

JAERI - M  
93-027

TRAC-PF1/MOD1コードへの  
原研再冠水モデルの導入

1993年2月

秋本 肇・大貫 晃・村尾 良夫

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。  
入手の問合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division  
Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-  
mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1993

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 いばらき印刷機

## TRAC-PF1/MOD1コードへの原研再冠水モデルの導入

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

秋本 肇・大貫 晃・村尾 良夫

(1993年1月25日受理)

PWR LOCA再冠水期の炉心内熱水力挙動に対するTRAC-PF1/MOD1コードの予測性能を向上するために、原研で開発された再冠水解析コードREFLAの物理モデルをTRAC-PF1/MOD1コードに組み込んだ。両コードの物理モデルを比較し、REFLAコードの物理モデルのなかから、(1)村尾-井口のボイド率相関式(2)液滴に対する抵抗係数相関式(3)膜沸騰領域の熱伝達相関式(4)クエンチ速度相関式(5)噴霧流に対する熱伝達相関式を選択し、TRAC-PF1/MOD1コードに導入した。ボイド率相関式を等価な界面剪断応力相関式に変換する方法を導出し、変換方法が解の安定性に与える影響を検討した。

円筒炉心平坦出力試験データを用いた予測性能評価結果から、REFLAコードから選択した物理モデルの導入により、再冠水時の炉心内熱水力挙動に対する予測性能を改善できることが確認できた。流動計算に対する流体側セル分割数及び燃料棒内温度計算に対する燃料棒ノード分割数と軸方向熱伝導の影響に関する感度解析を行い、その結果から得られた知見に基づき、改良版TRACコードを適切に使用するための指針を得た。

Implementation of JAERI's Reflood Model into TRAC-PF1/MOD1 Code

Hajime AKIMOTO, Akira OHNUKI and Yoshio MURAO

Department of Reactor Engineering  
Tokai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 25, 1993)

Selected physical models of REFLA code, that is a reflood analysis code developed at JAERI, were implemented into the TRAC-PF1/MOD1 code in order to improve the predictive capability of the TRAC-PF1/MOD1 code for the core thermal hydraulic behaviors during the reflood phase in a PWR LOCA. Through comparisons of physical models between both codes, (1) Murao-Iguchi void fraction correlation, (2) the drag coefficient correlation acting to drops, (3) the correlation for wall heat transfer coefficient in the film boiling regime, (4) the quench velocity correlation and (5) heat transfer correlations for the dispersed flow regime were selected from the REFLA code to be implemented into the TRAC-PF1/MOD1 code. A method for the transformation of the void fraction correlation to the equivalent interfacial friction model was developed and the effect of the transformation method on the stability of the solution was discussed.

Through assessment calculation using data from CCTF (Cylindrical Core Test Facility) flat power test, it was confirmed that the predictive capability of the TRAC code for the core thermal hydraulic behaviors during the reflood can be improved by the implementation of selected physical models of the REFLA code. Several user guidelines for the modified TRAC code were proposed based on the sensitivity studies on fluid cell number in the hydraulic calculation and on node number and effect of axial heat conduction in the heat conduction calculation of fuel rod.

Keywords: Reactor Safety, PWR, Reflood, Heat Transfer, Two-phase Flow, TRAC Code, Two-fluid Model

## 目 次

1. 緒 言 .....	1
2. 再冠水モデルの改良 .....	2
2.1 水力モデルの改良 .....	2
2.2 熱伝達モデルの改良 .....	11
3. コーディングの変更 .....	23
3.1 コーディング変更の概要 .....	23
3.2 主要サブルーチンにおける変更内容 .....	23
4. 評価計算 .....	26
4.1 流動計算における軸方向セル分割数の影響 .....	26
4.2 燃料棒内温度計算におけるノード分割数の影響 .....	29
4.3 オリジナルのTRACコードによる結果との比較 .....	32
5. 結 論 .....	64
謝 辞 .....	65
参 考 文 献 .....	66

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Improvement of Reflood Model .....	2
2.1 Hydraulic Model Improvement .....	2
2.2 Heat Transfer Model Improvement .....	11
3. Coding Change .....	23
3.1 Outline of Coding Change .....	23
3.2 Coding Change in Major Subroutines .....	23
4. Assessment Calculations .....	26
4.1 Sensitivity to Hydraulic Cell Size in Hydraulic Calculation .....	26
4.2 Sensitivity to Node Size in Heat Conduction Calculation .....	29
4.3 Comparison with Original TRAC Results .....	32
5. Conclusion .....	64
Acknowledgment .....	65
References .....	66

## 記号表

A	: 流路面積	( $m^2$ )	$C_D$	: 抵抗係数	
$C_i$	: 界面剪断応力係数	( $kg/m^4$ )	$C_p$	: 定圧比熱	( $J/kgK$ )
$C_w$	: 壁面剪断応力係数	( $kg/m^4$ )	$D_h$	: 等価直径	( $m$ )
$D_p$	: 液滴径	( $m$ )	E	: 放射率	
e	: 比内部エネルギー	( $J/kg$ )	g	: 重力加速度	( $m/s^2$ )
$h_i$	: 界面熱伝達率	( $J/Km^2s$ )	$h_{fg}$	: 蒸発潜熱	( $J/kg$ )
$h_w$	: 壁面熱伝達率	( $J/Km^2s$ )	j	: みかけの流速	( $m/s$ )
k	: 熱伝導率	( $J/Kms$ )	$L_a$	: クエンチ点からの距離	( $m$ )
m	: 流量	( $kg/s$ )	Nu	: ヌセルト数	
p	: 圧力	(Pa)	Pr	: プラントル数	
Re	: レイノルズ数		T	: 温度	(K)
$U_a$	: クエンチ点の移動速度	( $m/s$ )	V	: 流速	( $m/s$ )
We	: ウェーバー数		x	: 座標	( $m$ )
Z	: 座標	( $m$ )	$Z_a$	: クエンチ点の位置	( $m$ )
$\alpha$	: ボイド率		$\Delta V$	: 相対速度( $=V_g - V_l$ )	( $m/s$ )
$\mu$	: 粘性係数	( $kg/ms$ )	$\rho$	: 密度	( $kg/m^3$ )
$\sigma$	: 表面張力(N/m)または ステファンボルツマン定数( $J/m^2sK^4$ )		$\tau$	: 緩和時間	(s)

## 添字

d	: 液滴
g	: 気相
in	: 入口
l	: 液相
MI	: 村尾井口の式
sat	: 飽和
sub	: サブクール
T	: トータル
W	: 壁面

## 1. 緒 言

原研では、PWR事故最適予測コードREFLA/TRACの整備を進めている。REFLA/TRACコードは、大型再冠水効果実証試験等の再冠水研究の成果を活かした最適予測コードであり、PWRの安全評価解析コード等の検定用及び事故解析や事故シミュレーションに用いることを目的としている。REFLA/TRACコードは、米国の原子炉過渡解析三次元コードTRAC-PF1/MOD1<sup>(1)</sup>をコードの骨組として、可能な限り物理的に忠実に現象を記述したモデルを組み込むことで、将来のECCS等の設計変更に対応できる様にすることをめざしている。

本報告書は、REFLA/TRACコード整備の一環として実施した再冠水モデルの改良に関する結果をまとめたものである。

筆者は、再冠水現象に対するTRAC-PF1の予測性能を把握するために、大型再冠水円筒第1次炉心基準試験に対する試験後解析を行った<sup>(2)</sup>。解析は、試験装置の炉心部と上部プレナムのみをとりだし、測定された炉心入口流量、入口水温、炉心出力及び上部プレナム圧力を境界条件として与えて行った。このような解析の実施により、システム解析でみられるような炉心出入口条件の差異による炉心内熱水力挙動の違いを除外でき、炉心部の熱水力モデルを分離して評価することができた。

解析の結果、(1)TRACコードにより、炉心下部の被覆管温度履歴は良好に予測される反面、炉心上部での被覆管温度履歴の一致は必ずしも十分でないこと、(2)壁面熱伝達率の相関式がボイド率の関数として与えられているものの、ボイド率の計算値と実験値の一致が悪いことがわかり、以下のモデル改良の必要なことが明らかとなった。すなわち、(1)炉心内蓄水に関する水力モデル(2)壁面熱伝達モデルである。

原研では、長年に渡り再冠水実験を進めてきている。これらの結果は、再冠水解析コードREFLAに集約化されている<sup>(3)(4)</sup>。そこで、REFLAコードで用いられている再冠水モデルをベースとして、TRACコードの再冠水モデルの改良を行うこととした。

以下第2章において、REFLA/TRACコードに導入した再冠水モデルについて、水力モデルと壁面熱伝達モデルに分けて述べる。また第3章では、再冠水モデルの導入に伴い行ったコード改良について述べる。第4章では、再冠水モデルの導入が正しく行われたかを調べるために行った評価計算結果について述べる。第5章では結論として、本研究の結果をまとめる。

## 2. 再冠水モデルの改良

緒言で述べた様に、原研で開発された再冠水モデルを組込んだREFLAコード<sup>(3)</sup>で用いられたモデルを用いることを改良の基本方針とした。本章では、オリジナルのTRACコードからの変更点を中心に、REFLA/TRACコードに導入した再冠水モデルについて述べる。

改良は、水力モデルと熱伝達モデルの両者に対して行った。水力モデルは炉心内の蓄水挙動に関係するものであり、以下の改良を行った。

- (1) 村尾-井口のボイド率相関式と等価な界面剪断応力モデルの導入
- (2) REFLAコードに用いられている噴霧流モデルの導入

熱伝達モデルは、炉心内の燃料棒表面での伝熱挙動に関するものであり、以下の改良を行った。

- (1) 膜沸騰熱伝達相関式として、村尾-杉本による相関式の導入
- (2) クエンチフロントをトレースするためのクエンチモデルの導入
- (3) 噴霧流領域での熱伝達モデルへのREFLAコードで用いられているモデルの導入

以下2.1節で水力モデルについて、2.2節で熱伝達モデルについて導入したモデルについて略述する。

### 2.1 水力モデルの改良

#### 2.1.1 村尾-井口のボイド率相関式の導入

再冠水期における流動の特徴のひとつは、みかけの蒸気流速が10m/s程度であるのに対して、みかけの水流速が0.1m/s以下と小さいことである。この点に着目し、村尾と井口は、静水中でのバンドル体系の実験から求められたCunningham-Yehによるボイド率相関式を基礎として、再冠水時に適用できるボイド率相関式を提案した<sup>(5)</sup>。

村尾-井口によるボイド率相関式は次式で与えられる。

$$\alpha_{MI} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{j_g + j_l}{\Delta V_{MI}} - \sqrt{1 - 2 \frac{j_g - j_l}{\Delta V_{MI}} + \left( \frac{j_g + j_l}{\Delta V_{MI}} \right)^2} \right] \quad (2.1.1)$$

ここで

$$\Delta V_{MI} = \frac{j_g}{\min(\alpha_{Yeh}, \alpha_{LM})} \quad (2.1.2)$$

$$\alpha_{Yeh} = \min \left[ 0.925 \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.239} \left( \frac{j_g}{V_{bcr}} \right)^a, 1.0 \right] \quad (2.1.3)$$



$$V_{bcr} = 1.53 \left( \frac{\sigma g}{\rho_l} \right)^{\frac{1}{4}}$$

$$a = \begin{cases} 0.47 (j_g \geq V_{bcr}) \\ 0.67 (j_g < V_{bcr}) \end{cases}$$

$$\alpha_{LM}^{-1} = 1 + B \times 0.28 \left( \frac{j_l}{j_g} \right)^{0.64} \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.28} \left( \frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0.07} \quad (2.1.4)$$

である。上式で、(2.1.3)式はCunningham-Yehによるボイド率相関式に相当する関係式である。また(2.1.4)式はButterworthのボイド率相関式を再冠水データにフィットさせるように村尾らが補正係数Bとして3を導入して修正したものである。

REFLA/TRACコードやTRACコードでは、二流体モデルと呼ばれる二相流モデルが採用されている。二流体モデルでは、ボイド率は、気相と液相の力のバランス式である基礎方程式を解いた結果として得られる物理量である。したがって、ボイド率相関式を二流体モデルに導入するためには、(2.1.1)式に何らかの変換を行い気相と液相の間に働く力に関する相関式として表現する必要がある。ここでは、TRAC-BWRコードでの方法を参照し、

(1) 定常状態におけるボイド率の解は、ボイド率相関式による値と一致する。

(2) (1)の定常条件から得られた界面剪断応力相関式は過渡時にも適用できる。

と仮定することにより、村尾-井口のボイド率相関式と等価な界面剪断応力相関式を得、二流体モデルに導入することとした。

定常で相変化を伴わない条件下で、気液両相の運動方程式は、次式であたえられる。すなわち、

$$\alpha \frac{dp}{dx} = -C_i(V_g - V_l)|V_g - V_l| - C_{wg}V_g|V_g| - \alpha\rho_g g, \quad (2.1.5)$$

$$(1-\alpha) \frac{dp}{dx} = C_i(V_g - V_l)|V_g - V_l| - C_{wl}V_l|V_l| - (1-\alpha)\rho_l g, \quad (2.1.6)$$

である。(2.1.5)及び(2.1.6)式から、

$$\frac{dp}{dx} = -\{\alpha\rho_g + (1-\alpha)\rho_l\}g - C_{wg}V_g|V_g| - C_{wl}V_l|V_l|, \quad (2.1.7)$$

$$\begin{aligned} C_i(V_g - V_l)|V_g - V_l| &= \alpha(1-\alpha)(\rho_l - \rho_g)g \\ &\quad - C_{wg}(1-\alpha)V_g|V_g| + C_{wl}\alpha V_l|V_l|, \end{aligned} \quad (2.1.8)$$

が得られる。(2.1.7)式は、圧力勾配が静水頭と壁面摩擦損失の和で与えられることを示す。また(2.1.8)式は界面剪断力が、体積力と壁面剪断力の和とバランスしていることを示す。

(2.1.8)式を以下の様子的に書き表わす。

$$F_i = F_g + F_w, \quad (2.1.9)$$

ここで、

$$\begin{aligned} F_i &= C_i(V_g - V_l)|V_g - V_l|, \\ F_g &= \alpha(1 - \alpha)(\rho_l - \rho_g)g, \\ F_w &= -C_{wg}(1 - \alpha)V_g|V_g| + C_{wl}\alpha V_l|V_l|, \end{aligned}$$

である。 $F_i$ ,  $F_g$ ,  $F_w$ はそれぞれ単位体積あたりの力に対応し、 $N/m^3$ の次元をもっている。

(2.1.9)式を適用することで、ボイド率の相関式を界面剪断応力の相関式に変換することができる。すなわち、(2.1.9)式を変形すると、

$$C_i = \frac{F_g + F_w}{(V_g - V_l)|V_g - V_l|} \quad (2.1.10)$$

が得られる。(2.1.10)式の右辺はボイド率の相関式を用いて計算することができ、等価な $C_i$ を定めることができる。

再冠水時の炉心内の流れは比較的流速が低い。このため、(2.1.10)式の右辺において、壁面剪断力項 $F_w$ は静水頭項 $F_g$ に比べて小さく、無視できる。そこで、村尾-井口のボイド率相関式を組込む際には、 $F_w$ を無視した次式を適用する。

$$C_i = \frac{F_g}{(V_g - V_l)|V_g - V_l|} = \frac{\alpha(1 - \alpha)(\rho_l - \rho_g)g}{(V_g - V_l)|V_g - V_l|} \quad (2.1.11)$$

(2.1.11)式に村尾-井口のボイド率相関式を適用する場合、以下に示す3通りの適用方法が考え得る。

(方法1) ボイド率・速度差とも村尾-井口の相関式による値を用いる。

$$C_{iMI}^{(1)} = \frac{\alpha_{MI}(1 - \alpha_{MI})(\rho_l - \rho_g)g}{\Delta V_{MI}^2} \quad (2.1.12)$$

(方法2) 速度差に対してのみ村尾-井口の相関式による値を用いる。

$$C_{iMI}^{(2)} = \frac{\alpha(1 - \alpha)(\rho_l - \rho_g)g}{\Delta V_{MI}^2} \quad (2.1.13)$$

(方法3) ボイド率に対してのみ村尾-井口の相関式による値を用いる。

$$C_{iMI}^{(3)} = \frac{\alpha_{MI}(1 - \alpha_{MI})(\rho_l - \rho_g)g}{\Delta V_{MI}^2} \quad (2.1.14)$$

いずれの方法によっても、 $\alpha = \alpha_{MI}$  において、(2.1.9)式は満足される。しかしながら、解の一意性や  $\alpha = \alpha_{MI}$  の解の安定性については保証がない。そこで、上述の3方法を適用した時の(2.1.9)式の解の性質について数値実験により検討を行った。

図2.1.1に上述の3方法を適用して、(2.1.9)式の解を求めた結果を示す。計算は、代表的な再冠水試験である円筒炉心試験での典型的な流動条件を参考として、 $p = 0.2\text{MPa}$ 、 $A = 0.259\text{m}^2$ 、 $D_h = 0.01246\text{m}$ 、 $m_T = m_g + m_l = 5\text{kg/s}$ として行った。クオリティ(=  $m_g/m_T$ )をパラメータとし、0%から100%に対し0.1%ごとに(2.1.9)式の解を求めた。壁面剪断応力係数  $C_{wg}$  と  $C_{wl}$  はTRAC-PF1コードの相関式を用いて算定した。(2.1.9)式の解を求めるにあたり、ボイド率  $\alpha$  を仮定した2分法を用いて、 $F_i - (F_w + F_g)$  が  $1\text{N/m}^3$  以下になるボイド率を求めた。2分法に用いるボイド率の初期値としては0.0001と  $\alpha_{\text{homogeneous}}$  (均質流モデルによるボイド率)を用いた。

図2.1.1をみると、方法2を用いた時には、村尾-井口のボイド率相関式から直接算出したボイド率(丸印)と一致した解がすべての範囲で得られている。これに対し、方法1では、ボイド率が0.75以上において、方法3ではボイド率が0.5以上において村尾-井口のボイド率相関式による値とは異なった値が解として得られた。方法1または方法3によりボイド率相関式を界面剪断応力相関式に変換すると、(2.1.9)式の解として、ボイド率相関式による値とは異なる解が得られることを示している。

図2.1.1においてクオリティが0.6の場合に相当する条件( $m_g = 3\text{kg/s}$ 、 $m_l = 2\text{kg/s}$ )での  $F_i$ 、 $F_w$ 、 $F_g$  のボイド率依存性を図2.1.2に示す。図2.1.2において横軸はボイド率を示す。 $C_i$  の値はそれぞれ(2.1.12)から(2.1.14)式により求めた。定常状態でのボイド率は、(2.1.9)式を満足している。したがって、定常解は、図2.1.2において、 $F_i$  と  $(F_w + F_g)$  の曲線の交点または  $F_i - (F_w + F_g)$  がゼロとなる点として与えられる。

図2.1.2のA点におけるボイド率は0.923であり、村尾-井口のボイド相関式による値と等しい。方法1、方法2、方法3のいずれの方法によってもA点が  $F_i$  と  $(F_w + F_g)$  の曲線の交点となっており、(2.1.9)式は満足されている。

方法1による場合、ボイド率0.5付近にもう一つの交点  $B_1$  が得られている。また方法3による場合ではボイド率0.1付近にもう一つの交点  $B_3$  が得られている。実際図2.1.1でクオリティ0.6に対する方法1と方法3の解は、交点  $B_1$  と  $B_3$  に対応している。この結果は、方法1または方法3では、 $\alpha = \alpha_{MI}$  以外のボイド率において定常解が得られることを示しており、方法1または方法3がボイド率相関式を界面剪断応力相関式に変換する方法としては不適切であることを物語っている。

図2.1.2は、ボイド率変動に対する定常解の安定性も示している。方法1では、点  $B_1$  と点Aが(2.1.9)式の解に相当している。それぞれの解に対してボイド率の微小変動  $\delta\alpha (> 0)$  を想定する。点  $B_1$  において、 $\alpha = \alpha_{B1} - \delta\alpha$  の点では  $F_i - (F_w + F_g) > 0$  である。すなわち  $F_i > F_w + F_g$  である。このような状況では、界面剪断力が重力よりも大きいため、水は上方にキャリーオーバーされ、ボイド率は増加する傾向にあると考えられる。逆に  $\alpha = \alpha_{B1} + \delta\alpha$  の点では  $F_i - (F_w + F_g) < 0$  であり、ボイド率は減少する傾向にあると考えられる。したがって点  $B_1$  はボイド率の微小変動に対して安定であると考えられる。

一方、方法1で解を求める場合、 $\alpha = \alpha_A - \delta\alpha$  において  $F_i < (F_w + F_g)$  である。また  $\alpha = \alpha_A + \delta\alpha$  において、 $F_i > (F_w + F_g)$  である。したがって方法1をとる場合、点Aの解は微小変動を拡大してボイド率は $\alpha_A$ から遠ざかる傾向にあると考えられる。すなわち、ボイド率 $\alpha$ が $\alpha_A$ より小さい場合には、A点から離れて定常解は $B_L$ 点となる。またボイド率 $\alpha$ が $\alpha_A$ よりも大きい場合には、ボイド率は逸走して1に近づくものと考えられる。このような挙動は過渡計算時において現われると考えられる。したがって方法1または方法3により変換を行った場合には、A点は解として得られず、履歴によって $B_L$ または $B_g$ もしくは1に近い値が計算されることが考えられる。この意味でも、方法1と方法3はボイド率相関式を界面剪断応力相関式に変換する方法として不適切である。

方法2による場合、(2.1.9)式の解としてA点のみが得られている。また $\alpha = \alpha_A - \delta\alpha$  に対して  $F_i > (F_w + F_g)$  であり、 $\alpha = \alpha_A + \delta\alpha$  に対して  $F_i < (F_w + F_g)$  であり、解Aはボイド率の微小変動に対して安定である。

図2.1.3に、TRAC-PF1コード内に、方法1(すなわち(2.1.12)式)または方法2(すなわち(2.1.13)式)により村尾-井口のボイド率相関式を組込んで行った計算例を示す。計算は、一様発熱の条件(線出力密度0.599kW/m)で、一定冠水速度4cm/sとして行った。初期には蒸気のみであるとして、炉心内のボイド分布が一定となるまで計算を行い、最終的に得られた結果を定常解とみなした。方法2では村尾-井口のボイド率相関式による計算値と一致した結果が得られているのに対し、方法1ではボイド率0.5以上の範囲で1に近い高いボイド率が得られた。方法1で高いボイド率に逸走したのは、前述の解の安定性の問題のためと考えられる。

あらゆる条件に対して方法2が安定な解を与えるかについてさらに検討を必要とするが、再冠水の典型的な条件に対して方法2が有意で安定な解を与えたことから、ボイド率相関式から界面剪断応力係数への変換方法として、方法2(すなわち(2.1.13)式)を用いることとした。

## 2.1.2 REFLAコード噴霧流モデルの導入

噴霧流領域に対して、その流動モデルとしてREFLAコードの噴霧流モデルを導入した。噴霧流モデルの詳細については、REFLAコードのマニュアル<sup>(3)</sup>または村尾による参考文献(4)に記述されているので、ここではその取扱いの概要についてのみ記述する。

液滴は球形であり、終端速度で運動すると仮定する。この時、液滴について力のバランスを考えると、

$$\frac{\pi}{6} D_p^3 \cdot \rho_l \cdot g = \frac{\pi}{4} D_p^2 C_D \frac{1}{2} \rho_g \Delta V^2 \quad (2.1.15)$$

の関係が成り立つ。ここで抵抗係数  $C_D$  は剛体球の抵抗係数を近似した次式を用いる。

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re} & (Re < 2) \\ 17.54 Re^{-0.5473} & (2 < Re < 1000) \\ 0.4 & (1000 < Re) \end{cases} \quad (2.1.16)$$

ここで

$$\text{Re} = \frac{\rho_g D_p \Delta V}{\mu_g} \quad (2.1.17)$$

である。図2.1.4に(2.1.16)式により求めた $C_D$ の値を示した。接続点( $\text{Re} = 2$ または $1000$ )において大きな不連続なしに接続している。また各式のなかで最大値を与える式が用いられていることがわかる。

(2.1.15)から(2.1.17)式において、物性値と相対速度 $\Delta V$ が既知であるとする、未知量は $D_p$ 、 $C_D$ 及び $\text{Re}$ の3変数である。(2.1.15)、(2.1.16)、(2.1.17)式を、連立させて $D_p$ について解いた結果として

$$D_p = \begin{cases} D_1 & (\text{Re} < 2) \\ D_2 & (2 < \text{Re} < 1000) \\ D_3 & (1000 < \text{Re}) \end{cases} \quad (2.1.18)$$

が得られる。ここで

$$D_1 = \sqrt{\frac{18\mu_g \Delta V}{\rho_l \cdot g}} \quad (2.1.19)$$

$$D_2 = 5.28754 \left( \frac{\mu_g}{\rho_g} \right)^{0.35371} \left( \frac{\rho_g}{\rho_l \cdot g} \right)^{0.646287} \Delta V^{0.93886} \quad (2.1.20)$$

$$D_3 = \frac{0.3\rho_g \Delta V^2}{\rho_l \cdot g} \quad (2.1.21)$$

である。

(2.1.18)式には、 $D_p$ を含む変数 $\text{Re}$ による場合分けが含まれている。したがって、このままの形では反復計算を行う必要がある。(2.1.15)式を変形すると、

$$D_p = \frac{3}{4} \frac{\rho_g \Delta V^2}{\rho_l g} C_D$$

が得られる。上式は、液滴径 $D_p$ は抵抗係数 $C_D$ に比例することを示している。図2.1.4に示した様に、 $C_D$ としては3式のなかで最大となるものが各領域で選択されている。したがって、 $D_p$ についても計算された最大値をとることが、 $\text{Re}$ による場合分けを行うことと等価と考えられる。すなわち、

$$D_p = \max(D_1, D_2, D_3) \quad (2.1.22)$$

により $D_p$ を定めれば、反復計算を行わずに $\text{Re}$ に対する場合分けを行える。

以上の考察では、液滴の存在を無条件に仮定している。しかしながら、実際に液滴が生成されるためにはある臨界速度以上のスリップ速度が気液間に存在する必要がある。以下にその条件につい

