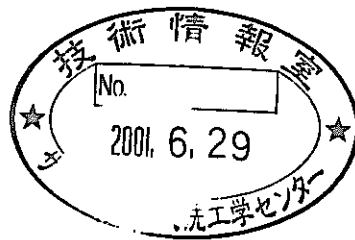


熱伝導逆算法による配管外表面から配管内流体温度の評定 平成11年度

(核燃料サイクル開発機構 共同研究報告書)



2000年3月

広島大学

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松4番地49
核燃料サイクル開発機構
技術展開部 技術協力課

Inquires about copyright and reproduction should be addressed to:
Technical Cooperation Section,
Technology Management Division,
Japan Nuclear Cycle Development Institute
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184,
Japan

- © 広島大学 (Hiroshima University)
 - © 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)
- 2000

熱伝導逆算法による配管外表面から配管内流体温度の評定

平成11年度

(核燃料サイクル開発機構 共同研究報告書)

菊地 義弘*

要旨

高速原型炉「もんじゅ」でのナトリウム漏洩を受けて、ナトリウム冷却高速炉の主配管内ナトリウム温度を監視するにあたり、これまで一般的に用いられてきた管内に熱電対を挿入する方法に代わり、配管の外側から内部温度を測定する手法について幾つかの検討がなされている。本報では、その手法として配管の外面に温度計を設置し計算機を援用してナトリウム温度を外面から実時間で標定する計測システムについて、平行平板体系を対象とした数値解析ならびに水試験によるデータを用いて検討した結果を述べる。

配管を模擬した厚さ 10mm の 2 枚のステンレス鋼板の間に高温の水を流下させ、過渡温度変化を与えた体系にて水試験を行った。同様な 2 次元体系についての解析として 2 次元非定常解析を層流条件で実施した。裏面温度の測定値から熱伝導逆算法を用いて伝熱面温度を標定した。評定における熱伝達係数の設定の重要性が指摘された。また、ナトリウム体系での解析による評価を行った結果、水体系に比べ比較的容易に評定ができることがわかった。

本報告書は核燃料サイクル開発機構との共同研究において広島大学が実施した内容を報告するものである。

* 広島大学工学部第一類

Prediction of Temperature of Fluid in Tube from Temperature of
Outer Surface of a Tube by Inverse Heat Conduction Method

Yoshihiro Kikuchi*

ABSTRACT

This paper deals with a computer aided temperature measuring system for real time prediction of fluid temperature from outer surface of the cooling pipe of fast reactors. Numerical simulations using 2-dimensional transient analysis code and water experiments for a parallel wall geometry were carried out to show the applicability of this temperature measuring system.

The wall was a 10 mm thick stainless steel plate. Hot water flowed downward in the gap between the vertical parallel walls. Temperatures on the inner surface and outer surface and also the bulk temperature of the fluid were measured in the experiments. The numerical simulations were also carried out in the same geometry. Inverse heat conduction method was used to estimate the bulk temperature in the fluid flow from the measured temperature at the back surface.

It was shown that heat transfer coefficient at the inner surface is significant to predict the bulk temperature. The numerical simulations for sodium showed that the prediction based on the inverse heat conduction method is more applicable to the sodium system than that to the water system.

* Dept. of Mech. Eng., Hiroshima University

目次

1. 緒言	1
2. 計算手法および実験手法	3
2.1 熱伝導逆計算法	3
2.1.1 計測システムの概要	3
2.1.2 熱伝導逆計算の計算手法	3
2.2 2次元非定常数値解析	6
2.2.1 基礎方程式	7
2.2.2 計算格子	8
2.2.3 差分法	8
2.2.4 アルゴリズム	9
2.2.5 境界条件	9
2.2.6 計算条件	10
2.3 実験方法	11
2.3.1 実験装置概要	11
2.3.2 実験手法	12
3. 結果および考察	24
3.1 2次元非定常計算の結果	24
3.1.1 温度分布	25
3.1.2 逆計算による内面温度及び流体温度の標定	26
3.1.3 熱流束の標定	27
3.1.4 ヌセルト数分布	28
3.1.5 ヌセルト数の時間変化	29
3.2 実験結果	31
4. 結言	54
参考文献	56

図リスト

図 2-1	計測システムのフローチャート	13
図 2-2	逆計算法	14
図 2-3	感度係数の概要	15
図 2-4	数値実験のフローチャート	16
図 2-5	Staggered-Grid	17
図 2-6	5 次の風上差分によって求められる対流項	18
図 2-7	数値計算のフローチャート	19
図 2-8	計算領域と座標系	20
図 2-9	入口温度の時間変化	21
図 2-10	実験装置概要	22
図 2-11	試験部	23
図 3-1	計算の妥当性	33
図 3-2	温度分布 (a) 一様分布	34
図 3-2	温度分布 (b) 放物形分布	35
図 3-3	温度分布 (ナトリウム)	36
図 3-4	壁内面温度の標定 (水) (a) 一様分布	37
図 3-4	壁内面温度の標定 (水) (b) 放物形分布	38
図 3-5	壁内面温度の標定 (ナトリウム)	39
図 3-6	流体温度の標定 (水) (a) 一様分布	40
図 3-6	流体温度の標定 (水) (b) 放物形分布	41
図 3-7	流体温度の標定 (ナトリウム)	42
図 3-8	逆計算による熱流束の標定 (水) (a) 一様分布	43
図 3-8	逆計算による熱流束の標定 (水) (b) 放物形分布	44
図 3-9	逆計算による熱流束の標定 (ナトリウム)	45
図 3-10	ヌセルト数分布 (水)	46
図 3-11	ヌセルト数分布 (ナトリウム)	47
図 3-12	ヌセルト数の時間変化 (水) (a) 一様分布	48
図 3-12	ヌセルト数の時間変化 (水) (b) 放物形分布	49
図 3-13	ヌセルト数の時間変化 (ナトリウム)	50

図 3-1 4	バルク温度と壁内面温度の比較 (ナトリウム)	51
図 3-1 5	逆計算による壁内面温度の標定値 (実験)	52
図 3-1 6	逆計算による流体温度の標定 (実験)	53

1. 緒言

熱伝導の逆問題とは、表面から離れた位置で測定された温度データから固体表面や内部の温度、および熱流束を推測するものであり、初期条件境界条件が既知の状態から物体内の温度分布を求める通常の熱伝導問題とは逆の問題といえる。この問題の解析についてさまざまな手法が検討されている。例えば、Beck は非線形推定法を適用して領域内部の熱流束の時間歴応答から、物体の表面上における熱流速の時間変化を求める手法を提案している。庄司⁽²⁾は一次元領域内の2点の温度から境界の温度、熱流束を求める解を導きその適用性を検討している。また、菊池らは液滴の蒸発熱伝達の研究における伝熱表面温度および熱流束の算出において Beck が提案した二次元非線形熱伝導の逆問題を二次元非定常熱伝導問題に拡張し、時間的に急変する伝熱面温度、熱流束の計算において十分な精度が得られることを確認しており、非定常伝熱計測においてもこの手法は実用性をもつと考えられる。

管内流体温度の計測においては、温度計を管内に直接挿入することにより計測を行っているが、高速増殖炉「もんじゅ」の2次冷却配管室におけるナトリウム漏洩事故などの例があり、内部流体の漏洩や流体振動の防止の観点から温度計の管内への挿入は除去することが望ましい。これらのことを考え、昨年佐藤は、熱伝導逆計算法を用いて実験および一次元の数値解析の結果より配管外表面温度から配管内面温度の推定を行い、さらに一次元の数値実験で流体のバルク温度の推定を行った。しかし流体のバルク温度の推定に関しては熱伝達係数、流体の温度変化を一次元で与えたために現実の現象と必ずしも一致しているとはいえない。また、平行平板間内の対流熱伝達は、熱伝導問題を考える上で最も基本的な系の一つで、熱交換器内の熱伝達や原子炉の炉内の流動などを考えるためにさまざまな数値解析や実験が行われており、現在でもその重要性は少なくない。

そこで本研究では、平行平板内流体のバルク温度を推定することを目的とする。そのために側壁の熱伝導を考慮に入れた2次元の平行平板間内の非定常熱伝導数値解析を行うことでノイズなどのない理想的な状態での物理量のデータを得、さらに、平行平板内に高温流体を流す実験を行うことでより現実に近い状態でのデータを得る。このデータより逆計算を行う事で逆計算法を用いた計測システムの過渡応答性能およびその特性を調べた。

2. 計算手法および実験手法

2. 1 熱伝導逆計算法

2. 1. 1 計測システムの概要

流路外面から流路内流体温度を推定する計測システムのフローチャートを図 2-1 に示す。平行平板流路の平板外面を壁外面、平板内面を壁内面としている。まず、本研究は高速増殖炉もんじゅ二次主冷却系温度計を想定して行われており、内部流体はナトリウムのように電気伝導性がよく、壁外部からの平均流速測定 u が可能であると考えて行われている。また、流れ形態、物性値が既知であるため以下の関係式が成り立つ。

$$Re = \frac{ud}{\nu} \quad Pr = \frac{c_p \mu}{\lambda}$$

$$Nu = F(Re, Pr)$$

$$h = \frac{Nu \cdot \lambda}{d}$$

ここで熱伝達率が得られる。次に壁外面に温度計が設置されており壁外面温度 T_o から熱伝導逆算法を用いて壁内面における壁内面熱流束 q_w および壁内面温度 T_w を算出する。よって壁内面において壁内面熱流束 q_w 、壁内面温度 T_w 、熱伝達率 h の関係式

$$T_m = \frac{q_w}{h} + T_w \quad (2-1)$$

が成り立つことにより、内部流体の流体バルク温度 T_b が得られる。

2. 1. 2 熱伝導逆計算の計算手法

壁表面温度から流体温度を標定するにあたり熱伝導逆計算法は壁外面から壁内面を求める際に使用している。図 2-2 に熱伝導逆算法の概要を示す。壁内面内の熱伝導を一次元問題とするときの基礎方程式は

(2-2)式のとおりである。ただし、壁内面側を原点($x=0$)として壁外面の方向を正とするようにX軸をとっている。

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (2-2)$$

初期条件として温度変化する前の壁内面と壁外面における熱電対の実測値の温度を一次近似したものを内部領域の温度分布としている。

$$t=0 \quad : \quad T^0(x) = \frac{\delta-x}{\delta} T_w^0 + \frac{x}{\delta} Y_\delta^0$$

また、境界条件として試験体の壁外面は断熱としている。

$$x=\delta \quad : \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

しかし、壁内面における境界条件は未知であるが、

$$T_\delta^k = Y_\delta^k$$

と壁外面における温度が既知であるため、これらを利用して壁内面での熱流束と温度を求めることができる。以下にその方法について述べる。

まず、時刻 k における壁内面温度を標定する場合を考える。このときの初期条件として時刻 $k-1$ における温度分布および壁内面熱流束 q_w^{k-1} を既知とする。ただし、 k は時刻、 m は時刻 k 以降のサンプル個数とする。ここで時刻 k における q_w^k を求めるのだが、まず

$$q_w^{k-1} = q_w^k = q_w^{k+1} = \dots = q_w^{k+m} \quad (2-3)$$

と仮定する。この仮定のもとに各時刻 $k \sim k+m$ まで熱伝導計算をおこなう。その各時刻での計算結果を壁外面での測定温度 $Y_\delta^k \sim Y_\delta^{k+m}$ と比較し、その差異の二乗和が最小になるように q_w^k ($\neq q_w^{k-1}$, $q_w^k = q_w^{k+1} = \dots = q_w^{k+m}$) を補正する。すなわち、壁内面温度を壁内面熱流束の関数と考えると、

$$F(q_w^{k+m}) = \sum_{j=0}^m (T_\delta^{k+j} - Y_\delta^{k+j})^2 \quad (2-4)$$

となり、これが最小となるには、

$$\frac{\partial F}{\partial q_w^{k+m}} = 2 \sum_{j=0}^m (T_\delta^{k+j} - Y_\delta^{k+j}) \frac{\partial T^{k+j}}{\partial q_w^{k+m}} = 0 \quad (2-5)$$

を満たすように q_w^k を決定する。このとき T^k は q_w^k の関数であるため、 T^k の一次近似は（右肩に添え字 1 をつける）は Taylor 展開により、次のように与えることができる。

$$T^{k+j,1} = T^{k+j,0} + \frac{\partial T^{k+j}}{\partial q_w^{k+m}} \Delta q_w^{k+j} \quad (2-6)$$

ここで、

$$\Delta q_w^{k+j} = q_w^{k+j,1} - q_w^{k+j,0} \quad (2-7)$$

であり、

$$q_w^{k+j,1} = q_w^{k+j,0} \times (1 + \varepsilon) \quad (2-8)$$

である。ここで、 ε は十分小さい値である。且つ、 $j=0, \dots, m$ に対して一定であると見なせるものとする。(2-6)式を変形すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial T^{k+j}}{\partial q_w^{k+m}} &= \frac{T^{k+j,1}(q_w^{k+j}(1+\varepsilon)) - T^{k+j,0}(q_w^{k+j})}{\varepsilon q_w^{k+m,0}} \quad (2-9) \\ &= \phi^{k+j} \end{aligned}$$

となる。ここで、 ϕ^{k+j} は感度係数と呼ばれている。その概要を図 2-3 に示す。感度係数は壁内面熱流束に対する壁外面温度の応答性を表しており、 Δt が小さいと感度係数も小さくなる。(2-6)式、(2-9)式を(2-5)式に代入すると、

$$\sum_{j=0}^m (T_\delta^{k+j} + \phi^{k+j} \Delta q_w^{k+j} - Y_\delta^{k+j}) \phi^{k+j} = 0 \quad (2-10)$$

となり、さらに変形すると、

$$\Delta q_w^{k+m} = \frac{\sum_{j=0}^m (Y_\delta^{k+j} - T_\delta^{k+j}) \phi^{k+j}}{\sum_{j=0}^m (\phi^{k+j})^2} \quad (2-11)$$

となり、 Δq_w^{k+m} を求めることができる。(2-7)式より時刻 k での表面熱流束 q_w^k を補正する。このときの収束条件として以下の条件

$$\left| \frac{\Delta q_w^{k+m}}{q_w^{k+m,0}} \right| \leq 5 \times 10^{-6} \quad (2-12)$$

を満たすまで繰り返し計算を行う。(2-12)式が満たされた場合には q_w^k を時刻 k での壁内面熱流束とする。またそのとき内部領域の温度分布が求まるため、それと同時に壁内面温度も求まる。そこで得られた壁内面温度、流体温度をそれぞれの位置における標定値とした。このとき時刻 k における壁内面温度および流体温度を標定する場合、時刻 $k \sim k+m$ までの測定温度 $Y_o^k \sim Y_o^{k+m}$ が必要となるため計算結果が出るまで $m \times \Delta t$ の時間遅れが生じる。これを標定時間 Δt_d とする。実際の計測においては標定結果が得られるまでに、標定時間 Δt_d と計算時間 (約 0.01s 程度) が必要となる。

2. 2 2次元非定常数値解析

本研究では逆計算を行うためのデータを取るために 2次元非定常数値解析を行う。本計算では板厚を考慮に入れた平行平板間内の流れを計算する。これは実験で得ることのできない局所的な物理量を理想的な条件で求めるためである。

熱伝導逆算法の過渡応答性能を検討するために、数値計算上での結果を用いて逆計算を行った。昨年佐藤の研究との違いを明確にするため図 2-4 に数値実験のフローチャートを示す。昨年研究では流体のバルク温度の推定に関しては熱伝達係数、流体の温度変化を一次元で与えたために現実の現象と必ずしも一致しているとはいえない。そこで本研究では 2次元の非定常熱伝達計算を用い、流路入口で流体の温度を変化させ、各地点における流体のバルク温度、流路内面温度および流路外面温度の時間変化を記録しておくなど、より現実的な数値解析を行う。

本計算に使用したコードは、Puns-Spalding⁽⁴⁾によって開発された定常流用コードに改良を加え、非定常 2次元流用コードに修正したものである。本計算手法では、熱および流れ系に関する支配方程式を、

有限体積の要素(検査領域)に対して離散化する差分法を用いる。

2. 2. 1 基礎方程式

計算に際し以下の仮定を設ける。

- (1)流体は非圧縮性ニュートン流体として扱う。
- (2)流れは2次元である。
- (3)粘性消散を無視する。
- (4)物性値は温度によらず一定である。
- (5)重力の影響を無視する。

基礎方程式は以下に示すように非圧縮性流体に対する連続の式、2次元非定常流れに対する Navier-Stokes の式およびエネルギー式である。本数値解析では、熱および流れ系に関する基礎方程式を有限体積の要素(コントロール・ボリューム)に対して離散化する差分法を用いた。二次元非定常の支配方程式は以下に示すように流体に対する連続の式、運動方程式およびエネルギー式である。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (2-13)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) \quad (2-14)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) \quad (2-15)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} + V \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\lambda}{\rho c} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right) \quad (2-16)$$

ここで U 、 V 、 U_x および V_y はそれぞれ流れ方向座標 x 、流れに対して垂直な方向座標 y についての流速成分である。また、さらに h 、 P は、圧力および比エンタルピである。前述したように、本研究では物性値を温度によらず一定と仮定した。また、 ν 、 λ 、 c はそれぞれ水の動粘性係数、熱伝達率及び比熱であり、その値は流路入口の温度に対応した値を採用した。

2. 2. 2 計算格子

数値解析では、格子点を計算領域内に配置して、そこでの値を未知数とし、支配方程式を離散化した式の解を考える。個々の格子点は一つのコントロールボリュームによって囲まれており、一つの格子系については互いに重なり合うことなく全計算領域内に多数配置されている。本計算に用いる格子として図 2-5 に示すような Staggered-Grid を用いた。Staggered-Grid では、速度成分の格子点を他の変数の格子点に対し、ずらして配置しているため、コントロールボリュームの界面上で速度が決定される。よって次に示す二つの利点があげられる。

- (1) 各セル内において、連続の式を満足するかどうかを容易に判断できる。
- (2) 隣り合った格子点間の圧力差がその格子点間にある速度成分に対する駆動力となり、圧力の解が合理的となる。

無計画な格子点の増加は計算時間やコストの浪費につながり実際的ではない。そこで計算精度を悪化させない程度に格子点を省くため、格子間隔を等比級数的に増加または減少させた不等間隔格子を用いた。この時、計算の不安定性を抑制するためには、等比級数の公比はなるべく 1 に近い方が望ましいため、本研究では最大公比を 1.1 程度となるようにした。

2. 2. 3 差分法

本研究に用いる差分法は、支配方程式を各格子点のまわりで積分した後、代数方程式(差分法)に置き換えるものである。支配方程式の空間的な差分には、拡散項に 4 次精度の中心差分、対流項に 5 次精度の風上差分を用いた。5 次の風上差分とは検査領域界面での値を求めるために、風上側に 3 点、風下側に 2 点を設け、計 5 点における変数値が 4 次関数で分布しているものとして格子間の分布を補完し、近似値を求めるものである。例えば図 2-6 に示されるように、ある物理量 ϕ

が各格子点 3W, 2W, 1W、P、1E 及び 2E 上で与えられると仮定する。それが対流によって運ばれ、コントロールボリューム界面 w を通過するとする。このとき、検査領域界面での値 Φ_w は、 u_w が正の場合は 3W、2W、1W、P、1E の 5 点の値から近似して求め、 u_w が負の場合は 2W、1W、P、1E、2E の 5 点から求める。

本計算では、不等間隔格子を用いているので、後述するような差分式を用いて計算を行う。また、非定常計算を行うため時間方向にも積分を行うが、これは完全陰解法を用いた。

時間ステップ Δt については、等間隔に設定した。次式のように最小格子間隔 Δx_{\min} と、最大速度 U_{\max} を基準として、クーラント数 $C_r=1$ となるように Δt を設定した。

$$Cr = \frac{U_{\max} \Delta t}{\Delta x_{\min}} = 1$$

ただし、 U_{\max} は流体の最大流速である。このように定めることにより、流体粒子が一時間ステップ後に下流側に接する格子をいくつか飛び越えてしまう危険を極力抑えている事になる。

2. 2. 4 アルゴリズム

本計算では(2-13)～(2-16)の基礎方程式を格子点の周りのコントロールボリュームについて積分し、差分化したのち、SIMPLE 法を用いて解く。SIMPLE 法とは、Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation (圧力結合方程式の半陰解法) であり、Patanker-Spalding⁽⁵⁾ によって提案された解法である。図 2-7 に本計算のフローチャートを示す。

2. 2. 5 境界条件

a) 流路入口、出口部境界

入口部における流体の温度は前述のように \sin 状に変化させる。初期温度は供試流体が水の場合 20°C とし、ナトリウムの場合 100°C とした。

また、入口部境界の流体は速度 U を放物形分布として与えた。入口部の温度分布に関しては一様の温度分布を与える場合と放物形の温度分布を与える場合の 2 条件について計算した。出口部境界では、支配方程式に境界層近似が適用できるとした。計算領域と座標系を図 2-8 に示す。

b) 両平板表面境界

両平板表面では断熱とした。また速度については $U=V=0$ とした。但し U, V はそれぞれ x, y 方向速度成分である。

c) 流域全域

流域全体に平均の圧力勾配を与えることにより、流れが生ずるものとした。

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial P_m}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x}$$

ただし、 $\frac{\partial P}{\partial x}$: 流路内の圧力勾配、 $\frac{\partial P_m}{\partial x}$: 与える圧力勾配

2. 2. 6 計算条件

供試流体には水およびナトリウムを用い、レイノルズ数は 1000 とした。また入口の温度分布に関しては一様の温度分布と放物形温度分布の 2 条件で計算した。入口温度には水の場合初期温度 20℃から温度を上昇させ、変化後の温度は 25℃とした。一方ナトリウムの場合は初期温度 100℃、変化後の温度を 102℃とした。入口のバルク温度の変化時間を 10 秒および 50 秒とした。今回、実際の計測を考慮して以下の条件で流路の入口温度の変化を与えている。

$$\theta = \frac{1}{2} \sin \pi \left(\tau - \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} \quad (t \leq t_e) \quad (2-17)$$

ここで、 θ 、 τ は無次元温度であり、

$$\theta = \frac{(T - T_s)}{(T_e - T_s)} \quad \tau = \frac{t - t_s}{t_e - t_s}$$

と定義される。また、添え字の s は初期、 e は変化後を示す。壁外面温度を壁外面における測定値と仮定し、熱伝導逆計算を行い、壁内面温度および流体のバルク温度の標定値を算出し、真値と標定値を比較した。なお入口温度の時間変化を図 2-9 に、計算条件および計算時の物性値を表 2-1、2-2 に示す。

