

高速増殖大型炉の設計主要目に関する研究 (I)

SSCの反応度モデルの改良とATWS時のプラント応答解析

1988年1月

動力炉・核燃料開発事業団
大洗工学センター

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせください。

〒311-13 茨城県東茨城郡大洗町成田町4002

動力炉・核燃料開発事業団

大洗工学センター システム開発推進部・技術管理室

Enquires about copyright and reproduction should be addressed to: Technology Management Section O-arai Engineering Center, Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation 4002 Narita-cho, O-arai-machi, Higashi-Ibaraki, Ibaraki-ken, 311-13, Japan

動力炉・核燃料開発事業団 (Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation)

高速増殖大型炉の設計主要目に関する研究 (I)

SSCの反応度モデルの改良とATWS時のプラント応答解析

山口 彰¹

大島 宏之¹

要 旨

- (目的) LMFBRにおいて固有の反応度効果を積極的に活用すればATWS時の炉心損傷を制限できる。本研究は、ATWS時のプラント全体の核熱流動を精度良く計算する手法を開発し、各反応度効果を概略評価することを目的とする。
- (方法) 制御棒の熱膨張による反応度モデルを開発し、SSC-Lに適用した。熱膨張量は、上部プレナム内の2次元詳細温度分布に基づき評価される。開発されたモデルを用いてULOHSの解析を実施した。
- (結果) SSC-Lでは、①燃料ドップラー、②冷却材の密度変化、③燃料の熱膨張、④構造材の熱膨張、⑤炉心支持板の熱膨張、⑥制御棒の熱膨張による反応度効果を考慮できるようになった。ULOHS解析の結果から、これらの反応度を考慮すれば緩和対策を施すために数分以上の時間的余裕があるが、炉心損傷無しに炉停止するには至らないことが示された。一方、炉内構造物等の変形による反応度を評価する場合、ここで考慮されなかった変形モード、抱束条件等に関する考察を行う必要がある。
- (結論) SSC-Lによれば、多くの反応度効果を考慮してATWS時のプラント全体の熱流動をより現実的に解析することが可能となった。ULOHSの場合には、時間的余裕があるため、手動スクラムや、その他の作動速度が遅い炉停止系を利用することも可能である。

Key Technological Design Study of a Large LMFBR (I)

Improvement of Reactivity Feedback Modeling in SSC-L and Analysis of
Plant Thermal Hydraulic Behavior During ATWS Accident

Akira Yamaguchi* and Hiroyuki Ohshima*

Reactivity Feedback Modeling in Super System Code (SSC) has been improved to analyze the whole plant thermal hydraulic response to an anticipated transient without scram (ATWS) in a liquid metal fast breeder reactor (LMFBR). First of all, two-dimensional (2D) fluid flow and heat transfer modeling of reactor upper plenum (UP) has been modified. The heat transfer between the coolant and the control rod driveline (CRD) can be evaluated based on the 2D, not one-point, temperature distribution calculated by the UP model. The CRD is included as a part of in-plenum structure, and the thermal expansion of it is evaluated assuming the elongation is proportional to the temperature rise of the CRD. The reactivity feedback effect is evaluated using the elongation and the control rod worth. SSC-L is now capable of treating the following reactivity feedback effects caused by; 1) fuel doppler, 2) sodium density, 3) fuel axial expansion, 4) thermal expansion of the in-core structure, 5) thermal expansion of the core support structure, and 6) thermal expansion of the CRD. Whole plant thermal hydraulics during the ATWS accident can be analyzed taking the reactivity feedback effect into consideration more realistically than ever.

An ATWS accident, i.e. unprotected loss-of-heat-sink (ULOHS), has been analyzed using SSC-L as an example. It is impossible to mitigate the ATWS consequence without core damage if no design change is made. However, it is found that more than 7 minutes of grace time is available for the remedial action at least if the above mentioned reactivity model is used. The accident progression is not so rapid in general in the ULOHS accident. The relatively slow response implies reactor shutdown can be achieved by a manual scram or a shutdown system actuated at slower speed can be utilized for mitigating the ATWS consequence.

* Reactor Engineering Section, O-arai Engineering Center

In the present analysis of CRD thermal expansion, it is assumed that the deformation of the CRD is one-dimensional, linear and elastic. It should be noted that the effect of the other deformation modes and the boundary conditions on the thermal expansion calculation have not been sufficiently investigated. For example, some deformation modes which were not considered in the present analysis may result in positive reactivity feedback. It is important to investigate the feasibility of an innovative design for mitigating ATWS consequence from the general point of view.

This work has been conducted as a part of the Key Parameter Design Study of a Large LMFBR (I).

目 次

Nomenclature	VI
List of Figures	K
List of Tables	XI
1. 序 論	1
2. SSC-Lの2次元上部プレナムモデル	4
2.1 物理モデル	4
2.1.1 基礎方程式	4
2.1.2 内部構造物	6
2.1.3 流体と構造物の熱伝達	7
2.1.4 境界条件	8
2.2 数値解法	8
2.2.1 グリッドとコントロールボリューム	8
2.2.2 保存則の解法	10
2.2.3 圧力と流速のカップリング	14
2.2.4 改良計算手法	16
2.2.5 対流の数値解法と数値安定性	19
3. 制御棒駆動機構の熱膨張による反応度効果	32
3.1 制御棒駆動機構の熱膨張モデル	32
3.2 上部プレナムのモデル化	33
3.3 スクラム失敗事故の解析	35
4. 結論と今後の課題	56
5. 謝 辞	58
6. 参考文献	59

Nomenclature

a	speed of sound
A	Area
$A_{i,j}$	general coefficients in finite-difference equation
A_j, B_j, C_j, D_j	coefficients in equation (13)
B, S	source term in finite-difference equation
C_p, C_v	specific heats at constant pressure and volume, respectively
$C_1, C_2, C_\mu, \sigma_k, \sigma_\epsilon$	empirical constants in turbulent equation defined in Table 1
f	friction factor
F_s	shape constant
g	gravitational acceleration
G	rate of strain tensor
P	pressure
Pr	Prandtl number
Pe	Peclet number
\dot{Q}	rate of heat generation per unit volume
$\Delta r, \Delta z$	grid spacing in r and z directions, respectively
r, z	cylindrical coordinates
R	distributed resistance
Re	Reynolds number
x, y	Cartesian coordinates
T	temperature
t	time
tc	critical time step size
U	velocity component in r-direction
v	velocity

V	volume
W	velocity component in z direction
U^l, W^l	velocity corrections
p^l	pressure correction
U^*, W^*	guessed or estimated velocities
p^*	guessed or estimated pressure
U^I, W^I	initial velocities
p^I	initial pressure
U, W	improved velocities
ρ	density
k	turbulent kinetic energy
ϵ	rate of dissipation of turbulence kinetic energy
ϕ	generalized dependent variable
λ	diffusion coefficient
α	volumetric heat transfer coefficient
τ	time constant
θ	surface porosity
β	volume porosity

Subscripts

f	fluid
i, j	location in discrete mesh
L	laminar
S	structure/static
r, z	coordinates
T	turbulent
ϕ	properties for variable ϕ

Superscripts

I	initial or guessed value
n	iteration level
p	the velocity or coefficients used in pressure equation
U, W	corresponding control volumes

List of Figures

Fig. 1	Modeling of the reactivity feedback effect in cycles 41 and 42 of SSC-L version 3.2.	3
Fig. 2	A typical mesh in cylindrical coordinates	2 6
Fig. 3	A typical cell showing the locations of the principle variables	2 7
Fig. 4	a) Control-volume for scalar variables $P_{i,j}$, $T_{i,j}$, $k_{i,j}$, $\epsilon_{i,j}$, and $\rho_{i,j}$	2 8
	b) Control-volume for $U_{i,j}$	2 8
	c) Control-volume for $W_{i,j}$	2 8
Fig. 5	Typical Nomenclature for control-volume centered and face-centered	2 9
Fig. 6	Control-volume for pressure $P_{i,j}$	3 0
Fig. 7	Typical control-volume and uniform grid spacing for one-dimensional problem	3 0
Fig. 8	Quadratic interpolation control-volume face value $\phi_{i-1/2,j}$.	3 1
Fig. 9	Schematic of the core configuration	3 8
Fig. 10	Structure inside of the UCS	3 9
Fig. 11	Coolant flow path inside of the UCS and control rod guide tube	4 0
Fig. 12	Dimension of the reactor upper plenum	4 1
Fig. 13	Thermal expansion model of the control rod drive mechanism .	4 2
Fig. 14	Grid and control volume of the two-dimensional upper plenum model in SSC	4 3
Fig. 15	Input data for the two-dimensional upper plenum model in SSC	4 4
Fig. 16	Equivalent radius of each region in the reactor core	4 6
Fig. 17	Reactor upper plenum modeling for SSC	4 7
Fig. 18	Fortran source list for the modeling of the reactivity feedback effect due to thermal expansion of the control rod drive	4 8
Fig. 19	Temperature transients at the inlet and the outlet of the reactor vessel	5 5
Fig. 20	Inserted reactivity by doppler, sodium density, fuel axial expansion, and thermal expansions of the core support structure and in-core structure	5 5

Fig. 21 Inserted reactivity by the thermal expansion of the control
rod 5 5

List of Tables

Table 1	Constants in turbulence model	2 5
Table 2	Correspondence of ϕ , $\lambda\phi$, $S\phi$ from equations (2)-(6)	2 5
Table 3	Comparison of the plant thermohydraulic response in various situations of ULOHS accidents	3 7
Table 4	Main computational results of the ULOHS accident analysis taking account of the reactivity effect due to the thermal expansion of the control rod drive mechanism	3 7

1. 序 論

高速増殖大型炉において、炉心損傷に至ると考えられる事故としては、原子炉の核的停止に失敗する、いわゆるスクラム失敗事故(ATWS)がある。これに対しては、発生頻度が十分に低いこと、あるいはリスクが十分に小さいことを示すことによって設計基準外事象と位置づけることが可能となろう。それを達成するためには、以下の方策が有効であると考えられる。

- (1) 固有の緩和効果を十分に予測できることを示すための解析手法を提供するとともに、解析評価上の不確定幅を低減する。
- (2) 適切な解析手法を用いて、ATWSの一部の事象では、固有の負の反応度効果によって事象緩和が可能であることを示す。
- (3) 固有の負の反応度効果によって事象緩和が不可能な場合には、事象の進展が比較的に緩慢であることを示す。すなわち、瞬時に破局的な結果に至らないこと、従って様々な緩和対策を施す時間的余裕があることを示す。この条件が満たされるならば、修復操作によるATWSの事象進展を防止することが可能であるほか、比較的作動速度の遅いものも含めて新概念の炉停止機構を利用する可能性が拡大する。
- (4) さらに、ATWS時に出力減少に導くための反応度効果が期待できるような設計の可能性を積極的に追求する。高速増殖大型炉に於て、固有の負の反応効果を積極的に活用する設計とすれば、設計基準外事象であるスクラム失敗事故に対しても炉心損傷を防止あるいは制限することが可能である。

これらの方策を達成するためには、核的反応度効果を現実的にモデル化し、プラント全体の熱流動との相互作用を考慮した上で解析評価を実施することが前提となる。このような解析手法が開発・整備された上で、ATWSの事象緩和効果を定量化したり、ATWSを緩和する為の様々な設計の可能性を追求することが可能となる。このような観点から、高速炉プラント全体の核熱流動を精度良く解析できる計算コードが必要となる。

ループ型高速増殖炉のシステムコードSSC-L〔1〕は米国のブルックヘブン国立研究所で開発され、動燃においても高速実験炉「常陽」、高速増殖原型炉「もんじゅ」、高速増殖大型炉にSSC-Lを適用するために、様々なモデルの開発や解析精度を向上させるための改良整備を実施してきている〔2〕。SSC-Lは、これまでにはスクラムを伴う過渡事象を中心として適用されてきた経緯から、反応度効果に関しては十分な解析モデルが備えられていなかったし、解析例も多くはない。SSC-Lにモデル化されていた反応度フィードバックは、

- (1) 燃料ドップラー反応度効果
- (2) 冷却材の密度変化による反応度効果

(3) 燃料の熱膨張による反応度効果

である。我々は、原型炉「もんじゅ」に適用することを意図して、これらの反応度効果モデルの整備に加えて新たに

(4) 構造材の熱膨張による反応度効果

(5) 炉心支持板の熱膨張による反応度効果

の追加を実施している〔3〕。

本研究では、炉容器や上部プレナム中の構造物である制御棒駆動機構の熱的変形による、制御棒と炉心の相対変位に起因する反応度効果のモデル化を実施した。このためには、原子炉容器上部プレナムの冷却材温度分布を詳細に評価し、制御棒駆動機構との伝熱を解析する必要がある。これにより、制御棒駆動機構の温度と上部プレナム中の熱膨張量の過渡変化が計算される。上部プレナム中の冷却材温度の詳細分布を知るためには、SSC-Lの上部プレナム2次元モデル〔4〕を用いている。具体的には以下の作業を実施した。

(1) SSC-Lの2次元上部プレナムモデルの整備：SSC-Lのバージョン3.2（サイクル41）から、集合体内／集合体間熱移行モデル、2次元上部プレナムモデルを含む（サイクル42）への移行と2次元上部プレナムモデルの整備を実施した。

(2) SSC-Lの反応度フィードバックモデルの機能拡張：制御棒駆動機構を炉上部構造物として考慮し、冷却材との伝熱及び制御棒駆動機構の熱膨張評価モデルを開発した。このとき、2次元上部プレナムモデルを用いて、対流と拡散による空間的な温度分布を考慮することによって、制御棒熱膨張量をより精度良く評価した。

(3) ATWS事象の解析：ATWS事象の一例として、ヒートシンク喪失時のスクラム失敗事故（ULOHS）の解析を行った。

Fig.1にSSC-Lの各バージョンにおける核的反応度効果のモデル化を比較して示す。

SSC-Lバージョンの3.2のサイクル41は従来より主として使用してきたバージョンであるが、集合体間熱移行モデルと上部プレナム2次元モデルは含まれていない。反応度効果モデルとしてはFig.1の①のみが含まれている。サイクル41の改良版にFig.1の①と②の反応度効果モデルが含まれている。この改良版は現在利用されているバージョンである。本研究では、上部プレナムにおける伝熱流動を2次元柱座標系で評価するサイクル42に対して制御棒の熱膨張効果のモデル化を実施している。この結果、SSC-Lのサイクル42では①、②及び③の全ての反応度効果を考慮できるようになった。

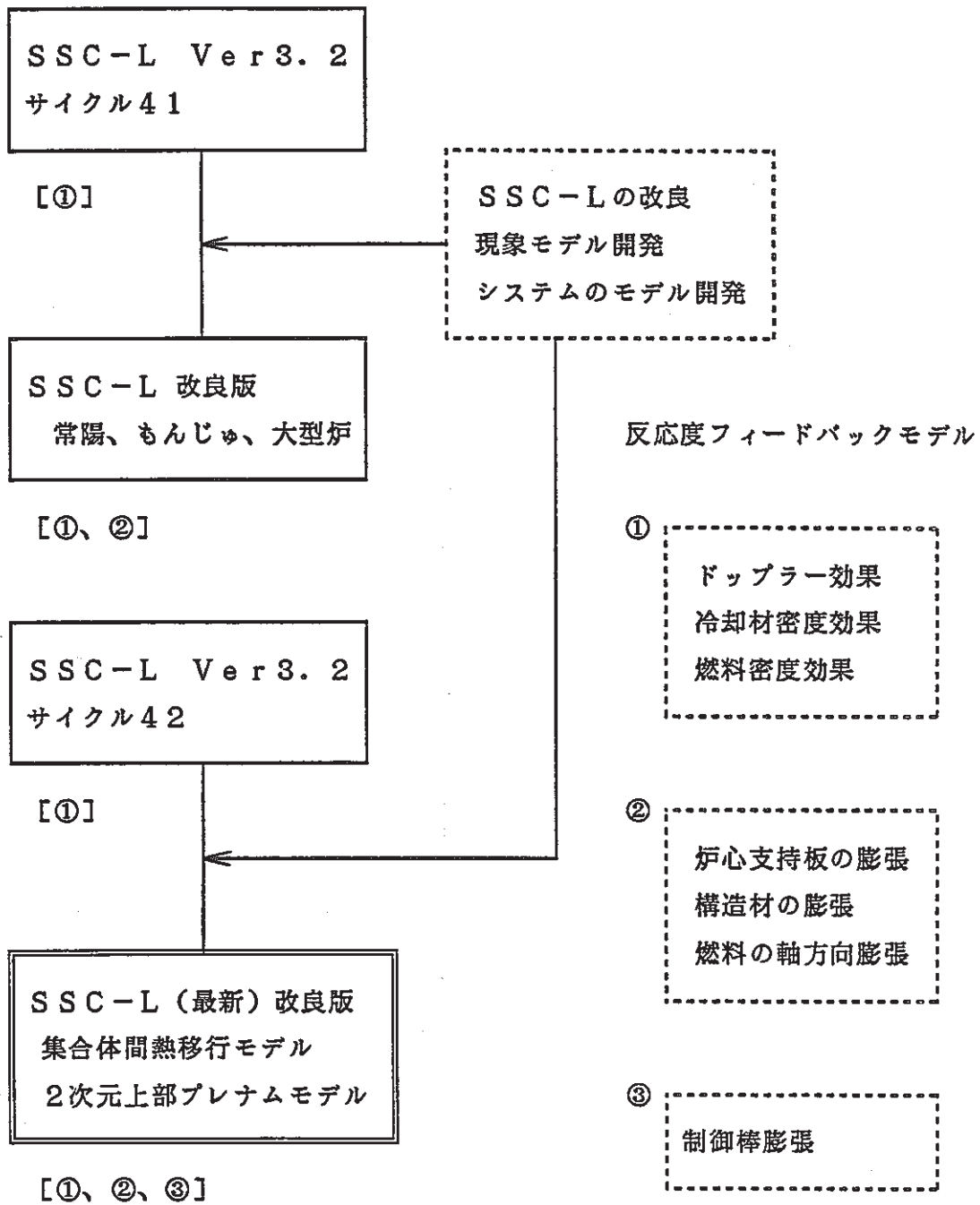


Fig.1 Modeling of the reactivity feedback effect in cycles 41 and 42 of SSC-L version 3.2.