て示す。液滴に対して、液滴径を導出した際と同様に、球形であること、終端速度で運動していることを仮定する。また、抵抗係数は(2.1.16)式で与えられるものとする。したがって液滴が生成される時の限界スリップ速度を $\Delta V_{\text{crit}}$ とすると、 $\Delta V_{\text{crit}}$ に対しても以下の関係が成り立つ。すなわち、

$$\frac{\pi}{6} D_{\text{p crit}}^3 \rho_1 \cdot g = \frac{\pi}{4} D_{\text{p crit}}^2 C_{\text{D crit}} \frac{1}{2} \rho_g \Delta V_{\text{crit}}^2 \quad (2.1.23)$$

$$C_{\text{D crit}} = \begin{cases} 24 & (\text{Re}_{\text{crit}} < 2) \\ \frac{17.54 \text{Re}_{\text{crit}}^{-0.5473}}{\text{Re}_{\text{crit}}} & (2 < \text{Re}_{\text{crit}} < 1000) \\ 0.4 & (1000 < \text{Re}_{\text{crit}}) \end{cases} \quad (2.1.24)$$

$$\text{Re}_{\text{crit}} = \frac{\rho_g D_{\text{p crit}} \Delta V_{\text{crit}}}{\mu_g} \quad (2.1.25)$$

である。また、液滴生成の限界点における液滴径は臨界ウェーバ数を用いて、

$$D_{\text{p crit}} = \frac{\text{We} \cdot \sigma}{\rho_g \Delta V_{\text{crit}}^2} \quad (2.1.26)$$

で与えられると仮定する。

(2.1.23) から (2.1.26) 式において、物性値が既知であるとする、未知量は、 $D_{\text{p crit}}$ ,  $C_{\text{D crit}}$ ,  $\Delta V_{\text{crit}}$ ,  $\text{Re}_{\text{crit}}$  の4変数である。(2.1.23) から (2.1.26) 式を連立させて、 $\Delta V_{\text{crit}}$  について解いた結果、

$$\Delta V_{\text{crit}} = \begin{cases} \Delta V_1 & (\text{Re}_{\text{crit}} < 2) \\ \Delta V_2 & (2 < \text{Re}_{\text{crit}} < 1000) \\ \Delta V_3 & (1000 < \text{Re}_{\text{crit}}) \end{cases} \quad (2.1.27)$$

ここで

$$\Delta V_1 = \left( \frac{\text{We}^2 \sigma^2 g \rho_1}{18 \mu_g \rho_g^2} \right)^{0.20} \quad (2.1.28)$$

$$\Delta V_2 = \frac{0.56728 (\rho_1 \cdot g)^{0.22} (\text{We} \cdot \sigma)^{0.3404}}{\left( \frac{\mu_g}{\rho_g} \right)^{0.1204} \rho_g^{0.5603}} \quad (2.1.29)$$

$$\Delta V_3 = 1.3512 \left( \frac{\text{We} \cdot \sigma \cdot g \rho_1}{\rho_g^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.1.30)$$

が得られる。FLECHT Low flooding実験の解析に基づき

$$We = 0.1 \quad (2.1.31)$$

をREFLAコードで用いている。

原研の小型再冠水実験では、平均的な径の液滴に先行して小さな径の液滴がキャリーオーバーされることが観察された。そのような効果を含めるためには、液滴径分布を考慮しての詳細なモデル化が必要であるが、二流体モデルやドリフトフラックスモデルでは厳密に取扱うことはできない。村尾らは(2.1.27)式で求めた $\Delta V_{crit}$ の0.1倍を用いることで、上述の効果を含めることを提案している。すなわち

$$\Delta V_{min} = 0.1\Delta V_{crit} \quad (2.1.32)$$

を、液滴発生のための限界スリップ速度としている。

(2.1.27)式において、右辺にはReによる場合分けが行われている。(2.1.23)式と(2.1.26)式を整理すると、

$$\Delta V_{crit}^4 = \frac{4 \cdot \rho_l \cdot g \cdot We \cdot \sigma}{3\rho_g^2} \cdot \frac{1}{C_{Dcrit}} \quad (2.1.33)$$

の関係にある。前述のように、Reによる場合分けは(2.1.16)式の右辺3式のなかでの最大値をとることと等価である。したがって(2.1.27)式では、Reによる場合分けは $C_D$ の最大値、すなわち $\Delta V_{crit}$ の最小値をとることと等価である。すなわち、

$$\Delta V_{crit} = \min(\Delta V_1, \Delta V_2, \Delta V_3) \quad (2.1.34)$$

により、Reによる場合分けを置きかえることができる。

以上がREFLAコードの流動に対する噴霧流モデルの概要である。このモデルをTRACコードに組込む際以下のようにした。

- (1) 噴霧流モデルは未クエンチ領域に対してのみ適用する。
- (2) 噴霧流モデルを適用する際、液相はすべて液滴であると仮定する。すなわち、

$$F_i = \frac{3(1-\alpha)}{4D_p} C_D \rho_g (V_g - V_l) |V_g - V_l| \quad (2.1.35)$$

として、界面剪断応力を求める。この時、液滴径 $D_p$ は(2.1.18)式により、抵抗係数 $C_D$ は(2.1.16)式によりそれぞれ求めた。

- (3) 気相と液相の速度差 $\Delta V$ は、(2.1.32)式で求めた。 $\Delta V_{min}$ よりも小さい時、液滴は発生しないと考えた。すなわち噴霧流モデルは $\Delta V$ が $\Delta V_{min}$ 以上の場合に対してのみ適用した。

### 2.1.3 TRACオリジナルモデルとの接合

前節までに改良再冠水モデルの水力関係のモデルについて述べた。これらのモデルは、PWRの15×15型燃料集合体形状における再冠水試験結果に基づき開発されたものである。したがってこの水力モデルを適用する上では少なくとも以下の条件が満足されている必要がある。

- (1) バンドル形状であること。

(2) 液のみかけ流速が十分に低い範囲にあること。

そこで、改良水力モデルを適用する場合の条件として、

(1) COREコンポーネントまたはVESSELコンポーネントの発熱部分であること、

(2) 液のみかけ流速が30cm/s以下であること。

を適用条件として組込むこととした。このうち(2)の条件については、TRACオリジナルモデルとの間での滑らかな移り変わりを実現させるために、液のみかけ流速が30cm/sから100cm/sの範囲については、改良水力モデルの値とTRACオリジナルモデルの値とを内挿して求めることとした。

村尾一井口によるボイド率相関式による領域と噴霧流領域については、気液の速度差 $\Delta V$ を用いてその適用範囲をわけた。村尾一井口によるボイド率相関式によるようにたくさんの蓄水がある場合、気液の速度差 $\Delta V$ は大きい。これに対して、噴霧流領域にある場合には、気液の速度差 $\Delta V$ は小さいと考えることができる。今、気液のみかけ流速 $j_g$ と $j_l$ がそれぞれ既知であるとする。この時、村尾一井口ボイド率相関式によるボイド率 $\alpha_{MI}$ は(2.1.1)式により、気液の速度差 $\Delta V_{MI}$ は(2.1.2)式により与えられる。一方、流れが噴霧流であると仮定すると、気液の速度差 $\Delta V_d$ は(2.1.27)式により与えられる。この時のボイド率 $\alpha_d$ は、 $\Delta V_d$ を用いて、

$$\alpha_d = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{j_g + j_l}{\Delta V_d} - \sqrt{1 - 2 \frac{j_g - j_l}{\Delta V_d} + \left( \frac{j_g + j_l}{\Delta V_d} \right)^2} \right] \quad (2.1.36)$$

で与えられる。この気液の速度差 $\Delta V_{MI}$ 並びに $\Delta V_d$ を計算で得られている $\Delta V$ と比較することにより、村尾一井口によるボイド率相関式による領域と噴霧流領域による領域とを分けた。すなわち以下の判定基準により各相関式を適用した。

$$\begin{cases} \Delta V \leq \Delta V_d & : \text{噴霧流領域} \\ \Delta V_d < \Delta V < \Delta V_{MI} & : \text{村尾一井口ボイド率相関式による領域の値と噴霧流領域の値を} \\ & \text{内挿する領域} \\ \Delta V_{MI} \leq \Delta V & : \text{村尾一井口ボイド率相関式による領域} \end{cases}$$

コーディング上では、 $\Delta V$ のかわりにボイド率 $\alpha$ を用いている。すなわち、上述の条件をボイド率 $\alpha$ により表わした下記の条件を用いる。

$$\begin{cases} \alpha_d \leq \alpha & : \text{噴霧流領域} \\ \alpha_{MI} < \alpha < \alpha_d & : \text{内挿領域} \\ \alpha \leq \alpha_{MI} & : \text{村尾一井口ボイド率相関式による領域} \end{cases}$$

による。

内挿領域では、次式により界面剪断応力を求めた。

$$C_i = (1 - W)C_{iMI} + WC_{id} \quad (2.1.37)$$

ここで、

$$W = \frac{\alpha^* - \alpha_{MI}}{\alpha_d - \alpha_{MI}} \quad (\text{ただし } 0 \leq W \leq 1) \quad (2.1.38)$$



$$\alpha^* = \alpha + \frac{d\alpha}{dt} \cdot \Delta t \quad (2.1.39)$$

$$\frac{-d\alpha}{dt} = \min\left\{\frac{1}{\tau_C}(\alpha - \alpha_{MI}), C_{1j1}\right\} \quad (2.1.40)$$

$$\tau_C = 15.8s, C_1 = 2.0m^{-1} \quad (2.1.41)$$

である。(2.1.39) から (2.1.41) 式は、村尾らにより提唱されている炉心蓄水に関する緩和モデルを参考にして導入した<sup>(3), (4), (5)</sup>。

## 2.2 熱伝達モデルの改良

### 2.2.1 膜沸騰熱伝達相関式の改良

図 2.2.1 に、水力モデルとして村尾-井口のボイド率相関式相当の界面剪断応力モデルを導入し、熱伝達モデルとしてオリジナルのTRACコードの相関式を用いて行った解析の例を示す。村尾-井口のボイド率相関式相当の界面剪断応力モデルの導入により、実験結果と対応のとれたボイド率が得られている。一方被覆管温度については、改良版では実験よりも早期に冷却を生じ、オリジナルのTRACコードよりも実験結果との一致は悪くなった。従来のTRACコードによる解析では実験結果に比べて高いボイド率に対して膜沸騰熱伝達相関式が適用され、実験結果と比較的一致した被覆管温度が計算された。水力モデルの改良により実験結果と同程度の蓄水が計算されたため、冷却が過大評価されるようになったと考えられる。この結果は、熱伝達モデルの改良も必要なことを示している。

再冠水時の炉心冷却を考える上で最も重要な熱伝達領域は膜沸騰熱伝達領域である。熱伝達モデルの改良の第1番目として、膜沸騰熱伝達相関式を、村尾-杉本の相関式<sup>(6)</sup>に改めることとした。

クエンチフロント上方の膜沸騰領域の熱伝達相関式として、村尾と杉本は以下の式を導いた。

$$h = 0.94 \left[ \frac{k_g^3 \rho_g \mu_g h_{fg} g}{L_q \mu_g (T_W - T_{sat})} \right]^{\frac{1}{4}} (1 - \alpha)^{\frac{1}{4}} + \frac{E \cdot \sigma (1 - \alpha)^{\frac{1}{2}} (T_W^4 - T_{sat}^4)}{(T_W - T_{sat})} \quad (2.2.1)$$

ここで、 $k_g$ ,  $\rho_g$ ,  $\mu_g$  はそれぞれ蒸気の熱伝導率、密度及び粘性係数を表わす。蒸気の物性値は膜温度すなわち  $T_g = (T_W + T_{sat})/2$  に対して求める。 $\rho_l$  は水の密度を、 $h_{fg}$  は蒸発潜熱を、 $g$  は重力加速度をそれぞれ示す。また  $L_q$  はクエンチ点からの距離を、 $T_W$  と  $T_{sat}$  はそれぞれ被覆管表面温度と飽和温度を示している。第2項は放射による成分を示し、 $E$  は放射率を  $\sigma$  はステファン・ボルツマン定数である。また  $\alpha$  はボイド率を示している。

村尾-杉本による相関式は、冠水速度 2cm/s から 10cm/s の範囲で実験値と ±30% の範囲で一致すると報告されている。大貫らは冠水速度として 2cm/s から 30cm/s の範囲で再冠水試験を実施し、村尾-杉本による相関式の拡張性について検討した<sup>(7)</sup>。その結果大貫らは冠水速度の高い範囲では村尾-杉本による相関式では熱伝達率が過小評価されることを見出した。

大貫らは、村尾-杉本による相関式に次式で定義される補正係数  $f$  を導入し、 $f$  に対する実験式として次式を提案した。

$$h = f h_{\text{con}} + h_r \quad (2.2.2)$$

$$f = 3.79j_1 + 0.94 \quad (0.01 \leq j_1 < 0.3) \quad (2.2.3)$$

である。ここで  $h_{\text{con}}$  は (2.2.1) 式に示した村尾-杉本の相関式の第 1 項を、 $h_r$  は第 2 項をそれぞれ表わしている。大貫らは補正係数の導入により、冠水速度が 2cm/s から 30cm/s の範囲で ±25% の範囲で熱伝達率を予測できると報告している。

膜沸騰熱伝達相関式としては、村尾-杉本による相関式に大貫らによる補正を考慮して TRAC コードに組込んだ。組込みにあたり、数値計算上の問題点に対処するためいくつかの修正を行ったので以下にその概要を記す。

- (1) クエンチ点からの距離  $L_q$  が 0 に近づくと、村尾-杉本による相関式では無限大の熱伝達率が計算される。この困難を防ぐため、熱流束の上限値  $\phi_0$  を設定し、それ以上となる区間については  $\phi_0$  で熱流束をカットした。
- (2) 村尾-杉本による相関式を熱伝導計算のメッシュ点に適用する場合、このメッシュ内での平均の熱伝達率を定義する必要がある。オリジナルの TRAC コードではこの平均の熱伝達率として、熱伝達計算メッシュの代表点での熱伝達率を採用していた。この方法を村尾-杉本による相関式に適用する場合、この式が  $L_q^{-1}$  という依存性を有するために、特にクエンチ点の近くで評価誤差が大きくなると考えられる。この誤差を小さくするために、 $L_q$  について平均熱伝達率を、

$$\bar{h} = \frac{1}{Z_{\text{up}} - Z_{\text{down}}} \int_{Z_{\text{down}}}^{Z_{\text{up}}} h(L_q) dZ \quad (2.2.4)$$

により求め、そのメッシュでの熱伝達率としている。ここで、 $L_q$  はクエンチ点からの距離 (=  $Z - Z_q$ ) を、 $Z_{\text{up}}$ 、 $Z_{\text{down}}$  はそれぞれ熱伝達計算メッシュの上端及び下端の点である。

## 2.2.2 クエンチモデルの導入

前節に述べた膜沸騰熱伝達相関式にはクエンチ点からの距離  $L_q$  が含まれている。しかしながらオリジナルの TRAC コードにはクエンチ点の概念は陽には含まれておらず、そのままでは  $L_q$  を計算できなかった。そこで、新たにクエンチモデルを導入し、クエンチ点を定義し、クエンチ点からの距離を求めるように改めた。

### (a) クエンチ速度相関式による方法

クエンチモデルとしては、REFLAコードのクエンチモデル<sup>(4), (5), (8)</sup>を導入した。REFLAコードでは、村尾によるクエンチ速度相関式<sup>(8)</sup>を用いて、クエンチ点の位置を求めている。すなわち

$$\frac{dZ_q}{dt} = U_q \quad (2.2.5)$$

を時間積分することで、クエンチ点位置 $Z_q$ を求めている。

クエンチ点近傍では狭い領域で急激な温度変化がある。例えば、ステンレス被覆管でクエンチ速度が1 cm/sの場合、軸方向長さ0.42mmの区間で、被覆管温度は600Kから400K程度まで変化する。この温度分布を追跡するためには0.1mm程度もしくはそれ以下に詳細に分割して扱う必要がある。クエンチ速度相関式を用いる取扱いでは、クエンチ点近傍での温度分布は解析的に考慮されているので、詳細な温度分布解析を行わなくても精度のよい解を得ることが期待できる。したがって、計算の効率が向上するものと期待される。

クエンチ速度相関式としては村尾による相関式を用いた。村尾は、壁温が均質核生成温度 $T_M$ よりも低い場合でも膜沸騰が維持されることに着目し、低温でのクエンチ現象にも適用できるクエンチ速度相関式を提案している。彼は、膜沸騰が維持される最小温度 $T_{min}$ として二種類が存在し、クエンチ温度により二種類の $T_{min}$ の間で確率的にクエンチが起こるとした。彼はこの考えをクエンチ速度の相関式に取り入れて、次の相関式を提唱している：

$$U_q^{-1} = fU_H^{-1} + (1-f)U_L^{-1} \quad (2.2.6)$$

ここで

$$U_H^{-1} = \frac{C_p \cdot \rho (T_q - T_M)}{(6.77 \cdot p + 3.50 \times 10^5)(1 + 2.778 \times 10^{-5} \Delta T_{sub}^3)} \quad (2.2.7)$$

$$U_L^{-1} = \frac{C_p \cdot \rho (T_q - T_m)}{(6.77 \cdot p + 3.50 \times 10^5)(1 + 2.778 \times 10^{-5} \Delta T_{sub}^3)} \quad (2.2.8)$$

である。(2.2.6)式において、第1項が高温クエンチの成分であり、第2項が低温のクエンチの成分を与える。すなわち、クエンチは $T_M$ と $T_m$ のいずれかの温度で確率的に生じていると考える。その確率的分布にあたる係数が(2.2.6)式中の $f$ に対応している。 $f$ としては、次式が用いられている。

$$f = \begin{cases} 0 & (T_q \leq T_m) \\ \frac{T_q - T_m}{T_R - T_m} & (T_m < T_q < T_R) \\ 1 & (T_R \leq T_q) \end{cases} \quad (2.2.9)$$

(2.2.7)、(2.2.8)式に用いられている $T_m$ 及び $T_M$ は最小安定膜沸騰温度であり、

$$T_M = 594.21 + 2.417 \times 10^{-6} p \quad (2.2.10)$$

$$T_m = \min(480 + 8 \times 10^{-5} p, T_M) \quad (2.2.11)$$

で与えられる。両者を比較すると  $T_M$  は  $T_m$  よりも高い温度である。物理的には  $T_M$  は均質核生成温度に対応している。また  $T_m$  はいわゆる最小膜沸騰温度であり、水力的な限界温度に対応している。

また重み係数  $f$  の中に含まれる  $T_R$  は接触温度であり、

$$T_R = T_M + \sqrt{\frac{(C_p \cdot \rho \cdot k)_l}{(C_p \cdot \rho \cdot k)_w}} \cdot (T_M - T_l) \quad (2.2.12)$$

で与えられる。

$T_q$  はみかけのクエンチ温度であり、みかけ上被覆管温度が急低下を始める温度である。この点をみかけのクエンチフロントと呼ぶことにする。これに対して被覆管表面温度が  $T_{\min}$  に等しい点を真のクエンチフロントと呼ぶことにする。計算コードに導入するにあたり、真のクエンチフロントの 1 cm 上方での点をみかけのクエンチフロントとした。これは 1 cm 上方ではクエンチに伴う急激な温度低下がなく、みかけのクエンチ温度に近いからである。

#### (b) 壁温から判定する方法

クエンチ点の位置は、壁温が最小安定膜沸騰温度となる点として定義することもできる。すなわち、

$$T_w = T_{\min} \quad (2.2.13)$$

となる点をトレースすることでクエンチ点の追跡を行う方法である。

再冠水解析で多くの場合、クエンチ点の進行速度は 5 mm/s 程度であり、熱伝導計算の軸方向メッシュ幅は数 mm 程度である。クエンチ点の位置を精度よくかつ安定に決定するため、クエンチ点近傍での表面温度の軸方向プロファイルを 3 次式で内挿し、 $T_w = T_{\min}$  となる位置を求めることとした。

具体的には、次の方法でクエンチ点の位置を求めた。 $(Z_i, T_i)$  をそれぞれ熱伝導計算のメッシュ点の高さ及び表面温度とする。まず、 $T_q < T_{\min} < T_{q+1}$  となるメッシュ点  $q$  を見つける。次に  $(Z_{q-1}, T_{q-1})$ ,  $(Z_q, T_q)$ ,  $(Z_{q+1}, T_{q+1})$  及び  $(Z_{q+2}, T_{q+2})$  を用いてラグランジュ補間によりクエンチ点近傍での温度プロファイルを生成する。

温度プロファイル  $T(Z)$  は、

$$T(Z) = T_{q-1} \frac{(Z - Z_q)(Z - Z_{q+1})(Z - Z_{q+2})}{(Z_{q-1} - Z_q)(Z_{q-1} - Z_{q+1})(Z_{q-1} - Z_{q+2})} \\ + T_q \frac{(Z - Z_{q-1})(Z - Z_{q+1})(Z - Z_{q+2})}{(Z_q - Z_{q-1})(Z_q - Z_{q+1})(Z_q - Z_{q+2})}$$

$$\begin{aligned}
& +T_{q+1} \frac{(Z-Z_{q-1})(Z-Z_q)(Z-Z_{q+2})}{(Z_{q+1}-Z_{q-1})(Z_{q+1}-Z_q)(Z_{q+1}-Z_{q+2})} \\
& +T_{q+2} \frac{(Z-Z_{q-1})(Z-Z_q)(Z-Z_{q+1})}{(Z_{q+2}-Z_{q-1})(Z_{q+2}-Z_q)(Z_{q+2}-Z_{q+1})}
\end{aligned} \tag{2.2.14}$$

で与えられる。この式を用いて、ニュートン法により

$$T(Z_q) = T_{\min} \tag{2.2.15}$$

となる $Z_q$ を求め、クエンチ高さとする。

この方法を適用する場合には、クエンチ点近傍の温度分布を詳細に解く必要があるため、熱伝導計算のためのメッシュ幅を細かくする必要がある。このためクエンチ速度相関式を用いる場合に比べて、計算効率は悪くなる。一方、クエンチ点を定義するためのロジックが単純であるために、再冠水時とドライアウト時とを特に区別しなくて扱える利点がある。

クエンチ点を判定するのに、最小安定膜沸騰温度を用いるが、従来のTRACコードでは均質核生成温度に対応する $T_M$ のみで扱われており、クエンチ速度相関式での取扱いと明らかに異なっている。

村尾は、クエンチフロントで放出される熱流束を $\phi_{\text{eff}}$ とすると、熱流束に相当する燃料棒の保有エネルギーが軸方向の熱伝導により放出されることによりクエンチが進行するとして、クエンチ速度相関式を導いた。即ち、

$$\phi_{\text{eff}} = C_p \rho (T_q - T_{\min}) U_q \tag{2.2.16}$$

から、 $U_q$ を求めた。村尾のクエンチ速度相関式(2.2.6)を変形すると次式が得られる。

$$U_q^{-1} = \frac{C_p \rho (T_q - \{fT_M + (1-f)T_m\})}{(6.77p + 3.50 \times 10^5)(1 + 2.778 \times 10^5 \Delta T_{\text{sub}}^3)} \tag{2.2.17}$$

上式の分母は $\phi_{\text{eff}}$ に対応する量である。(2.2.16)式と(2.2.17)式を形式的に比較すると、

$$T_{\min} = fT_M + (1-f)T_m \tag{2.2.18}$$

の関係がある。この式による $T_{\min}$ は、 $T_M$ と $T_m$ の中間の値を与えている。このことは中間の値の $T_{\min}$ が存在することを意味してはいない。物理的にはクエンチは $T_M$ と $T_m$ のいずれかの温度で確率的に生じていると考える。その確率分布にあたる係数が $f$ に対応する。上記の $T_{\min}$ の相関式を、形式的な同一性を維持するためにTRACコードに組込むこととした。その物理的な妥当性について、さらに詳細に検討する必要がある。

### (c) クエンチモデルの選択ロジック

クエンチモデルについては、NAMELIST変数を用いてオプションとして選択できるようにすることとした。

クエンチモデル選択のためにNQNCHとNTMINの2変数を導入する。NQNCHはクエンチ点の定義方法を指定する入力変数とし、

$$NQNCH = \begin{cases} 0 : \text{クエンチのトレースを行わない (オリジナルTRACコード相当)} \\ 1 : \text{壁温から判定する方法を用いる (前述(b)参照)。} \\ 2 : \text{クエンチ速度相関式による方法を用いる (前述(a)参照)。} \end{cases}$$

とする。

NTMIM は最小安定膜沸騰温度 $T_{\min}$ の相関式を指定する入力変数とし、

$$NTMIM = \begin{cases} 0 : \text{TRACオリジナル最小安定膜沸騰温度の相関式を用いる。} \\ 1 : \text{(2.2.10) 式を用いる。} \\ 2 : \text{(2.2.11) 式を用いる。} \\ 3 : \text{(2.2.18) 式を用いる。} \end{cases}$$

とする。

改良再冠水モデルを用いる場合、標準的な組合せは $NQNCH=2$ 、 $NTMIN=3$ とする必要がある。 $NQNCH=1$ 、 $NTMIN=3$ とすれば類似の結果が得られるが、ファインメッシュ計算のノードの大きさとして $1\text{ mm}$ 程度を用いると $NQNCH=2$ の時よりもクエンチ時間の遅れる傾向にある。これは、クエンチ点近傍での急激な温度低下が大きなノードのために平滑化されているためと思われる。ノードの大きさとして、半径方向、軸方向とも $1\ \mu\text{m}$ 程度として、 $NQNCH=1$ として計算すれば、 $NQNCH=2$ の場合と一致した計算結果が得られるものと思われる。

また $NQNCH=2$ を用いてボイルオフ実験の解析を行ったところ、クエンチ点は一方向に前進して、未クエンチ領域の拡大が計算されなかった。一方 $NQNCH=1$ としてボイルオフ実験の解析を行う場合にはクエンチ点の後退を計算できた。そこで、 $NQNCH=2$ の場合については、 $NQNCH=1$ のロジックで求めたクエンチ点との差がある値 $Z_{\min}$ 以上離れる場合には $NQNCH=1$ のロジックで求めた点にリセットするロジックを追加することとした。 $Z_{\min}$ として、現在のバージョンでは $1\text{ cm}$ を用いている。

### 2.2.3 噴霧流領域熱伝達モデルの改良

噴霧流領域について、熱伝達モデルに対してもREFLAコードの噴霧流モデルでの取扱いと同様のモデルをTRACコードに導入した。噴霧流モデルの詳細については REFLAコードのマニュアルまたは村尾による参考文献(4)、(5)に記述されている。ここではその取扱いの概要について記述する。