2. 3 実験方法

2. 3. 1 実験装置概要

図 2-10 に実験装置の概略を示す。実験装置はヘッドタンク 1、仕切り板 2、接続部 3、試験部 4、縮流部 5、流量調節弁 6、排水弁 7、冷却水排出弁 8 から構成されている。実験の際、水はヘッドタンク内で温められ、初期の流路内の流体温度よりも高温になっている。ヘッドタンク内の水は排水弁 7 の開放によって接続部をとおり、試験部に流入し、その後縮流部によって縮流され、内径 14mm の塩ビパイプを通して排出される。流路は幅 20mm、長さ 500mm、奥行き 100mm の矩形流路である。流れを 2 次元的にするために流路は幅に対して奥行きが十分長くなるように幅と奥行きの比を 1:5 としている。流量は流量調節弁 6 であらかじめ調節しておき、排出弁によりヘッドタンク内の流体を試験部に流入させる。流速を決める際には排出弁を経て流出してくる水を一定時間採取し、流量を流路の断面積で割ることにより流速を求める。

試験部を図 2-11 に示す。試験部は 20mm、長さ 500mm、奥行き 100mm の矩形流路であり、その幅方向の片側の面には厚さ 10mm のステンレス鋼板を使用し、他の部分はアクリル樹脂をもちいた。ステンレス鋼板背面には断熱材として 15mm のウレタンを取り付けている。試験部の入口および出口にそれぞれ熱電対を挿入しており、入口温度および出口温度を測定している。ステンレス鋼板には流れ方向に対して 5 箇所 10 点の熱電対があり、流路内面および外面の 2 点で一对となっている。流路内の熱電対はステンレス鋼板に 0.5mm の溝を彫り、

その中にハンダによって外径 0.3mm のシース型熱電対を埋め込んだ。外面には直接熱電対をハンダ付けした。一方、ステンレス鋼板と反対側の面には 5 箇所、穴が設けられており、その穴から熱電対を挿入し、流体温度を測定する。尚、熱電対はマイクロメーターヘッドに取り付けられており流路の Y 軸方向への移動を可能にしている。熱電対はマルチプレクサを介してコンピュータに接続しておりデータを取り込めるようになっている。

2. 3. 2 実験手法

まずヘッドタンク内の流体をヒーターにより温めてあらかじめ水温を希望の温度まで上昇させておく。同時に排水弁 7 と流量調節弁 6 との間にあるバイパスから水道水を入れ、試験部の下部から上部に向かって水を逆流させることにより試験部の温度を一定に保つ。これにより試験部の初期温度は水道水の温度と一致しているので初期温度を任意には変えることができない。逆流させた水はヘッドタンク底面にある仕切り板を閉じ、冷却水排出弁を開いておくためヘッドタンクには流入しない。実験開始直前に仕切り板を開き、冷却水排出弁を閉じる。実験開始と同時に排水弁 7 を開き試験部にヘッドタンク内の流体を流入させ、各ポイントでの温度変化を一定時間測定する。このときの測定周波数は 5Hz である。なお流速に関してはあらかじめ一定時間に排出される量を流量調節弁 6 によって $Re=1000$ となるように調節している。逆計算では外面温度測定値のみを用いて逆計算を行い、標定値と伝熱面温度測定値、流体温度測定値との比較により評価を行った。

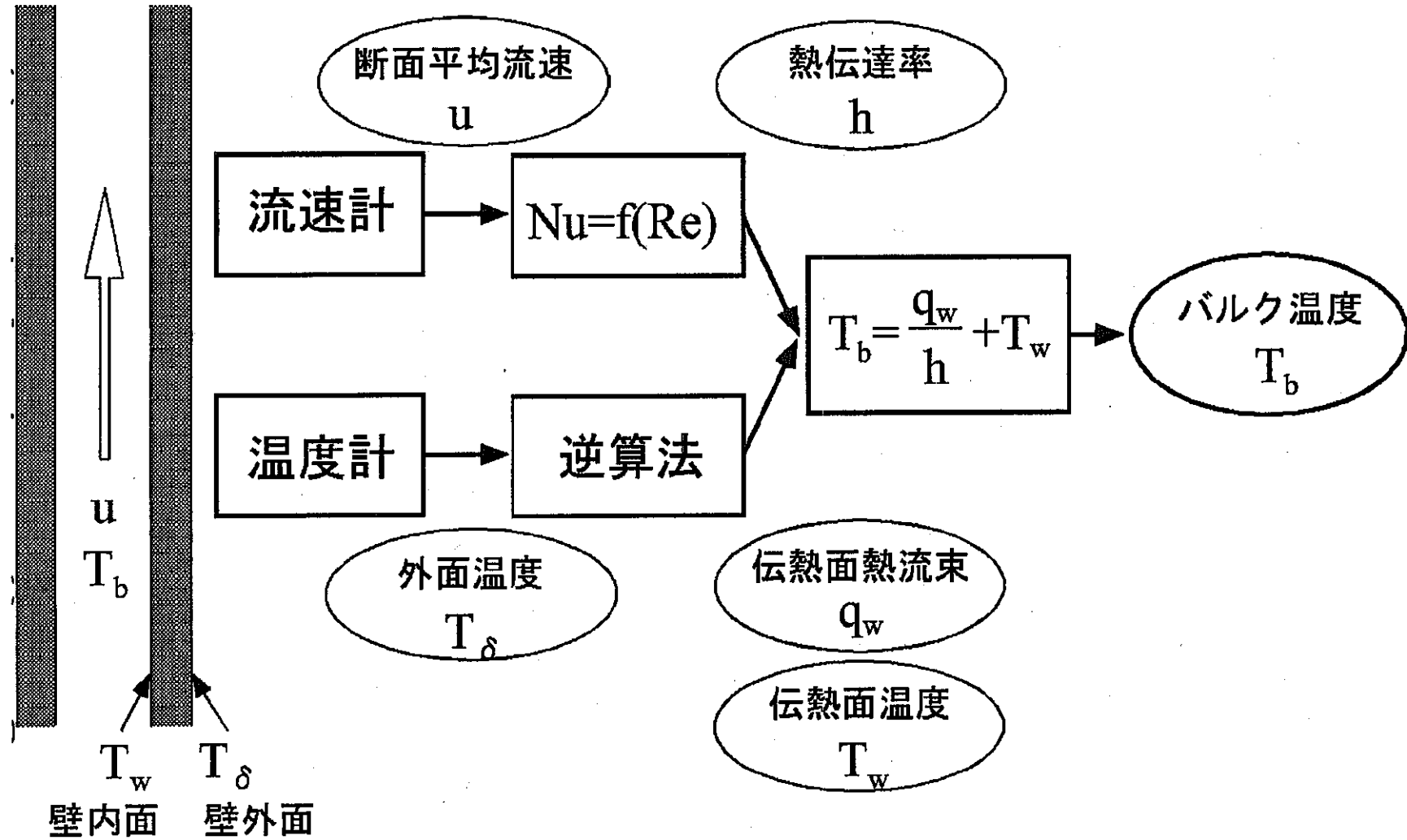
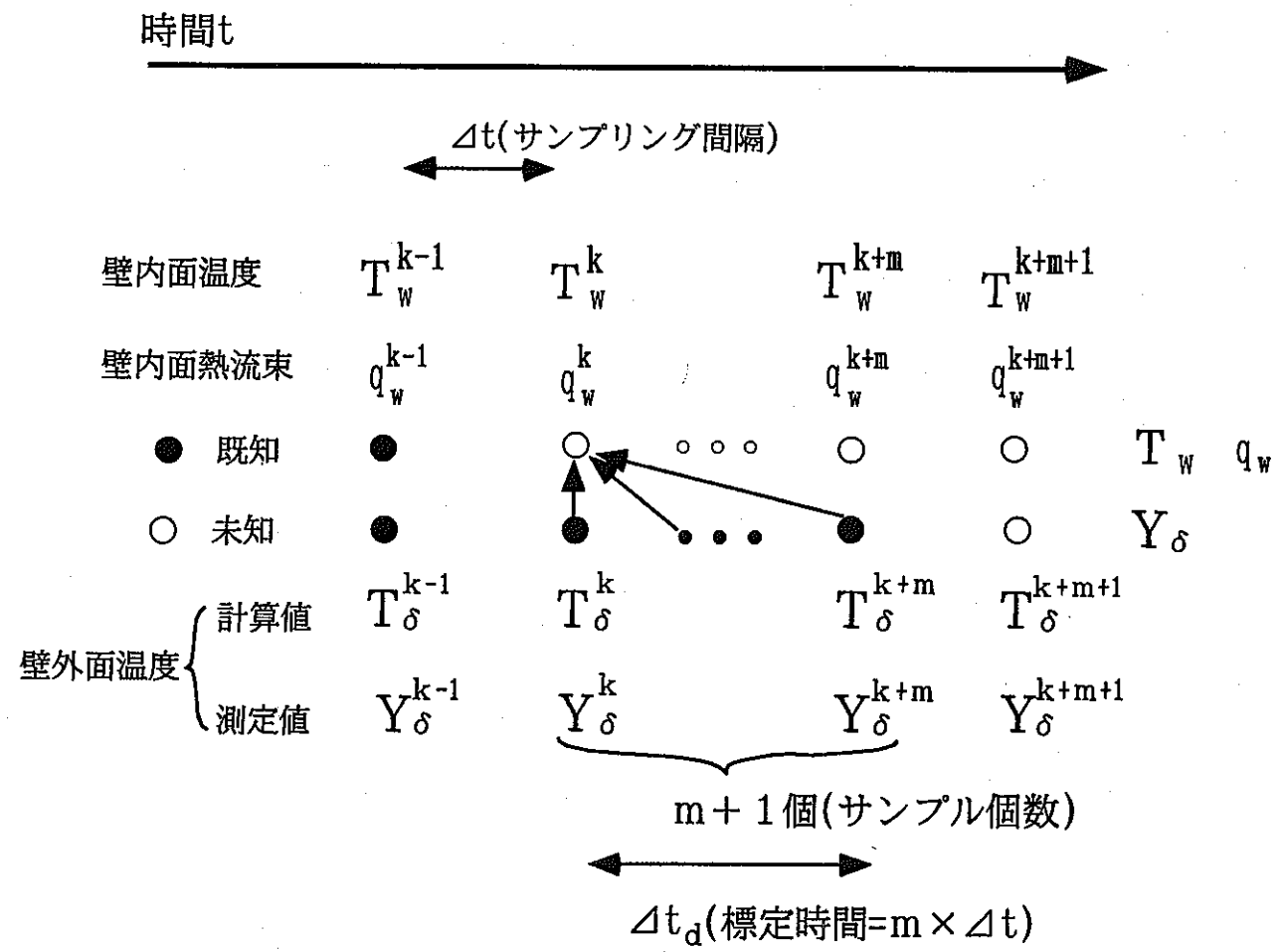
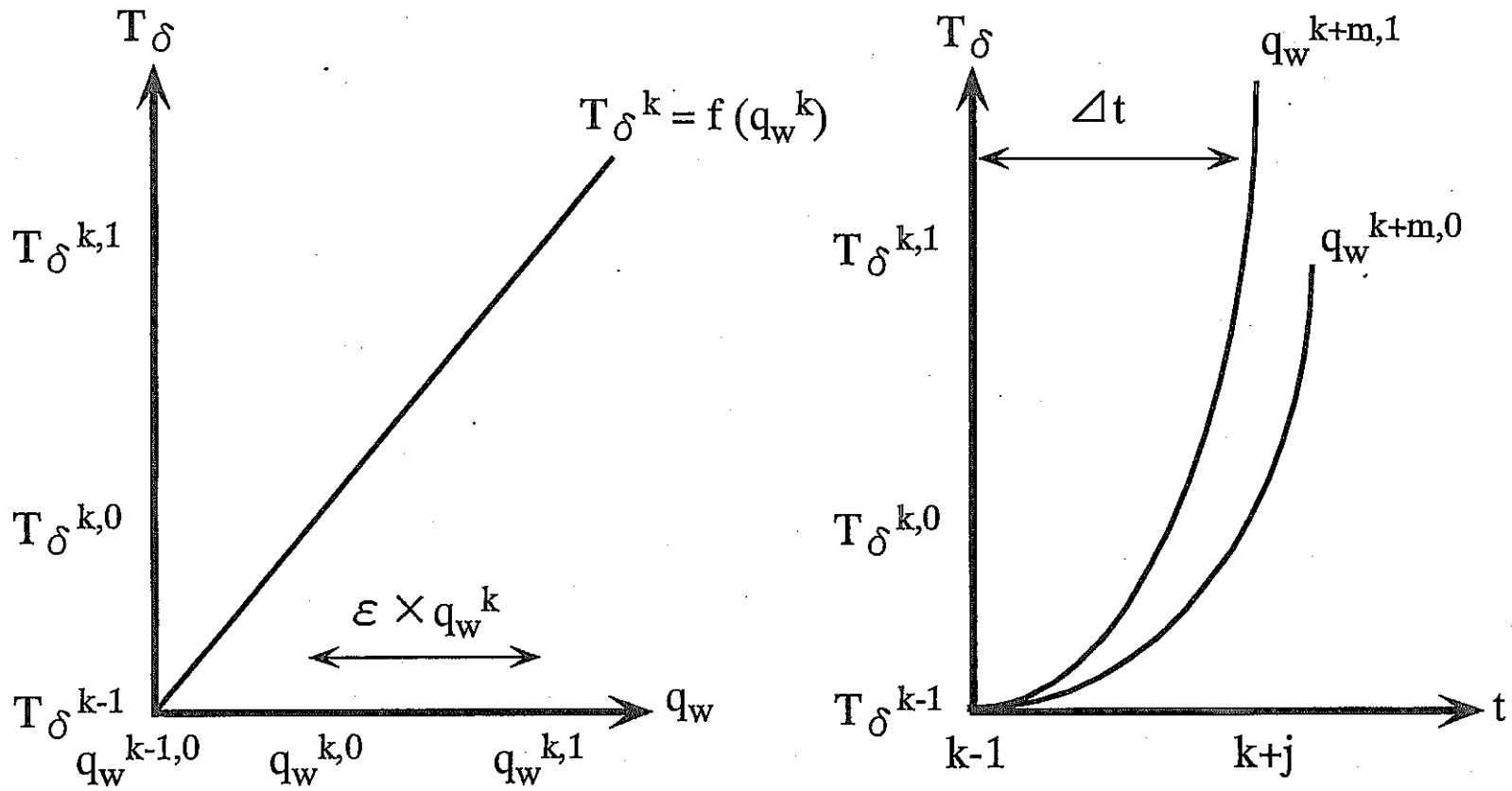


図2-1 計測システムのフローチャート



$$F(q_w^k) = \sum_{j=0}^m (T_\delta^{k+j} - Y_\delta^{k+j})^2 \text{ が最小になるよう } q_w^k \text{ を決め、 } T_w^k \text{ を求める。}$$

図2-2 逆計算法



$$\phi^{k+j} = \frac{\partial T_{\delta}^{k+j}}{\partial q_w^{k+m}}$$

図2-3 感度係数の概要

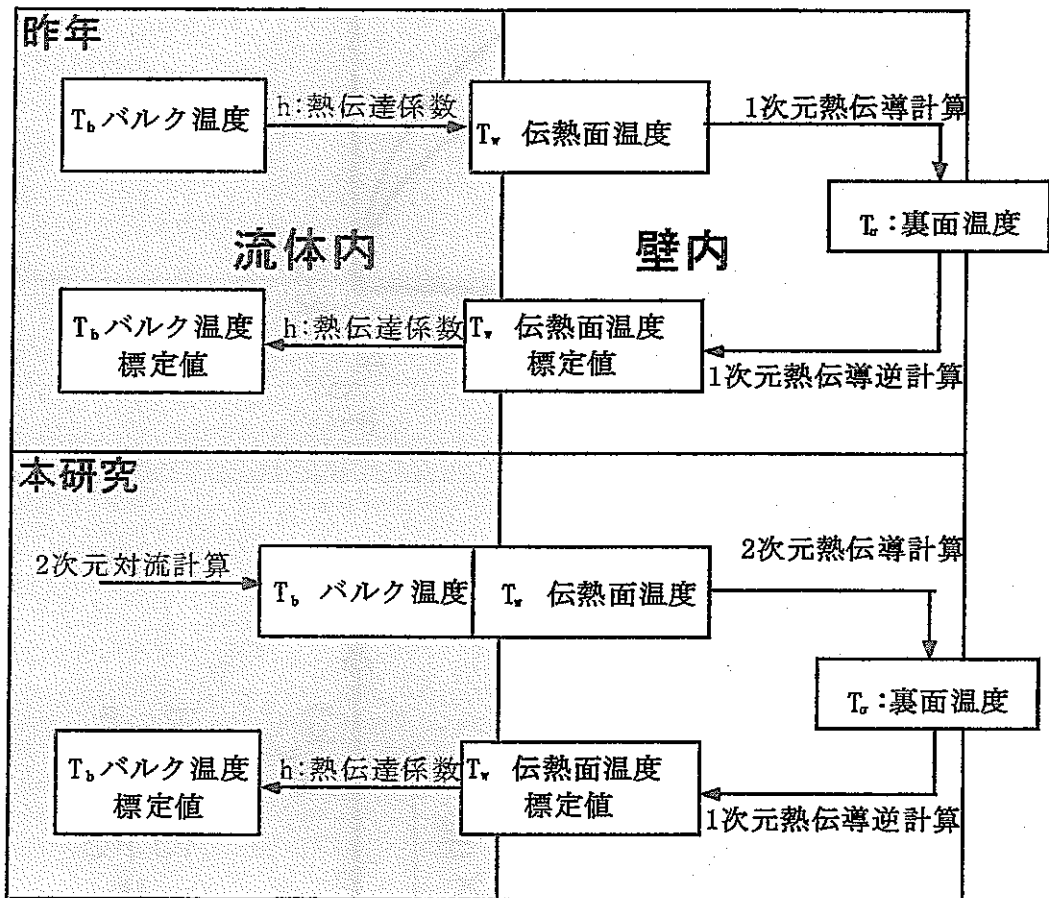
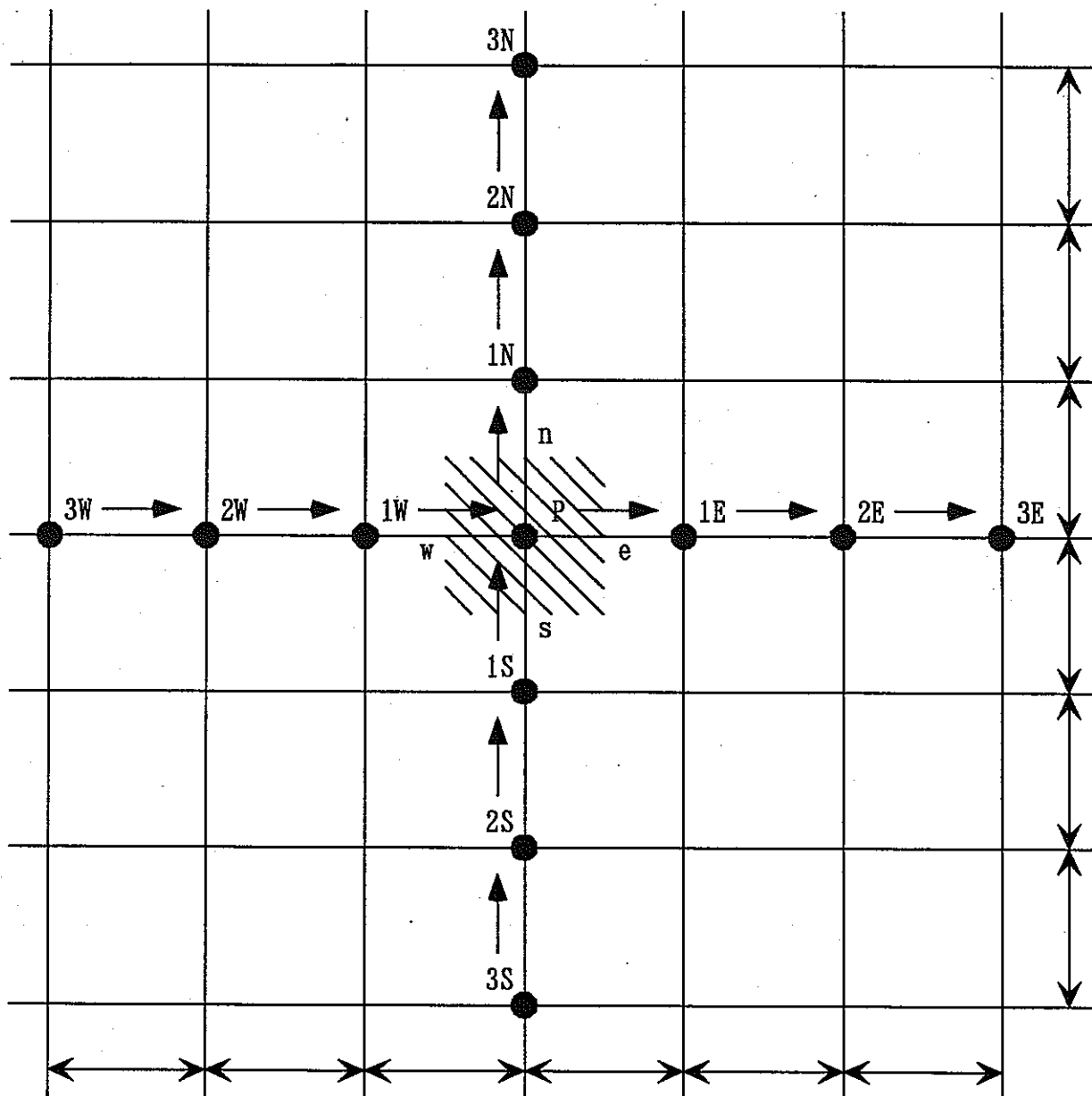
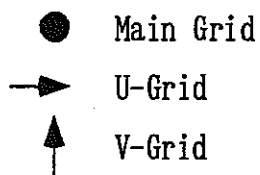