2. SSC-Lの2次元上部プレナムモデル

SSC-Lの2次元上部プレナムモデルでは、質量、運動量、エネルギーの保存則を单相流2次元、時間依存で解いている。本章では、このモデルの概要について述べる。

2.1 物理モデル

2.1.1 基礎方程式

基礎方程式を導くときに、2次元の円柱座標系(z, r)を仮定して、空間的に温度分布が存在し、乱流が発生するような流動を考える。tを時刻、W(z, r, t)とU(z, r, t)をそれぞれ軸方向(z)と半径方向(r)の流速とする。ナトリウムの密度ρ(z, r, t)と温度T(z, r, t)は空間と時間の関数であるとする。一般的に流れ場を記述する基礎方程式は楕円型になり、以下の各式で与えられる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho U) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho W) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho W)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho UW) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho WW) = & - \frac{\partial P}{\partial z} \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r (\mu_L + \mu_T) \frac{\partial W}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(\mu_L + \mu_T) \frac{\partial W}{\partial z} \right] \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r (\mu_L + \mu_T) \frac{\partial U}{\partial z} \right] - R_z(W) + \rho g_z \quad \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho U)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho UU) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho WU) = & - \frac{\partial P}{\partial r} \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r (\mu_L + \mu_T) \frac{\partial U}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(\mu_L + \mu_T) \frac{\partial U}{\partial z} \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left[(\mu_L + \mu_T) \frac{\partial W}{\partial r} \right] - 2 (\mu_L + \mu_T) \frac{U}{r^2} - R_r(U) + \rho g_r \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho T)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho UT) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho WT) = & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\mu_L}{Pr_L} + \frac{\mu_T}{Pr_T} \right) \frac{\partial T}{\partial r} \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\mu_L}{Pr_L} + \frac{\mu_T}{Pr_T} \frac{\partial T}{\partial z} \right] + \dot{Q} \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

ここでPは圧力、 g_z と g_r はそれぞれz方向とr方向の重力加速度である。 R_z と R_r は流れ場の中に存在する構造物などによる抗力や閉塞の効果を考慮するためのモデル抵抗項である。(1)から(4)式の支配方程式は層流，乱流，遷移領域に対して適用できる。このモデルでは，密度の相対変化が1に比して十分に小さいこと ($\Delta\rho/\rho \ll 1$)，流速は局所的な音声に比べ小さいこと，すなわち密度変化の小さい非圧縮性流れを仮定する。また，陰的時間積分法を用いるために，全ての変数は，新時刻 ($t+\Delta t$) で同時に求められている。非圧縮性流れの仮定より乱れの伝播速度は無限である。(1)から(4)式の密度 ρ を時間と空間の変数で表現しているため，大きなコントロールボリュームであろうと小さなコントロールボリュームであろうとも各保存則は計算の労力を増加させること無しに満足されている。これにより，自然対流問題で重要である流れ場中における密度の勾配を考慮することができる。

さらに μ_L と Pr_L はそれぞれ層流粘性係数と層流プラント数である。これらは特性値であり，流体の相関式によって計算される。渦粘性係数 μ_T と乱流プラント数 Pr_T は流れ場の特性によって決まる量である。最近の数学的モデル化では，乱流を考慮するためには単に平均的な流れの局所的な関係式を与えるのでは不十分であるという認識がある。渦は対流・拡散し，生成・消滅し，輸送方程式を介して適切な項に変換される。ここでは，HarlowとNakayama⁽⁵⁾によって開発され，LaunderとSpalding⁽⁶⁾が示した定式による二方程乱流モデルを用いる。乱流運動エネルギー(k)と逸散率(ϵ)は浮力の効果を無視すれば次式で与えられる。

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho U k) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho W k) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\mu_L + \mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{\mu_L + \mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right] + (\mu_L + \mu_T) G - \rho \epsilon \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho U \epsilon) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho W \epsilon) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\left(\frac{\mu_L + \mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{\mu_L + \mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right] + \frac{\epsilon}{k} \left[C_1 (\mu_L + \mu_T) G - C_2 \rho \epsilon \right] \quad \dots\dots\dots (6)$$

(5)と(6)式の生成発生項におけるGは次式で定義される。

$$G = 2 \left[\left(\frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{U}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial W}{\partial r} + \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2$$

渦粘性係数 μ_T は k と ε を用いて次式で与えられる。

$$\mu_T = C_\mu \rho k^2 / \varepsilon$$

σ_k , σ_ε , C_μ , C_1 , C_2 は乱流モデルの経験的な定数である。Table 1 にこれらの変数の典型的な値を示す。

乱流プラントン数 Pr_T は Nijsing と Eiffel (7) が提案した次式で定義する。

$$Pr_T = 0.8 [1 - \exp(-6 \times 10^{-5} Re Pr_T^{1/4})]^{-1}$$

ここで Re はレイノルズ数であり、次式で与えられる。

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu}$$

2.1.2 内部構造物

高速増殖炉の上部プレナムに位置する構造物は炉上部機構に含まれている棒やチューブ、板などで構成される。このような構造物を含む体系内における熱流動問題を、計算機の記憶容量や計算問題を大きく増すこと無しに解析することが、SSC-L のようなシステムコードとしては重要である。通常は計算セルの中にこれらの構造物を含めてモデル化しておき、構造物中の流体の流れはポーラスメディア内の流れとして取り扱うという手法が用いられる。構造物によって生じる抵抗は経験的な式を用いて評価される。

内部構造物が流れ場に及ぼす影響は次の二通りの方法で評価される。

(1) 流体が通過する計算セルの表面積と体積を内部構造物が無い場合よりも小さくとする。具体的には、流体が通過できるセル表面積と体積は全表面積と体積に次式で定義されるポロシティを乗じて評価される。

$$\partial_z = A_{zf} / A_z$$

$$\partial_r = A_{rf} / A_r$$

$$\beta = V_f / V$$

ここで ∂ はセルの表面ポロシティであり、流体が流れる面積 (A_f) と全面積 (A) の比で定義される。添字の z と r は流れ方向を示す。体積ポロシティ β は流体の体積 (V_f) と全体積 (V) の比で定義される。ポロシティは、各セルごとに異なり、内部構造物の配置に依存する。

(2) 内部構造物によって流れに対する分布抵抗が生じる。この分布抵抗は(2)式と(3)式において $R_z(W)$ と $R_r(U)$ によって示される。物理的には、これらの項は流体の摩擦や閉塞に

起因して熱に変換される流体の機械的エネルギーを表わしている。この機械的エネルギーの損失は圧力の損失 ΔP_s として記述される。例えば z 方向の流動抵抗 $R_z(W)$ は次式で表現される。

$$R_z(W) = \Delta P_s$$

摩擦による静的な圧力損失は次式で与えられる。

$$\Delta P_s = F_s \mu \left(\frac{dW}{dz} \right)_{\text{wall}}$$

ここで、 F_s はその内部構造物の形状に依存する形状係数である。 $\mu (dW/dz)_{\text{wall}}$ は構造物の表面壁における壁せん断応力であり、運動エネルギー $\rho W^2/2$ にほとんど比例し、次式で表現される。

$$\mu \left(\frac{dW}{dz} \right)_{\text{wall}} = f \rho W^2 / 2$$

f は摩擦圧損係数であり、慣性力と粘性力の比（レイノルズ数）と構造物の形状に依存する。以上から、流動抵抗は、

$$R_z(W) = \frac{F_s f}{2} \rho |W| W$$

で与えられる。絶対値の符号は、流れ方向が逆転したときにせん断応力の方向も逆転するようにつけられたものである。

2.1.3 流体と構造物の熱伝達

内部構造物の温度の時間依存微分方程式は

$$\rho_s C_{vs} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha_f (T_f^n - T_s^{n+1})$$

(4)式の発熱項 \dot{Q} は次式で計算される。

$$\dot{Q} = -C_{ps} \frac{1}{\tau} (T_f^n - T_s^{n+1})$$

C_v と C_p は定積と定圧の比熱である。 α は体積熱伝達率である。添字 s と f はそれぞれ構造物と流体に関する量であることを示す。 n と $n+1$ はそれぞれ時刻 t と $t + \Delta t$ におけ

る量であることを示す。 τ は周囲の流体と熱エネルギーを交換する構造物の時定数であり、次式で与えられる。

$$\tau = \rho_s C_{vs} / \alpha_f$$

2.1.4 境界条件

流体の流れと熱伝達に関して様々な境界条件を適用することができる。流動と熱伝達に関して適用可能な境界条件を以下に示す。

(A) 流動の境界条件

- (1) 剛なノースリップ境界条件：法線方向、接線方向共に流速ゼロとする。
- (2) 剛な自由スリップ境界条件：法線方向の流速ゼロとする。
- (3) 連続境界条件：法線方向に計算領域から流体が流出し、接線方向には流速ゼロとする。
- (4) 流入流出指定境界条件：一定値または時間の関数として、流入流出速度を与える。

(B) 熱伝達の境界条件

- (1) 断熱境界：熱伝達をしない。
- (2) 温度指定境界条件：一定値または時間の関数で境界の温度を指定する。
- (3) 流入温度指定境界条件：流入境界においては、流入する流体の温度を一定値または時間の関数で指定する。

2.2 数値解法

本節では、基本的な数値解法について記す。有限差分メッシュの与え方については、2.2.1節に示す。2.2.2節では一般的な保存方程式の解法について、特にマトリックス解法について述べる。2.2.3節には流れ場と圧力場が強く結合している場合の運動量と連続の式を解く一般的な方法について述べる。計算手順そのものについては、2.2.4節に詳しく述べる。最後に数値解法上の留意点について2.2.5節に述べる。

2.2.1 グリッドとコントロールボリューム

偏微分方程式の基本的な有限差分表示は、テイラー級数展開あるいは有限コントロールボリューム法によって導かれる。テイラー級数展開法は、連続的な偏微分方程式に、 Δx と Δt がゼロに近づく時にのみ適用できる。コントロールボリューム法は、連続体というむしろ、巨視的な物理法則に基づいている。このことは、内部構造部を含む媒体における流動の問題を扱うときは重要である。このような場合にはテイラー級数展開が適用できるような連続体の微分方程式は存在しない。コントロールボリューム法によって得られた解は、計算領域全体として保存が常に成り立っていることを保証する。均一でなかったり、

大きなセル分割が用いられたとしてもコントロールボリューム法は妥当である。

ある従属変数 ϕ の輸送方程式：

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v} \phi) = \rho \nabla^2 \phi + S_\phi$$

を考える。コントロールボリューム V にわたってこの式を積分すると

$$\int_V \frac{\partial \phi}{\partial t} dV + \int_V \nabla \cdot (\vec{v} \phi) dV = \int_V \rho \nabla^2 \phi dV + \int_V S_\phi dV$$

を得る。時刻 t は空間と独立であるから、

$$\int_V \frac{\partial \phi}{\partial t} dV = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \phi dV$$

のように時間微分を積分記号の外に出すことができる。ガウスの定理：

$$\int_V \nabla \cdot (\vec{v} \phi) dV = \int_S (\vec{v} \phi) \cdot \vec{n} ds$$

$$\int_V \rho \nabla^2 \phi dV = \int_S \rho (\nabla \phi) \cdot \vec{n} ds$$

を用いると、輸送方程式は次式の通りとなる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \phi dV + \int_S (\vec{v} \phi) \cdot \vec{n} ds = \int_S \rho (\nabla \phi) \cdot \vec{n} ds + \int_V S_\phi dV$$

ここで s は V の境界であり、 \vec{n} は表面における単位法線ベクトルである。 \vec{v} は流速ベクトル、 ds は境界 s 上の微小区間である。上式は、 V 中に ϕ が蓄積されていく割合は、対流と拡散によって s を通過して V に流入する流速、及び V 中で生成または消滅する項 S_ϕ の和で表わされることを示している。

以上に述べたような理由から、ここで示すモデルではコントロールボリューム法を用いている。コントロールボリュームあるいは計算メッシュは、2次元の長方形セルのグリッドからなり、円柱形状あるいは平面形状に適用できる。円周方向には、単位角度（1ラディアン）でスケールされている。Fig.2に典型的な円柱座標メッシュを示す。計算領域はコントロールボリュームに分割されており、点線はコントロールボリュームの境界を示す。グリッド点はグリッド線（実線）の交点に位置しており、添字 i と j で定義される。コントロールボリュームの表面は $i \pm \frac{1}{2}$ 、 $j \pm \frac{1}{2}$ で定義されるグリッド線の間接点にある。

各未知数は3通りの異なった位置で計算される。スカラー量 $P, T, k, \epsilon, \lambda, \rho \dots$ はグリッド点で定義される。速度成分 W は $(i, j \pm \frac{1}{2})$ で、 U は $(i \pm \frac{1}{2}, j)$ でそれぞれ定義される。Fig.3 は各変数が定義される場所と計算セルを示す。スカラー変数、流速成分 W 及び U に関する保存則を定義するための3種類のコントロールボリュームをそれぞれ Fig.4 の(a), (b)及び(c)に示す。

有限差分保存方程式を導出するために、変数 ϕ は Fig.4 に示される (i, j) を中心とするにおけるコントロールボリューム (CV) 内で平均した量を示すものとする。すると保存則に基づいて以下の式が成立する。

$$\begin{aligned} \text{CV中の}\phi\text{の時間変化率} &= \text{対流によるCV中への}\phi\text{の流束} \\ &+ \text{拡散によるCV中への}\phi\text{の流束} \\ &+ \text{CV中での}\phi\text{の発生} \end{aligned}$$

これらの表現を用いてと1次元の対流-拡散の保存則は

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta t} \left[\phi \Big|_i^{t+\Delta t} - \phi \Big|_i^t \right] \Delta V &= \left[U\phi A \Big|_{i-\frac{1}{2}} - U\phi A \Big|_{i+\frac{1}{2}} \right] \\ &+ \left[\lambda_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} A \Big|_{i+\frac{1}{2}} - \lambda_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} A \Big|_{i-\frac{1}{2}} \right] + S_\phi \Big|_i \Delta V \end{aligned}$$

ΔV はコントロールボリュームの体積、 A は表面積、 λ_ϕ は拡散係数である。この式は以下の仮定を示している。

- (1) ϕ と発生項 S_ϕ は CV にわたって体積平均した値を用いる。
- (2) 対流項に関しては、 ϕ は CV の表面で数値を与える。
- (3) 拡散項に関しては、 ϕ はグリッド点間の適切な内挿によって計算する。
- (4) 全ての流れの特性値は、各 CV の表面で平均した値を用いる。

2.2.2 保存則の解法

全節で求められた支配方程式は、物理的には与えられたコントロールボリュームにおける保存則を満足している。物理量として ϕ を用いれば、支配方程式(2)から(6)の一般的な表示は

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho U \phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho W \phi) \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_\phi \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + S_\phi \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

ここで λ_ϕ は ϕ に関する拡散係数である。左辺第一項は単位体積当りの $\rho\phi$ の時間変化率である。第二項と第三項はそれぞれ半径方向と軸方向の対流項である。右辺第一項と第二項はそれぞれ半径方向と軸方向の拡散項である。 S_ϕ は発生項であり、 ϕ の生成や消滅を表わす。(2)から(6)式中の ϕ 、 λ_ϕ 、 S_ϕ の具体的な表示は Table 2 に示す。

(7)式をコントロールボリュームにわたって積分し、ガウスの定理を用いて体積積分を表面積分に直せば、次式を得る。

$$\iiint \frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) dV + \iint \left(\rho U\phi - \lambda_\phi \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) dA_r + \iint \left(\rho W\phi - \lambda_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) dA_z - \iiint S_\phi dV = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

空間と時間のグリッド上の ϕ の離散的な値で積分方程式(8)を評価することにより、数値計算を行うことができる。Figure 4 に示されるコントロールボリュームに(8)式を適用すれば、次式を得る。

$$\begin{aligned} & \frac{(\rho\phi)_{i,j}^{n+1} - (\rho\phi)_{i,j}^n}{\Delta t} \Delta V + \left[\left(\rho U\phi - \lambda_\phi \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) A_r \right]_{i+\frac{1}{2},j}^{n+1} - \\ & - \left[\left(\rho U\phi - \lambda_\phi \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) A_r \right]_{i-\frac{1}{2},j}^{n+1} + \left[\left(\rho W\phi - \lambda_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) A_z \right]_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+1} \\ & - \left[\left(\rho W\phi - \lambda_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) A_z \right]_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+1} - S_\phi \Delta V \Big|_{i,j}^{n+1} = 0 \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

同様に、連続の式、(1)式をコントロールボリュームにわたって積分すれば、

$$\begin{aligned} & \frac{\rho_{i,j}^{n+1} - \rho_{i,j}^n}{\Delta t} \Delta V + \left[(\rho U A_r)_{i+\frac{1}{2},j}^{n+1} - (\rho U A_r)_{i-\frac{1}{2},j}^{n+1} \right] \\ & - \left[(\rho W A_z)_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+1} - (\rho W A_z)_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+1} \right] \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

上式において、 ΔV はコントロールボリュームの体積である。コントロールボリュームの中心 (i, j) における値は体積平均値である。コントロールボリュームの表面中心、 $i \pm \frac{1}{2}$ 、 $j \pm \frac{1}{2}$ における拡散項と流量を求めるには適切に内挿してやる必要がある。コントロールボリュームの表面における ϕ を決定するためには、線形内挿を用いて次式を得る。

$$\phi_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{1}{2} (\phi_{i,j} + \phi_{i+1,j}) \dots\dots\dots (11a)$$

$$\phi_{i-\frac{1}{2},j} = \frac{1}{2} (\phi_{i,j} + \phi_{i-1,j}) \dots\dots\dots (11b)$$

$$\phi_{i,j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\phi_{i,j} + \phi_{i,j+1}) \dots\dots\dots (11c)$$

$$\phi_{i,j-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\phi_{i,j} + \phi_{i,j-1}) \dots\dots\dots (11d)$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial r}\right)_{i+\frac{1}{2},j} = (\phi_{i+1,j} - \phi_{i,j}) / \Delta r \dots\dots\dots (11e)$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial r}\right)_{i-\frac{1}{2},j} = (\phi_{i,j} - \phi_{i-1,j}) / \Delta r \dots\dots\dots (11f)$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)_{i,j+\frac{1}{2}} = (\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j}) / \Delta z \dots\dots\dots (11g)$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)_{i,j-\frac{1}{2}} = (\phi_{i,j} - \phi_{i,j-1}) / \Delta z \dots\dots\dots (11h)$$