REFLAコードの噴霧流に対する熱伝達モデルでは、いわゆるtwo-step modelが用いられている。すなわち、流体による壁の冷却形態として、

- (1) 蒸気の強制対流による壁の冷却
- (2) 壁から液滴への放射による冷却
- (3) 蒸気と液滴の間の熱交換による蒸気過熱度の減少と液滴の蒸発

が考慮される。

オリジナルのTRACコードでは噴霧流領域に対する熱伝達相関式としてForslund-Rohsenow の熱伝達相関式が用いられた。この部分を REFLAコードの噴霧流に対する熱伝達モデルに置きかえた。また気液界面熱伝達係数の環状噴霧流領域の相関式を一部 REFLAコードで用いている相関式と置きか

えた。

噴霧流に対する熱伝達率は次式により求めた。液相側の熱伝達率は壁から液滴の放射を考え、

$$hw_{IDP} = \frac{E\sigma(T_w^4 - T_{sat}^4)}{(T_w - T_l)} F_s \quad (2.2.19)$$

により求めた。ここでEは壁の放射率、 $\sigma$ はステファン・ボルツマン定数、 $T_w$ 、 $T_{sat}$ 、 $T_l$ はそれぞれ壁温、飽和温度、液温を表す。また $F_s$ は、

$$F_s = \min\left(\frac{3(1-\alpha)(vol)}{4D_d A_{rod}}, 1\right) \quad (2.2.20)$$

により算出した。上式で、volはセル体積を、 $A_{rod}$ は壁表面積を、 $\alpha$ はボイト率を、 $D_d$ は液滴径をそれぞれ示している。

気相側の熱伝達率は、蒸気の強制対流による冷却を考え、

$$hw_{gDP} = \frac{k_g}{D_h} Nu_{gDP} \quad (2.2.21)$$

$$Nu_{gDP} = \begin{cases} \max\left\{1.077\left(Re_g Pr_g \frac{D_h}{Z}\right)^{\frac{1}{3}}, 3.65\right\} & (Re_g \leq 2100) \\ Nu_{2100} + \frac{(Nu_{2700} - Nu_{2100})(Re_g - 2100)}{600} & (2100 < Re_g \leq 2700) \\ 0.023 Re_g^{0.8} Pr_g^{0.4} & (2700 < Re_g) \end{cases}$$

ここで

$$Re_g = \frac{\rho_g V_g D_h}{\mu_g} \quad (2.2.22)$$

により求めた。 $Re_g$ が2100以下では層流に対する相関式で、 $Re_g$ が2700をこえる時には乱流に対する相関式で計算した。 $Re_g$ が2100と2700の間にある時は、 $Re_g = 2100$ と $Re_g = 2700$ における熱伝達率 $Nu_{2100}$ と $Nu_{2700}$ を用いて、 $Re_g$ に関して直線内挿することにより熱伝達率を求めた。

気相と液相の界面熱伝達率計算において、噴霧流に対して、次式を用いて界面熱伝達率を計算するように改めた。すなわち、

$$h_{ig} = \frac{k_g}{D_d} Nu_{ig} \quad (2.2.23)$$

$$Nu_{ig} = \begin{cases} 2 + 0.55Re_d^{0.55}Pr_g^{0.333} & (Re_d \leq 1750) \\ Nu_{1750} + \frac{(Re_d - 1750)(Nu_{1850} - Nu_{1750})}{100} & (1750 < Re_d \leq 1850) \\ 2 + 0.34Re_d^{0.566}Pr_g^{0.333} & (1850 < Re_d) \end{cases} \quad (2.2.24)$$

ここで

$$Re_d = \frac{\rho_g \Delta V D_d}{\mu_g}, \quad Pr_g = \frac{\mu_g}{k_g} \frac{\partial e_g}{\partial T_g}, \quad \Delta V = V_g - V_l \quad (2.2.25)$$

である。また上式で液滴径  $D_d$  は (2.1.18) 式により求めた。

上述の噴霧流熱伝達モデルは、炉心の発熱部分に対してのみ適用した。また液滴の生成条件として、気相と液相の速度差  $\Delta V$  が (2.1.32) 式で求めた最小スリップ速度  $\Delta V_{\min}$  以上である場合にのみ適用した。

燃料棒がクエンチされていない状況では、液は燃料棒表面には付着できないと考えられる。この状況を表わすために、未クエンチ部分では環状噴霧流中の液相はすべて液滴であるとして（すなわち、液相中の液滴の割合  $E$  が 1 であるとして）諸相関式を用いた。

#### 2.2.4 TRACオリジナルモデルとの接合

前節までに改良再冠水モデルの熱伝達関係のモデルについて述べた。これらの熱伝達モデルを TRACコードに組込むにあたり、以下のようにした。

- (1) 改良熱伝達モデルは、COREコンポーネントまたはVESSELコンポーネントの発熱部分に対してのみ適用する。

改良熱伝達モデルは、バンドル形状を対象として求められたものであり、その他の形状に対しては適用にあたり事前の十分な検証が必要である。現状では十分な検証を行っていないので、モデルの適用はバンドル形状が想定できるCOREコンポーネントまたはVESSELコンポーネントの発熱部分に限定することとした。なお発熱部分であることは、TRACコードのユーザ入力パラメータであるICRL, ICRUを用いて判定している。

- (2) TRACコードの熱伝達率評価ルーチンでは、遷移沸騰領域に対しても、膜沸騰領域の相関式を用いている。この部分の相関式にも改良熱伝達モデルを適用する。

TRACコードでは、遷移沸騰領域の熱伝達率を核沸騰領域の相関式による値と、膜沸騰領域の相関式による値とを内挿することで算出している。遷移沸騰領域の熱伝達率を計算するための膜沸騰領域の相関式を改良再冠水モデルで用いた相関式と置きかえて、熱伝達率の連続性が維持されるようにした。



Murao-Iguchi correlation

$$\left( \begin{array}{l} \dot{m}_g + \dot{m}_l = 5 \text{ kg/s} \\ A = 0.259 \text{ m}^2, P = 0.22 \text{ MPa} \end{array} \right)$$

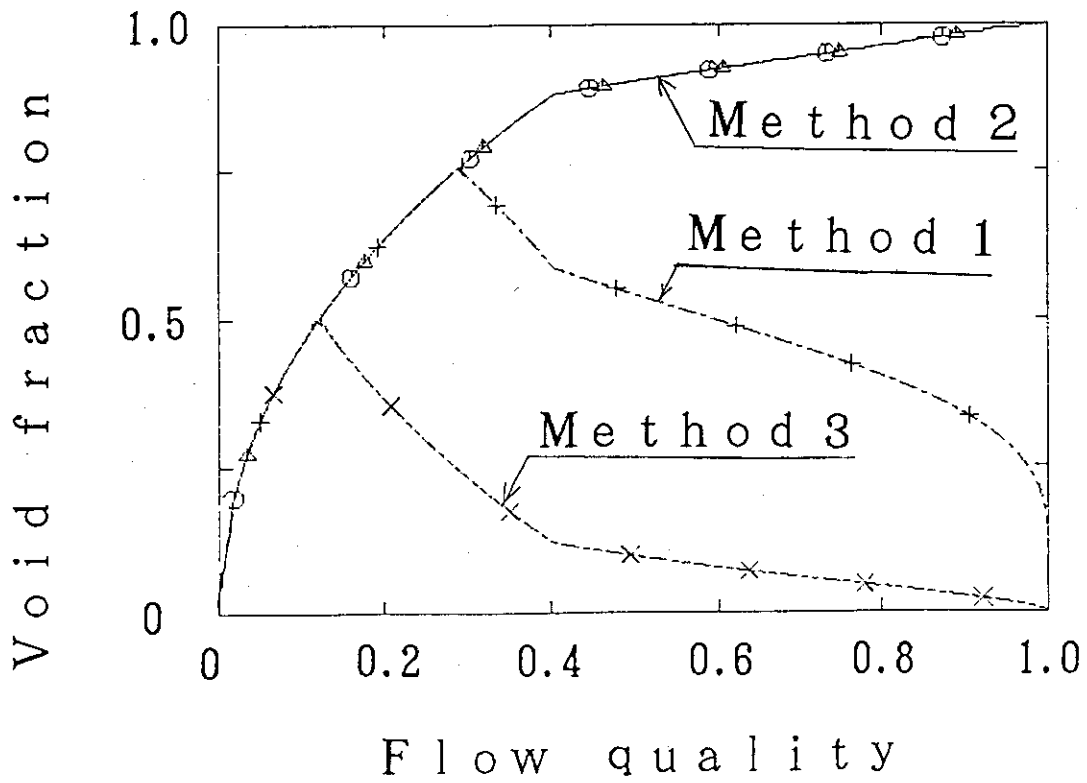


図2.1.1 定常計算で得られるボイド率に対するボイド率相関式組込み方法の影響

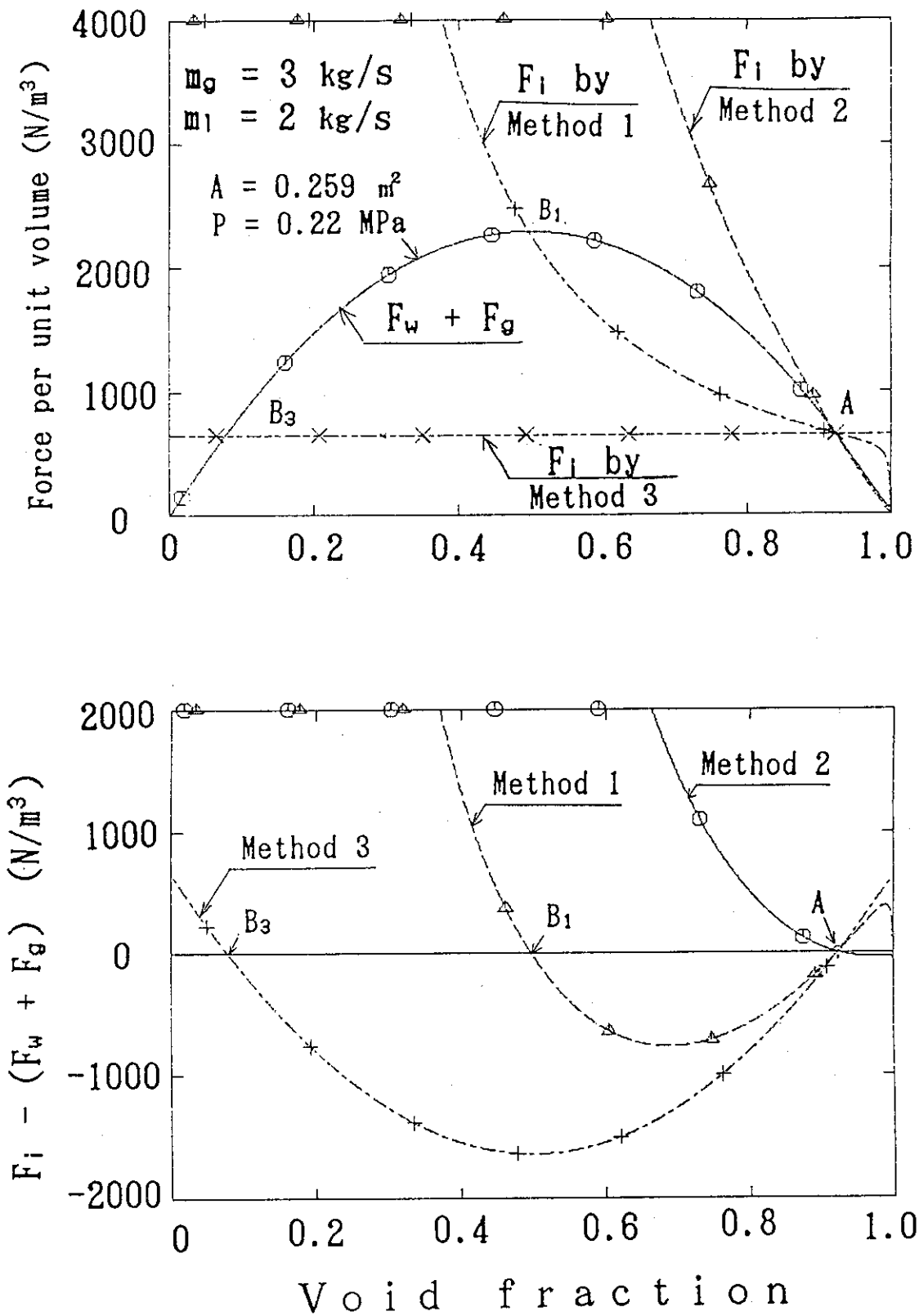


図2.1.2 ボイド率相関式組込み方法と定常解の性質

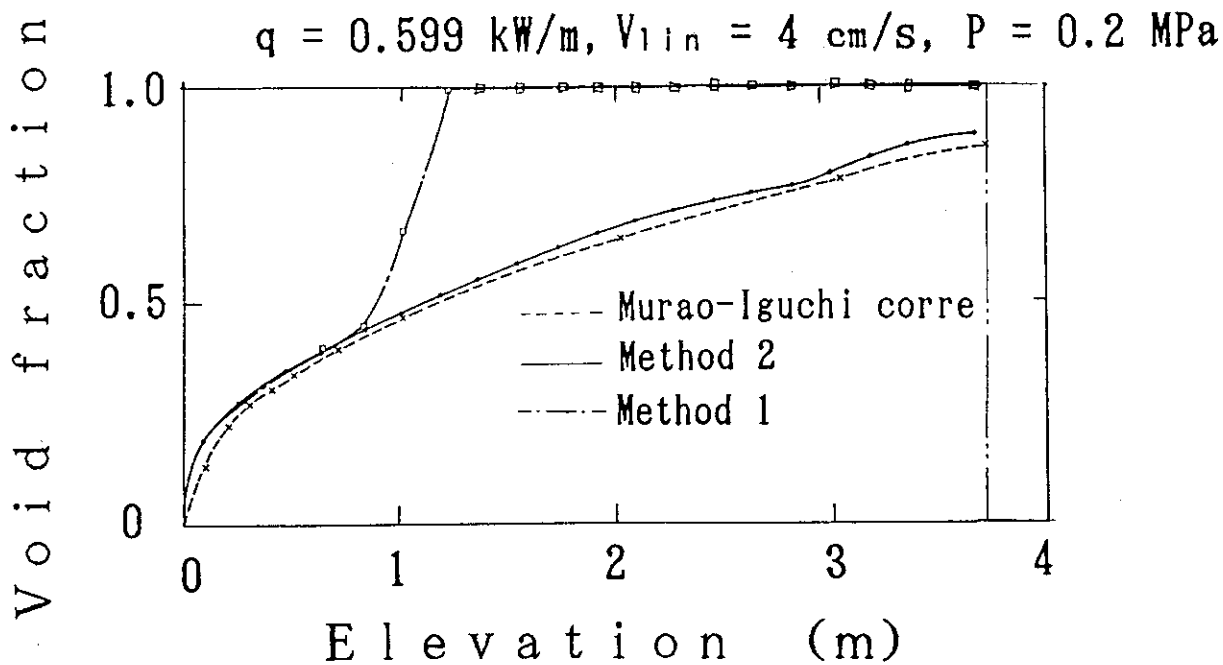


図2.1.3 発熱炉心でのボイド分布に対するボイド率相関式組み込み方法の影響

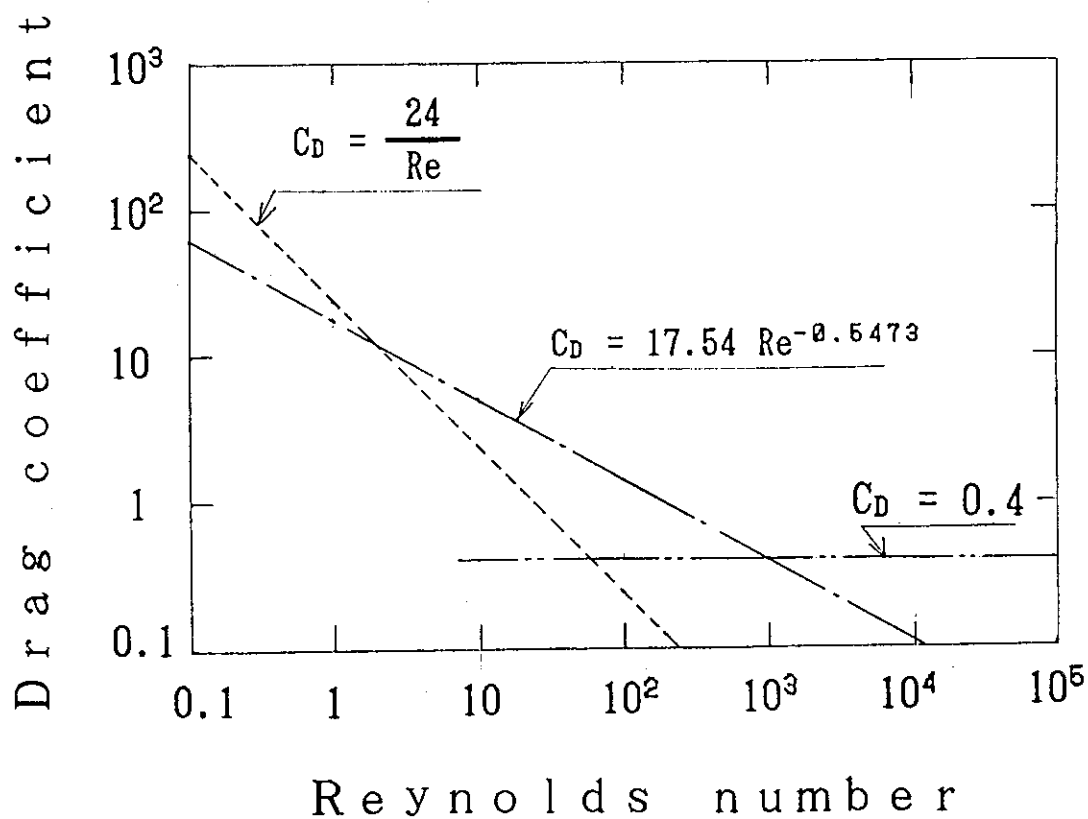


図2.1.4 液滴に対する抵抗係数

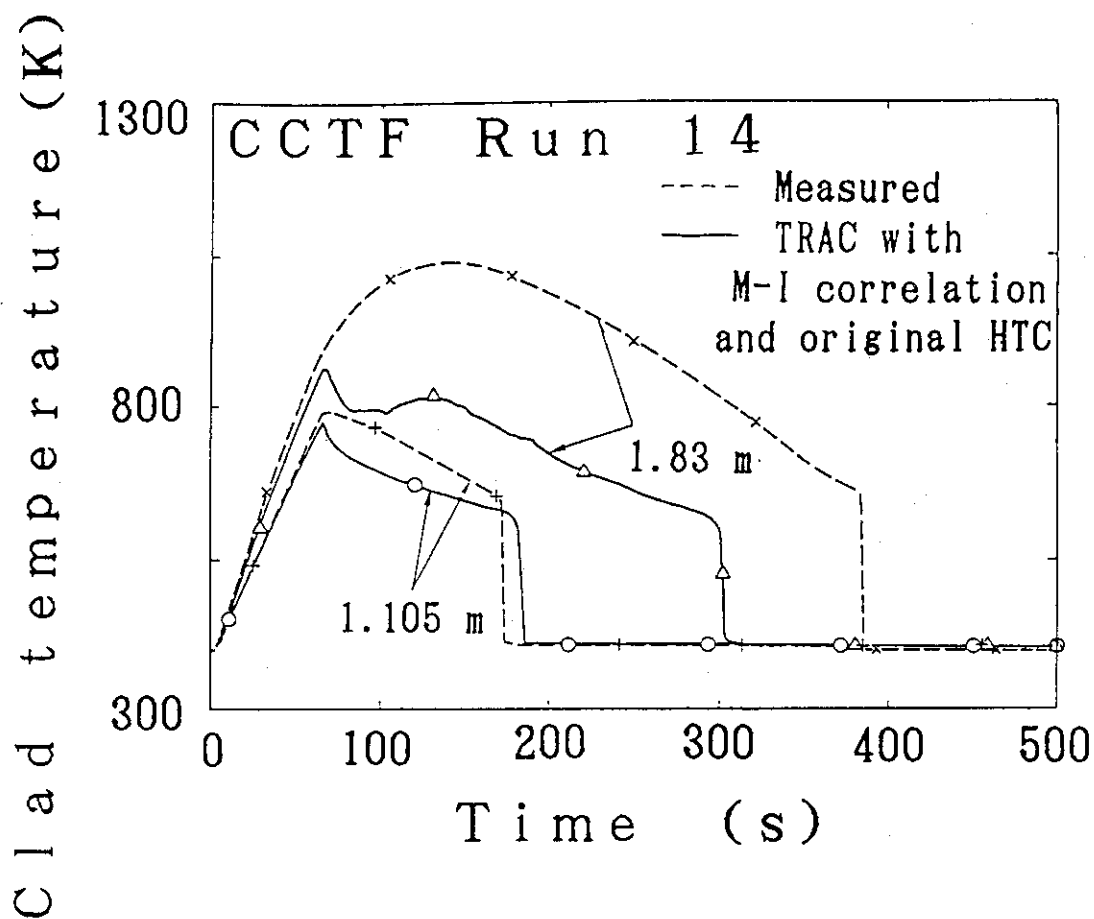
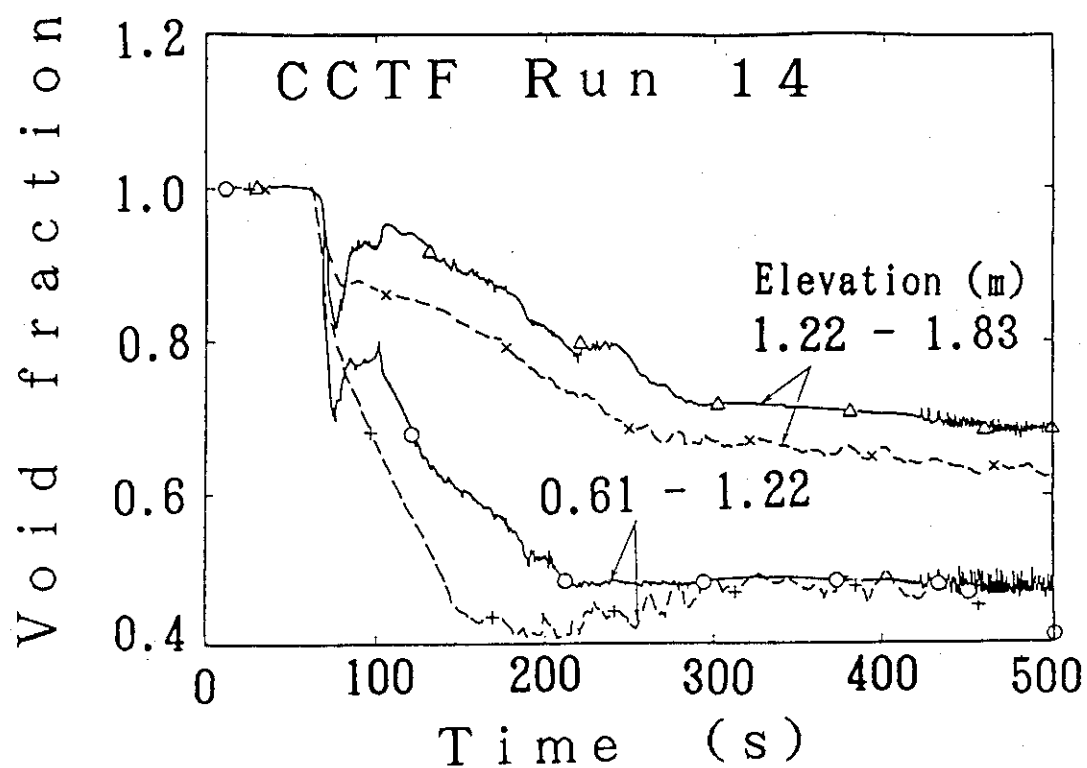


図2.2.1 被覆管温度の予測結果 (界面剪断応力モデル: 村尾・井口の式, 膜沸騰熱伝達相関式: TRACオリジナル相関式)

### 3. コーディングの変更

前章において、REFLA/TRACコードに導入した再冠水モデルについて述べた。本章では、再冠水モデルの導入に伴うコーディングの主要な変更点についてまとめる。

#### 3.1 コーディング変更の概要

水力モデルの変更に伴い、界面剪断応力係数を求めるサブルーチンFEMOMを修正した。修正にあたり、界面剪断応力係数計算部分をサブルーチン化して、オリジナルのモデルを扱うサブルーチンCI1Dと改良モデルを扱うサブルーチンCI1D00とに分けて計算するように改めた。

熱伝達モデルの改良に伴い、壁面熱伝達係数を求めるサブルーチンHTCOR、界面熱伝達係数を求めるサブルーチンHTIFを修正した。またクエンチモデルをサブルーチンCOREC1に追加するとともに、燃料棒内の温度分布計算を行うサブルーチンFRODを修正した。

改良再冠水モデルの導入に伴い、入出力処理の一部を変更して、クエンチ点位置等に関するデータをグラフィックファイル、ダンプファイルに出力するように改めた。また改良再冠水モデルを制御するためのパラメータとして、NQNCHとNTMINの2変数をNAMELISTデータとして追加した。

#### 3.2 主要サブルーチンにおける変更内容

##### 3.2.1 サブルーチンINPUT

サブルーチンINPUTにおいては、入力データの読み込みとデータポインターの設定が行われる。改良再冠水モデルの導入にあたり、以下の2点を改良した。

- (1) NAMELIST, NQNCH, NTMINの追加
- (2) クエンチ点位置等に関するデータの追加

##### 3.2.2 サブルーチンCOREC1

サブルーチンCOREC1においては、燃料棒に対する壁面熱伝達率が計算される。改良再冠水モデルの導入にあたり、以下の改良を行った。

###### (1) クエンチモデルの追加

クエンチ点をトレースするためのロジックを追加した。クエンチ速度相関式等で使用される被覆管材料の物性値を計算するためにサブルーチンPROCALを作成し組み込んだ。また、クエンチ速度相関式によりクエンチ点をトレースするサブルーチンQNCH00、壁温が最小膜沸騰温度 $T_{min}$ に等しくなる点をサーチするサブルーチンQNCH01、最小膜沸騰温度 $T_{min}$ を計算

するサブルーチンTMSFB1を追加した。燃料棒温度計算で使用するファインメッシュの追加と削除を制御するサブルーチンSHRINKとEXPANDの一部を変更し、クエンチ点近傍にある隣接するメッシュ間での温度差が大きくなるように修正した。

