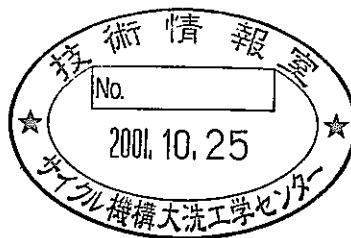


熱伝導逆算法による配管外表面から管内流体温度の評定 平成12年度

(核燃料サイクル開発機構 共同研究報告書)



2001年3月

広島大学
核燃料サイクル開発機構 大洗工学センター

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

Inquiries 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

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

2001

熱伝導逆算法による配管外表面から管内流体温度の評定
平成 12 年度

(核燃料サイクル開発機構 共同研究報告書)

菊地 義弘^{*1}、宮越 博幸^{*2}、上出 英樹^{*2}

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（熱伝導逆算法）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評定する計算システムについて検討した結果を述べる。

配管壁を模擬した厚さ 10mm のステンレス鋼板に挟まれた幅 20mm の平行平板流路体系について、数値実験として 2 次元非定常数値解析を行い流体内温度、ステンレス壁の内外面温度の時間変化を求めた。この外表面温度から熱伝導逆算法により流体温度を求めて数値実験結果と比較した。流体として水とナトリウムを用いた場合を比較し、ナトリウム体系への適用性を検討した。

また、上記平行平板流路体系での水試験ならびに配管体系でのナトリウム試験を実施し、ノイズ等を含む実際のフィールドにおける測定データに基づいて熱伝導逆算法の適用性を検討した。

以上の検討により熱伝導逆算法がナトリウム体系に対して優れた適用性をもつことを明らかにするとともに今後の課題を整理した。

*1 広島大学工学部第一類

*2 核燃料サイクル開発機構、大洗工学センター、要素技術開発部、原子炉工学グループ

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

Yoshihiro Kikuchi*¹, Hiroyuki Miyakoshi*², Hideki Kamide*²

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 in sodium cooled fast reactors. Numerical simulations were performed in a parallel wall geometry of 20mm wide flow channel and stainless steel wall of 10mm thickness. Inverse heat conduction method was applied to predict the fluid temperature based on the calculated results of outer surface temperature. Water and sodium were used as working fluid.

Water experiment was carried out in the parallel wall geometry. Sodium experiment was also performed in pipe geometry of 10cm diameter. The inverse heat conduction method was applied to experimental data, which include noise and measurement error.

From these numerical simulations and experiments, it was shown that the inverse heat conduction method was applicable to the sodium system. Future work was also discussed.

*1 Dept. of Mech. Eng., Hiroshima University

*2 Japan Nuclear Cycle Development Institute, O-arai Engineering Center, Advanced Technology Division, Reactor Engineering Group

目次

1. 緒言	1
2. 計算手法及び実験手法	2
2.1 熱伝導逆計算法	2
2.1.1 計測システムの概要	2
2.1.2 熱伝導逆計算法の計算手法	2
2.2 二次元非定常数値解析	4
2.2.1 基礎方程式	4
2.2.2 計算格子	5
2.2.3 差分法	6
2.2.4 アルゴリズム	6
2.2.5 境界条件	6
2.2.6 計算条件	7
2.3 実験手法	7
3. 結果および考察	19
3.1 二次元非定常計算（順計算）結果	19
3.1.1 定常計算	19
3.1.2 温度分布	19
3.2 一次元熱伝導逆計算結果	20
3.2.1 壁内面温度および流体温度の標定	20
3.2.2 熱流束の標定	20
3.2.3 ヌセルト数分布	21
3.3 実験における標定結果	22
3.3.1 ナトリウム試験の標定結果	22
3.3.2 水試験の標定結果	23
4. ナトリウム試験	42
4.1 試験の概要	42
4.2 配管外表面への熱電対の設置	42
4.3 計測系	42
4.4 ナトリウム試験の結果	42
4.5 ナトリウム試験結果についての考察	43
5. 今後の課題	51
6. 結言	53
記号	54
参考文献	56

図リスト

図 2-1	数値実験のフローチャート	9
図 2-2	逆計算法	10
図 2-3	感度係数の概要	11
図 2-4	Staggered-Grid	12
図 2-5	5 次の風上差分によって求められる対流項	13
図 2-6	数値計算のフローチャート	14
図 2-7	計算領域と計算格子	15
図 2-8	入口温度の時間変化	16
図 2-9	試験部	17
図 2-10	試験部	18
図 3-1	定常時のヌセルト数分布	24
図 3-2	温度分布 (ナトリウム, 一様分布, $\delta = 10\text{mm}$)	25
図 3-3	温度分布 (ナトリウム, 一様分布, $\delta = 1\text{mm}$)	26
図 3-4	温度分布 (ナトリウム, 放物分布, $\delta = 10\text{mm}$)	27
図 3-5	温度分布 (水, 一様分布)	28
図 3-6	温度分布 (水, 放物分布)	28
図 3-7	標定結果 (ナトリウム, 一様分布, $\delta = 10\text{mm}$)	29
図 3-8	標定結果 (ナトリウム, 一様分布, $\delta = 1\text{mm}$)	30
図 3-9	標定結果 (ナトリウム, 放物分布, $\delta = 10\text{mm}$)	31
図 3-10	標定結果 (水, 一様分布)	32
図 3-11	標定結果 (水, 放物分布)	32
図 3-12	熱流束の標定 (ナトリウム, 一様分布, $\delta = 10\text{mm}$)	33
図 3-13	熱流束の標定 (ナトリウム, 放物分布, $\delta = 10\text{mm}$)	34
図 3-14	熱流束の標定 (水, 一様分布)	35
図 3-15	熱流束の標定 (水, 放物分布)	35
図 3-16	ヌセルト数分布 (ナトリウム, 一様分布, $\delta = 10\text{mm}$)	36
図 3-17	ヌセルト数分布 (ナトリウム, 放物分布, $\delta = 10\text{mm}$)	37
図 3-18	ヌセルト数分布 (水, 一様分布)	38
図 3-19	ヌセルト数分布 (水, 放物分布)	38
図 3-20	標定結果 (実験, ナトリウム)	39
図 3-21	標定結果 (実験, 水)	40
図 3-22	ヌセルト数の時間変化 (実験, 水)	41
図 4-1	ナトリウム試験におけるウエル型熱電対の位置と構造	44
図 4-2	配管外表面用熱電対の取り付け	45
図 4-3	ナトリウム試験結果 (ホットショック)	47
図 4-4	ナトリウム試験結果 (コールドショック)	49

1. 緒言

通常の熱伝導計算は初期条件、境界条件が既知のもとで物体内の温度分布を求める順問題である。これに対し、物体内部や物体表面の温度がわかった状態から未知の境界の温度あるいは熱流束を求めるのが熱伝導の逆問題である。熱伝導逆問題の解析手法に関する研究は数多く行われている。Beck⁽¹⁾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表面上の温度と熱流束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、菊地⁽³⁾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 が提案した一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。逆問題の解析例として、内燃機関の燃焼室壁面における熱流束の推定、圧延過程における圧延ロール表面の温度および熱流束の推定、熱応力評価のための領域内の温度分布の推定など多くの応用例が見られる。

通常、管内流体温度の計測においては、温度計を直接管内に挿入することで計測を行う。しかし、高速増殖原型炉「もんじゅ」二次主冷却系配管室でのナトリウム漏洩事故の例があり、内部流体の漏洩や流動振動による破損の防止のためには温度計の貫通を避けたほうがよい。このため佐藤⁽⁴⁾は数値実験として一次元の順計算を行い、この結果に基づき熱伝導逆計算法を用いて壁外面温度から壁内面温度の標定を行い、その適用範囲を調べた。藤村⁽⁵⁾は佐藤の行った一次元の順計算を二次元に拡張し、壁外面温度から壁内面温度、流体温度の標定を行った。

これまでは供試流体に水を用いて研究を行っていたが、本研究は高速増殖原型炉「もんじゅ」の二次主冷却系を想定しており、供試流体をナトリウムに変えて計算を行った。二次元非定常数値解析（順計算）によりナトリウムの熱伝達の様子を調べ、得られた計算値（真値）を用いて逆計算法により壁内面温度、流体温度の標定を行った。そして真値と標定値を比較し、熱伝導率の低い水では正確な標定が行えなかった逆計算法が、ナトリウムのように熱伝導率の高い物質に対してどの程度の適用性を有するかを調べた。

また、水、ナトリウムを用いた実験をそれぞれ広島大学と核燃料サイクル開発機構（以下、サイクル機構）にて行い、誤差やノイズを含んだ測定データに適用することにより逆計算法がどれだけ有効かを調べた。以上により、数値計算と実験の両方の結果から逆計算法を用いた計測システムの過渡応答性、特性について検討した。

2. 計算手法および実験手法

2.1 熱伝導逆計算法

2.1.1 計算システムの概要

平板外面から平板内面温度、内部流体温度（混合平均温度）を推定する数値実験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。本研究は高速増殖原型炉「もんじゅ」二次主冷却系を想定しており、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。

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

$$Nu = F(Re, Pr) \quad (2-1)$$

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

ここで熱伝達係数が得られる。次に壁外面に温度計を設置し壁外面温度 T_b 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。そして壁内面において壁内面熱流束 q_w 、壁内面温度 T_w 、熱伝達係数 h の関係式

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

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法

壁外面温度から内部流体温度を標定するにあたり熱伝導逆計算法は壁外面温度から壁内面温度を求める際に使用している。図 2-2 に熱伝導逆計算法の概要を示す。壁内面の熱伝導を一次元問題とするときの基礎方程式は(2-3)式のとおりである。ただし、壁内面側を原点($y=0$)として壁外面の方向を正とするように y 軸をとっている。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda_w}{\rho_w c_w} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (2-3)$$

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。

$$t=0 : T^0(y) = \frac{\delta-y}{\delta} T_w^0 + \frac{y}{\delta} Y_\delta^0 \quad (2-4)$$

また、境界条件として試験体の壁外面は断熱としている。

$$y=\delta : \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad (2-5)$$

しかし、壁内面における境界条件は未知であるが、

$$T_\delta^k = Y_\delta^k \quad (2-6)$$

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

$$q_w^{k-1} = q_w^k = q_w^{k+1} = \dots = q_w^{k+m} \quad (2-7)$$

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 ($\neq q_w^{k-1}, q_w^k = q_w^{k+1}, q_w^{k+2}, \dots, q_w^{k+m}$) 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、

$$F(q_w^{k+m}) = \sum_{j=0}^m (T_\delta^{k+j} - Y_\delta^{k+j})^2 \quad (2-8)$$

となり、これが最小となるには、

$$\frac{\partial F}{\partial q_w^{k+m}} = 2 \sum_{j=0}^m (T_\delta^{k+j} - Y_\delta^{k+j}) \frac{\partial T_\delta^{k+j}}{\partial q_w^{k+m}} = 0 \quad (2-9)$$

を満たすように q_w^k を決定する。このとき T_δ^k は q_w^k の関数であるため、 q_w^k および T_δ^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。

$$T_\delta^{k+j,1} = T_\delta^{k+j,0} + \frac{\partial T_\delta^{k+j}}{\partial q_w^{k+m}} \Delta q_w^{k+j} \quad (2-10)$$

ここで、

$$\Delta q_w^{k+j} = q_w^{k+j,1} - q_w^{k+j,0} \quad (2-11)$$

であり、

$$q_w^{k+j,1} = q_w^{k+j,0} \times (1 + \varepsilon) \quad (2-12)$$

である。ここで、 ε は十分小さい値で且つ $j=0 \sim m$ に対して一定であるとみなせるものとする。(2-10)式を変形すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_\delta^{k+j}}{\partial q_w^{k+m}} &= \frac{T_\delta^{k+j,1}(q_w^{k+j,0}(1+\varepsilon)) - T_\delta^{k+j,0}(q_w^{k+j,0})}{\varepsilon q_w^{k+m,0}} \\ &= \phi^{k+j} \end{aligned} \quad (2-13)$$

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。(2-10)式、(2-13)式を(2-9)式に代入すると、

$$\sum_{j=0}^m (T_{\delta}^{k+j,0} + \phi^{k+j} \Delta q_w^{k+j} - Y_{\delta}^{k+j}) \phi^{k+j} = 0 \quad (2-14)$$

となり、さらに変形すると、

$$\Delta q_w^{k+m} = \frac{\sum_{j=0}^m (Y_{\delta}^{k+j} - T_{\delta}^{k+j,0}) \phi^{k+j}}{\sum_{j=0}^m (\phi^{k+j})^2} \quad (2-15)$$

となり、 Δq_w^{k+m} を求めることができる。(2-11)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

$$\left| \frac{\Delta q_w^{k+m}}{q_w^{k+m,0}} \right| \leq 5 \times 10^{-6} \quad (2-16)$$

を満たすまで繰り返し計算を行う。(2-16)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 $Y_{\delta}^k \sim Y_{\delta}^{k+m}$ 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 と計算時間が必要となる。計算時間はサンプリング間隔以下でなければ計算を継続することはできないが、今回の計算ではサンプリング間隔を十分下回っているため、計算時間は無視できるとする。

2.2 二次元非定常数値解析

本研究では逆計算を行うデータを取るために二次元非定常熱伝導計算を行った。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り、流路入口で流体の温度を変化させて各地点における流体のバルク温度、壁内面温度および壁外面温度の時間変化を求めた。その後、この結果を用いて逆計算を行った。

本計算に使用したコードは、Puns-Spalding⁽⁶⁾によって開発された定常流用コードに改良を加え、非定常二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)流れは二次元的である。
- (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、二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。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (2-16)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) \quad (2-17)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) \quad (2-18)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda}{\rho c} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2-19)$$

ここで U 、 V 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 である。また、さらに P 、 T は、圧力および温度である。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、熱伝導率および比熱であり、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 2-4 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の浪費につながり実際的ではない。本計算は壁面近傍での速度および温度勾配が大きくなる。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、流路内の壁面近傍の格子間隔を密にし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、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 2-5 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 $Cr=1$ となるように Δt を設定した。

$$Cr = \frac{u_{max} \Delta t}{\Delta x_{min}} = 1 \quad (2-20)$$

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 Patankar-Spalding⁽⁷⁾ によって提案された 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、式(2-16)~(2-19)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 法は流れの数値解析における圧力場の取り扱いを圧力そのものより求めるのではなくその補正量を従属変数とする圧力補正式を質量保存式の変形として扱うことにより圧力に関する境界条件の設定が容易にできる。図 2-6 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ナトリウムの場合 400℃、水の場合 20℃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、入口部の温度分布は一様分布と放物分布で与えた。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。計算領域と計算格子の例を図 2-7 に示す。

b) 両平板外表面境界

両平板の外表面では断熱条件とした。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。

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial P_m}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2-21)$$

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

供試流体にはナトリウムおよび水を用い、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分布と放物分布で計算した。入口温度にはナトリウムの場合は初期温度 400℃から温度を上昇させ変化後の温度を 402℃とし、水の場合初期温度 20℃、変化後の温度を 25℃とした。一方、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。

$$\theta = \frac{1}{2} \sin \pi \left(\tau - \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} \quad (t \leq t_1) \quad (2-22)$$

ここで、 θ 、 τ は無次元温度であり、

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_1 - T_0} \quad \tau = \frac{t - t_0}{t_1 - t_0} \quad (2-23)$$

と定義される。また、添え字の 0 は初期、1 は変化後を示す。求めた壁外面温度を壁外面における測定値と仮定して熱伝導逆計算を行い、壁内面温度および内部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 2-8 に、計算条件および計算時の物性値を表 2-1 に示す。

2.3 実験方法

実験は広島大学にて水試験を、サイクル機構にてナトリウム試験を実施した。

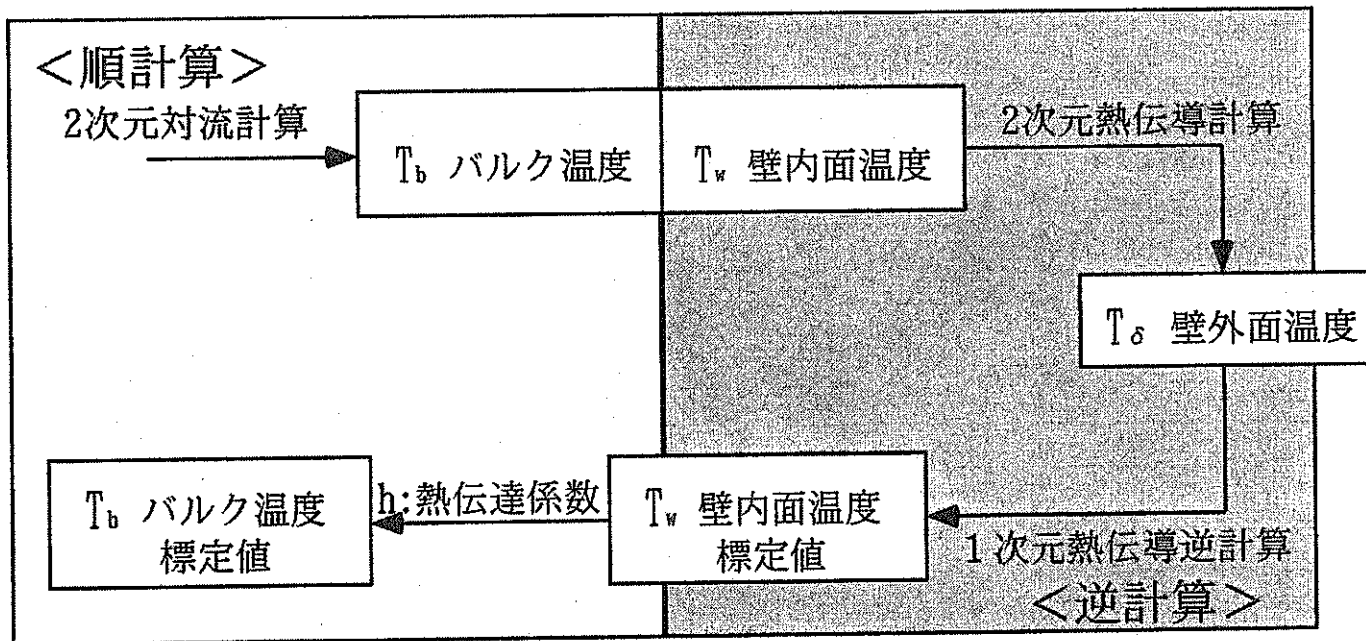
広島大学にて実施した水試験について、図 2-10、図 2-11 に実験装置の概略を示す。流路は幅 20mm、長さ 500mm、奥行き 100mm の矩形流路である。流れを二次元的にするために流路は幅に対して奥行きが十分長くなるように幅と奥行きの比を 1:5 としている。流速を決める際には流量を流路の断面積で割ることにより流速を求める。

試験部は幅 20mm、長さ 500mm、奥行き 100mm の矩形流路であり、その幅方向の片面には厚さ 10mm のステンレス鋼板、その他の面にはアクリル樹脂を用いた。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 1.2mm の溝を彫り、その中にハンダによって外径 1.0mm 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、アクリル樹脂の一面には5箇所の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。熱電対はマルチプレクサを介してコンピュータに接続することでデータを取り込めるようになっており、測定周波数 5Hz で各地点の温度を測定した。

サイクル機構にて実施したナトリウム実験では外径 114.3mm、肉厚 4mm のステンレス配管を用いた。配管表面には外径 0.6mm の熱電対をステンレスバンドにより密着・固定し、その周りを配管を含めて断熱材により保温した。また配管内には同一位置に外径 3.2mm のさや管を用いたウェル型熱電対を挿入しており、ナトリウムと配管表面の温度変化をサンプリング周波数 100Hz で測定した。ナトリウム実験の詳細は第4章に示す。

熱伝導逆算法では外面温度測定値のみを用いて逆計算を行い、標定値と内面温度測定値、流体温度測定値とを比較することにより評価を行った。



供試流体
 昨年:水
 今年:ナトリウム

初期温度 $T_0=400^{\circ}\text{C}$
 上昇後の温度 $T_1=402^{\circ}\text{C}$
 $\text{Re}=1000$