(11)式の ϕ , $\frac{\partial \phi}{\partial r}$, $\frac{\partial \phi}{\partial z}$ を(9)式と(10)式に代入する。そして、式(10)に $\phi_{i,j}^{n+1}$ をかけて(9)式から差し引けば次式を得る。

$$\begin{aligned} A_{i,j} \phi_{i,j}^{n+1} = & A_{i+1,j} \phi_{i+1,j}^{n+1} + A_{i-1,j} \phi_{i-1,j}^{n+1} \\ & + A_{i,j+1} \phi_{i,j+1}^{n+1} + A_{i,j-1} \phi_{i,j-1}^{n+1} + B \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ここで、

$$A_{i+1,j} = \left[\left(-\frac{\rho U}{2} + \frac{\lambda \phi}{\Delta r} \right) A_r \right]_{i+\frac{1}{2},j}^{n+1}$$

$$A_{i-1, j} = \left[\left(\frac{\rho U}{2} + \frac{\lambda \phi}{\Delta r} \right) A_r \right]_{i-\frac{1}{2}, j}^{n+1}$$

$$A_{i, j+1} = \left[\left(\frac{\rho W}{2} + \frac{\lambda \phi}{\Delta z} \right) A_z \right]_{i, j+\frac{1}{2}}^{n+1}$$

$$A_{i, j-1} = \left[\left(\frac{\rho W}{2} + \frac{\lambda \phi}{\Delta z} \right) A_z \right]_{i, j-\frac{1}{2}}^{n+1}$$

$$A_{i, j} = A_{i+1, j} + A_{i-1, j} + A_{i, j+1} + A_{i, j-1} + P_{i, j}^{n+1} \frac{\Delta V}{\Delta t}$$

$$B = \left[S_{\phi}^{n+1} + \frac{(\rho \phi)^n}{\Delta t} \right]_{i, j} \Delta V$$

(12)式は2次元の代数方程式の陰解法定式化でありADI法⁽⁷⁾等のライン-バイ-ライン法で解くことができる。こうして多次元の問題を、1次元の問題に変換して三重対角行列解法⁽⁸⁾を用いて解くことが可能である。例えば、あるライン*i*に関しては

$$-C_j \phi_{j-1} + B_j \phi_j - A_j \phi_{j+1} = D_j \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、

$$C_j = A_{i, j-1}$$

$$B_j = A_{i, j}$$

$$A_j = A_{i, j+1}$$

$$D_j = A_{i+1, j} \phi_{i+1, j} + A_{i-1, j} \phi_{i-1, j} + B$$

これを行列表示すれば

$$[M][\phi] = [D]$$

ただし行列[M]は三重対角行列である。

この手法を用いるときの十分条件は

$$A_j \geq 0, B_j \geq 0 \quad \text{かつ} \quad C_j \geq 0$$

及び

$$B_j > A_j + C_j$$

である。物理的には、各係数はすべて非ゼロである。

2.2.3 圧力と流速のカップリング

従属変数 ϕ のふるまいは(7)式で支配され、流れ場において流量は連続の式(10)を満足しなければならない。運動量の保存則(2)式と(3)式は、(12)式を用いることによって解くことができる。しかし、先ず発生項の圧力場を求める必要がある。圧力場はもう一つの未知数であり、流れ場と強く関連している。流れ場を求めるに先立って、先ず圧力場を推定する。それを用いて流れ場を求めるわけであるが、得られた結果は近似解にすぎず、連続の式を満足しない。従って、初期の圧力場の推定値に関して反復して計算し、(12)式により得られる流れ場が連続の式を満足するような解を得る必要がある。

運動量の保存則(2)式と(3)式の圧力勾配、 $-\frac{\partial P}{\partial z}$ 、 $-\frac{\partial P}{\partial r}$ が Table 2 の発生項に含まれていなければ、運動量の保存則に関する(12)式は以下のように表わせる。

$$\begin{aligned} A_{i,j}^W W_{i,j} = & A_{i+1,j}^W W_{i+1,j} + A_{i-1,j}^W W_{i-1,j} + A_{i,j+1}^W W_{i,j+1} \\ & + A_{i,j-1}^W W_{i,j-1} + B^W - \frac{\Delta V (P_{i,j} - P_{i,j-1})}{\Delta z} \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_{i,j}^U U_{i,j} = & A_{i+1,j}^U U_{i+1,j} + A_{i-1,j}^U U_{i-1,j} + A_{i,j+1}^U U_{i,j+1} \\ & + A_{i,j-1}^U U_{i,j-1} + B^U - \frac{\Delta V (P_{i,j} - P_{i-1,j})}{\Delta r} \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

これらの式で使用される各変数（流速等）とコントロールボリュームを示すために上付き添字を書き加えてある。

圧力-速度のカップリングを取り扱うのに最も広く使われている方法は SIMPLE 法であろう。(15)式と(16)式で表わされる運動量の保存則から圧力場の近似値 P^* を用いて W^* と U^* を求める、一般には P^* が推定値であるため、 W^* と U^* は連続の式を満足しない。そこで速度場が、連続の式を満足するように、 P' で定義される圧力修正を加える。 P' は次式を満たす。すなわち、

$$P = P^* + P' \dots\dots\dots (17)$$

ここで P は修正された圧力の真値である。同様にして、修正された速度場 U と W は U' と W' を用いて次式で定義される。

$$W = W^* + W' \dots\dots\dots (18a)$$

$$U = U^* + U' \dots\dots\dots (18b)$$

P' に関して連続の式を解くために、速度の修正項を P' で表わす。ここではよく知られた以下の近似を用いる。

$$W'_{i,j} = - \frac{\Delta V (P'_{i,j} - P'_{i,j-1})}{A_{i,j}^W \Delta z} \dots\dots\dots (19a)$$

$$W'_{i,j+1} = - \frac{\Delta V (P'_{i,j+1} - P'_{i,j})}{A_{i,j+1}^U \Delta z} \dots\dots\dots (19b)$$

$$U'_{i,j} = - \frac{\Delta V (P'_{i,j} - P'_{i-1,j})}{A_{i,j}^U \Delta r} \dots\dots\dots (19c)$$

$$U'_{i+1,j} = - \frac{\Delta V (P'_{i+1,j} - P'_{i,j})}{A_{i+1,j}^U \Delta r} \dots\dots\dots (19d)$$

(19a) から (19d) 式の W' と U' を (18a) から (18d) 式に代入すれば次式を得る。

$$W_{i,j} = W_{i,j}^* - \frac{\Delta V (P'_{i,j} - P'_{i,j-1})}{A_{i,j}^W \Delta z} \dots\dots\dots (20a)$$

$$W_{i,j+1} = W_{i,j+1}^* - \frac{\Delta V (P'_{i,j+1} - P'_{i,j})}{A_{i,j+1}^W \Delta z} \dots\dots\dots (20b)$$

$$U_{i,j} = U_{i,j}^* - \frac{\Delta V (P'_{i,j} - P'_{i-1,j})}{A_{i,j}^U \Delta r} \dots\dots\dots (20c)$$

$$U_{i+1,j} = U_{i+1,j}^* - \frac{\Delta V (P'_{i+1,j} - P'_{i,j})}{A_{i+1,j}^U \Delta r} \dots\dots\dots (20d)$$

圧力修正 P' は、(20a) から (20d) 式の W と U が連続の式(10)式を満足するとして得られるポアソン方程式を解くことによって計算される。このようにして、圧力は(17)式の関係を用いて修正され、従って、流速は (20a) から (20d) 式を用いて修正される。

(17)式より得られる P* と P を用いて(15)式と(16)式を書けば W*, W, U*, U についての 4 つの方程式を得る。これらの結果を差し引けば、次の 2 式を得る。

$$\begin{aligned} A_{i,j}^W W'_{i,j} = & A_{i+1,j}^W W'_{i+1,j} + A_{i-1,j}^W W'_{i-1,j} + A_{i,j+1}^W W'_{i,j+1} \\ & + A_{i,j-1}^W W'_{i,j-1} - \frac{\Delta V (P'_{i,j} - P'_{i,j-1})}{\Delta z} \dots\dots\dots (21a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_{i,j}^U U'_{i,j} = & A_{i+1,j}^U U'_{i+1,j} + A_{i-1,j}^U U'_{i-1,j} + A_{i,j+1}^U U'_{i,j+1} \\
 & + A_{i,j-1}^U U_{i,j-1} - \frac{\Delta V (P'_{i,j} - P'_{i-1,j})}{\Delta r} \dots\dots\dots (21b)
 \end{aligned}$$

ここで(21a)と(21b)の $W'_{i,j}$ と $U'_{i,j}$ を(19a)と(19d)式の元の値と比較する。従来の方法では、 $W'_{i,j}$ と $U'_{i,j}$ を計算するときに $W'_{i+1,j}, \dots, W'_{i,j-1}$ 及び $U'_{i+1,j}, \dots, U'_{i-1,j}$ の影響を無視している。流速と圧力の修正には一つの変数 P' のみを用いると仮定している。運動量保存の意味あいからは、(19a)と(19c)式は流れ場における粘性の反復計算を無視しており、圧力修正 P' を計算するときに連続の式を満たすために W と U を用いている。新しく得られる P' は求めるべき P' を過大評価しがちであるため、この方法では収束が遅いか、あるいは不安定になる。

本解析モデルで実際に用いている方法は、改良反復解法を用いているため、収束が速い。これについては、次節で説明する。

2.2.4 改良計算手法

本節では、運動量と渦度、エネルギーの方程式の解法を示す。運動量の式は陰に解かれるが、これにより得られた結果はあくまでも中間的な値である。後に質量の保存条件が満たされるように圧力修正によって更新される。こうして更新された流速を用いて、乱流に関する量(乱流運動エネルギーと渦粘性)と温度も陰的に更新される。具体的な手順は以下の通りである。

ステップ1：(15)式と(16)式を用いて W^* と U^* を計算するときに流速と圧力の初期値あるいは推定値 W^I, U^I と P^I を用いる。すなわち

$$\begin{aligned}
 A_{i,j}^W W_{i,j}^* = & A_{i+1,j}^W W_{i+1,j}^* + A_{i-1,j}^W W_{i-1,j}^* + A_{i,j+1}^W W_{i,j+1}^* \\
 & + A_{i,j-1}^W W_{i,j-1}^* + B^W - \frac{\Delta V (P^I_{i,j} - P^I_{i,j-1})}{\Delta z} \dots\dots\dots (22a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_{i,j}^U U_{i,j}^* = & A_{i+1,j}^U U_{i+1,j}^* + A_{i-1,j}^U U_{i-1,j}^* + A_{i,j+1}^U U_{i,j+1}^* \\
 & + A_{i,j-1}^U U_{i,j-1}^* + B^U - \frac{\Delta V (P^I_{i,j} - P^I_{i-1,j})}{\Delta r} \dots\dots\dots (22b)
 \end{aligned}$$

$W_{i,j+1}$ と $U_{i+1,j}$ は、 $W_{i,j}$ と $U_{i,j}$ と同様の方法で計算される。 A^W, B^W, A^U, B^U は W^I と U^I を用いて表わされる。一般に W^* と U^* は連続の式を満たさない。前節に述べたようにこの不完全な速度場は圧力修正 P' を用いて修正される。

ステップ2：速度場は次式を用いて修正される。

$$W_{i,j} = W_{i,j}^* - \frac{\Delta V (P'_{i,j} - P'_{i,j-1})}{A_{i,j}^W \Delta z} \dots\dots\dots (23a)$$

$$W_{i,j+1} = W_{i,j+1}^* - \frac{\Delta V (P'_{i,j+1} - P'_{i,j})}{A_{i,j+1}^W \Delta z} \dots\dots\dots (23b)$$

$$U_{i,j} = U_{i,j}^* - \frac{\Delta V (P'_{i,j} - P'_{i-1,j})}{A_{i,j}^U \Delta r} \dots\dots\dots (23c)$$

$$U_{i+1,j} = U_{i+1,j}^* - \frac{\Delta V (P'_{i+1,j} - P'_{i,j})}{A_{i+1,j}^U \Delta r} \dots\dots\dots (23d)$$

ここで A^W と A^U は W^* と U^* を用いて表わされる。 $W_{i,j}$, $W_{i,j+1}$, $U_{i,j}$, $U_{i+1,j}$ は Figure 5に示される圧力のコントロールボリュームの4つの面の中心における平均値である。 P' を計算するために流速は連続の式(10)式に代入される。(23a)から(23d)式を用いて流速は更新される。

2.2.3節に述べた従来の方法とは異なり、圧力の修正 P' を用いて行われるのは流速の修正のみであり、圧力場の修正に(10)式は利用されない。つまり、 P' は新しい圧力場 P を更新するときにはもう使われぬ。新しい圧力 P は P' を求めるときと同様にポアソン方程式を解いて求められる。ただし、(20a)から(20d)式において、 W^* と U^* ではなく、改善された流速(\bar{W} と \bar{U} の記号で示す)を用いる。この改善された流速 \bar{W} と \bar{U} は最新の流速を用いて(10)式から得られる。

ステップ3：ステップ2で得られた修正された流速を用いて圧力場を場算する。改善された(すなわち、より正しい)流速は次式で定義される。

$$\bar{W}_{i,j} = W_{i,j}^P - \frac{\Delta V (P_{i,j} - P_{i,j-1})}{A_{i,j}^{WP} \Delta z} \dots\dots\dots (24a)$$

$$\bar{W}_{i,j+1} = W_{i,j+1}^P - \frac{\Delta V (P_{i,j+1} - P_{i,j})}{A_{i,j+1}^{WP} \Delta z} \dots\dots\dots (24b)$$

$$\bar{U}_{i,j} = U_{i,j}^P - \frac{\Delta V (P_{i,j} - P_{i-1,j})}{A_{i,j}^{UP} \Delta r} \dots\dots\dots (24c)$$

$$\bar{U}_{i+1,j} = U_{i+1,j}^P - \frac{\Delta V (P_{i+1,j} - P_{i,j})}{A_{i+1,j}^{UP} \Delta r} \dots\dots\dots (24d)$$

P に関して連続の式を解くために先ず W^P と U^P を計算しなければならない。 W^P と U^P は以下の通りに(22)式を書き直して求めることができる。

$$A_{i,j}^{WP} W_{i,j}^P = A_{i+1,j}^{WP} W_{i+1,j} + A_{i-1,j}^{WP} W_{i-1,j} + A_{i,j+1}^{WP} W_{i,j+1} + A_{i,j-1}^{WP} W_{i,j-1} + B_{i,j}^{WP} \dots\dots\dots (25a)$$

$$A_{i,j+1}^{WP} W_{i,j+1}^P = A_{i+1,j}^{WP} W_{i+1,j} + A_{i-1,j}^{WP} W_{i-1,j} + A_{i,j+2}^{WP} W_{i,j+2} + A_{i,j}^{WP} W_{i,j} + B_{i,j+1}^{WP} \dots\dots\dots (25b)$$

$$A_{i,j}^{UP} U_{i,j}^P = A_{i+1,j}^{UP} U_{i+1,j} + A_{i-1,j}^{UP} U_{i-1,j} + A_{i,j+1}^{UP} U_{i,j+1} + A_{i,j-1}^{UP} U_{i,j-1} + B_{i,j}^{UP} \dots\dots\dots (25c)$$

$$A_{i+1,j}^{UP} U_{i+1,j}^P = A_{i+2,j}^{UP} U_{i+2,j} + A_{i,j}^{UP} U_{i,j} + A_{i+1,j+1}^{UP} U_{i+1,j+1} + A_{i+1,j-1}^{UP} U_{i+1,j-1} + B_{i+1,j}^{UP} \dots\dots (25d)$$

係数 A と発生項 B は W と U の関数であり、発生項の中に圧力場が含まれていないことを除いては(22)式で用いる値と同じである。

(25a) から (25d) 式から計算される速度場には隣接するグリッドの流速 W と U が含まれており、(24a) から (25d) の流速の方程式の導出では全く近似を用いていない。従って、新しい圧力 P には隣接グリッドの流速の影響が含まれており、速度場は最終的な解により速く、はるかに安定に収束する。さらに、こうして得られた速度場を連続の式(10)式に代入してこれを満たすことにより、正しい圧力場が計算される。

ステップ 4 : ステップ 2 で求められた更新された速度場を用いて式(4)から(6)は温度 T, 乱流運動エネルギー k, 乱流逸散率 ε に関して解かれる。この更新された流速と修正された圧力は新しい初期値 W^I, U^I, P^I として使用される。そして、ステップ 1 に戻り収束解が得られるまで全ての手順を繰り返す。収束解 W, U, P が最終的に得られたならば、次の時刻に進み、ステップ 1 を実行する。このとき、先ほどの収束解は初期条件として利用される。このような手順を解析終了時刻まで反復する。

2.2.5 対流の数値解法と数値安定性

偏微分方程式の有限差分法による数値解は、収束が得られずに物理的に意味のない振動解となることがありうる。このような場合には差分方程式は不安定であるという。数値不安定性は計算機の打ち切り誤差や、実際の二次元問題において横方向の乱れによって生じ得る。流動問題の不安定性は2種類に分離して議論できる⁽⁹⁾。すなわち、一つは動的不安定性であり、タイムステップが大きいため誤差が振動的に増大して行くものである。他の一つは静的不安定性であり、中心対流差分によって、単調に誤差が増大して行くものである。陽的有限差分スキームによる流動問題の安定なシミュレーションのために、タイムステップ Δt は、対流項と拡散項の両方に関して静的に安定な条件を満足するように制限されなければならない。そのタイムステップの上限値は、一般的な方程式(12)を陽的な有限差分形式に書き換えることによって得ることができる。

$$\frac{\rho \Delta V}{\Delta t} \phi_{i,j}^{n+1} = A_{i-1,j} \phi_{i-1,j}^n + A_{i+1,j} \phi_{i+1,j}^n + A_{i,j-1} \phi_{i,j-1}^n + A_{i,j+1} \phi_{i,j+1}^n + \left(\frac{\rho \Delta V}{\Delta t} - A_{i-1,j} - A_{i+1,j} - A_{i,j-1} - A_{i,j+1} \right) \phi_{i,j}^n + B \dots\dots\dots(26)$$

この式を解くための十分条件は式(13)のところで述べたものと同じである。すなわち、全ての係数が正でなければならない。もし、 $\phi_{i,j}^n$ が正ならば、 $(\rho \Delta V / \Delta t)$ が $A_{i-1,j} + A_{i+1,j} + A_{i,j-1} + A_{i,j+1}$ よりも大きくなるように、タイムステップを十分に小さく取る必要がある。もしも $\phi_{i,j}^n$ が負であるならば、(26)式より $\phi_{i,j}^n$ が大きくなるにつれて $\phi_{i,j}^{n+1}$ は小さくならなければならない。しかし、これは物理的に不合理である。平面座標系 (x, z) において、均等なグリッド分割 ($\Delta x = \Delta z$) である場合を考える。速度成分 U と W が正の一定値であるとする。すると、 $\phi_{i,j}^n$ の正の係数は次式を満たさなければならない。

$$\frac{\rho \Delta V}{\Delta t} \geq [A_{i-1,j} + A_{i+1,j} + A_{i,j-1} + A_{i,j+1}]$$