#### (2) 熱伝達率計算で使用する代表値の見直し

オリジナルのTRACコードでは、セル下端における流速・ボイド率を使用して壁面熱伝達率を計算していた。セル分割数の違いが計算結果に与える影響を軽減するために、隣接するセルの値から内挿して求めた流速・ボイド率を使用して壁面熱伝達率を計算するように変更した。また、燃料棒の物性値は、セル内の相対座標を用いて内挿していたものを壁温を用いて内挿するように改めた。

### 3.2.3 サブルーチンFEMOM

サブルーチンFEMOMにおいて、界面剪断応力係数が計算される。改良再冠水モデルの導入にあたり以下の改良を行った。

#### (1) 界面剪断応力係数計算部分のサブルーチン化

オリジナルのTRACコードの界面剪断応力計算部分をサブルーチンCI1DとしてサブルーチンFEMOMから分離した。新設したサブルーチンでは、流動様式ごとにわけたサブルーチンとした。すなわち気泡流/スラグ流に対するサブルーチンCI1DBS、環状噴霧流に対するサブルーチンCI1DAD、水平分離流に対するサブルーチンCI1DSTを新設した。

#### (2) 改良水力モデルの追加

改良水力モデルとしての村尾-井口のボイド率相関式、REFLAコード噴霧流モデルを組込んだサブルーチンCI1D00を追加した。サブルーチンCI1D00では、改良水力モデルをコーディングしたサブルーチンCIMI00と、オリジナルの相関式をコーディングしたサブルーチンCI1Dを呼び出し、両者の内挿等を行う。

サブルーチンCIMI00では、村尾-井口のボイド率相関式を組込んだサブルーチンCIMIを呼び出すとともに、REFLAコード噴霧流モデルによる計算を行う。またサブルーチンCIMI00において村尾-井口のボイド率相関式による値と噴霧流モデルによる値との内挿を行う。

### 3.2.4 サブルーチンHTCOR

サブルーチンHTCORでは、壁面熱伝達率が計算される。膜沸騰領域並びに遷移沸騰領域の膜沸騰部分を、改良再冠水モデルに改めた。改良再冠水モデルは、COREコンポーネントとVESSELコンポーネントに対してのみ適用した。またサブルーチンHVFLMSを新設して、村尾-杉本の相関式による計算、REFLAコードの噴霧流熱伝達モデルによる計算を行うようにした。

### 3.2.5 サブルーチンCOREC2

サブルーチンCOREC2では、界面熱伝達率計算で必要となるクエンチ点位置を、サブルーチ

ンCOREC1での結果に基づき設定する。

### 3.2.6 サブルーチンHTIF

サブルーチンHTIFでは、界面熱伝達率が計算される。REFLAコードの噴霧流熱伝達モデルのうち蒸気と液滴の間の伝熱に関するモデルをサブルーチンHTIFに組込んだ。

### 3.2.7 サブルーチンIGRAF, GRAF

グラフィック出力変数として、クエンチ点に関する変数を追加した。

### 3.2.8 サブルーチンDUMP, INPUT

リスタート出力ファイルにクエンチ点に関する変数を出力するようにした。対応するリスタートファイル入力部分を修正した。

### 3.2.9 サブルーチンRODHT

オリジナルのTRACコードでは2次元非定常熱伝導方程式を解く際に、半径方向は陰的に軸方向は陽的に差分化して扱っていた。クエンチ点の近傍では急峻な軸方向温度分布を生じるために、1ms以下の小さな時間刻み幅で計算しないと安定な結果が得られず、計算時間がかかる原因となっていた。この問題に対処するために軸方向に対しても陰的に差分化して扱う解法を追加した。変更の詳細は参考文献(9)に述べられている。

## 4. 評価計算

改良再冠水モデルの性能を把握するために、円筒炉心平坦出力試験 (Run64) を対象にパラメータ解析を行った。パラメータとしては、(1)流体計算の軸方向セル分割数 (2)燃料棒温度計算における軸方向ノード分割法、半径方向ノード分割法並びに軸方向熱伝導計算の取扱い法を選んだ。また改良の影響を総合的にみるために、オリジナルのTRACコードによる計算結果と改良再冠水モデルによる計算結果とを実験結果と比較検討した。

### 4.1 流動計算における軸方向セル分割数の影響

円筒炉心平坦出力分布試験を対象として、軸方向セル分割数が計算結果に与える影響について評価した。

#### 4.1.1 軸方向セル分割法

図4.1.1に本解析で用いたセル分割図を示す。炉心部分の軸方向分割を変えて、セル総数が、それぞれ10, 17, 21, 38, 73の5ケースについて計算を行った。

10セルモデルでは、炉心の発熱部下端 (高さ0 m) 側の2セルのセル長さを0.305mとした。炉心の他の部分は、セル長さ0.61mで等分割とし、炉心部分を7分割とした。このセル分割方法は、現在ロスアラモス国立研究所等で行われている実炉の大破断LOCA解析や3次元VESSELコンポーネントを用いた円筒炉心システム解析で用いられている炉心部分の分割方法と同等である。

17セルモデルでは、発熱部下端から0.305mまでの区間を、セル長さ0.102mの2セルと0.101mの1セルに分割した。炉心の他の部分は、セル長さ0.305mで等分割とし、炉心部分を14分割とした。10セルモデルの分割と比較すると、17セルモデルでは発熱部下端から0.305mまでの区間ではセル長さは約 $1/3$ であり、発熱部下端より0.61mの高さ位置から発熱部上端までの区間ではセル長さは $1/2$ である。

21セルモデルでは、発熱部下端から0.915mまでの区間を、下方から0.102mの2セル、0.101mの1セル、0.100mの2セル、0.105mの2セル、0.100mの2セルにより分割した。炉心の高さ位置0.915mより上方の区間は、17セルモデルと同様に、セル長さ0.305mで等分割した。17セルモデルに比べると、セル長さが約0.1mのセルによる分割が適用されている区間が、21セルモデルでは、高さ位置0.305mから0.915mまで拡張されている。

38セルモデルでは、セル長さが約0.1mのセルによる分割区間を炉心全域に拡張した。21セルモデルと比較すると、発熱部下端から0.915mまでの区間は同一のセル分割を用いている。また高さ位置0.915mより上方の区間では、38セルモデルのセル長さは21セルモデルに比べて約 $1/3$ である。38セルモデルでは炉心部分は35分割されている。



73セルモデルは、38セルモデルをベースとして、炉心部分の各セルのセル長さを $1/2$ としたものである。73セルモデルでは炉心部分は70分割されている。なお73セルモデルで用いられている最小のセル長さは0.05mである。

#### 4.1.2 計算結果に与える軸方向セル分割法の影響

図4.1.2に炉心各高さの区間平均ボイド率を示す。区間平均ボイド率は、各区間に含まれるセルの局所ボイド率をセル長さを重みとして平均した値である。また得られた区間平均ボイド率にはこまかい振動があり重なっていたため、10秒間のデータを用いて移動平均を求め、データをスムージングした。

概略の傾向をみると、炉心下方ではセル数が増す程低めのボイド率が計算されている。炉心頂部付近では、セル数が増すと、逆にボイド率がやや高めとなっている。図4.1.2には、10セルモデルにおいてセルの上端位置がクエンチされた時間を示した。セル上端がクエンチされた後にボイド率の低下を生じていることがわかる。図4.1.2において、73セルモデル等の多数のセルを用いた計算では10セルモデルにみられるようなボイド率の段差は明確にはみられていない。これは図4.1.2に示したボイド率が区間平均ボイド率であるためである。すなわち73セルモデル等の多数のセルを用いた計算では区間平均ボイド率を計算するために、多くのセルの結果が用いられていて、段差が目立たなくなったためである。実際どの入力モデルの結果でも、局所ボイド率をみれば、10セルモデルのボイド率にみられるように、クエンチ点がセル上端を通過した後にボイド率がさがる挙動が現れている。このようなクエンチ点近傍での挙動が炉心下方でのボイド率挙動に影響を与え、セル数が多くなる程、ボイド率が低めとなる傾向を生じたものと考えられる。

図4.1.3に炉心の中心高さ(1.83m)における被覆管温度を示す。セル分割数が増すと、被覆管温度は低めに、クエンチ時間は早めになる傾向がみられているが、38セルモデルと73セルモデルの結果はほぼ一致している。クエンチ時間について図4.1.4に示す様に、炉心の各高さにおいて、セル数が多くなる程クエンチ時間が早くなる傾向がみられている。図4.1.2に示したように、セル数が多くなる程炉心下部での蓄水が多くなる傾向がみられた。村尾-杉本の膜沸騰熱伝達相関式では水率 $(1-\alpha)$ が大きくなる程、熱伝達がよくなる傾向にある。このために、10セル、17セル、21セルとセル数が増える程、被覆管温度は低めに計算されたと考えられる。38セルモデルと73セルモデルの結果は、被覆管温度、クエンチ時間についてほぼ一致した結果を与えている。この結果は計算において、38セルモデル程度のセル分割が必要であることを示唆している。

図4.1.5及び図4.1.6に、タイムステップサイズとCPU時間を示す。タイムステップサイズを比較すると、10セル、17セル、21セル、38セルの各モデルで大きな違いはみられない。73セルモデルでは、他のモデルに比べて $1/2$ 以下のタイムステップサイズが用いられている。CPU時間を比較すると、セル数が増える程CPU時間が多くかかっているが、10セル、17セル、21セル、38セルの各モデルではセル数の比に対して、CPU時間の増加は少なくなっている。例えば600秒まで計算するのに、10セルモデルでは約384秒のCPU時間かかったのに対して、38セルモデルでは約579秒のCPU時間で計算が完了している。両モデルを比較すると、38セルモデルの流体セル数は10

セルモデルの約3.3倍であり、セル長さは約 $1/3$ 以下となっており、約3倍から9倍程度のCPU時間が必要となる可能性が予想された。しかしながら実際にはCPU時間は約1.5倍程度の増加でとどまっている。

表4.1.1において、10セルモデルと38セルモデルの計算時間を比較する。これらのCPU時間は、TRACコード内にCPU時間計測用のシステムルーチンを組み込み計測した。

全体的な特性について表4.1.1(a)に示した。600秒の現象を解析するのに、10セルモデルは383.60秒のCPU時間を要したのに対して、38セルモデルは579.39秒のCPU時間を要した。38セルモデルでは10セルモデルに比べてCPU時間は約1.5倍かかっている。全タイムステップ数は10セルモデルが6327ステップに対し、38セルモデルは6835ステップであり、約8%多いステップ数となっている。平均のタイムステップサイズとしてみると、38セルモデルのタイムステップサイズは10セルモデルのタイムステップサイズの0.93倍であり、やや小さい値であるが、セル長さの比 $1:3.1$ に比べて、減少の程度が少ないことがわかる。一方1ステップあたりのCPU時間を比べると38セルモデルは10セルモデルに比べて約40%増のCPU時間を必要としているが、両モデルの流体セル数の比 $1:3.3$ に比べるとその増加の程度が少ないことがわかる。これらの結果は、(1)平均のタイムステップサイズが約10%小さくなることと1ステップあたりのCPU時間が約40%増すことのために、全体の計算時間が約50%増していること、(2)タイムステップサイズの減少と1ステップあたりのCPU時間の増加は、セル長さやセル数に比例すると考える時よりも少なく制限されていることを示している。

上述の結果をさらに詳細に調べるために、TRACコードの主要計算セッションごとの所要CPU時間を調べた。図4.1.7にTRACコードの主要なセッションと各セッションの処理概要をまとめた。また10セルモデルと38セルモデルに対して得られた各セッションごとのCPU時間を表4.1.1(b)及び図4.1.8に示した。

TRACコードでは、SETS法が用いられており、計算はPrepass計算ステップ、Outer iteration計算ステップ、Postpass計算ステップの3ステップにわけて、1タイムステップに対する計算が行われている。それぞれの計算はPREP、OUTER、POSTの各セッションのなかで行われている。表4.1.1に示したケースでは、この3部分の合計のCPU時間は全体の98.7% (10セルモデル) または99.0% (38セルモデル) にあたり、入出力処理等のその他の処理のためのCPU時間が全体のCPU時間に占める割合は小さい。

各ステップごとのCPU時間を比べると、OUTER部分でのCPU時間が3.66倍となっていて、他に比べて増加率が大きくなっている。サブルーチンOUTERは、10セルモデルでは13207回、38セルモデルでは18466回呼ばれていた。1ステップあたりでみると、10セルモデルでは1ステップあたり平均2.09回、38セルモデルでは1ステップあたり平均2.70回呼ばれたことになる。38セルモデルでは、10セルモデルに比べて約1.3倍の回数の収束のための反復計算が行われたことがわかる。このことと、セル数が多いことのために計算量が増す(全セル数は10セルモデルでは12、38セルモデルでは40であり、約3.3倍のセル数がある) ことのために、OUTER計算でのCPU時間が3.66倍になったと考えることができる。

これに対して、PREPやPOSTでのCPU時間の増加は10%前後で、OUTERに比べて小さい。これは、PREPでは流体計算とともに燃料棒表面での熱伝達率計算が行われていること、POSTでは、燃料棒内の温度分布が解かれていることが関係している。図4.1.8または表4.1.1(b)からわかるようにPREPでは94% (10セルモデル) から85% (38セルモデル) のCPU時間が熱伝達率計算に用いられている。熱伝達率計算部分での計算量は、燃料棒のファインメッシュ計算に関係しており、流体セルの数には直接的に関係していない。一方POSTでは燃料棒内の温度分布を解くFRODでのCPU時間がPOST全体の90% (10セルモデル) から79% (38セルモデル) を占めている。FRODでの計算量も、熱伝達率計算部分と同様に、燃料棒のファインメッシュ計算に関係しており、流体セルの数には直接的には関係していない。PREPとPOSTについて、燃料棒表面での熱伝達率計算部分やFRODでの計算部分を除いた残りで比較すると、OUTERの場合と同様に約3倍のCPU時間がかかっている。以上の結果を整理すると、PREPやOUTERでのCPU時間の増加が10%前後と少なかったのは、燃料棒の熱伝達率計算部分と温度分布計算部分のCPU時間に占める割合が高く、流体セル数に関係する部分の割合が相対的に小さかったためであることがわかった。

以上の結果、再冠水計算を行う上でのいくつかの知見が得られたので、ここにまとめる。

- (1) 再冠水計算において、セル長さが10cm以上ならばタイムステップサイズはクーラン条件によって制限されていなかった。
- (2) 全体の計算時間の80% (10セルモデル) から58% (38セルモデル) は、燃料棒の温度計算に用いられた。このためセル数の増加は、極端なCPU時間の増加を生じなかった。再冠水計算を高速化するためには、燃料棒の温度計算に関する部分を改善することが最も効果的であると思われる。
- (3) 炉心内の蓄水挙動を解析するためには、クエンチ点のトレースとともに沸騰開始点のトレースが十分できるようなセル分割が必要であると考えられる。

以上の結果から、現状では38セルモデルを再冠水解析の基本のノーディングとして評価計算を進めることとした。

## 4.2 燃料棒内温度計算におけるノード分割数の影響

前節では、流体セル数についてのパラメータ計算結果について述べた。本節では、再冠水時の熱流動計算のもう一つの重要な因子である燃料棒の温度分布計算法に対するパラメータ計算結果について述べる。

燃料棒の温度分布計算法に対するパラメータ計算としては、

- (1) 軸方向ノード分割法の影響
- (2) 半径方向ノード分割法の影響

についてそれぞれ調べた。またクエンチ速度相関式を用いる場合、軸方向の熱伝導を無視している。軸方向の熱伝導を無視することの妥当性を調べるために、軸方向の熱伝導を考慮した計算も

行った。

軸方向のノード分割については、ユーザ入力であるファインメッシュ計算時の最小メッシュサイズの最大値DZNHTをパラメータとして、 $1\mu$ 、 $100\mu$ 、 $1\text{mm}$ 、 $5\text{mm}$ 、 $1\text{cm}$ 、 $5\text{cm}$ とした6ケースについて計算を実施した。流体セル分割としては前節に示した38セルモデルを用いた。軸方向のノード分割に対するパラメータ計算では、燃料棒の半径方向の分割はすべてのケースで6分割とした。

半径方向のノード分割としては、流体と接する被覆管部分の分割方法の違いが、燃料棒内の温度分布に影響を与えたと考えられた。そこで、被覆管部分のセル分割数を2分割、4分割、8分割とした3ケースについて評価計算を行うこととした。半径方向のノード分割に対するパラメータ計算ではDZNHTとして $1\text{mm}$ を用いた。

以下4.2.1節では、軸方向のノード分割に対するパラメータ解析結果について、4.2.2節では半径方向のノード分割に対するパラメータ解析結果について述べる。また4.2.3節では軸方向熱伝導を無視したケースと考慮したケースとを比較する。

#### 4.2.1 軸方向ノード分割法の影響

改良再冠水モデルでは、クエンチ速度相関式が用いられている。クエンチ速度相関式を組込むにあたり、みかけのクエンチ温度 $T_q$ は、クエンチ点の $1\text{cm}$ 上方の被覆管温度を用いた。また軸方向の熱伝導の効果はクエンチ点近傍ではクエンチ速度相関式のなかに解析的に考慮されていることまたクエンチ点から離れた部分では半径方向の温度勾配に比べて軸方向の温度勾配は小さく軸方向の熱伝導の効果は無視できることから、軸方向の熱伝導を無視し、半径方向の熱伝導のみを解くこととした。

みかけのクエンチ温度を正しく決定するためには、ファインメッシュのメッシュサイズがクエンチ点近傍で $1\text{cm}$ 以下であることが必要である。 $1\text{cm}$ 以上のメッシュサイズのみしかないケースについて結果を見るために、敢えてDZNHTを $5\text{cm}$ とした計算も行った。

図4.2.1にDZNHTが炉心中心高さ（高さ $1.83\text{m}$ ）の被覆管温度に与える影響を示す。DZNHTの $1\mu$ から $1\text{cm}$ の範囲では、被覆管温度はほぼ一致しており、DZNHTの影響が小さいことが確かめられた。DZNHTを $5\text{cm}$ としたケースでは、他のケースと異なった挙動がみられており、早期にクエンチを生じている。図4.2.2には各高さでのクエンチ時間を示す。高さ $1.83\text{m}$ と類似の傾向が炉心の各高さで得られている。図4.2.3にみかけのクエンチ温度 $T_q$ を示す。図4.2.3の上方の図では、DZNHTを $1\mu$ 、 $100\mu$ 、 $1\text{mm}$ 、 $5\text{mm}$ 、 $1\text{cm}$ とした5ケースに対する結果を示してある。DZNHTが $1\text{cm}$ 以下である時、みかけのクエンチ温度 $T_q$ はDZNHTをかえてもほとんど変化していない。図4.2.3の下方の図では、DZNHTを $1\text{cm}$ としたケースと $5\text{cm}$ としたケースのみかけのクエンチ温度 $T_q$ を比較した。 $5\text{cm}$ としたケースではクエンチ点近傍の温度分布からみかけのクエンチ温度を定める上で十分な空間分解能が得られていないために、 $T_q$ は振動している。この結果は、本モデルを適用する場合には、ファインメッシュとして $1\text{cm}$ 以下の大きさを用いることが必要であることを示している。

図4.2.4と図4.2.5には、DZNHTをパラメータとしたケースのCPU時間とタイムメッシュサイズを示した。タイムメッシュサイズは時間変動が大きいのでDZNHTの効果について明瞭にはわかりにくいがほぼ一致した結果にみえる。この点を確かめるために、全タイムステップ数、CPU時間、平均のタイムステップサイズ、1ステップあたりのCPU時間を比較した結果を表4.2.1にまとめた。DZNHTを1 $\mu$ としたケースを基準としてみると、各ケースの平均のタイムステップサイズは0.99から1.03の範囲にあり、DZNHTによる影響が小さいことがわかる。各タイムステップあたりの平均のCPU時間を比較すると、DZNHTが大きくなるほどCPU時間が短くなっている。これはDZNHTが大きくなることで、燃料棒のファインメッシュ数が少なくなり、燃料棒の温度計算に要するCPU時間が少なくなったためである。

燃料棒の軸方向のノード分割に対するパラメータ解析から以下の事柄が明らかとなった。

- (1) パラメータDZNHTの値は、みかけのクエンチ温度を定めるために仮定した高さ1cmよりも小さい値を用いる必要がある。1cm以下であればDZNHTが計算結果に与える影響は小さい。
- (2) CPU時間に対しては、DZNHTが小さい時程大きくなる傾向にある。ただし、DZNHTとして1mm以上の範囲で使用するかぎりには、計算時間の増加は数%以下であった。
- (3) (1)、(2)の結果から、DZNHTとしては、1mmから1cmの範囲の値を用いるのが適切であると考えられる。

#### 4.2.2 半径方向ノード分割法の影響

半径方向ノード分割法の影響を調べるために、半径方向の分割数を6分割、8分割、12分割（被覆管部分の分割数を2、4、8）とした3ケースについて評価計算を行った。

図4.2.6に高さ1.83mにおける被覆管温度を示す。半径方向のノード分割数によらず結果は一致している。図4.2.7にクエンチエンベロープを示す。各高さ位置で、ノード分割数によらずクエンチ時間が一致している。またみかけのクエンチ温度も図4.2.8に示すように一致しており、半径方向のノード分割数の違いが被覆管の温度履歴に与える影響が小さいことがわかった。

図4.2.9にCPU時間を示す。また図4.2.10にタイムステップサイズを、表4.2.2に平均のタイムステップサイズ及び1タイムステップあたりの平均CPU時間を示す。タイムステップサイズは半径方向のノード分割数によらずほぼ一定であるのに対して、1タイムステップあたりのCPU時間は半径方向のノード分割数が増す程大きくなり、全体のCPU時間も増していることがわかる。

半径方向のノード分割を6分割としたケースは、8分割、12分割としたケースと良好な一致を与えており、半径方向のメッシュサイズが計算結果に与える影響が小さいことが確かめられた。

#### 4.2.3 軸方向熱伝導の影響

クエンチ速度相関式を適用する場合、燃料棒の管軸方向の熱伝導は、クエンチ点近傍についてはクエンチ速度相関式により考慮されている。また、クエンチ点から離れている部分については、半径方向に比べて軸方向の温度勾配が小さいため軸方向の熱伝導の影響は小さいと考えられる。した

がって、クエンチ速度相関式を適用した場合には全領域で軸方向の熱伝導を無視して扱うことができると考えられる。軸方向の熱伝導を無視することの妥当性を検証するために、クエンチ速度相関式を用いかつ軸方向の熱伝導を考慮した計算を行い、軸方向の熱伝導を無視したケースと比較検討した。

図4.2.11に各高さ位置における被覆管温度を示す。軸方向熱伝導を考慮したケースでは、無視したケースに比べてわずか早めにクエンチを生ずる傾向があるものの、両者の結果は良好な一致を示している。またクエンチ時間やみかけのクエンチ温度についても、図4.2.12と図4.2.13に示す様に、両ケースの結果は良好な一致を示している。このことはクエンチ速度相関式を適用して再冠水計算を行う場合、軸方向の熱伝導を無視して扱うことが妥当な取扱い手法であることを示している。図4.2.14および図4.2.15に、両ケースのCPU時間とタイムステップサイズを比較する。また表4.2.3では両ケースの平均タイムステップサイズ、1ステップあたりの平均CPU時間及び燃料棒内の温度分布計算を行っているサブルーチンFRODのCPU時間を比較する。図4.2.14、図4.2.15及び表4.2.3から

- (1) 軸方向熱伝導計算を考慮することの有無によりタイムステップサイズはほとんどかわらない。(軸方向熱伝導計算を考慮するケースでは、軸方向の差分式を陰解法に改めた解法を用いた。TRACコードのオリジナル版のように軸方向熱伝導計算として陽解法を用いる時には、熱伝導計算のためにタイムステップサイズが小さな値に制限される可能性はある。)
- (2) 1ステップあたりのCPU時間は、軸方向の熱伝導計算を考慮するケースでは約10%多くなっている。サブルーチンFRODでのCPU時間は約66秒増加しており、全体のCPU時間の増加量(68秒)とほぼ等しい。

以上の結果から、以下のことが確かめられた。

- (1) 再冠水計算を行う上で、クエンチ速度相関式を用いて軸方向熱伝導を無視することは、妥当な取扱い手法である。
- (2) クエンチ速度相関式を用いて軸方向熱伝導計算を無視することで、約10%のCPU時間を節約でき、計算効率を向上することができる。

#### 4.3 オリジナルのTRACコードによる結果との比較

再冠水モデルの改良の影響を総合的にみるために、円筒炉心平坦出力試験についての改良再冠水モデルによる計算結果をオリジナルのTRACコードによる計算結果並びに実験結果と比較して検討を行った。

改良再冠水モデルで用いたノーディング図を図4.3.1に示す。

またオリジナルのTRACコードの計算で用いたノーディング図を図4.3.2に示す。改良再冠水モデルの計算では4.1節の38セルモデルと同一の入力モデルを用いている。オリジナルのTRACコードの計算ではVESSELコンポーネントを用いた。これは1D COREコンポーネントでは安定な計算結果を得られなかったことによる。また計算時間上の配慮から、オリジナルのTRA

Cコードの計算では炉心部分を7分割にした入力モデルを用いた。両ケースの計算では共に実測された炉心入口流量、炉心入口水温、炉心出力並びに炉心出口圧力を境界条件として指定した。

図4.3.3に炉心入口流量の積分値、炉心蓄水量、炉心出口水流量の積分値並びに炉心出口蒸気流量の積分値を示す。改良再冠水モデルを用いたREFLA/TRACコードによる計算ではTRACコードの結果と比べると、炉心蓄水量についての予測精度が改善されていることがわかる。図4.3.4に示す炉心各高さでのボイド率の比較結果にみられるように、各高さ位置において実験結果と定性的に対応のとれた結果が得られていることがわかる。

図4.3.5に炉心各高さにおける被覆管温度の比較結果を示す。TRACコードでは300秒付近から温度が再上昇している。これは図4.3.4のボイド率分布にみられるように300秒付近で炉心内の水が出口から流出することと対応している。改良再冠水モデルでは、TRACコードにみられたような挙動はなくなり、実験との対応がよくなっている。

