

JAERI-M

4 5 4 4
(公 開)

単一流路空間依存炉心動特性解析コード

RANRAN

1 9 7 1 年 8 月

上 林 有 一 郎

日 本 原 子 力 研 究 所
Japan Atomic Energy Research Institute

単一流路空間依存炉心動特性解析コード：RANRAN

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

上 林 有 一 郎

(1 9 7 1 年 8 月 受 理)

要 旨

原子炉炉心の核的応答と熱的応答は、フィードバック効果を通じて密接に関連しており、動特性解析に際しては、フィードバック反応度の導入精度を高めることが肝要である。そこで出力過渡時における燃料棒内の温度分布の変動にもとづくフィードバック反応度効果の吟味検討を目的とした単一流路空間依存炉心動特性解析コード(RANRAN)を開発した。ここでは出力変動は点状近似式を用いて解析しているが、フィードバック反応度については、空間依存を考慮した詳細な導入も可能である。従って詳細な燃料棒温度分布解析と相まって、出力過渡時における温度分布の変動が、どの程度、フィードバック反応度に影響を与え、炉心の核的及び熱的応答特性に、いかなる相違をもたらしているかという問題について、数値実験を行い、吟味検討を加えるに際しては、このコードは有効な手段となり得るものと思う。

目 次

1 序	1
2 基礎方程式	2
2-1 出力変動	2
2-2 燃料要素熱伝導	3
2-3 冷却材熱伝達及び流動	3
3 解析モデル	5
4 解析法	7
4-1 出力変動解析法	7
4-2 燃料要素熱伝導解析法	10
4-3 冷却材熱伝達及び流動解析法	18
5 コード"RANRAN"の概要	26
5-1 フローチャート	27
5-2 インプット・データ	33
6 終りに	38
参考資料	40

Single-Channel Space-Dependent Reactor Kinetics Code

— RANRAN —

Yuichiro KAMBAYASHI

Div. of Reactor Engineering, Tokai, JAERI

(Received Aug. 1971)

The reactor power is intimately related with the thermo-hydraulic condition through the so-called feedback effect which is caused by the change of fuel temperature, fuel density, coolant temperature, coolant density, etc. Therefore, concerning the Kinetics, it is essential to estimate the feedback effect exactly. RANRAN — Single-Channel Space-Dependent Reactor Kinetics Code — is presented. In the code the power change is analyzed by use of the point approximation, while the space dependence can be taken into consideration for the estimation of feedback reactivity. The code serves to investigate especially the feedback effect due to the deformation of fuel temperature profile in the power transitional stage.

1 序

原子炉炉心の動特性解析は、制御棒、冷却材温度、冷却材流量、炉心圧力等の外乱に対する炉心の核的及び熱的応答特性の把握を目的とするものであるが、核的応答を熱的応答は、燃料温度、燃料密度、冷却材温度、冷却材密度等の変動にもとづくフィードバック効果を通じて密接に関連している。従って動特性解析に際しては、フィードバック反応度の導入精度を高めることが要求されるが、さしあたって、フィードバック効果、主として出力過渡時における、燃料要素内の温度分布の変動にもとづくフィードバック反応度効果の吟味検討を目的とした単一流路空間依存炉心動特性解析コード(RANBAN)を開発した。このコードは、JAERI-memo 3386 空間依存単一流路心動特性解析 解析法 に再検討を加え、数値解法上の安定化及び計算時間の短縮をはかったものである。

解析対象は円柱状燃料要素を中心に、周囲より冷却材により冷却されるものとし、燃料要素は燃料領域、被覆材領域及びこれらに介在する空隙よりなるものとする。燃料要素内温度解析においては、燃料要素には材質の角度依存はないものとして、燃料要素を半径及び軸方向に微小領域に分割し、数値解析モデルを作製しており、燃料要素内の詳細な温度分布解析が可能となっている。従って、この温度分布にもとづき、フィードバック反応度に考察を加えることにより、出力過渡時の温度分布の変動が、どの程度フィードバック反応度に影響を与えているかという問題について、数値実験を行い、吟味検討を行うことができる。

冷却材温度及び流動解析においては、流れは乱流を仮定し、冷却材温度、密度、流速の角度依存及び半径方向依存はないものとし、軸方向依存のみを考慮して均質モデルにもとづき数値解析モデルを作製した。即ち均質モデルを用いた故に、二相流の場合、液相及び気相の温度及び流速は等しく、冷却材密度は蒸気含有率の関数として求めている。又冷却材の相変化は冷却材エンタルピーのみで判断している。そして冷却材物性値は、温度、圧力依存への変更の余地はみているが、目下の所は代表温度、圧力点での値を用いている。即ち、特に冷却材物性値の詳細な導入は行っていないがその理由は、物性値の導入の程度は、当然、冷却材温度、流動解析モデルとのつりあいより考えるべきことであり、冷却材流動解析には簡単ではあるが、圧力変動に対してはさほど有効であるとは云えない均質モデルを採用していることより考え、適応範囲さえあやまらなければ、さほど問題は無いと判断したことによる。

又冷却材が液相の場合には、炉内圧力変動の物性値への影響はさほど大きくはないが、冷却材が二相流及び気相の場合には、炉内圧力変動の物性値への影響が大きく、又冷却材流動の解析法にしる、今少し圧力変動解析への工夫を考える必要があり、従って目下のコードは冷却材が液相の場合に、最も有効であり、冷却材が二相流及び気相の場合には、炉内圧力変動の範囲に注意をはらう必要がある。

核熱結合動特性解析コードとして今一つEUREKA⁽¹⁾がある。これは棒状燃料軽水炉の反応度事故時や冷却材温度、流量変化に伴う炉心応答を解析する安全解析コードであり、冷却材物性値の詳細な導入を行っている。ここでは、炉心を半径方向に最大5領域(チャンネル)、縦軸方向に最大20領域にわけ、計算はこのチャンネルを基本にして、炉心全体を組み上げる形を

とっている。例えば反応度変化を求める場合には、燃料温度、密度、冷却材温度、密度等の変動にもとづく反応度変化を各領域別に求め、しかる後に炉心全体で平均して求めている。但し各領域毎の反応度変化を求めるに際しては、例えばその基準となる燃料温度については、各領域での平均温度を用いているが、出力過渡時においては、燃料体内の温度分布の形は、常に変動しており、単に平均温度を用いることは、必ずしも好ましくはない。RANRANはこのように今一度吟味検討を加えるのに適した規模、精度をそなえたコードであり、又出力分布変動解析コードとの結合の便宜も考慮してある。

即ちEUREKAは安全解析コードとして一つの出来上った形態をとるのに対して、RANRANではサブプログラムの変更、他のプログラムとの結合等に便宜をはかつてあり、プログラムの規模からいっても核熱結合炉心動特性の吟味検討には適当なコードであると思う。従って解析目的に応じてEUREKA及びRANRANを適意使いわけていただきたい。

2 基礎方程式

この章では、炉心出力変動、燃料要素内熱伝導、冷却材熱伝達及び流動に関する基礎方程式を順をおって説明する。

2-1 出力変動

出力変動については、出力分布の時間変動は考慮せず、出力レベルの変動を求めている。但しコードでは出力分布計算コードとの結合の余地は残してある。又中性子エネルギーは1組とし、遅発中性子組数は6組とする。出力変動方程式は

$$\left[\begin{array}{l} \frac{dN(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\ell} N(t) + \sum \lambda_i C_i(t) \end{array} \right. \quad (2-1-1)$$

$$\left[\begin{array}{l} \frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta f_i}{\ell} N(t) - \lambda_i C_i(t) \quad (i=1, 2, \dots, 6) \end{array} \right. \quad (2-1-2)$$

