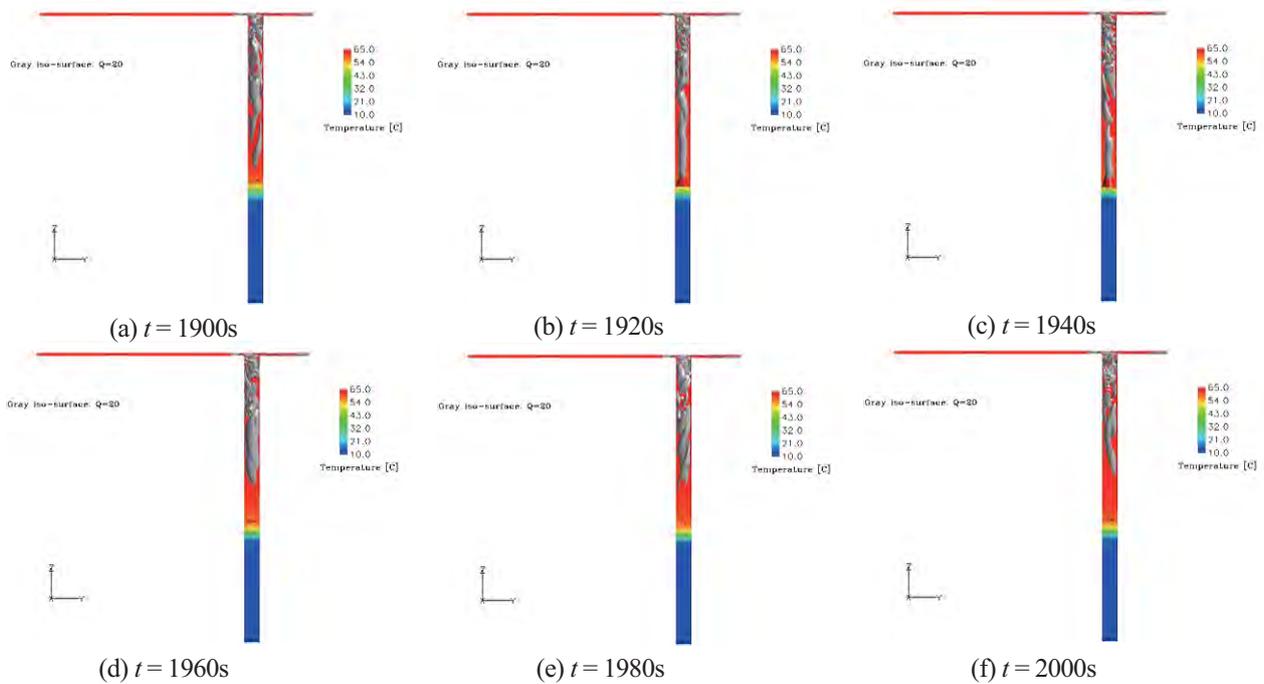


図 21 分岐配管内の Q 値の等値面の時間変化 (U = 5.0m/s, Q = 20)

等温度面と合わせて図 18 に示す。上方から旋回流が管壁近傍を下降する様子が見取れるが、図 17 で熱成層界面が帽子状になっている 1920, 1940 秒の図 18 (b), (c) は他の時刻と比較して旋回する流線が途切れることなく熱成層界面まで到達している。

大塚ら<sup>(10)</sup>の実験では分岐配管内の流れは図 19 のように、主流により励起されるキャビティフローの領域と、旋回渦が支配的な領域が観察された。計算結果でこのような渦が見られるかを調べるため、 $t = 1400 \sim 2000$  秒の時間平均された流速場を用いて描いた流線を図 20 に示す。分岐部直下では流線が鉛直方向に伸びているが、次第に斜めとなり旋回渦へと遷移していることが分かる。熱成層界面近傍では旋回渦が明瞭でない理由は、時刻によって旋回方向が変化するため、時間平均では旋回流速が小さくなるためである。鉛直方向流速は旋回方向が変化してもあまり影響されないと考えられ、管軸近傍での上昇流が流線により可視化されている。