図2-4 数値実験のフローチャート



☒ 2-5 Staggered-Grid

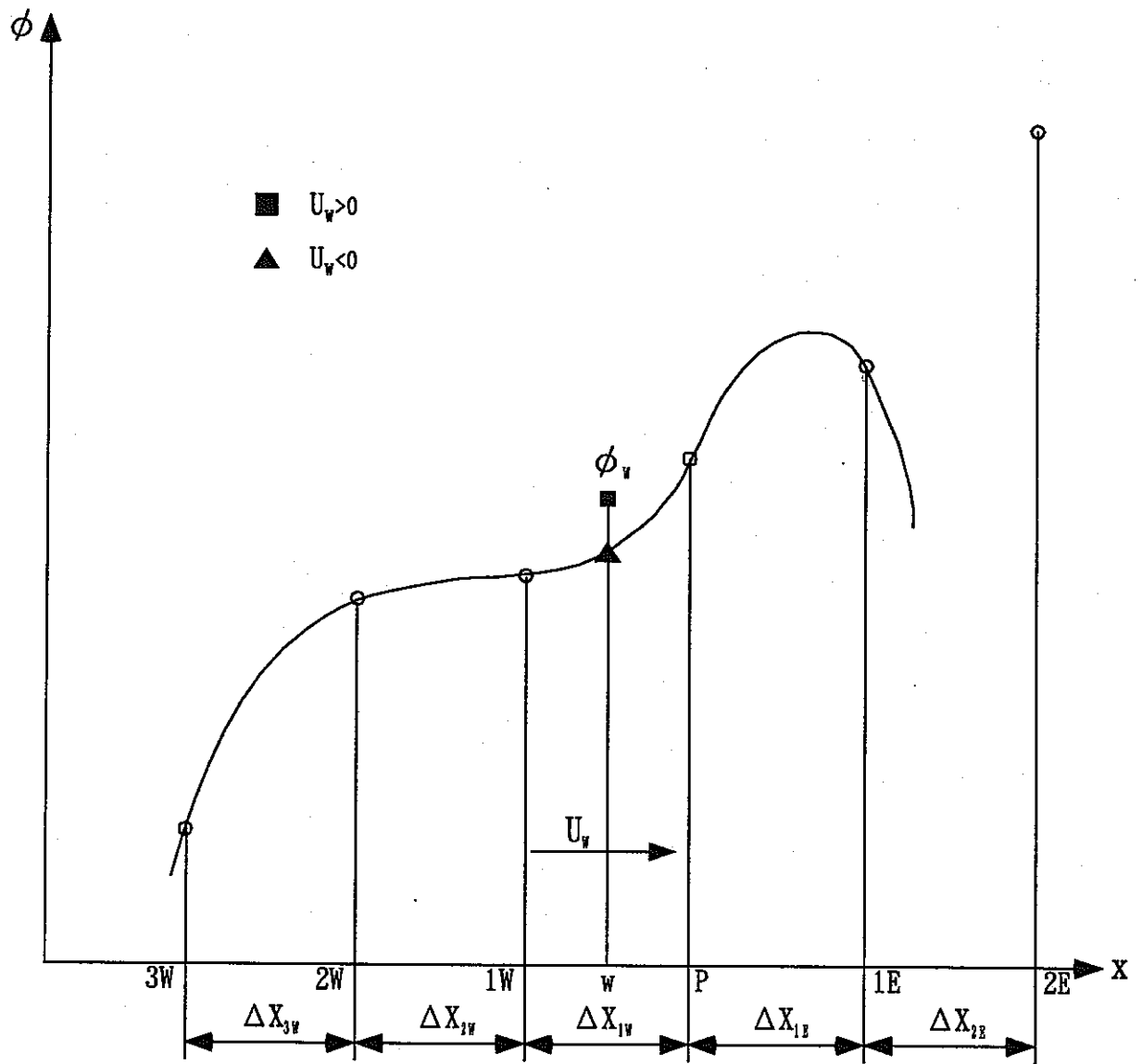


図2-6 5次の風上差分によって求められる対流項

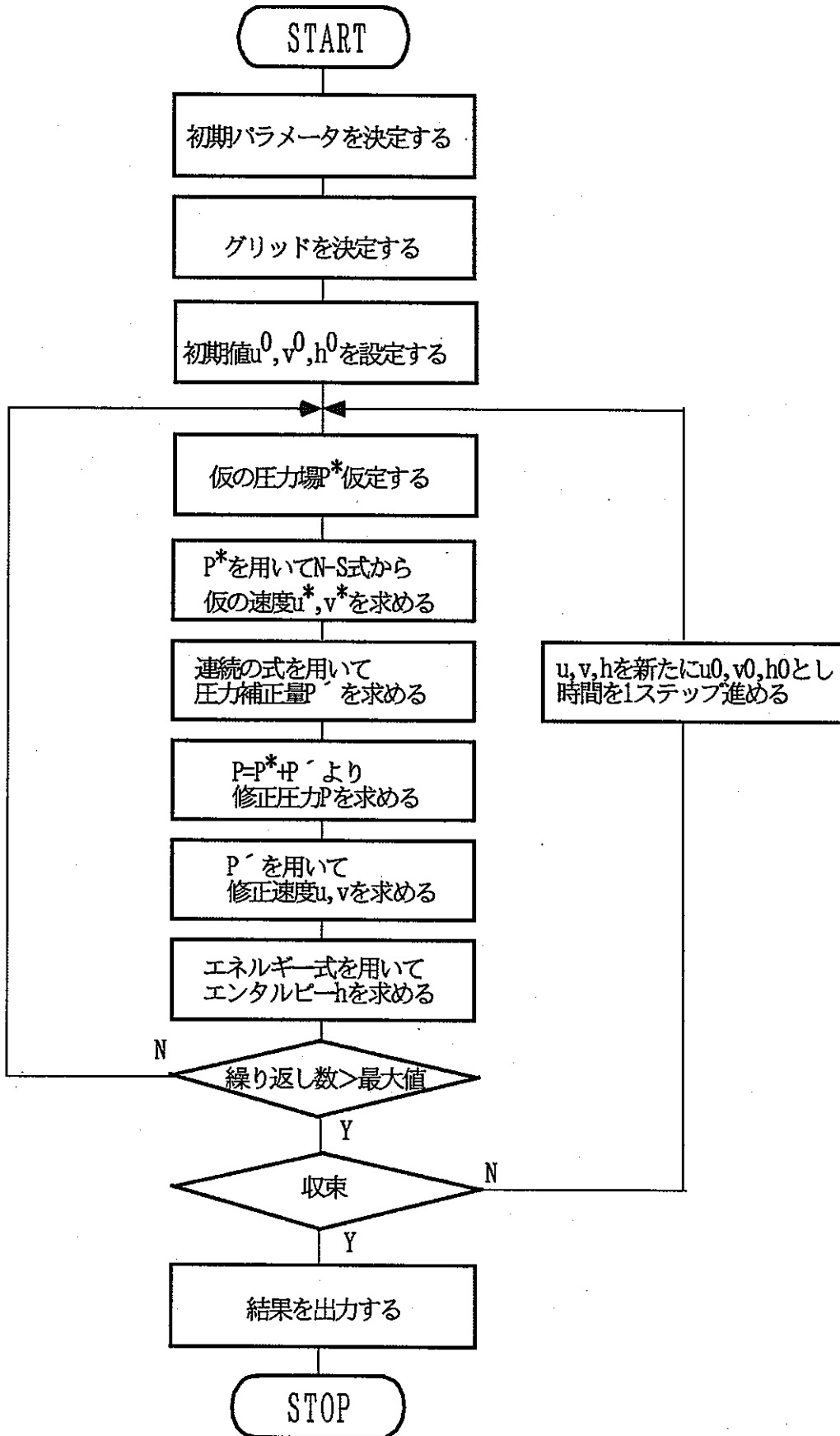


図2-7 数値計算のフローチャート

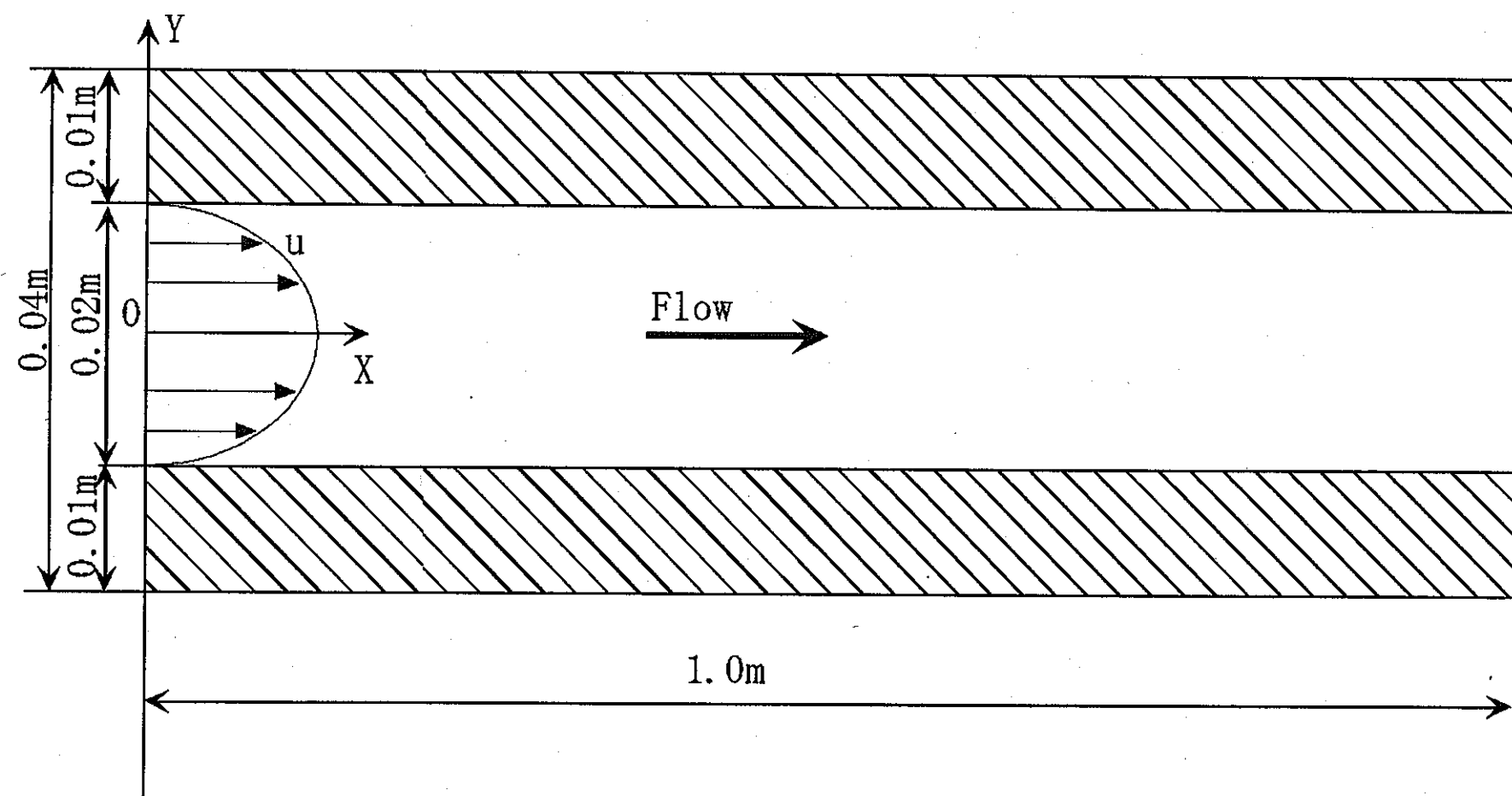


図 2-8 計算領域と座標系

表2-1 計算条件

入口温度分布 流体	一様分布 (上昇時間10秒)	放物形分布 (上昇時間10秒)
	水	○
ナトリウム	○	×

表2-2 供試流体の物性値

	$T_0(^{\circ}\text{C})$	Pr	$\rho(\text{kg/m}^3)$	$\mu(\text{Pa}\cdot\text{s})$	$c(\text{J/kg}\cdot\text{K})$	$\lambda(\text{W/m}\cdot\text{K})$
水	20	7	9.98×10^2	1.00×10^{-3}	4.18×10^3	0.602
ナトリウム	100	0.014	9.26×10^2	0.68×10^{-3}	1.38×10^3	87.2

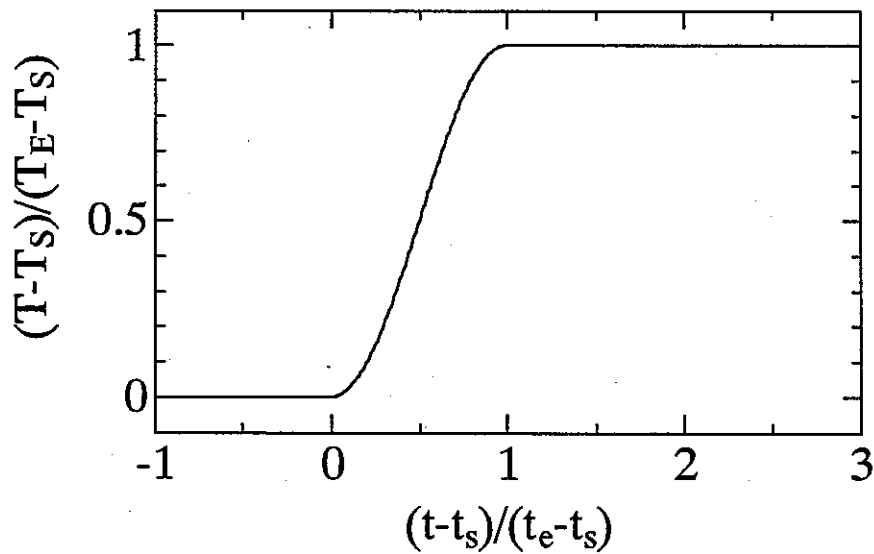


図2-9 入口温度の時間変化

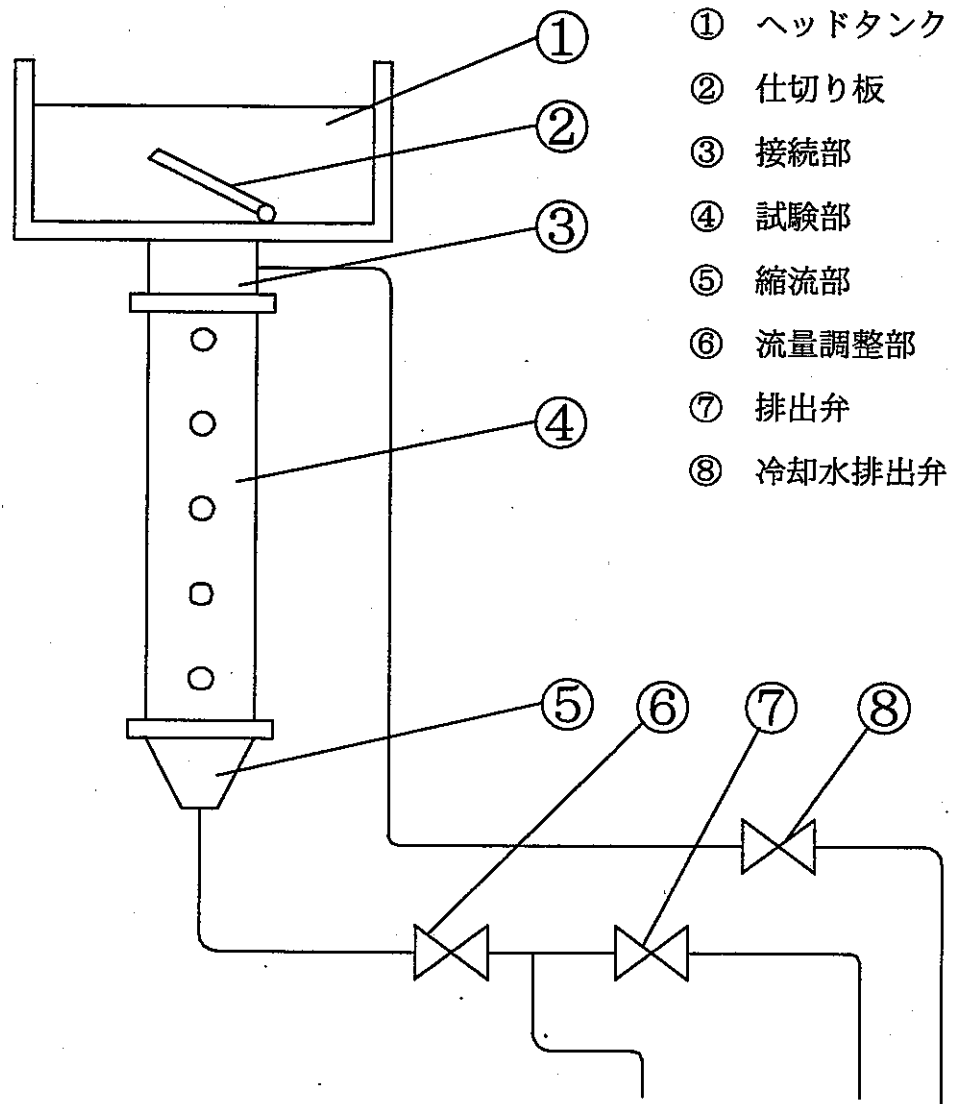


図2-10 実験装置概要

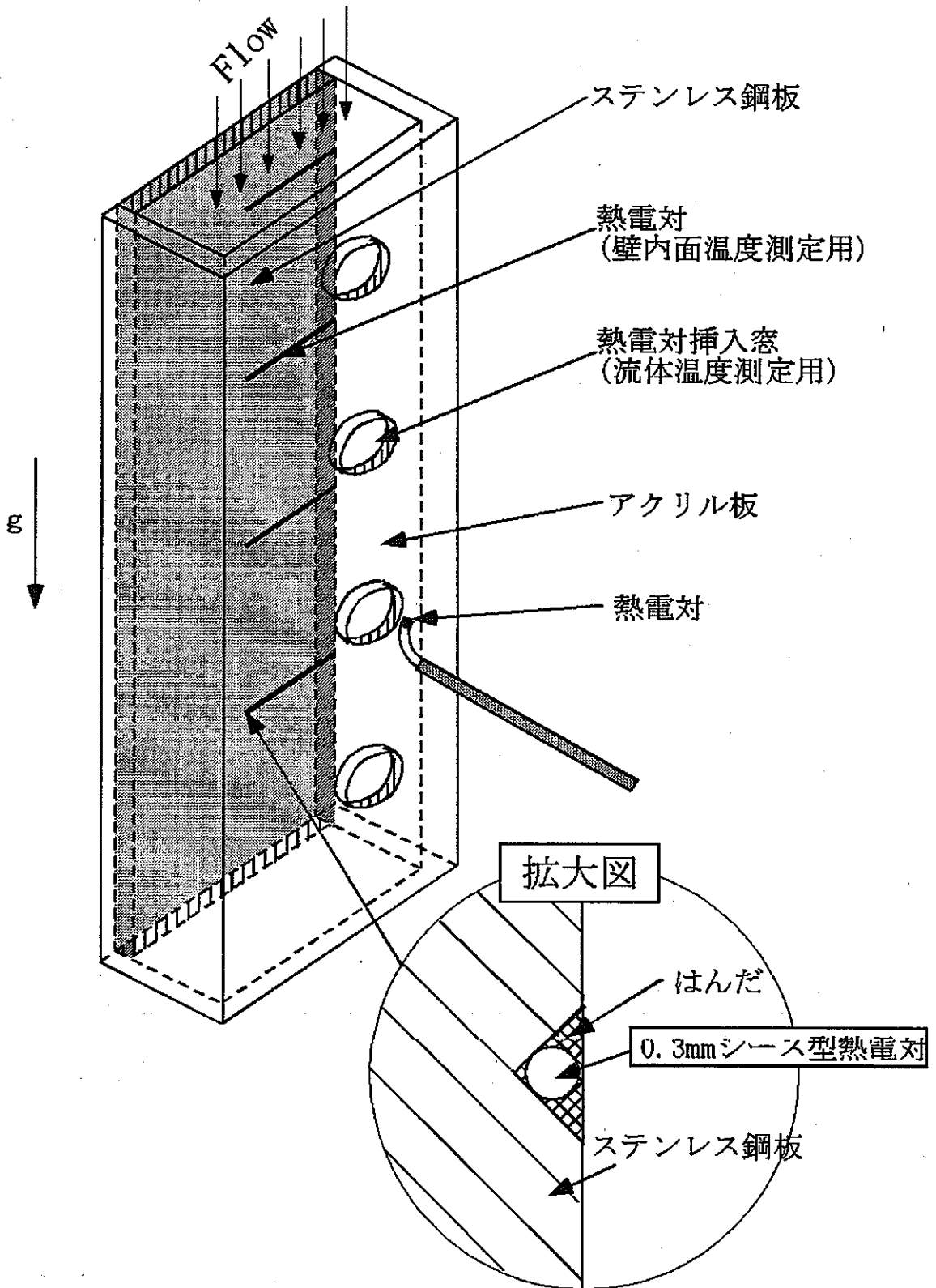


図2-11 試験部

3 結果および考察

3.1 2次元非定常計算の結果

数値解析における結果を示す。

計算の妥当性を確認するために入口温度を一定に保ち、両側の壁のみを等温加熱した場合のヌセルト数分布を Shah and London⁽⁶⁾ の解析解と比較する。以下に Shah and London の式の詳細を示す。

$$Nu = \frac{3 \sum_{n=0}^{\infty} G_n \exp\left(-\frac{32}{3} \lambda_n^2 x^*\right)}{8 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{G_n}{\lambda_n^2} \exp\left(-\frac{32}{3} \lambda_n^2 x^*\right)} \quad (3-1)$$

$$x^* = \frac{x}{D_h \text{RePr}}$$

n	λ_n	G_n
0	1.68159	0.85809
1	5.66986	0.56946
2	9.66824	0.49607
3	13.66824	0.42397
4	17.66737	0.38911
5	21.66721	0.36347
6	25.66709	0.34348
7	29.66702	0.32726
8	33.66697	0.31374
9	37.66697	0.3022

ここで λ_n, G_n を右の表のように与える。

さらに大きい n に対しては以下の式を採用する。

$$\lambda_n = 4n + \frac{3}{5}$$

$$G_n = 1.01278729 \lambda_n^{-2/3}$$

なお、この式は両側等温加熱の平行平板間で入口において方物形の速度分布を与えたものである。この式の結果と本計算を比較するため、まず高温流体を流入させるのではなく入口の流体の温度は初期値のまま、両側の壁を加熱した場合のヌセルト数と比較した。この図を図3-1に示す。これをみると解析解とよく一致しており本計算は妥当であるといえる。

数値解析で用いる無次元数及び、変数を記す。

$$T_m = \int_{-D_h/4}^{D_h/4} T dy \quad (3-2)$$

$$\text{Re} = \frac{D_h u_0}{\nu} \quad (3-3)$$

$$h = \frac{q}{T_w - T_m} \quad (3-4)$$

$$Nu = \frac{hD_h}{\lambda} \quad (3-5)$$

$$q^* = \frac{\delta}{\lambda(T_e - T_s)} q_w \quad (3-6)$$

ここで T_m : 流体のバルク温度、 u_0 : 断面平均流速、 q : 壁面熱流束、 H : 流路幅、 D_h : 水力直径 ($2H$)、 T_w : 壁面温度、 q^* : 無次元熱流束、 δ : ステンレス鋼板の厚み、 T_e : 加熱後流体温度、 T_s : 初期流体温度、 λ : 流体初期温度での熱伝導率とする。また無次元温度として、