$N(t)$ = 出力密度

$C_i(t)$ = 第 i 組の遅発出力密度

$\rho(t)$ = 反応度

β = 遅発中性子割合

f_i = β_i / β

β_i = 第 i 組の遅発中性子割合

ℓ = 中性子寿命

λ_i = 第 i 組の遅発中性子先行核の崩壊定数

(2-1-1), (2-1-2) 式を次の関係を用いて書きかえる。

とっている。例えば反応度変化を求める場合には、燃料温度、密度、冷却材温度、密度等の変動にもとづく反応度変化を各領域別に求め、しかる後に炉心全体で平均して求めている。但し各領域毎の反応度変化を求めるに際しては、例えばその基準となる燃料温度については、各領域での平均温度を用いているが、出力過渡時においては、燃料体内の温度分布の形は、常に変動しており、単に平均温度を用いることは、必ずしも好ましくはない。RANRANはこのような点に今一度吟味検討を加えるのに適した規模、精度をそなえたコードであり、又出力分布変動解析コードとの結合の便宜も考慮してある。

即ちEUREKAは安全解析コードとして一つの出来上った形態をとるのに対して、RANRANではサブプログラムの変更、他のプログラムとの結合等に便宜をはかつてあり、プログラムの規模からいっても核熱結合炉心動特性の吟味検討には適当なコードであると思う。従って解析目的に応じてEUREKA及びRANRANを適意使いわけていただきたい。

2 基礎方程式

この章では、炉心出力変動、燃料要素内熱伝導、冷却材熱伝達及び流動に関する基礎方程式を順をおって説明する。

2-1 出力変動

出力変動については、出力分布の時間変動は考慮せず、出力レベルの変動を求めている。但しコードでは出力分布計算コードとの結合の余地は残してある。又中性子エネルギーは1組とし、遅発中性子組数は6組とする。出力変動方程式は

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\ell} N(t) + \sum \lambda_i C_i(t) \quad (2-1-1) \\ \frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta f_i}{\ell} N(t) - \lambda_i C_i(t) \quad (i=1, 2, \dots, 6) \quad (2-1-2) \end{array} \right.$$

$N(t)$ = 出力密度

$C_i(t)$ = 第 i 組の遅発出力密度

$\rho(t)$ = 反応度

β = 遅発中性子割合

f_i = β_i / β

β_i = 第 i 組の遅発中性子割合

ℓ = 中性子寿命

λ_i = 第 i 組の遅発中性子先行核の崩壊定数

(2-1-1), (2-1-2) 式を次の関係を用いて書きかえる。

$$\begin{cases} \frac{\rho(t)}{\beta} = r(t) \\ \frac{N(t)}{N(0)} = U(t) \\ \frac{\ell \lambda_i}{\beta f_i} \frac{C_i(t)}{N(0)} = W_i(t) \quad (i=1, 2, \dots, 6) \end{cases} \quad (2-1-3)$$

結果は

$$\frac{dU(t)}{dt} = \frac{\beta}{\ell} [\{r(t)-1.0\} U(t) + \sum_i f_i W_i(t)] \quad (2-1-4)$$

$$\frac{dW_i(t)}{dt} = \lambda_i U(t) - \lambda_i W_i(t) \quad (i=1, 2, \dots, 6) \quad (2-1-5)$$

(2-1-4) (2-1-5) が出力変動解析の基礎方程式で、解は初期出力の何倍という形で求まる。

2-2 燃料要素熱伝達

燃料要素は、形状は棒状で、燃料領域、被覆材領域及びそれらの間の空隙よりなるものとする。各微小分割領域において、半径方向の厚さに比して軸方向の長さは十分に長いとし、軸方向の熱伝導を無視する。又各微小分割領域では物質は均質であるとし角度依存はないとすると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\rho(T, r) C_p(T, r) T(r, t)] \\ = \text{div} [k(T, r) \text{grad} T(r, t)] + S(r, t) \end{aligned} \quad (2-2-1)$$

$T(r, t)$ = 温度

r = 半径方向変数

t = 時間

$\rho(T, r)$ = 密度

$C_p(T, r)$ = 比熱

$k(T, r)$ = 熱伝導度

$S(r, t)$ = 単位時間、単位体積当りの発生熱量

(2-2-1) が燃料要素熱伝導解析に用いる基礎方程式である。

2-3 冷却材熱伝達及び流動

冷却材熱伝達及び流動については、单相流のみならず二相流の場合にも適用する必要があるので、ここでは解析が比較的容易な均質モデルを採用した。従って液相及び気相は同一温度、同一速度を持つとし、又液相及び気相の密度を夫々一定とすると (ρ_1 及び ρ_2)、冷却材の密度は次式で表される。

$$\rho = \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_2 (1-X) + \rho_1 X} \quad (2-3-1)$$

X = 蒸気含有率

従って二相流領域における冷却材の密度は蒸気含有率のみの関数となる。
 又二相流領域における蒸気含有率は熱平衡より次式により求められる。

$$X = \frac{h - h_{sat}}{\Delta h_{12}} \quad (2-3-2)$$

- h = 冷却材のエンタルピー
- h_{sat} = 冷却材の飽和エンタルピー
- Δh_{12} = 相変化に必要なエンタルピー

冷却材のエンタルピーは次式に従って計算される。

$$\begin{cases} h = C_{p1} T & h \leq h_{sat} \\ h = C_{p1} T_{sat} + X \Delta h_{12} & h_{sat} < h \leq h_{sat} + \Delta h_{12} \\ h = C_{p1} T_{sat} + \Delta h_{12} + C_{p2} (T - T_{sat}) & h > h_{sat} + \Delta h_{12} \end{cases} \quad (2-3-3)$$

又逆に冷却材のエンタルピーから、冷却材の温度及び蒸気含有率は次式より求まる。

$$\begin{cases} h \leq h_{sat} & T = \frac{h}{C_{p1}}, \quad X = 0 \\ h_{sat} < h \leq h_{sat} + \Delta h_{12} & T = T_{sat} = \frac{h_{sat}}{C_{p1}}, \quad X = \frac{h - h_{sat}}{\Delta h_{12}} \\ h > h_{sat} + \Delta h_{12} & T = T_{sat} + \frac{h - h_{sat} - \Delta h_{12}}{C_{p2}}, \quad X = 1 \end{cases} \quad (2-3-4)$$

- T = 冷却材の温度
- T_{sat} = 冷却材の飽和温度
- C_{p1} = 冷却材の液相比熱
- C_{p2} = 冷却材の気相比熱

以上の如く均質モデルでは、密度を蒸気含有率の関数とした单相流を考えるとにより、二相流を近似的に取りあつかうことができる。

均質モデルを用いることにより、冷却材の温度及び流動解析に必要な基礎方程式は、エネルギー保存、質量保存及び運動量保存の3式であり、軸方向一次元で考えると次のようになる。

エネルギー保存式

$$\rho(z, t) \left(\frac{\partial h(z, t)}{\partial t} + V(z, t) \frac{\partial h(z, t)}{\partial z} \right) = Q(z, t) \quad (2-3-5)$$

質量保存式

$$\frac{\partial \rho(z, t)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho(z, t) V(z, t))}{\partial z} = 0 \quad (2-3-6)$$

運動量保存式

$$\begin{aligned} \rho(z, t) \left(\frac{\partial V(z, t)}{\partial t} + V(z, t) \frac{\partial V(z, t)}{\partial z} \right) + g \rho(z, t) \\ + \frac{\partial P(z, t)}{\partial z} + \frac{f(z, t) \rho(z, t) V^2(z, t)}{2 D_e} = 0 \end{aligned} \quad (2-3-7)$$