図2-1. 数値実験のフローチャート

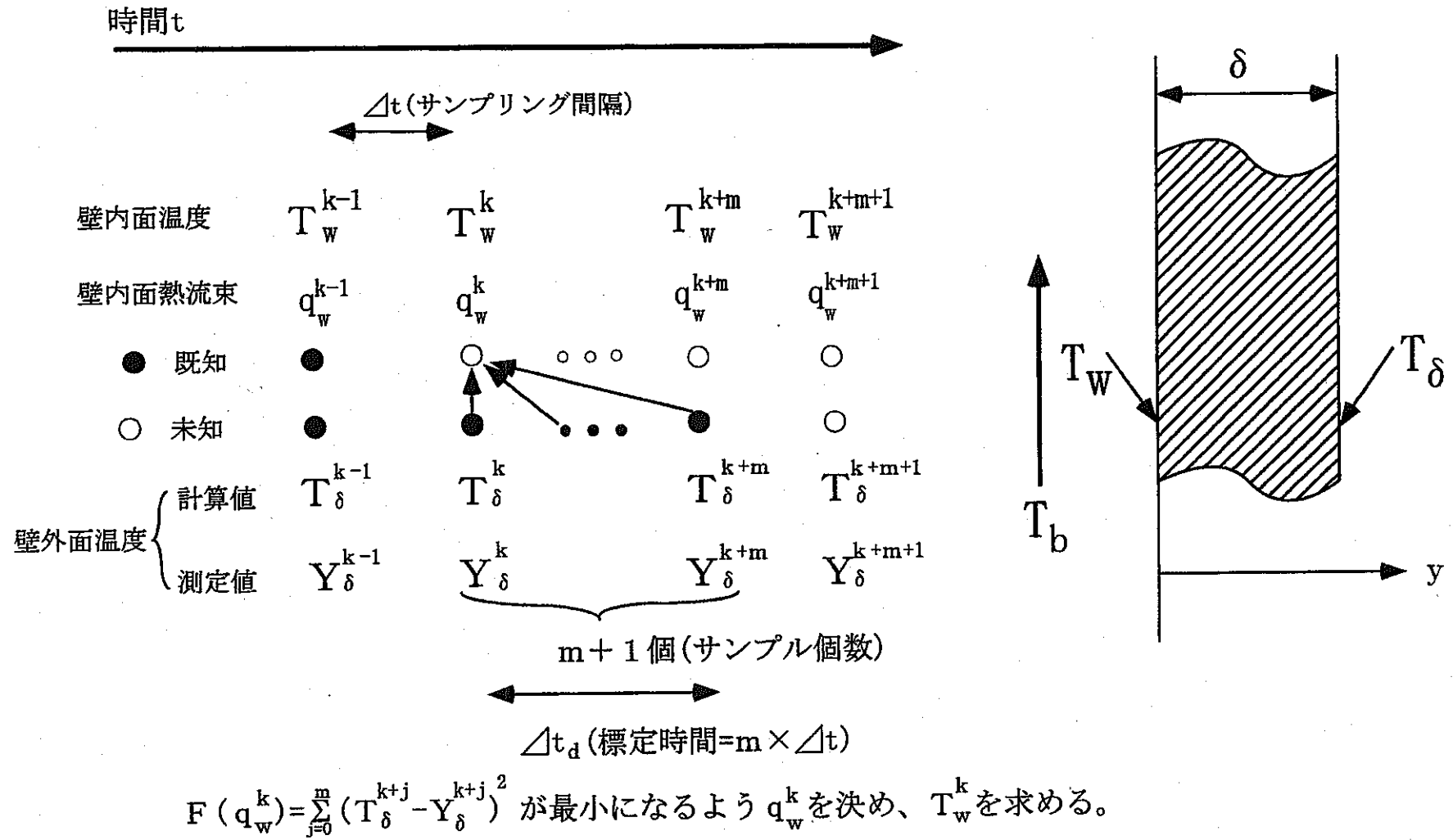
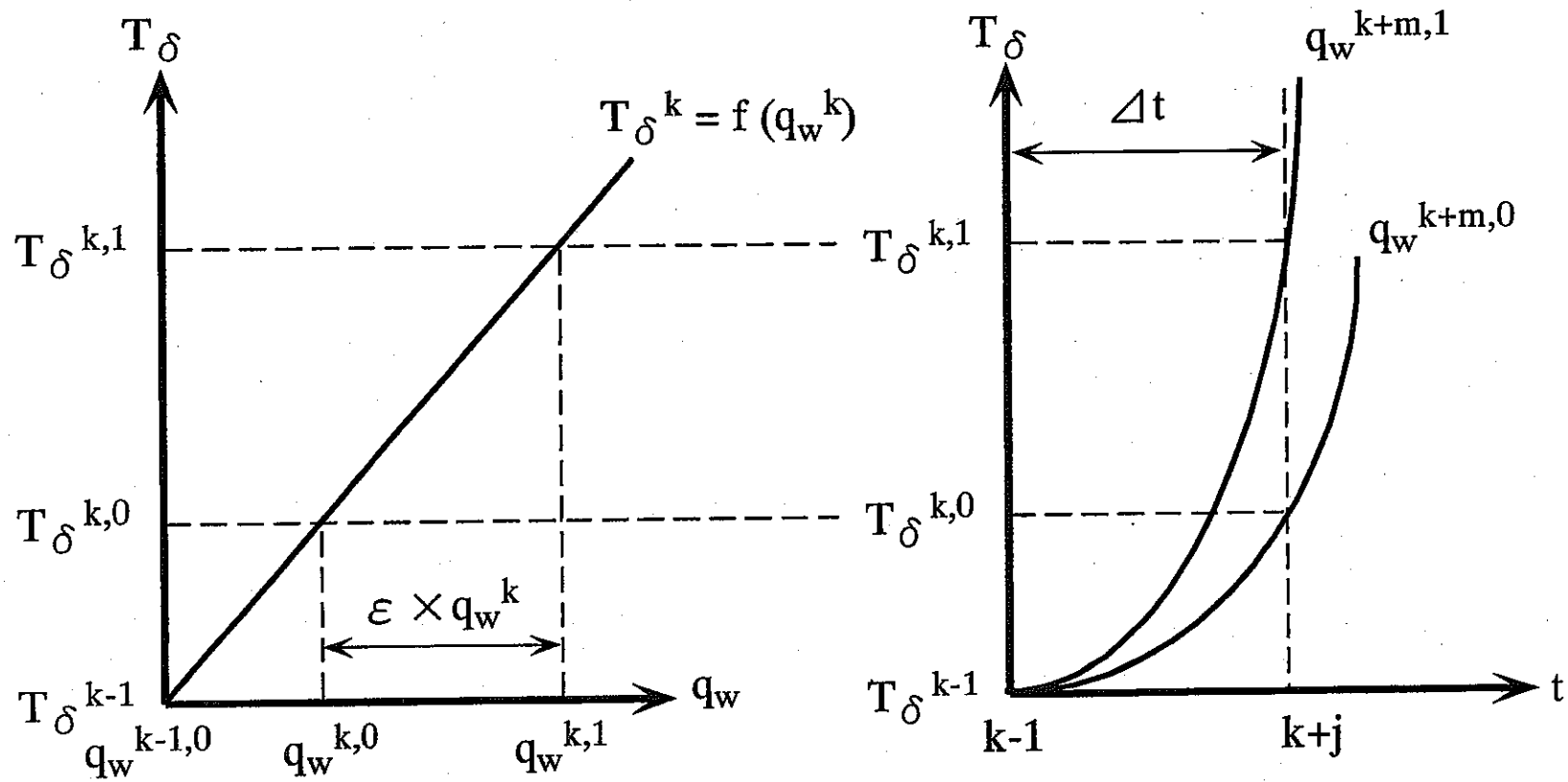


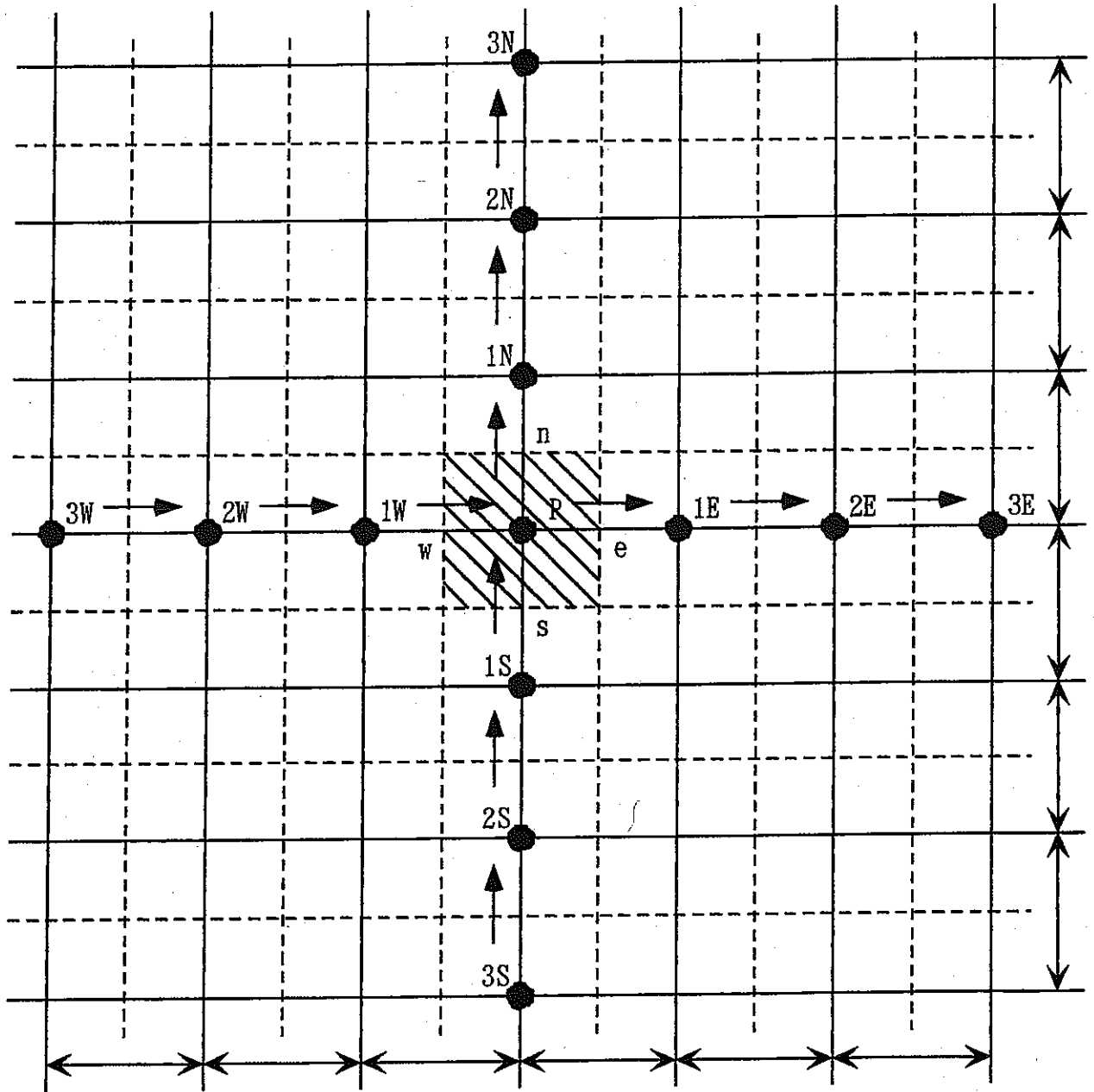
図2-2 逆計算法



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

図2-3 感度係数の概要

- Main Grid
- U-Grid
- ↑ V-Grid



☒ 2-4 Staggered-Grid

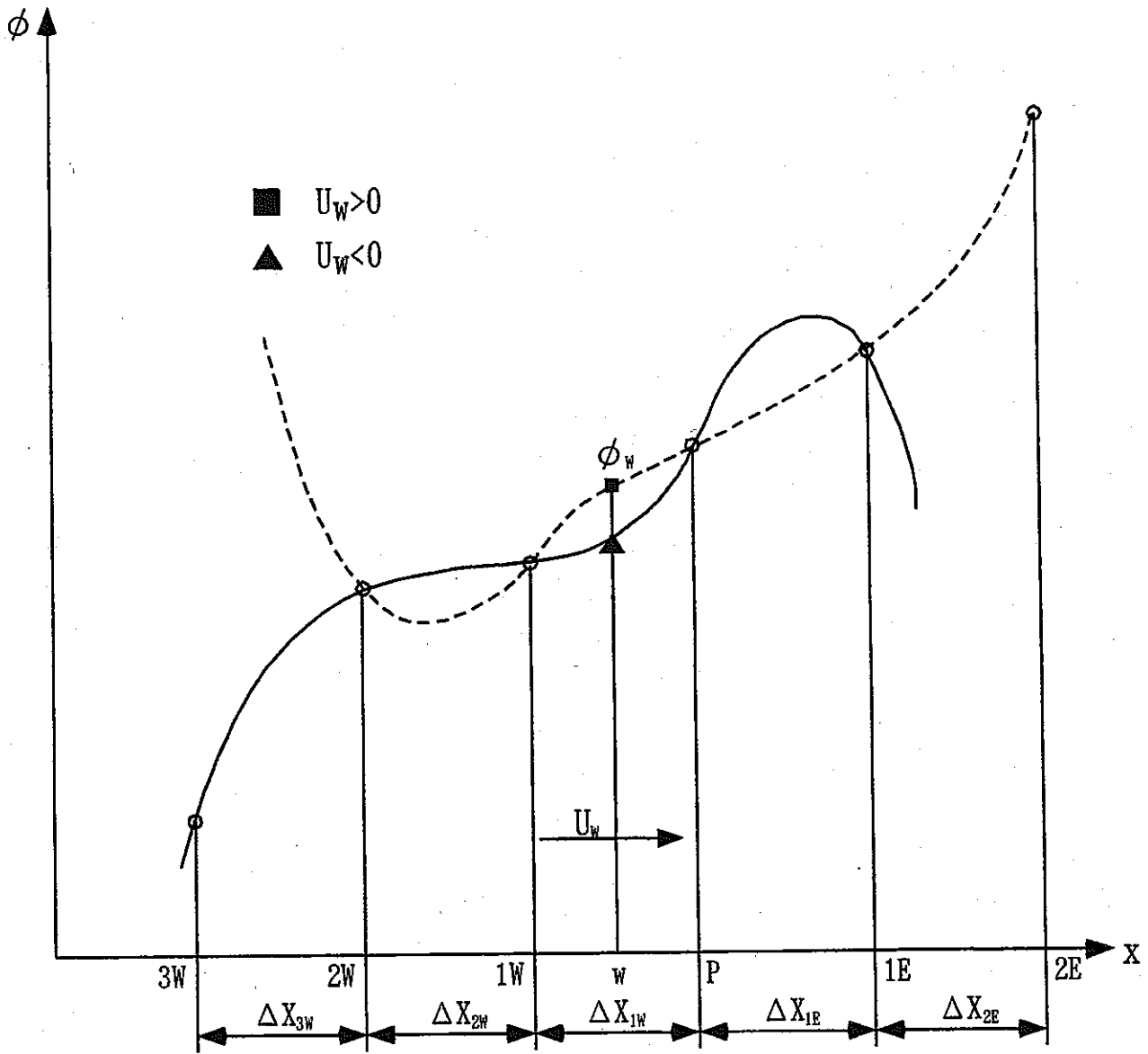


図2-5 5次の風上差分によって求められる対流項

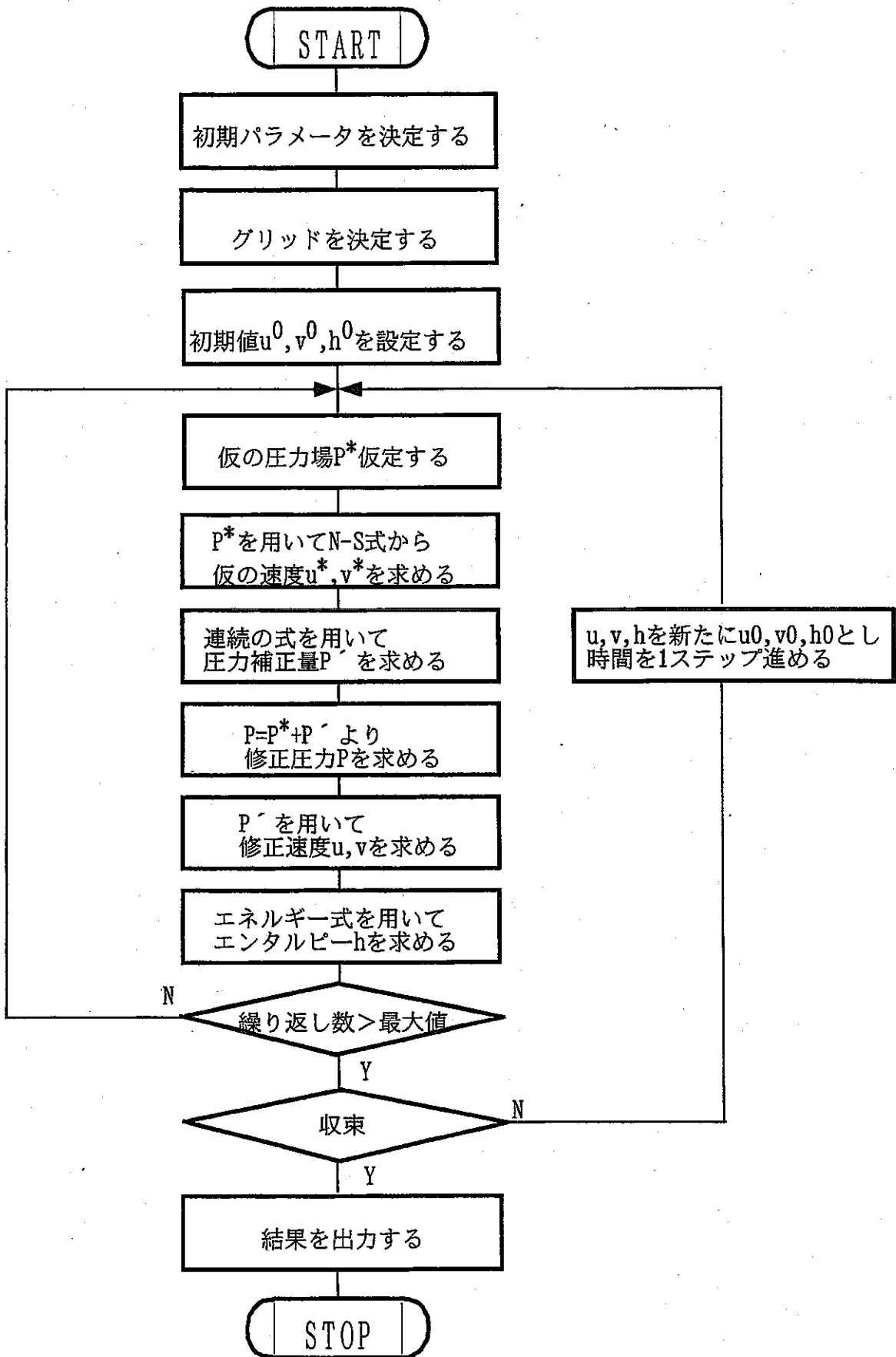


図2-6 数値計算のフローチャート

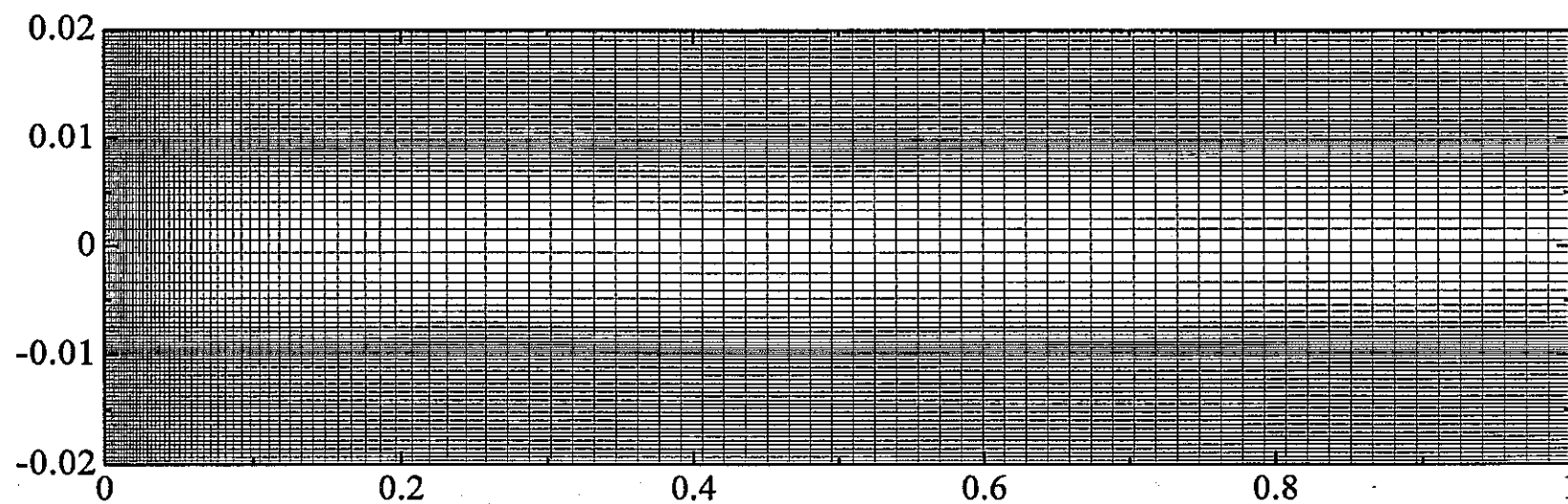
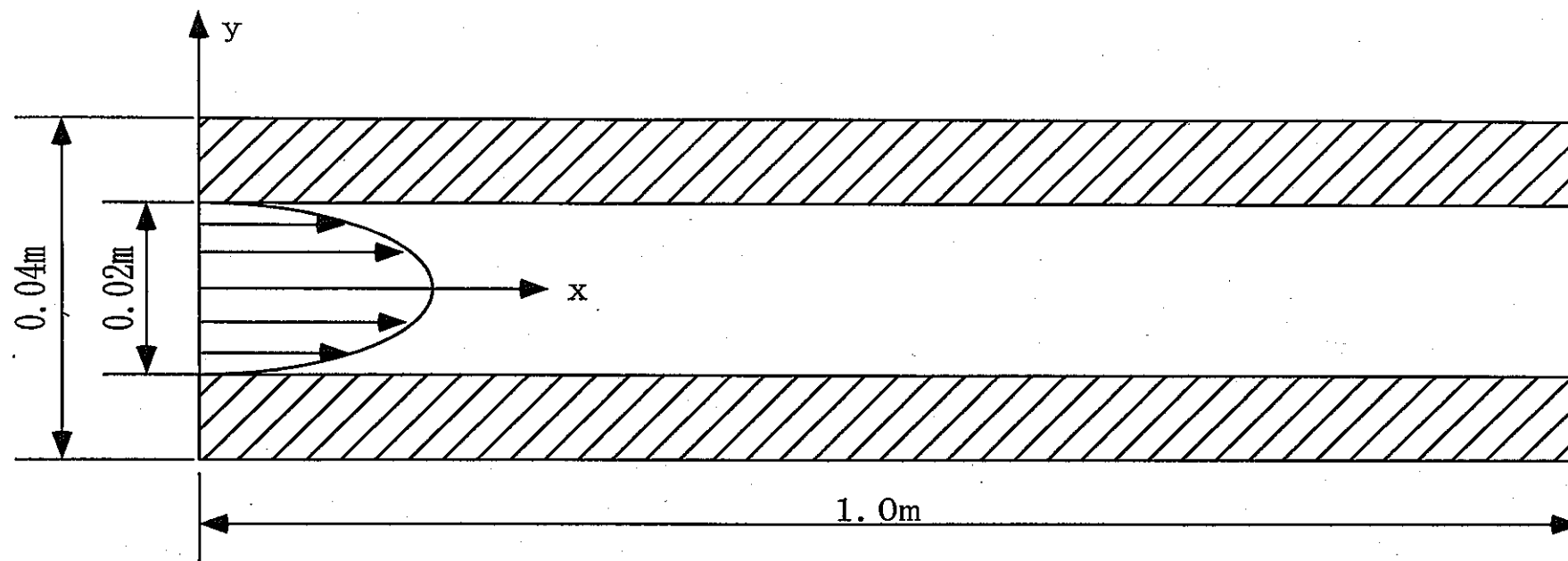


図2-7 計算領域と計算格子

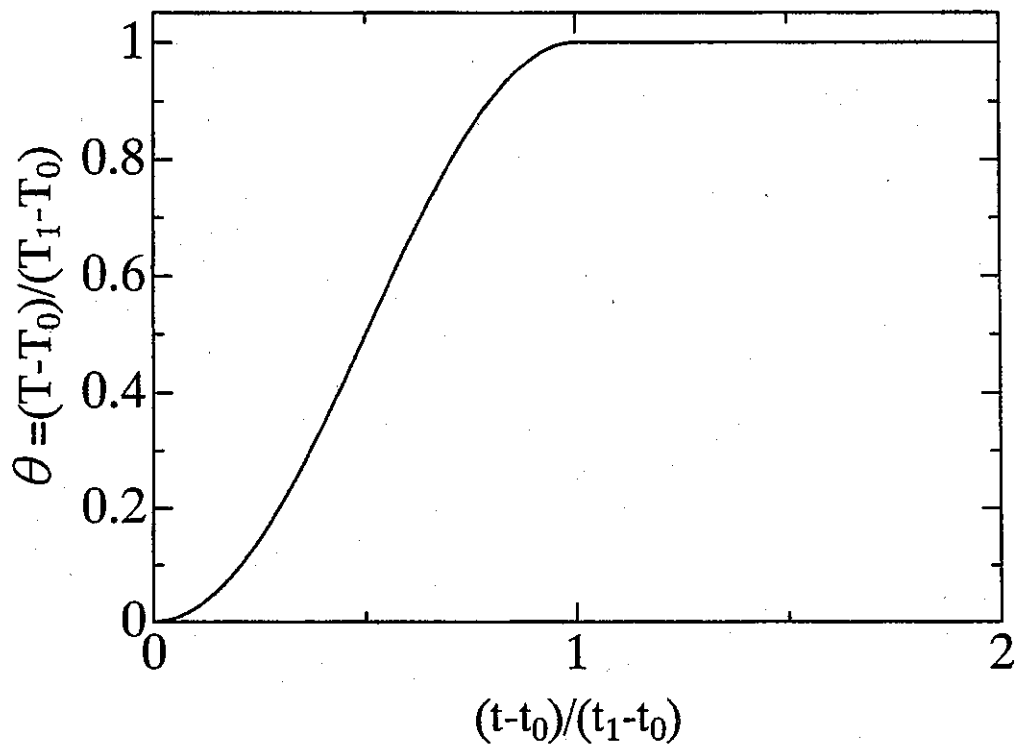


図2-8 入口温度の時間変化

	T_0 (°C)	Pr	ρ (Kg/m ³)	μ (Pa·s)	c (J/Kg·K)	λ (W/m·K)
ナトリウム	270	6.28×10^{-3}	8.87×10^2	0.37×10^{-3}	1.31×10^3	88.7
ナトリウム	400	4.98×10^{-3}	8.56×10^2	0.28×10^{-3}	1.27×10^3	71.6
水	20	7	9.26×10^2	1.00×10^{-3}	4.18×10^3	0.602