(26)式に対して定義される $A_{i-1,j}$, $A_{i+1,j}$, $A_{i,j-1}$, $A_{i,j+1}$ を用いれば、対流と拡散が混在する2次元流動問題の最小タイムステップ Δt_c は次式で与えられる。

$$\Delta t_c \leq \left[\frac{|u|}{\Delta x} + \frac{|w|}{\Delta z} + 2 \lambda \phi \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right) \right]$$

これは線形化した Navier-Stokes 方程式に対する Von Neuman の安定条件と一致する。このことは、動的な不安定性はタイムステップを Δt_c 以下にすれば解決できることを

意味している。陰的な有限差分スキームでは動的不安定性の問題は生じない。Δt → ∞ ならば式(22)は定常状態の式に帰着し、Δtの制限はない。従ってこのスキームは動的安定性の観点から大きく有利である。

静的不安定性は、拡散に比べて対流が大きく、支配的であるような流れ（対流と拡散の程度の比を表わすペクレ数、 $Pe = \rho U \Delta x / \lambda_\phi \gg 1$ ）において、対流項と拡散項を中心差分することによって生じる数値誤差である。この結果、陰的解法では、全く収束が得られなかったり、陽的解法では物理的に意味のない激しい数値振動が計算されたりする。対流と拡散のみの簡単な1次元定常問題を考える。輸送方程式は次式で与えられる。

$$\frac{d}{dx} (\rho U \phi) = \frac{d}{dx} \left(\lambda_\phi \frac{d\phi}{dx} \right) \dots\dots\dots (27)$$

上式の陰的な有限差分形式は(22)式より Δt → ∞, B = 0 とすることによって得られる。Figure 6 に示されるコントロールボリュームに適用すれば

$$A_i \phi_i = A_{i+1} \phi_{i+1} + A_{i-1} \phi_{i-1} \dots\dots\dots (28)$$

ここで

$$A_{i+1} = \left[-\frac{\rho U}{2} + \frac{\lambda_\phi}{\Delta x} \right]_{i+\frac{1}{2}}$$

$$A_{i-1} = \left[-\frac{\rho U}{2} + \frac{\lambda_\phi}{\Delta x} \right]_{i-\frac{1}{2}}$$

$$A_i = \left[-\frac{\rho U}{2} + \frac{\lambda_\phi}{\Delta x} \right]_{i+\frac{1}{2}} + \left[\frac{\rho U}{2} + \frac{\lambda_\phi}{\Delta x} \right]_{i-\frac{1}{2}}$$

グリッド点における従属変数 φ の値は、対流と拡散によってのみ隣接するグリッド点における値に影響される。(28)式から明らかなように、グリッド点 i における φ の値が増加あるいは減少すれば隣接するグリッド点 i + 1 と i - 1 における値も増加あるいは減少する。従って、式(28)の係数 A は正でなければならない。実際には、拡散係数 λ_φ は常に正值である。 $\left| \frac{\rho U}{2} \right| > \frac{\lambda_\phi}{\Delta x}$ ならば、係数 A は U に応じて正または負になる。物理的には $Pe > 2$ ならば、拡散が弱すぎて対流とバランスする事ができない。従って定常流動問題や過渡流動問題の反復計算の過程で φ に誤差の蓄積が生じる。これが、対流-拡散流れの問題を中心差分で解けるのは、低ペクレ数（または低レイノルズ数）の条件に限られる理由である。

静的な不安定性の問題は、 Δt を小さくすることでは解決されないが、対流項と拡散項の数値的な取扱い方法を適切に選択すれば解決することができる。最近では多くの対流-拡散モデルが提案されている。それらの比較は文献(10)にある。正確さと安定性の観点から完全な方法は存在しないようであり、対流-拡散のモデル化は数値拡散と振動誤差の妥協点をどこに見い出すかの問題のようである。最近、盛んに使われているモデルをここでは議論する、

(1) ドナーセル法

この方法は風上差分法として知られている。この方法では拡散項の安定化を変更しない。流速 U と W の符号に応じてコントロールボリュームの表面における対流の特性値 ϕ の取り方を変更する。1次元での方法式(28)式の係数は次式で与えられる。

$U_{i+\frac{1}{2}}, U_{i-\frac{1}{2}} > 0$ のとき

$$A_{i+1} = \frac{\lambda \phi}{\Delta x} \Big|_{i+\frac{1}{2}}$$

$$A_{i-1} = \left[\frac{\rho U}{2} + \frac{\lambda \phi}{\Delta x} \right]_{i-\frac{1}{2}}$$

$U_{i+\frac{1}{2}}, U_{i-\frac{1}{2}} < 0$ のとき

$$A_{i+1} = \left[\frac{\rho U}{2} + \frac{\lambda \phi}{\Delta x} \right]_{i+\frac{1}{2}}$$

$$A_{i-1} = \frac{\lambda \phi}{\Delta x} \Big|_{i-\frac{1}{2}}$$

(2) ハイブリッド風上差分法

ハイブリッド風上差分法は中心差分と風上差分を結合したものである。対流項が流れ場を支配しているとき、すなわち $|Pe| > 2$ ならば風上差分法を用いる。そうでない場合には中心差分法を用いる。(28)式の係数 A は次式で与えられる。

$Pe > 2$ のとき

$$A_{i+1} = 0$$

$$A_{i-1} = \rho U \Big|_{i-\frac{1}{2}} ;$$

$-2 \leq Pe \leq 2$ のとき

$$A_{i+1} = \left[\frac{\lambda \phi}{\Delta x} - \frac{\rho U}{2} \right]_{i+\frac{1}{2}}$$

$$A_{i-1} = \left[\frac{\lambda \phi}{\Delta x} + \frac{\rho U}{2} \right]_{i-\frac{1}{2}} ;$$

$Pe < -2$ のとき

$$A_{i+1} = \rho U \Big|_{i+\frac{1}{2}}$$

$$A_{i-1} = 0 ,$$

ここで、ペクレ数 $Pe = \rho U \Delta x / \lambda \phi$ はコントロールボリュームの表面で定義される。

(3) べき乗則法

この方法は Patankar⁽¹¹⁾ によって初めて使われた。コントロールボリューム表面でのペクレ数 $Pe > 10$ ならばこの方法は風上差分法と一致する。コントロールボリュームの境界における ϕ の値は隣接する風上あるいは風下のグリッドの値から決まる。係数 A は次式で与えられる。

$Pe \geq 10$ のとき

$$A_{i+1} = 0$$

$$A_{i-1} = \rho U_{i-1} ;$$

$0 < Pe < 10$ のとき

$$A_{i+1} = \left[\frac{P}{\Delta x} (1 - 0.1 Pe)^5 \right]_{i+1}$$

$$A_{i-1} = \left[\frac{P}{\Delta x} (1 - 0.1 Pe)^5 \right]_{i-1} + \rho U_{i-1} ,$$

$-10 < Pe < 0$ のとき

$$A_{i+1} = \left[\frac{P}{\Delta x} (1 + 0.1 Pe)^5 \right]_{i+1} - \rho U_{i+1}$$

$$A_{i-1} = \left[\frac{P}{\Delta x} (1 + 0.1 Pe) \right]_{i-1} ;$$

$Pe \leq -10$ のとき

$$A_{i+1} = -\rho U_{i+1}$$

$$A_{i-1} = 0.$$

(4) QUICK法

この方法はLeonard⁽¹²⁾によって開発された。コントロールボリューム表面における ϕ の値は隣接するグリッド点における値の2次内挿値を用いて決定される。その定式化は1次の中心差分法に基づいている。コントロールボリュームの表面をはさむ2つの点間の対称な線形内挿と、風上に重みを与えた非対称な2次の差分法が含まれている。2次元の式(11)に対する表面における値 $\phi_{i-\frac{1}{2},j}$ の基本的な内挿法をFig.8に示す。一定のグリッド間隔では次式で与えられる。

$U_{i,j} > 0$ のとき

$$\begin{aligned} \phi_{i-\frac{1}{2},j} &= \frac{1}{2} (\phi_{i-1,j} + \phi_{i,j}) - \frac{1}{8} (\phi_{i,j} - 2\phi_{i-1,j} + \phi_{i-2,j}) \\ &\quad + \frac{1}{24} (\phi_{i-1,j+1} - 2\phi_{i-1,j} + \phi_{i-1,j-1}) \end{aligned}$$

$U_{i,j} < 0$ のとき

$$\begin{aligned} \phi_{i-\frac{1}{2},j} &= \frac{1}{2} (\phi_{i-1,j} + \phi_{i,j}) - \frac{1}{8} (\phi_{i-1,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i+1,j}) \\ &\quad + \frac{1}{24} (\phi_{i,j+1} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i,j-1}) \end{aligned}$$

他のコントロールボリューム表面における値、 $\phi_{i+\frac{1}{2},j}$ 、 $\phi_{i,j-\frac{1}{2}}$ 、 $\phi_{i,j+\frac{1}{2}}$ に関しても同様な内挿によって計算される。

(1)から(3)に示したアプローチは1次元問題の場合である。複雑な多次元流れに適用すれば、人工数値拡散項が入り込んでくる。人工数値拡散項は、特に高ペクレ数の流量領域では

モデル化されている物理的な拡散を覆い隠してしまう。一方、それらのモデル化方法は簡単であり、計算コストは小さい。簡単な流れの問題に関しては、これらのアプローチで工学的に許容できる精度で解を得ることが可能である場合もある。特に(3)の方法は Pe が小さい領域ではかなり正しい解を与える。(4)の方法は数値的な対流のモデル化であり、2次元あるいは3次元のアルゴリズムである。コントロールボリューム表面での内挿された値は、軸方向と横方向の対流効果として説明される。 Pe がさらに大きい領域の複雑な流れの問題ではより正しい解を与える。

Table 1 Constants in Turbulence Model

C_1	C_2	C_μ	σ_k	σ_ϵ
1.43	1.92	0.09	0.9	1.1

Table 2 Correspondence of ϕ , λ_ϕ , S_ϕ from Equations (2)-(6)

Equations	ϕ	λ_ϕ	S_ϕ
(2)	W	$\mu_L + \mu_T$	$-\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[(\mu_L + \mu_T) \frac{\partial W}{\partial z} \right]$ $+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r (\mu_L + \mu_T) \frac{\partial U}{\partial z} \right] + R_z(W) + \rho g_z$
(3)	U	$\mu_L + \mu_T$	$-\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r (\mu_L + \mu_T) \frac{\partial U}{\partial z} \right]$ $+ \frac{\partial}{\partial z} \left[(\mu_L + \mu_T) \frac{\partial W}{\partial r} \right] - 2 (\mu_L + \mu_T) \frac{U}{r^2}$ $- R_r(U) + \rho g_r$
(4)	T	$\frac{\mu_L}{Pr_L} + \frac{\mu_T}{Pr_T}$	\dot{Q}
(5)	k	$\frac{\mu_L + \mu_T}{\sigma_k}$	$(\mu_L + \mu_T)G - \rho \epsilon$
(6)	ϵ	$\frac{\mu_L + \mu_T}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k} [C_1 (\mu_L + \mu_T) G - C_2 \rho \epsilon]$

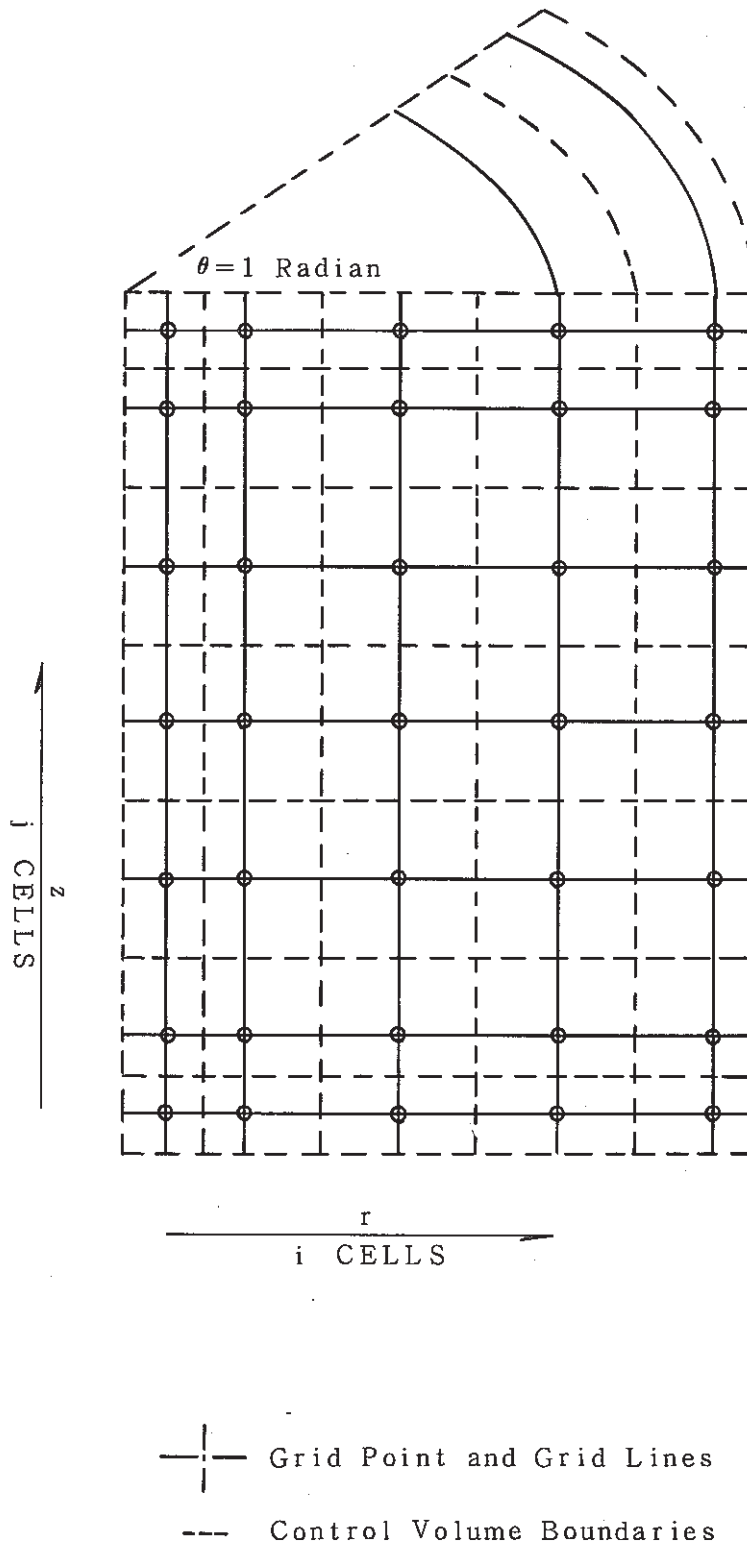
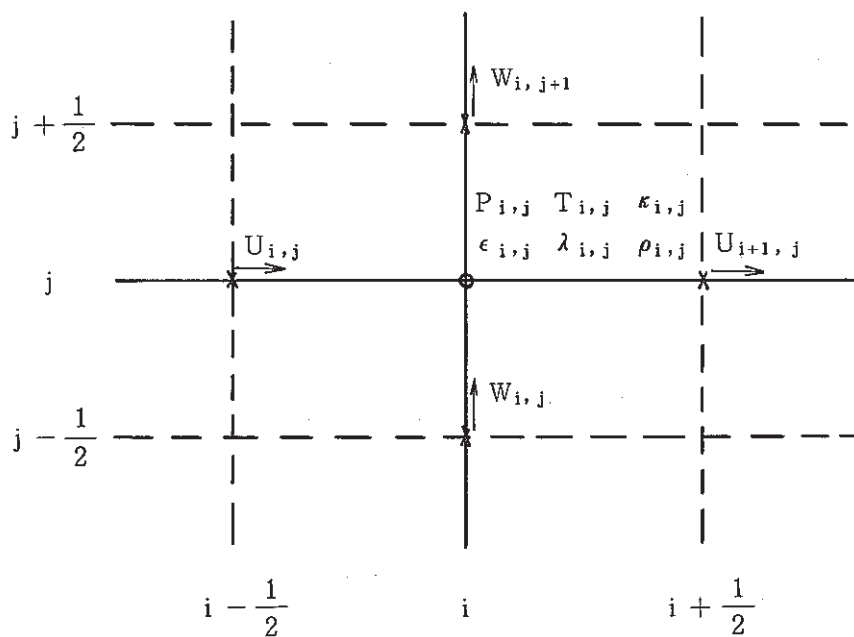


Fig.2 A Typical Mesh in Cylindrical Coordinates



- (a) Scalar Variables $P_{i,j}$, $T_{i,j}$, $k_{i,j}$, $\epsilon_{i,j}$, $\lambda_{i,j}$, $\rho_{i,j}$...
Defined at Location with Indices i, j
- (b) Velocity Component $W_{i,j}$ Defined at Location with
Indices $i, j - \frac{1}{2}$
- (c) Velocity Component $U_{i,j}$ Defined at Location with
Indices $i - \frac{1}{2}, j$