図4.3.6に炉心各高さにおけるターンアラウンド温度とターンアラウンド時間の比較結果を示す。炉心下半分ではREFLA/TRACコードとTRACコードは実験結果と良好な一致を示している。炉心上半分では、TRACコードは、ターンアラウンド温度を高め、ターンアラウンド時間を遅めに予測している。図4.3.7に炉心各高さにおけるクエンチ温度とクエンチ時間を示す。TRACコードによる結果は高さ位置2.5mより下方の領域で実験結果と良好な一致を示しているものの、炉心上部ではクエンチを生ぜず実験との一致は悪い。REFLA/TRACコードによる結果は、実験結果より全般に遅めのクエンチ時間を予測しているものの、実験結果と定性的に対応のとれた結果を与えている。クエンチ温度については、実験結果に比べて高めの温度が予測されている。この差の原因については今後さらに検討する必要がある。

以上の結果、オリジナルのTRACコードの再冠水モデルでは予測精度が悪かった炉心内の蓄水挙動が、改良再冠水モデルにより良好に予測できることが確かめられた。また炉心内の冷却挙動についても、改良再冠水モデルは実験結果と良好な一致を与えることが確かめられた。

オリジナルのTRACコードでは炉心内の蓄水挙動の一致が悪いにもかかわらず、被覆管温度について良好な一致が得られていた。図4.3.8にボイド率等を実測値を用いて、TRACコードの膜沸騰熱伝達相関式を用いて求めた計算値を実験値と比較して示す。TRACコードの相関式による計算値は実験値に比べて3倍程度の大きな値となっていることがわかる。オリジナルのTRACコードにより被覆管温度の比較的良好な一致が得られたのは、水力計算による誤差と熱伝達計算の誤差が互いに打消しあったためと考えられる。一方、REFLA/TRACコードで用いている村尾-杉本の式は実験結果と良く一致している。

表4.3.1に改良再冠水モデルを組み込んだREFLA/TRACコードとオリジナルのTRACコードによるCPU時間を比較する。REFLA/TRACコードによる計算では、オリジナルのTRACコードに比べて平均のタイムステップサイズが3.9倍と大きい。このことが1ステップあたりのCPU時間が1.5倍となっている効果を打消し、全体のCPU時間を約1/2倍としていることがわかる。

改良再冠水モデルの導入により、炉心内の水力挙動、冷却挙動の予測精度が改善されることが確かめられた。また計算速度も平均のタイムステップが大きくなることが効いて、早くなることがわかった。

表4.1.1 10セルモデルと38セルモデルのCPU時間の比較

(a) Overall statistics

	10 cells model	38 cells model
Transient time (s)	600.0	600.0
Total CPU time (s)	383.60 (1.00)*	570.39 (1.51)*
Total time-step number	6327 (1.00)*	6835 (1.08)*
Average time step size (s)	0.09483 (1.00)*	0.08778 (0.93)*
Average CPU time per step (s)	0.06063 (1.00)*	0.08477 (1.40)*

(b) CPU statistics for major overlay

(b-1) Total CPU time of each overlay

	10 cells model	38 cells model
PREP	226.45 (1.00)*	268.62 (1.19)*
(HTC. cal.)	(212.59)	(229.66)
OUTER	43.39 (1.00)*	171.73 (3.96)*
POST	108.85 (1.00)*	133.15 (1.22)*
(FROD)	(97.93) (1.00)*	(105.17) (1.07)*
the others	4.91 (1.00)*	5.89 (1.20)*
Total	383.60 (1.00)*	579.39 (1.51)*

(b-2) CPU time of each overlay per step

	10 cells model	38 cells model
PREP	0.03579 (1.00)*	0.03930 (1.10)*
(HTC. cal.)	(0.03360)	(0.03360)
OUTER	0.00686 (1.00)*	0.02513 (3.66)*
POST	0.01720 (1.00)*	0.01948 (1.13)*
(FROD)	(0.01548) (1.00)*	(0.01539) (0.99)*
the others	0.00078 (1.00)*	0.00086 (1.10)*
Total	0.06063 (1.00)*	0.08477 (1.40)*

\* ( )内の数字は、両ケースの比を示す。



表4.2.1 軸方向メッシュサイズがCPU時間に与える影響  
(燃料棒の温度計算)

	Maximum allowable minimum mesh size (DZNHT)					
	1 $\mu$ m	0.1 mm	1 mm	5 mm	1 cm	5 cm
Transient time (s)	600.0	600.1	600.0	600.1	600.0	600.1
Total CPU time (s)	481.85	429.14	395.02	403.16	390.94	275.2
Total time step number	4435	4337	4290	4462	4403	4321
Average time step size (s)	0.1353 (1.00)	0.1384 (0.02)	0.1399 (1.03)	0.1346 (0.99)	0.1363 (1.01)	0.1389 (1.03)
Average CPU time per step (s)	0.1087 (1.00)	0.0990 (0.91)	0.0921 (0.85)	0.0904 (0.83)	0.0888 (0.82)	0.0637 (0.59)

\* ( ) 内の数字は、各ケースの比を示す。

表4.2.2 半径方向メッシュサイズがCPU時間に与える影響  
(燃料棒の温度計算)

	Radial node number		
	6	8	12
Transient time (s)	500.3	500.3	500.3
Total CPU time (s)	466.7	511.9	552.6
Total time step number	5245	5434	5297
Average time step size (s)	0.09539 (1.0)	0.09207 (0.97)	0.09445 (0.99)
Average CPU time per step (s)	0.08898 (1.0)	0.09420 (1.06)	0.10432 (1.17)

\* ( ) 内の数字は、各ケースの比を示す。

表4.2.3 軸方向熱伝導計算法がCPU時間に与える影響  
(燃料棒の温度計算)

	Axial heat conduction calculation	
	ON	OFF
Transient time (s)	600.0	600.0
Total CPU time (s)	647.67	579.39
Total time step number	6888	6835
Average time step size (s)	0.08710 (0.99)	0.08778 (1.0)
Average CPU time per step (s)	0.09403 (1.11)	0.08477 (1.0)
Total CPU time in FROD	171.34	105.27
CPU time in FROD per step	0.02488 (1.62)	0.01540 (1.0)

表4.3.1 REFLA/TRACとTRACのCPU時間の比較

	TRAC	REFLA/TRAC (38 cell model)
Transient time (s)	600.0	600.0
Total CPU time (s)	1330.77 (1.0)	515.01 (0.39)
Total time step number	32843 (1.0)	8430 (0.26)
Average time step size (s)	0.01827 (1.0)	0.07117 (3.90)
Average CPU time per step (s)	0.04052 (1.0)	0.06109 (1.51)

・ ( ) 内の数字は、両ケースの比を示す。

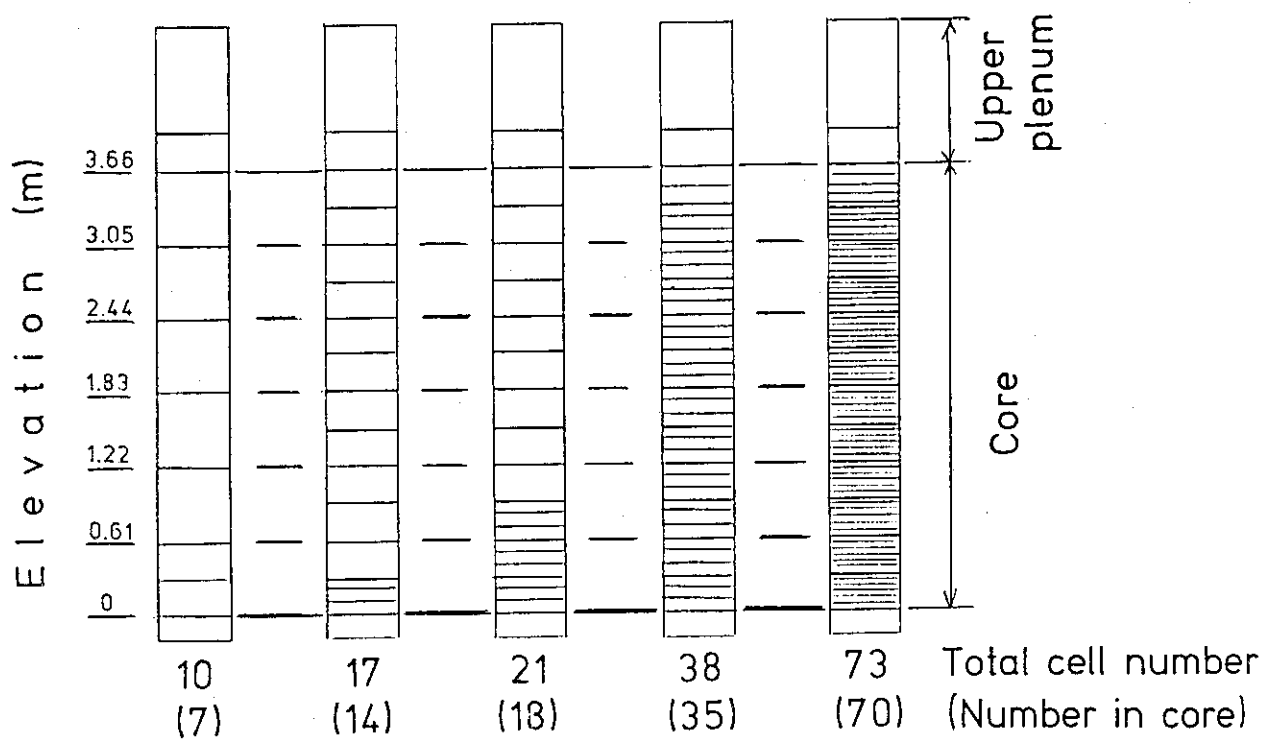
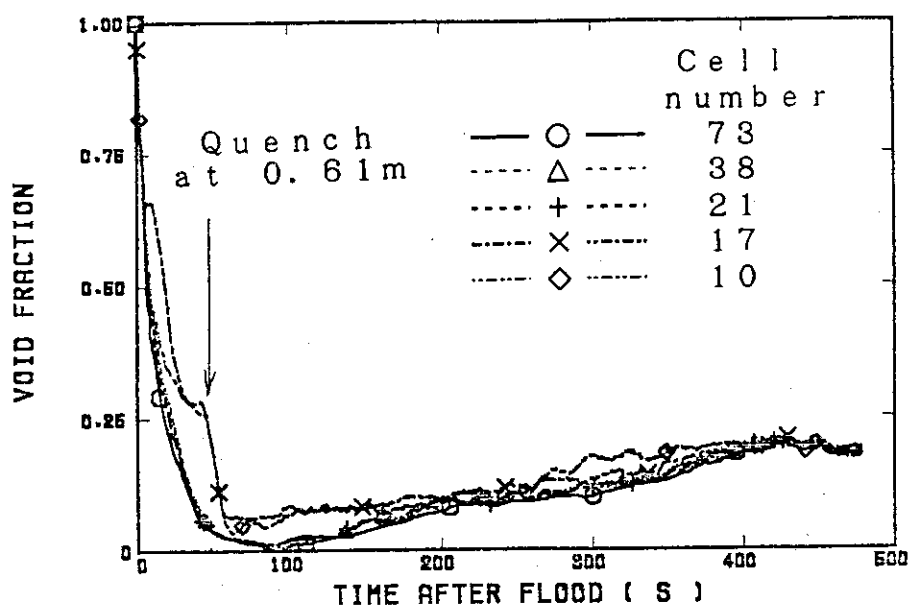
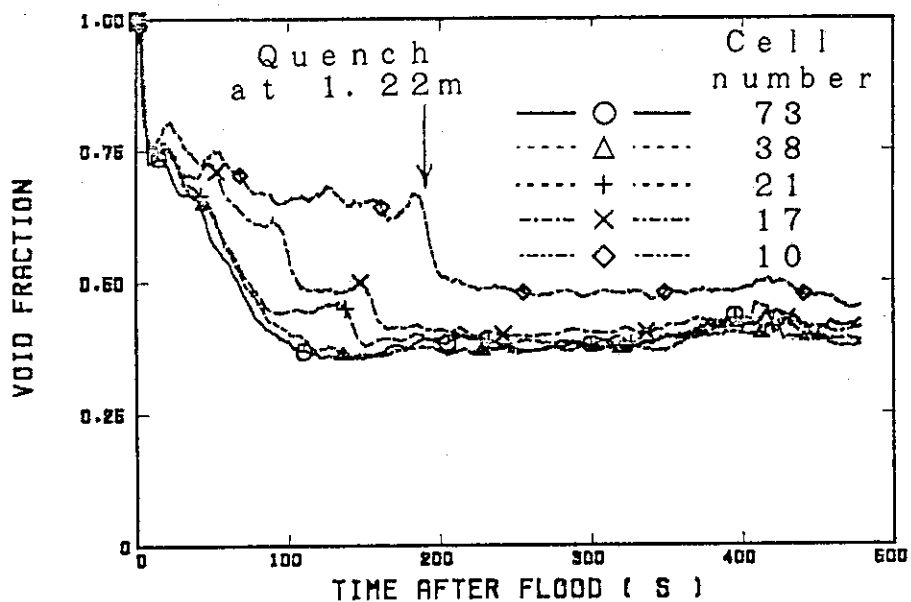


図4.1.1 炉心部セル分割

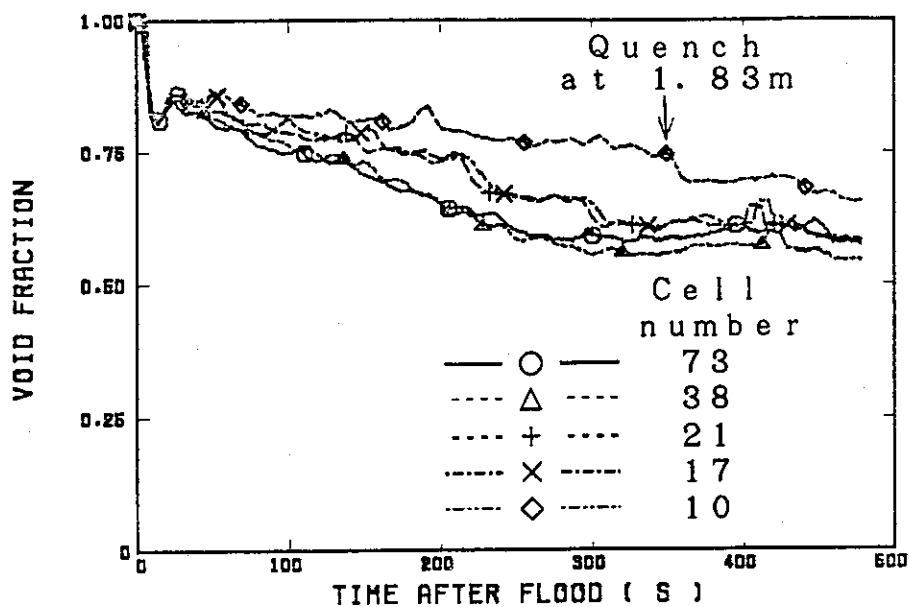


(a) Between 0 and 0.61 m

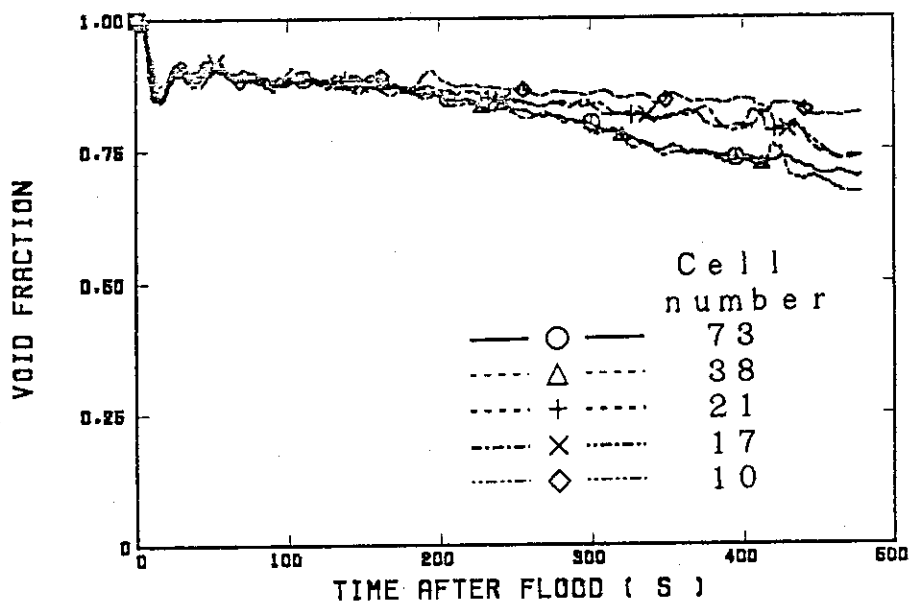


(b) Between 0.61 and 1.22 m

図4.1.2 ボイド率に対するセル数の影響

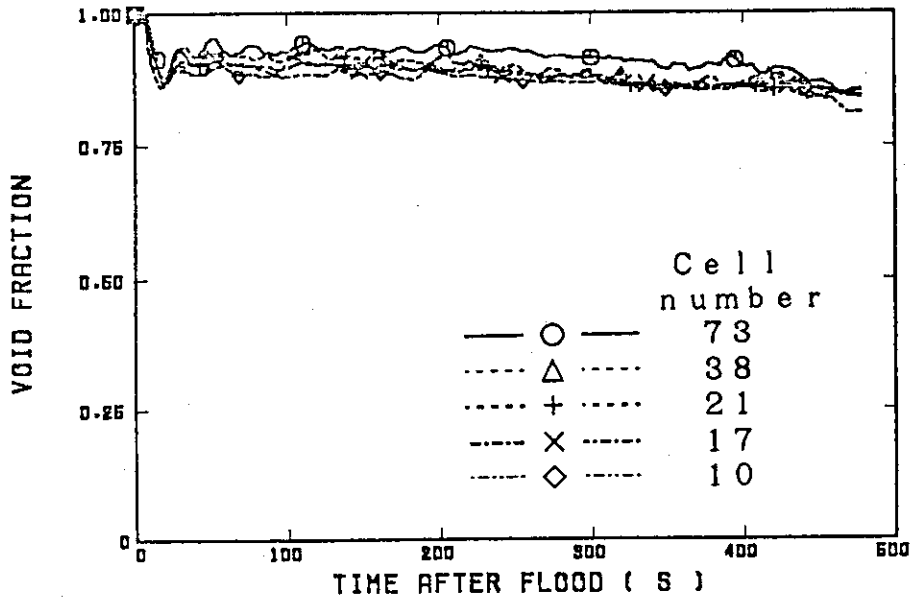


(c) Between 1.22 and 1.83 m

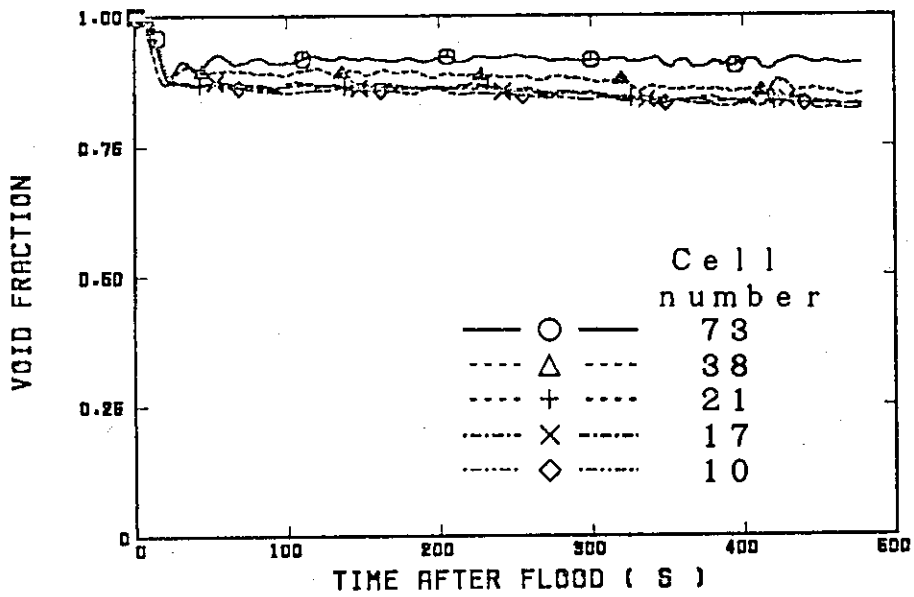


(d) Between 1.83 and 2.44 m

図4.1.2 ボイド率に対するセル数の影響 (続き)



(e) Between 2.44 and 3.05 m



(f) Between 3.05 and 3.66 m

図4.1.2 ボイド率に対するセル数の影響 (続き)