表2-1 供試流体の物性値

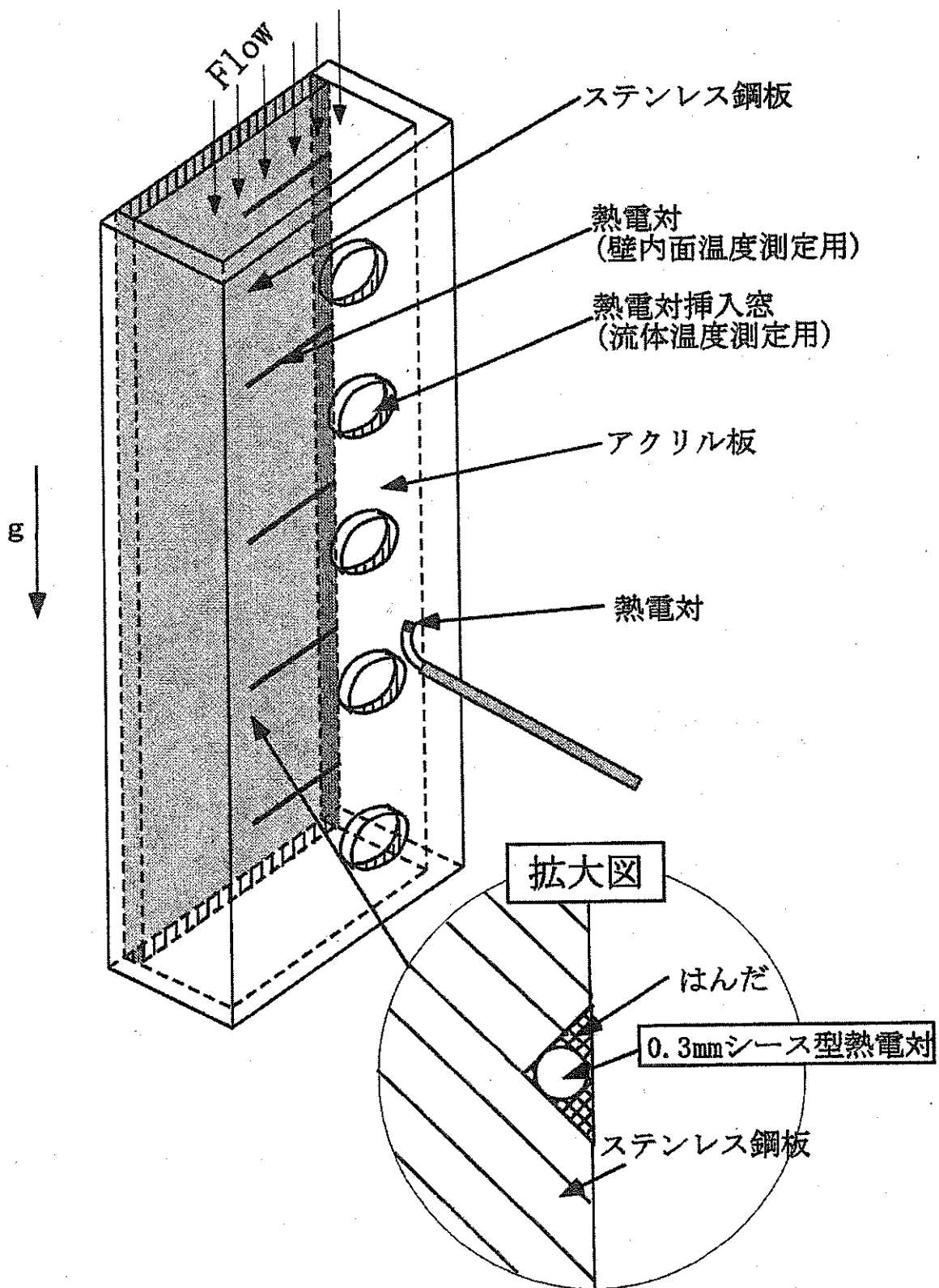


図2-9 試験部

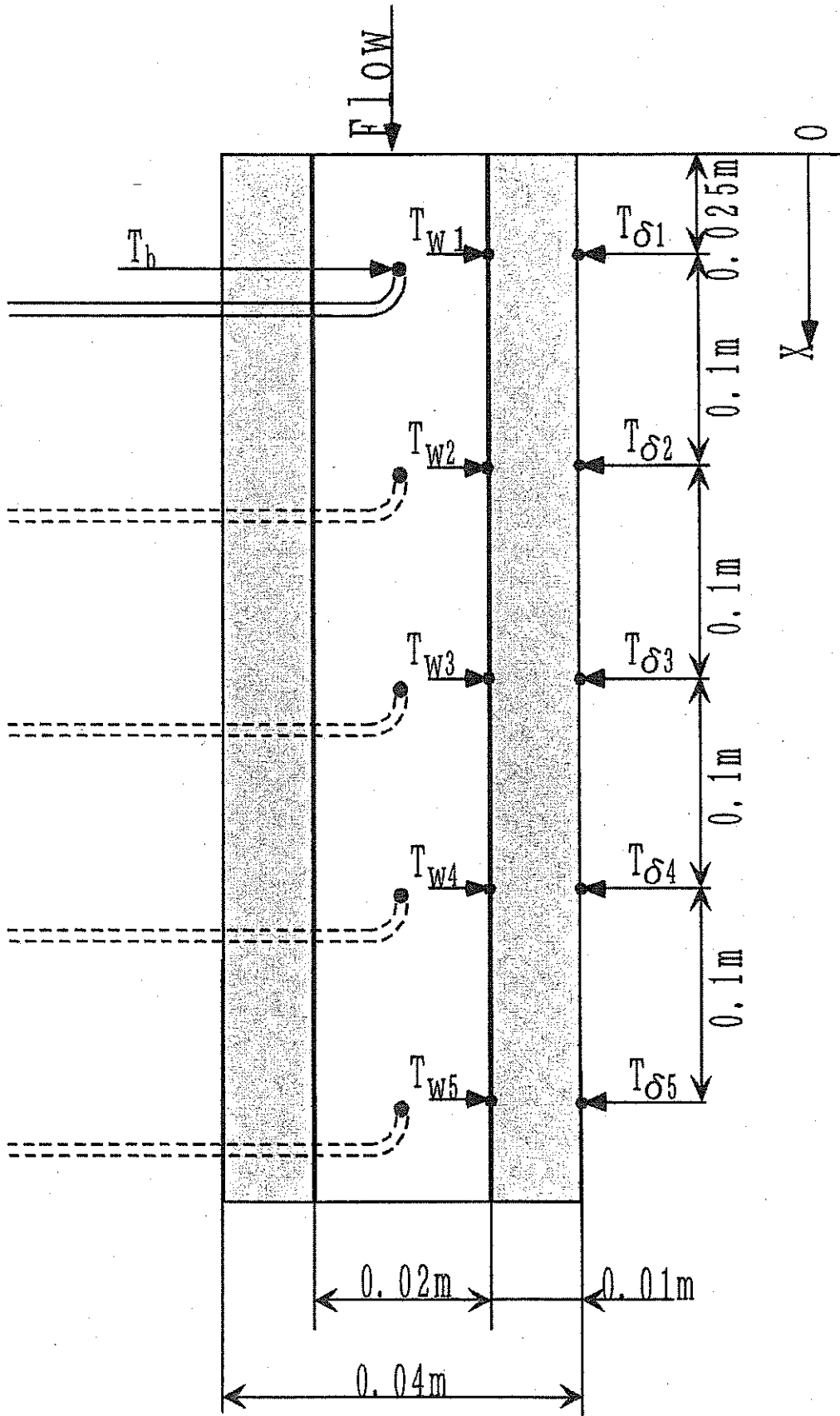


図2-10 試験部

3. 結果および考察

3.1 二次元非定常計算（順計算）結果

数値解析で用いる無次元数及び、変数を記す。

$$T_b = \int_{-D_h/4}^{D_h/4} T dy \quad (3-1)$$

$$Re = \frac{D_h u}{\nu} \quad (3-2)$$

$$h = \frac{q_w}{T_w - T_b} \quad (3-3)$$

$$Nu = \frac{h D_h}{\lambda} \quad (3-4)$$

$$q^* = \frac{\delta}{\lambda(T_1 - T_0)} q_w \quad (3-5)$$

ここで T_b : 流体のバルク温度、 u : 断面平均流速、 q : 壁内面熱流束、 H : 流路幅、 D_h : 水力直径 ($2H$)、 T_w : 壁内面温度、 q^* : 無次元熱流束、 δ : ステンレス鋼板の厚み、 T_1 : 変化後流体温度、 T_0 : 入口流体温度、 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、 $\theta \left[= \frac{T - T_0}{T_1 - T_0} \right]$ を使用する。

3.1.1 定常計算

逆計算で流体温度を標定する際、式 (2-2) を用いるが、このときの熱伝達係数 h は入口の温度を変化させず両側加熱を行ったときの定常時のものを与え時間変化のない一定値としている。図 3-1 にこのときのヌセルト数分布を示す。なお水による実験では片側の壁にアクリルを用いているため、片側断熱時のヌセルト数分布を使って逆計算を行った。水における両側加熱時の Shah & London⁽⁷⁾ の理論解と比較すると一致することから本数値解析は正しく行われていることが確認できる。

3.1.2 温度分布

流路内の温度場の性質について検討するため y 軸方向の温度分布を示す。図 3-2～図 3-4 に供試流体がナトリウムの場合、図 3-5、図 3-6 に供試流体が水の場合の結果を示す。⁽⁸⁾
⁽⁹⁾

図 3-2 の一様温度分布を見ると、入口から $x=0.01\text{m}$ では入口温度の上昇が終わる 10s 後にはほぼ平坦な分布をとっている。ナトリウムは Pr が小さく熱伝導の非常に良い物質であるため温度境界層が厚く、壁から熱を奪われても流路中心から壁近傍の流体に熱がすぐ

に伝わる。このため温度分布が平坦になっている。また、ステンレスは熱伝導のあまり良くない物質だが、ナトリウムからの熱伝達が大きいためステンレス壁に急速に熱が伝わり壁内の温度が流体温度に近づいていくのがわかる。入口から $x=0.25\text{m}$ では分布に変化がなく平坦なまま温度が上昇しており、定常状態に近い状態になっている。

図 3-4 の放物型温度分布を与えた場合、入口から $x=0.01\text{m}$ では放物型の分布をとっているが、 $x=0.25\text{m}$ では一様温度分布のときと同じ温度分布をとっており、入口温度分布による違いはほとんどなくなっている。また壁内の温度分布をみると一様分布のときと比べて壁内の温度はあまり上昇してこない。これは流路入口付近では常に放物型分布が保たれるため流路中心の温度が発達し、一様分布に比べて温度境界層が薄くなる。このため壁付近に熱が伝わりにくくなり、壁内の温度が上がらないと思われる。

図 3-5、図 3-6 の水の温度分布では、水は熱伝導がナトリウムに比べて極端に悪い物質であるため、温度分布が下流へ行くにしたがって発達していく様子や、入口温度分布の違いによって壁内へ伝わる熱の違いがはっきりでている。

3.2 一次元熱伝導逆計算結果

3.2.1 壁内面温度および流体温度の標定

順計算から得られた壁外面温度のデータを用いて逆計算により壁内面温度、流体温度の標定を行った。図 3-7~ 図 3-11 に結果を示す。なお数値計算から得られたデータの逆計算に関しては、佐藤の研究より板厚 10mm のときサンプル個数 2、標定時間 2s とし、板厚 1mm のときサンプル個数 2、標定時間 0.2s とした。

壁内面温度の標定に関して一様温度分布を与えた場合の結果を見るとナトリウム、水ともに壁内面温度の標定は順計算による測定値（真値）と一致しておりナトリウムのように急速な温度変化を伴う場合でも精度よく行われているのがわかる。しかし、放物型温度分布を与えたナトリウムは大きく真値とずれており標定できていない。

流体温度の標定に関しては、一様温度分布を与えた場合の結果を見るとナトリウムは精度よく標定できており水の場合に見られる流体温度の立ち上がりにおける時間遅れはない。これはナトリウムの熱伝導が非常に良いため、図 3-2 のように壁内面温度が流体温度に近い温度をとることが一つ考えられる。逆にいえば壁内面温度の標定が正確に行うことができれば流体温度の推測がある程度できるといえる。また、逆計算では仮定した熱伝達率、熱流束の値が標定結果に影響をおよぼすため次節でこれらについて検討する。

図 3-9 の放物分布を与えたナトリウムの結果は壁内面温度の標定ができていないため、流体温度も大きく真値とずれている。しかし、現実の配管内の流れは乱れているため一様分布に近い温度分布をとっているとされ、このような放物型の温度分布をとって配管内を流れているとは考えにくい。また、今回行った放物分布の計算は分布の与え方に問題がある可能性もあるためもう一度確認する必要があると思われる。

次に壁の厚みの違いにより標定結果へ影響がでるかについて調べた。壁が薄い場合、壁内の温度がすぐに上昇し流体との熱移動がなくなるため、壁が厚いときと比べて流体温度の分布に変化がでると考えたが、図 3-8 の結果を見ると壁内面温度、流体温度の真値と標

定値はほぼ一致しており、壁の厚みが逆計算結果に影響を及ぼすことはほとんどないことがわかる。⁽¹⁰⁾

3.2.2 熱流束の標定

逆計算では壁内面温度、流体温度を標定する際

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

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda_w}{\rho_w c_w} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (2-3)$$

を用いているが、標定が正確に行われない場合の原因として壁内面での熱流束の標定が真値と異なっているか、仮定した熱伝達係数が順計算の値と異なっているかが考えられる。そこでまず熱流束について検討した。図 3-12、図 3-13 は供試流体がナトリウムのときの壁内面での熱流束の標定結果、図 3-14、図 3-15 は供試流体が水のときの壁内面での熱流束の標定結果である。

図 3-12 の一様分布の真値を見ると、 $x=0.01\text{m}$ では流体温度が上昇するとともに熱流束も上昇している。その後、流体温度が安定すると熱流束はピークをとり下降して 0 へと近づく。これは流体温度が上昇してステンレス壁に急速に熱が伝わり、壁全体の温度が流体温度に近づき熱の移動がなくなるため図 3-2 の温度分布で見られる現象と一致している。 $x=0.25\text{m}$ では定常状態に近い状態であるため、入口で見られる急な時間変化はなく緩やかに変化している。熱流束の標定結果を見ると熱流束が上昇する時間は若干高めに、下降する時間は低めに標定されている。この原因として順計算が二次元、逆計算が一次元で行われることが考えられる。流体温度が上昇すると、壁内部では横方向からだけでなく上流からも熱が伝わってくる。逆計算は一次元の熱伝導計算であり上流からの熱移動を考慮していないので、熱流束が上昇すると真値より高めに、下降すると低めに標定してしまう。この結果が壁内面温度を標定したときに若干のずれとして現れてくる。しかし、このずれは全体からみてわずかの誤差でありほとんど無視してもよいと考えられる。

図 3-13 の放物分布の場合、上昇後の熱流束の下降が一様分布より小さい。これは放物分布では壁内面温度の上昇は終わっているが壁内部へ熱が伝わりにくい状態であるため壁外面温度はまだ上昇過程にある。よって熱流束の減少が緩やかになる。逆計算は壁外面の温度変化をもとに計算するため壁外面と壁内面とで温度上昇の割合に差があると正しい標定ができなくなる。図 3-15 の供試流体に水を用いた放物分布の場合は水自体の熱伝導が悪く壁内部へ熱が伝わりにくいため入口温度分布の違いによる影響はでなかったが、ナトリウムでは入口温度分布の違いによる差ははっきりとでる結果となった。

3.2.3 ヌセルト数分布

次に熱伝達係数の影響を調べるためヌセルト数分布を求めた。ヌセルト数は式 (3-4) より表される。図 3-16、図 3-17 に供試流体がナトリウムでのヌセルト数の時間変化、図

3-18、図 3-19 に供試流体が水でのヌセルト数の時間変化を示す。

図 3-16 を見ると $x=0.01\text{m}$ でヌセルト数は流体温度が上昇するとともに上昇を始め、流体温度の上昇後は下降していき、熱流束の時間変化と似た分布をとっている。これは熱流束の分布と同様に流体温度が上昇するとステンレス壁に急速に熱が伝わり、壁全体の温度が流体温度に近づき熱の移動がなくなるためであり、図 3-18 の水のヌセルト数分布とは大きく異なる。水の場合、ナトリウムに比べて壁内部の温度が上がりにくいいため両側冷却の定常状態に近い状態となり流体温度上昇後は一定値で安定する。また、真値と仮定値との間に差がある時間帯が存在するが、ナトリウムのヌセルト数変化は水のヌセルト数変化と比べるとその差は小さい。このため式 (2-2) で流体温度の標定を行った際、熱伝達係数の仮定値が真値とずれる時間があっても入口温度が一様分布のナトリウムでは逆計算に大きな影響を及ぼさず、水の標定結果で見られるような流体温度の立ち上がりにおける時間遅れが生じないものと思われる。

図 3-17 の放物分布の場合、一様分布でのヌセルト数と比べて低い値をとっている。この結果からも放物温度分布では流体中心の温度が発達し、流体から壁内部へ熱が伝わりにくくなっているのがわかる。このため壁外面の温度が上がらず熱流束、熱伝達係数の真値が標定値、仮定値と大きくずれる結果となり壁内面温度、流体温度両方の標定が正確にできなかったと思われる。

3.3 実験における標定結果

3.3.1 ナトリウム試験の標定結果

数値計算では温度データに測定誤差やノイズは含まれていない。しかし実測定環境下では多くの測定誤差やノイズが含まれるため、このようなデータに対して逆計算がどれだけ有効なのか検討する必要がある。

図 3-20 にナトリウムの実験結果を示す。流体温度（ウエル型熱電対の測定結果）、壁外面温度の測定値には移動平均処理を施している。まず測定値を見ると、流体温度が壁外面温度より低い値をとっており実際に起こりうる現象とは逆の測定結果がでている。今回、流体温度の測定に用いたウエル型熱電対はウエルの厚みが 1.3mm 程度あり、熱電対径も 3.2mm と太いことから 0.6mm の熱電対を用いた壁外面温度の測定値より応答が遅れこのような測定結果が得られたと思われる。次に標定結果について見てみる。佐藤の行った研究より厚さ 4mm の配管壁に対してサンプル個数 2、標定時間 0.2s で逆計算を行った。また、今回の実験は流量 $5 \times 10^{-3} \text{m}^3/\text{s}$ で行ったため 270°C でのナトリウムの物性値を採用すると以下のような実験条件となる。

u (m/s)	Re	Pr	Pe	Nu	h ($\text{W}/\text{m}^2\text{K}$)
0.49	1.3×10^5	6.3×10^{-3}	8.3×10^2	10	7.1×10^3

$$Nu = 5 + 0.025Pe_d^{0.8} \quad (\text{subbotin の実験式}) \quad (3-6)$$

この結果より流体温度を標定する際に用いる熱伝達係数は $7.1 \times 10^3 \text{ W/m}^2\text{K}$ とした。壁内面温度と流体温度の標定値は正確な測定値が得られていないため比較できないが、各測定値は時間とともに緩やかに上昇しており、数値計算で行った $x=0.25\text{m}$ での分布と似ている。このことから考えてノイズを有するナトリウム試験データに対して、過剰に変動した内面温度を計算することなく、正しい壁内面温度と流体温度の標定が行われていると推定できる。よって本研究の目的である供試流体がナトリウムするとき壁外面温度での実測値から流体温度の標定が可能であると考えられる。

3.3.2 水試験の標定結果

図 3-21 に水の実験結果を示す。測定位置は入口から $x=0.125\text{m}$ で、壁外面の測定値に対しサンプル個数 2、標定時間 2s、3s、4s で逆計算を行った。なお流体温度は流路中心の温度を測定し、これを流体のバルク温度とした。

壁内面温度を見ると標定時間 2s ではわずかに振動しているがほぼ正確な標定ができており、標定時間 3s、4s では振動もなくなり安定している。よって壁内面温度を標定する際、ノイズを含んだ測定値においても数値計算で得られた結果のとおり標定時間が 2s 以上あれば逆計算での壁内面温度の推測が可能であることがわかった。

次に流体温度を見ると標定時間 2s では流体温度の上昇直後から激しく振動しており、正確な標定はできていない。流体温度を求める際、式 (2-2) において熱流束を熱伝達係数で割っているが、前に述べたように熱伝達係数は時間変化のない一定値と仮定している。しかし、図 3-22 のヌセルト数の時間変化に見られるように実際は時間変化を伴っている。逆計算法は標定時間内における壁外面での微小な温度変化をもとに計算するため、標定時間が短いとその間の壁外面温度変化も小さくなり、そこに含まれる誤差の割合も大きくなる。また、感度係数が小さくなるため壁外面温度に対する壁内面熱流束の増幅幅が大きくなる。よって実験では測定値に含まれるわずかなノイズや誤差が流体温度を求める際に大きな振動として現れることになるため、数値計算の場合より標定時間を長く取る必要がある。標定時間を長くとることにより計算の安定性は得られるが、実時間での計測を行うためには可能なかぎり標定時間を短くすることが望まれる。数値計算の結果から水の場合、流体温度の立ち上がりにおいて時間遅れが生じるため実験による流体温度の標定は難しいと思われたが、今回の実験では 3s 以上の標定時間があれば流体温度の標定が可能であることがわかった。