瞬時の流れ場は流速場の時間変動が大きいため、流線では表現されにくい。そこで乱流のシミュレーションにおいて渦構造を調べるためによく用いられる、速度勾配テンソルの第二不変量<sup>(18)</sup>（以下、 $Q$  値）を用いて、分岐配管内の渦構造を調べた。同時刻での瞬時の  $Q$  値の等値面 ( $Q = 20$ ) を等温度面と合わせて図 21 に示す。分岐配管内に発達する旋回渦は、旋回する軸に沿って  $Q$  値の等値面で表され、図 21 (b), (c) のように熱成層界面が帽子状になっている時刻では  $Q$  値の等値面すなわち旋回渦が熱成層界面に到達している。一方、他の時刻では旋回渦は生じているが、熱成層界面よりは上方に留まっている。どの時刻でも分岐部直下では複雑な構造の領域があり、図 19 でキャビティフローが生じている領域 1 と対応している。

### 4.3 流速に対する侵入深さの評価

前節までのように数値計算結果でも実験と同様にキャビティフローと旋回渦が再現できていることが分かったが、流速に対する熱成層界面の侵入深さの定量的な値について図 22 に示す。図 9 で示した熱成層界面位置を、主流流速  $U = 5, 7, 10 \text{ m/s}$  のそれぞれで 3000 秒間経過した後安定したと見なし、図 22 にプロットした。実験結果<sup>(11)</sup>に対し、本報告での DES を用いた計算結果では、侵入深さは流速に対する傾向は一致するが、 $2D_b$  程度過大評価している。その原因には 3.2.2 節で示した計算格子の詳細さ、特に主流部分

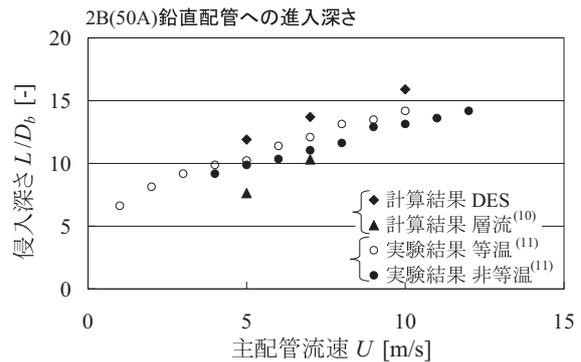


図 22 主配管流速に対する侵入深さ  
(○, ●: 実験結果<sup>(11)</sup>, ▲: 層流の計算による予測結果<sup>(10)</sup>, ◆: DES を用いた計算による予測結果)

での壁近傍の格子解像度の影響が考えられる。鉛直管での侵入深さを過大評価することは実際の配管配置を考えると安全側と考えられる。すなわち、鉛直に下がる分岐配管には建屋との干渉のため曲がり部を設けることになり、指針では曲がり部を熱成層界面から避けることを要求しているため、鉛直管での侵入深さを過大評価することは安全側の評価となるためである。筆者らがこれまで実施した層流による計算結果<sup>(9)</sup>では、 $2D_b$  程度過小評価する場合があったが、本報告では DES を計算手法に用いることで改善できた。

## 5. 結論

本研究では DES を用いた閉塞分岐配管への熱成層界面の侵入深さ評価を試みて、以下の結論を得た。

- (1) 主流流速の増加に従って熱成層界面の侵入深さは大きくなり、DES を用いた評価結果は実験結果より分岐配管内径の 2 倍程度、大きくなった。
- (2) 計算結果においても分岐部直下でのキャビティフローと旋回渦が再現される。管壁近傍の下降流、管軸近傍の上昇流によって旋回渦は構成される。
- (3) 熱成層界面の侵入深さはキャビティフローと旋回渦の発達により長くなるが、旋回渦は時間的に変動する。旋回渦が長くなって熱成層界面に到達することで、熱成層界面が変動する。

## 文献

- (1) 日本機械学会, JSME S 017 配管の高サイクル熱疲労に関する評価指針 (2003).
- (2) 中森信夫, 鈴木忠彦ほか, 枝管内における熱成