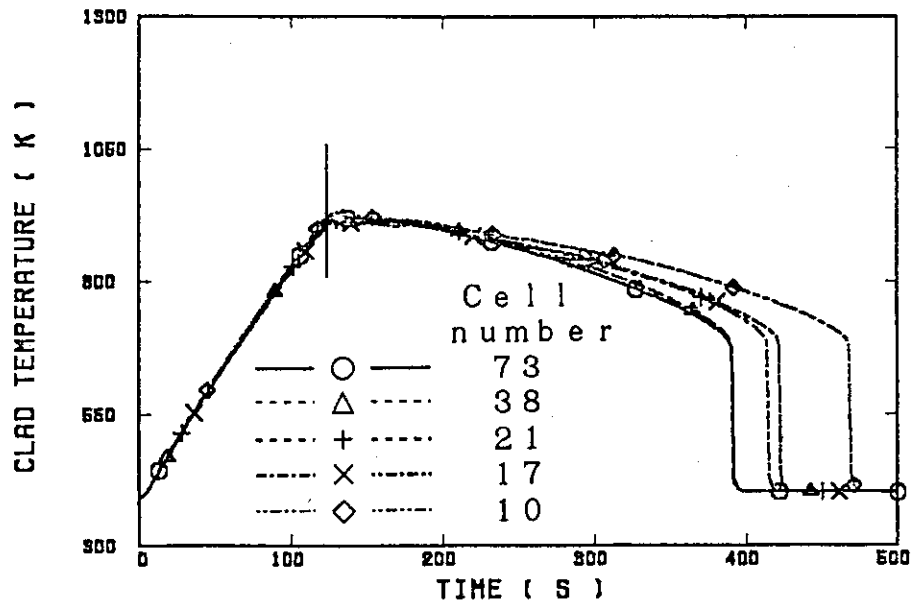


図4.1.3 中心高さの被覆管温度に対するセル数の影響

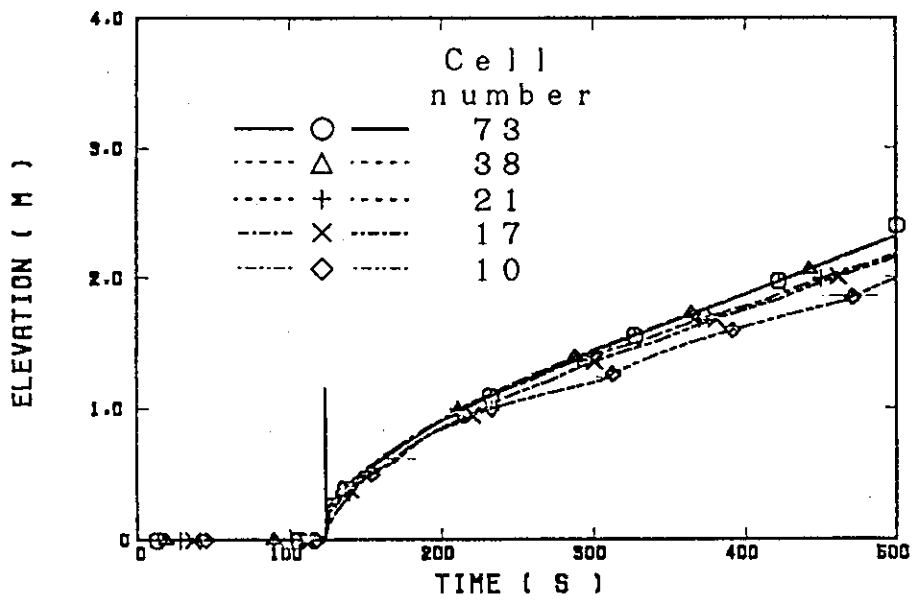


図4.1.4 クエンチ時間に対するセル数の影響

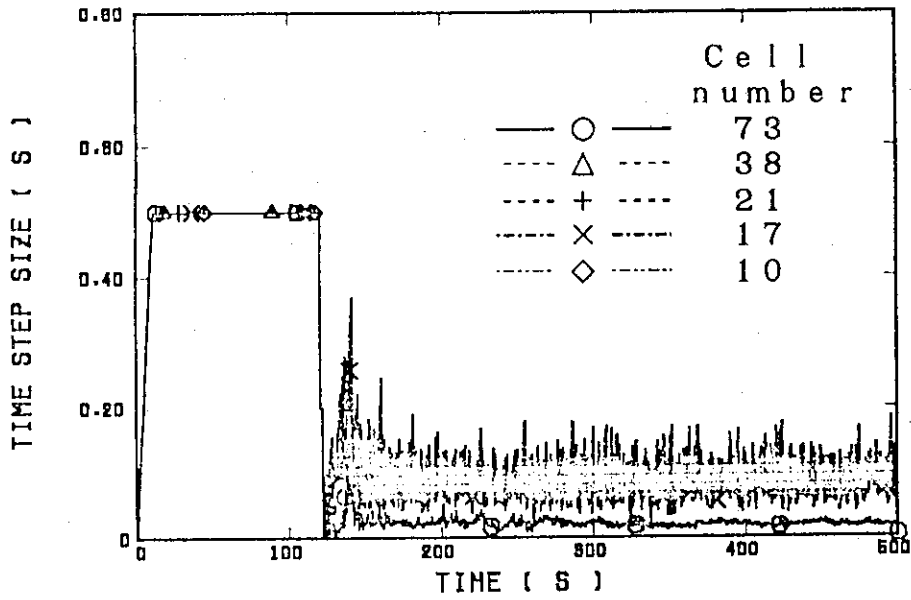


図4.1.5 タイムステップサイズに対するセル数の影響

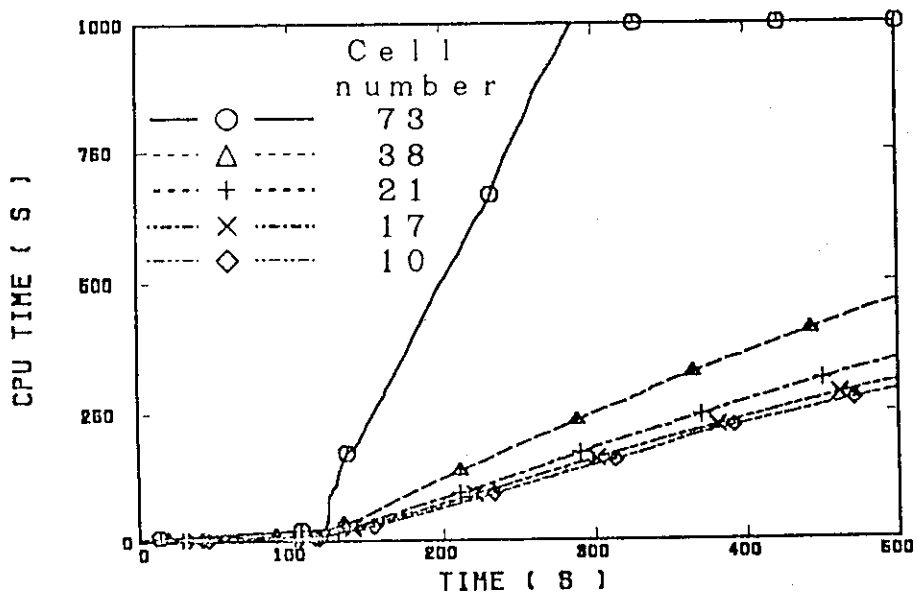


図4.1.6 CPU時間に対するセル数の影響



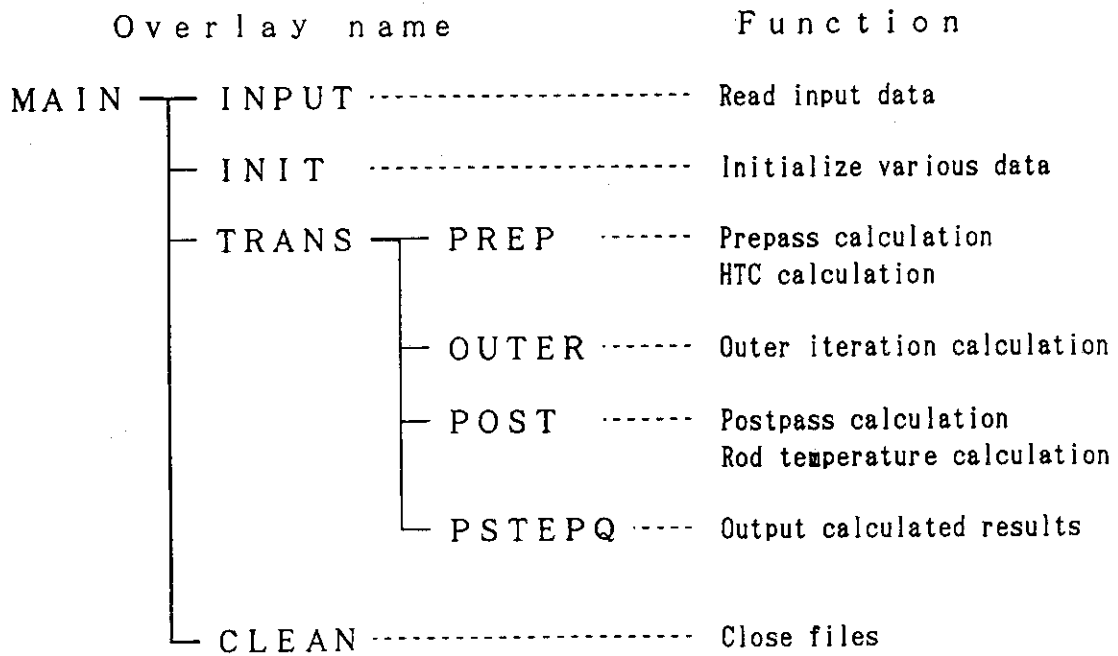


図4.1.7 TRACコードの主要オーバーレイと処理概要

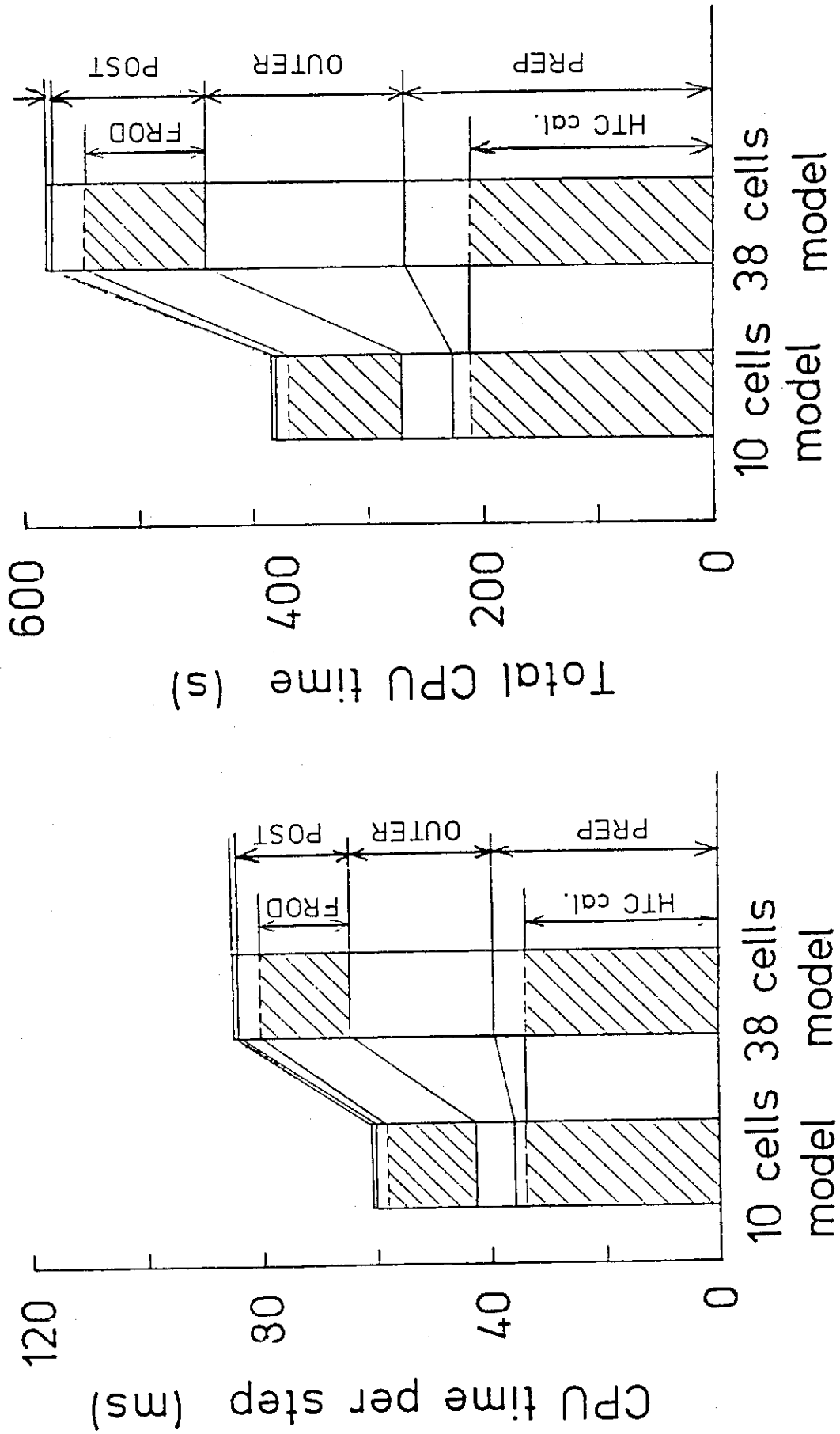


図4.1.8 10セルモデルと38セルモデルのCPU時間の比較

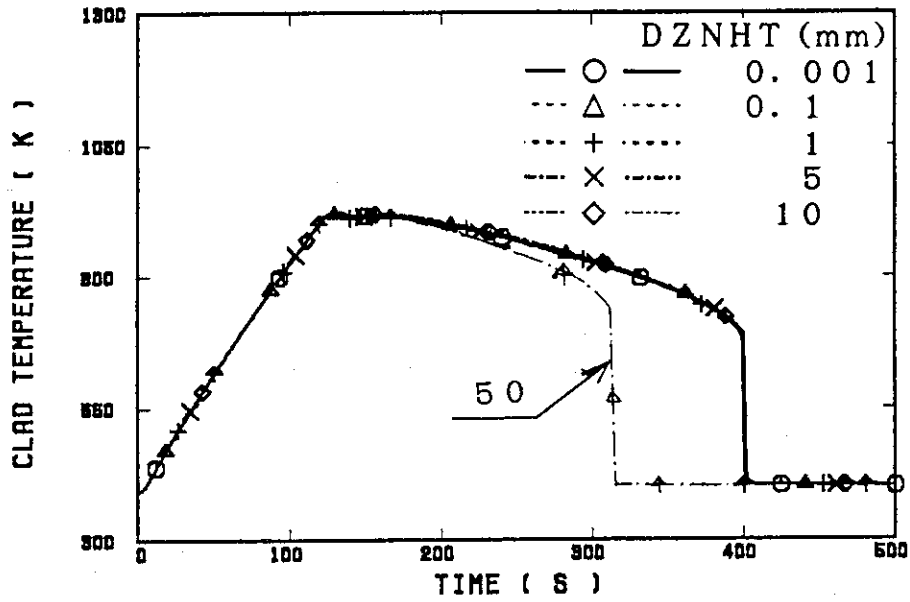


図4.2.1 中心高さの被覆管温度に対するファインメッシュ計算軸方向ノード分割サイズの影響

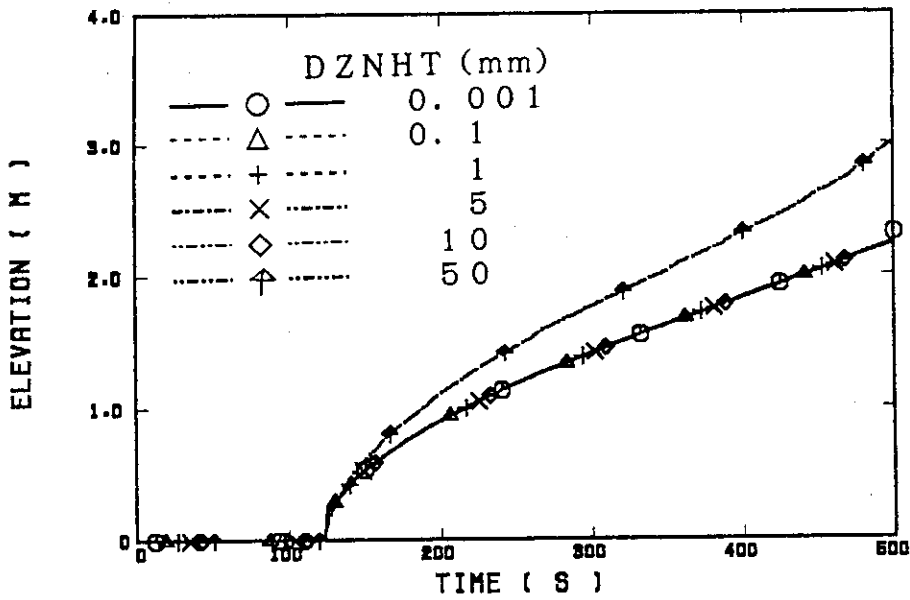


図4.2.2 クエンチ時間に対するファインメッシュ計算軸方向ノード分割サイズの影響

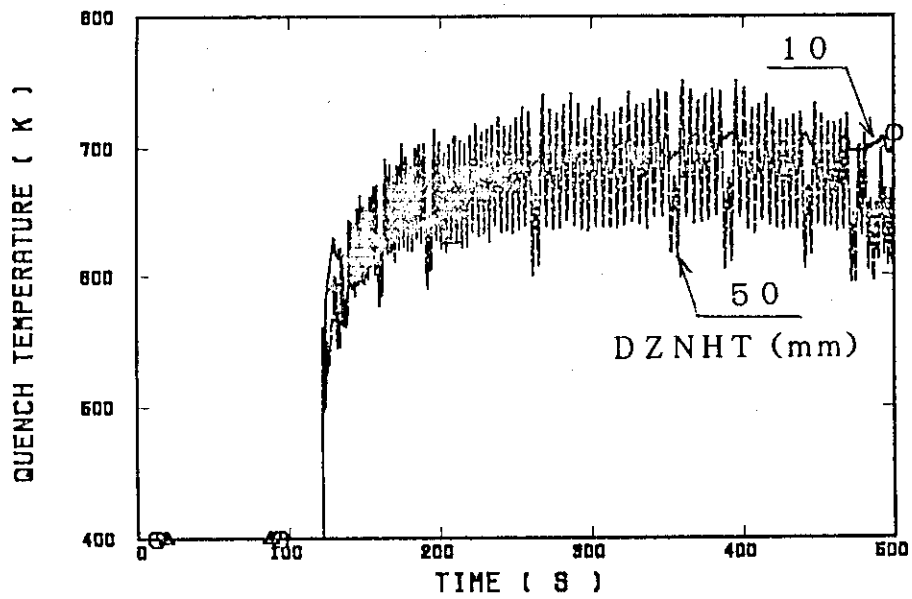
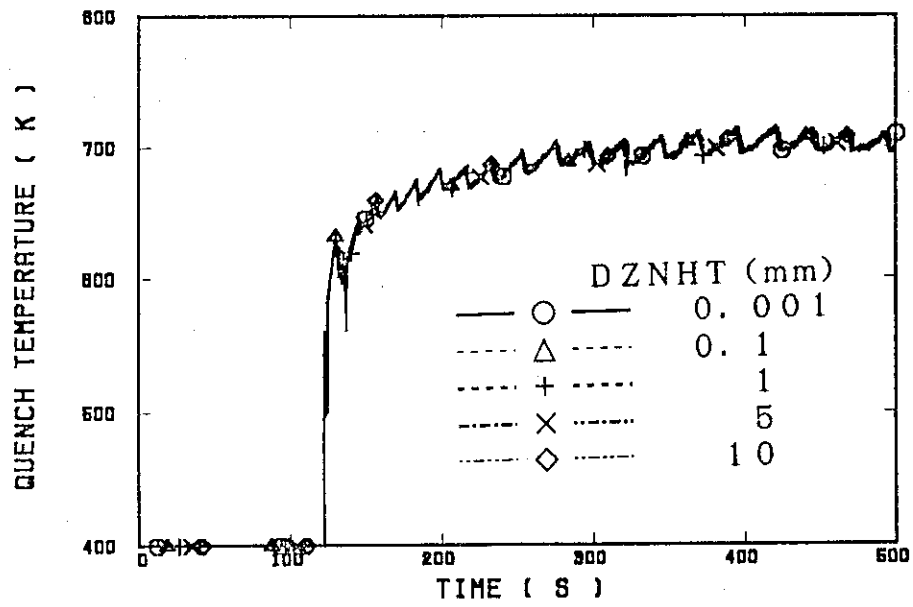