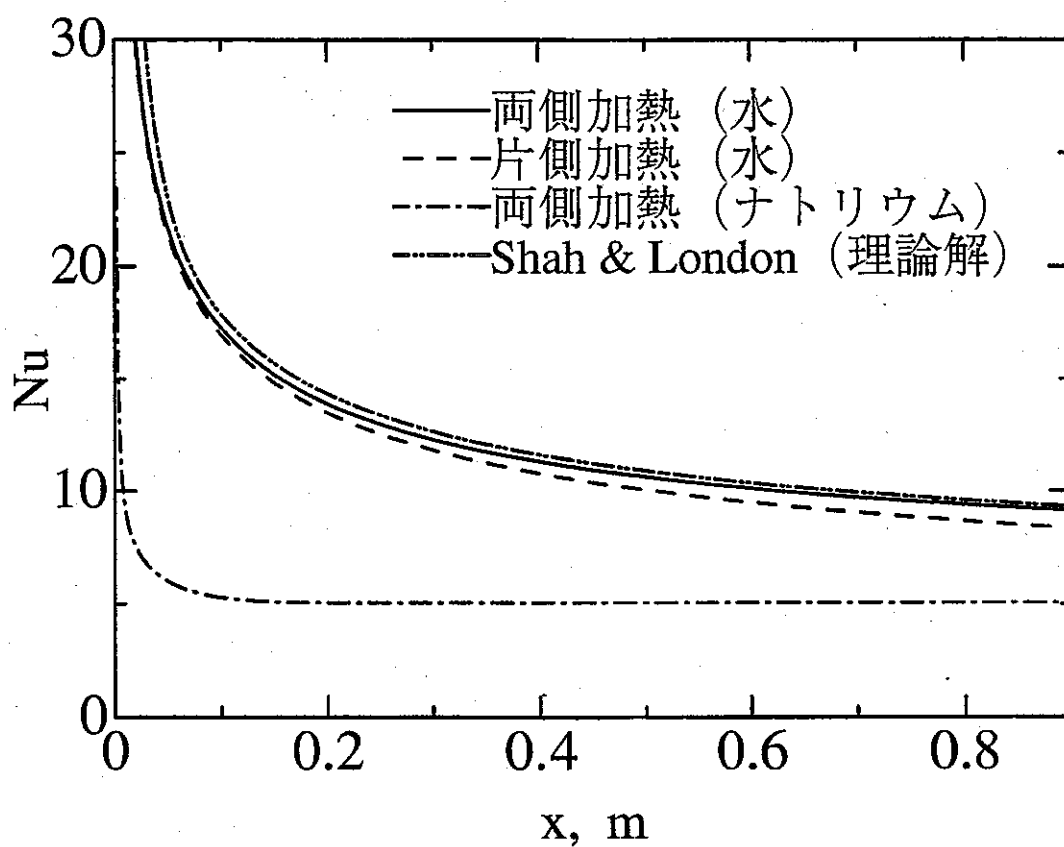


図3-1 定常時のヌセルト数分布

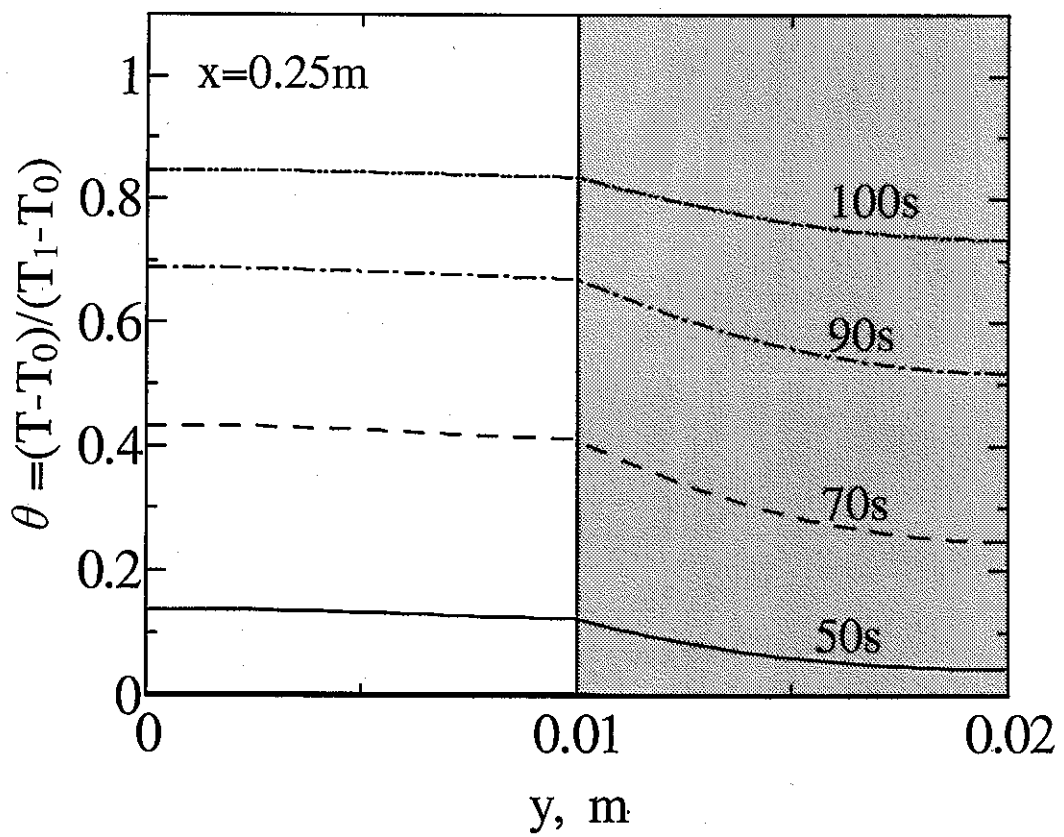
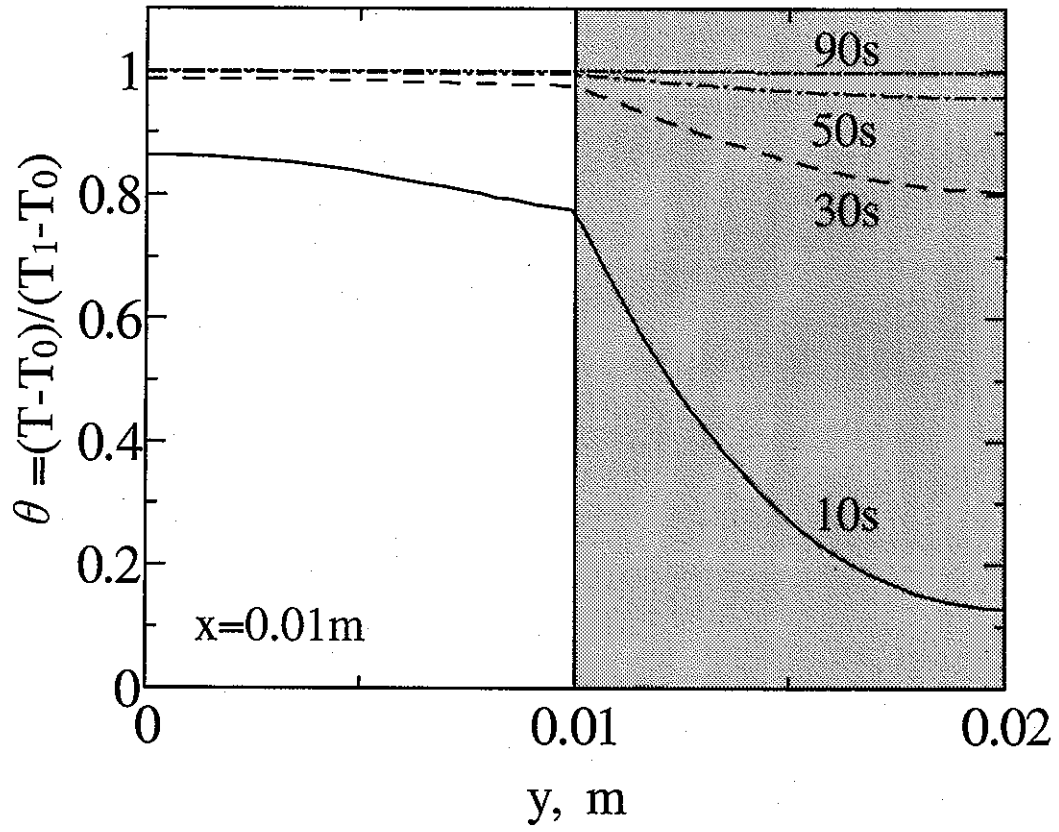


図3-2 温度分布 (ナトリウム, 一様分布, $\delta = 10\text{mm}$)

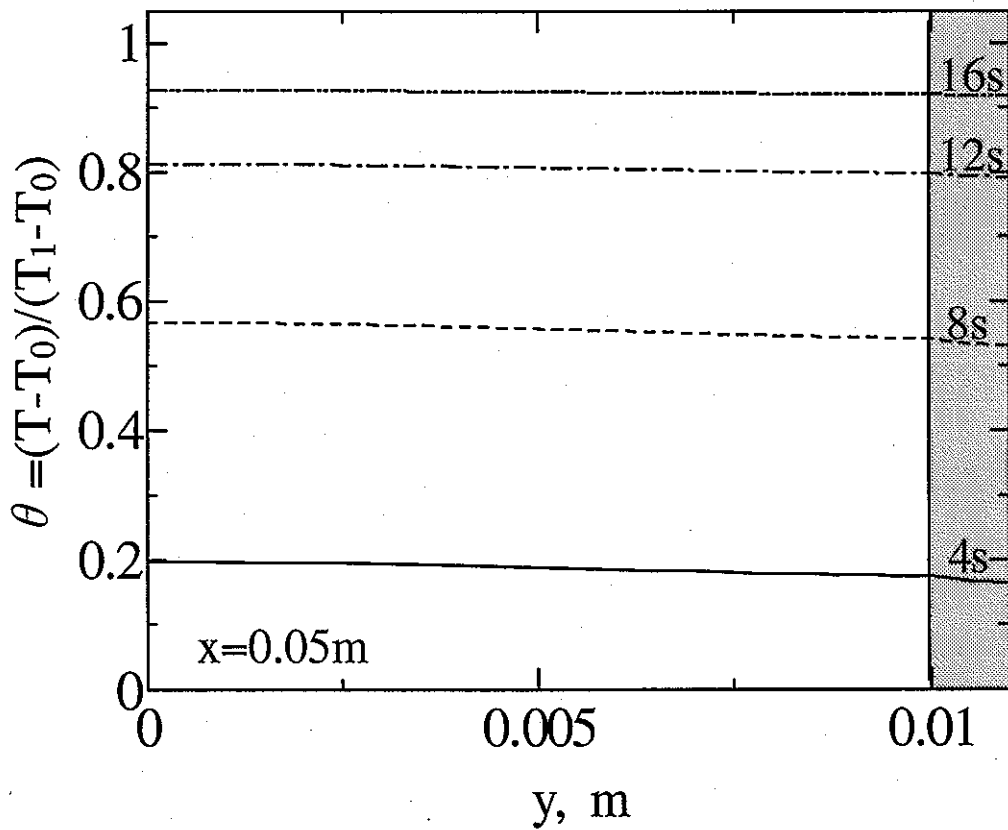
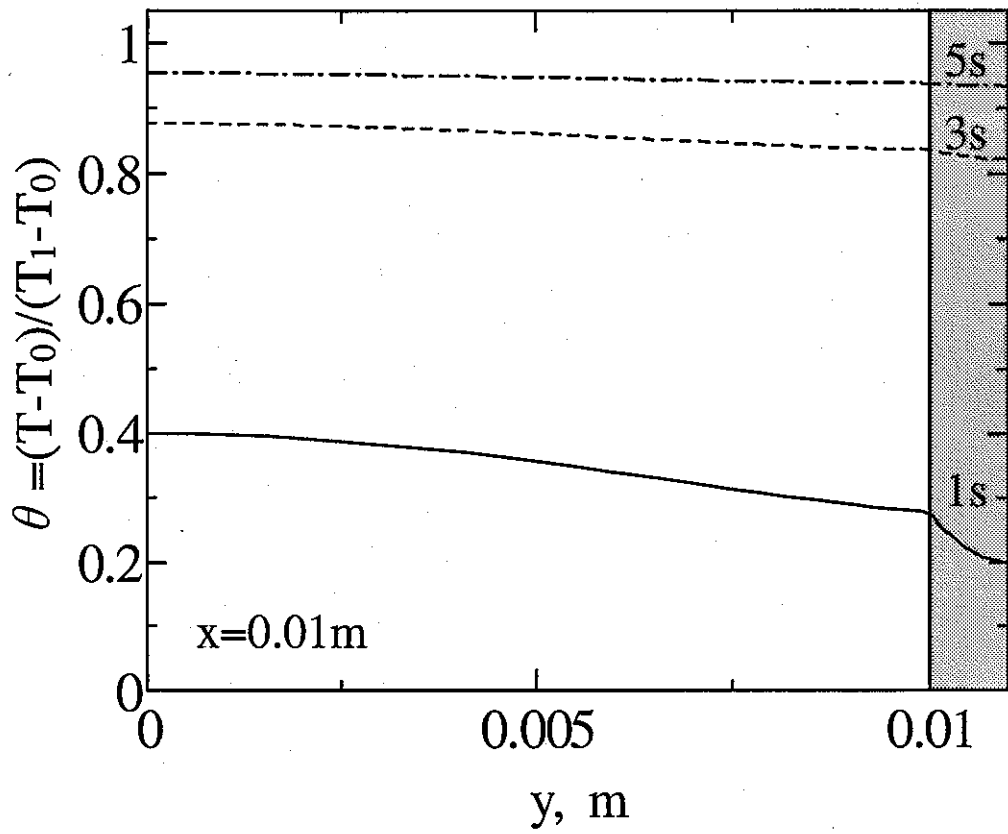


図3-3 温度分布 (ナトリウム, 一様分布, $\delta = 1mm$)

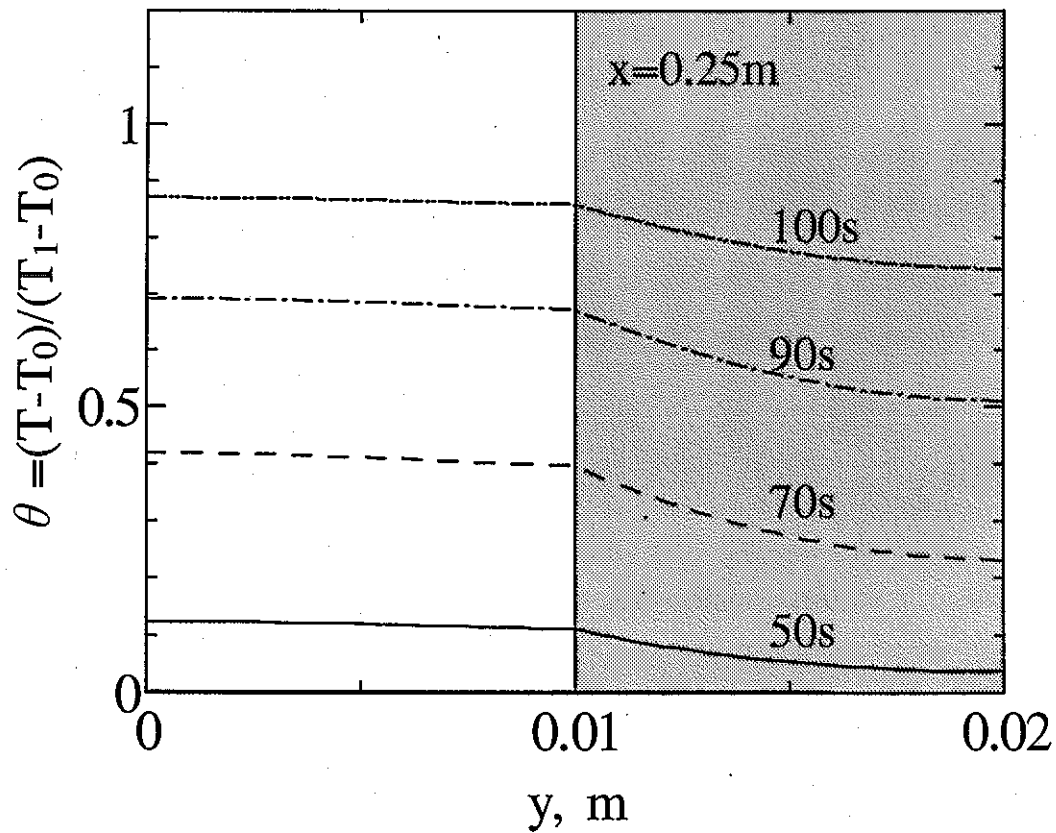
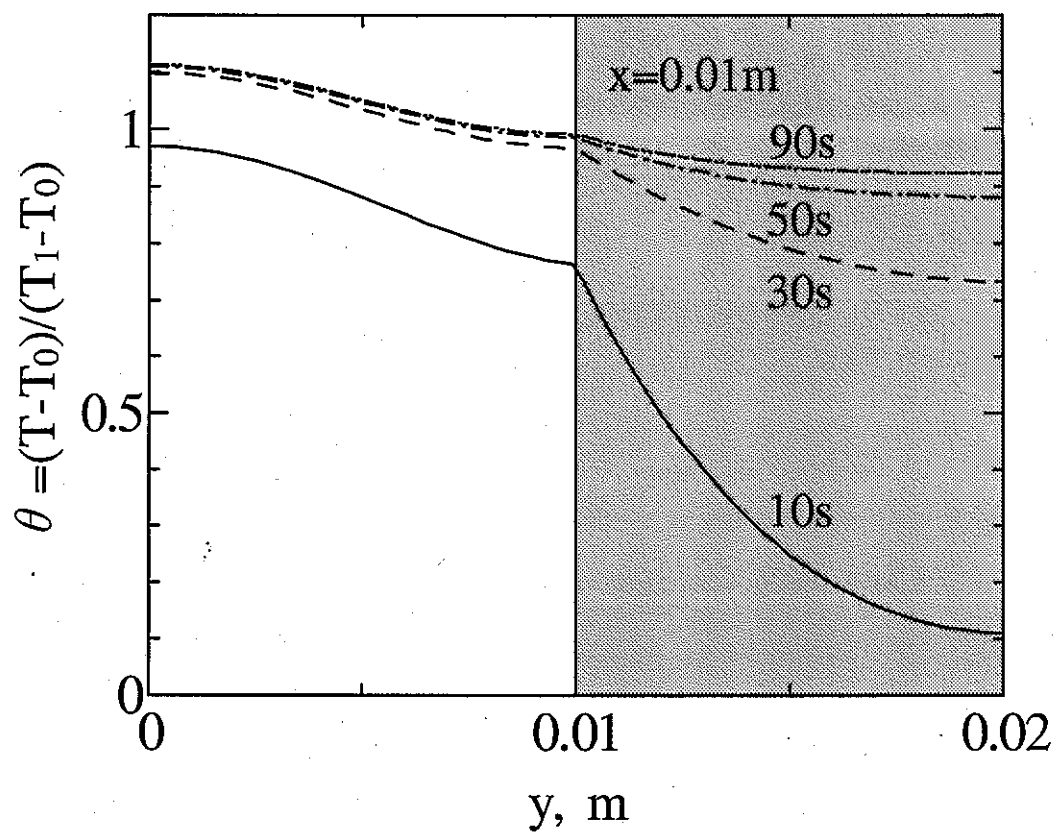


図3-4 温度分布 (ナトリウム, 放物分布, $\delta = 10$ mm)

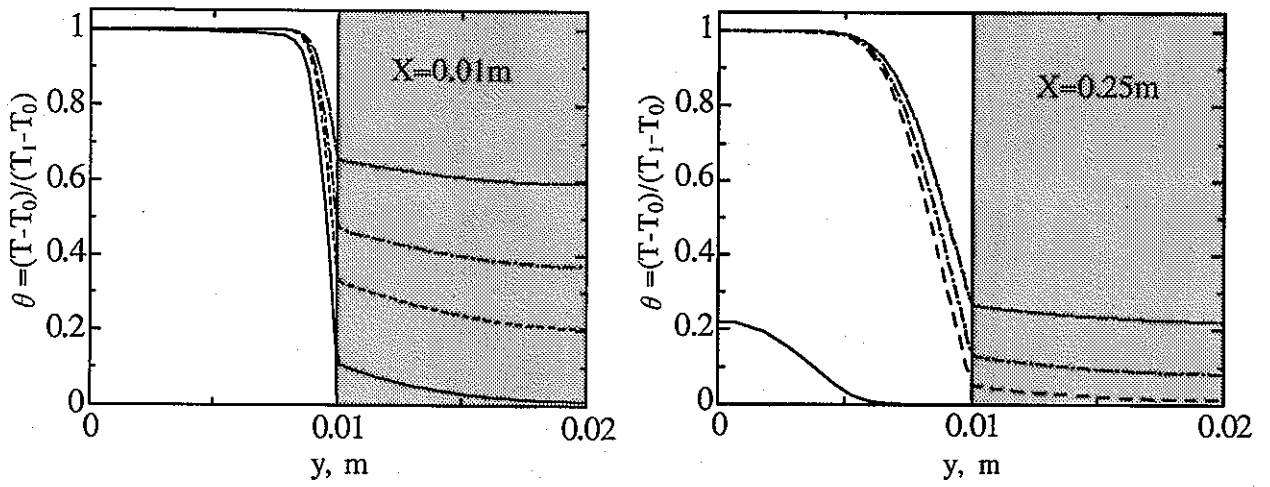


图3-5 温度分布 (水,一样分布)

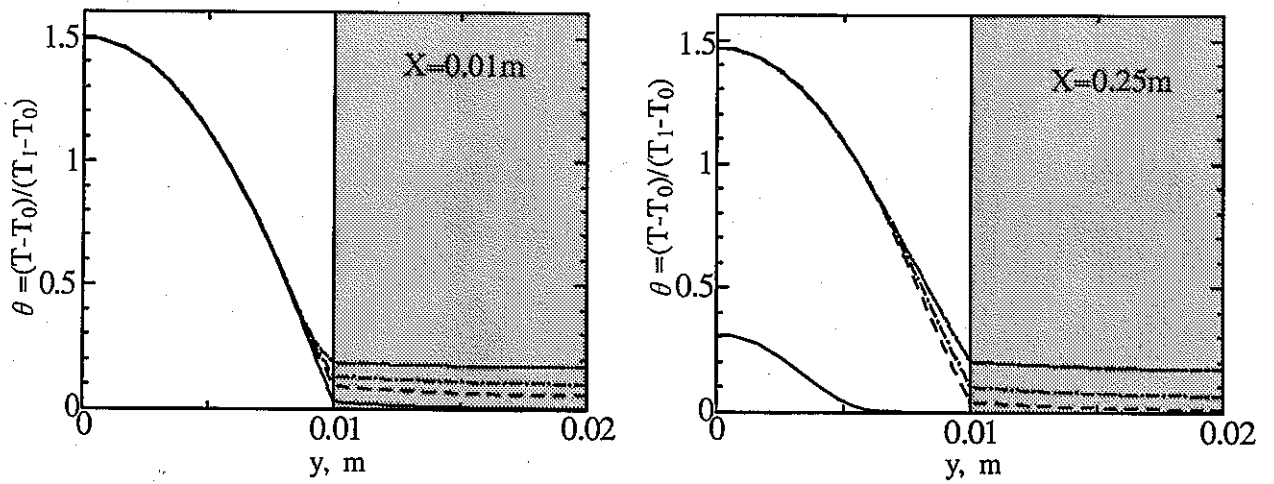


图3-6 温度分布 (水,放物分布)