Q = 単位時間、単位体積当り加えられる熱量

V = 冷却材流速

P = 圧力

g = 重力加速度

f = 摩擦抵抗係数

De = 流路等価直径

(2-3-5), (2-3-6), (2-3-7) が冷却材熱伝達及び流動解析に用いる基礎方程式である。

3 解析モデル

解析モデルを図3-1に示す。

解析モデルは円柱状をしており、中心より燃料領域、空隙、被覆材領域、冷却材の順に配置され、冷却材の外側では熱の出入はないものとする。軸方向の長さはHEIGHTで、等間隔DELZでAXIS (≤ 50)個に分割する。燃料領域は半径がR(1)で、半径方向にRADI (≤ 20)個のメッシュ点(中心及び外壁上の各1点を含む)が等間隔DR(1)で配置される。被覆材領域は内径がR(3)の円筒で、半径方向に3個のメッシュ点(内壁上及び外壁上の各1点を含む)が等間隔DR(3)で配置される。冷却材流路は内径がR(3)、外径がR(4)の円筒で、流れは乱流を仮定し、半径方向の温度分布は考えない。

解析モデル作製にあたって、仮定した条件は

- 中性子束分布は軸方向についてのみ考慮し、半径方向については、解析コードに導入の余地は見えてあるが、現在は一定とした。又軸方向についても時間依存とはしていない。
- 発熱分布は中性子束分布に比例するとした。
- 反応度フィードバックについては使用者がプログラムすることを原則とし、変更の余地を十分に残した。
- 遅発中性子は6組とした。
- 燃料要素の温度解析では、物質の密度、比熱、熱伝導度とも代表温度における値を用いており、温度依存とはなっていない。
- 又膨脹係数は考慮していない。
- 燃料要素は燃料・空隙・被覆材の3領域よりなり、各々の領域は同一物質よりなり又等しいメッシュ間隔で分割される。
- 冷却材の温度及び流動解析には均質モデルを用いている。
- 冷却材の密度及び比熱は、液相及び気相でそれぞれ一定値を用いており、飽和温度も一定でいずれも温度、圧力依存とはなっていない。
- 冷却材の流路抵抗は、液相及び気相の摩擦係数を気飽体積率で荷重平均して求めている。
- 上述の如く、燃料要素及び冷却材の物性値は、ある代表温度における値を用いているが、これらを温度依存、圧力依存に換える場合を考慮してプログラムしてある。
- 解析対象は、反応度変化、冷却材入口温度変化、冷却材流路の入口又は出口の流路抵抗変化

P = 圧力

g = 重力加速度

f = 摩擦抵抗係数

De = 流路等価直径

(2-3-5), (2-3-6), (2-3-7) が冷却材熱伝達及び流動解析に用いる基礎方程式である。

3 解析モデル

解析モデルを図3-1に示す。

解析モデルは円柱状をしており、中心より燃料領域、空隙、被覆材領域、冷却材の順に配置され、冷却材の外側では熱の出入はないものとする。軸方向の長さはHEIGHTで、等間隔DELZでAXIS (≤ 50)個に分割する。燃料領域は半径がR(1)で、半径方向にRADI (≤ 20)個のメッシュ点(中心及び外壁上の各1点を含む)が等間隔DR(1)で配置される。被覆材領域は内径がR(3)の円筒で、半径方向に3個のメッシュ点(内壁上及び外壁上の各1点を含む)が等間隔DR(3)で配置される。冷却材流路は内径がR(3)、外径がR(4)の円筒で、流れは乱流を仮定し、半径方向の温度分布は考えない。

解析モデル作製にあたって、仮定した条件は

- 中性子束分布は軸方向についてのみ考慮し、半径方向については、解析コードに導入の余地は見えてあるが、現在は一定とした。又軸方向についても時間依存とはしていない。
- 発熱分布は中性子束分布に比例するとした。
- 反応度フィードバックについては使用者がプログラムすることを原則とし、変更の余地を十分に残した。
- 遅発中性子は6組とした。
- 燃料要素の温度解析では、物質の密度、比熱、熱伝導度とも代表温度における値を用いており、温度依存とはなっていない。
- 又膨脹係数は考慮していない。
- 燃料要素は燃料・空隙・被覆材の3領域よりなり、各々の領域は同一物質よりなり又等しいメッシュ間隔で分割される。
- 冷却材の温度及び流動解析には均質モデルを用いている。
- 冷却材の密度及び比熱は、液相及び気相でそれぞれ一定値を用いており、飽和温度も一定でいずれも温度、圧力依存とはなっていない。
- 冷却材の流路抵抗は、液相及び気相の摩擦係数を気飽体積率で荷重平均して求めている。
- 上述の如く、燃料要素及び冷却材の物性値は、ある代表温度における値を用いているが、これらを温度依存、圧力依存に換える場合を考慮してプログラムしてある。
- 解析対象は、反応度変化、冷却材入口温度変化、冷却材流路の入口又は出口の流路抵抗変化