Fig.3 A Typical Cell Showing the Locations of the Principle Variables

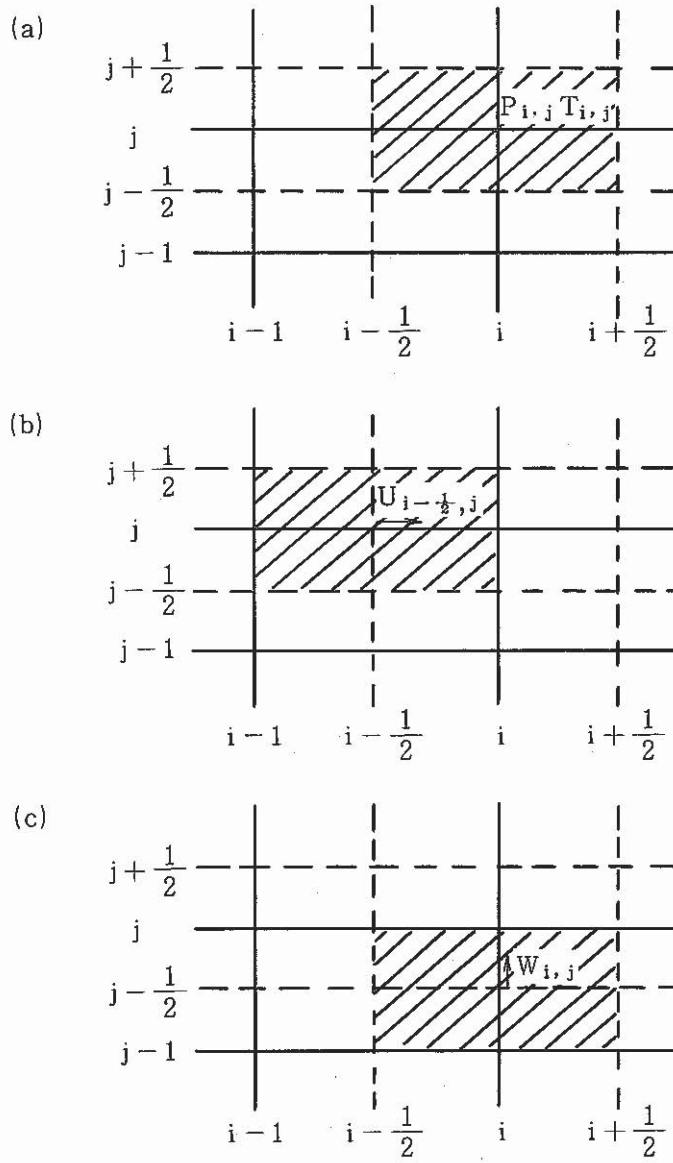
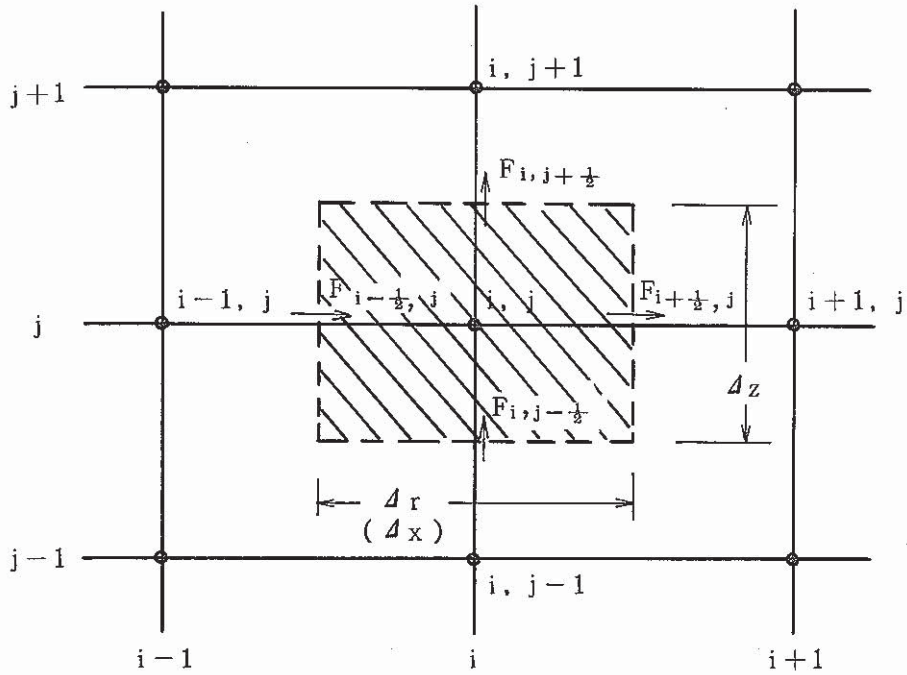


Fig.4 (a) Control-Volume for Scalar Variables $P_{i,j}, T_{i,j}, k_{i,j}, \epsilon_{i,j}, \rho_{i,j}$
 (b) Control-Volume for $U_{i,j}$
 (c) Control-Volume for $W_{i,j}$



$F = \text{Connection Flux} + \text{Diffusion Flux}$

Fig.5 Typical Nomenclature for Control-Volume Centered and Face-Centered

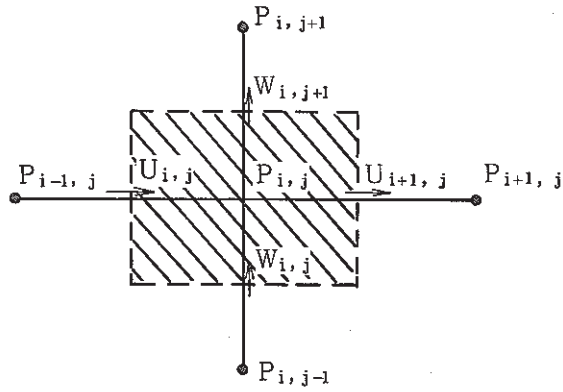


Fig.6 Control-Volume for Pressure $P_{i,j}$

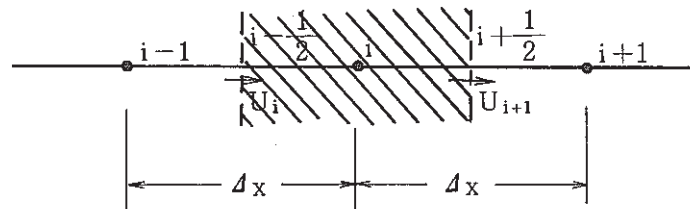
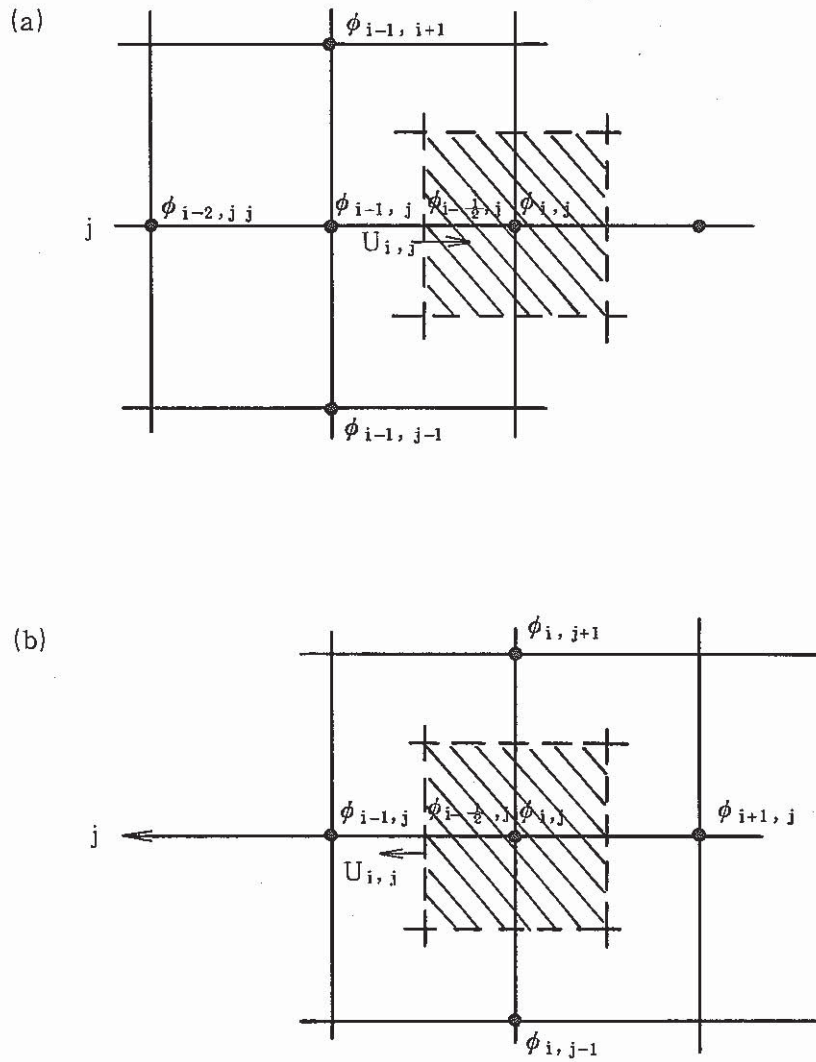


Fig.7 Typical Control-Volume and Uniform Grid Spacing for One-Dimensional Problem



- (a) For Control-Volume Face Velocity $U_{i,j}(+)$
- (b) For Control-Volume Face Velocity $U_{i,j}(-)$

Fig.8 Quadratic Interpolation Control-Volume Face Value $\phi_{i-\frac{1}{2},j}$

3. 制御棒駆動機構の熱膨張による反応度効果

3.1 制御棒駆動機構の熱膨張モデル

ここで対象とした高速炉の炉心配置説明図を Fig. 9 に示す。炉心は内側炉心，外側炉心，径方向ブランケット，反射体，及び制御棒から構成される。19本の制御棒は内側炉心に配置されている。内側炉心の上部には炉上部構造物（UCS）があり，この中に制御棒駆動機構が含まれている。UCSの継胴内部を Fig. 10 に示す。炉心の燃料集合体からの冷却材の多くはUCS下端に沿って上部プレナム内の出口ノズル方向に流出するが，冷却材の一部は制御棒案内管と制御棒駆動機構の隙間に流れ込むと考えられる。UCS継胴の断面図と冷却材の挙動の概略を Fig. 11 に示す。制御棒駆動機構案内管の中の冷却材は，軸方向上方に流れるが，その一部は継胴内部へリークし，継胴の作業窓などを通して上部プレナムへ流出する。Fig. 11 に示されるように軸方向にノード分割すれば，一つのコントロールボリュームの中へ流入する流量が W_{in}^j ，上方へ流出する流量が W_{out}^j ，上部プレナムへリークする流量が W_{leak}^j となる。上部プレナムの構造を図示すれば Fig. 12 のようになる。上部プレナムは，炉壁，内筒，UCS，炉心から構成されている。

以上の構造を簡略化して，制御棒駆動機構と冷却材の伝熱モデルを開発した。Fig. 13 に伝熱計算モデルを示す。ここで以下の仮定を用いる。1) 制御棒駆動機構の熱膨張量を評価するときに，その構造による制約，拘束は受けない。2) 制御棒駆動の伸びは温度に比例する（クリープ等の非線形性は無視する）。UCS内ノードにおいては，冷却材セルで，2.1.2節で定義されるポロシティと圧損係数が定義されなければならない。制御棒駆動機構のセルでは，単に温度が計算されるのみである。UCS外ノードにおいてはポロシティと圧損係数を定義する必要はない。

制御棒駆動機構の温度評価は次式によってなされる。

$$\rho_s C_{vs} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha_f (T_f - T_s) \dots\dots\dots (29)$$

ここで

- T_s : 構造材温度
- ρ_s : 構造材密度
- C_{vs} : 構造材比熱
- α_f : ナトリウム－構造材間熱伝達係数
- T_f : ナトリウム温度

t : 時間

制御棒駆動機構の熱膨張量は次式を用いて評価される。

$$\Delta L / L = \alpha_f (T_s - T_s^{(0)}) \dots\dots\dots (30)$$

ここで

α_f : 線膨張率 (温度の関数)

$T_s^{(0)}$: 制御棒駆動機構の初期温度

ΔL : 軸方向の伸び

L : 軸方向の長さ

である。

3.2 上部プレナムのモデル化

上部プレナム及びUCSをモデル化する具体的方策を以下に説明する。システムコードにおける制御棒領域のモデル化は、制御棒全体を一つの領域にまとめるか、反射体などと併せて非発熱チャンネルとして一つの領域を構成する。そこで、このモデルでは、Fig.9に示される19本の制御棒集合体をまとめて一本の平均的な領域とする。

Fig. 14にSSCの上部プレナム2次元モデルのメッシュ構成を示す。この図では、半径方向にN6ICEL個、軸方向にN6JCEL個のノードに分割されている。半径方向、軸方向共に、第1ノードにおける物理量は対称境界として第2列ノードにおける物理量と同じ値をとり、計算は第2列ノードから行われる。また、炉壁とカバーガスにも最終ノードが一つのノードとして割り当てられている。従って、自由液面と、炉壁内側は最終セルのセル境界であり、最終セルはカバーガスと炉壁構造材に割り当てられる。

Fig. 15にSSCの上部プレナムモデルに関連する入力データの説明を示す。また、4チャンネルと14チャンネルの炉心を分割したときの上部プレナムのデータを以下に示す。

(1) 4チャンネル炉心構成

- 26D 1, 15, 13, 3, 3, 4, 2, 1, 0/
- 35D 1, 2, 0.7, 2, 2, 1.235, 3, 11, -0.0/
- 36D 1, 4, 0.60, 2, 3, 0.92, 3, 6, 3.49/
- 37D 1, 2, 2, 2, 3, 3, 4, 4/
- 38D 2.456, 14, 7, 0.25, 0.108/

38DのA6ZAM1の計算では、UCSの半径 = 0.92 m, 制御棒案内管の半径 = 0.16 m, 制御棒駆動機構の半径 = 0.11mを用いた。また38DのA6PRTYの計算では出口ノズルの直径 = 0.79 m, 炉壁の半径 = 3.49 m, 軸方向領域(1)のメッシュ長さ = (1.235-0.7)m,

軸方向領域(2)のメッシュ長さ = 0.7 mを用いて,

$$A6PRTY = \frac{3\pi \times 0.79^2 / 4}{2\pi \times 3.49 \{ (1.235 - 0.7) / 2 + 0.7 / 2 \}} = 0.108$$

より計算した。

(2) 14チャンネル炉心構成

26D 1, 15, 13, 3, 6, 6, 4, 1, 0/

35D 1, 4, 0.7, 2, 2, 1.235, 3, 9, -0.0/

36D 1, 2, 0.262, 2, 1, 0.420, 3, 1, 0.583, 4, 1, 0.67, 5, 2, 0.92, 6, 6, 3.49/

37D 1, 2, 2, 2, 3, 3, 4, 3, 5, 4, 6, 4, 7, 5, 8, 5, 9, 6, 10, 6,
11, 6, 12, 6, 13, 6, 14, 6/

38D 2.456, 14, 8, 0.25, 0.245/

38DのA6PRTYの計算では出口ノズルの直径 = 0.79m, 炉壁の半径 = 3.49m, 軸方向領域(1)のメッシュ長さ = 0.28m, 軸方向領域(2)のメッシュ長さ = 0.27mを用いて,

$$A6PRTY = \frac{3\pi \times 0.79^2 / 4}{2\pi \times 3.49 (0.28/2 + 0.27/2)} = 0.245$$

より計算した。

37Dでは, 炉心のチャンネル番号と上部プレナムの半径方向のノード第号を関係付けている。あるチャンネルから出てきた冷却材は, 上部プレナムの任意のノードへ流入することが可能である。上記の14チャンネルの場合には, 1と2チャンネルは第2領域に, 5と6チャンネルは第4領域に, 7と8チャンネルは第5領域に, 9から14チャンネルは第6領域に流入するとしていることになる。従って, 炉心出口における冷却材流量と温度を境界条件として上部プレナムのモデルへ受け渡すときには, 炉心構成の面積比を考慮しなければならない。すなわち, 各チャンネルの流路断面積に比例して, 各計算領域の大きさを決める必要がある。ここでは, Fig. 16に基づいて, 各領域の大きさを計算している。

Fig. 17にはFig. 12に対応する上部プレナムのモデル化を示す。半径方向には6領域, 13モード, 軸方向には3領域15コードに分割されている。

以上のモデルを用いて, (29)式と(30)式から, 制御棒の熱膨張量が求めれば, その結果と制御棒の反応度値を用いて, 投入される反応度が計算される。反応度値は, 制御棒長さ方向の距離の関数として, 既に入力されている。このようにして計算された反応度は1点近似の動特性方程式をPrompt jump近似か, Kaganov法によって解いて原子炉核分裂出

力を評価するとき使用される(1), (2)。

Fig. 18には、制御棒の熱膨張による反応度フィードバックモデルのコレクションセットを示す。

3.3 スクラム失敗事故の解析

3.1節で述べた制御棒駆動機構の熱膨張を考慮した反応度フィードバックモデルを用いて、除熱源喪失事故（ULOHS）におけるプラントの応答を解析した。ULOHS事故とは、原子炉運転中に、水蒸気系の異常などによって、除熱されなくなったときに、原子炉スクラムに失敗する事故である。例えば、給水喪失を考えれば、蒸気発生器の出口温度高などのトリップ信号によって原子炉スクラムと主冷却系ポンプトリップが要求される。このとき、トリップ信号設定項目の検知に失敗すれば、トリップ信号が発せられることなく、かつ除熱が行われなため、冷却材の温度は徐々に上昇していく。主冷却系の冷却材流量は100%定格値に保たれる。

Table 3に、制御棒駆動機構の熱膨張による反応度効果を考慮しない場合のULOHS事故に対するプラントの応答を比較する。Case 1は時刻0において中間熱交換器（IHX）で除熱されなくなる事故を解析したものである。Table 2において*を付けた量は起因事象発生後500秒における値である。500%秒後には原子炉出力は42%に低下している。ただし、（原子炉容器出口における）冷却材の最高温度が650℃に達するまでの時間（AOTと定義する）は186秒であり、最も短い値となっている。負の反応度として寄与しているのは、ドブプラー効果と、炉心支持板の膨張である。Case 2は蒸気発生器（SG）で断熱を仮定した場合である。2次系は定格流量で冷却材が循環しているとする。この場合には、2次系が熱容量として利用できるため、AOTは390秒と長くなっている。500秒における原子炉出力は66%と、温度上昇が小さいことに対応して出力の低下も小さくなっている。Case 3と4はCase 2と同様であるが2次系をポンプモーター運転とした場合、自然循環とした場合である。

次に、Case 4と同じ条件で制御棒駆動機構の熱膨張による反応度効果を追加考慮して解析した。主要な計算結果をTable 4に示す。Case 4とTable 4を比較すれば、500秒における原子炉出力は53%と56%であり、ほとんど変わっていない。しかし、AOTに関しては258秒と430秒と、制御棒の熱膨張を考慮したTable 4の計算結果が7割近く増大していることが分かる。反応度効果の寄与を見ると、Table 4から、制御棒膨張効果の反応度が -17% と圧倒的に大きい。またCase 1から4では負であった、ドブプラー効果は制御棒の伸びによる負の反応度のために燃料の温度が全体としては下がるため、正に転じている。

Fig. 19に原子炉容器の出入口温度を示す。500秒後でも、まだ温度は上昇し続けている。Fig. 20に、制御棒の伸び以外の要因による反応度を示す。制御棒はおよそ2cm伸びている。また、冷却材の温度はさらに上昇を続けているため、この伸びはさらに増加しつつある。

以上の結果から、プラントの設計にもよるが、ULOHS事故の場合には事象の進展には数分以上の時間余裕があることが示された。特に制御棒や炉心支持板の熱膨張などを考慮すればこの時間余裕は増大する。従って、このような場合には手動による原子炉停止等の様々な緩和対策を施すことが可能であると考えられる。さらに低速で作動する原子炉停止系を設置することによっても事象の進展を防止することが可能である。制御棒や炉心支持板の膨張による負の反応度効果を考慮すれば、例えば、ドップラー効果などは負から正に転じるため、全反応度効果としては大きく変わることはない。すなわち、原子炉出力は十分に低下しているとは言えないし、冷却材温度もFig. 19から分かる通り、上昇し続けている。