$\frac{T - T_s}{T_e - T_s}$ を使用する。

3. 1. 1 温度分布

まず流路内の温度場の性質について述べる。図 3-2、図 3-3 に Y 軸方向の温度分布を示す。供試流体が水の場合の結果を図 3-2-(a)、(b)、ナトリウムの場合の結果を図 3-3 に示す。このとき入口の温度分布の条件は (a)が一様温度分布、(b)が放物形温度分布の条件である。図 3-2 の(a)を見ると、入口で一様であった温度分布が下流へ行くに従って温度分布が発達していく様子がよくわかる。また入口に近いほどステンレス壁の温度上昇が著しい事がわかる。また、図 3-2(a)と図 3-2(b)を比較した場合、どの測定個所においても一様温度分布のほうがステンレス壁への熱伝達がよいことがわかる。これは入口の温度境界条件が一様分布の場合、温度分布が発達しながら下流へと流れていく。このとき壁近傍での流体温度は一様分布のほうが高いためステンレスへ熱を多く伝えるためであると考えられる。供試流体がナトリウムである図 3-3 をみると水の条件と比較して (図 3-2) 流路内の温度分布が平坦であることがわかる。これはナトリウムが非常に熱伝導率のよい物質であるためにステンレス壁によって冷やされた壁近傍の流体に流路中央の流体から熱がすぐに伝わるためである。

3. 1. 2 逆計算による内面温度及び流体温度の標定

数値計算から壁外面温度の時間変化のデータを取りこれをもとに実際に逆計算を行った結果を図 3-4～図 3-7 に示す。

図 3-4(a),(b)に供試流体が水の場合の逆計算による内面温度の標定結果,図 3-5 に供試流体がナトリウムの場合の内面温度に関する標定結果を示す。図 3-6 及び図 3-7 は逆計算による流体温度の標定結果を示す。図 3-4 および 3-6 はすべて(a)は入口の温度に関して一様分布を、(b)は入口の温度に関して、放物形の分布を与えた場合である。なお数値解析から得られたデータの逆計算についてはサンプル個数を 2 個遅れ時間を 2 秒とした。

図 3-4、図 3-5 について検討する。供試流体がナトリウムと水の条件を比較した場合、ステンレス壁の温度上昇をみるとどの条件においても水は温度上昇が遅いのがわかる。これは図 3-2, 3-3 で示した温度分布の内容と一致している。また供試流体の種類や温度分布に関係なくどの条件においても裏面温度の測定値と標定値はよく一致している。このことから壁内面温度の標定に関しては、内部流体の種類や温度分布によらず良く標定できているといえる。続いて図 3-6 及び 3-7 を検討する。平行平板間内のバルク温度の測定値と標定値の比較である。図 3-6(a)は入口の温度分布が一様の温度分布の場合であるが $X=0.01\text{m}$ においては流体温度を非常に良く標定できているが、 $X=0.25\text{m}$ では 10 秒付近で流体温度の急変（立ち上がり）にたいして標定値は 15 秒付近から立ち上がっており、流体温度の安定する 35 秒付近まで測定値と標定値の間に最大で約 0.6 程度の大きな温度差を生じている。しかし流体温度が高温で安定すると標定値は測定値と非常に近い値をとるようになる。この原因として内面熱流束の標定が温度の急変する初期の段階で測定値に対して過小な値を標定している、もしくは与えている熱伝達係数が実際の値と異なるという 2 点が考えられる。図 3-6(b)を見ると $x=0.01\text{m}$ においては 0 秒から 10 秒付近まで、 $X=0.25\text{m}$ の位置においては 10 秒から 35 秒付近までの流体温度の立

ち上がりにおける標定値と測定値のずれだけでなく、流体温度が安定したそれ以降の時間に関しても測定値と標定値との間に大きな開きがある事がわかる。これは流体温度を標定するにあたり熱伝達係数を与えているが、そのときの係数は平行平板間の流体の両側加熱に於ける計算結果から得られたものを用いている。そのため放物形の温度分布を持つ高温流体が流入するという条件では両側加熱の場合の熱伝達係数とは大きく異なるためではないかと考えられる。図 3-7 は供試流体にナトリウムを用いた場合である。水の標定の場合とは違い標定値は温度の立ち上がる時間帯で測定値よりも高い温度となっている。この原因としては水の場合と同様に標定している熱流束が過大であった、もしくは与えた熱伝達係数と実際の値が異なるという 2 つ場合が考えられる。

3. 1. 3 熱流束の標定

流体温度を標定した際に測定値とずれる結果となったことに関して原因を考察する。流体温度の標定の際には

$$T_c = \frac{q_w}{h} + T_w \quad (2-1)$$

の式により標定を行う。前節までの結果より T_w の標定値は、ほぼ測定値と一致しているといえるので流体温度を正しく標定できない原因は熱流束の標定が測定値と比較して差があるか、もしくは熱伝達係数が実際とは異なっているかどちらかである。そこでまず図 3-8、図 3-9 に熱流束を標定した結果を示す。図 3-8(a),(b)に供試流体が水の場合の逆計算による壁内面における熱流束の標定結果、図 3-9 に供試流体がナトリウムの場合の壁内面における熱流束の標定結果を示す。全体にどの場合もほぼ正確に熱流束が標定できているといえる。図 3-8(a)を見ると下流に行くに従って熱流束が落ちていくのがわかる。ここで図 3-2(a)をみると下流に行くとも流体の温度境界層が発達しているのがわかる。このため下流側では熱流束が下がると考えられる。図 3-8 (b)

を見ると熱流束の立ち上がりの時間こそ違うもののどちらの位置においてもほとんど熱流束が変わっていない事がわかる。これは図 3-2 (b) で入口から温度分布が発達した状態であるために下流にいても温度境界層がほとんど変わらないためだと考えられる。図 3-9 を見るとどちらの位置においても一度熱流束が大きく上昇したあと 0 に収束している。ここで図 3-3 を見るとステンレス壁が非常に短い時間で流体温度に近づいているのがわかる。つまり供試流体がナトリウムであるためにステンレス壁への熱伝達が良く、一気に壁が熱せられるため非常に短い時間でステンレス壁の温度が上昇し熱流束が 0 になるのだと考えられる。一方供試流体が水の場合である図 3-8(a),(b)では熱流束が立ち上がったあとほとんど減少しない。これは供試流体が水であるために流体から壁へ流入する熱量が少なく、壁の温度上昇が緩やかになるためにステンレス壁はなかなか流体温度に近づかない。そのため熱流束は緩やかに減少し、長い時間を経て 0 に収束すると考えられる。

3. 1. 4 ヌセルト数分布

熱流束の標定値の結果から熱流束はほぼ正確に標定できていることがわかった。次に熱伝達係数に関して考察する。図 3-10 に供試流体が水におけるヌセルト数分布を示す。(a)、(b)は供試流体が水で入口の温度分布が一様の場合が(a)、放物形の場合が(b)とした。図 3-11 は供試流体がナトリウムで入口の温度分布が一様の場合である。なおヌセルト数は流体のバルク温度が全体の温度変化に対して 0.01%の上昇があるまでヌセルト数を表示しない事とした。図 3-10 を見るとヌセルト数は 0 から徐々に上がってきて、両側加熱の定常時のヌセルト数付近で安定する。これはまず高温の流体が流れ込んでくる際に温度分布は流路中央部分をもっとも高温で壁に近づくとつれて流体温度は低温となっている。その結果、バルク温度はすぐに上昇するが壁近傍では流体の温度上昇が緩やかになるためにヌセルト数は 0 に近い値から徐々に上昇すると考えられる。ヌセルト数は水の場合、定常時のヌセ

ルト数に近い値で一度漸近している。図 3-10(b)を見ると入口付近でのヌセルト数が 0 から立ち上がり、その後高温流体の先端が届いているところでまた 0 に収束している。入口近傍でのヌセルト数が立ち上がるという現象は入口で放物形の温度分布を与えるために流路中央部にある高温の流体からの熱が流路のステンレス壁の近傍まで届くまでに時間がかかり、その間に流体は下流に流れていくために入口付近では壁近傍で温度勾配がつきにくい結果起こると考えられる。またヌセルト数は全体に(a)の条件と比較して低い。これは放物形の温度分布のほうが一様分布の場合よりも入口の状態から流路の Y 軸方向に発達した温度境界層を持つためであると考えられる。

次に図 3-11 について検討する。加熱流体が入り始めてから 30 秒までの間は入口の極近傍においてヌセルト数は高い値を示し、鋭い極小値を持つ。

また分布全体を見ると、20 秒以降においてヌセルト数は 5 前後の極大値を持ち、その極大値は時間とともに下流へと移動する。

3. 1. 5 ヌセルト数の時間変化

より詳しくヌセルト数について考察するために各地点におけるヌセルト数の時間変化の図を図 3-12(a)、(b) 及び図 3-13 に示す。今回バルク温度の逆計算をするにあたり熱伝達係数として両側加熱を行った場合の定常時の熱伝達係数を与えている。これにより熱伝達係数は時間変化のない一定値と仮定している。ところが図 3-12、図 3-13 の各条件でのヌセルト数の時間変化を見ると非定常熱伝達の場合ではヌセルト数が時間とともに大きく変化することがわかる。また図 3-5、図 3-6 と見比べると実際のヌセルト数が仮定値よりも低い時間帯では標定バルク温度も低く、ヌセルト数の仮定値と実際のヌセルト数のほぼ一致する時間帯においてはバルク温度の標定値も測定値にほぼ一致している事がわかる。供試流体が水の場合、ヌセルト数は上昇したあと仮定したヌセルト数付近で変化が緩やかになっている。これは水から

ステンレス壁に伝わる熱が少ないためにステンレス壁はなかなか温まらない。その結果、一定に近いヌセルト数になると考えられる。その後長い時間をかけてステンレス壁は流体温度に近づいていき、ヌセルト数は 0 に近づいていくと考えられる。さらに詳しく見ると温度分布が一様の場合どちらの位置においてもヌセルト数は時間がたつにつれて上昇していつている。入口で一様の温度分布を与えた場合、高温流体が下流へと流れる際に入口から下流側に行くに従って流体は冷却されていく。このために壁近傍の温度勾配は緩やかになっていくがそのあとから流れてくる流体は前の流体によって壁が加熱されているために流体が冷却されづらくなっており、結果として直前に流れ込んできた流体よりも温度勾配が急になるためだと考えられる。図 3-13 を見るとナトリウムの場合については、ヌセルト数は極大値をもっている。これは熱流束の時と同様で供試流体がナトリウムであるためにステンレス壁への熱伝達が良く、一気に壁が熱せられるため非常に短い時間でステンレス壁の温度が上昇し早い時間にヌセルト数が 0 になるのだと考えられる。またヌセルト数を仮定で与えた値は実際の値よりも小さく見積もってしまっている。このために流体温度は測定値と比較して高く標定されていると考えられる。しかし熱流束が 0 に近づくと逆計算で与えている熱伝達係数が実際のヌセルト数と異なる値であっても流体温度も 0 に近づく。これは流体温度を求める式を見るとわかることであるが熱流束を熱伝達係数で割っているために熱流束が小さくなると熱伝達係数の影響が小さくなる。また供試流体が水の場合と比較してヌセルト数の変化が短い時間で終わっている。これはナトリウムが非常に熱伝達のよい物質であるために壁を短い時間で加熱してしまうからだと考えられる。以上のことより供試流体が水の場合、入口の温度の分布状態によって与えるべき熱伝達係数が異なると考えられる。一方ナトリウムの場合には内面温度の時間変化とバルク温度の時間変化とを比較すると非常に似ていることが図 3-7 及び図 3-9 よりわかる。より詳細に調べるために流体のバルク温度と壁の内面温度を比較

したグラフを図 3-14 に示す。これを見ると、壁内面温度と流体温度の差がほとんどないことがわかる。これはナトリウムが熱伝導率がよいからであるが、このことからナトリウムの流体温度を知りたい場合、壁内面温度を標定するだけで十分であることがわかる。一方、供試流体が水の場合、入口流体の温度分布によって各測定点におけるヌセルト数が時間によって大きく変わるために流体の温度変化を標定する際に与える熱伝達係数の決定が非常に難しい事がわかる。

3. 2 実験結果

逆計算法による壁内面温度および流体温度の標定を計算上で出たノイズなどのないデータから逆計算するだけでなく、より現実的なデータ、ノイズを含みサンプリング時間の限界や測定温度に精度の限界の存在するデータを用いることが逆計算の結果にどのような影響を及ぼすかを考える。なお実験の際に各地点での流体のバルク温度をとることができなかつたので流体温度を流路の中心温度とした。

図 3-15 に逆計算による壁内面温度の標定値と実験値との比較を示す。昨年佐藤の研究から逆計算を行う際に 10mm のステンレス壁での遅れ時間の限界は 2 秒であると報告されたが佐藤の実験では温度変化が激しく 40 度から 60 度もの温度差をつけている。しかし本研究では実験装置の都合上、温度差を最大でも 10 度程度としたために裏面に伝わる温度データに含まれるノイズの割合が大きくなると考えられるので遅れ時間を 2 秒、3 秒、4 秒の 3 条件で逆計算を行う。図 3-15 を見ると遅れ時間を変えると遅れ時間 2 秒ではほんのわずかではあるが振動を起し、3 秒以上ではほとんど同じ標定結果となっている。このことより遅れ時間が 2 秒以上であれば壁内面温度に関しては逆計算の標定結果に影響をほとんど及ぼさないことがわかる。流路入口から下流に行くに従って壁面の温度は上昇しにくくなっているが遅れ時間が 2 秒ではほぼ正確に標定できている。

図 3-16 に逆計算による流体温度の標定値と実験値との比較を示す。

これを見ると図 3-15 では見られなかった標定値の振動が遅れ時間 2 秒の場合にあらわれており実測値を正しく標定できていない。一方遅れ時間が 3、4 秒の場合、標定値の振動がほとんど起こっていない。また $X=0.225\text{m}$ の位置での流体温度の標定値は遅れ時間が 2 秒の場合の標定値の振動が $X=0.025\text{m}$ の位置でのそれよりも大きな振動を示している。これは壁外面温度を $X=0.025\text{m}$ と $X=0.225\text{m}$ で比較した場合、明らかに $X=0.225\text{m}$ の位置の方が温度上昇が遅い。逆計算をするとき壁外面での温度の時間変化を測定することで壁内面温度及び熱流束を求めるのだが、これは測定温度を時間微分するために温度差が小さい場合にはノイズの影響を大きく受ける。このことより $X=0.225\text{m}$ の位置では標定値の振動がおきやすくなっていると思われる。また二つのグラフを見比べると、数値計算のデータを逆計算したときと同様に下流に行くに従って標定温度の立ち上がりが遅れることがわかる。

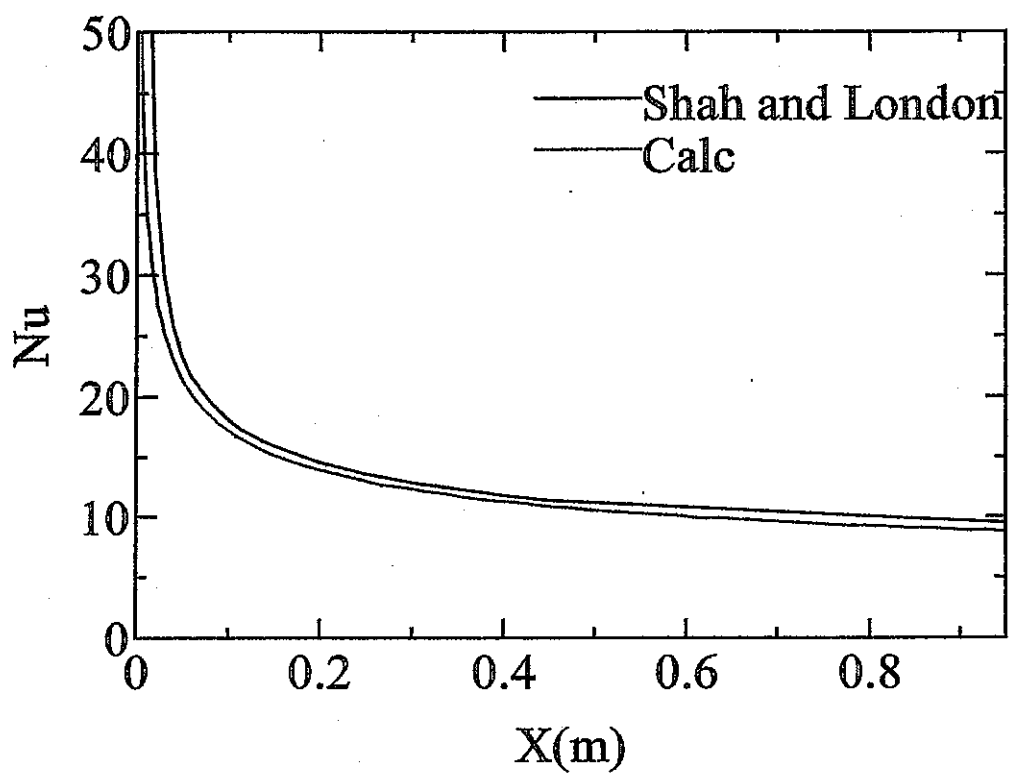
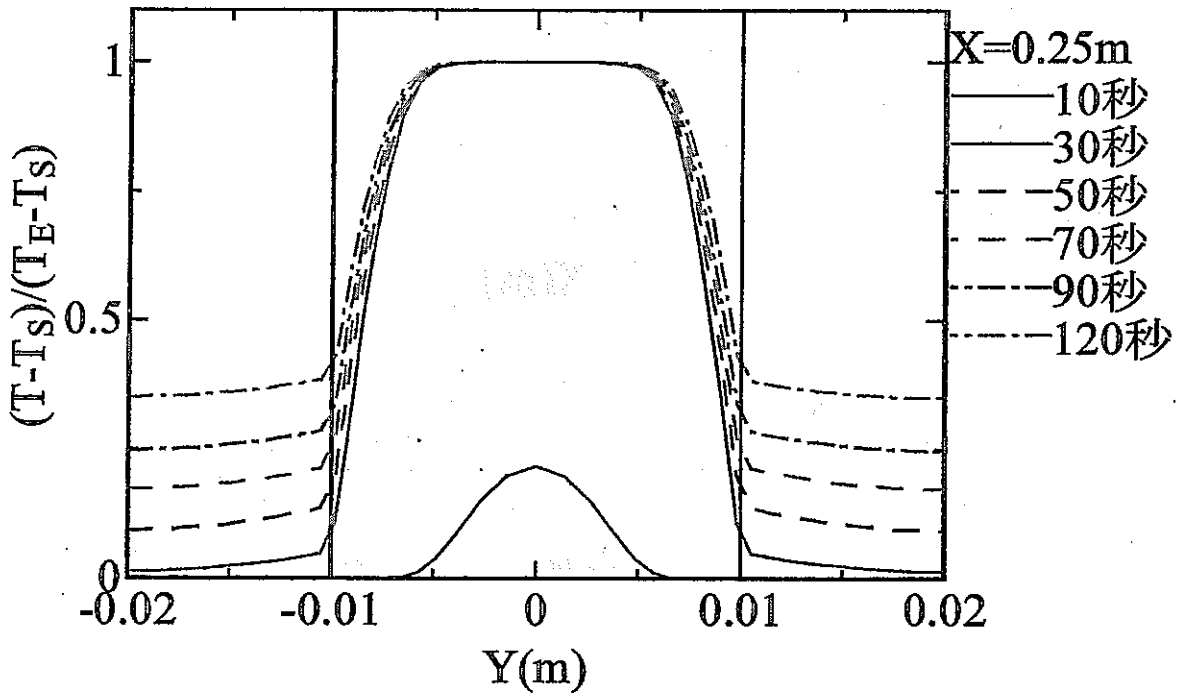
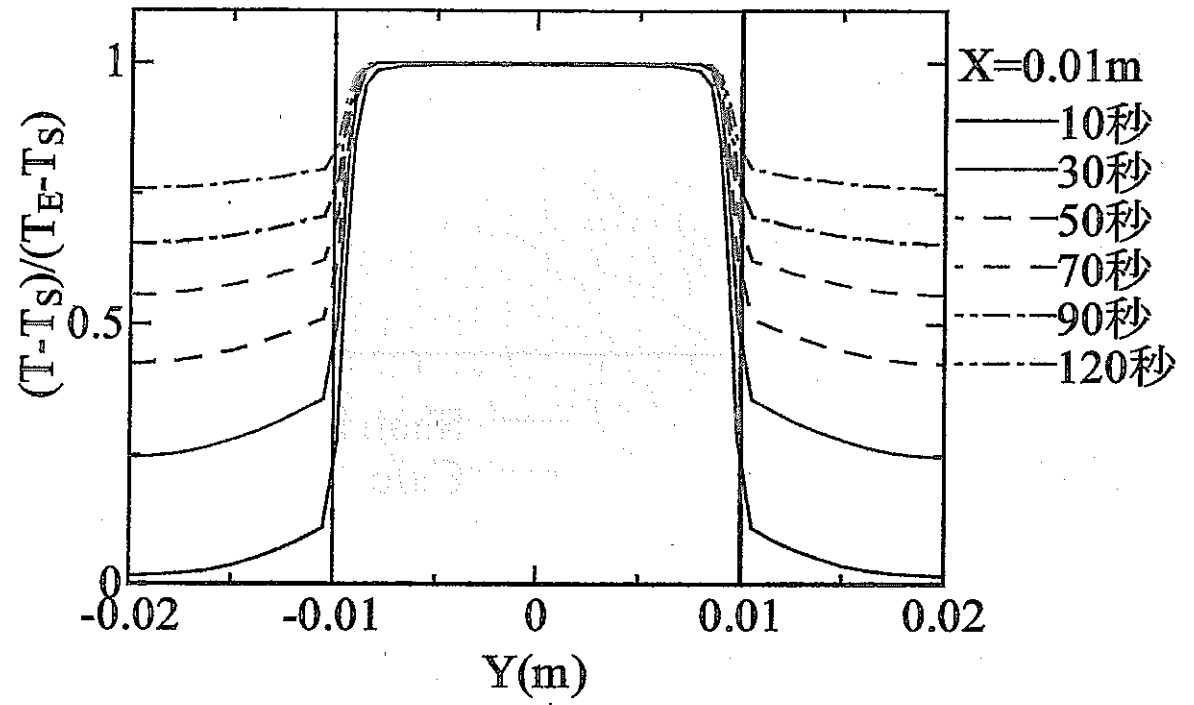
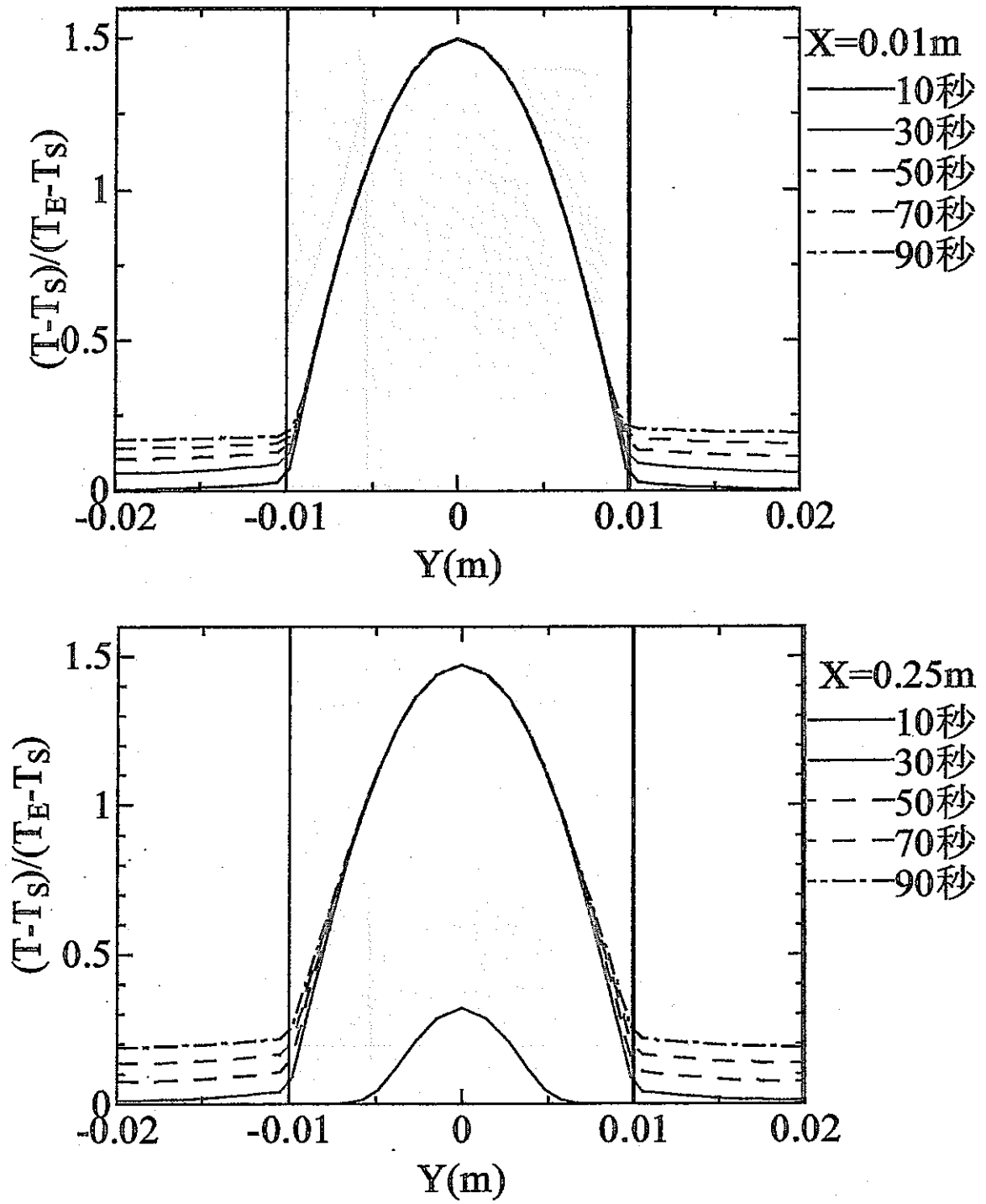