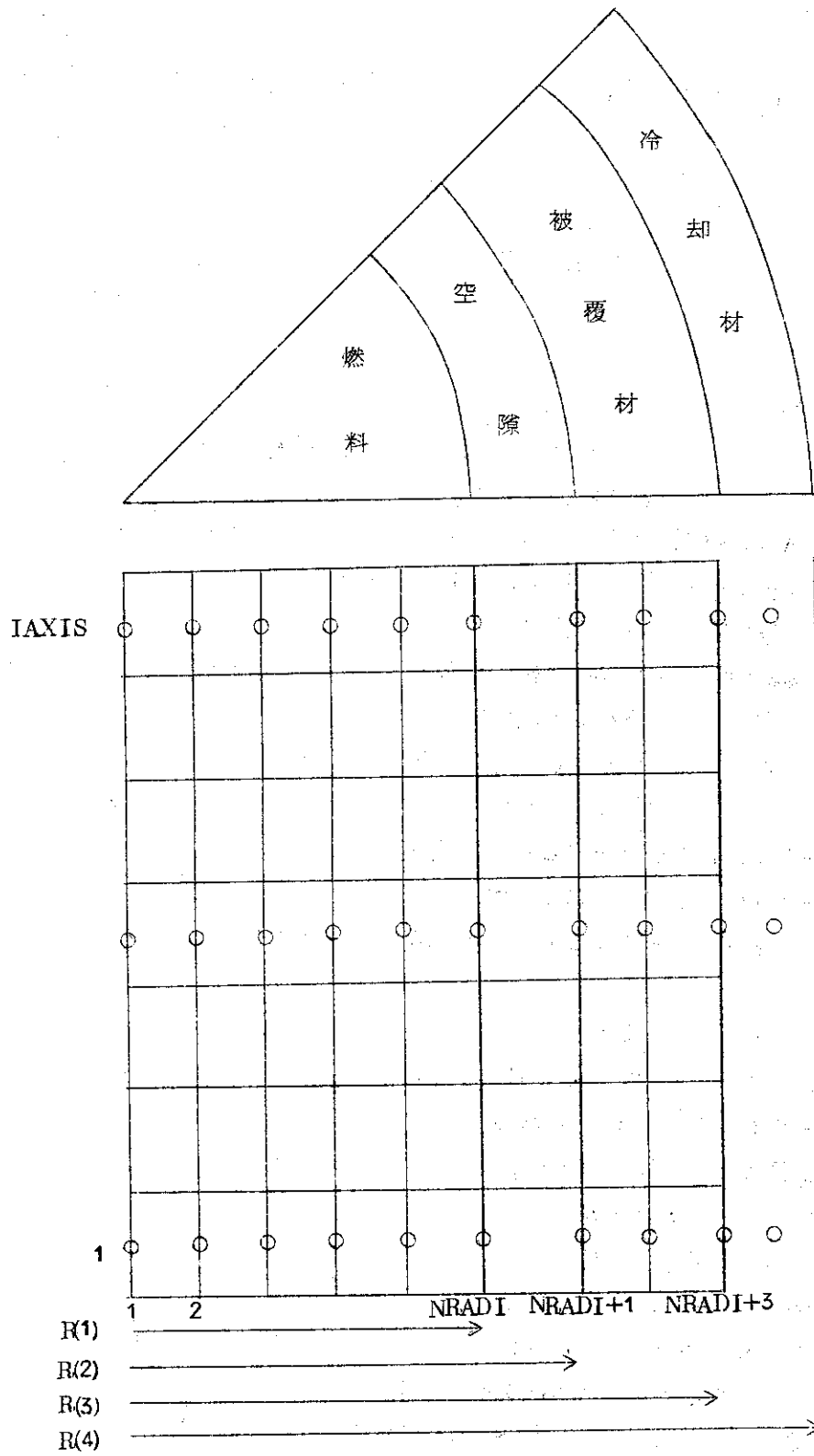


図 3-1 解析モデルの空間解析点

による流量変化及び以上4外乱の組合せにもとづく、原子炉の応答である。

4 解析 法

ここでは、出力変動解析法、燃料要素熱伝導解析法、冷却材熱伝達及び流動解析法の3つにわけて述べる。

出力変動解析についてはJAERI-memo-3386⁽⁹⁾と同様、E.R. Cohenによる変形ルンゲクッタ⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾⁽⁹⁾を用いている。

燃料要素 伝導解析についてはJAERI-memo-3386⁽⁹⁾では、基礎方程式(2-2-1)をそのまま階差方程式に書き換えプログラムしたが、これだと時間間隔に対する制限がきびしく、計算時間がながくなるので、計算コードPDQ⁽⁵⁾、HEATI⁽⁴⁾等を用いられたと同様、(2-2-1)式を体積積分した後、階差方程式に書き換える方法を採用した。

又階差方程式に書き換える際には、implicit formulationを採用することにより、数値解法上の安定化をはかった。

冷却材熱伝達及び流動解析については、JAERI-memo-3386⁽⁹⁾ではexplicit formulationを用いていたが、これをimplicit formulationにかえることにより、数値解法上の安定化をはかった。

4-1 出力変動解析法

ここでは出力変動解析の基礎方程式(2-1-4)、(2-1-5)の解法について述べるが、はじめに一般形として、係数が独立変数の関数となっている次の微分方程式を考える。

$$\frac{dV(t)}{dt} + p(t)V(t) = q(t) \quad (4-1-1)$$

形式的に(4-1-1)の解を求めると

$$\begin{aligned} V(t_1 + u) &= e^{-\int_{t_1}^{t_1+u} p(t) dt'} \left[\int_{t_1}^{t_1+u} e^{\int_{t_1}^s p(t) dt'} q(s) ds + V(t_1) \right] \\ &= V(t_1) e^{-\int_{t_1}^{t_1+u} p(t') dt'} + \int_{t_1}^{t_1+u} e^{-\int_{t_1}^s p(t') dt'} q(s) ds \end{aligned}$$

$s = t_1 + \xi$ とおき上式を変形すると

$$V(t_1 + u) = V(t_1) e^{Q(u)} + \int_0^u e^{Q(\xi)} q(t_1 + \xi) d\xi \quad (4-1-2)$$

による流量変化及び以上4外乱の組合せにもとづく、原子炉の応答である。

4 解 析 法

ここでは、出力変動解析法、燃料要素熱伝導解析法、冷却材熱伝達及び流動解析法の3つにわけて述べる。

出力変動解析についてはJAERI-memo-3386⁽⁹⁾と同様、E.R. Cohenによる変形ルンゲクッタ⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾⁽⁹⁾を用いている。

燃料要素 伝導解析についてはJAERI-memo-3386⁽⁹⁾では、基礎方程式(2-2-1)をそのまま階差方程式に書き換えプログラムしたが、これだと時間間隔に対する制限がきびしく、計算時間がながくなるので、計算コードPDQ⁽⁵⁾、HEATI⁽⁴⁾等を用いられたと同様、(2-2-1)式を体積積分した後、階差方程式に書き換える方法を採用した。

又階差方程式に書き換える際には、implicit formulationを採用することにより、数値解法上の安定化をはかった。

冷却材熱伝達及び流動解析については、JAERI-memo-3386⁽⁹⁾ではexplicit formulationを用いていたが、これをimplicit formulationにかえることにより、数値解法上の安定化をはかった。

4-1 出力変動解析法

ここでは出力変動解析の基礎方程式(2-1-4)、(2-1-5)の解法について述べるが、はじめに一般形として、係数が独立変数の関数となっている次の微分方程式を考える。

$$\frac{dV(t)}{dt} + p(t)V(t) = q(t) \quad (4-1-1)$$

形式的に(4-1-1)の解を求めると

$$\begin{aligned} V(t_1+u) &= e^{-\int_{t_1}^{t_1+u} p(t) dt'} \left[\int_{t_1}^{t_1+u} e^{\int_{t_1}^s p(t) dt'} q(s) ds + V(t_1) \right] \\ &= V(t_1) e^{-\int_{t_1}^{t_1+u} p(t') dt'} + \int_{t_1}^{t_1+u} e^{-\int_{t_1}^s p(t') dt'} q(s) ds \end{aligned}$$

$s = t_1 + \xi$ とおき上式を変形すると

$$V(t_1+u) = V(t_1) e^{Q(u)} + \int_0^u e^{Q(\xi)} q(t_1+\xi) d\xi \quad (4-1-2)$$

ここに

$$Q(\xi) = e^{-\int_{t_1+\xi}^{t_1+u} p(t') dt'}$$

従って(4-1-2)式の右辺を計算することにより(4-1-1)式の解を求めることができるが、この場合 $p(t)$ が定数でない場合には、 $Q(\xi)$ 及びこれを含んだ積分の遂行に困難がある。そこで(4-1-1)式を次式の形に変える。

$$\frac{dV(t)}{dt} = \alpha V(t) + R(V, t) \quad (4-1-3)$$

ここに α は $p(t)$ の定数部分である。

(4-1-3)の解は形式的に

$$\begin{aligned} V(t_1+u) &= V(t_1) e^{\alpha u} + \int_0^u R(V, t_1+\xi) e^{\alpha(u-\xi)} d\xi \\ &= V(t_1) + \int_0^u [\alpha V(t_1) + R(V, t_1+\xi)] e^{\alpha(u-\xi)} d\xi \end{aligned}$$

$\xi = u\eta$ とおき上式を変形すると

$$V(t_1+u) = V(t_1) + u \int_0^1 [\alpha V(t_1) + R(V, t_1+u\eta)] e^{\alpha u(1-\eta)} d\eta \quad (4-1-4)$$

従って(4-1-4)式の右辺を計算することにより(4-1-1)式の解を求めることができる。

次に(4-1-4)式の右辺の数値計算の手順を述べる。

① $u = \frac{1}{2} h$

$$V^{(0)} = V(t_1)$$

$$R^{(0)} = R(V^{(0)}, t_1)$$

とおき R は区間 $(t_1, t_1 + \frac{1}{2}h)$ では $R^{(0)}$ に等しくとり、 $V(t_1 + \frac{1}{2}h)$ の第1近似値 $V^{(1)}$ を求める。

$$R(V, t_1 + u\eta) = R^{(0)}$$

$$\begin{aligned} V^{(1)} &= V^{(0)} + \frac{1}{2}h \int_0^1 [\alpha V^{(0)} + R^{(0)}] e^{\frac{1}{2}\alpha h(1-\eta)} d\eta \\ &= V^{(0)} + \delta_1 \end{aligned}$$