ここに示した解析結果は、入力データ（例えば反応度係数や核定数）に大きく依存する。従って、解析の確度を向上させるためにはこれらのパラメータの不確定幅を低減することが重要である。また、炉心や炉内構造物の変形による反応度が活用できることを解析的に主張する場合には、ここで考慮しなかった変形モード（例えば、たわみや曲げ）、構成要素の拘束条件、高温状態における非線形な変形挙動、他の構造部材の変形との相互作用等に関する考察を行うことが重要である。炉心支持板の膨張において、たわみ変形があるとすれば、逆に正の反応度が挿入されることもありうる。制御棒の膨張もUCS構造によって拘束されるならば、期待した反応度が挿入されないと考えられる。また、熱的に変形し易い構造を取れば、通常運転時の熱過渡による損傷を誘発する可能性もある。従って、たとえATWSの発生を仮定しても、固有の反応度効果を助長する設計によって自動的に炉停止させることが可能なプラントとするためには、そのことを目的に据えて根本的に設計方針を考え直す必要がある。この場合に、他のシステムや機能に悪影響を及ぼさずに炉停止に導くという観点から、新しい設計概念を模索していくことが重要であると考えられる。

最後にSSCの上部プレナムの2次元モデルと制御棒の熱膨張モデルに関しては、プレナム内構造物の一般的な取扱いができない、特に自然循環の場合には2次元熱流動モデルの収束性が悪い、炉心の熱流動計算との接合に一般性がないの問題点が明らかになった。今後は、2次元上部プレナムモデルを、システムコードという観点から短い時間で安定な解が得られるように改良整備していくこと、上部プレナム内の複雑な構造物をモデル化する機能を付加していく必要がある。

Table 3 Comparison of the plant thermohydraulic response in various situations of ULOHS accidents

	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4
断熱機器	IHX (0 sec)	SG (40 sec)	SG (40 sec)	SG (40 sec)
2次系	—	定格流量	強制循環	自然循環
原子炉出力*	42 %	66 %	56 %	53 %
AOT(650°C)	186 sec	390 sec	276 sec	258 sec
投入反応度				
ドブラー *	-7.3 ϕ	-4.9 ϕ	-5.6 ϕ	-6.0 ϕ
Na密度 *	5.4 ϕ	3.1 ϕ	4.0 ϕ	4.3 ϕ
燃料膨張 *	0.9 ϕ	0.7 ϕ	1.0 ϕ	1.0 ϕ
支持板膨張 *	-4.1 ϕ	-1.8 ϕ	-2.8 ϕ	-3.0 ϕ
構造材膨張 *	2.7 ϕ	1.6 ϕ	2.0 ϕ	2.2 ϕ
合計 *	-2.1 ϕ	-1.3 ϕ	-1.4 ϕ	-1.5 ϕ

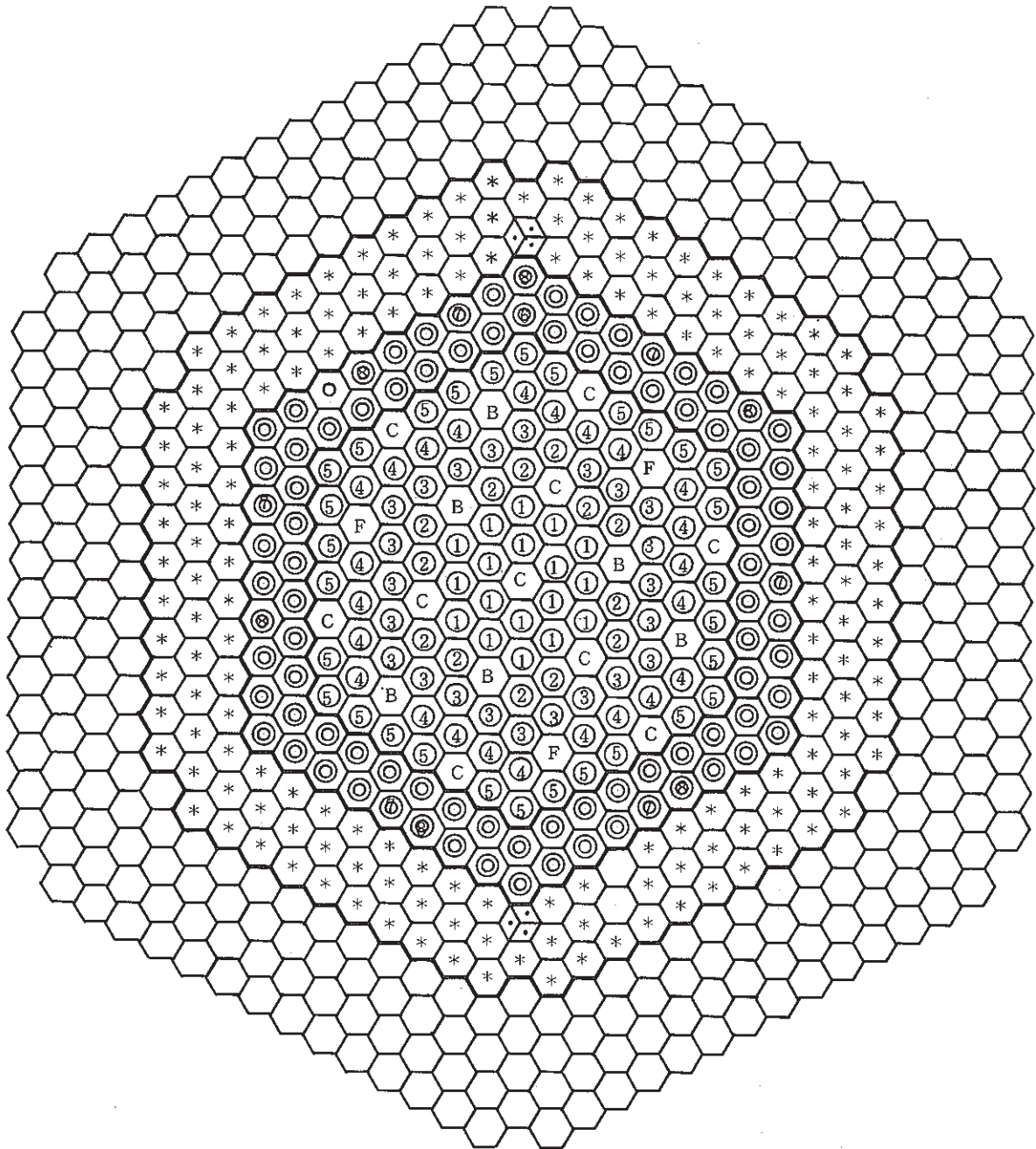
* 500 secにおける値である。

Table 4 Main computational results of the ULOHS accident analysis taking account of the reactivity effect due to the thermal expansion of the control rod drive mechanism.

原子炉出力	56 %
AOT (650°C)	430 sec
ドブラー反応度	6.4 ϕ
Na密度	2.8 ϕ
燃料膨張	6.3 ϕ
支持板膨張	-1.7 ϕ
構造材膨張	1.4 ϕ
制御棒膨張	-17.1 ϕ
合計	-2.1 ϕ

Notes: Case 4 と同一の条件で ULOHS 解析を実施

500 sec における解析結果



炉心構成要素		記号	本数
炉心燃料集合体	内側炉心		108
	外側炉心		90
ブランケット燃料集合体			172
制御棒集合体	微調整棒		3
	粗調整棒		10
	後備炉停止棒		6
中性子源集合体			2
中性子しゃへい体			316
サーベイランス集合体			8

Fig. 9 Schematic of the Core Configuration.