図3-1 計算の妥当性



(a) 一樣分布

图3-2 温度分布



(b) 放物形分布

图3-2 温度分布

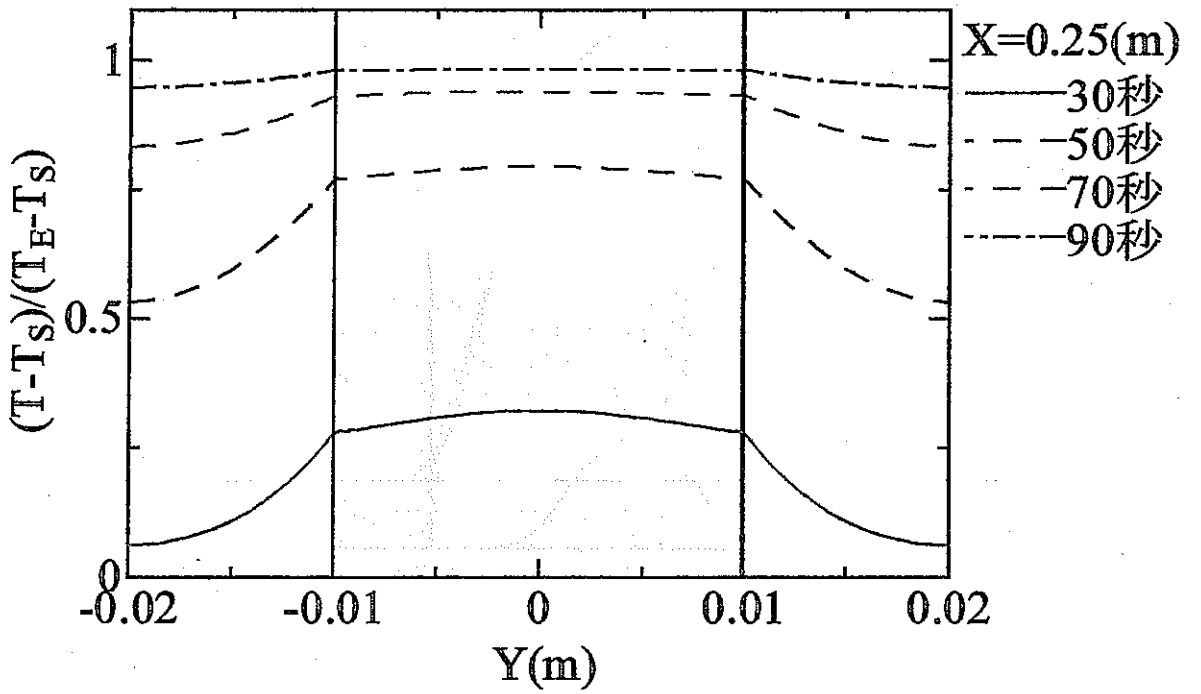
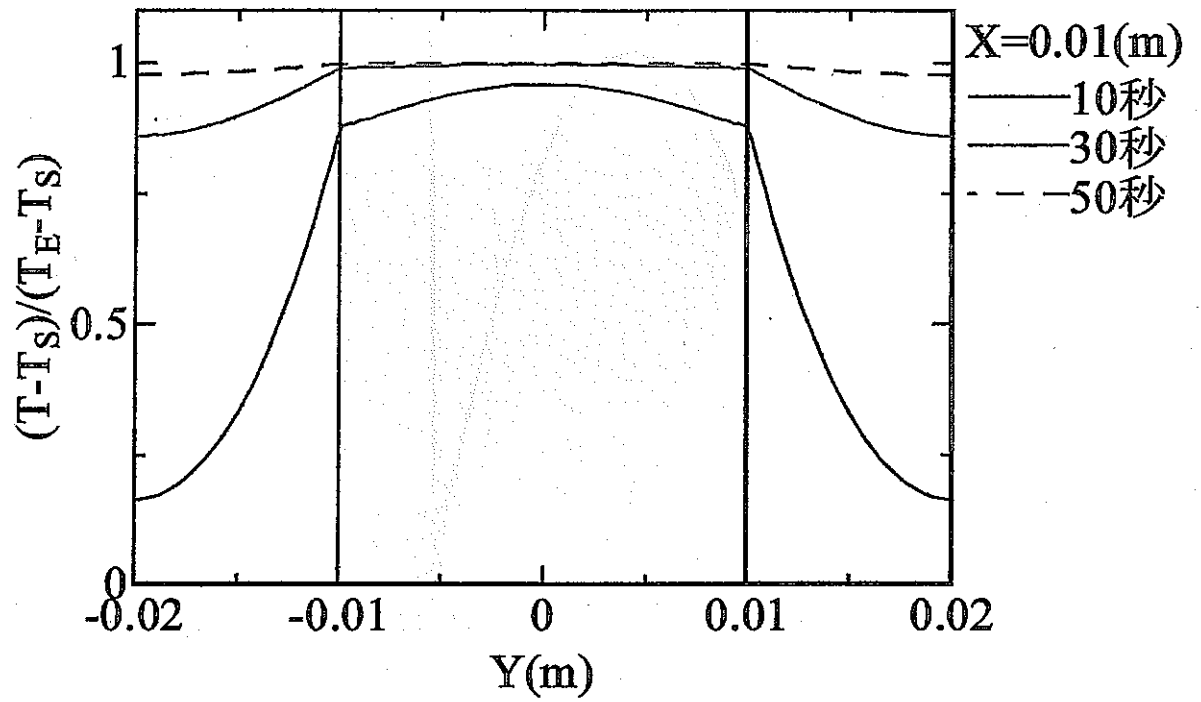
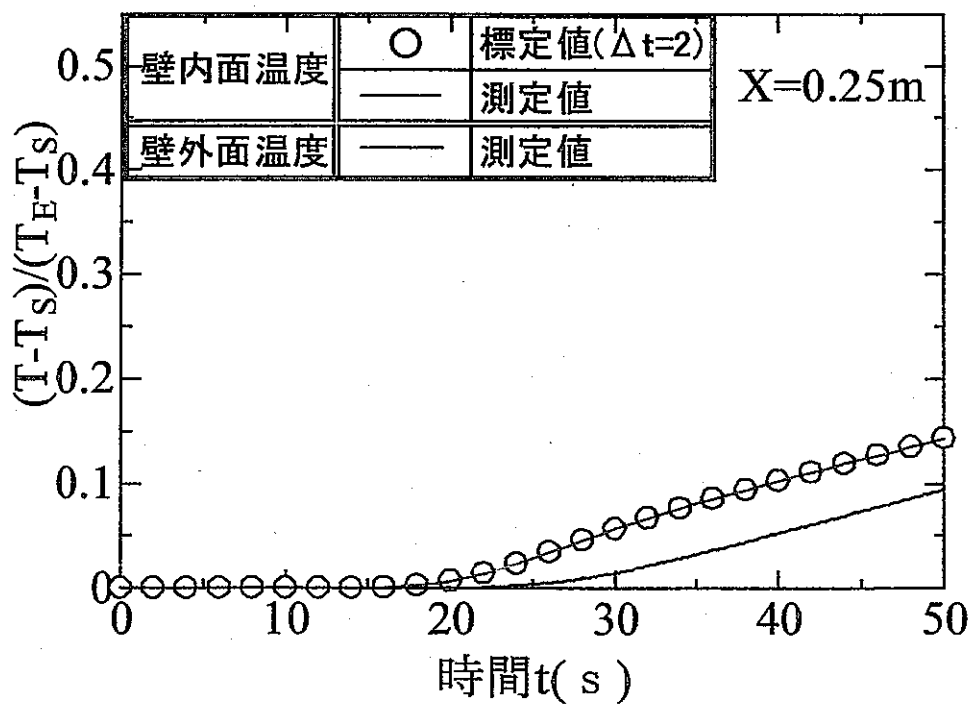
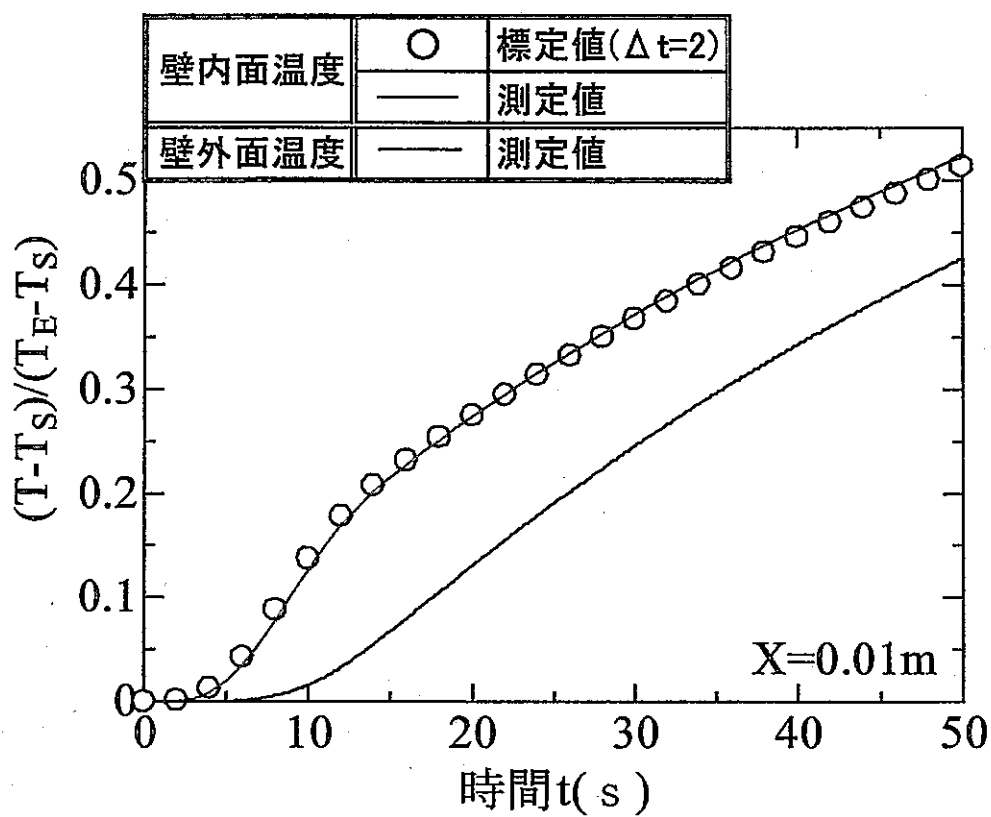
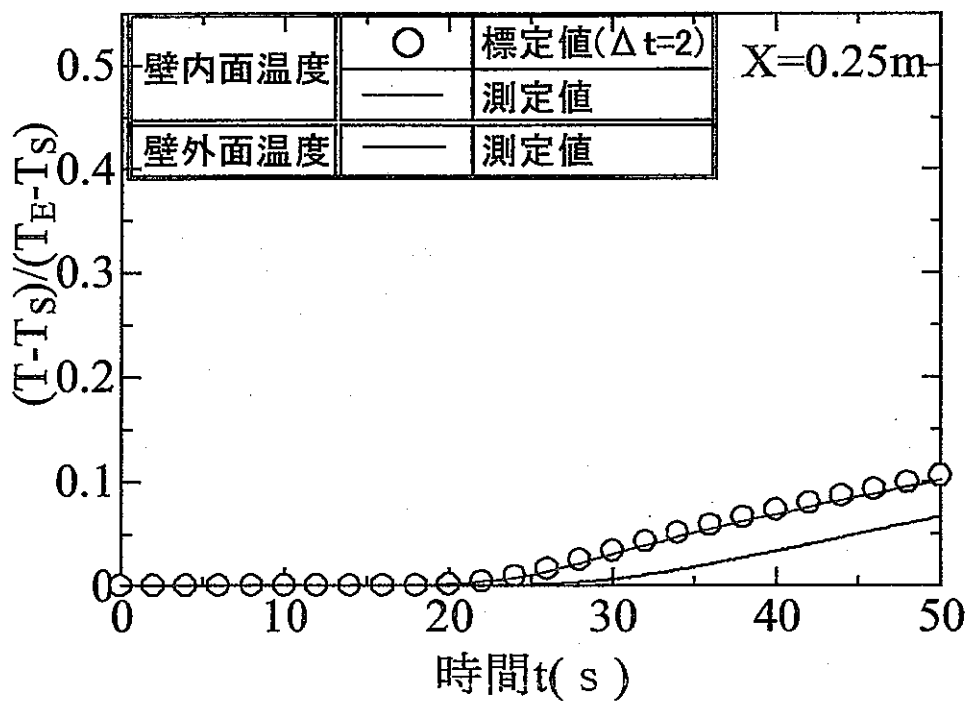
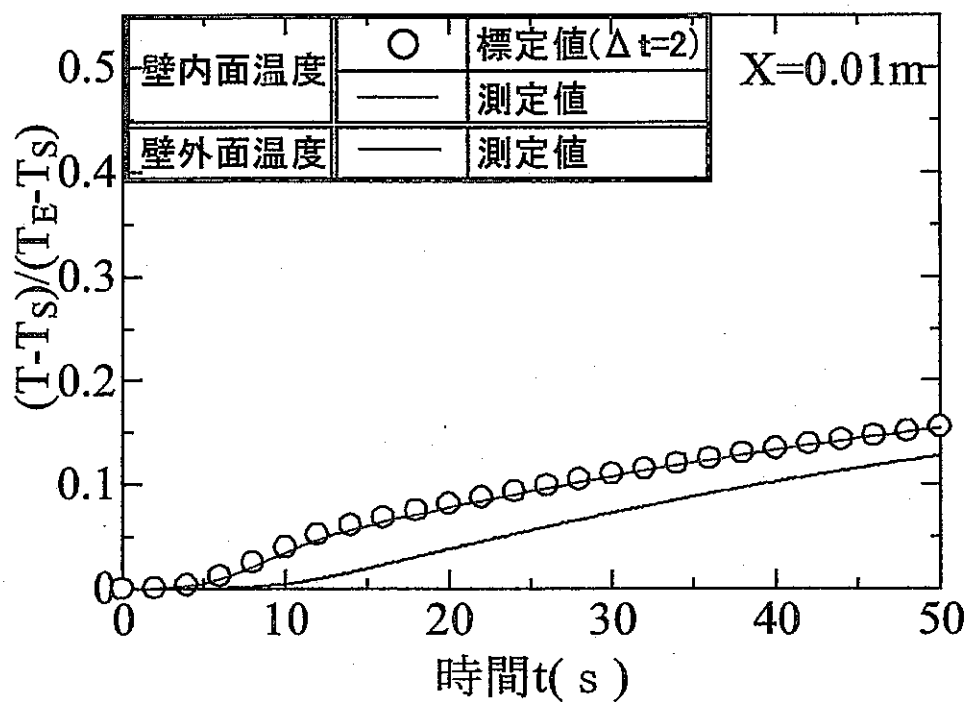


図3-3 温度分布(ナトリウム)



(a) 一様分布

図3-4 壁内面温度の標定(水)



(b) 放物形分布

図3-4 壁内面温度の標定(水)