ここに

$$\delta_1 = \frac{1}{2}h C_1(\frac{1}{2}\alpha h) [\alpha V^{(0)} + R^{(0)}]$$

$$C_1(x) = \int_0^1 e^{x(1-\eta)} d\eta$$

② $R^{(1)} = R(V^{(1)}, t_1 + \frac{1}{2}h)$

$$u = \frac{1}{2}h$$

とおき、 R は区間 $(t_1, t_1 + \frac{1}{2}h)$ で2点 $(t_1, R^{(0)})$, $(t_1 + \frac{1}{2}h, R^{(1)})$ を通る直線にそって

変化するとし、 $V(t_1 + \frac{1}{2}h)$ の第2近似値 $V^{(2)}$ を求める。

$$\begin{aligned} R(V, t_1 + u\eta) &= R^{(0)} + (R^{(1)} - R^{(0)})\eta \\ V^{(2)} &= V^{(0)} + \frac{1}{2}h \int_0^1 [\alpha V^{(0)} + R^{(0)} + (R^{(1)} - R^{(0)})\eta] e^{\frac{1}{2}\alpha h(1-\eta)} d\eta \\ &= V^{(0)} + \delta_1 + \delta_2 \\ &= V^{(1)} + \delta_2 \end{aligned}$$

ここに

$$\begin{aligned} \delta_2 &= \frac{1}{2}h C_2(\frac{1}{2}\alpha h) (R^{(1)} - R^{(0)}) \\ C_2(x) &= \int_0^1 \eta e^{x(1-\eta)} d\eta \end{aligned}$$

$$\textcircled{3} \quad R^{(2)} = R(V^{(2)}, t_1 + \frac{1}{2}h)$$

$$u = h$$

とおき、 R は区間 $(t_1, t_1 + h)$ で2点 $(t_1, R^{(0)})$ 、 $(t_1 + \frac{1}{2}h, R^{(2)})$ を通る直線にそって変化するとし、 $V(t_1 + h)$ の第1近似値 $V^{(s)}$ を求める。

$$\begin{aligned} R(V, t_1 + u\eta) &= R^{(0)} + 2(R^{(2)} - R^{(0)})\eta \\ V^{(s)} &= V^{(0)} + h \int_0^1 [\alpha V^{(0)} + R^{(0)} + 2(R^{(2)} - R^{(0)})\eta] e^{\alpha h(1-\eta)} d\eta \\ &= V^{(0)} + \delta_3 \end{aligned}$$

ここに

$$\delta_3 = h C_1(\alpha h) [\alpha V^{(0)} + R^{(0)}] + 2h C_2(\alpha h) [R^{(2)} - R^{(0)}]$$

$$\textcircled{4} \quad R^{(s)} = R(V^{(s)}, t_1 + h)$$

$$u = h$$

とおき、 R は区間 $(t_1, t_1 + h)$ で3点 $(t_1, R^{(0)})$ 、 $(t_1 + \frac{1}{2}h, R^{(2)})$ 、 $(t_1 + h, R^{(s)})$ を通る2次曲線にそって変化するとし、 $V(t_1 + h)$ の第2近似値 $V^{(4)}$ を求める。

$$\begin{aligned} R(V, t_1 + u\eta) &= R^{(0)} + 2(R^{(2)} - R^{(0)})\eta + (R^{(0)} - 2R^{(2)} + R^{(s)})(2\eta^2 - \eta) \\ V^{(4)} &= V^{(0)} + h \int_0^1 [\alpha V^{(0)} + R^{(0)} + 2(R^{(2)} - R^{(0)})\eta + (R^{(0)} - 2R^{(2)} + R^{(s)}) \\ &\quad (2\eta^2 - \eta)] e^{\alpha h(1-\eta)} d\eta \\ &= V^{(0)} + \delta_3 + \delta_4 \\ &= V^{(s)} + \delta_4 \end{aligned}$$

ここに

$$\delta_4 = h [2C_3(\alpha h) - C_2(\alpha h)] (R^{(0)} - 2R^{(2)} + R^{(s)})$$

$$C_3(x) = \int_0^1 \eta^2 e^{x(1-\eta)} d\eta$$

$$\textcircled{5} \quad R^{(4)} = R(V^{(4)}, t_1 + h)$$

$$u = h$$

とおき、 R は区間 $(t_1, t_1 + h)$ で3点 $(t_1, R^{(0)})$, $(t_1 + \frac{1}{2}h, R^{(2)})$, $(t_1 + h, R^{(4)})$ を通る2次曲線にそって変化するとし、 $V(t_1 + h)$ の第3近似値 $V^{(5)}$ を求める。

$$R(V, t_1 + u\eta) = R^{(0)} + 2(R^{(2)} - R^{(0)})\eta + (R^{(0)} - 2R^{(2)} + R^{(4)}) (2\eta^2 - \eta) \\ + (R^{(4)} - R^{(2)}) (2\eta^2 - \eta)$$

$$V^{(5)} = R^{(0)} + h \int_0^1 [\alpha V^{(0)} + R^{(0)} + 2(R^{(2)} - R^{(0)})\eta + (R^{(0)} - 2R^{(2)} + R^{(4)}) \\ (2\eta^2 - \eta) + (R^{(4)} - R^{(2)}) (2\eta^2 - \eta)] e^{\alpha h(1-\eta)} d\eta$$

$$= V^{(0)} + \delta_3 + \delta_4 + \delta_5$$

$$= V^{(4)} + \delta_5$$

ここに

$$\delta_5 = h [2C_3(\alpha h) - C_2(\alpha h)] (R^{(4)} - R^{(2)})$$

以上の手順をたどることにより (4-1-1) の解を求めることができる。

次に第2章で述べた出力変動解析 (2-1-4) 式との対応について述べる。

(2-1-4) 式を次式のように変形する。

$$\frac{du(t)}{dt} = \frac{\beta}{\ell} [r(t_1) - 1.0] u(t) + \frac{\beta}{\ell} [\{r(t) - r(t_1)\} u(t) + \sum_i f_i W_i(t)]$$

$$= \alpha u(t) + R$$

(4-1-5)

ここに

$$\alpha = \frac{\beta}{\ell} [r(t_1) - 1.0]$$

$$R = \frac{\beta}{\ell} [\{r(t) - r(t_1)\} u(t) + \sum_i f_i W_i(t)]$$

(2-1-4) 式を (4-1-5) 式のように変形すると $u(t)$ の係数 α は定数となり、数値計算が可能となる。(2-1-5) 式は係数が定数なので、数値計算は可能である。

4-2 燃料要素熱伝導解析法

ここで燃料要素熱伝導解析の基礎方程式 (2-2-1) の解法について述べる。

燃料要素の温度計算点は図3-1に示したが、その内の代表3点を取り出し、あらためて図4-2-1に示す。添字L及びRは、夫々計算点nの左及び右の微小領域に関する諸量をあらわすのに用い、又hはメッシュ間隔をあらわす。又基礎方程式より階差近似式を求める段階では、計算点nの左右で熱伝導度k、密度ρ、比熱C_p、出力密度S及びメッシュ間隔hは同一値である必要はないが、現在のコードは温度依存となっていない。