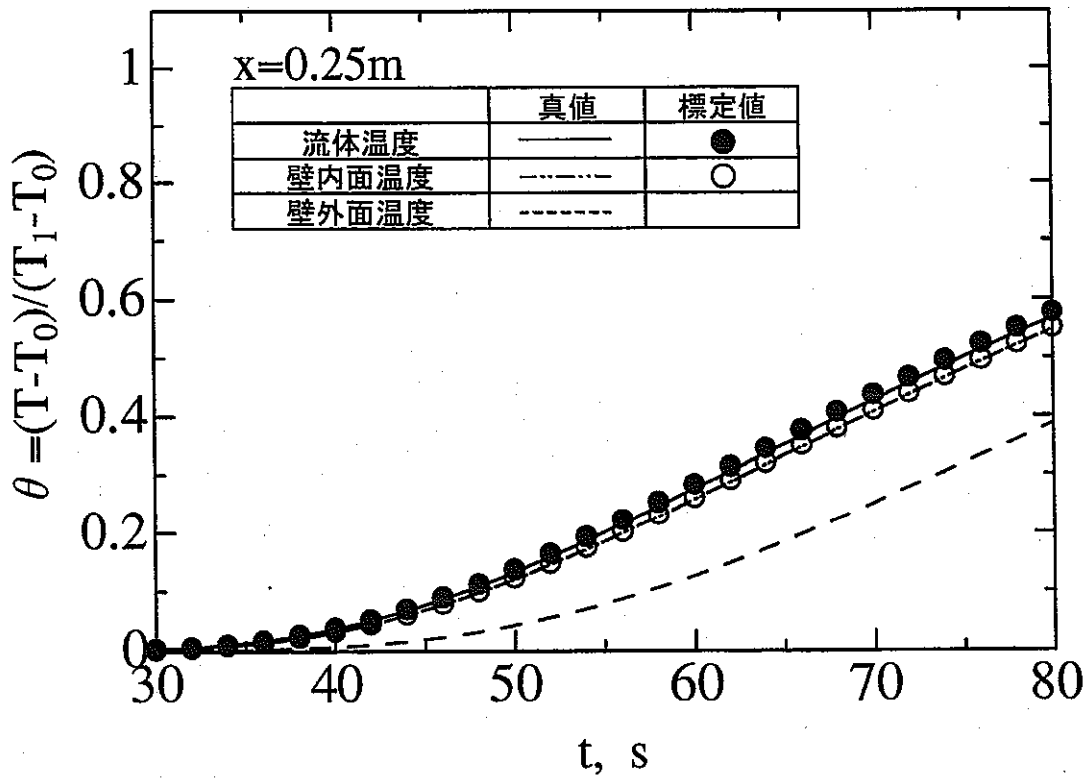
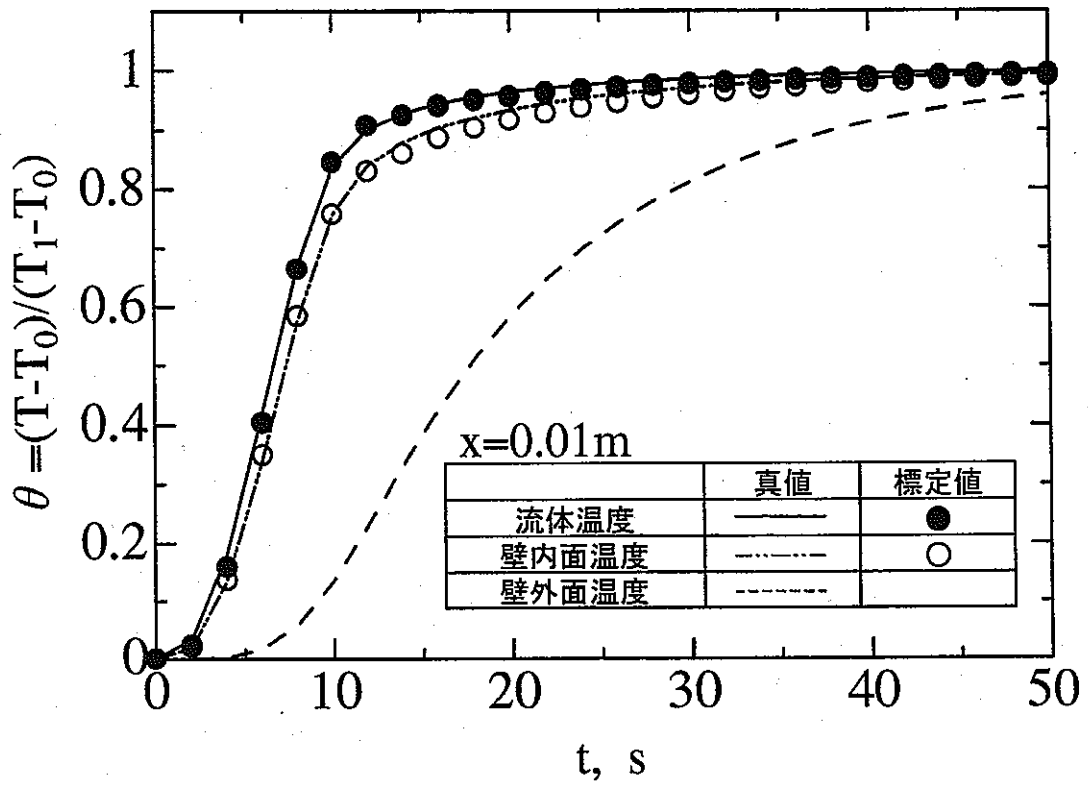


図3-7 標定結果 (ナトリウム, 一様分布, $\delta = 10\text{mm}$)

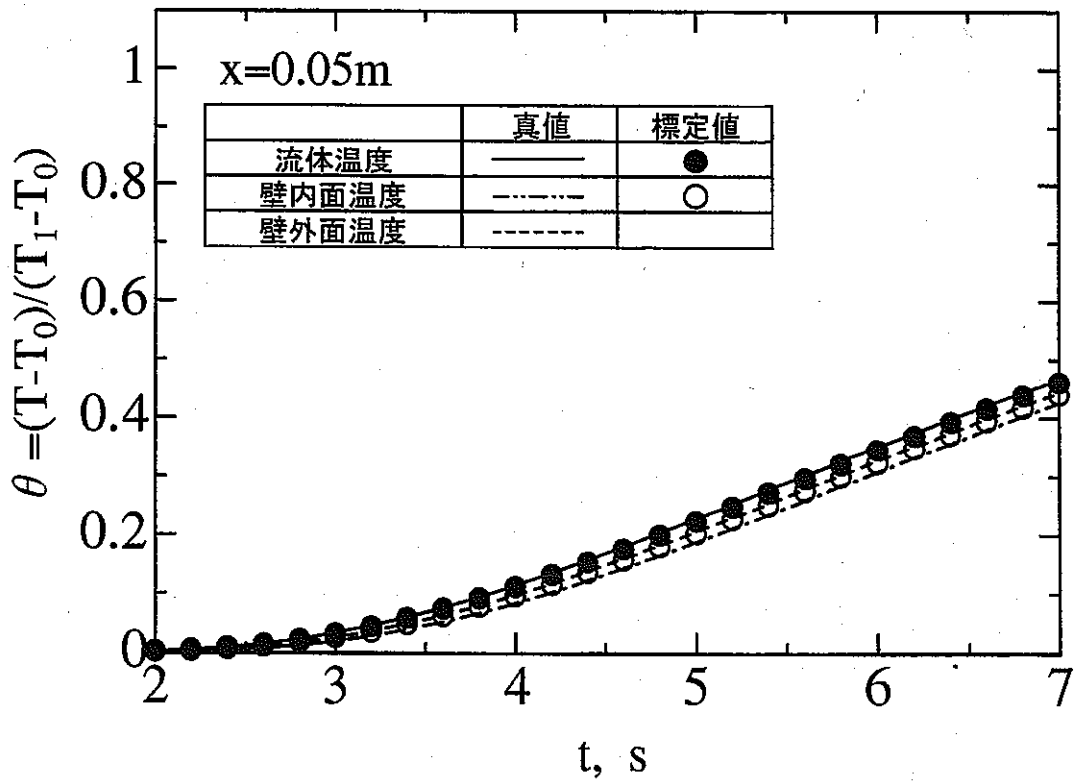
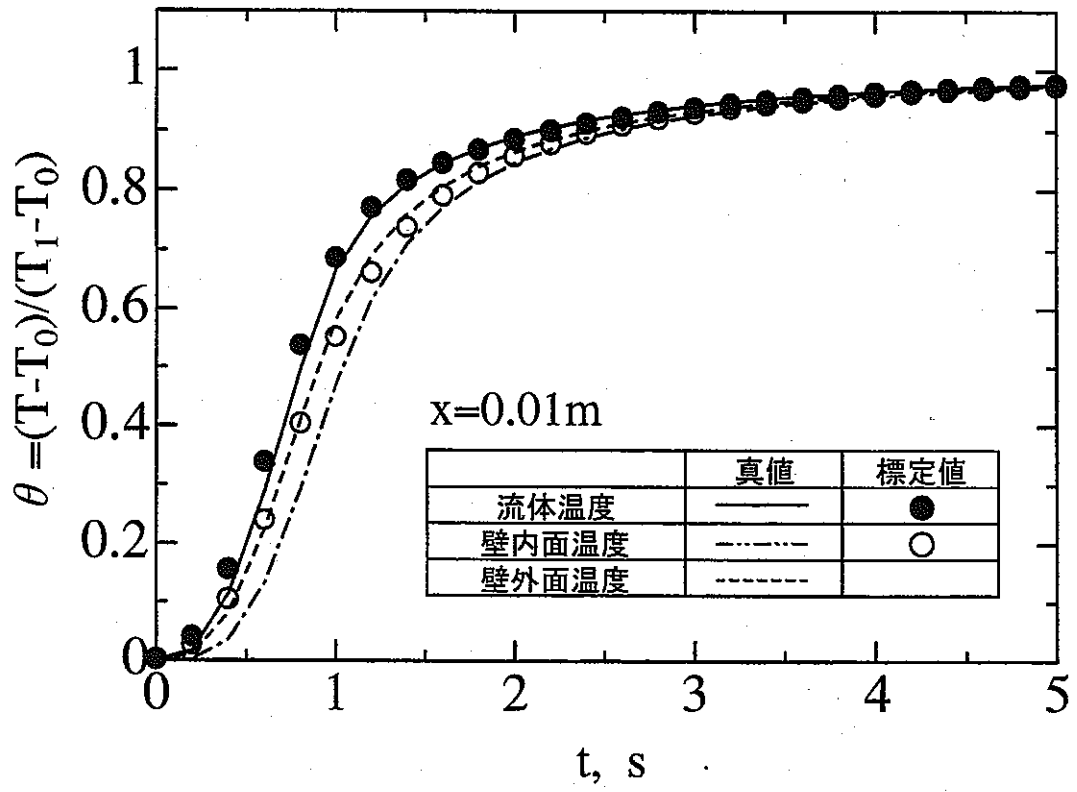


図3-8 標定結果 (ナトリウム, 一様分布, $\delta=1\text{mm}$)

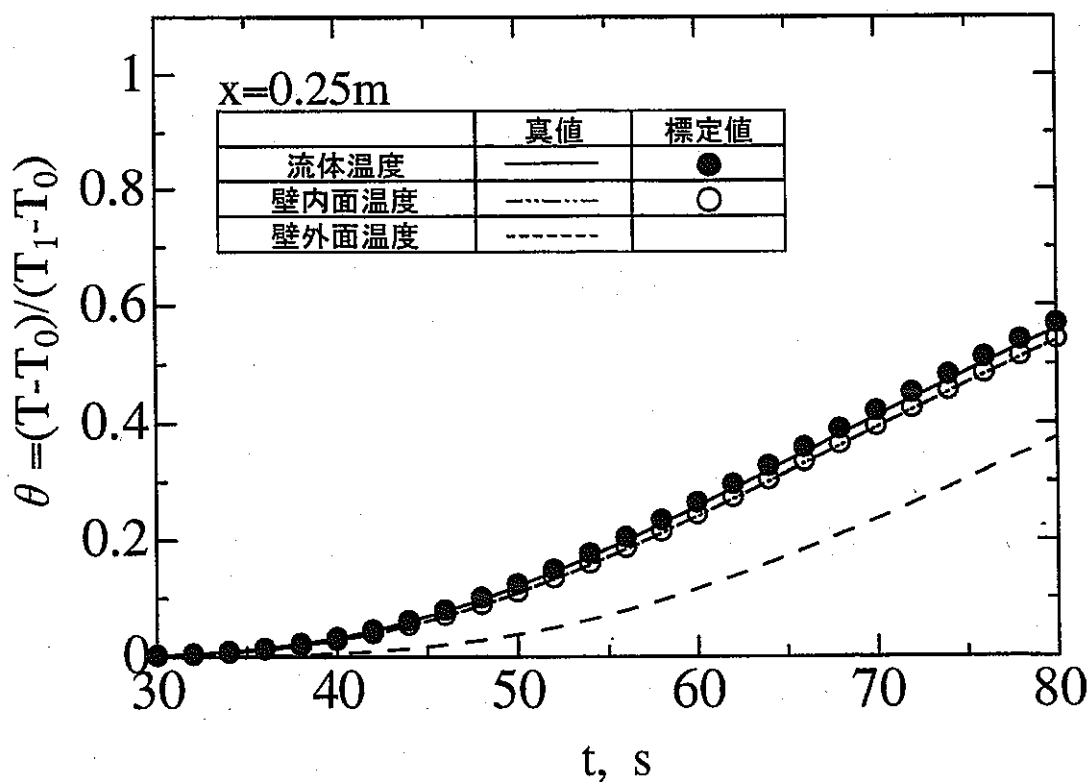
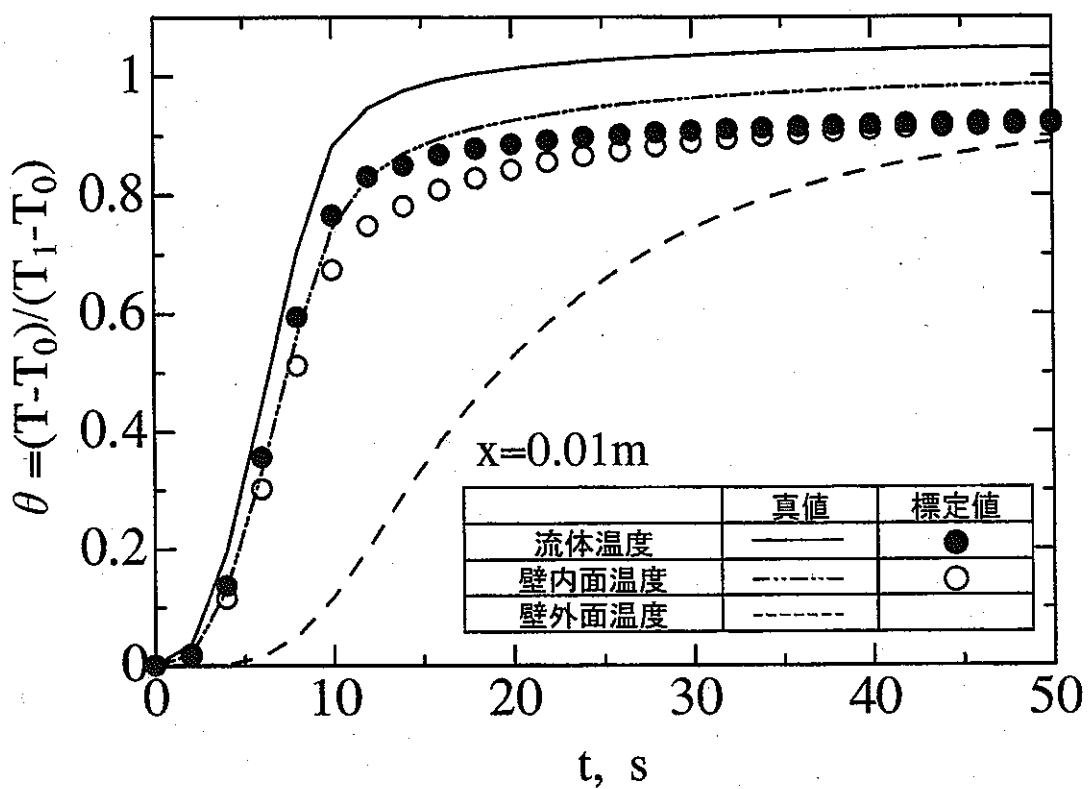


図3-9 標定結果 (ナトリウム,放物分布, $\delta = 10\text{mm}$)

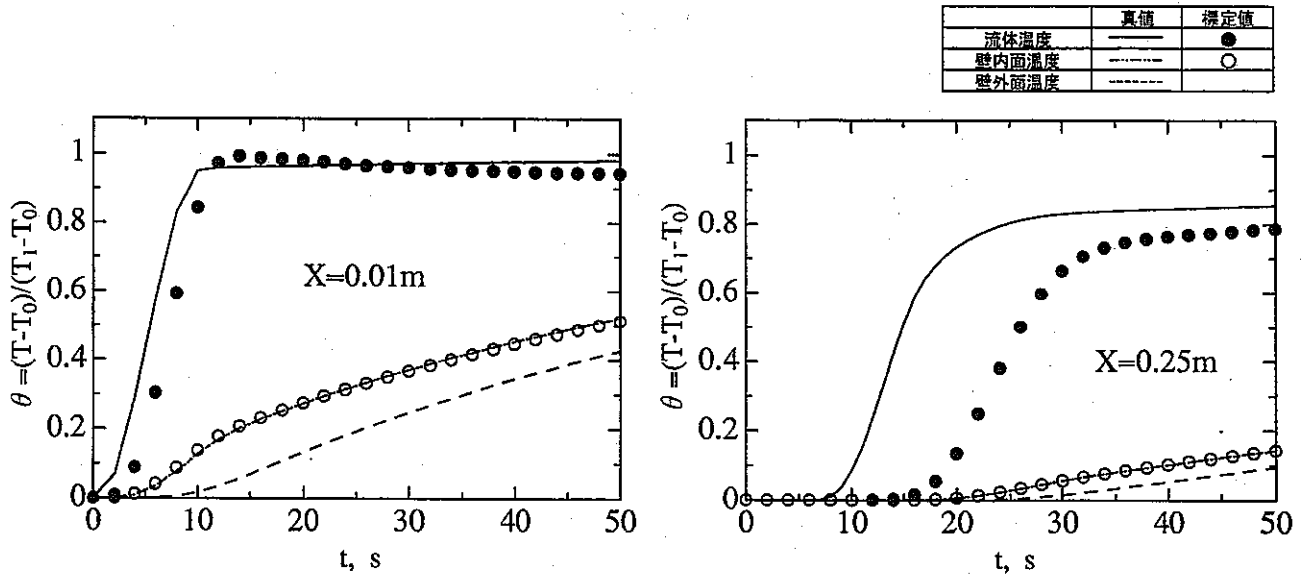


图3-10 标定结果 (水,一样分布)

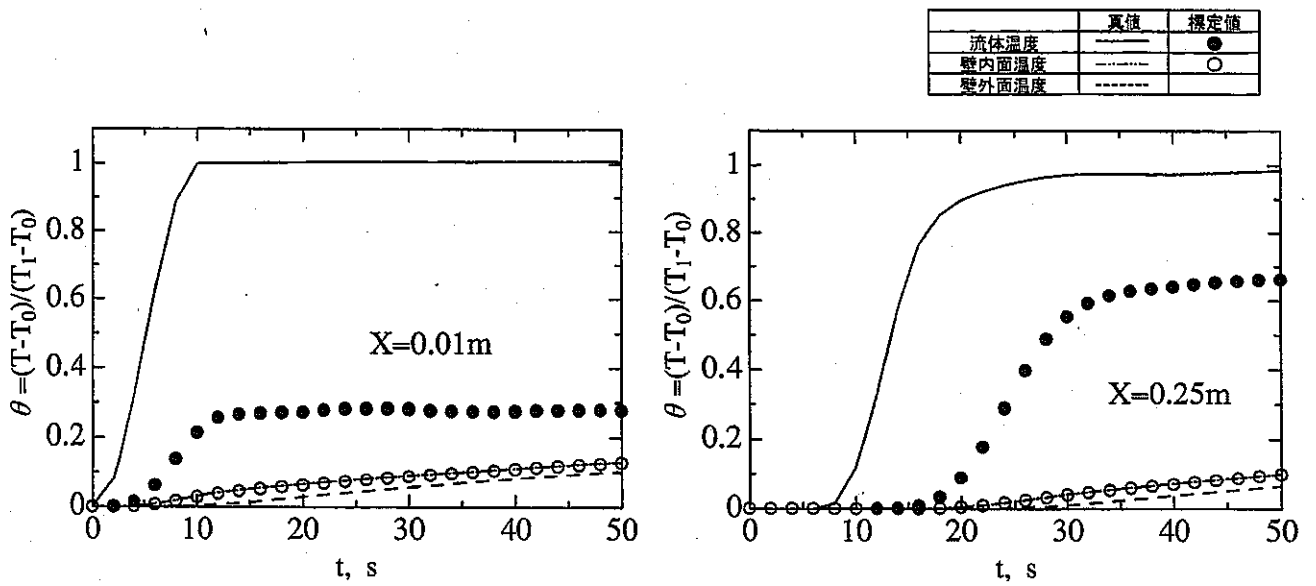


图3-11 标定结果 (水,放物分布)

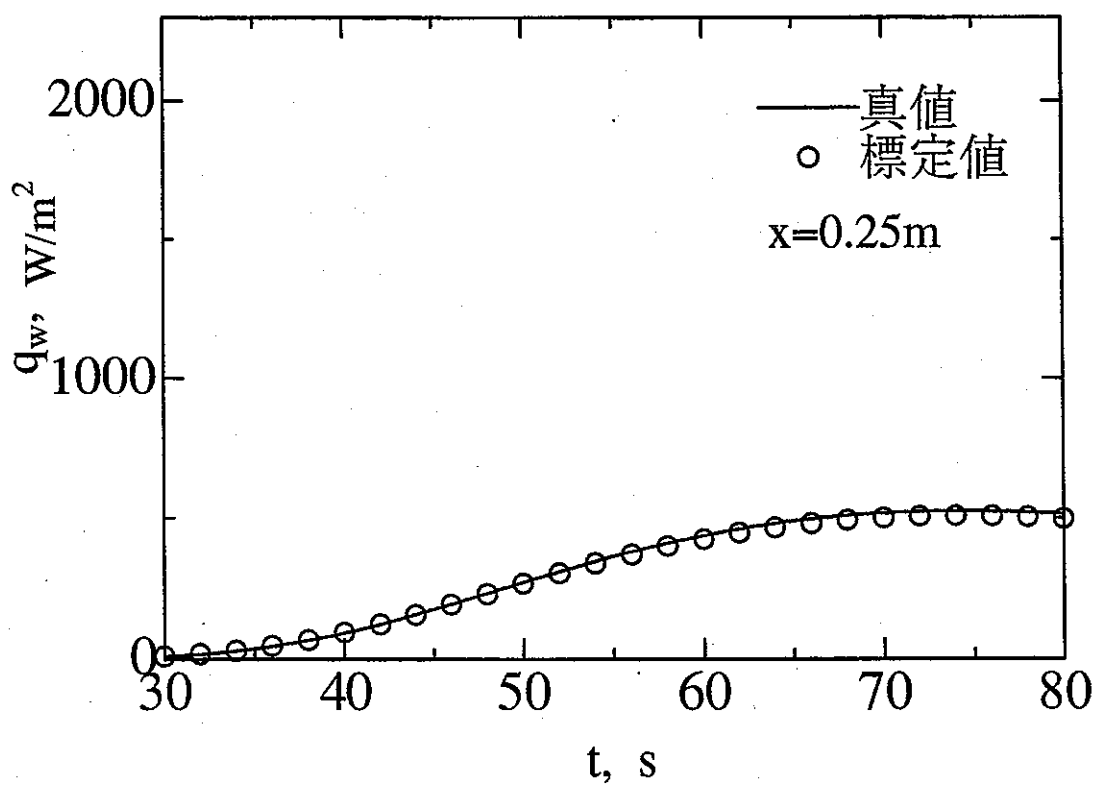
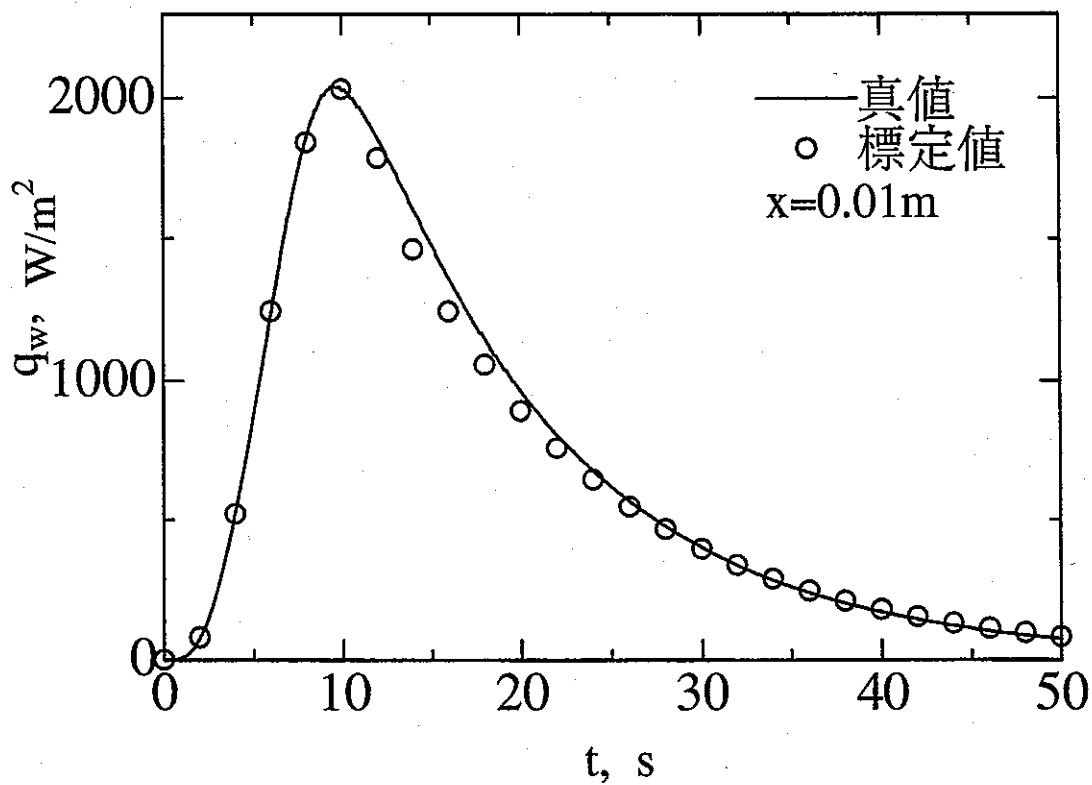