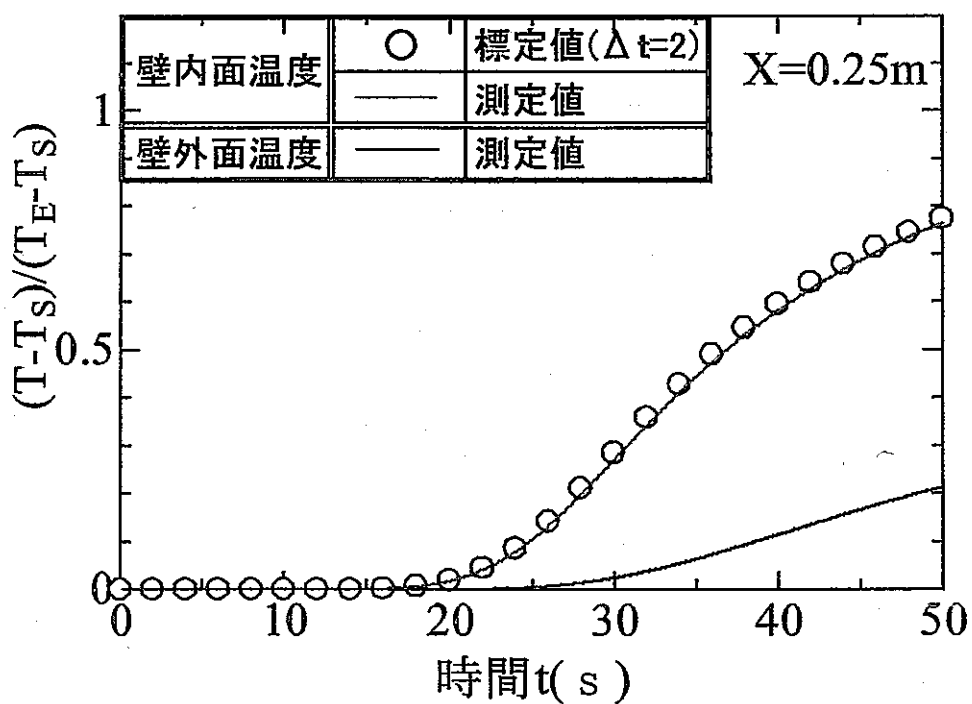
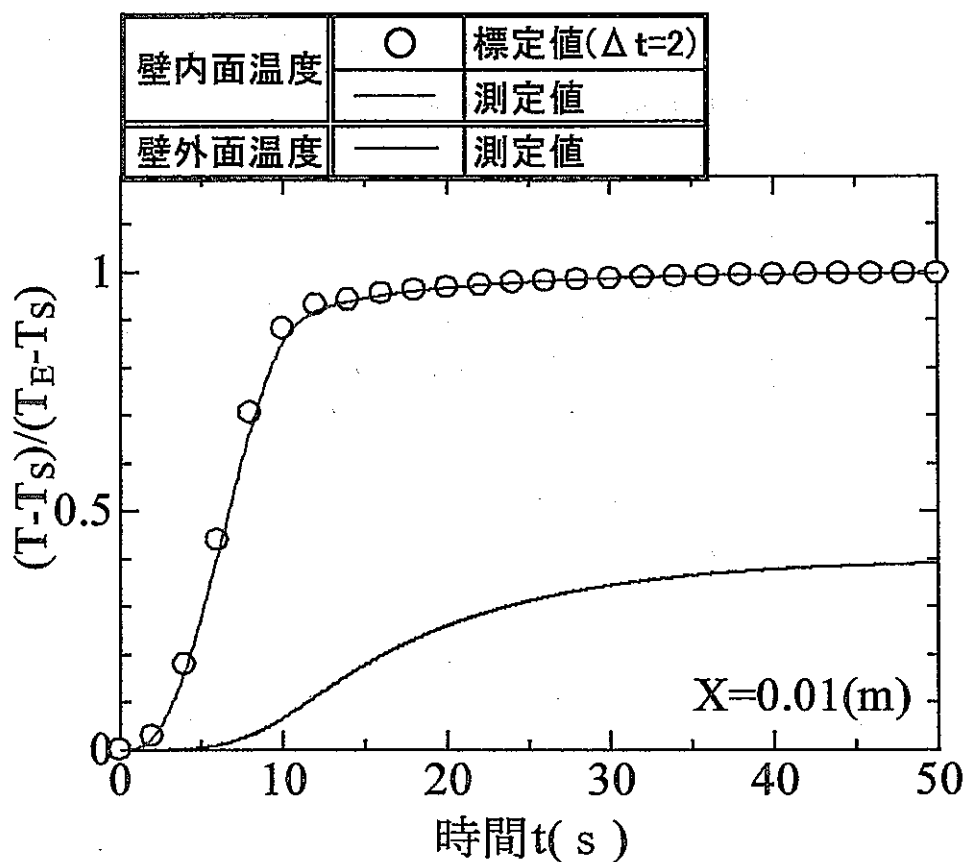
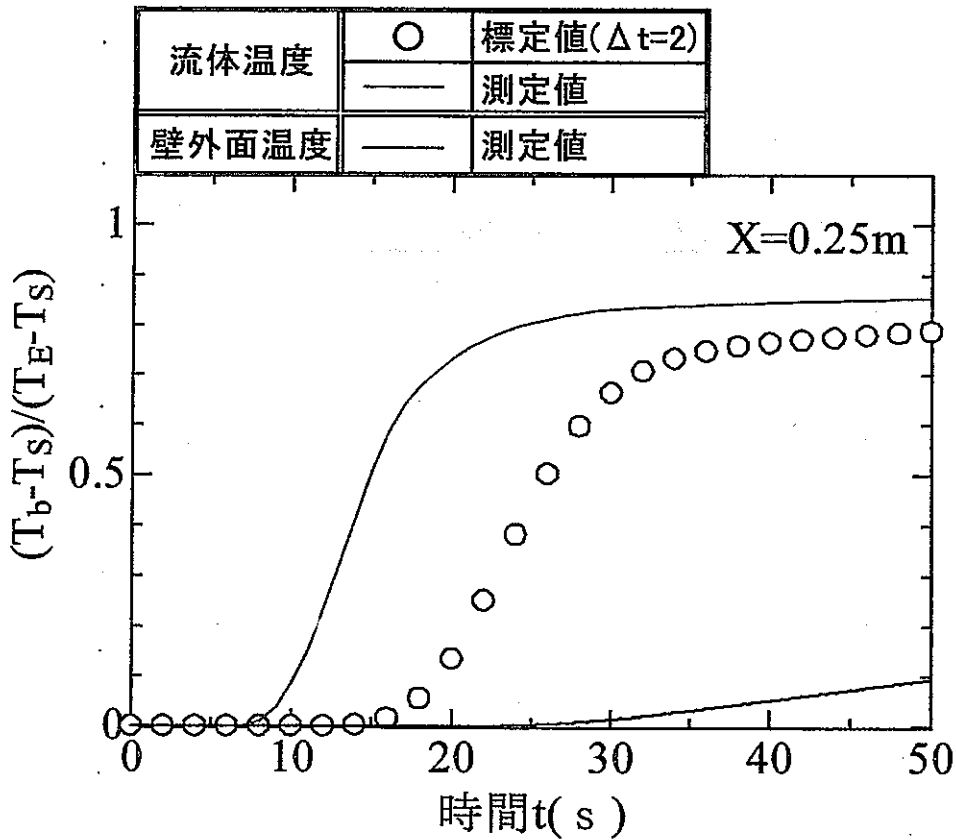
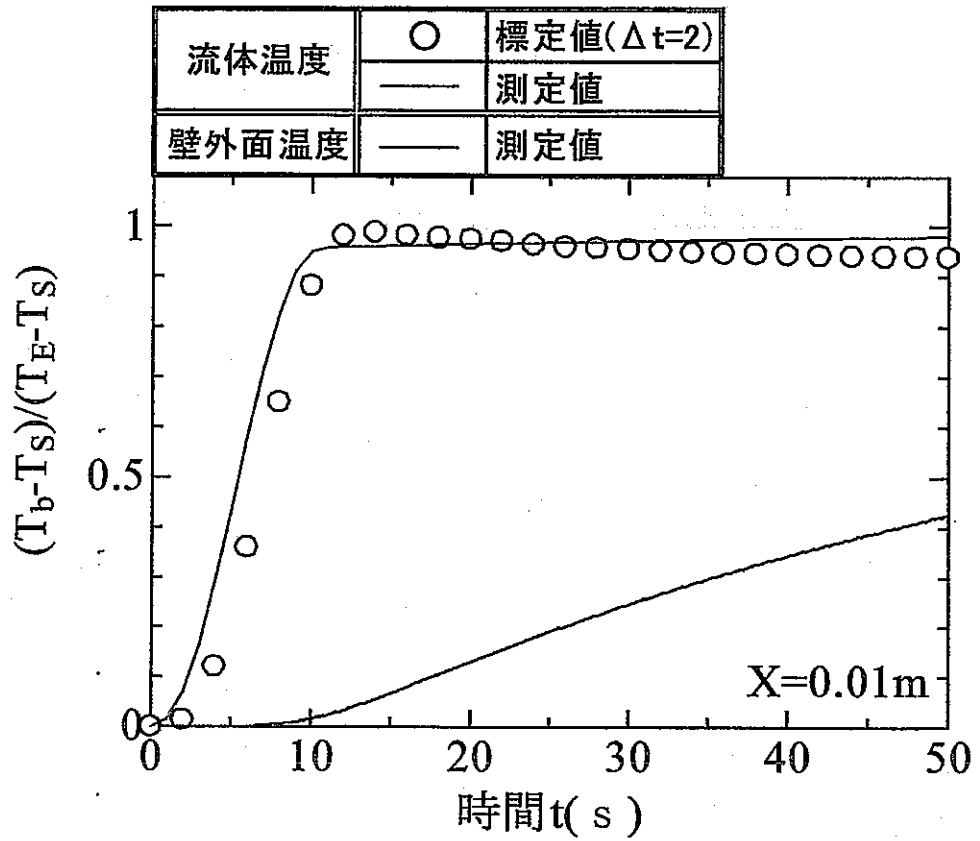
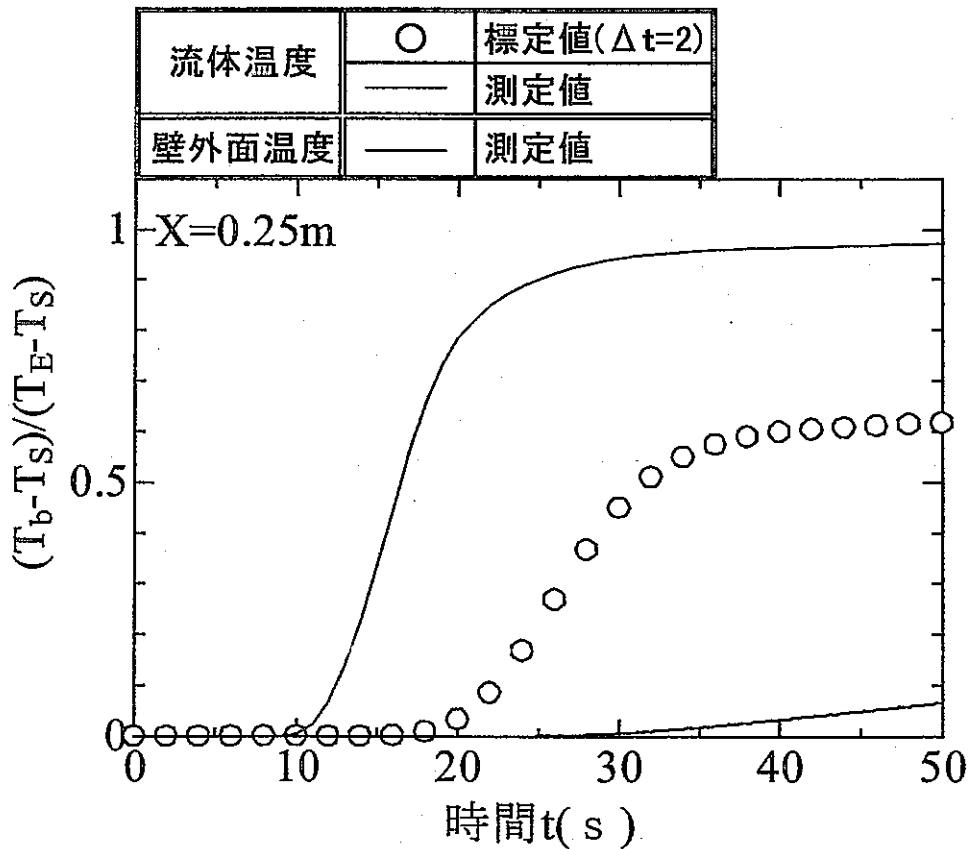
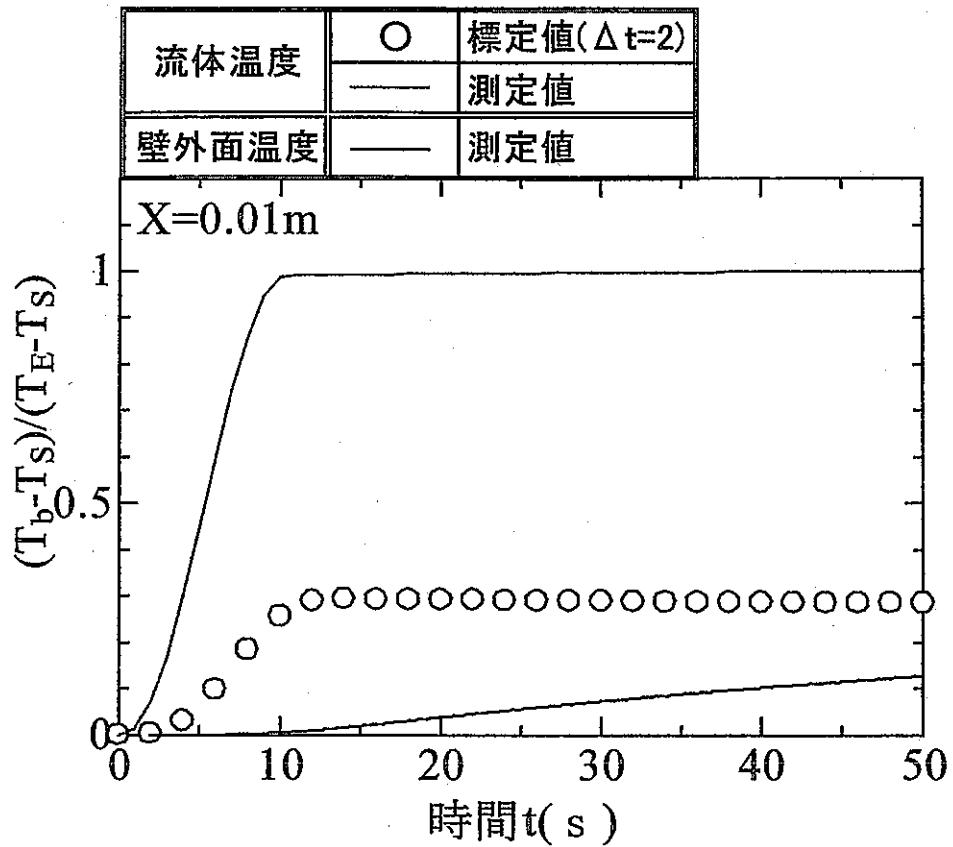


図3-5 壁内面温度の標定(ナトリウム)



(a) 一様分布

図3-6 流体温度の標定(水)



(b) 放物形分布

図3-6 流体温度の標定(水)

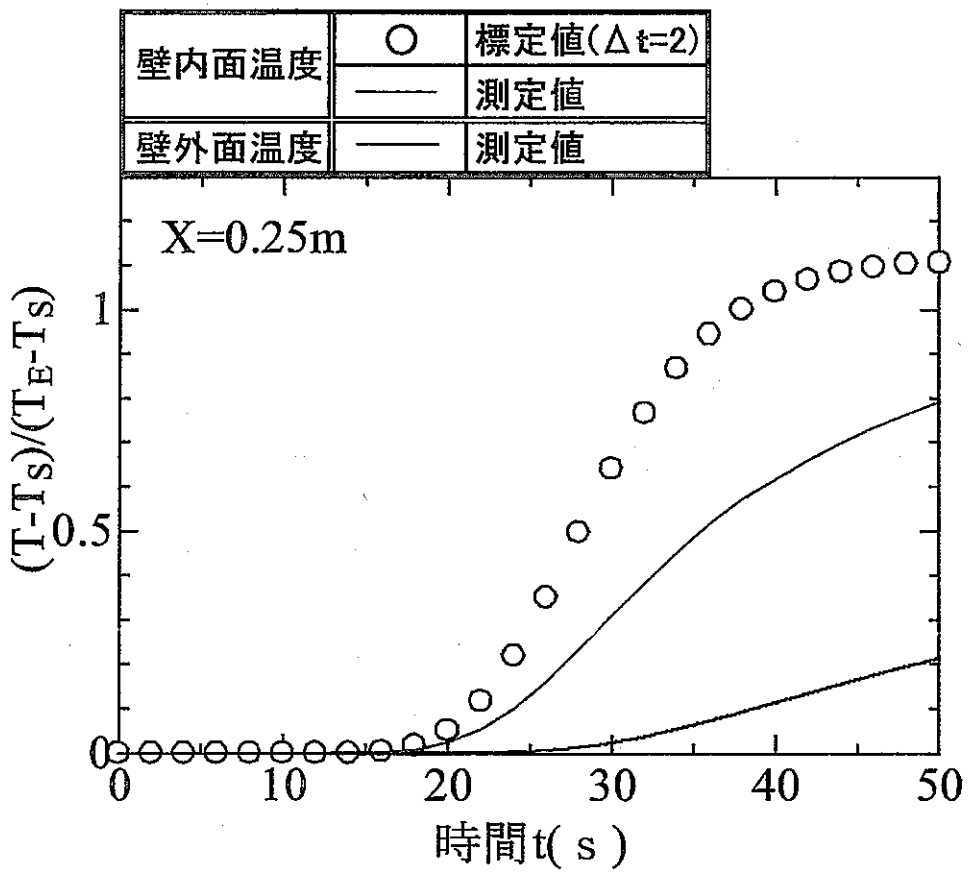
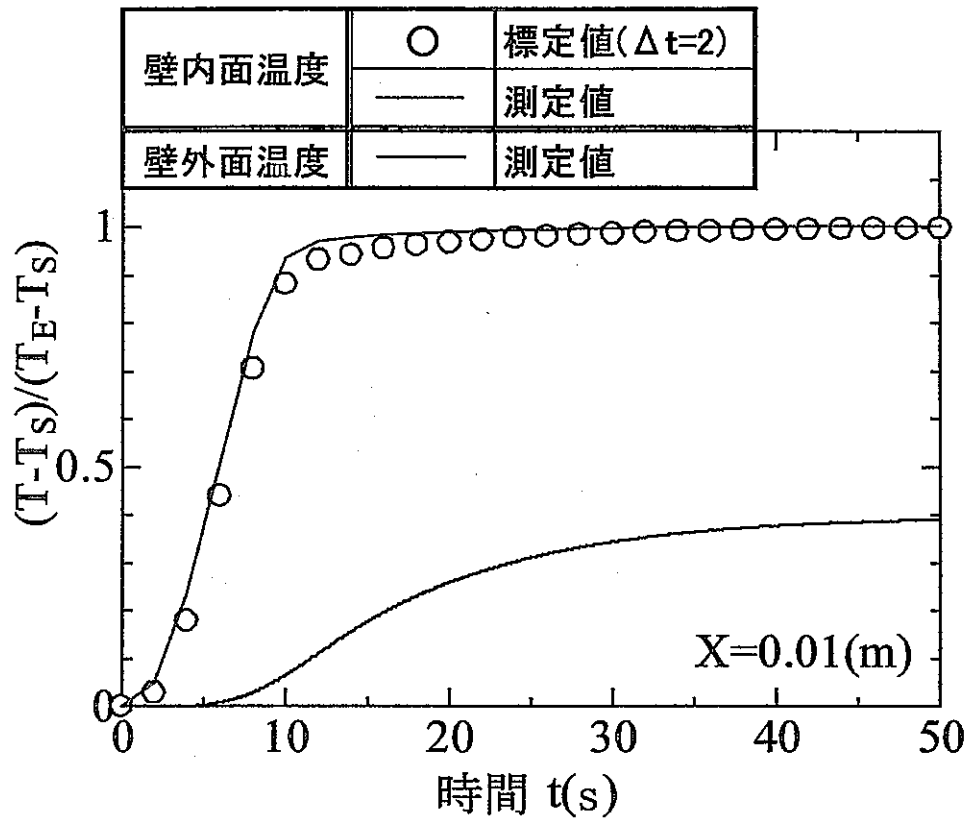
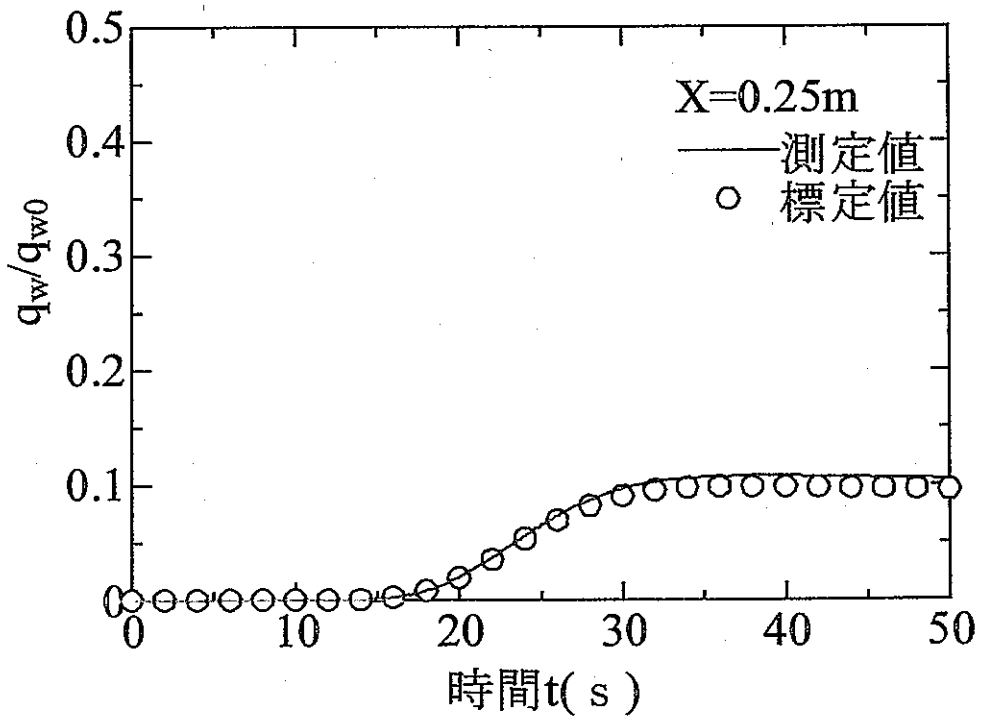
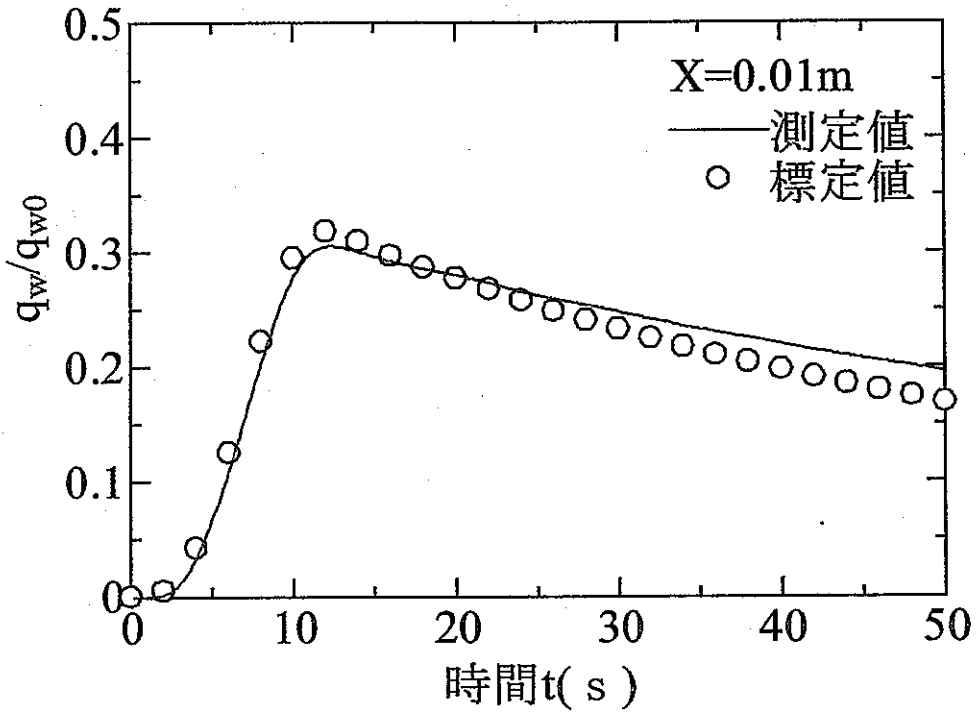
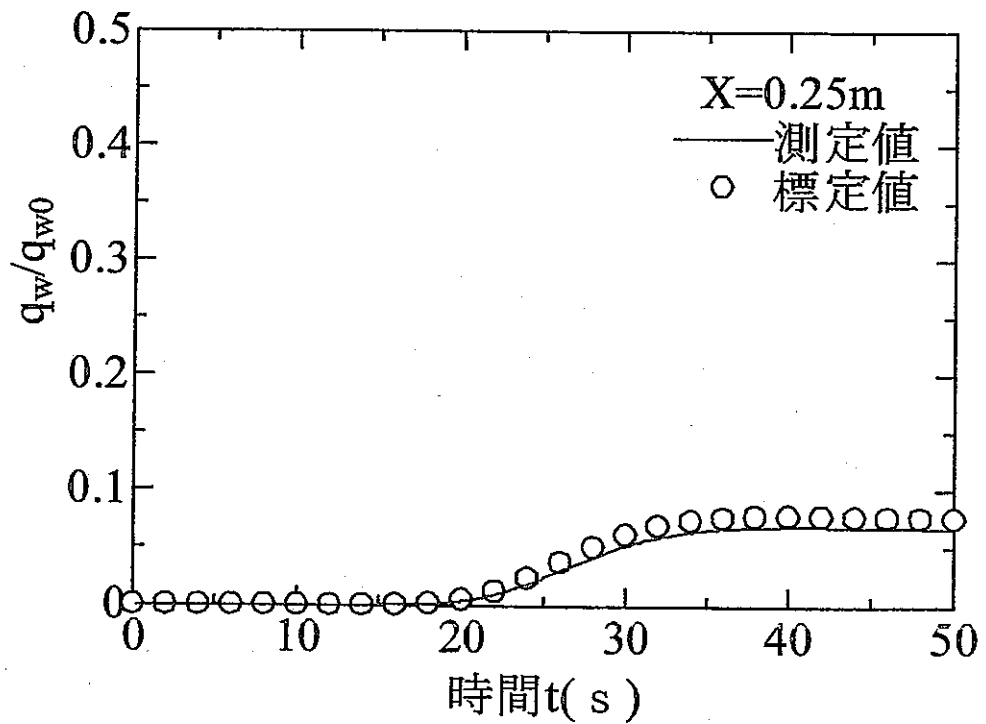
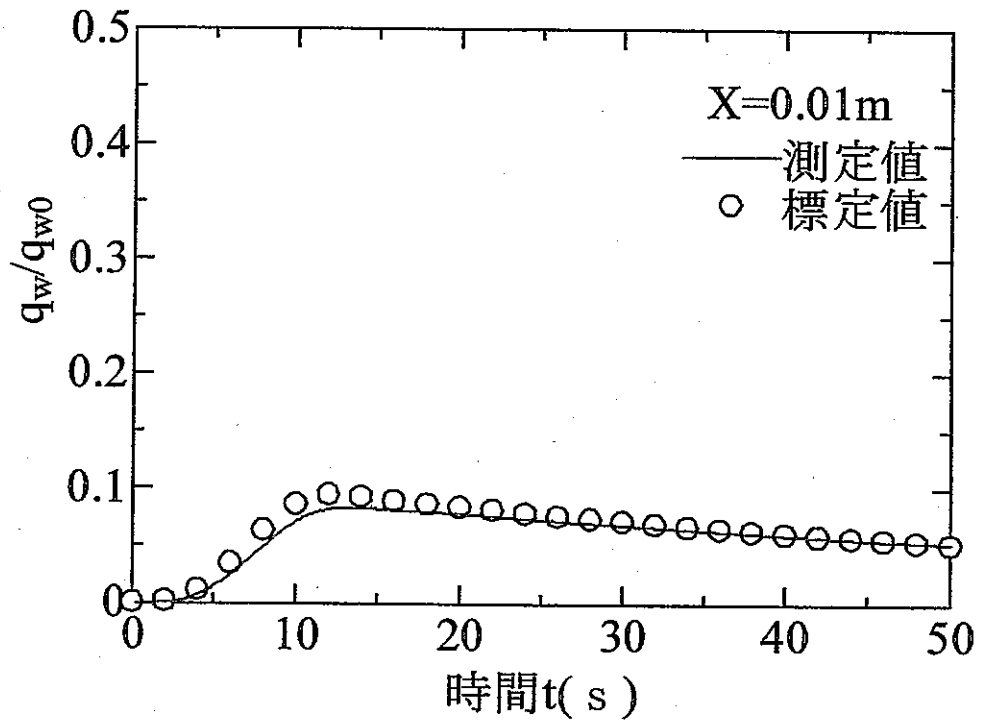