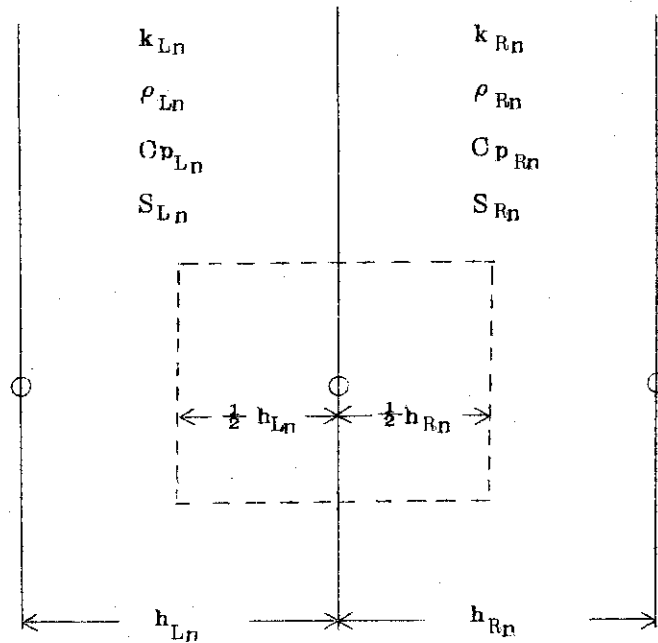


図 4-2-1 代表 3 空間解析点

熱伝導式 (2-2-1) を図 4-2-1 に点線で示した体積について積分する。

$$\begin{aligned} & \iiint_V \frac{\partial}{\partial t} \rho(T, r) C_p(T, r) T(r, t) dV \\ &= \iiint_V \text{div} [k(T, r) \text{grad} T(r, t)] dV + \iiint_V S(r, t) dV \end{aligned} \quad (4-2-1)$$

以下の記述においては (4-2-1) 式の両辺に現れる (2π) は省略する。又軸方向空間分割は等間隔故 (4-2-1) の両辺にあらわれる ΔZ も省略する。

(4-2-1) 式の左辺の時間微分を階差形になおし、次式の如く変形する。

$$\begin{aligned} & \iiint_V \frac{\partial}{\partial t} \rho(T, r) C_p(T, r) T(r, t) dV \\ & \approx \iiint_V \rho(T, r) C_p(T, r) \frac{\partial}{\partial t} T(r, t) dV \\ & \approx \frac{(T_n^{m+1} - T_n^m)}{\Delta t} \left(\rho_{Ln} C_{pLn} \frac{h_{Ln}}{2} \left(r_n - \frac{h_{Ln}}{4} \right) + \rho_{Rn} C_{pRn} \frac{h_{Rn}}{2} \left(r_n + \frac{h_{Rn}}{4} \right) \right) \end{aligned} \quad (4-2-2)$$

T_n^m = 座標 r_n , 時刻 t_m における温度

T_n^{m+1} = 座標 r_n , 時刻 $(t_m + \Delta t)$ における温度

(4-2-1) 式の右辺第 1 項は次の如く階差式になおす。

$$\begin{aligned} & \iiint_V \operatorname{div} [k(T, r) \operatorname{grad} T(r, t)] dV \\ &= \iint_S k(T, r) \operatorname{grad} T(r, t) \cdot \bar{dS} \\ &\approx -\frac{k_{Ln}(T_n - T_{n-1})}{h_{Ln}} \left(r_n - \frac{h_{Ln}}{2} \right) + \frac{k_{Rn}(T_{n+1} - T_n)}{h_{Rn}} \left(r_n + \frac{h_{Rn}}{2} \right) \end{aligned} \quad (4-2-3)$$

(4-2-1) 式の右辺第2項 $S(r, t)$ は変数分離が可能とすると次のようになる。

$$S(r, t) = P_0 P(t) Q(r) \quad (4-2-4)$$

$$\begin{aligned} & \iiint_V S(r, t) dV \\ &\approx S_{Ln} \frac{h_{Ln}}{2} \left(r_n - \frac{h_{Ln}}{4} \right) + S_{Rn} \frac{h_{Rn}}{2} \left(r_n + \frac{h_{Rn}}{4} \right) \end{aligned} \quad (4-2-5)$$

ここで次の諸量を定義する。

$$\begin{cases} h_{Ln}^V = \frac{h_{Ln}}{2} \left(r_n - \frac{h_{Ln}}{4} \right) & h_{Rn}^V = \frac{h_{Rn}}{2} \left(r_n + \frac{h_{Rn}}{4} \right) \\ h_{Ln}^S = \frac{1}{h_{Ln}} \left(r_n - \frac{h_{Ln}}{2} \right) & h_{Rn}^S = \frac{1}{h_{Rn}} \left(r_n + \frac{h_{Rn}}{2} \right) \\ D_n = \rho_{Ln} C_{pLn} h_{Ln}^V + \rho_{Rn} C_{pRn} h_{Rn}^V \end{cases} \quad (4-2-6)$$

以上より第 n 点についての階差式は次のようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{(T_n^{m+1} - T_n^m) D_n}{\Delta t} \\ &= -(T_n - T_{n-1}) k_{Ln} h_{Ln}^S + (T_{n+1} - T_n) k_{Rn} h_{Rn}^S + S_{Ln} h_{Ln}^V + S_{Rn} h_{Rn}^V \end{aligned} \quad (4-2-7)$$

ここで(4-2-7)の右辺を δ_n とおく。即ち

$$\delta_n = -(T_n - T_{n-1}) k_{Ln} h_{Ln}^S + (T_{n+1} - T_n) k_{Rn} h_{Rn}^S + S_{Ln} h_{Ln}^V + S_{Rn} h_{Rn}^V \quad (4-2-8)$$

(4-2-8)の定義を用いると(4-2-7)は

$$\frac{(T_n^{m+1} - T_n^m) D_n}{\Delta t} = \delta_n \quad (4-2-9)$$

となり、この式が燃料棒熱伝導解析の階差式の基本となる。

定常時における燃料要素の温度は次式より求まる。

$$\delta_n = 0 \quad (4-2-10)$$

非定常時における燃料要素の温度は(4-2-9)より

$$\frac{(T_n^{m+1} - T_n^m) D_n}{\Delta t} = \delta_n^m \quad (4-2-11)$$

より求まるが、解の安定化を考え、今回は次式を用いる。

$$\frac{(T_n^{m+1} - T_n^m) D_n}{\Delta t} = W \delta_n^{m+1} + (1-W) \delta_n^m \quad (4-2-12)$$

ここにWは荷重で、Wの値には最適値があるが、計算時間より考え、今回は常にW = 1/2とした。

又 δ_n の中に含まれる ρ, C_p, k の値は本来は温度に依存し、(4-2-12)を解く場合、厳密には、繰返し計算を行い、収斂を確かめる必要があるが、又一方これらの諸量の温度変化に伴う変化は小さい事を考え、このコードでは上述の諸量の温度の関数としての組み込みの余地はみつつも、目下のところは代表温度での値を用いており、収斂計算は行っていない。

ここで定常時及び非定常時の燃料要素熱伝導式(4-2-10)及び(4-2-12)をまとめて書くと次のようになる。

$$a_n T_{n-1}^{m+1} + b_n T_n^{m+1} + c_n T_{n+1}^{m+1} = d_n \quad (4-2-13)$$

ここに

$$\left\{ \begin{aligned} a_n &= - \frac{k_{Ln} h_{Ln}^s \Delta t}{2} \\ c_n &= - \frac{k_{Rn} h_{Rn}^s \Delta t}{2} \\ b_n &= \sigma D_n - a_n - c_n \\ d_n &= -\sigma a_n T_{n-1}^m + \sigma (D_n + a_n + c_n) T_n^m - \sigma c_n T_{n+1}^m \\ &\quad + \Delta t P_o \left(\frac{P^{m+1} + \sigma P^m}{2} \right) (Q_{Ln} h_{Ln}^v + Q_{Rn} h_{Rn}^v) \end{aligned} \right. \quad (4-2-14)$$