図3-12 熱流束の標定 (ナトリウム, 一様分布, $\delta = 10\text{mm}$)

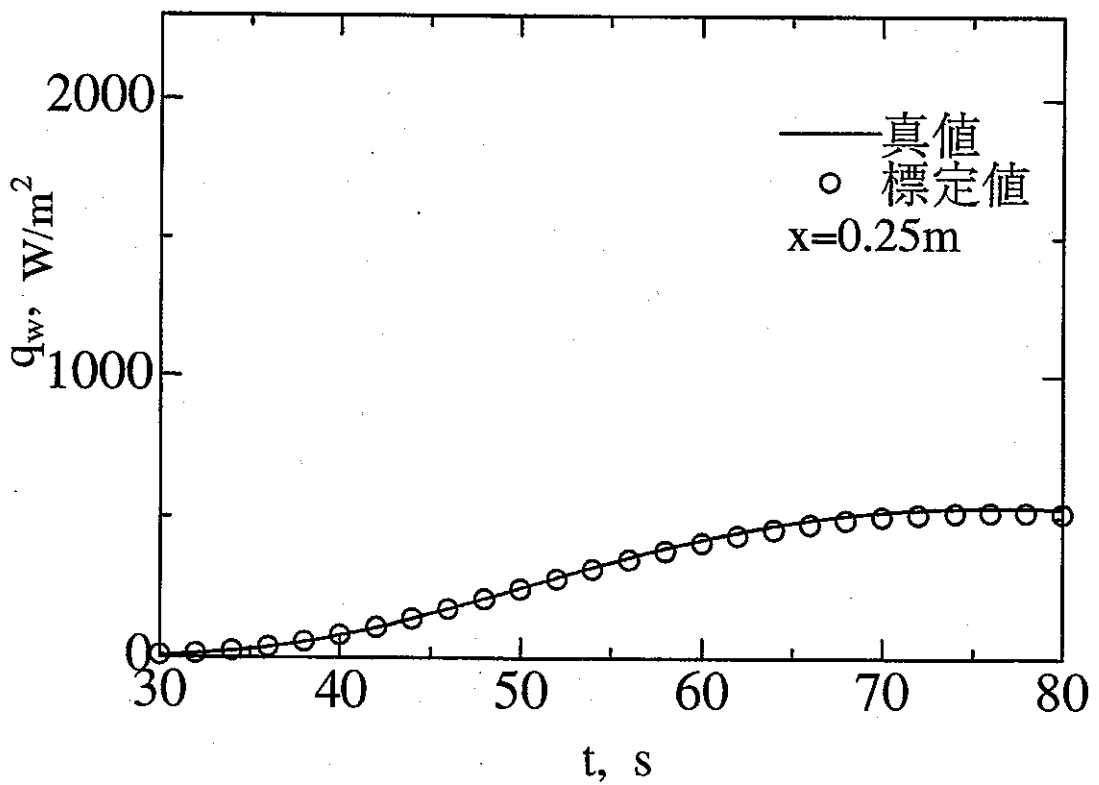
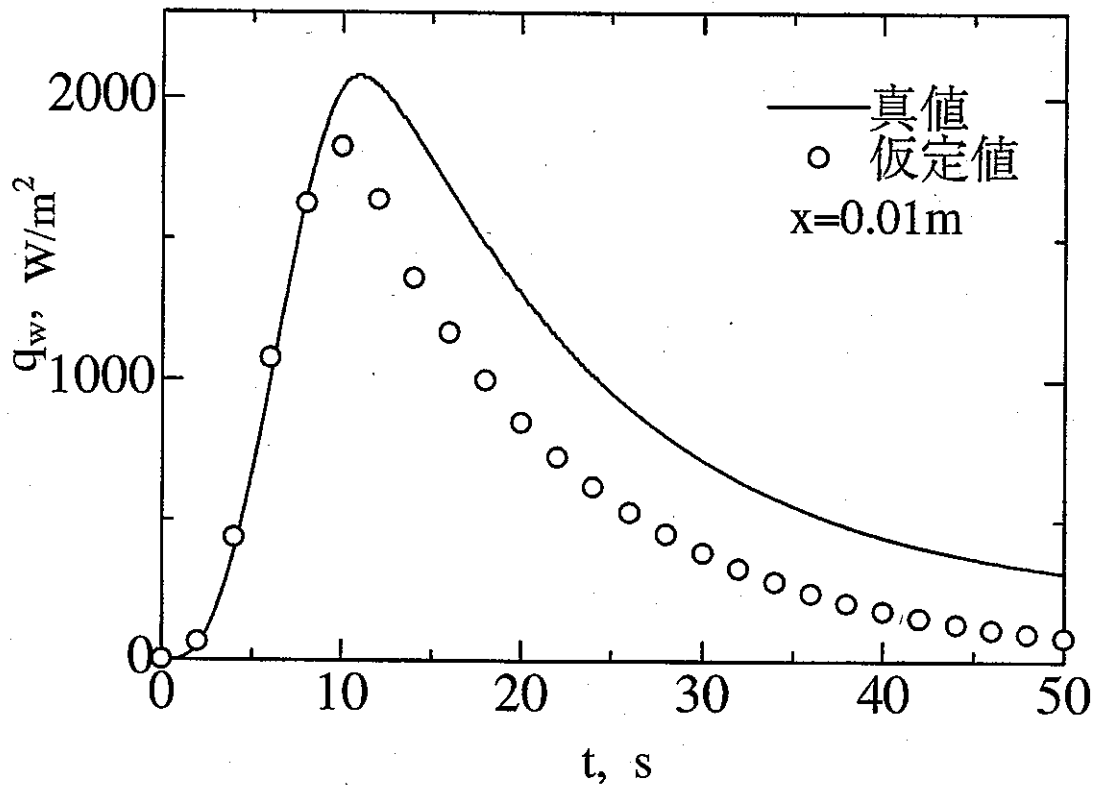


図3-13 熱流束の標定 (ナトリウム, 放物分布, $\delta=10\text{mm}$)

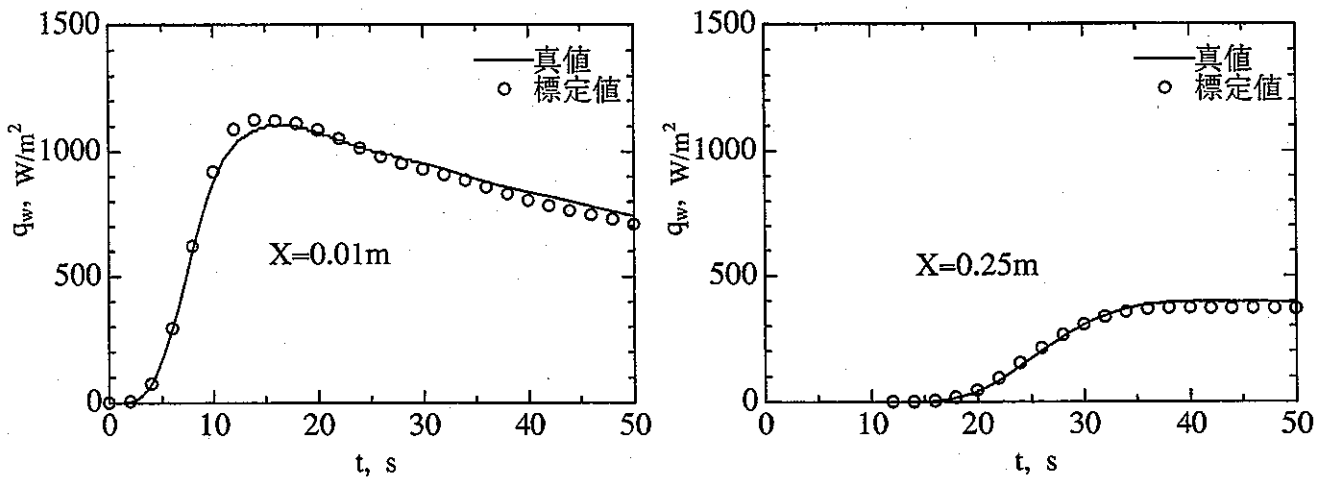


図3-14 熱流束の標定 (水,一様分布)

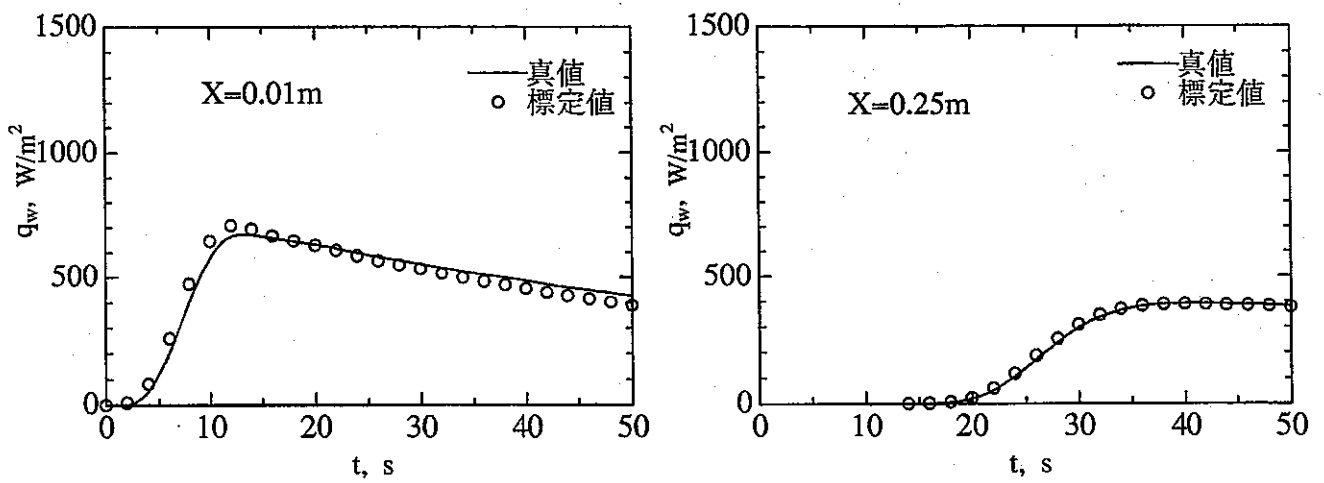


図3-15 熱流束の標定 (水,放物分布)

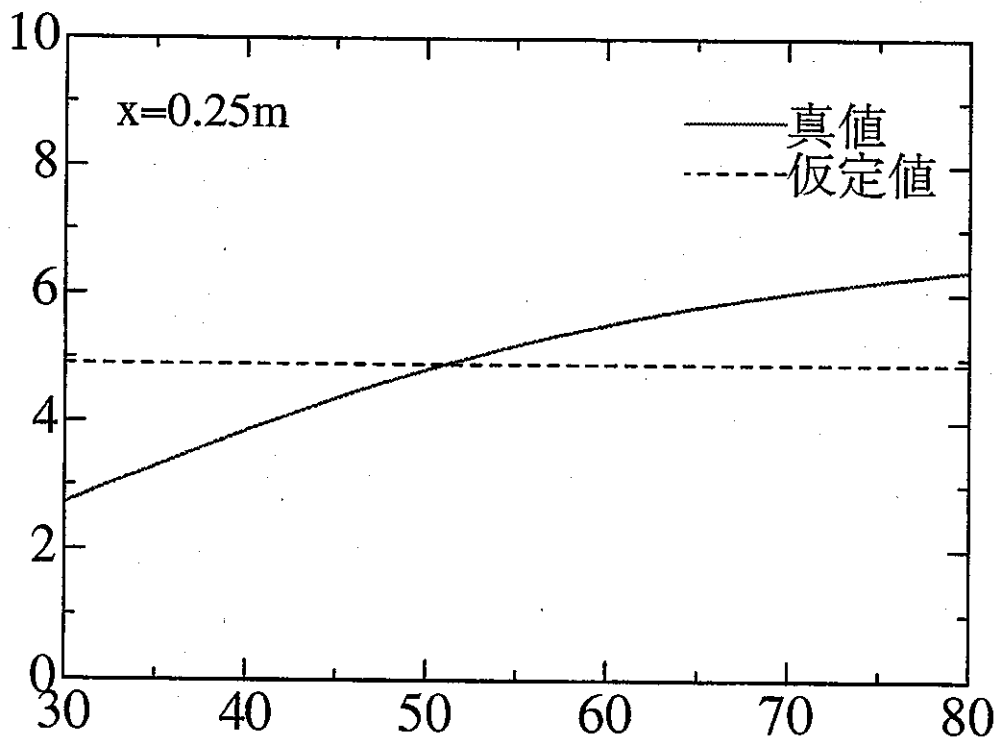
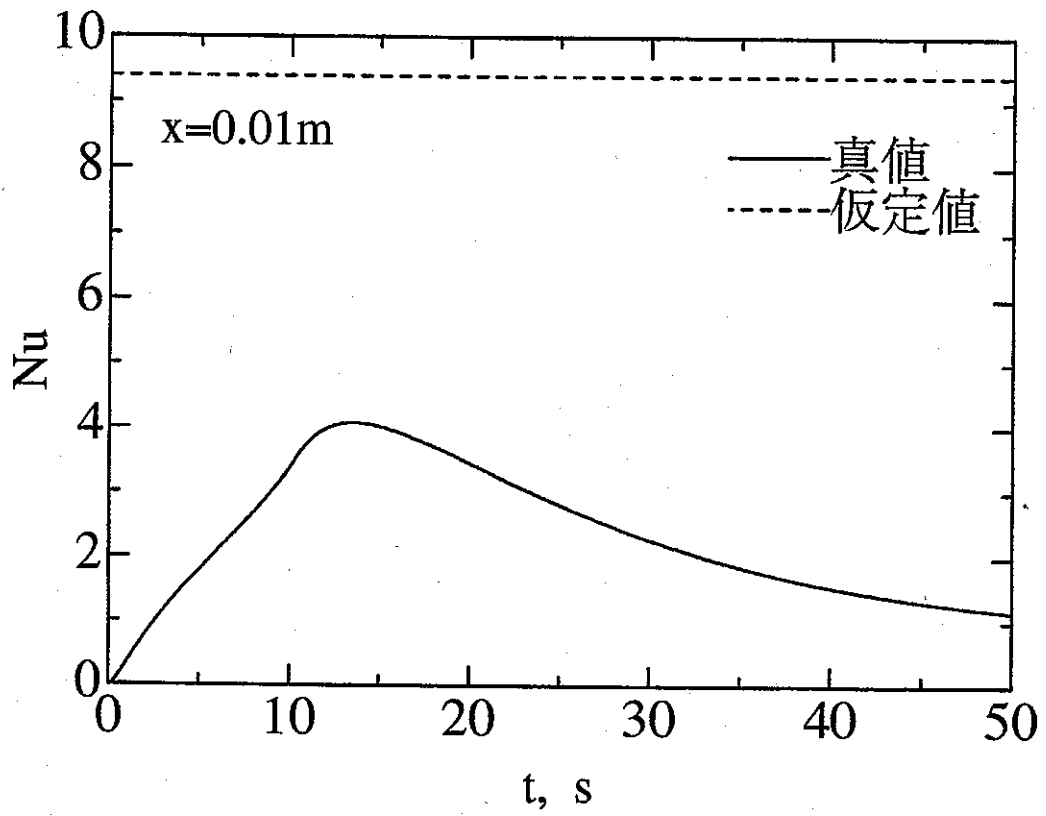


図3-17 ヌセルト数分布 (ナトリウム, 放物分布, $\delta = 10mm$)

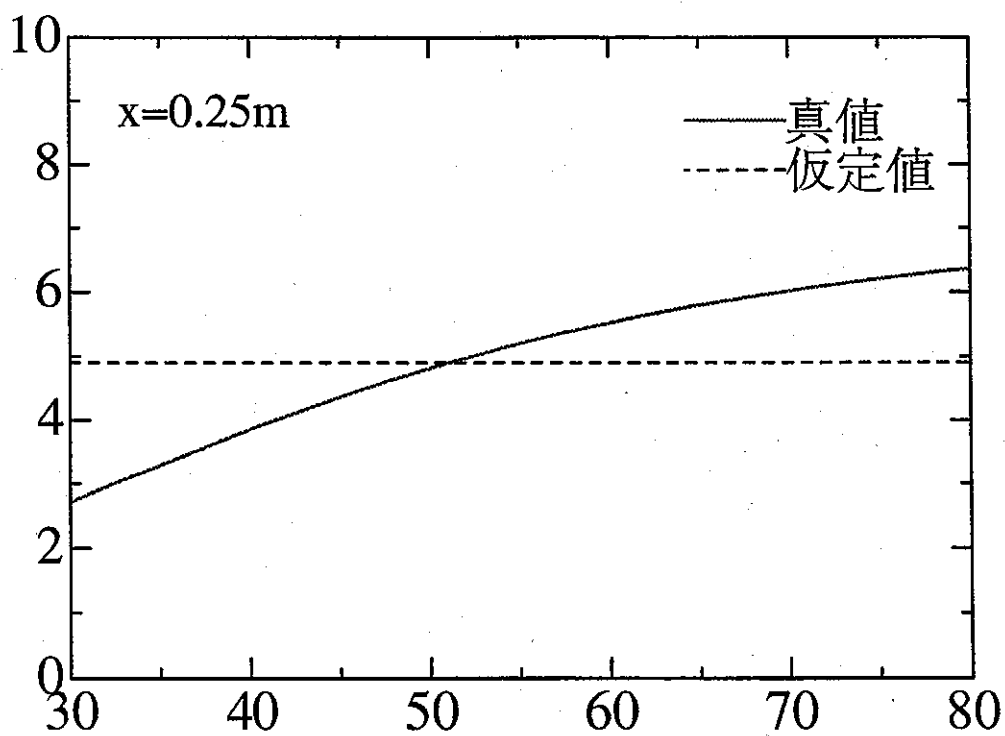
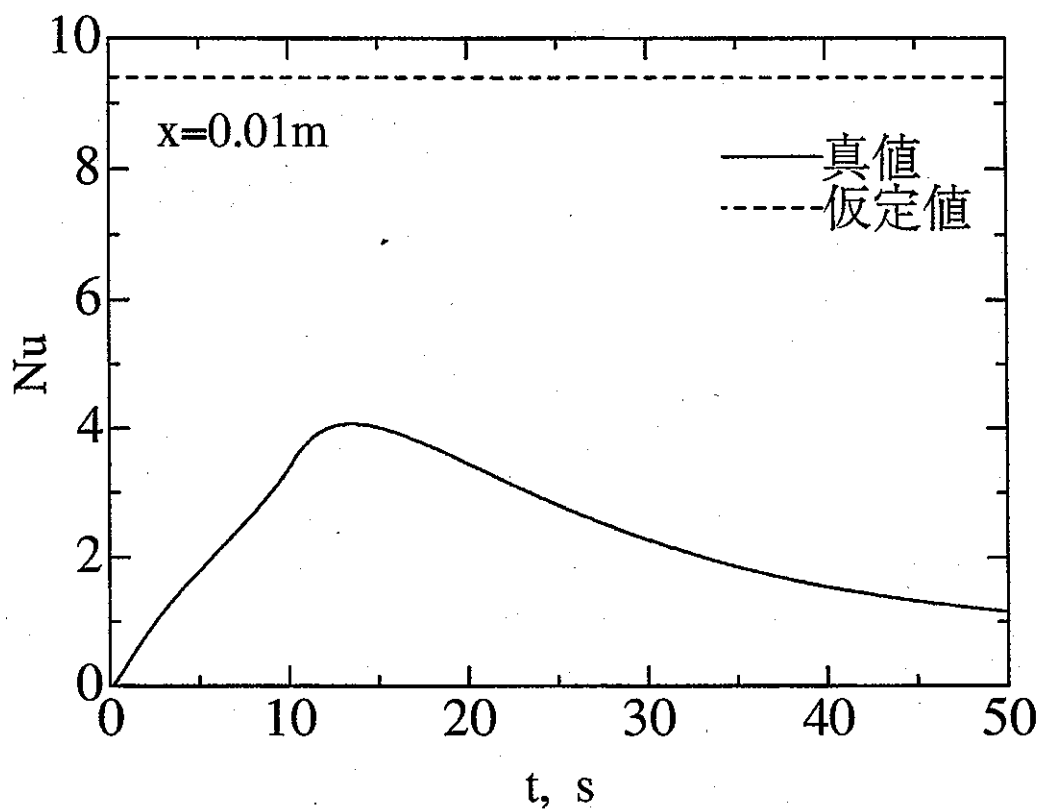


図3-17 ヌセルト数分布 (ナトリウム, 放物分布, $\delta=10\text{mm}$)