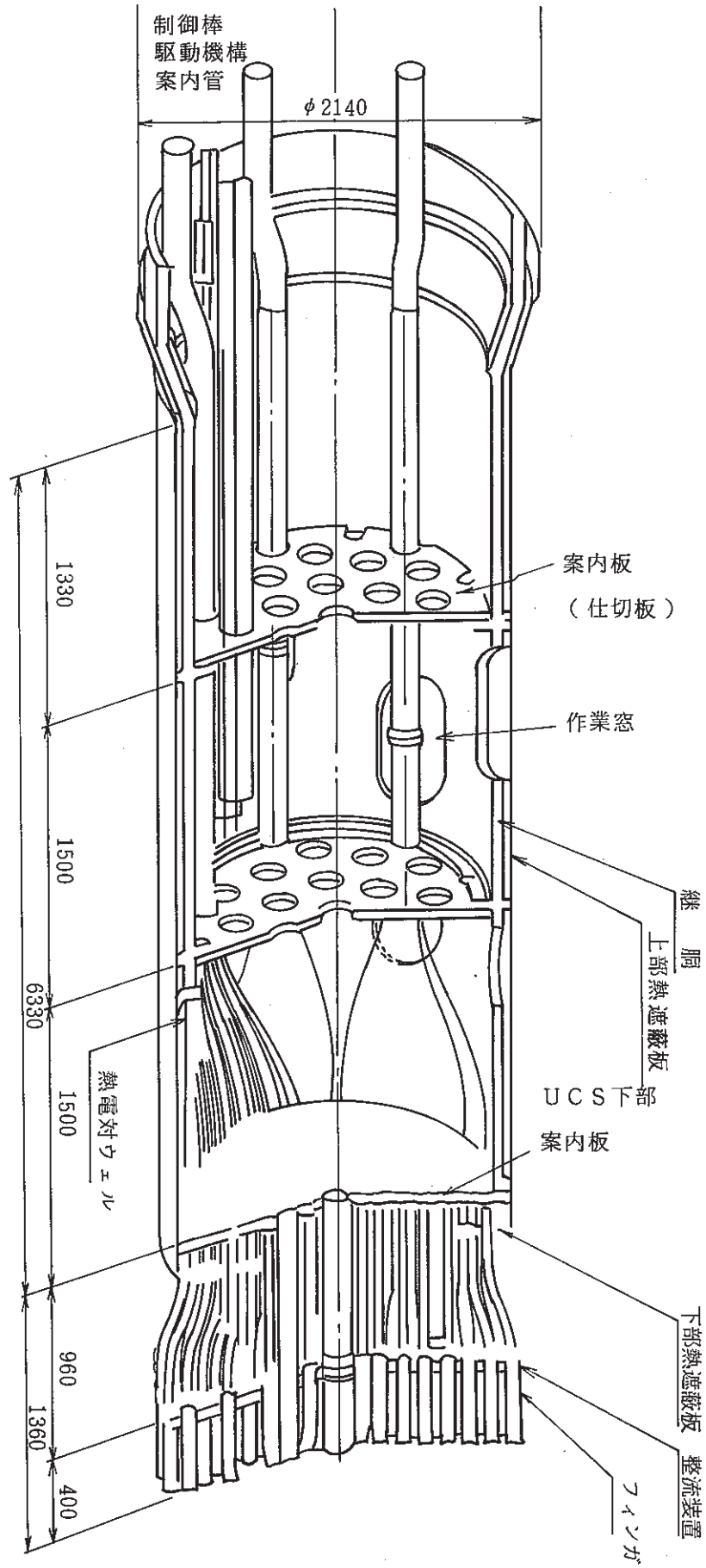


Fig. 10 Structure inside of the UCS

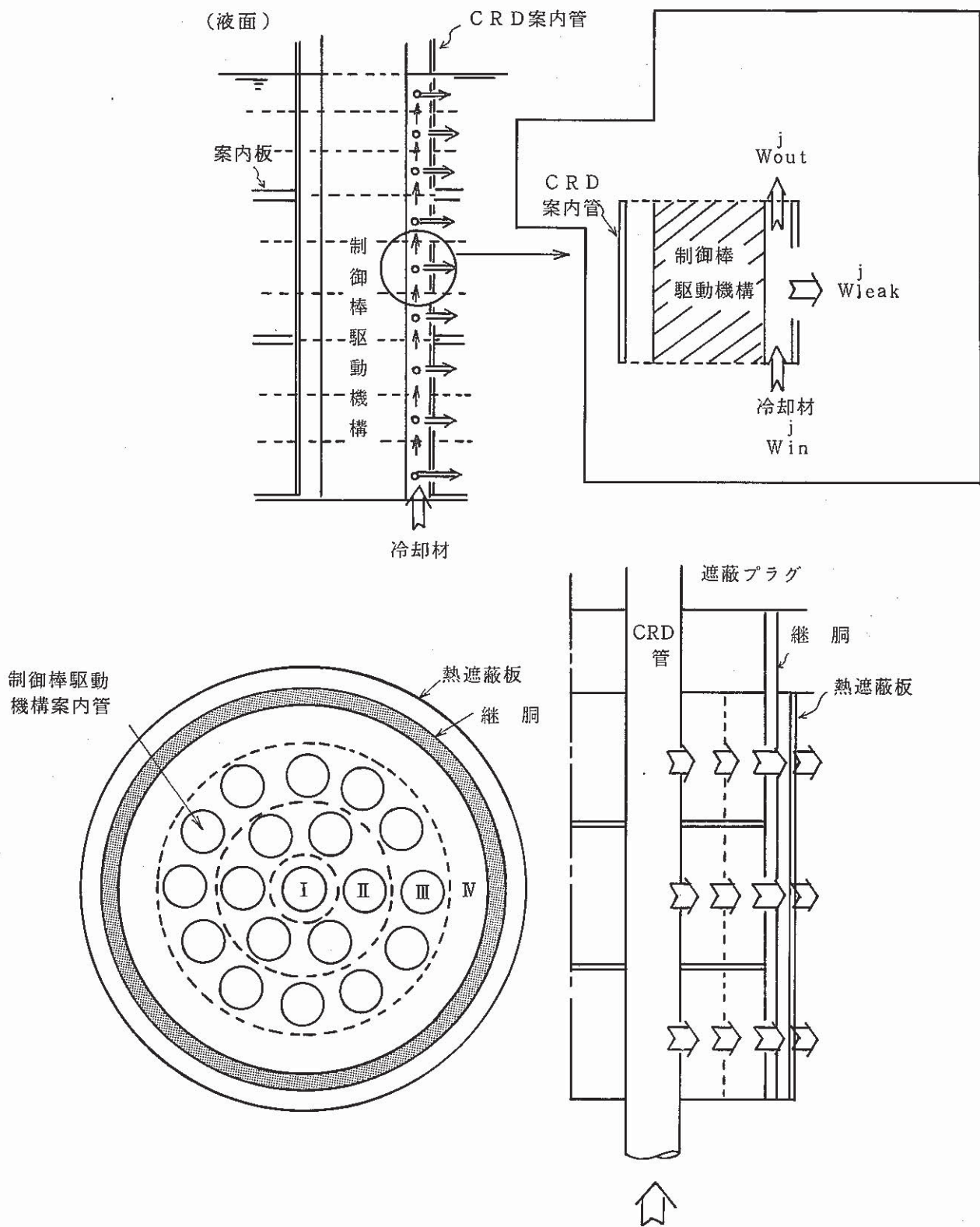


Fig. 11 Coolant flow path inside of the UCS and control rod guide

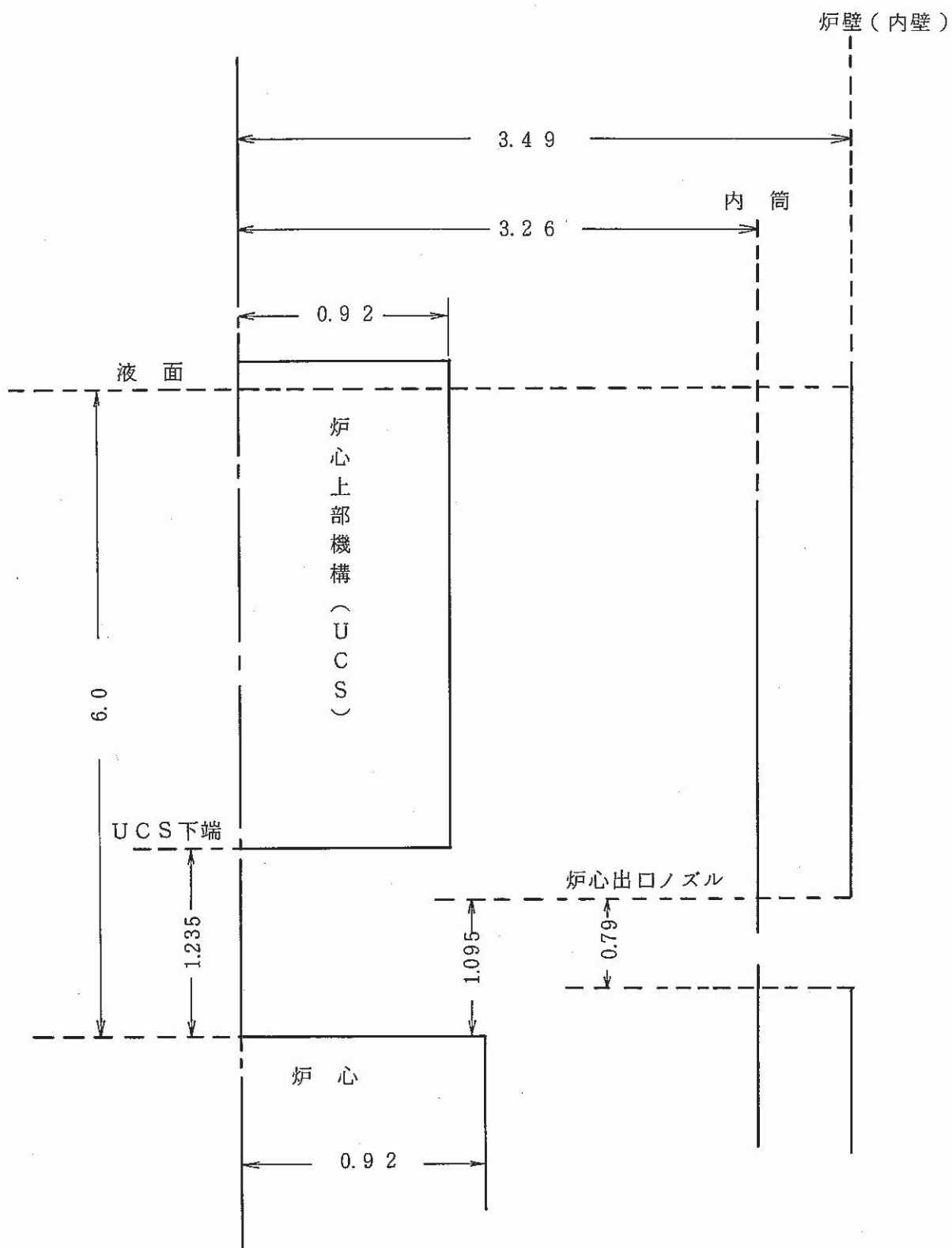


Fig. 12 Dimension of the reactor upper plenum

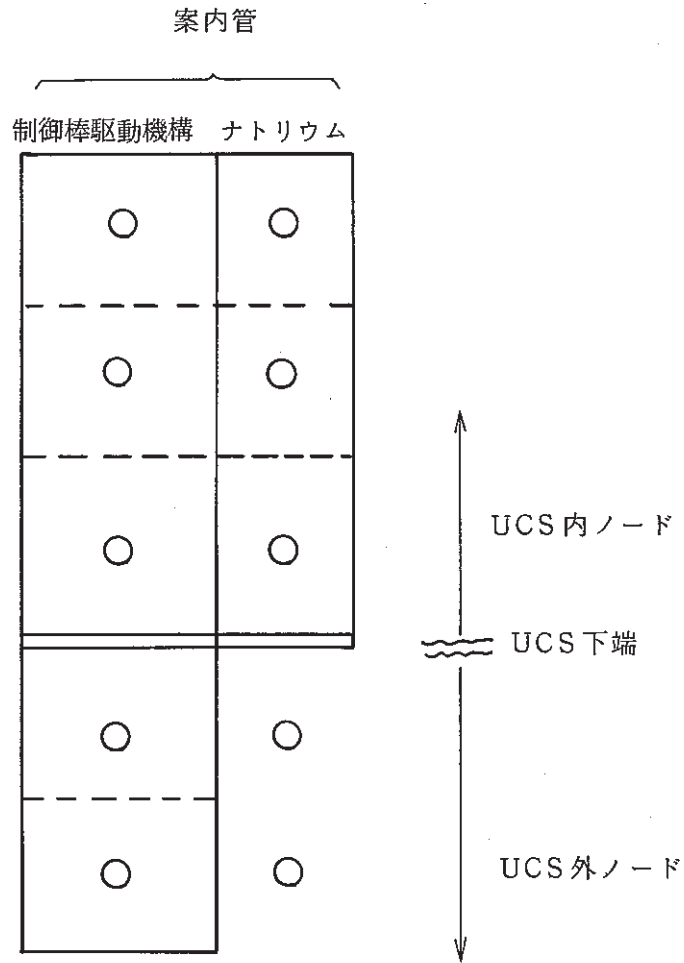


Fig. 13 Thermal expansion model of the control rod drive mechanism

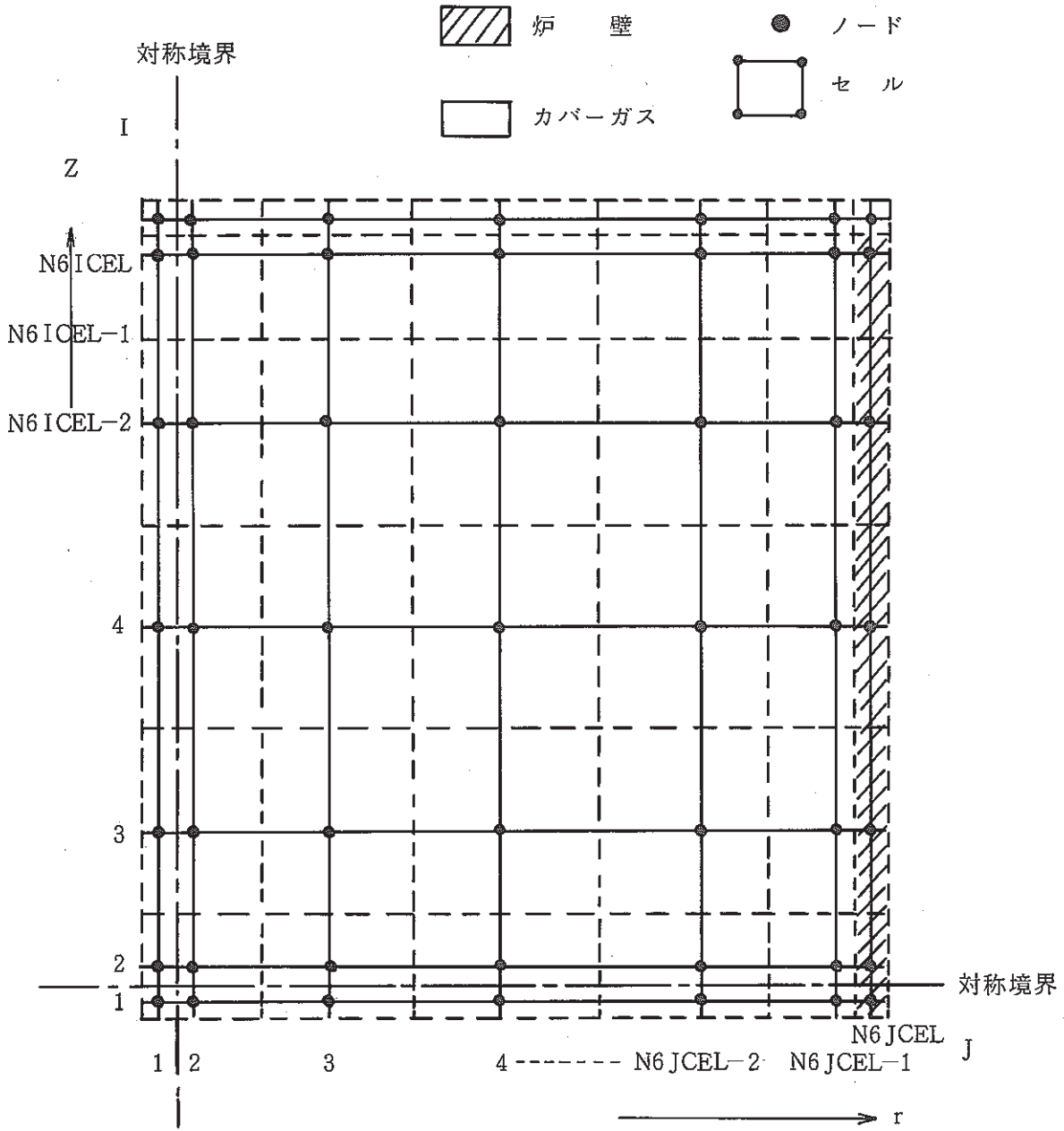


Fig. 14 Grid and control volume of the two-dimensional upper plenum model in SSC

FOR TWO-DIMENSIONAL UPPER PLENUM MODEL

RECORD 26

L6UPOP INTEGER TWO-DIMENSIONAL UPPER PLENUM OPTION INDICATOR:
 0- ONE REGION/TWO REGION MODEL(SEE TRNDAT 6001D)
 1- TWO-DIMENSIONAL MODEL
 N6I INTEGER NUMBER OF AXIAL COOLANT NODES IN UPPER PLENUM
 N6J INTEGER NUMBER OF RADIAL COOLANT NODES IN UPPER PLENUM
 N6ICEL INTEGER NUMBER OF AXIAL COOLANT REGIONS IN UPPER PLENUM
 N6JCEL INTEGER NUMBER OF RADIAL COOLANT REGIONS IN UPPER PLENUM
 J6ILT INTEGER IN-FLOW BOUNDARY NODES FROM THE CORE(1 TO J6ILT)
 I6OLT INTEGER OUT-FLOW BOUNDARY NODES TO PRIMARY LOOP
 LRDSEL INTEGER CONTROL ROD THERMAL EXPANSION INDICATOR:
 0- WITH THERMAL EXPANSION EVALUATION
 1- NO THERMAL EXPANSION EVALUATION
 LRDTMP INTEGER THERMAL EXPANDABLE REGION OF THE CONTROL ROD:
 0- FROM ASSEMBLY EXIT TO SODIUM FREE SURFACE
 1- FROM ASSEMBLY EXIT TO THE BOTTOM OF THE UCS

RECORD 35

KI(L) INTEGER REGION NUMBER IN AXIAL DIRECTION IN UPPER PLENUM(L=1,N6ICEL)
 I6CELL(L) INTEGER NUMBER OF AXIAL COOLANT NODES INCLUDED IN THE REGION IN
 UPPER PLENUM (L=1,N6ICEL)
 Z6UPLC(L) REAL AXIAL LENGTH OF THE REGION (L=1,N6ICEL)

NOTE: DATA FOR THIS RECORD CONSISTS OF A SERIES OF PAIRED
 POINTS. THE INDEX 'L' IS INCREMENTED OVER THE SET
 OF ALL DATA REQUIRED. THAT IS: KI(1),I6CELL(1),
 Z6UPLC(1),KI(2),I6CELL(2), Z6UPLC(2),ETC.

NOTE: THE LAST DATA, Z6UPLC(N6ICEL) IS CALCULATED IN THE
 PROGRAM. INPUT 0 OR NEGATIVE VALUE.

Z6UPLC(N6ICEL)=Z6UPLN-Z6TCOR

Fig. 15 Input data for the two-dimensional upper plenum model in SSC

RECORD 36

KJ(L) INTEGER REGION NUMBER IN RADIAL DIRECTION IN UPPER PLENUM (L=1, N6JCEL)

J6CELL(L) INTEGER NUMBER OF RADIAL COOLANT NODES INCLUDED IN THE REGION IN UPPER PLENUM (L=1, N6JCEL)

Z6UPRC(L) REAL RADIAL LENGTH OF THE REGION (L=1, N6JCEL)

NOTE: DATA FOR THIS RECORD CONSISTS OF A SERIES OF PAIRED POINTS. THE INDEX 'L' IS INCREMENTED OVER THE SET OF ALL DATA REQUIRED. THAT IS: KJ(1), J6CELL(1), Z6UPRC(1), KJ(2), J6CELL(2), Z6UPRC(2), ETC.

RECORD 37

L6CELL(L) INTEGER CORE CHANNEL NUMBER (L=1, N6CHAN+1)

IA(L) INTEGER IN-FLOW BOUNDARY NODE NUMBER CORRESPONDING TO THE CORE CHANNEL NUMBERING (L=1, N6CHAN+1)

NOTE: DATA FOR THIS RECORD CONSISTS OF A SERIES OF PAIRED POINTS. THE INDEX 'L' IS INCREMENTED OVER THE SET OF ALL DATA REQUIRED. THAT IS: L6CELL(1), IA(1), L6CELL(2), IA(2), ETC.

RECORD 38

A6AM1 REAL M2 CROSS SECTION OF ABOVE CORE STRUCTURE

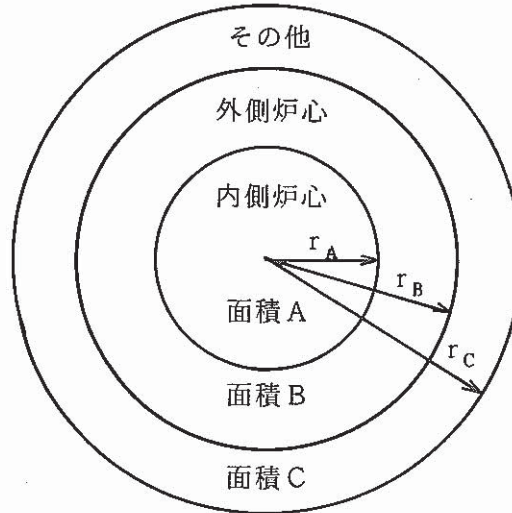
N6NM1 INTEGER THE LAST NODE NUMBER OF THE ABOVE CORE STRUCTURE IN AXIAL DIRECTION

J6NM1 INTEGER THE LAST NODE NUMBER OF THE ABOVE CORE STRUCTURE IN RADIAL DIRECTION

X6WTH REAL M THICKNESS OF THE REACTOR VESSEL WALL

A6PRTY REAL RATIO OF THE OUTLET NOZZLE CROSS SECTION TO THE AREA OF THE CELL AT THE OUT-FLOW BOUNDARY NODE

Fig. 15 (Continued)



$$r_A = \sqrt{A / \pi}$$

$$r_B = \sqrt{(B / \pi)^2 + r_A^2}$$

$$r_C = \sqrt{(C / \pi)^2 + r_B^2}$$

Fig. 16 Equivalent radius of each region in the reactor core

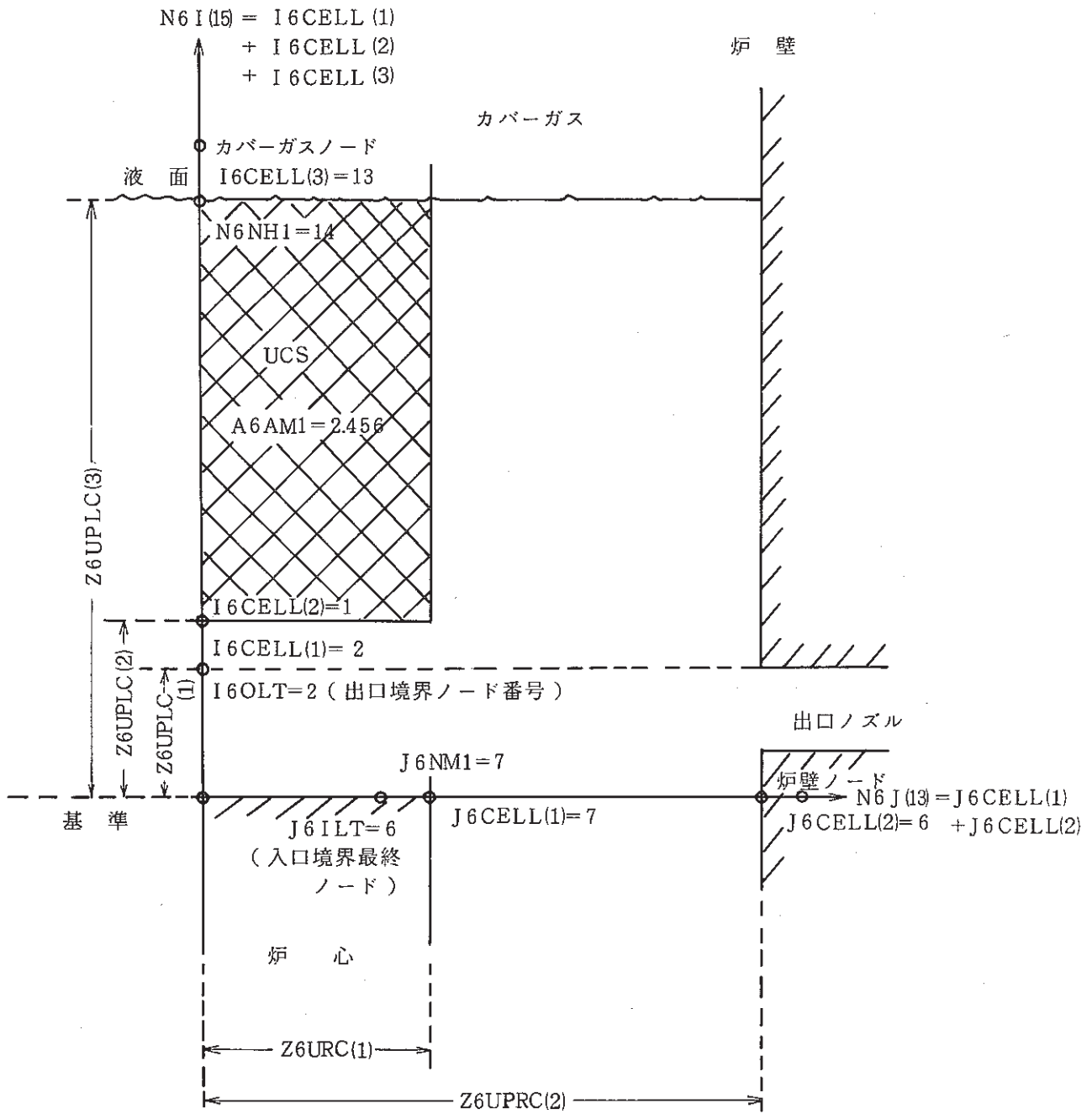


Fig. 17 Reactor upper plenum modeling for SSC

```

***** TOP OF DATA *****-CAPS OFF-***
*ID,U1P2D
*/ *** COMMON DAT16I ***
*DELETE RDRMOD.28
      COMMON/DAT16I/N6FEQT,N6INTR,I6UPOP,LRDSEL,LRDTMP
*/ *** BLOCK DATA ***
*DELETE RDRMOD.45
      X      N7DP25/2/,   N7DP26/9/,   N7DP27/7/,   N7DP28/16/,
*INSERT RDRMOD.87
      LRDSEL=MAX0(0,IA(8))
      LRDTMP=MAX0(0,IA(9))
*DELETE RDRMOD.1
      COMMON/DAT16I/IDT16I(5)
*/ DELETE RDRMOD.7
*/      COMMON/UPLN6P/ IULN6P(12)
*/ *** COMMON PCON4V ***
*DELETE CHNG41.80
      COMMON/PCON4V/RPON4V(20)
*INSERT /PCS10/.6
      X      ,FRODEL
*/ *** SUB LIST9T ***
*DELETE CHNG42.206
      +      NR8006(6,2),NR8007(16,2),NR8008(8,2),NR8009(5,2),NR8010(2,2),
*INSERT LIST9T.242
      +      ,NR8009(5,1),NR8009(5,2) /4HFROD,4HEL /
*INSERT LIST9T.871
      +      ,NR8009(5,1),NR8009(5,2),FRODEL
*/ *** SUB PCON8T ***
*INSERT PCON8T.44
C      ROD THERMAL EXPANSION LENGTH INITIALIZE
      FRODEL=0.
*INSERT PCON8T.191
C      CONTROL ROD THERMAL EXPANSION LENGTH (FRODEL)
      DO 2250 I=1,N8CBNK
2250 F8RUNG(IF8RNP+I+N8PCSD)=
      * F8RUNG(IF8RNP+I+N8PCSD)-FRODEL

```

Fig. 18 Fortran source list for the modeling of the reactivity feedback effect due to thermal expansion of the control rod drive

```
*/ *** SUB STUP6S ***
*/DELETE RDRMOD.11
*/   COMMON/SCRUP6P/ISRUP6P(36)
*/ DELETE /SCRUP.14
*/   +   ITM1,ITM1I,IWORK
*/ DELETE /SCRUP.22
*/   +   TM1(1),TM1I(1),WORK(1)
*/ DELETE /SCRUP.3
*/   +   YCV(1),TM1(1),TM1I(1),WORK(1))
*/ DELETE RDRMOD.130
*/   ITM1I=ITM1+N6I
*/   IWORK=ITM1I+N6I
*/ *** SUB CLCU6S ***
*DELETE CLCU6S.16
      RM1=(A6AM1/C9PI)**0.5
*DELETE CLCU6S.109
      IF(J.GT.J6NM1) GO TO 101
*/ *** SUB CLCU6T ***
*DELETE CLCU6T.17
      RM1=(A6AM1/C9PI)**0.5
*DELETE CLCU6T.113
      IF(J.GT.J6NM1) GO TO 101
*/ *** SUB CLCV6S ***
*DELETE CLCV6S.15
      RM1=(A6AM1/C9PI)**0.5
*DELETE CLCV6S.100
      IF(J.GT.J6NM1) GO TO 101
*/ *** SUB CLCV6T ***
*DELETE CLCV6T.16
      RM1=(A6AM1/C9PI)**0.5
```