定常時 $\sigma = 0$

非定常時 $\sigma = 1$

以上は燃料要素の中心及び外壁を除く中間点についての階差式を示したが、以下、中心軸上及び外壁上の点について述べる。

先ず中心軸上の点については熱伝導式(2-2-1)を図4-2-2に点線で示した体積について積分し、階差形になおす。

$$\begin{aligned} & \iiint_V \frac{\partial}{\partial t} \rho(T, r) C_p(T, r) T(r, t) dV \\ & \approx \iiint_V \rho(T, r) C_p(T, r) \frac{\partial}{\partial t} T(r, t) dV \quad (4-2-15) \\ & \approx \frac{T_1^{m+1} - T_1^m}{\Delta t} \left[\rho_{R1} C_{pR1} \frac{h_{R1}}{2} \left(\frac{h_{R1}}{4} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \iiint_V \operatorname{div} [k(T, r) \operatorname{grad} T(r, t)] dV \\
 &= \iint_S k(T, r) \operatorname{grad} T(r, t) \cdot \bar{ds} \\
 &\approx \frac{k_{R_1} (T_2 - T_1)}{k_{R_1}} \left(\frac{h_{R_1}}{2} \right)
 \end{aligned} \tag{4-2-16}$$

$$\begin{aligned}
 & \iiint_V S(r, t) dV \\
 &\approx S_{R_1} \frac{h_{R_1}}{2} \left(\frac{h_{R_1}}{4} \right)
 \end{aligned} \tag{4-2-17}$$

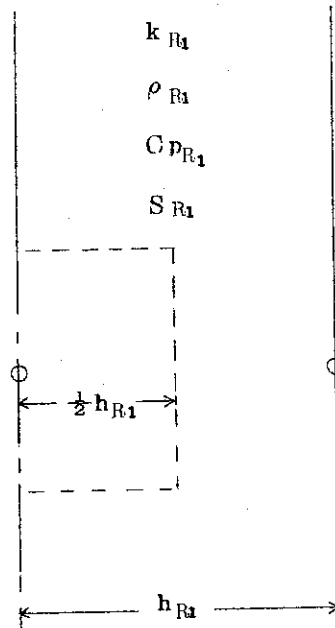


図 4-2-2 燃料中心軸上解析点

ここで次の諸量を定義する。

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{L_1}^V = 0 \\ h_{L_1}^S = 0 \\ D_1 = \rho_{R_1} C_{p_{R_1}} h_{R_1}^V \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} h_{R_1}^V = \frac{h_{R_1}}{2} \left(\frac{h_{R_1}}{4} \right) \\ h_{R_1}^S = \frac{1}{h_{R_1}} \left(\frac{h_{R_1}}{2} \right) \end{array} \right. \tag{4-2-18}$$

以上より中心軸上の点についての階差式は次のようになる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{(T_1^{m+1} - T_1^m) D_1}{\Delta t} = (T_2 - T_1) k_{R_1} h_{R_1}^S + S_{R_1} h_{R_1}^V \\ \quad \quad \quad = \delta_1 \\ \delta_1 = (T_2 - T_1) k_{R_1} h_{R_1}^S + S_{R_1} h_{R_1}^V \end{array} \right. \tag{4-2-19}$$

定常時の解は次式より求まる。

$$\delta_1 = 0 \quad (4-2-20)$$

非定常時の解は次式より求まる。

$$\begin{cases} \frac{(T_1^{m+1} - T_1^m) D_1}{\Delta t} = W \delta_1^{m+1} + (1-W) \delta_1^m \\ W = \frac{1}{2} \end{cases} \quad (4-2-21)$$

(4-2-20), (4-2-21) を1つにまとめて書くと

$$b_1 T_1^{m+1} + C_1 T_2^{m+1} = d_1 \quad (4-2-22)$$

ここに

$$\begin{cases} a_1 = 0 \\ C_1 = - \frac{k_{R1} h_{R1}^s \Delta t}{2} \\ b_1 = \sigma D_1 - a_1 + c_1 \\ d_1 = \sigma [D_1 + a_1 + c_1] T_1^m + \sigma [-C_1] T_2^m + \Delta t P_0 \left(\frac{P^{m+1} + \sigma P^m}{2} \right) (Q_{R1} h_{R1}^V) \\ \text{定常時} \quad \sigma = 0 \\ \text{非定常時} \quad \sigma = 1 \end{cases}$$

以上が燃料要素の中心軸上の点についての階差式である。

次に燃料棒の外壁上の点についての解法を示す。

熱伝導式(2-2-1)を図4-2-3に点線で示した体積について積分し、階差形にたおす。

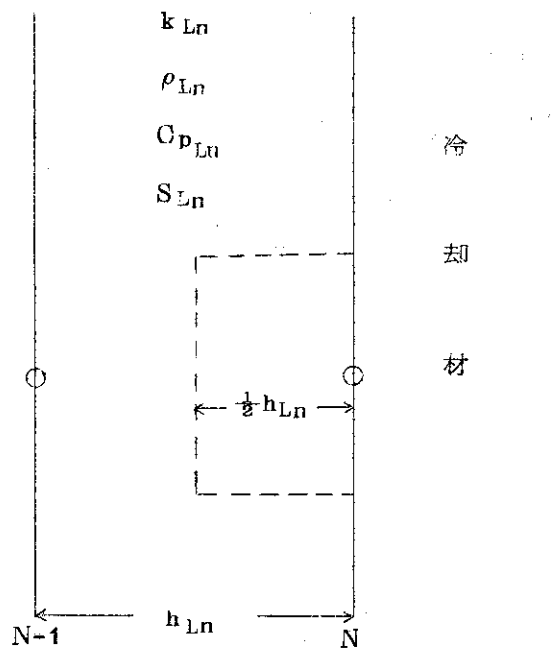


図4-2-3 燃料被覆材外壁上解析点

$$\begin{aligned} & \iiint_V \frac{\partial}{\partial t} \rho(T, r) C_p(T, r) T(r, t) dV \\ & \approx \iiint_V \rho(T, r) C_p(T, r) \frac{\partial}{\partial t} T(r, t) dV \quad (4-2-24) \\ & \approx \frac{T_N^{m+1} - T_N^m}{\Delta t} \left(\rho_{LN} C_{pLN} \frac{h_{LN}}{2} \left(r_N - \frac{h_{LN}}{4} \right) \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \iiint_V \operatorname{div} [k(T, r) \operatorname{grad} T(r, t)] dV \\ & = \iint_S k(T, r) \operatorname{grad} T(r, t) \cdot \overline{dS} \quad (4-2-25) \\ & \approx - \frac{k_{LN} (T_N - T_{N-1})}{h_{LN}} \left(r_N - \frac{h_{LN}}{2} \right) - K (T_N - T_{cool}) r_N \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \iiint_V S(r, t) dV \quad (4-2-26) \\ & \approx S_{LN} \frac{h_{LN}}{2} \left(r_N - \frac{h_{LN}}{4} \right) \end{aligned}$$

ここで次の諸量を定義する。

$$\left\{ \begin{aligned} h_{LN}^V &= \frac{h_{LN}}{2} \left(r_N - \frac{h_{LN}}{4} \right) & h_{RN}^V &= 0 \\ h_{LN}^S &= \frac{1}{h_{LN}} \left(r_N - \frac{h_{LN}}{2} \right) & h_{RN}^S &= 0 \\ D_N &= \rho_{LN} C_{pLN} h_{LN}^V \end{aligned} \right. \quad (4-2-27)$$

以上より外壁上の点についての階差方程式は次のようになる。

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{(T_N^{m+1} - T_N^m) D_N}{\Delta t} \\ & = (T_{N-1}^m - T_N^m) k_{LN} h_{LN}^S - (T_N^m - T_{cool}) K r_N + S_{LN} h_{LN}^V \\ & = \delta_N \\ & \delta_N = (T_{N-1}^m - T_N^m) k_{LN} h_{LN}^S - (T_N^m - T_{cool}) K r_N + S_{LN} h_{LN}^V \end{aligned} \right. \quad (4-2-28)$$