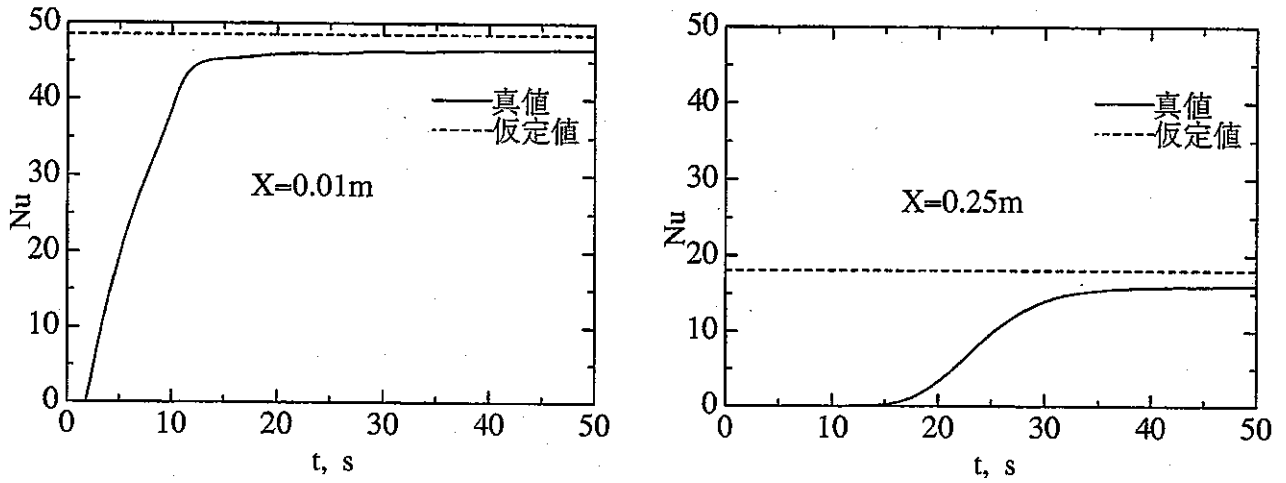


図3-18 ヌセルト数分布 (水,一様分布)

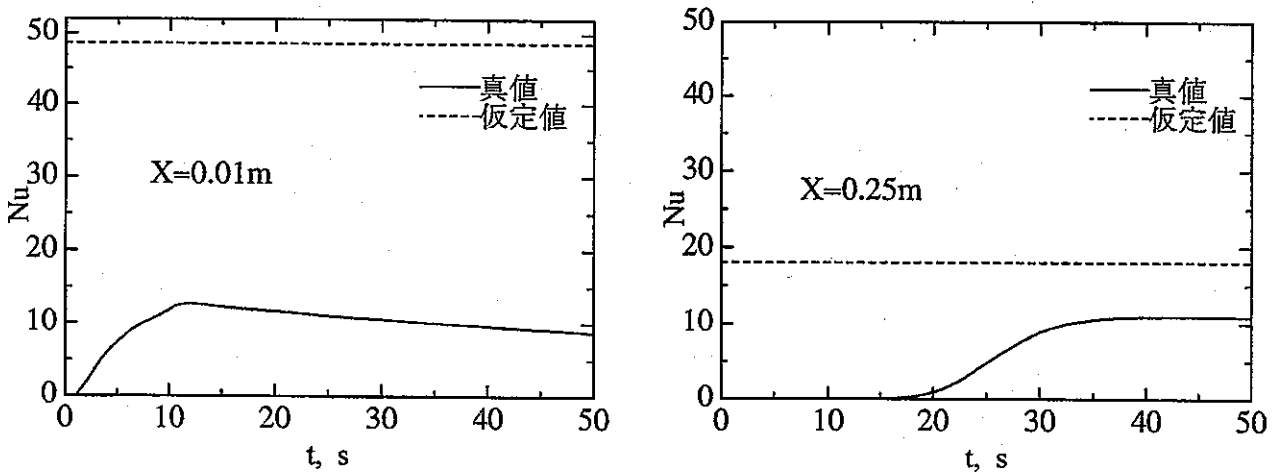


図3-19 ヌセルト数分布 (水,放物分布)

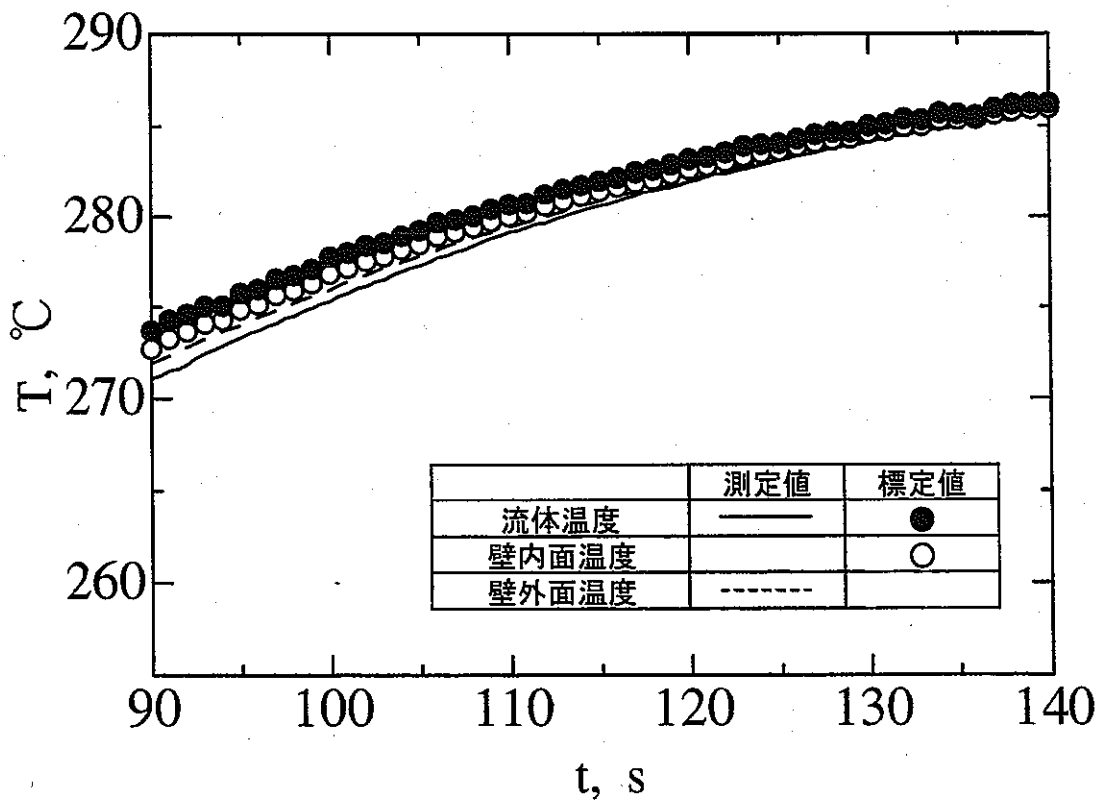
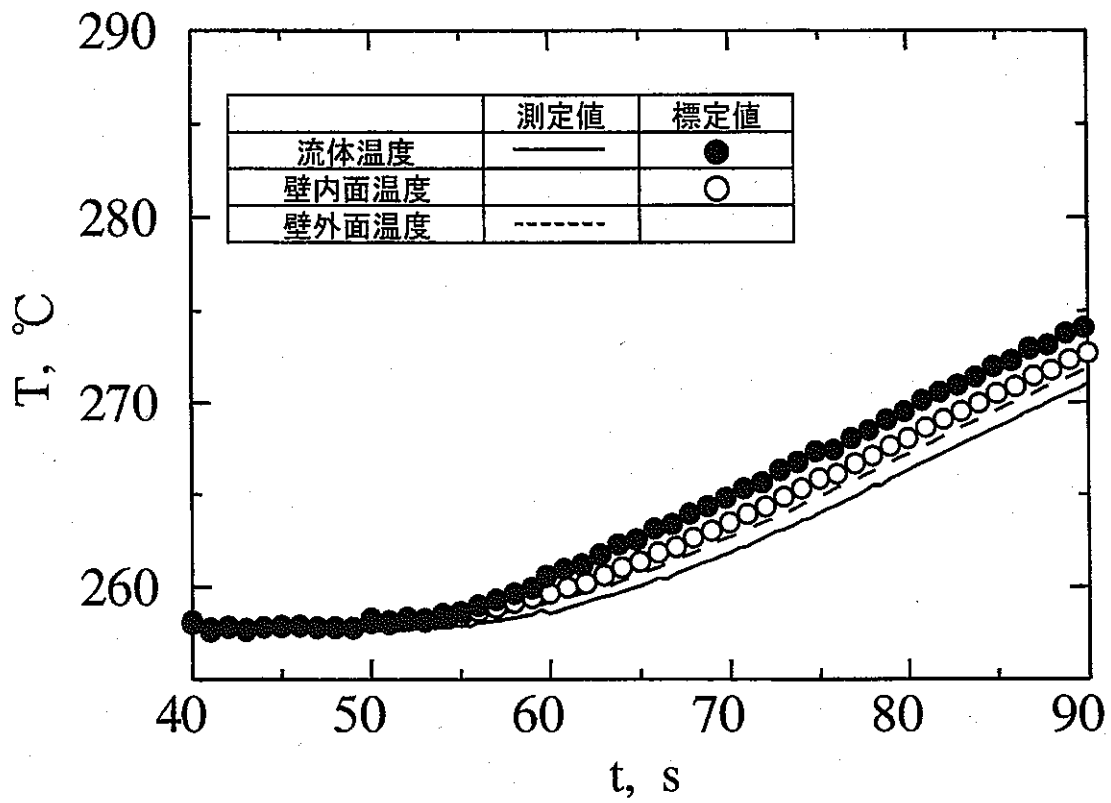


図3-20 標定結果 (実験, ナトリウム)

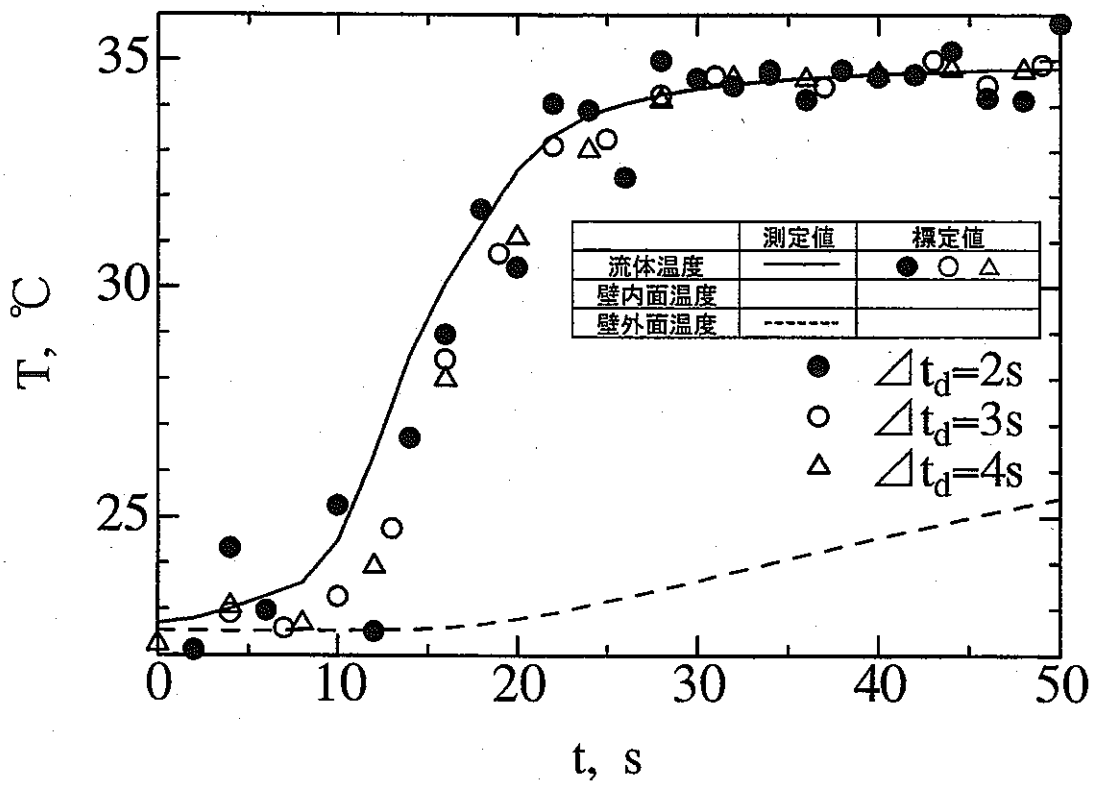
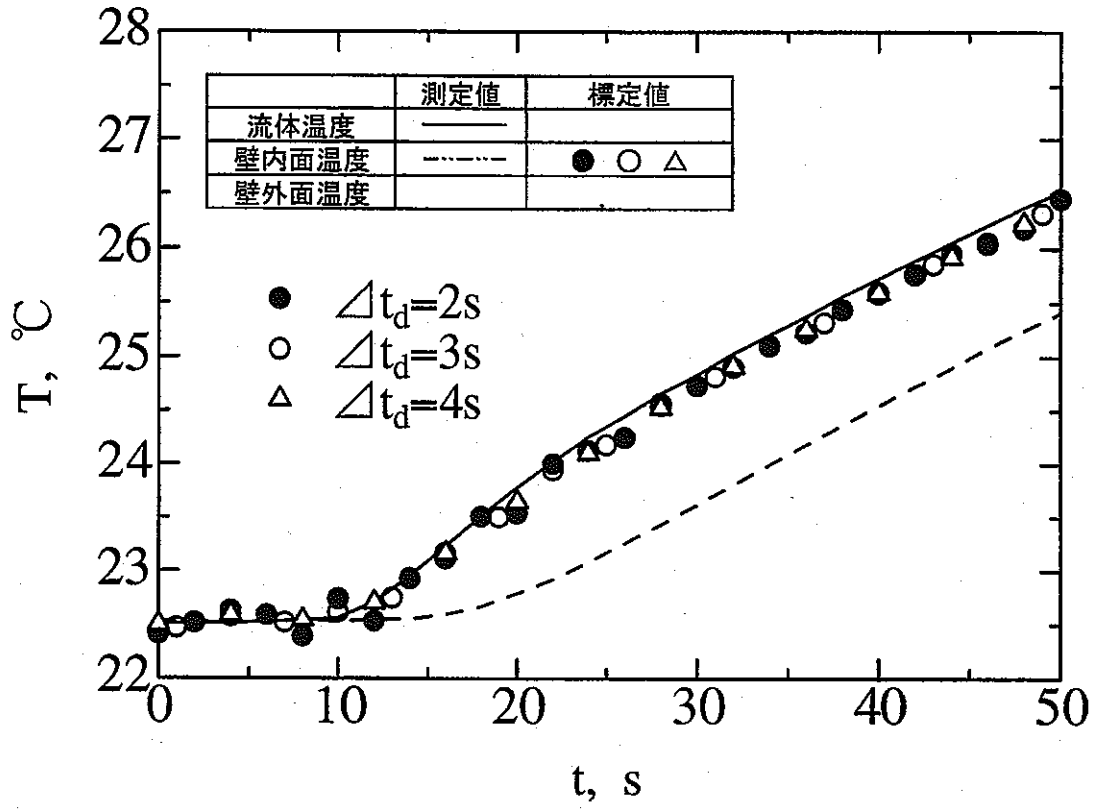


図3-21 標定結果 (実験,水)

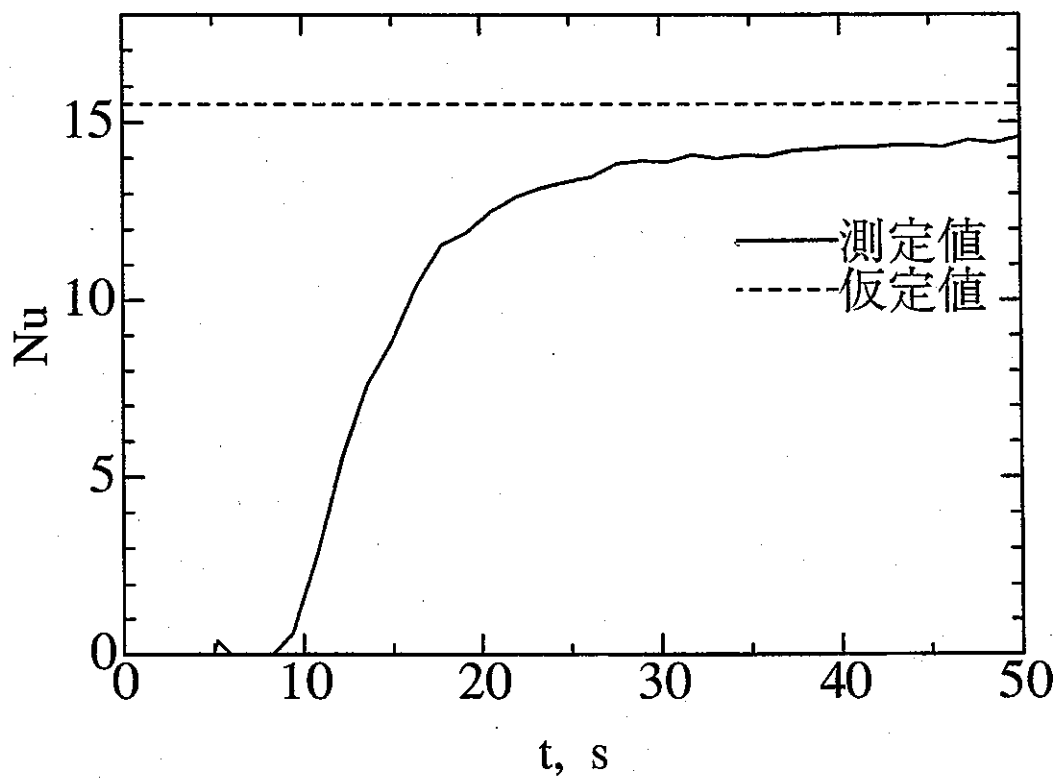


図3-22 ヌセルト数の時間変化 (実験,水)

4. ナトリウム試験

4.1 試験の概要

配管外表面の温度変化から配管内部の温度変化を評定する手法をナトリウム配管体系に適用する上で予備的な検討を行うため、サイクル機構大洗工学センターのナトリウム試験装置 CCTL を用いて実験データを取得した。

本試験では CCTL の主配管系統である 4B 配管（直径約 10cm）を対象とした。測定部位は空気冷却器の下流とし、空気冷却の除熱量を変化させることで配管内ナトリウム温度に過渡変化を与えた。実験では、装置に元々備えられている冷却器出口温度を制御するためのウエル型熱電対（さや管に内挿され、配管内の断面内中心温度を計測）と同一位置で配管外表面温度を熱電対により計測し、ウエル型熱電対の測定結果とこれを比較した。

ナトリウム体系での実験データの取得という点以外に、ナトリウム装置では加熱器、空気冷却器、ブロワー、電磁ポンプなど様々な機器が運転されており、ノイズレベルが高くなっている。このような状態での測定データに対して逆熱伝導解析を用いた評定が有効に機能するかについても検討することが可能となる。

4.2 配管外表面への熱電対の設置

試験に用いた CCTL 装置の配管系統を図 4-1 に示す。図中の主空気冷却器の出口近傍のウエル型熱電対と同一位置の配管外面に熱電対を設置した。配管径は 4 B（外径 114.3mm）で配管壁の厚みは 4mm である。取り付け状態を図 4-2 に示す。熱電対は外径 0.6mm の JIS-K 型で、ステンレスのバンドにより配管外面に密着・固定した。その周りを配管を含めて断熱材により保温した。ウエル型熱電対としてウエル内に内挿された熱電対は外径 3.2mm の JIS-K 型である。ウエルの構造を図 4-1 に示す。

4.3 計測系

配管外表面温度は、熱電対の信号を冷接点補償器、直流アンプ（ゲイン 200 倍）、40Hz のローパスフィルターを介してデータロガーにより計測した。アンプは単純な増幅のみを行い、標準の JIS-K 型熱電対の起電力カーブを用いて温度に変換する方式を用いた。ウエル型熱電対の信号については、空気冷却器の制御用であるため制御システムに取り込まれ、0~1000℃のレンジに対して 1~5V に変換されたものを分岐し、外表面に取り付けた熱電対と同一のデータロガーにより計測した。アンプのゲインとしては約 100 倍に相当する。従って 2 点の熱電対信号はその増幅方法などが異なっていることに留意する必要がある。

試験では、デジタル処理によるノイズ低減を可能とするため、2 点の熱電対信号を 100Hz でサンプリングした。

4.4 ナトリウム試験の結果

空気冷却器のブロワー回転数を変化させることにより空気冷却器の出口温度に過渡変化を与えた。試験は出口温度についてホットショック、コールドショックの 2 種類を実施した。流量は両ケース共に 300 l/min とした。

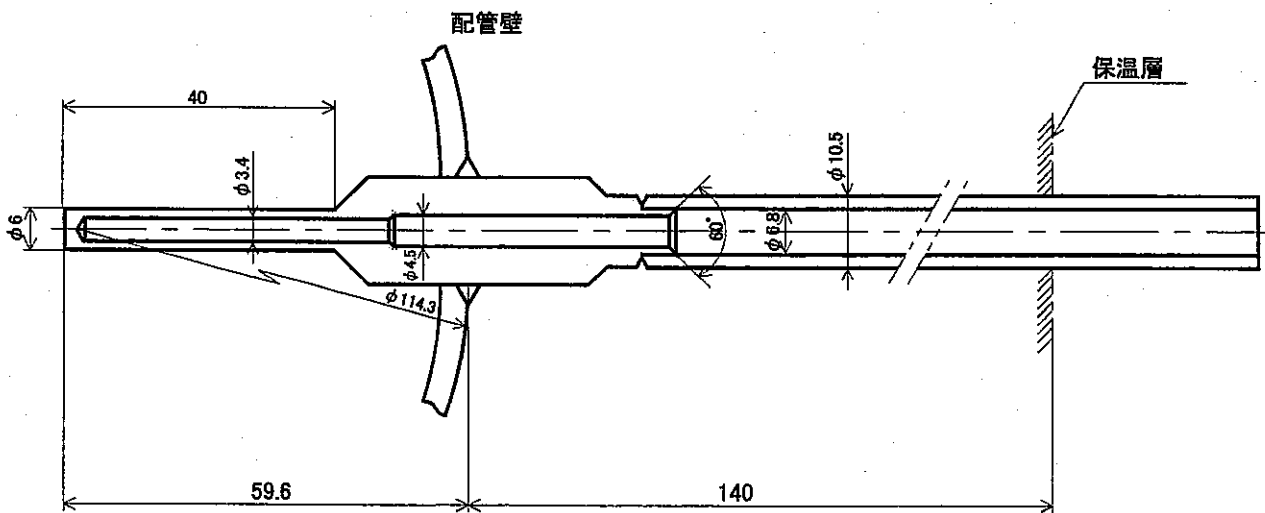
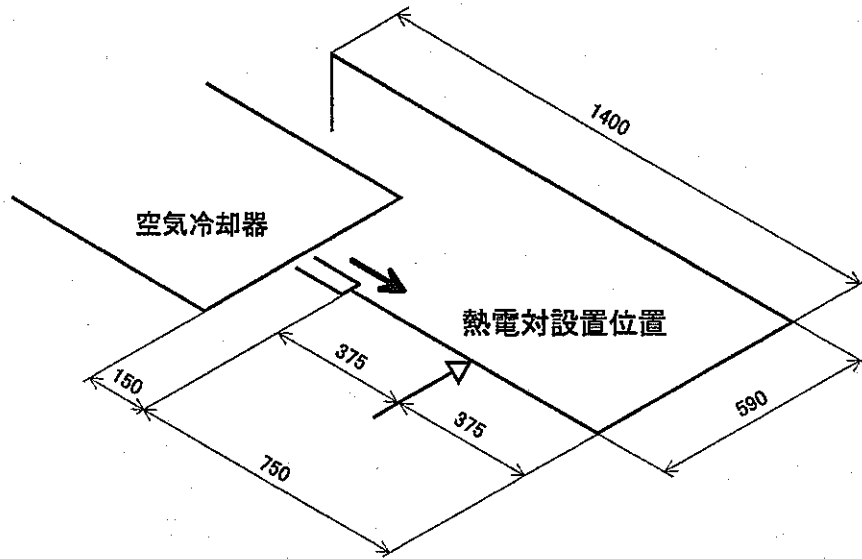
ホットショック、コールドショック試験でのウエル型熱電対ならびに配管外表面に取り付けた熱電対から得られた過渡温度変化をそれぞれ図 4-3, 4-4 に示す。ウエル型熱電対の生信号には高周波数の変動が見られるが、これは計測系の電気ノイズと考えられる。そこで、各図にはある時点の温度データについて前後各 5 点の時刻を用い計 11 点のデータを平均化する移動平均によりデジタルフィルターを施した結果についても示した。ホットショック、コールドショックの両ケース共に配管外表面の温度はウエル型熱電対から得られた温度と同等の応答速度をもって変化していることがわかる。