Fig. 18 (Continued)

```

*DELETE CLCV6T.104
      IF(J.GT.J6NM1) GO TO 101
*/   *** SUB CLCT6T ***
*DELETE CLCT6T.63
      IF(J.GT.J6NM1) GO TO 101
      RM2=(0.18056/C9PI)**0.5
*DELETE CLCT6T.64
      ALM=STRNO**0.5*RM2*SEW(ISEW+I)*AREAEW/(0.5*(Y6Y(IY6Y+J6NM1)**2))
*/   *** SUB UP2D6S ***
*DELETE UP2D6S.110
      INDX=INDXD(I,4)
      T6TM1(IT6TM1+I)=T(IT+INDX)
*/   T6TM10(IT6TMO+I)=T(IT+INDX)
*/   *** SUB TMPM7C ***
*INSERT TMPM7C.7
*CALL /PCS10/
*/   COMMON /PCON4V/  FBHFXL,    F8RSCR,    F8RFBK,    F8RSDM,
*/   X              FBRPCR,    FBCRDZ,    Z8SRMX,    F8RSTP,    F8RSTS,
*/   X              FBSRMX,    T85REF,    R8RHO,    F8RPM1,    F8RSM1,
*/   X              FBRI1,    FBRI2,    F8RIN,    F8ZSPT,    D5CREF,
*/   X              FRODEL
*CALL /60VD/
*/   COMMON /DAT16I/  N6FEQT,    N6INTR,    L6UPOP,    LRDSEL,LRDTMP
*DELETE TMPM7C.39
C     MONJU ROD DRIVE MECHA AREA (ARODM6)
      ARODM6=0.18056
      RM2=(ARODM6/C9PI)**0.5
      ALM2=2.*C9PI*RM2*N6NM1**0.5
      BM1=ARODM6*DNS
*DELETE TMPM7C.40
      CFLM1=ALM2*HLM1/(BM1*HCPM1)

```

Fig. 18 (Continued)

```

*INSERT TPM7C.42
  FRODEL=0.
  IF(LRDSEL.NE.1) GO TO 30
  DO 20 I=2,NIM1
  IF(LRDTMP.EQ.1.AND.I.GT.4) GO TO 20
  ALFROD=ALFA7A(1, TM1(ITM1+I))
  RODENS=DENS7D(1, TM1(ITM1+I))
C   PREVOL=ARODM6*SEW(ISEW+I)
  DELTMP=TM1(ITM1+I)-T6TM1(IT6TM1+I)
C   EXPVOL=PREVOL*(1.+ALFROD*DELTMP)
C   EXPLEG=SEW(ISEW+I)*(EXPVOL/(SEW(ISEW+I)*C9PI*RM2**2))**0.33333
C   DELLEG=EXPLEG-SEW(ISEW+I)
  DELLEG=ALFROD*SEW(ISEW+I)*DELTMP
  FRODEL=FRODEL+DELLEG
  20 CONTINUE
  IF(ABS(FRODEL).LE.1.E-5) FRODEL=0.
C   PRINT*, 'T6TM1=', (T6TM1(IT6TM1+JGG), JGG=2, NIM1)
C   PRINT*, 'T6TM10=', (T6TM10(IT6TMO+JGG), JGG=2, NIM1)
C   PRINT*, 'DELTMP, EXPVOL, DELEG, FRODEL', DELTMP, EXPVOL, DELLEG, FRODEL
  30 CONTINUE
*/ *** SUB PRNT6T ***
*INSERT PRNT6T.12
*CALL /PCS10/
*/   COMMON /PCON4V/   F8HFXL,   F8RSCR,   F8RFBK,   F8RSDM,
*/   X   F8RPCR,   F8CRDZ,   Z8SRMX,   F8RSTP,   F8RSTS,
*/   X   F8SRMX,   T8SREF,   R8RHO ,   F8RPM1,   F8RSM1,
*/   X   F8RI1 ,   F8RI2 ,   F8RIN ,   F8ZSTP,   DSCREF,
*/   X   FRODEL
*INSERT PRNT6T.59
+   ,FRODEL ,F8RPCR
*DELETE PRNT6T.148
4   6X,6HTM3 ,6X,6HFRODEL,6X,6HF8RPCR/,10X,1PBE12.4,/)
*/ *** SUB PRNT6S ***
*INSERT PRNT6S.28
*CALL /PCS10/

```

Fig. 18 (Continued)

```

*/      COMMON /PCON4V/  F8HFXL,      F8RSCR,      F8RFBK,      F8RSDM,
*/      X      F8RPCR,      F8CRDZ,      Z8SRMX,      F8RSTP,      F8RSTS,
*/      X      F8SRMX,      T8SREF,      R8RHO ,      F8RPM1,      F8RSM1,
*/      X      F8RI1 ,      F8RI2 ,      F8RIN ,      F8ZSTP,      D5CREF,
*/      X      FRODEL
*DELETE PRNT6S.86
      WRITE(NOUT,55000) T6M1,T6M2,T6M3,FRODEL,F8RPCR
*DELETE PRNT6S.110
      X      9HT6M3      =,1PE12.5,9HFRODEL      =,1PE12.5,9HF8RPCR      =,1PE12.5)
*/      *** SUB LIST7R ***
*DELETE RDRMOD.460
      +      NR23(10,2), NR24(5,2), NR25(2,2) ,NR26(7,2), NR27(9,2),
*INSERT RDRMOD.471
      +,      NR26 (6,1),NR26 (6,2) /4HLRDS,4HEL /
      +,      NR26 (7,1),NR26 (7,2) /4HLRDT,4HMP /
*INSERT RDRMOD.505
      +, NR26(6,1),NR26(6,2),(NDM(1,J),J=1,4),LRDSEL
      +, NR26(7,1),NR26(7,2),(NDM(1,J),J=1,4),LRDTMP
*/      *** SUB WRIT8T ***
*/INSERT WRIT8T.16
*/CALL /DAT5TD/
*/INSERT WRIT8T.53
*/      F5DOPP = R5DOPP / F5BETT
*/      F5VOID = R5VOID / F5BETT
*/      F5GROW = R5GROW / F5BETT
*/      F5GDEN = R5GDEN / F5BETT
*/      F5GFIG = R5GFIG / F5BETT
*/      WRITE(73) F8RPCR,FRODEL,F8RSDM,F8RSTP,F8RSTS,F8RFBK,
*/      1      F8RIN ,R8RHO ,F5DOPP,F5VOID,F5GROW

```

Fig. 18 (Continued)


```

*/ *** SUB READ7R ***
*/ *** COMMON MODIFICATION ***
*/ DELETE /UPLN/.9
*/ + IT6CEL , IT6TM1, IT6TMO
*/ DELETE /UPLN/.12
*/ + T6CELL(1), T6TM1(1), T6TM10(1)
*/ DELETE /UPLN/.15
*/ + W6CELL(1), T6CELL(1), T6TM1(1), T6TM10(1) )
*/ INSERT RDRMOD.96
*/ IT6TMO=NPNT9H(8H T6TM10,N6I,M4)
*/INSERT RDRMOD.105
*/ NWDS = 3*N6ISEL
*/INSERT RDRMOD.123
*/ NWDS = 3*N6JCEL
*/INSERT RDRMOD.141
*/ NWDS = 2*N6CHAN
*/ *** SUB VSEL1 ***
*DELETE PNC.127
*DELETE PNC.128
*DELETE PNC.129
*/ DELETE PCONBT.56
*/ FBRUNG(IFBRNP+I+N8PCSD)=Z8CRIN(I Z8CRI+I)-FRODEL/N8CBNK

```

Fig. 18 (Continued)

```

*DELETE RDRMOD.11
      COMMON /SCRU6P/ ISRU6P(36)
*DELETE TMPM7C.17
      J = 4
*INSERT UP2D6S.9
*CALL /26RVD/
*DELETE UP2D6S.10
      DATA MAXIT/200/,SORMAX/0.0015/
*DELETE UP2D6T.9
*CALL /26RVD/
      DATA MAXIT/250/,SORMAX/0.0015/
*INSERT UP2D6S.117
      HNAL1=Z6NAL0-(Z6ONOZ-Z6TCOR)
*DELETE UP2D6S.118
      RESP=PCGAS+C9GRAV*DENS1D(TAVG)*HNAL1
*INSERT UP2D6S.92
C      PRINT*, 'NITER,SORCE', NITER,SORCE
C      PRINT*, 'RESORM,RESORU', RESORM,RESORU
C      PRINT*, 'RESORV,RESORT', RESORV,RESORT
*INSERT UP2D6T.56
C      PRINT*, 'NITER,SORCE', NITER,SORCE
C      PRINT*, 'RESORM,RESORU', RESORM,RESORU
C      PRINT*, 'RESORV,RESORT', RESORV,RESORT
*INSERT UP2D6T.104
      HNAL1=Z6NAL0-(Z6ONOZ-Z6TCOR)
*DELETE UP2D6T.105
      RESP=PCGAS+C9GRAV*DENS1D(TAVG)*HNAL1
*DELETE UPMODS.1
      COMMON/VD9V/RC9VDM(18000)
*DELETE UPMODS.5
      DATA LC9VDI/18000/,LC9SRC/3800/
***** BOTTOM OF DATA *****

```

Fig. 18 (Continued)

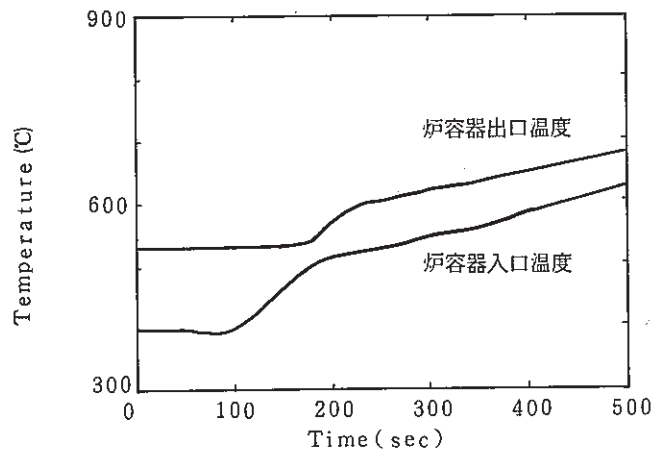
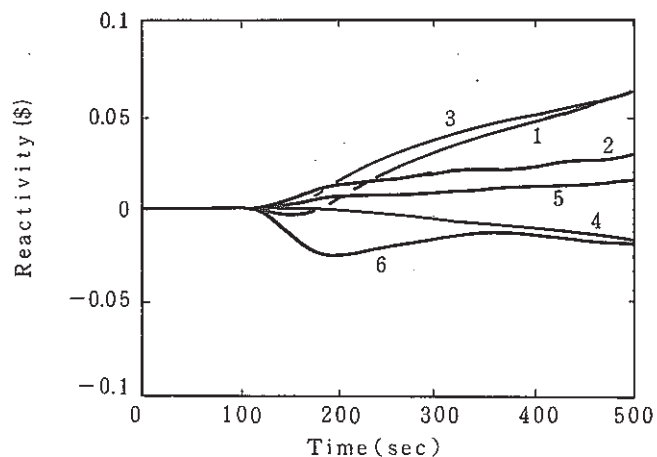


Fig. 19 Temperature transients at the inlet and the outlet of the reactor vessel



1: ドップラー 2: Na ボイド 3: 燃料膨張
4: 支持板膨張 5: 構造材膨張 6: 合計

Fig. 20 Inserter reactivity by doppler, sodium density, fuel axial expansion, and thermal expansions of the core support structure and in-core structure

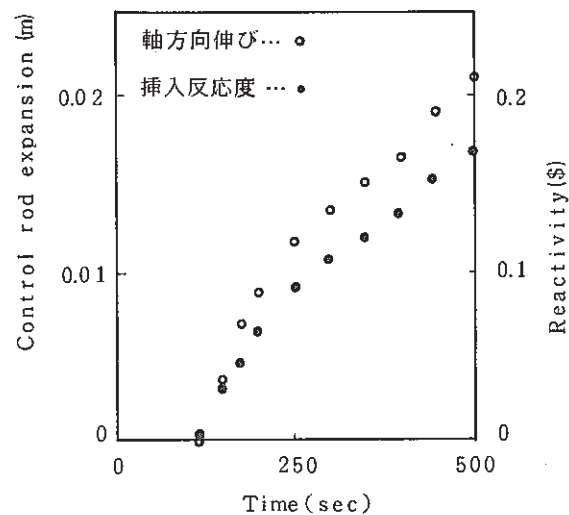


Fig. 21 Inserter reactivity by the thermal expansion of the control rod

4. 結論と今後の課題

(1) 詳細システムコードSSS-Lを，ATWSの解析に利用するべく，反応度フィードバックを解析するモデルを開発した。まず，SSS-Lの上部プレナム2次元モデルを整備し，制御棒駆動機構を構造材としてモデル化した。これらにより，原子炉容器上部プレナムの冷却材温度分布を詳細に評価し，制御棒駆動機構の熱膨張量を計算することが可能になった。このモデルは2次元の上部プレナムモデルと結合されており，上部プレナムの2次元的な詳細温度分布が制御棒駆動機構の温度評価に反映されている。この熱膨張の結果，制御棒が炉心に挿入されることにより投入される反応度は，他の反応度フィードバックと併せて1点近似動特性方程式で考慮される。このようにして，原子炉核分裂出力の過渡変化が定量評価される。SSS-Lの反応度効果モデルは，従来より組み込まれていた，①燃料ドップラー反応度効果，②冷却材の密度変化による反応度効果，③燃料の熱膨張による反応度効果，及び，動燃においてこれまでに開発してきた，④炉内構造材の熱膨張による反応度効果，⑤炉心支持板の熱膨張による反応度効果（自由膨張の50%の変形を仮定すれば保守的である），に加えて，⑥制御棒の熱膨張による反応度効果を考慮することが可能になった。これらの成果により，プラント全体の熱流動との相互作用を考慮して，核的反応度効果をより現実的に評価することが可能になった。

(2) ATWS事象の例として，ULOHSの解析を実施した。プラントの設計にもよるが，事象の進展には数分以上の時間的余裕があることが示された。すなわち，手動スクラムやその他の作動速度が遅い炉停止系の利用などの様々な緩和対策を施すことが可能であると考えられる。ただし，制御棒や炉心支持板の膨張による負の反応度効果を考慮すれば，例えば，ドップラー効果などは負から正に転じるため，全反応度効果としては大きく変わることはない。たとえATWSが発生したと仮定しても炉停止が可能なプラントとするためには，そのことを目的に据えて根本的に設計方針を考え直す必要がある。このときに，通常運転時も含めて，他のシステムや機能に悪影響を及ぼさないように配慮することが必要である。

(3) 今後の課題

上部プレナムの2次元モデルと制御棒の熱膨張モデルに関しては，プレナム内構造物の一般的な取扱いができない，特に自然循環の場合には2次元熱流動モデルの収束性が悪い，炉心の熱流動計算との接合に一般性がないの問題点が明らかになった。今後は，2次元上部プレナムモデルをシステムコードという観点から短い計算時間で安定な解が得られるように改良整備していくこと，上部プレナム内の複雑な構造物をモデル化する機能を付加していく必要がある。

ここに示した解析は、入力データ（例えば反応度係数や核定数）に大きく依存する。従って、これらのパラメータの不確定幅を低減することが重要である。また、炉心や炉内構造物の変形による反応度を活用する場合には、ここで考慮しなかった変形モード（例えば、たわみや曲げ）、構成要素の拘束条件、高温状態における非線形な変形挙動、他の構造部材の変形との相互作用等に関する考察を行うことが重要である。

5. 謝 辞

本研究で利用したSSC-Lの上部プレナム2次元モデルは、米国ブルックヘブン国立研究所のB. C. Chan氏が中心となって開発されたものであります。同氏にはこのモデルに関して、有益な助言、討論をして頂きました。また、制御棒の熱膨張モデルのプログラミングとSSC-Lへの組み込み及び計算の一部は日本原子力事業株式会社の伊藤広行氏に実施して頂きました。ここに謝意を表します。

6. 参考文献

- (1) Guppy, J. G. "Super System Code(SSC, Rev. 2) An Advanced Thermohydraulic Simulation Code for Transients in LMFBRs," NUREG/CR-3169, BNL-NUREG-51650, April 1983.
- (2) 山口彰, 吉川信治, 長谷川俊行, 大島宏之, 「SSC-L: ループ型高速炉システムコード」, PNC N9410 87-143, October, 1987.
- (3) B.C. Chan, "Improved Modeling and Numerics to Solve Two-Dimensional Elliptic Fluid Flow and Heat Transfer Problems," NUREG/CR-3705, BNL-NUREG-51751, May, 1986.
- (4) 大島宏之, 山口彰, 二ノ方寿, 高速増殖炉システムコードSSC-Lの整備改良-反応度フィードバックモデルの改良-, PNC SN9410 87-122, August 1987.
- (5) F. H. Harlow and P. I. Nakayama, Transport of Turbulence Energy Decay Rate, Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-3854, (1968).
- (6) B. E. Launder and D. B. Spalding, The Numerical Computation of Turbulent Flows, Comp. Method Appl. Mech. Eng., 3, p. 269, 1974.
- (7) D. W. Peaceman and H. H. Rachford, The Numerical Solution of Parabolic and Elliptic Differential Equations, J. Soc. Indust. Applied Math, 3, p. 28, 1955.
- (8) R. D. Richtmayer and K. W. Morton, Difference Methods for Initial-Value Problems, Second Edition, Interscience Publishers, J. Wiley and Sons, New York 1967.
- (9) P. J. Roche, Computational Fluid Dynamics, Hermosa Publishers, Albuquerque, NM.
- (10) R. M. Smith and A. G. Hutton, The Numerical Treatment of Advection : A Performance Comparison of Current Methods, Numerical Heat Transfer, 5, P. 439, 1982.
- (11) S. V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, New York, 1980.
- (12) B. P. Leonard, A Stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation, Computer Method Applied Mech. Eng., 19, P. 59, 1979.