図3-7 流体温度の標定(ナトリウム)



(a) 一様分布

図3-8 逆計算による熱流束の標定(水)



(b) 放物形分布

図3-8 逆計算による熱流束の標定(水)

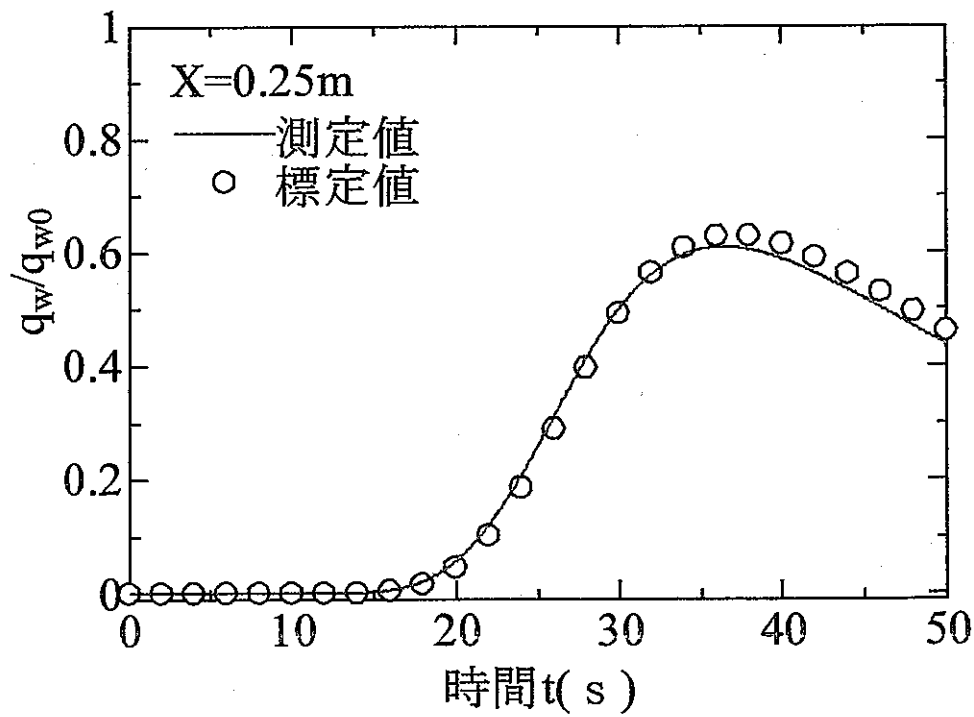
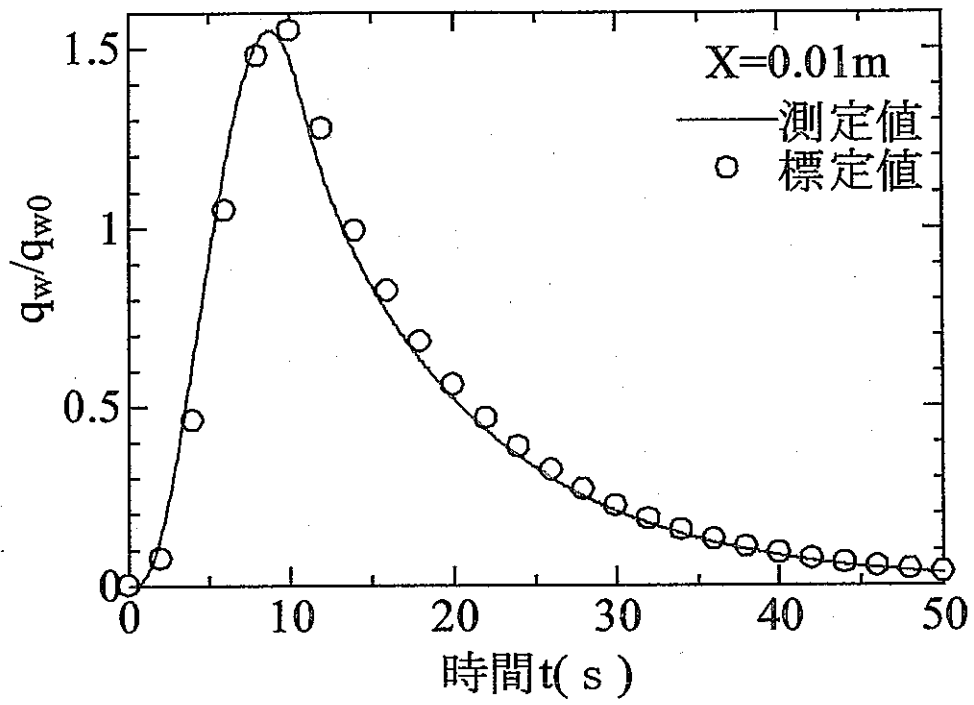
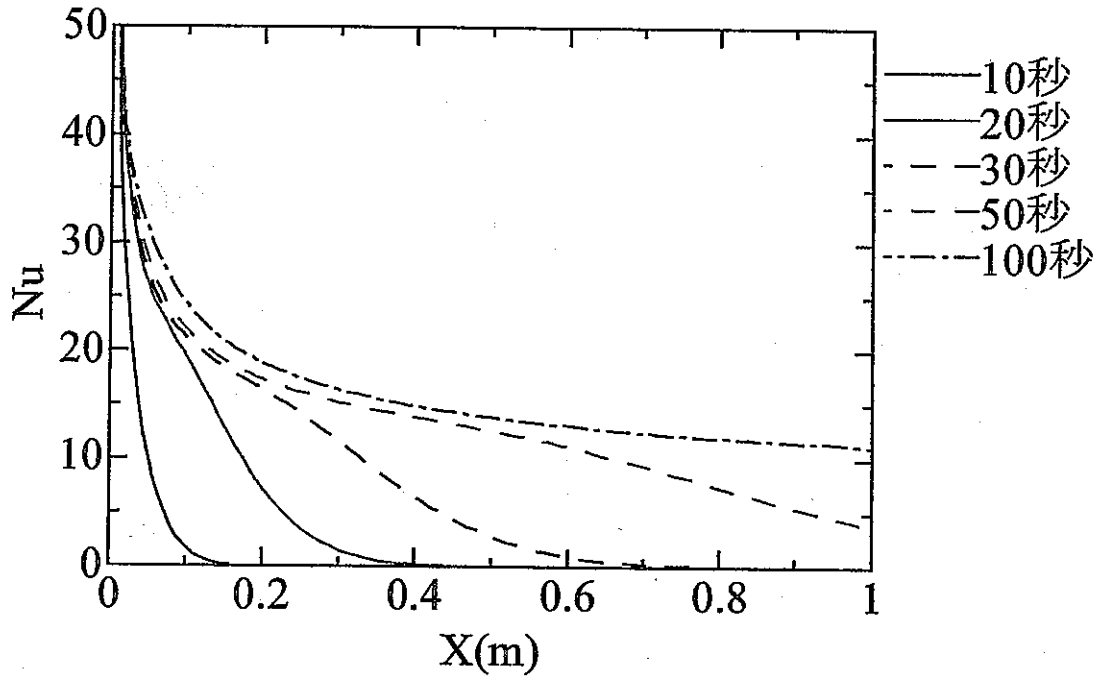
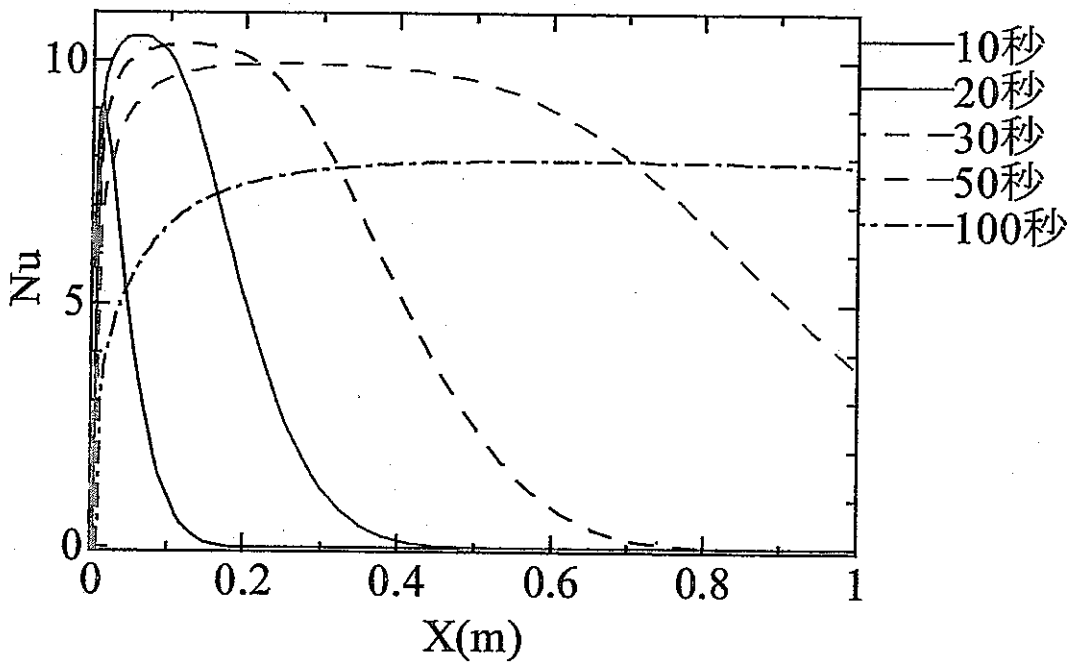


図3-9 逆計算による熱流束の標定(ナトリウム)



(a) 一様分布



(b) 放物形分布

図3-10 ヌセルト数分布(水)

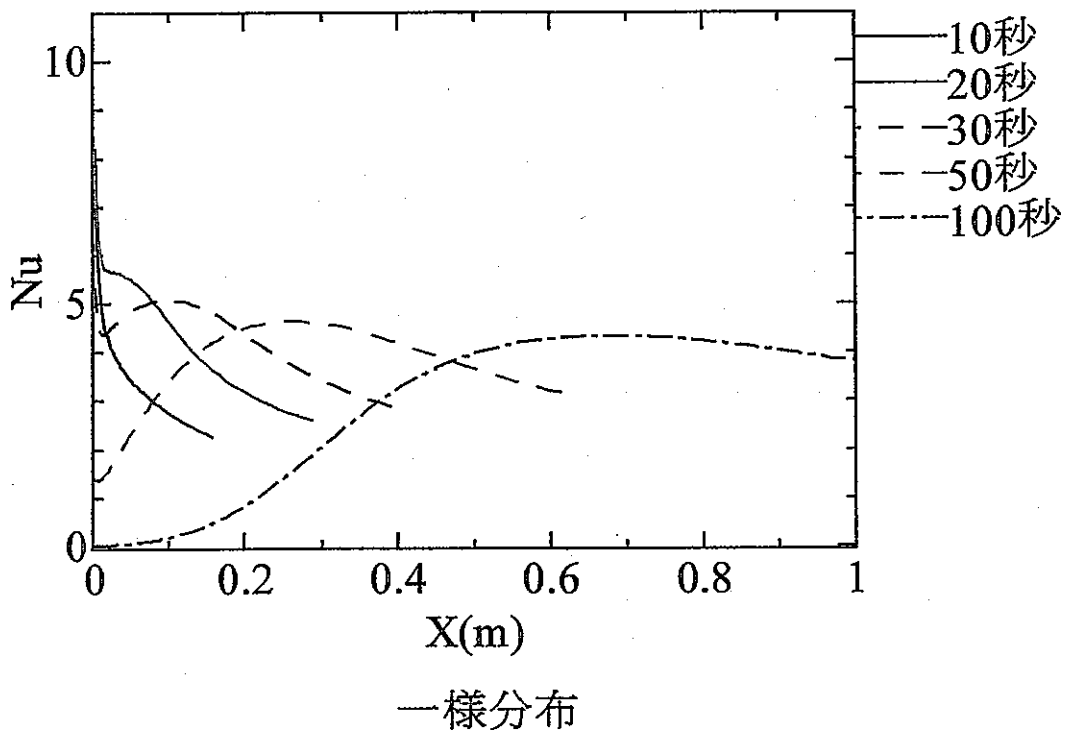
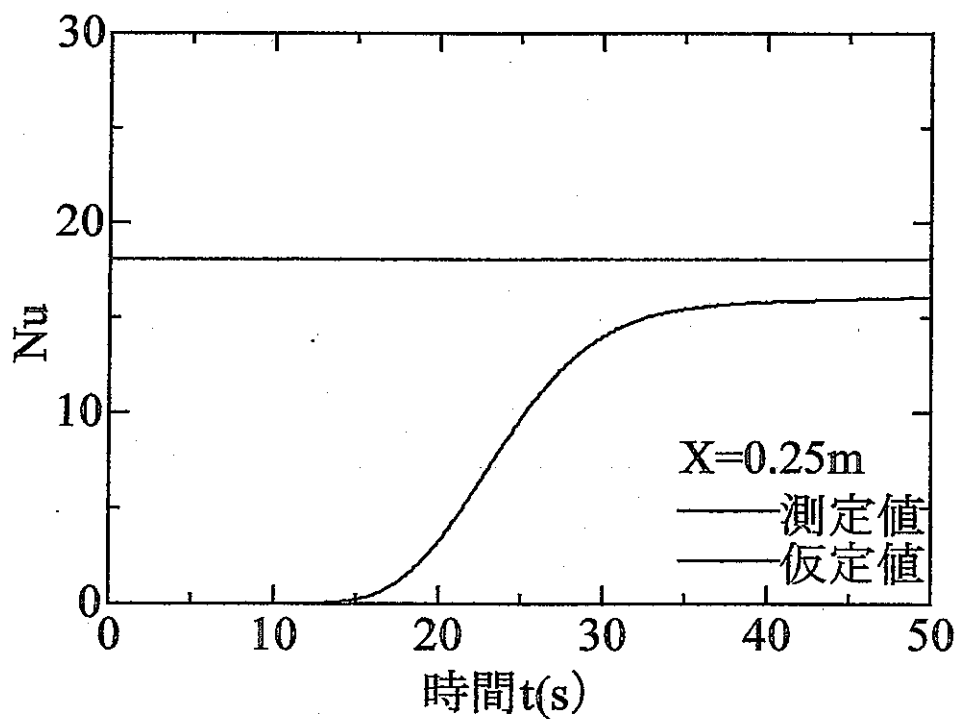
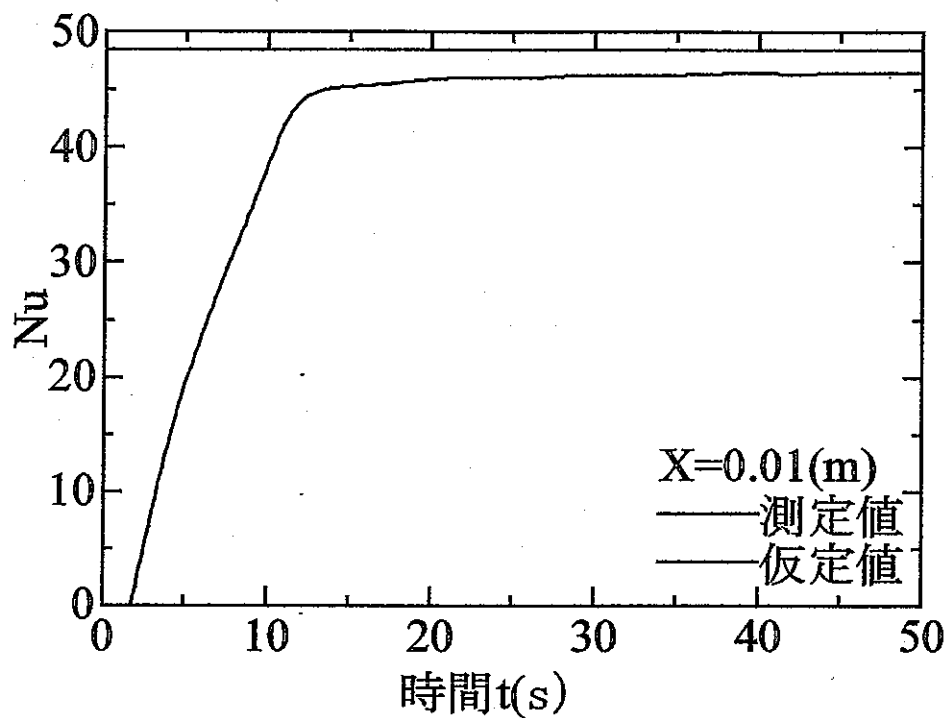
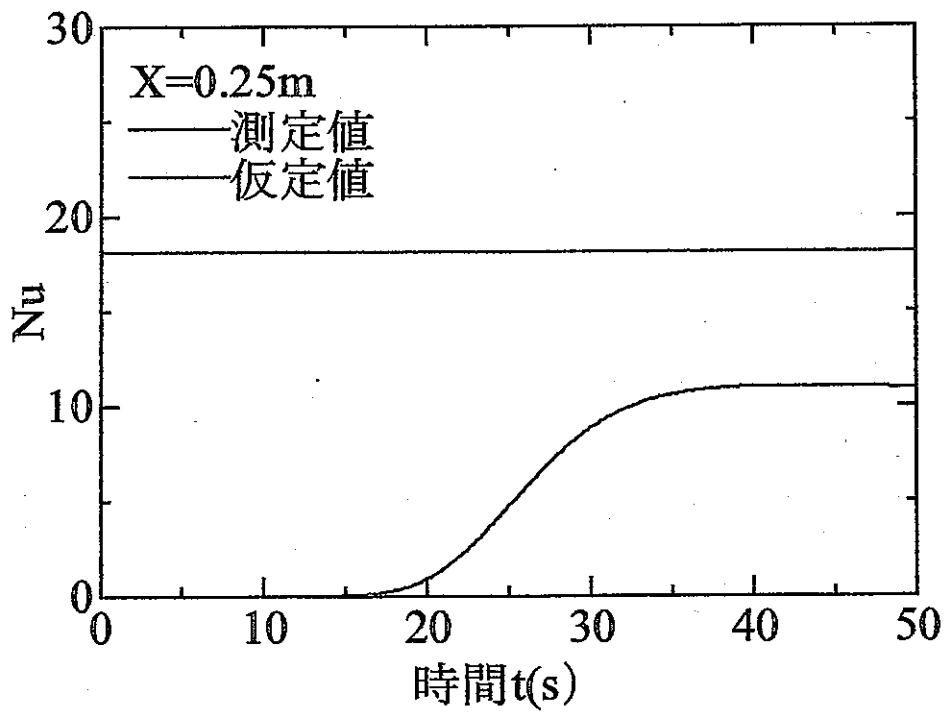
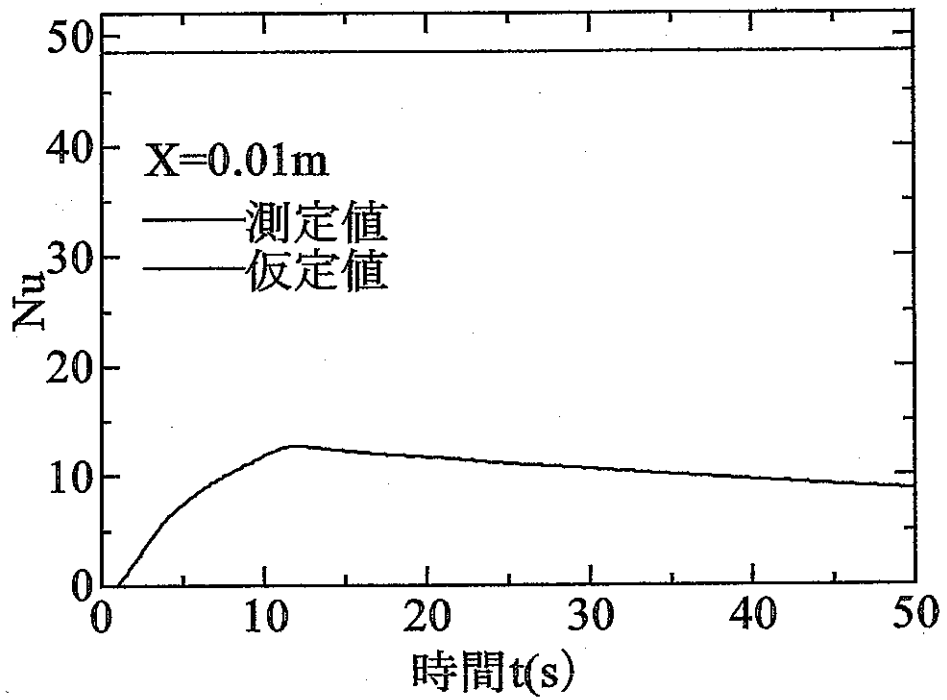