図 4.2.3 みかけのクエンチ温度に対するファインメッシュ計算軸方向ノード分割サイズの影響

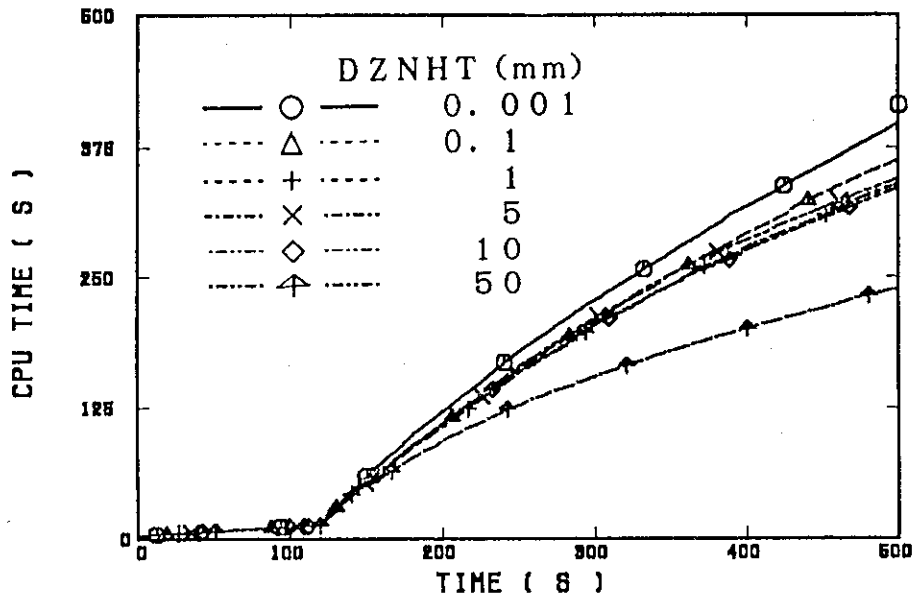


図4.2.4 CPU時間に対するファインメッシュ計算軸方向ノード分割サイズの影響

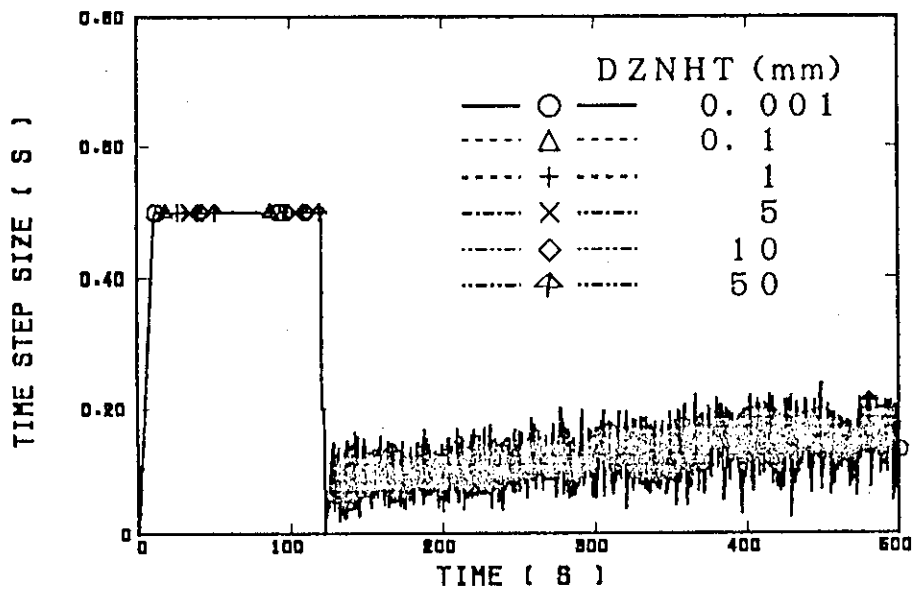


図4.2.5 タイムステップサイズに対するファインメッシュ計算軸方向ノード分割サイズの影響

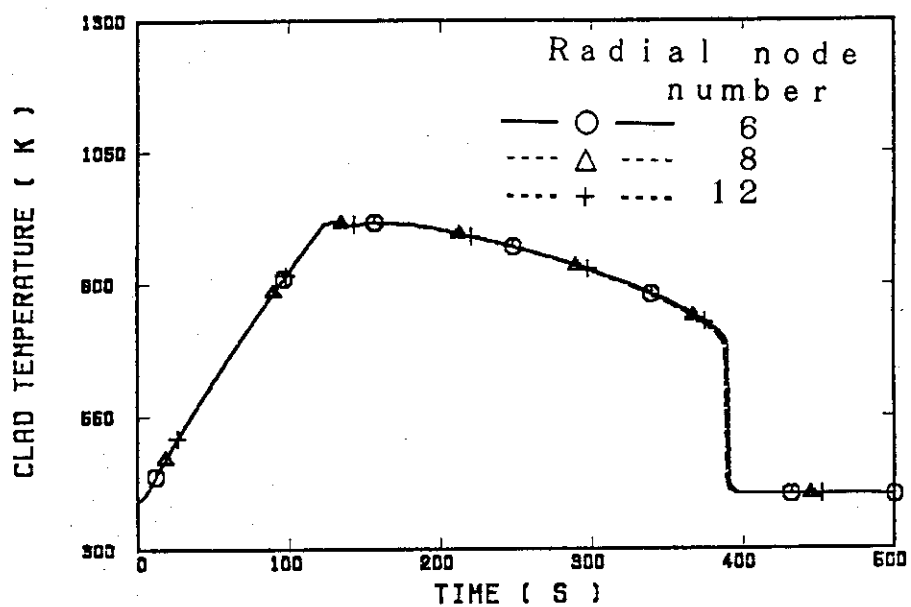


図4.2.6 中心高さの被覆管温度に対するファインメッシュ計算半径方向ノード分割サイズの影響

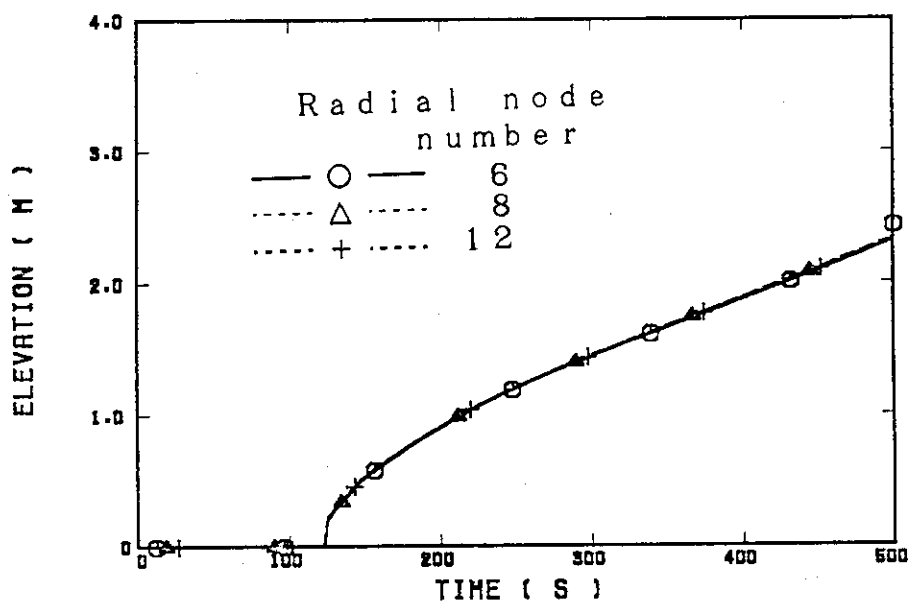


図4.2.7 クエンチ時間に対するファインメッシュ計算半径方向ノード分割サイズの影響

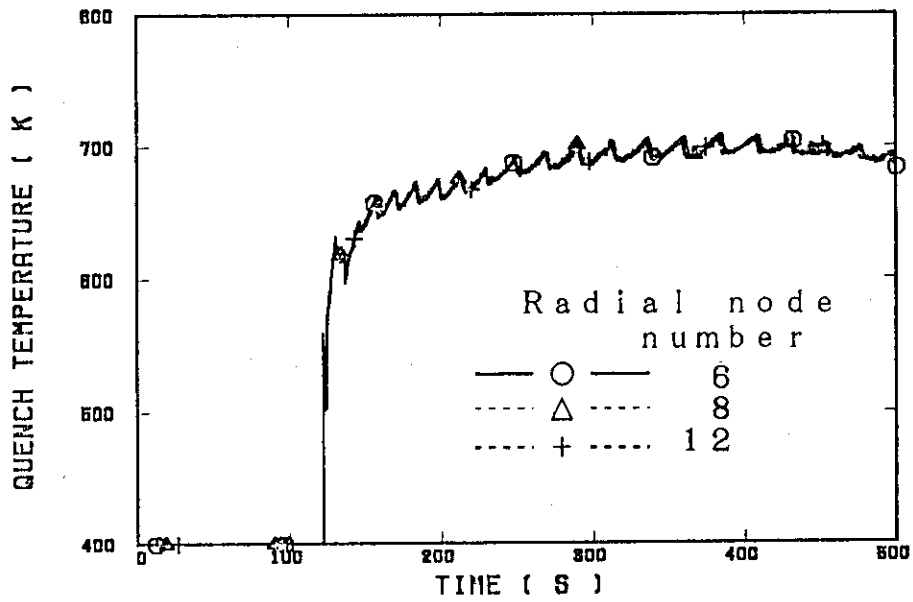


図4.2.8 みかけのクエンチ温度に対するファインメッシュ計算  
半径方向ノード分割サイズの影響

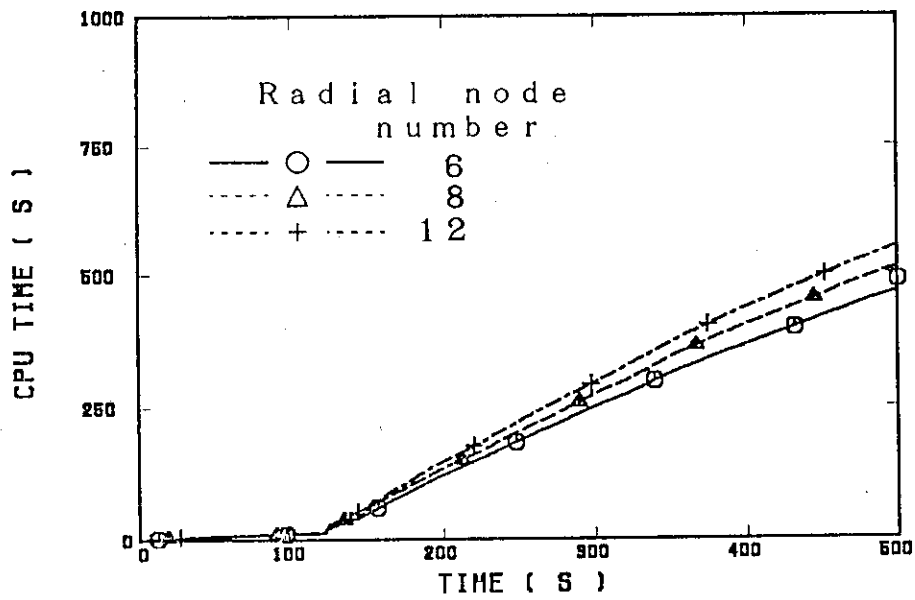


図4.2.9 CPU時間に対するファインメッシュ計算  
半径方向ノード分割サイズの影響

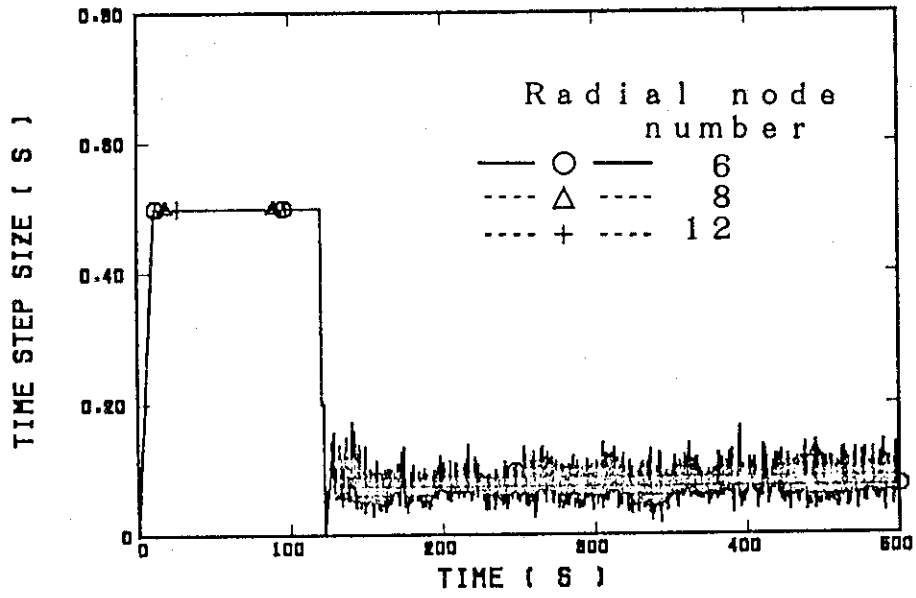


図4.2.10 タイムステップサイズに対するファインメッシュ計算  
半径方向ノード分割サイズの影響



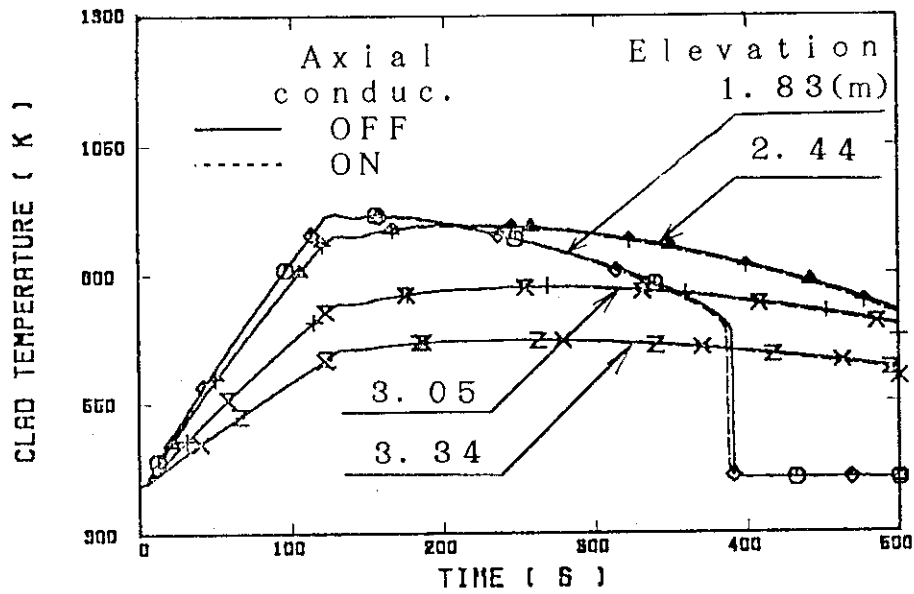
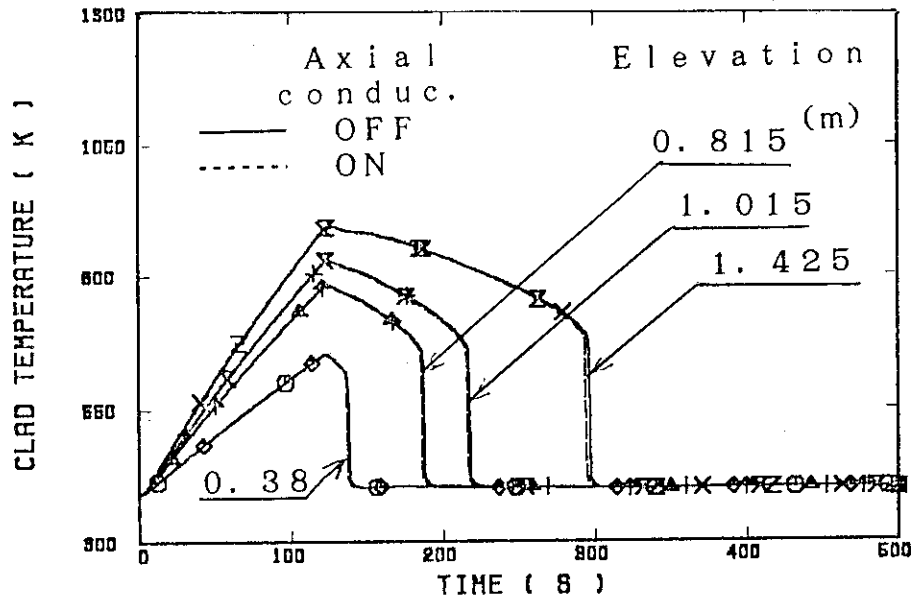