ウエル型熱電対ではウエルの厚みが 1.3mm 程度あり、熱電対径も 3.2mm と太いことから、熱電対の応答が遅くなる。また、ウエルの内径は 3.4mm であり、熱電対とウエルとの間には 0.1mm 程度のギャップが存在し、熱抵抗の増加の一因となる。このような点から本試験で実施した 30~40℃/100s 程度の過渡変化に対して、ウエル型熱電対と配管壁（肉厚 4mm）の外表面熱電対とで応答に顕著な差が表れなかったものと考えられる。

4.5 ナトリウム試験結果についての考察

図 4-3, 4-4 に示したように配管外表面の熱電対は配管内ナトリウムの温度変化に対してウエル型熱電対と同程度の応答性を示した。4 B（直径約 10cm）程度の小口径配管では、配管肉厚が比較的薄い点、配管内の温度分布がつきにくい点などから配管外表面温度を計測することによりウエル型熱電対による計測と同程度の応答性をもって配管内ナトリウム温度の変化を計測できると言える。

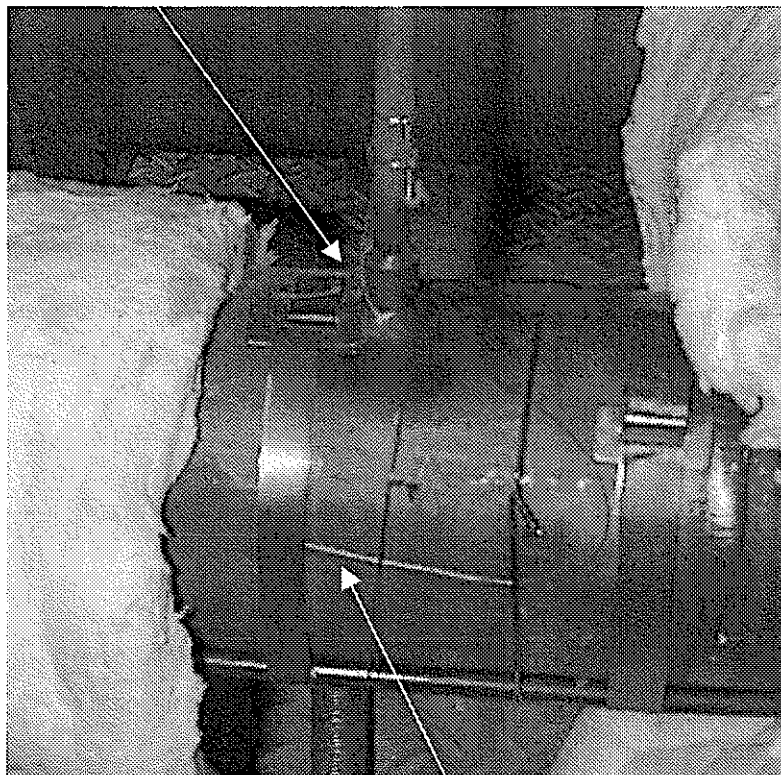
さらに、配管壁による温度応答遅れを逆熱伝導解析により補正することでより速い応答性を期待することができる。しかし、本試験では過渡変化速度が高々 40℃/100s 程度であり、肉厚 4mm の配管壁による温度応答遅れがそれほど顕著ではない可能性があり、この点では十分な試験データが得られていない。より速い過渡変化を与えた試験ならびに実際の原子炉プラントの配管体系にあるような配管壁肉厚を模擬した形状での試験が今後必要となる。



配管内に挿入するウエルの構造

図4-1 ナトリウム試験におけるウエル型熱電対の位置と構造

ウエル型熱電対の取り付け部



外表面用熱電対

図4-2 配管外表面用熱電対の取り付け

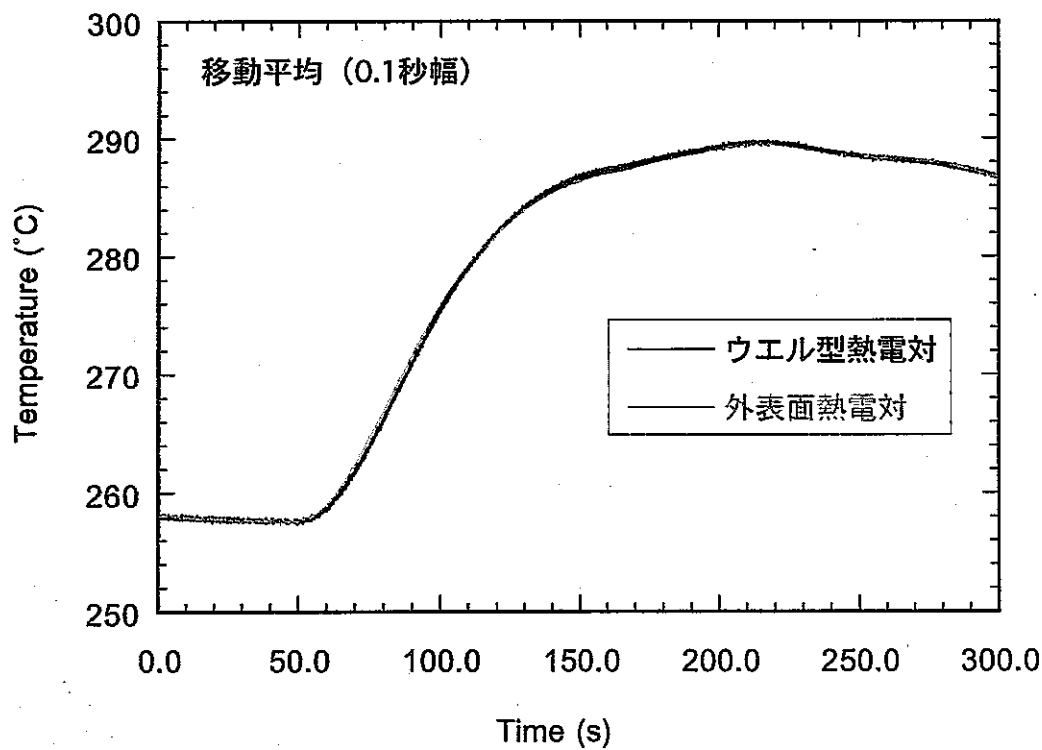
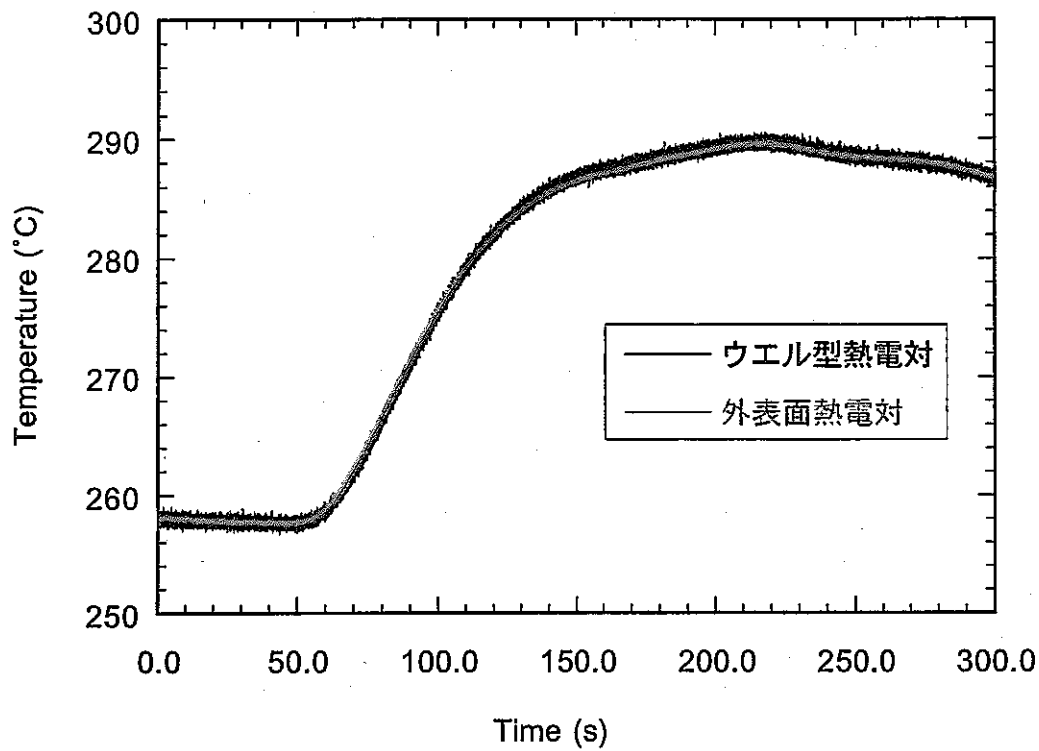


図4-3 ナトリウム試験結果 (ホットショック)

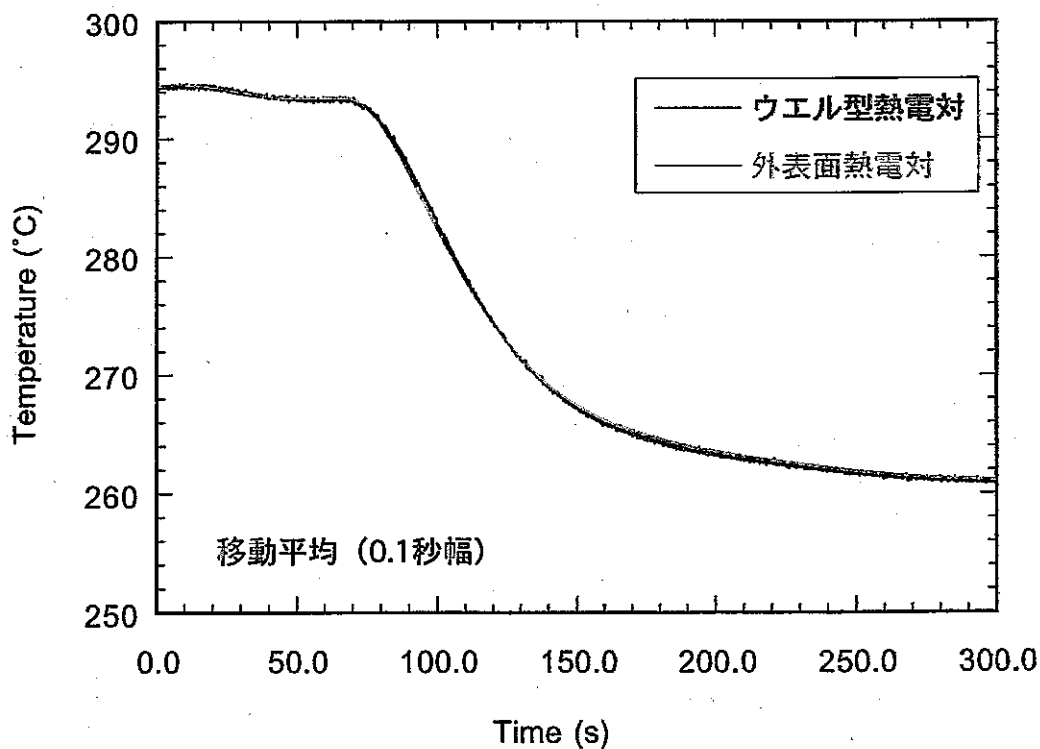
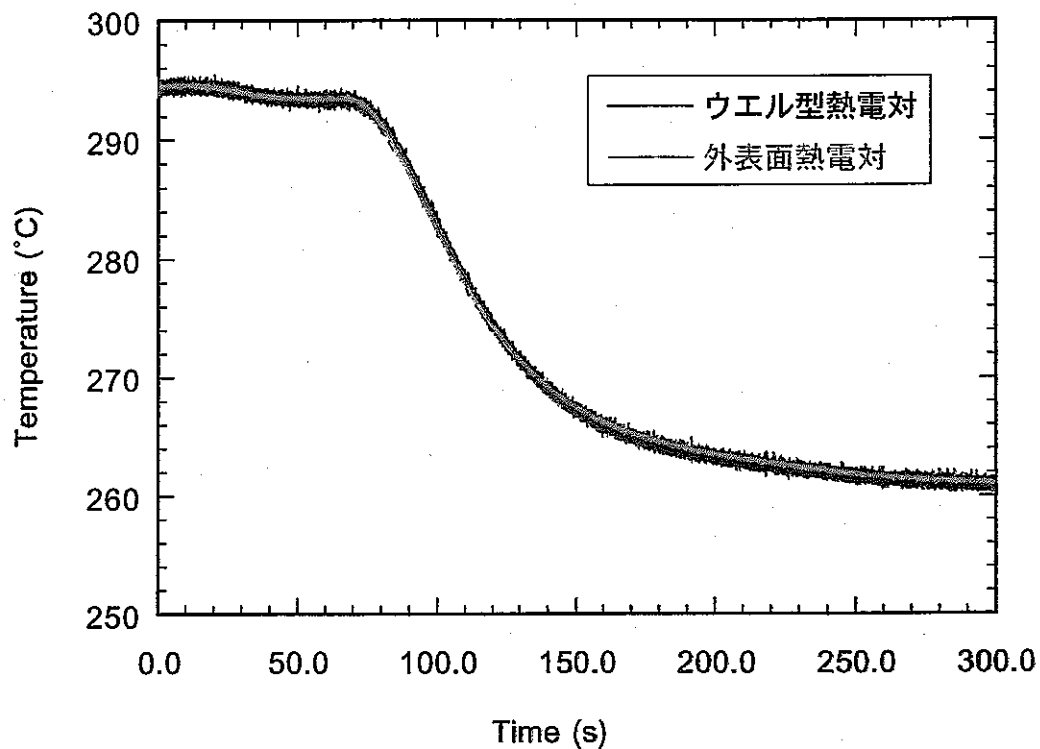


図4-4 ナトリウム試験結果 (コールドショック)

5. 今後の課題

配管外表面の温度変化から配管内部の温度変化を評定する手法は、配管に貫通部をもたない点で優れた温度計測手法である。これまでの検討結果を受けて今後の研究課題を以下にまとめる。

1) ノイズの影響

実際の計測では熱電対の信号に電氣的なノイズが入ることが多い。このようなノイズによる高周波の変動は本手法による推定に影響がある。実験結果に対して本手法を適用する場合には、評定時間を長くするとともに移動平均処理あるいはフィルターによる高周波成分の抑制が必要であった。

実際のプラントでは電気ノイズは定常的なもの以外に電波の影響など突発的なものも考えられる。そのような微弱なノイズ成分が本手法では過大な温度変動として評定される可能性がある。ノイズによる影響を低減する手法については、ローパスフィルターの設定など、その効果を確認することが求められる。

2) 過渡変化に対する応答速度

これまでに壁の厚み、材質（温度伝導率）により最適な評定時間が存在することを明らかにした。本評定手法の能力を確認する意味で、配管壁厚みが 15mm 程度の場合に流体温度の過渡変化速度（初期温度変化）にどこまで追従できるかを定量化することは有効である。この点では、大口径ナトリウム配管体系において過渡変化速度をパラメータにするなど数値実験による検討を進めることが考えられる。

3) 熱伝達率の設定誤差

熱伝達率は流量や形状、上流での乱れなどにより影響を受け、時間的にも変化し得る。このような変化が本手法による流体温度の評定において誤差要因の一つとなることが水試験により示され、課題として認識された。また、本手法では熱伝達率を一定の値として設定しており、配管内の流量が過渡的に変化する場合には、流速に伴って熱伝達率が変化するなどの影響が生じる。

ナトリウム体系での数値実験では流路幅が 20mm と狭く、流体側に温度分布がつきにくいなど熱伝達率の影響を受けにくい体系であった。但しナトリウム体系での熱伝達率は水に比べて大きく、配管外表面までの熱抵抗を考えたときに配管壁の熱伝導が支配的となるため、水体系と比較して熱伝達率の影響は相対的に小さくなる。大口径配管での測定について、熱伝達率などをパラメータとした解析により確認することが求められる。

4) 熱交換器出口部の過渡時など配管内に温度分布が生じ得る場合

本手法は発達した流れ場での熱伝達現象を対象としており、機器の出口近傍やエルボの下流など流れが発達しつつある部位への適用は困難な面がある。従って測定にあたって適切な部位を選定する必要がある。

例えば、熱交換機出口の場合、定常時あるいは過渡時に配管内に空間的な温度分布が生じる可能性がある。特に配管壁に沿った外周部がバルク温度と異なる場合、本手法による評定結果に系統的なエラーが生じ得る。

同様に、大口径配管では機器の出口やエルボの下流などで流れが剥離することが考えられる、このような場合には過渡時に配管内に温度分布が生じる可能性があり、本手法での予測に誤差が生じる可能性がある。

以上のようにいくつかの課題が残されており、本手法はプラントの異常診断や安全系に直接適用できる段階とは言えないが、今後の検討により配管内温度をモニターする観点で高い適用性を持ち得る手法と考える。

6. 結言

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、配管の外表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表面から実時間で評定する計算システムについて検討した。

配管壁を模擬した厚さ 10mm のステンレス鋼板に挟まれた幅 20mm の平行平板流路体系について、数値実験として 2 次元非定常数値解析を行い流体温度、ステンレス壁の内外面温度の時間変化を求めた。この外表面温度から熱伝導逆算法により内面温度、流体温度を求めて数値実験結果と比較した。流体として水とナトリウムを用いた場合を比較し、ナトリウム体系への適用性を検討した。

また、上記平行平板流路体系での水試験ならびに配管体系でのナトリウム試験を実施し、誤差やノイズを含んだ実際のフィールドにおける測定データに基づいて熱伝導逆算法の適用性を検討した。以下に得られた結果を示す。

- (1) 流体温度を標定する際に用いる熱伝達係数は定常時での一定値と仮定して逆計算を行っているが、実際の熱伝達係数は時間変化を伴っている。供試流体が水の場合、真値と仮定値の差による影響が顕著に現れたが、供試流体がナトリウムの場合、この影響はほとんど出ないことが確認できた。また、流体温度と壁内面温度が非常に近い値をとることから壁内面温度の標定が正確に行えれば、流体温度の推測はある程度できる。これらのことからナトリウムの温度推測に対して熱伝導逆算法は有効な手法であることがわかった。
- (2) 実験により得られたデータは誤差やノイズを含んでいるため、安定性を保つには数値計算で得られる結果より標定時間を長くとる必要がある。しかし、実時間での計測を行うためには標定時間を可能な限り短くすることが望まれる。今回の実験では配管厚 4mm のナトリウムで標定時間 0.2s、板厚 10mm の水で標定時間 3s 以上あれば壁内面温度、流体温度の標定が可能であることがわかった。
- (3) ナトリウム配管体系での実験の結果、配管外表面の熱電対は配管内ナトリウムの温度変化に対してウエル型熱電対と同程度の応答性を示した。4 B (直径約 10cm) 程度の小口径配管では、配管肉厚が比較的薄い点、配管内の温度分布がつきにくい点などから配管外表面温度を計測することによりウエル型熱電対による計測と同程度の応答性をもって配管内ナトリウム温度の変化を計測できると言える。

これらの数値実験、水・ナトリウム実験に逆熱伝導解析に基づく評定手法を適用した結果から、今後の課題を整理した。外表面温度の計測データに含まれる変動ノイズの影響、大口径配管での過渡応答性、熱伝達率の推定、適用部位などいくつかの確認するべき点があり、これらについて検討を深める必要がある。

記号

a	: 温度伝導率	(m^2 / s)
c	: 比熱	$(\text{J} / \text{kg K})$
D_h	: 水力直径	(m)
q^*	: 無次元熱流束	
δ	: 板厚	(m)
H	: 流路幅	(m)
h	: 熱伝達係数	$(\text{W} / \text{m}^2\text{K})$
k	: 時間ステップ	
m	: サンプル個数	
Nu	: ヌセルト数	
n	: 格子数	
Pr	: プラントル数	
q	: 壁面熱流束	(W / m^2)
Re	: レイノルズ数	
T	: 温度	$(^\circ\text{C})$
T_w	: 壁内面温度	$(^\circ\text{C})$
T_b	: 壁外面温度	$(^\circ\text{C})$
T_b	: 流体のバルク温度	$(^\circ\text{C})$
t	: 時間	(s)
Δt	: サンプリング間隔	(s)
Δt_d	: 標定時間	(s)
u	: 断面平均流速	(m / s)
U	: x 方向速度	(m / s)
V	: y 方向速度	(m / s)
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	(W / mK)
μ	: 粘性係数	$(\text{Pa} \cdot \text{s})$
ν	: 動粘性係数	(m^2 / s)
π	: 円周率	
ρ	: 密度	(kg / m^3)
τ	: 上昇時間	(s)
ϕ	: 感度係数	

添え字

1	: 温度上昇終了
0	: 温度上昇開始

b : 流体
w : 壁内面
 δ : 壁外面

参考文献

- (1) Beck, J.V. , Int.J. Heat and Mass Transfer, **13**, p.703 (1970)
- (2) 庄司、日本機械学会論文集、44-381, 1633 (1978)
- (3) 関・菊地、日本機械学会論文集 (B編)、58 卷 551 号、2206~2213 頁 (1992)
- (4) 佐藤純哉、広島大学 平成 10 年度修士論文 (1999)
- (5) 藤村智史、広島大学 平成 11 年度修士論文 (2000)
- (6) Pun, W.M. and Spalding, D.B, Imperial College Mech. Eng. Rept.H TSS/76/2 (1976)
- (7) Shah, R.K. and London, A.L., Advances in Heat Transfer ,Supl-1, Academic Press (1987)
- (8) 菊地義弘、佐藤純哉、吉田敦司、「コンピュータ援用計測法による配管外から管内流体温度の実時間標定」、第 36 回日本伝熱シンポジウム講演論文集 p.249 (1999)
- (9) 藤村智史、桑原幸治、菊地義弘、「管外表面から管内流体温度の評定に関する数値実験」、日本原子力学会「2000 年春の年会」予稿集 (II) p.716 (2000)
- (10) 菊地義弘、桑原幸治、「計算機援用計測法による配管外からナトリウム温度の実時間評定」、日本原子力学会「2001 年春の年会」予稿集 (II) p.418 (2001)