図3-11 ヌセルト数分布(ナトリウム)



(a) 一様分布

図 3-1 2 ヌセルト数の時間変化 (水)



(b) 放物形分布

図3-12 ヌセルト数の時間変化 (水)

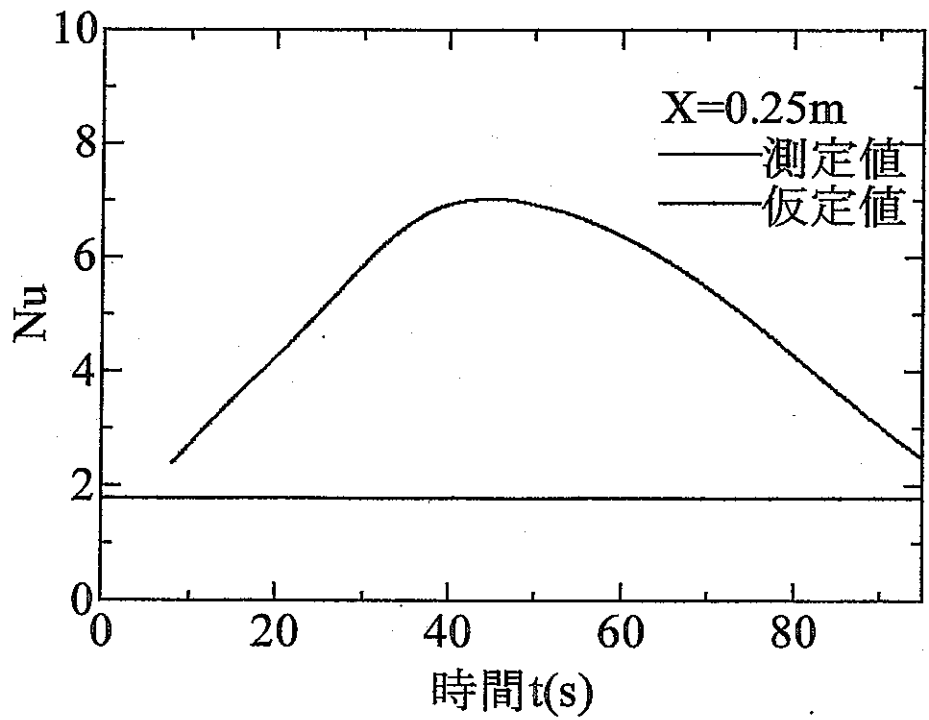
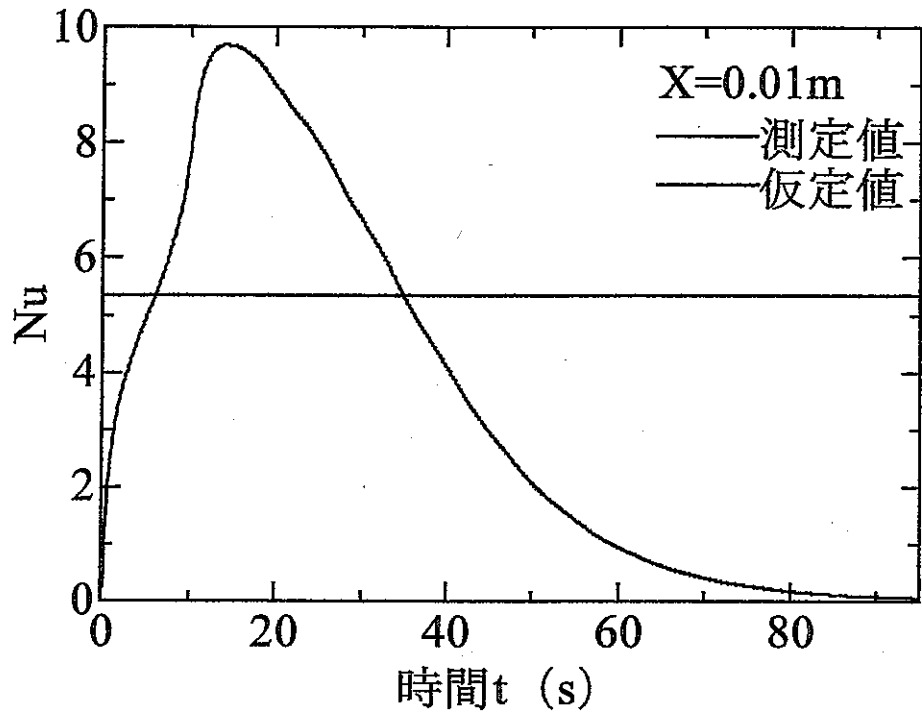


図3-13 ヌセルト数の時間変化(ナトリウム)

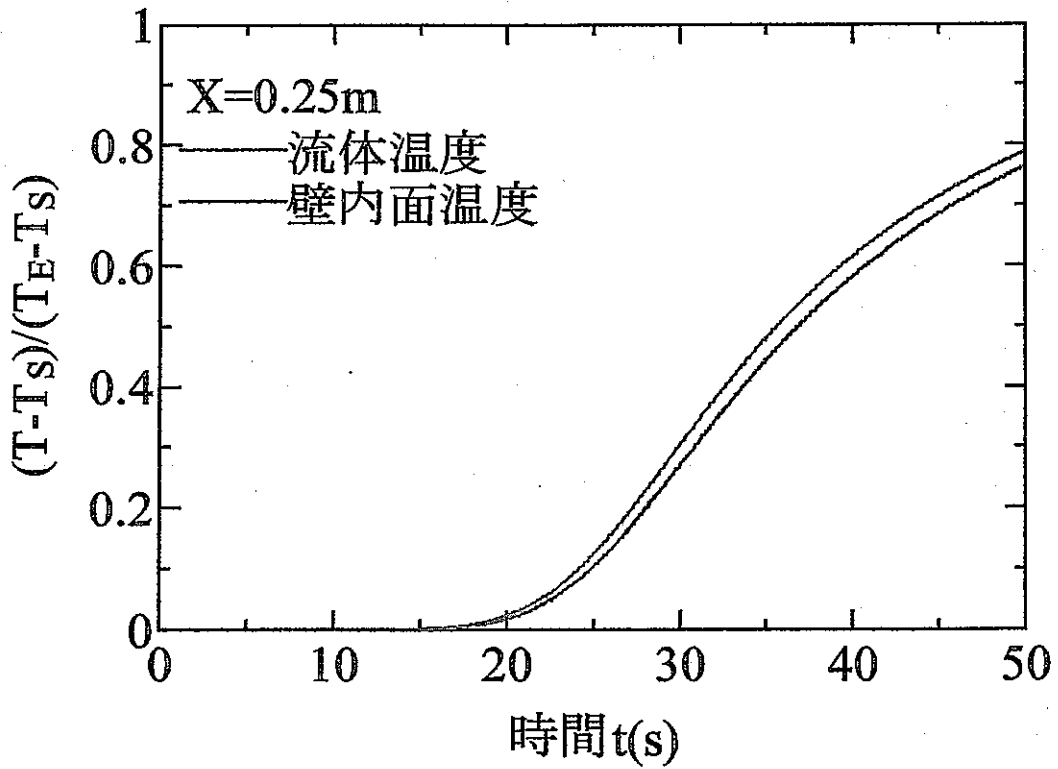
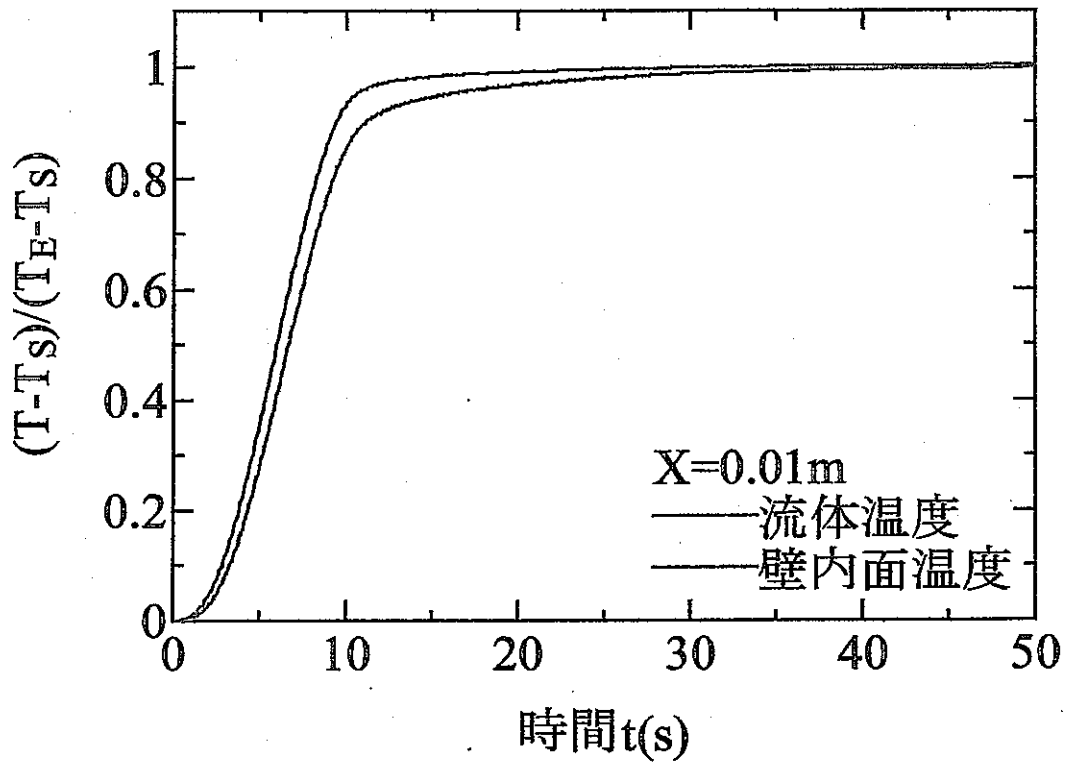


図3-14 バルク温度と壁内面温度の比較
(ナトリウム)

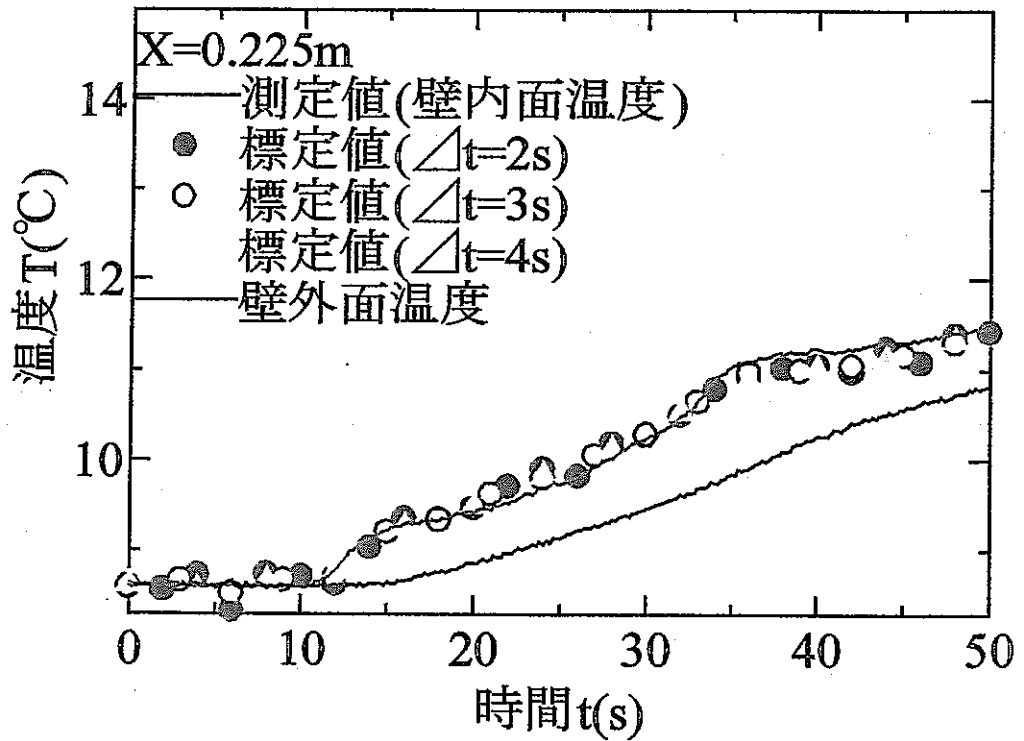
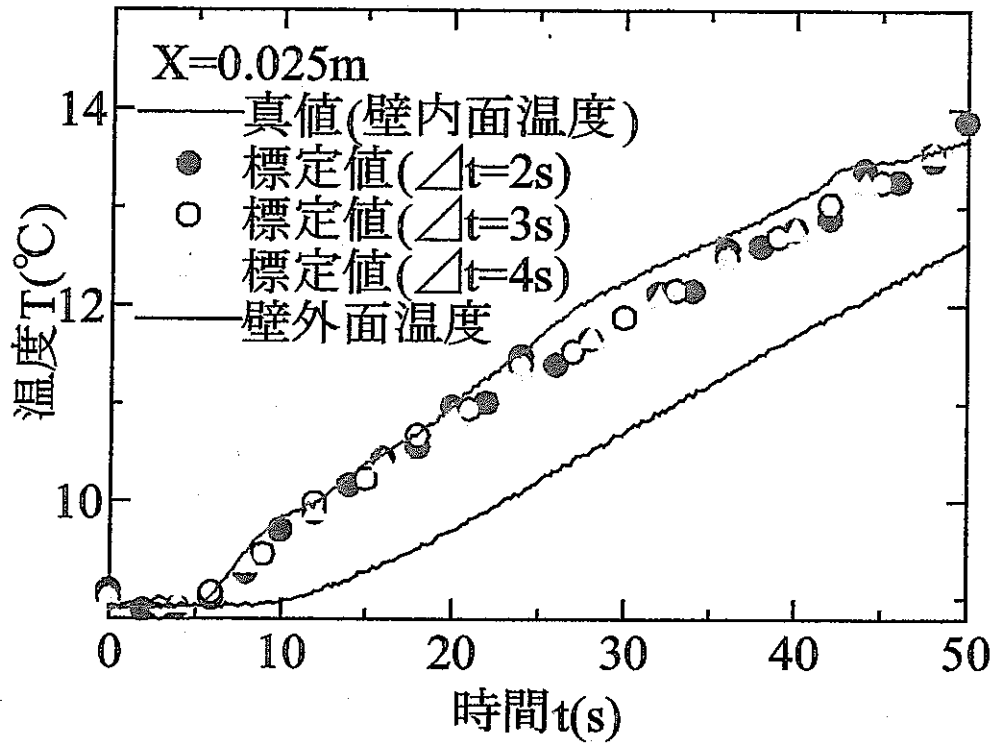


図3-15 逆計算による壁内面温度の標定値(実験)

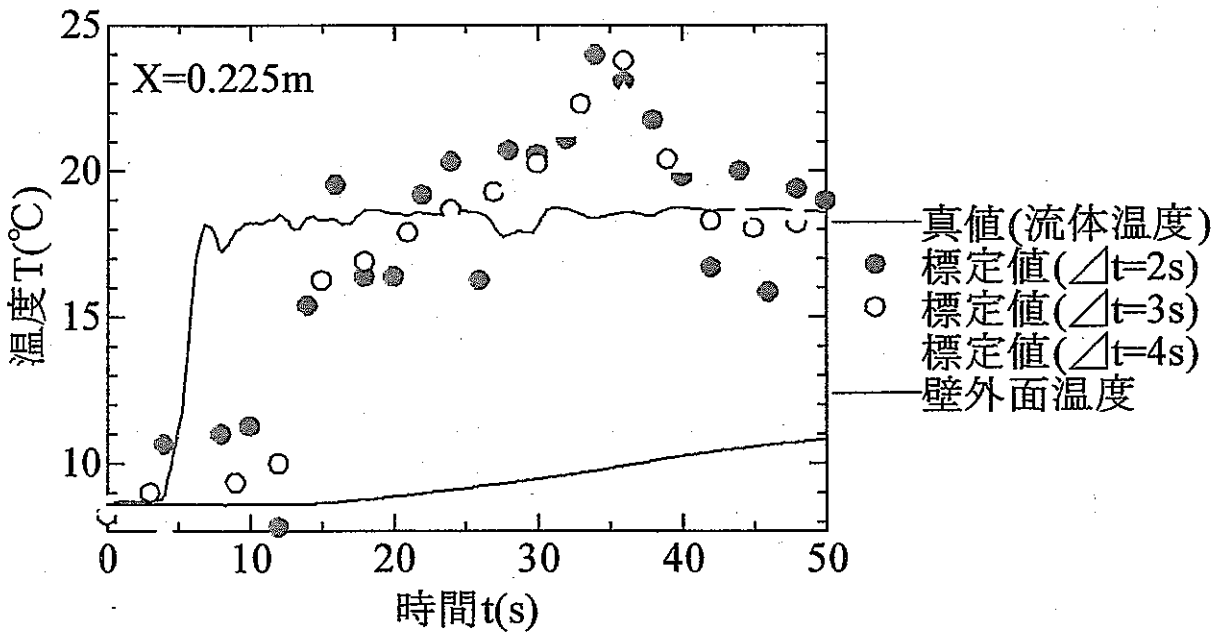
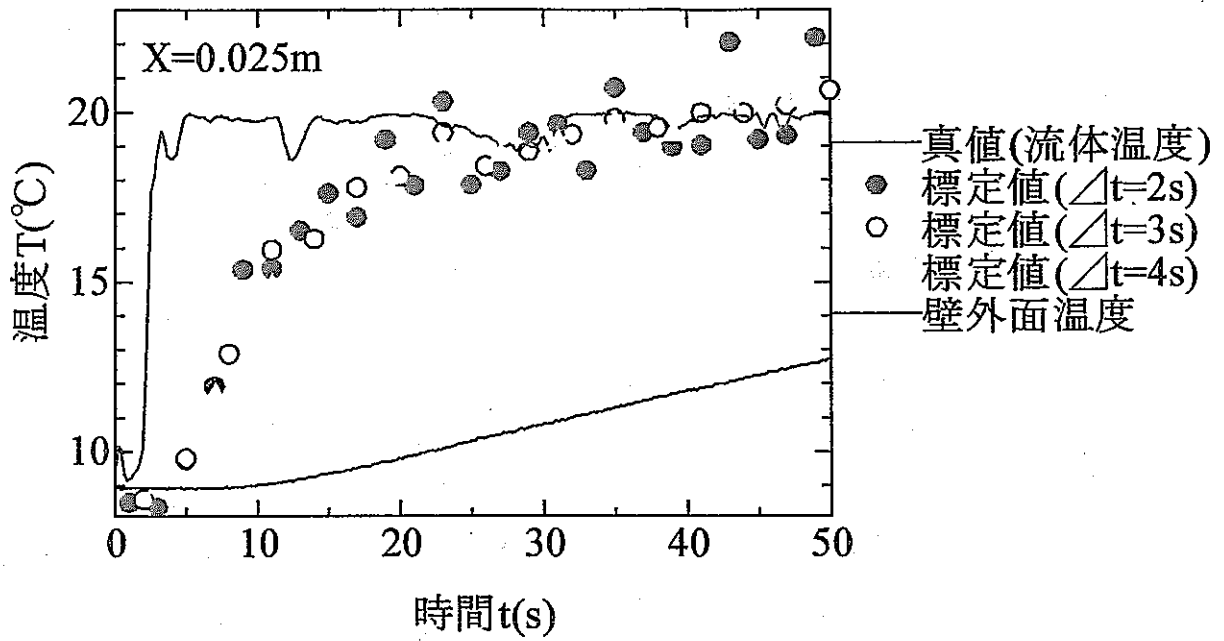


図3-16 逆計算による流体温度の標定 (実験)

4. 結言

本研究では、平行平板内流体のバルク温度を推定することを目的とし、側壁の熱伝導を考慮に入れた 2 次元非定常数値解析を行うことで理想的な状態での物理量のデータを得、さらに、実験を行うことでより現実に近い状態でのデータを得る。このデータを用いて逆計算を行う事で逆計算法を用いた計測システムの過渡応答性能およびその特性を調べ以下のような結果を得た。

- (1) 流路内を流れる流体の温度を標定する場合、標定する際に用いる熱伝達係数が時間変化するために仮定値として与えている熱伝達係数と実際の熱伝達係数が合わない場合がある。そのため熱伝達係数が合わず、かつ熱流束が大きい時間帯においては流体温度を正しく標定できないことがわかった。
- (2) 供試流体がナトリウムの場合については流路内で一様の温度分布となるために流体のバルク温度と壁内面温度との差がほとんどないことから流路内壁面の温度を標定することにより流体のバルク温度は標定出来る事がわかった。
- (3) 供試流体が水の場合、熱伝達係数は流路内の温度分布に大きく依存するために流体の温度を標定する際に与えるべき熱伝達係数を決定することが非常に難しいことがわかった。

今後、供試流体が水の場合に流体の温度上昇の立ち上がりをよりよく捉えることを考えた場合熱伝達係数の時間変化を如何に予測しうるかということが問題であると思われる。

記号

D_h	: 水力直径
q^*	: 無次元熱流束
δ	: ステンレス鋼板の厚み
H	: 流路幅
k	: 時間ステップ
m	: サンプルング個数
Nu	: ヌセルト数
n:	: 格子数
Pr	: プラントル数
q	: 壁面熱流束
Re	: レイノルズ数
T	: 温度
T_w	: 壁面温度
T_b	: 流体のバルク温度
t	: 時間
u	: X方向の速度
u_0	: 断面平均流速
β	: 体積膨張率
θ	: 無次元温度
λ	: 流体初期温度での熱伝導率
ν	: 動粘性係数
π	: 円周率
τ	: 上昇時間
ϕ	: 感度係数
添え字	
e	: 温度上昇終了
s	: 温度上昇開始

w : 壁内面
δ : 壁外面

参考文献

- (1) Beck, J.V., Int.J.Heat Mass Transf., 13(1970),703
- (2) 庄司、日本機化学会論文集、44-381(1978)、1633
- (3) 関、菊地、日本機械学会論文集 (B編)、63巻 608号(1978-4)
- (4) 佐藤、広島大学 平成10年度修士論文
- (5) Pun,W.M. and Spalding,D.B Imperial College Mech. Eng Rept.H
TSS/76/2 (1976)
- (6) スハス V. パタンカー 原著、水谷幸夫、香月 正司 共訳：
コンピューターによる熱移動と流れの数値解析,森北出版(1985)
- (7) Shah,R.K. and London,A.L.,Advances in Heat Transfer, Supl-
1(1987), Academic Press