図4.2.11 被覆管温度に対する軸方向熱伝導の影響

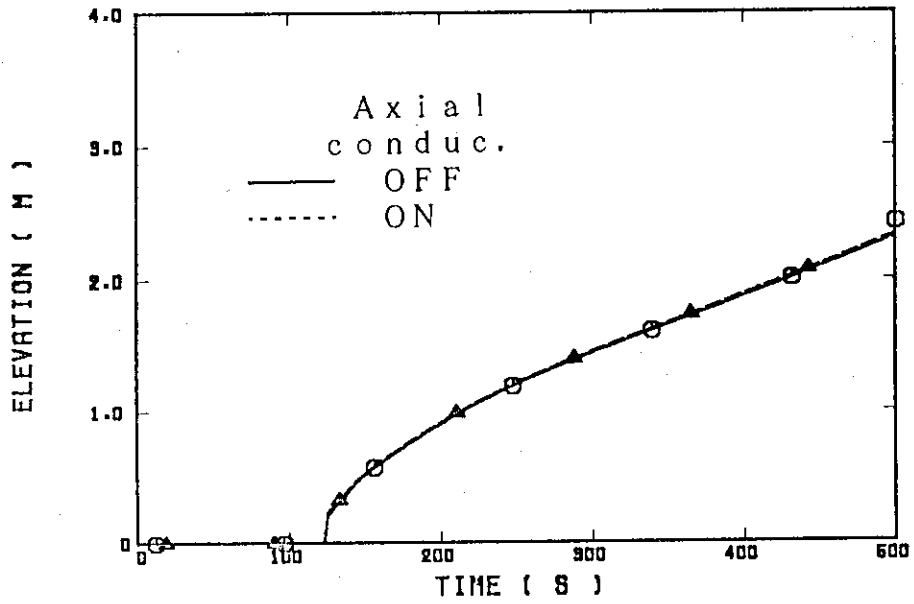


図4.2.12 クエンチ時間に対する軸方向熱伝導の影響

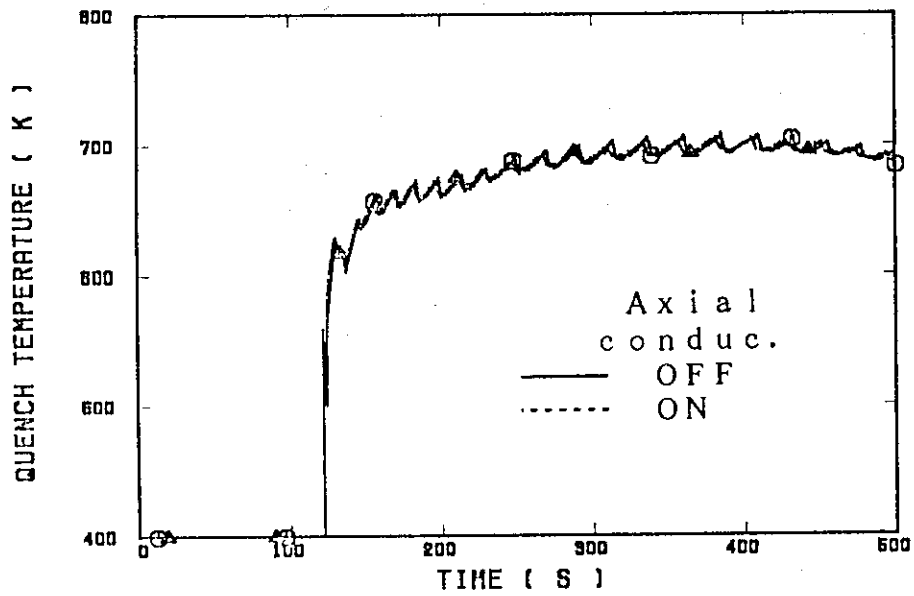


図4.2.13 みかけのクエンチ温度に対する軸方向熱伝導の影響

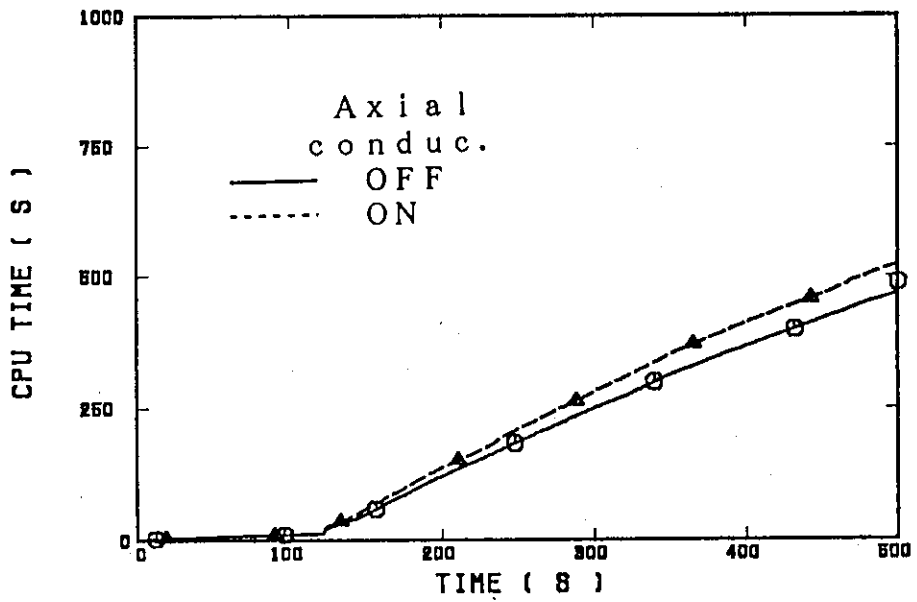


図4.2.14 CPU時間に対する軸方向熱伝導の影響

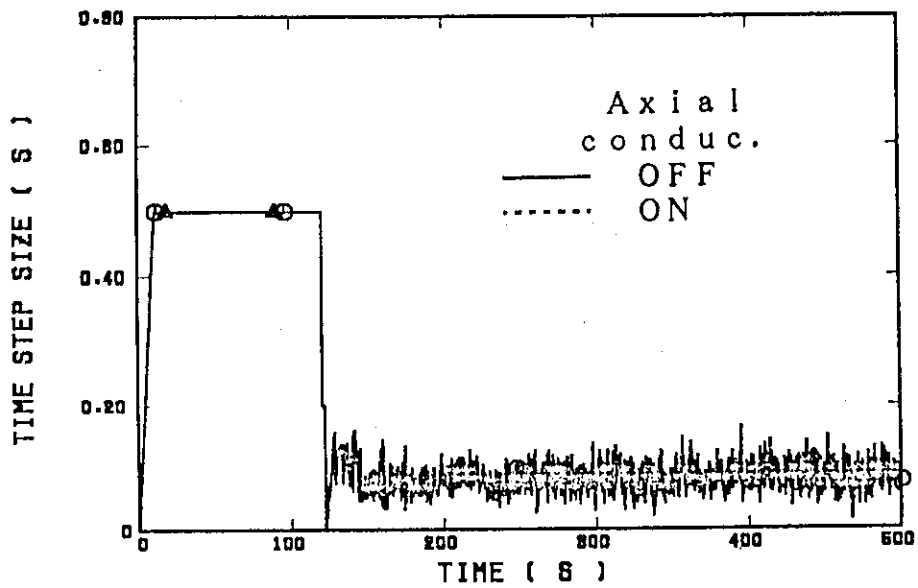


図4.2.15 タイムステップサイズに対する軸方向熱伝導の影響

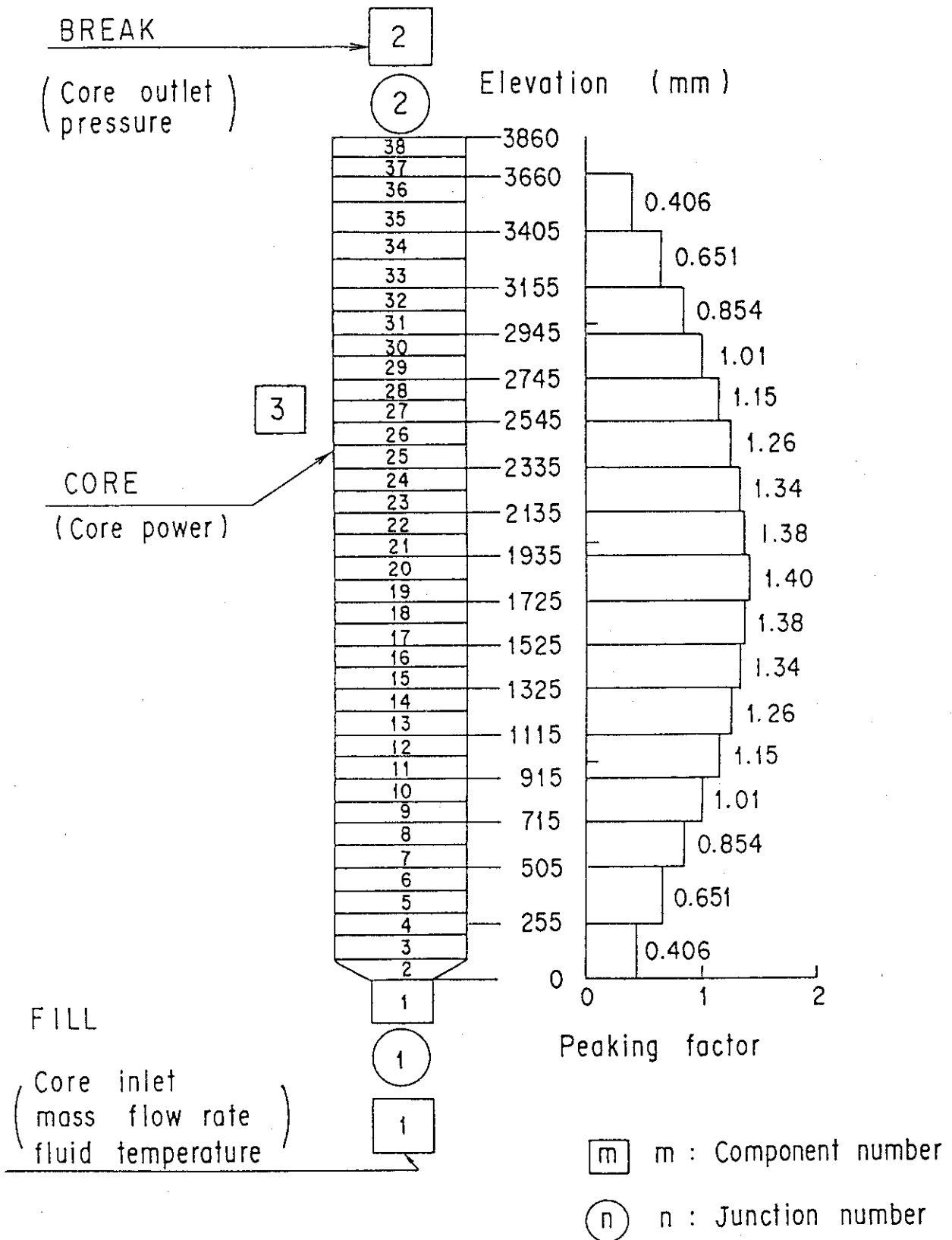


図4.3.1 REFLA/TRACコード入力データ

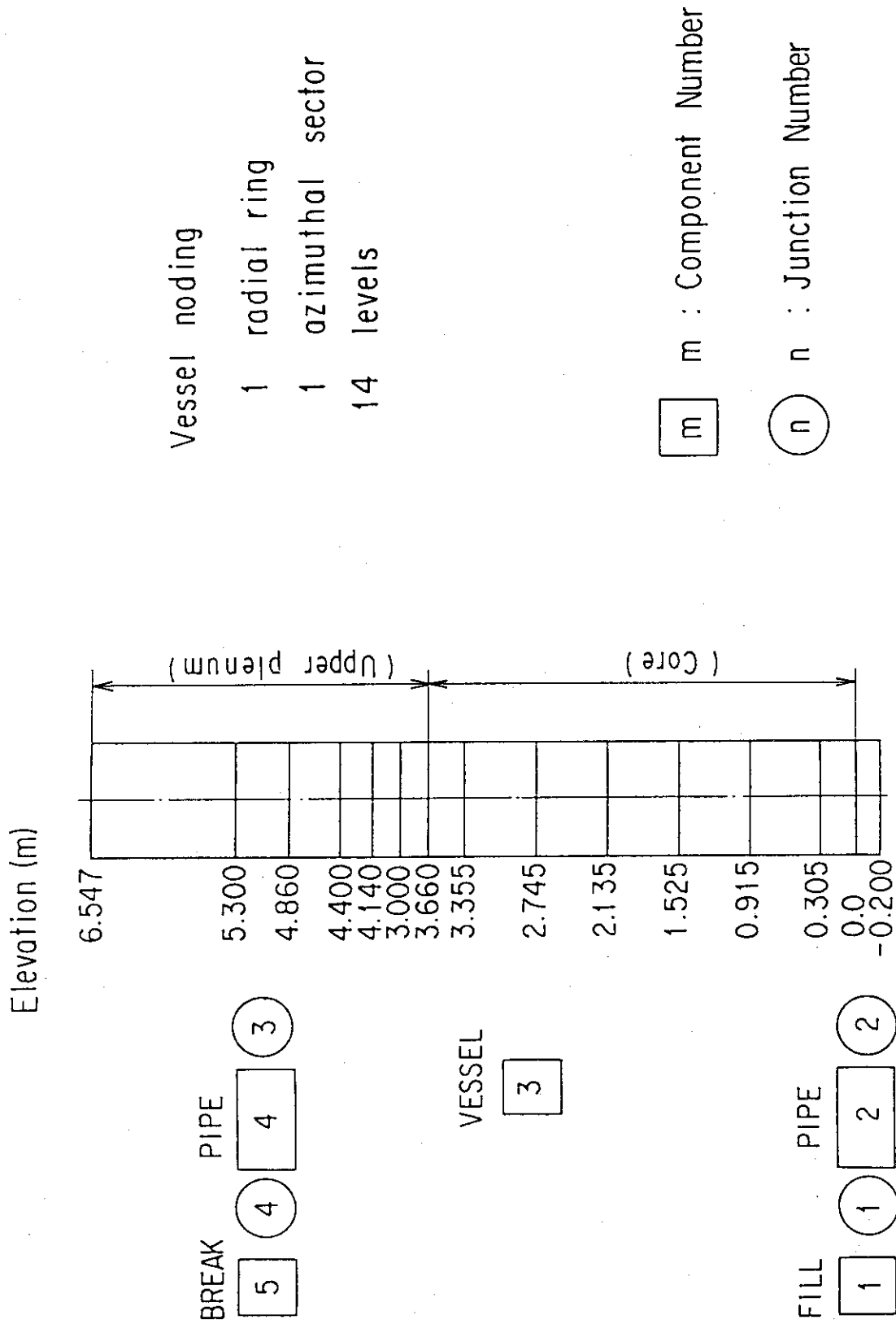


図4.3.2 TRACコード入力データ

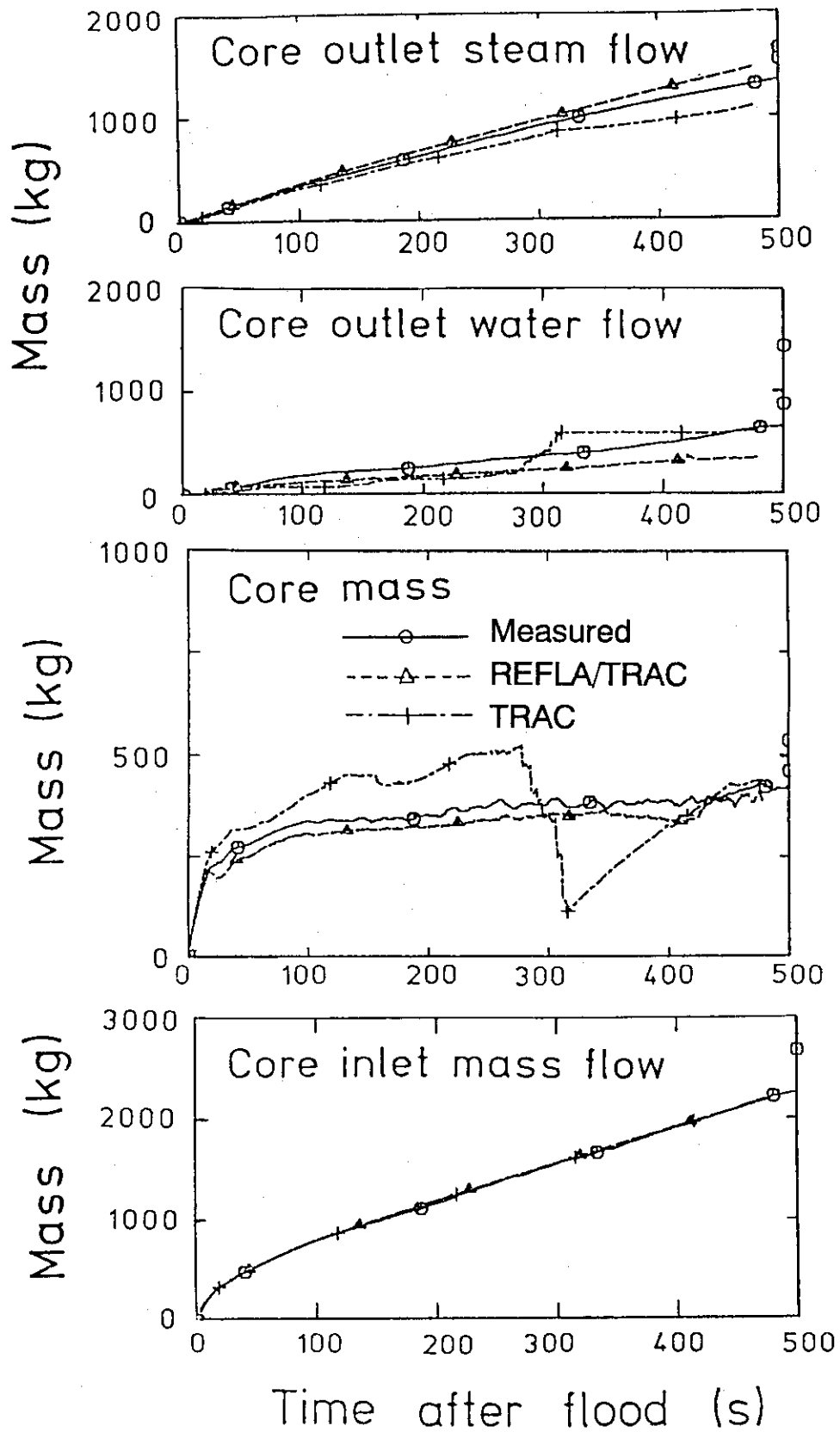


図4.3.3 炉心部のオーバオールなマスバランス

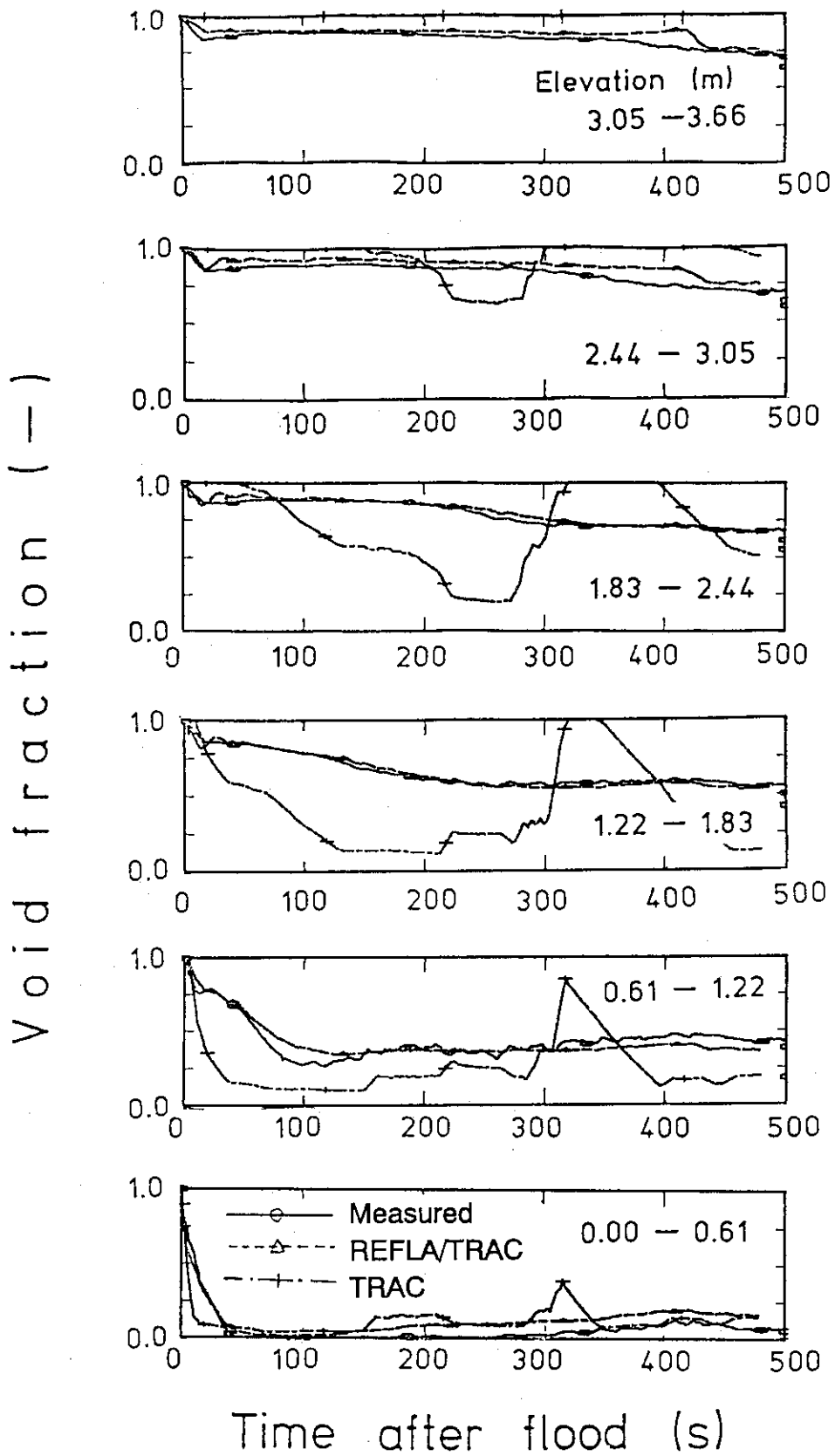


図4.3.4 炉心部のボイド率分布

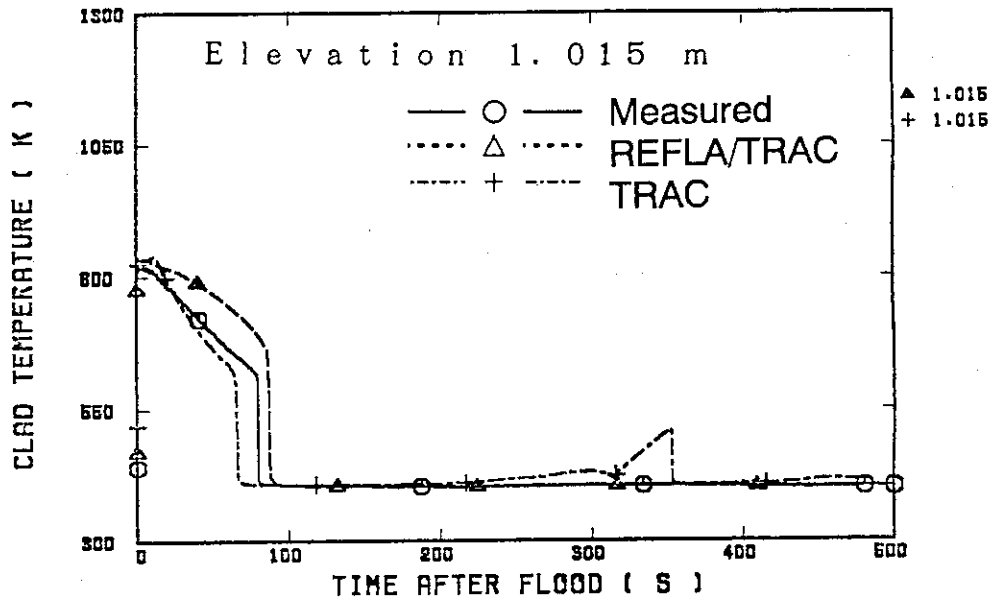
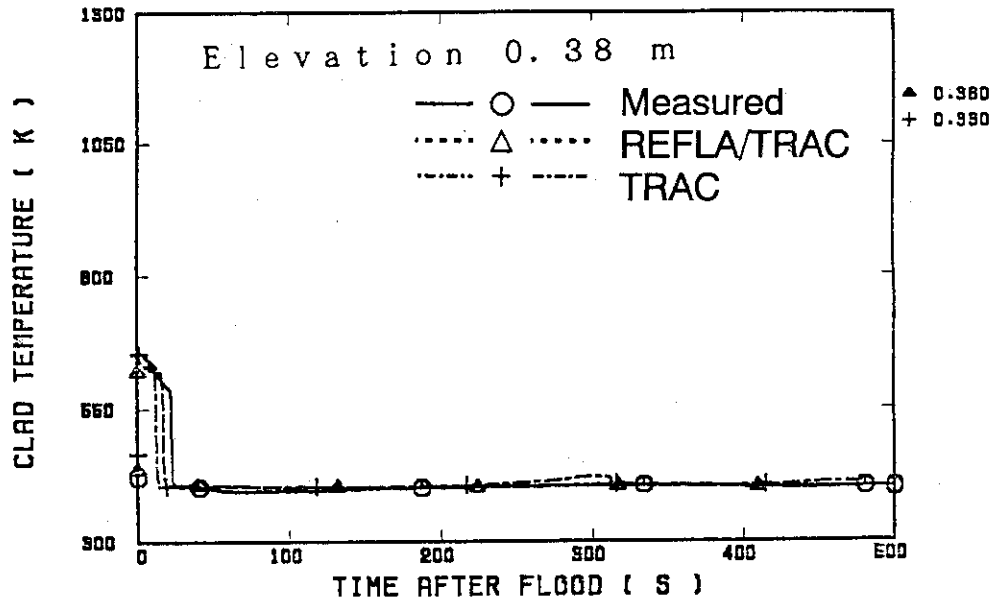


图4.3.5 被覆管温度



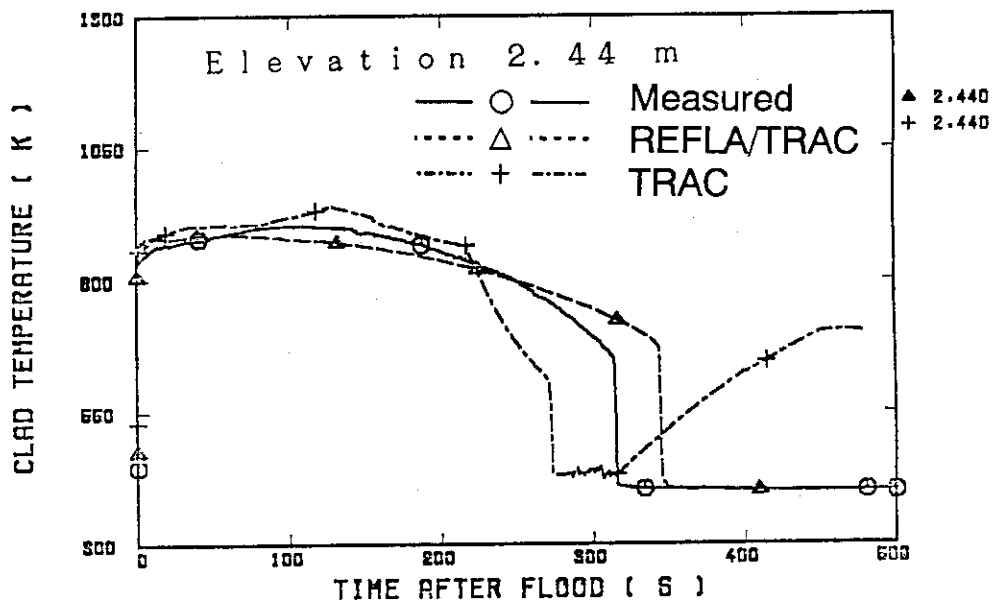
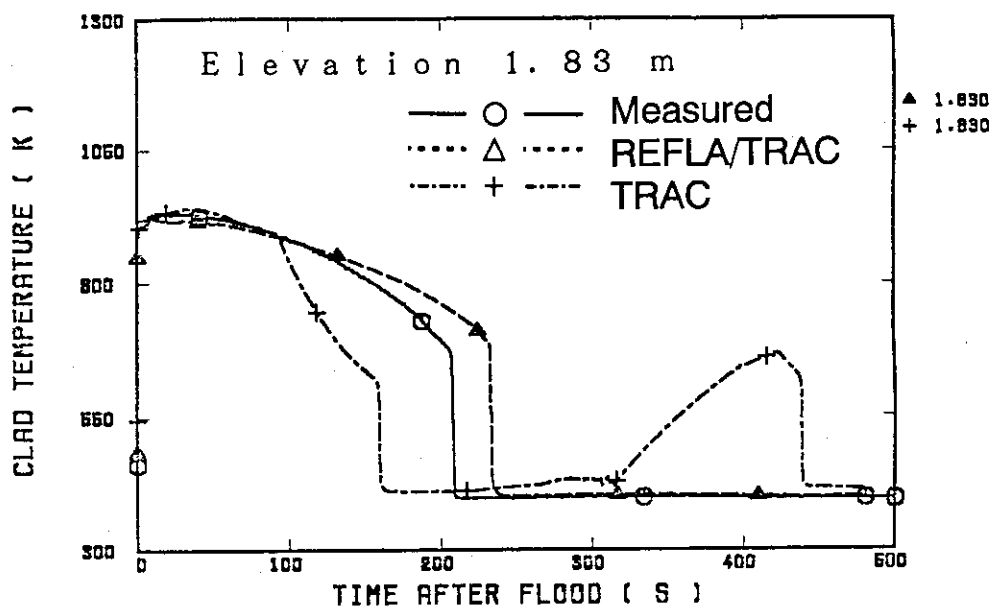


図4.3.5 被覆管温度(続き)

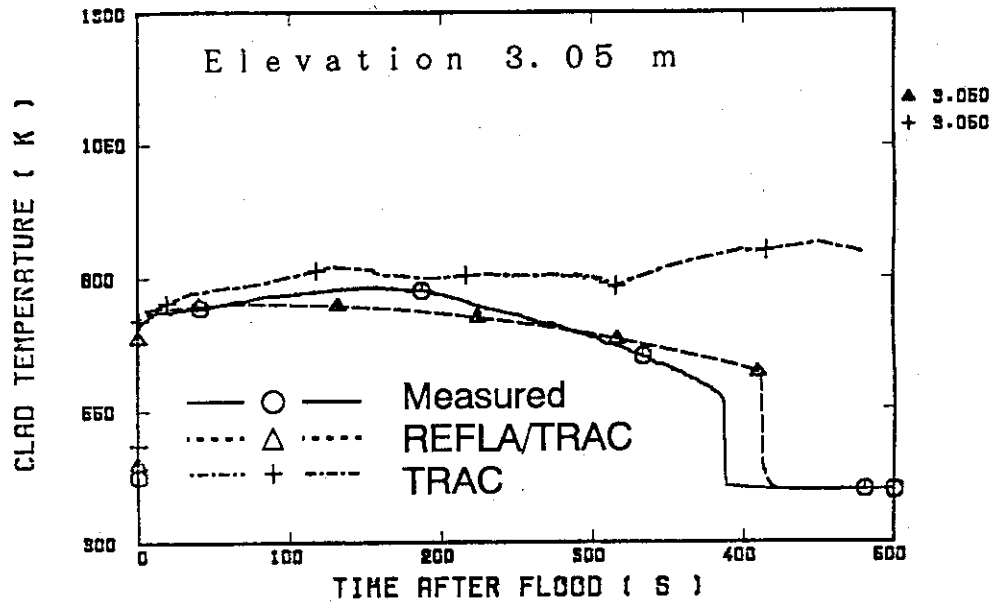


図4.3.5 被覆管温度 (続き)

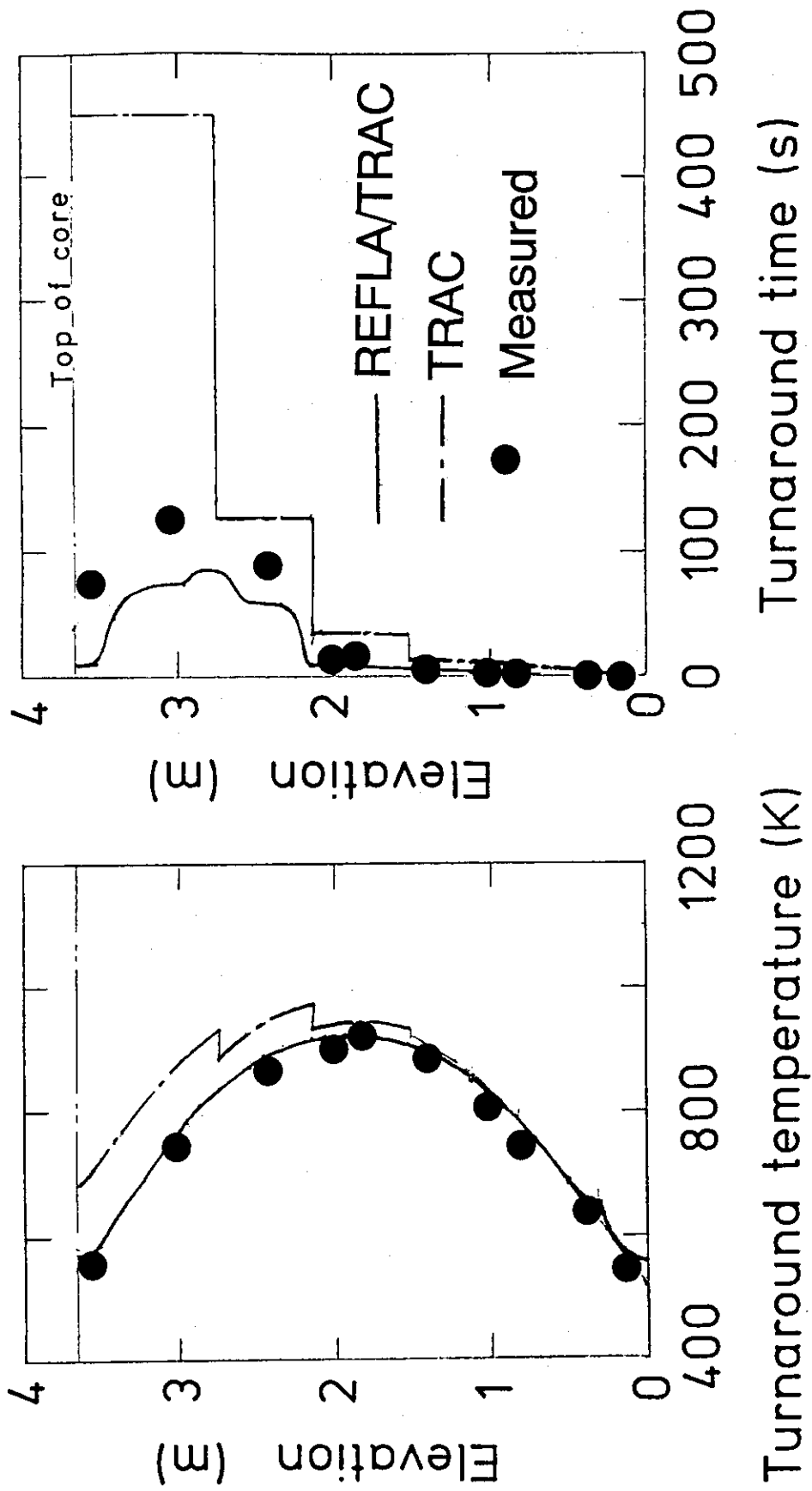


図4.3.6 ターンアラウンド温度とターンアラウンド時間

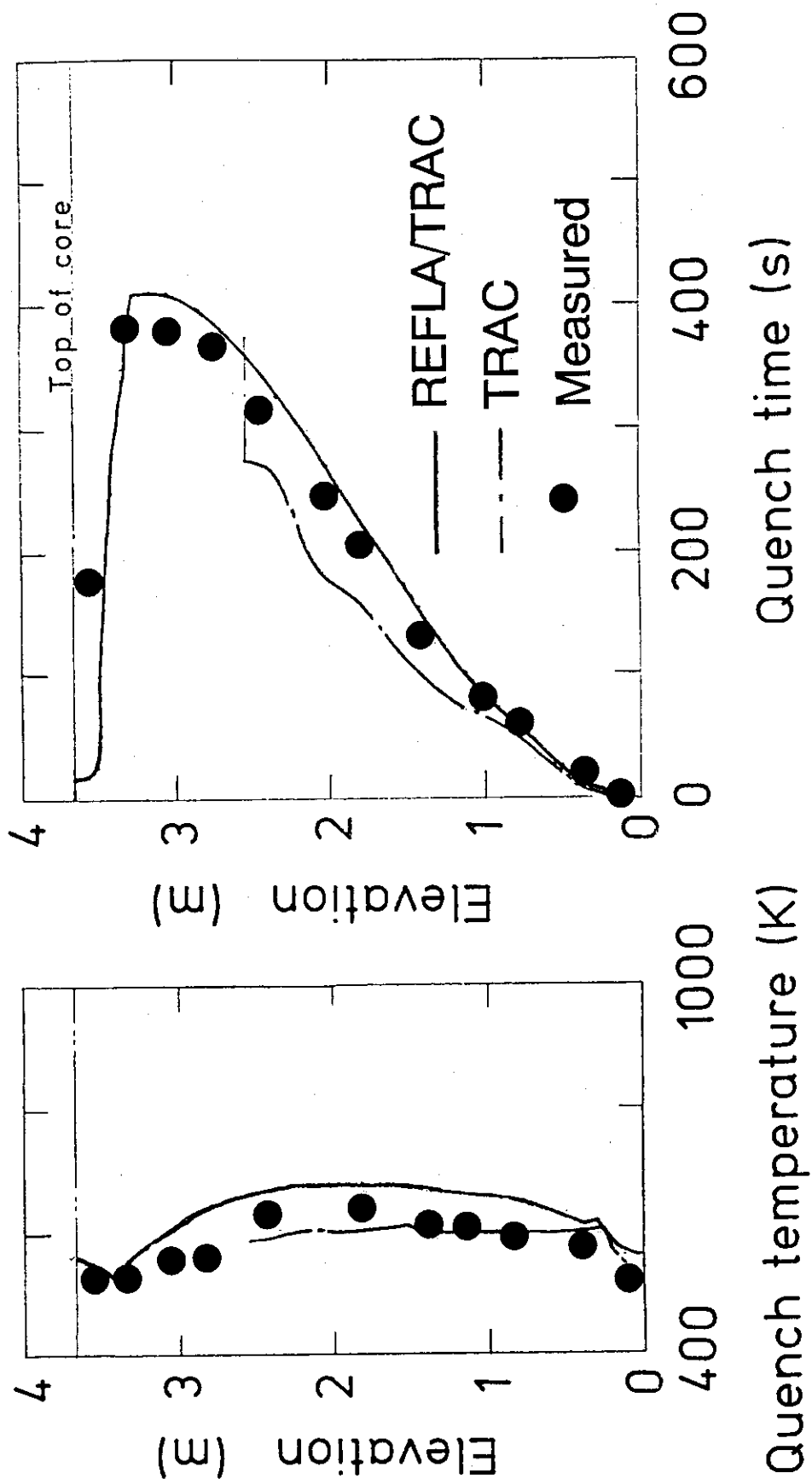


図4.3.7 クエッチ温度とクエッチ時間

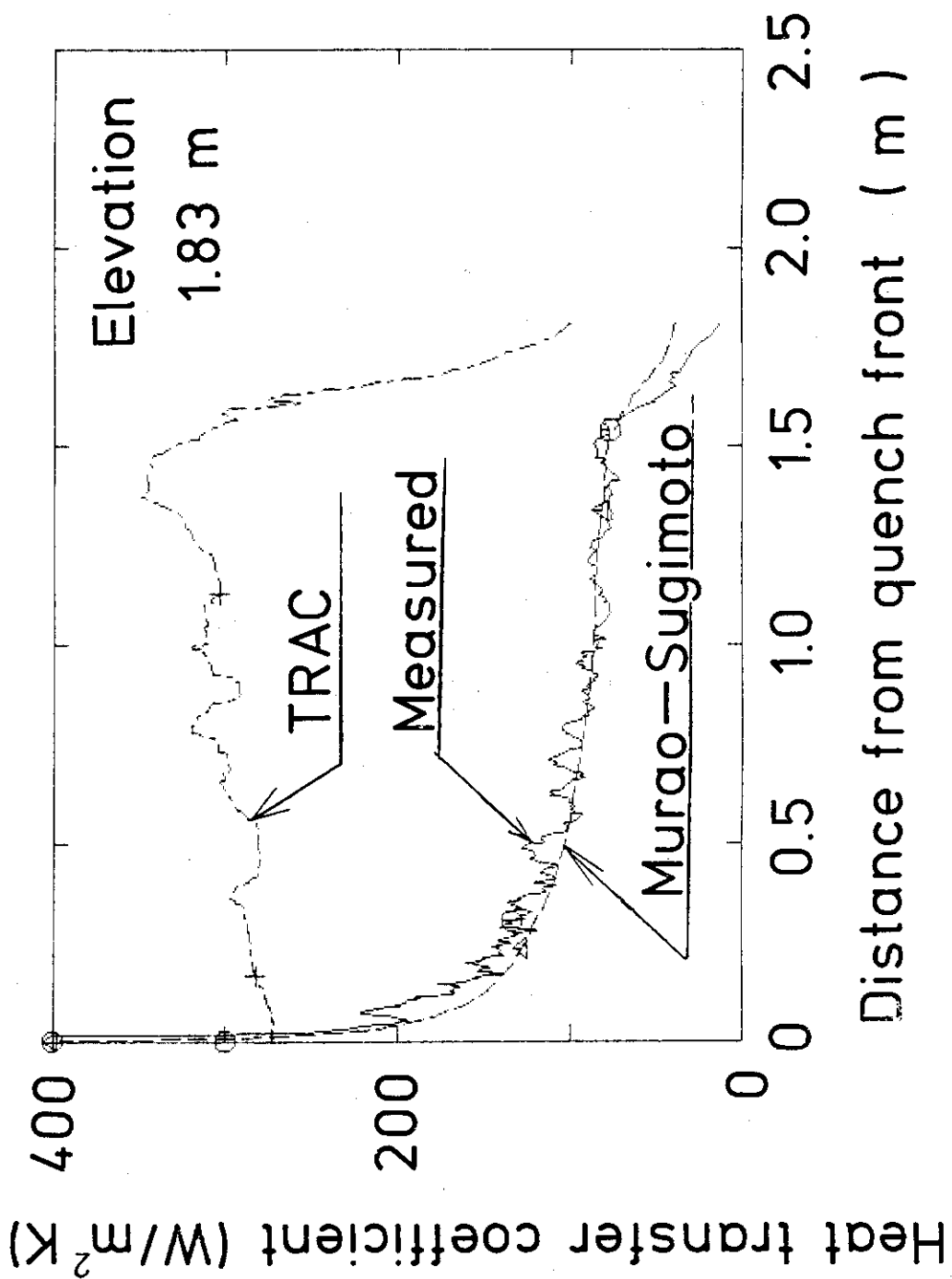


図4.3.8 中心高さにおける熱伝達率

## 5. 結 論

PWR LOCA再冠水期の炉心内熱水力挙動に対するTRAC-PF1コードの予測精度を向上するために、原研で開発された再冠水解析コードREFLAの物理モデルをTRAC-PF1コードに組み込んだ。TRACコードとREFLAコードの物理モデルを比較し、水力モデルとして(1)村尾-井口のボイド率相関式と等価な界面剪断応力モデル(2)液滴に対する抵抗係数相関式を、熱伝達モデルとして(3)膜沸騰領域の熱伝達相関式(4)クエンチ速度相関式(5)噴霧流に対する熱伝達相関式を選択し、TRAC-PF1コードに導入した。ボイド率相関式を等価な界面剪断応力相関式に変換する方法を導出し、変換方法が解の安定性に与える影響を検討した。

REFLAコードから選択した物理モデルを組み込んだ改良版TRACコードを用いて、流動計算に対する流体側セル分割数の影響、燃料棒内温度計算に対する燃料棒内ノード分割数並びに軸方向熱伝導の影響を調べた。また、円筒炉心平坦出力試験を対象に予測性能評価計算を行い、得られた結果をオリジナルのTRACコードによる計算結果と比較検討した。

以上の結果として以下の結論が得られた。

- (1) ボイド率相関式を界面剪断応力相関式に変換して二流体モデルに用いる場合、(2.1.13)式の方法が有効である。
- (2) 再冠水計算を行う上で、クエンチ速度相関式を用いて軸方向の熱伝導計算を無視することは妥当な近似方法である。クエンチ速度相関式を使用し、かつ軸方向の熱伝導計算を無視することで約10%のCPU時間を節約でき、計算効率を向上できる。
- (3) REFLAコードの物理モデルをTRACコードに導入した結果、炉心内の蓄水挙動と冷却挙動に対して実験結果と定性的に一致し、定量的にも良好に実験結果と一致する結果が得られた。

REFLAコードの物理モデルの導入によりTRAC-PF1コードの再冠水時炉心内熱水力挙動に対する予測精度を向上できることがわかった。

また、セル分割法に対する感度解析の結果から、改良版TRACコードを用いて計算を行う際には以下の点に留意して入力データを作成する必要があることがわかった。

- (1) セル分割数に依存しない結果を得るためには、流体側セルとして10cm程度に分割する必要がある。
- (2) 燃料棒内温度計算で使用するユーザー入力パラメータDZNHT（軸方向の最小メッシュ長さの最大値）としては、1mm以上で1cm以下を用いることで効率的な計算を行える。

## 謝 辞

本報告書をまとめるにあたり、有益な助言と討論を賜りました伝熱流動研究室の各位に感謝致します。特に、井口正主任研究員並びに大久保努副主任研究員からはREFLAコードの詳細について数多くの有益な助言を賜りました。ここに改めて感謝致します。

## 参 考 文 献

- (1) Los Alamos National Laboratory: TRAC-PF1/MOD1; An advanced best-estimate computer program for pressurized water reactor thermal-hydraulic analysis, LA-9944-MS NUREG/CR-3567, (1984).
- (2) Akimoto, H.: Analysis of TRAC-PF1 Calculated core heat transfer for a CCTF test, Nucl. Eng. Des., 88 pp.215-227, (1985).
- (3) Murao, Y., et al.: REFLA-1D/MOD3; A computer code for reflood thermo-hydrodynamic analysis during PWR-LOCA-user's manual-, JAERI-M 84-243, February 1985.
- (4) Murao, Y.: Study of the thermo-hydrodynamic phenomena in the nuclear core during reflood phase, JAERI-M 83-032, March 1983, (in Japanese).
- (5) Murao, Y., Iguchi, T.: Experimental modeling of core hydrodynamics during reflood phase of LOCA, J. Nucl. Sci. Technol. 19(8) p.613 (1982).
- (6) Murao, Y., Sugimoto, J.: Correlation of heat transfer coefficient for saturated film boiling during reflood phase prior to quenching, J. Nucl. Sci. Technol., 18(4), (1981).
- (7) Ohnuki, A., et al.: Effect of liquid flow rate on film boiling heat transfer during reflood in rod bundle, J. Nucl. Sci. Technol., 27(6), p535 (1990).
- (8) Murao, Y.: Quench model for lower temperature than thermo-hydrodynamic maximum liquid superheat, JAERI-M 10,000, March (1982), (in Japanese).
- (9) Akimoto, H., et al.: Implementation of an implicit method into heat conduction calculation of TRAC-PF1/MOD2 code, JAERI-M 90-122, August (1990).