- 層現象, 第30回日本伝熱シンポジウム講演論文集Ⅱ, D252, pp.646-648 (1993).
- (3) Kim, J. H., Roidt, R. M. and Deardorff, A. F., Thermal stratification and reactor piping integrity, Nuclear Engineering and Design, Vol. 139 No.1, pp.83-95, (1993).
- (4) Keller, J. D., Bilanin, A. J., Kaufman, A. E. and Carey, J., Thermal Cycling Screening and Evaluation Methodology and Application to Pressurized Water Reactor Branch Line Piping, Third International Conference Fatigue of Reactor Components (2004).
- (5) 谷本浩一, 白石直, 鈴木盛喜, 小倉健志, 椎名孝次, 福田俊彦, 南安彦, 守屋祥一, 滞留部の熱成層化による高サイクル熱疲労に関する研究 ( $L_1$ 評価手法の概要), 日本機械学会論文集 B 編, 70 巻, 689 号, pp.176-183 (2004).
- (6) 近藤喜之, 谷本浩一, 白石直, 鈴木盛喜, 小倉健志, 椎名孝次, 福田俊彦, 千種直樹, 守屋祥一, 滞留部の熱成層化による高サイクル熱疲労に関する研究 ( $L_{sh}$ 評価手法の概要), 日本機械学会論文集 B 編, 70 巻, 689 号, pp.184-191 (2004).
- (7) 椎名孝次, 河村勉, 大塚雅哉, 水野正, 久恒眞一, 小倉健志, 谷本浩一, 福田俊彦, 南安彦, 守屋祥一, 班目春樹, 閉塞分岐管滞留部の熱成層化による水平管内渦侵入深さ予測 (温度変動特性に及ぼす放熱条件の影響), 日本機械学会論文集 B 編, 71 巻, 703 号, pp.954-961 (2005).
- (8) 中村晶, 竹中信幸, 濱谷大輔, 村瀬道雄, 佐々木亨, 分岐配管に起こる熱成層変動現象の実験と数値解析, Journal of the Institute of Nuclear Safety System, Vol.9, pp.67-79 (2002).
- (9) 中村晶, 竹中信幸, 閉じられた直管の分岐配管に生じる流れ場の構造と温度変動, Journal of the Institute of Nuclear Safety System, Vol.12, pp.146-153 (2005).
- (10) 大厩徹, 中村晶, 長谷正紹, 細川茂雄, 竹中信幸, 下向き閉塞分岐配管に生じる流動と温度変動のメカニズム - 第1報 鉛直分岐配管に生じる流動現象 -, 日本機械学会論文集 B 編, 75 巻, 749 号, pp.68-76 (2009).
- (11) 中村晶, 大厩徹, 濱谷大輔, 竹中信幸, 下向き閉塞分岐配管に生じる流動と温度変動のメカニズム - 第2報 水平部を有する曲がり管に生じる温度変動 -, 日本機械学会論文集 B 編, 75 巻, 749 号, pp.77-84 (2009).
- (12) 大厩徹, 中村晶, 齊藤敦, 山本泰大, 竹中信幸, 下向き閉塞分岐配管に生じる流動と温度変動のメカニズム - 第3報水平部を有する曲がり管に生じる壁温の温度変動 -, 日本機械学会論文集 B 編, 75 巻, 755 号, pp.1410-1419 (2009).
- (13) Takenaka N., Hosokawa S., Hase M., Onojima D., Nakamura A. and Oumaya T., Investigation of Flow Structure and Temperature Fluctuation in a Closed Branch Pipe Connected to High Velocity and High Temperature Flow in a Main Pipe, Fourth Japan-Korea Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety (NTHAS4), No.000002 (2004).
- (14) Ikeda, H., Nakada, K. and Murofushi, T., Prediction of Thermal Stratification Phenomena in a Branch Pipe Using Numerical Simulation, ICONE15, Proceedings of the 15th International Conference on Nuclear Engineering, ICONE15-10308 (2007).
- (15) Nakamura A., Ikeda H., Qian S., Tanaka M. and Kasahara N., Benchmark simulation of temperature fluctuation using CFD for the evaluation of the thermal load in a T-junction pipe, The 7th Korea-Japan Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety (NTHAS-7), N7P-0011, (2010).
- (16) 伝熱工学資料 改訂第4版, 日本機械学会, (1986).
- (17) Strelets, M., 2001, Detached eddy simulation of massively separated flows, AIAA, Paper 2001-0879.
- (18) ANSYS CFX-Solver Theory Guide, Release 12.1, Online Manual, ANSYS Inc. (2009).