定常時の解は次式より求まる。

$$\delta_N = 0 \quad (4-2-29)$$

非定常時の解は次式より求まる。

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{(T_N^{m+1} - T_N^m) D_N}{\Delta t} = W \delta_N^{m+1} + (1-W) \delta_N^m \\ & W = \frac{1}{2} \end{aligned} \right. \quad (4-2-30)$$

以上より燃料要素内の温度は先ず、(4-2-14), (4-2-23), (4-2-32)により $a_j, b_j, c_j, d_j, (j=1, 2, \dots, N)$ を求め、しかる後に(4-2-34)に従って計算することにより求めることができる。

4-3 冷却材熱伝達及び流動解析法

ここでは冷却材熱伝達及び流動解析の基礎方程式(2-3-5), (2-3-6), (2-3-7)の解法について述べる。

第3章で述べたように、このコードでは、冷却材の熱伝達及び流動を取りあつかうのに、均質モデルを用いている。即ち液相及び気相は同一温度、同一速度を持つとしている。以下冷却材の非定常時、ついで定常時の順で解法を示す。

先ず冷却材に加えらるる熱量は、単位体積、単位時間あたり Q_n^m とすると、(添字 m は時刻 t の値であることを示し、 n は軸方向の第 n 計算点であることを示す)

$$Q_n^m = \frac{K_n S}{V} (T_{Fn}^m - T_n^m) + \frac{Q_{cn}^m}{V} \quad (4-3-1)$$

K = 熱伝達率

S = 燃料棒表面積

V = 冷却材体積

Q_{cn} = 冷却材中で発生する熱量

次にエネルギー保存式は(2-3-5)より

$$\rho \left[\frac{\partial h}{\partial t} + V \frac{\partial h}{\partial z} \right] = Q \quad (4-3-2)$$

(4-3-2)を階差形に書くと

$$\left[\begin{aligned} \frac{h_n^{m+1} - h_n^m}{\Delta t} &= \frac{Q_n}{\rho} - V_n \frac{h_n - h_{n-1}}{\Delta z} \\ &= \delta_n \\ \delta_n &= \frac{Q_n}{\rho} - V_n \frac{h_n - h_{n-1}}{\Delta z} \\ n &= 1, 2, \dots, N \end{aligned} \right. \quad (4-3-3)$$

ここに h_0 は冷却材の入口エンタルピーで、コードでは入口温度及び蒸気含有率を時間関数として与えしかるのちにエンタルピーに変換して与えられる。定常時解析に用いる階差式は(4-3-3)より

$$\left[\begin{aligned} \delta_n &= 0 \\ n &= 1, 2, \dots, N \end{aligned} \right. \quad (4-3-4)$$

であり、非定常時においては階差式は

$$\left[\begin{aligned} \frac{h_n^{m+1} - h_n^m}{\Delta t} &= \delta_n^m \\ n &= 1, 2, \dots, N \end{aligned} \right. \quad (4-3-5)$$

を用いる事により解を求めることが出来るが、解の安定化より考え、このコードでは荷重を $\frac{1}{2}$ とした implicit formulation を採用した。即ち

$$\begin{cases} \frac{h_n^{m+1} - h_n^m}{\Delta t} = W \delta_n^{m+1} + (1-W) \delta_n^m & (4-3-6) \\ W = \frac{1}{2} \\ n = 1, 2, \dots, N \end{cases}$$

(4-3-6) を整理すると

$$\begin{cases} h_{n-1}^{m+1} \left[-\frac{1}{2} \frac{V_n^{m+1}}{\Delta z} \right] + h_n^{m+1} \left[\frac{1}{\Delta t} + \frac{1}{2} \frac{V_n^{m+1}}{\Delta z} \right] \\ = h_{n-1}^m \left[\frac{1}{2} \frac{V_n^m}{\Delta z} \right] + h_n^m \left[\frac{1}{\Delta t} - \frac{1}{2} \frac{V_n^m}{\Delta z} \right] + \frac{1}{2} \left[\frac{Q_n^{m+1}}{\rho_n^{m+1}} + \frac{Q_n^m}{\rho_n^m} \right] \\ n = 1, 2, \dots, N \end{cases} \quad (4-3-7)$$

(4-3-7) により第 n 点の冷却材エンタルピーを求めるには

$$\begin{cases} V_n^{m+1} = V_n^m \\ \rho_n^{m+1} = \rho_n^m \end{cases} \quad (4-3-8)$$

とおき $n = 1$ より N に向って計算することにより求めることが出来る。但し計算結果が(4-3-8)を仮定するには、相違が大きすぎる場合には、繰返し計算を行い、収斂をたしかめる必要がある。(このコードでは、収斂判定は他への影響が大きいのと思われる流速でも行っている。)こうして冷却材エンタルピーが求まると、(2-3-4)より流路各部の冷却材の蒸気含有率及び温度が求まり、又(2-3-1)より冷却材の密度が求まる。

$$\begin{aligned} h_n^{m+1} &\xrightarrow{(2-3-4)} X_n^{m+1} \\ &\xrightarrow{(2-3-4)} T_n^{m+1} \\ &\xrightarrow{(2-3-1)} \rho_n^{m+1} \end{aligned} \quad (4-3-9)$$

次に冷却材の流速を求める。

運動量保存式は(2-3-7)より

$$\rho \left[\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial z} \right] + g \rho + \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{f \rho V^2}{2D_e} = 0 \quad (4-3-10)$$

流路入口及び出口における圧力を夫々 P_{in} , P_{out} とし、静圧を夫々 P_{ins} , P_{outs} とすると、

$$\begin{cases} P_{ins} = P_{in} - \frac{1}{2} \rho_{in} V_{in}^2 - \frac{K_{in}}{2} \rho_{in} V_{in}^2 \\ P_{outs} = P_{out} - \frac{1}{2} \rho_{outs} V_{out}^2 + \frac{K_{out}}{2} \rho_{out} V_{out}^2 \end{cases} \quad (4-3-11)$$

ここに K は流路抵抗係数で、コードではこの K を時間関数として与えることにより、冷却材の流量変化に伴う応答を解析する。又添字 in 及び out は夫々入口及び出口における値であることを示す。

(4-3-10) を流路入口から出口まで積分すると

$$\begin{aligned} & \int_{in}^{out} \rho \frac{\partial V}{\partial t} dZ + \int_{in}^{out} \rho v \frac{\partial V}{\partial Z} dZ \\ &= - \int_{in}^{out} \frac{\partial P}{\partial Z} dZ - \int_{in}^{out} \rho g dZ - \int_{in}^{out} \frac{f \rho V^2}{2D_e} dZ \quad (4-3-12) \\ &= P_{ins} - P_{outs} - \int_{in}^{out} \rho g dZ - \int_{in}^{out} \frac{f \rho V^2}{2D_e} dZ \end{aligned}$$

流路内の任意の点における流速は、流路入口における流速から次式に従って求まるものとする。

$$V(Z, t) = V_{in}(t) + \int_0^Z \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) dZ \quad (4-3-13)$$

(4-3-13) を時間に関して微分すると

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial V_{in}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \int_0^Z \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) dZ \quad (4-3-14)$$

(4-3-14) の両辺に ρ をかけ、流路入口から出口まで積分すると

$$\int_{in}^{out} \rho \frac{\partial V}{\partial t} dZ = \int_{in}^{out} \rho \frac{\partial V_{in}}{\partial t} dZ + \int_{in}^{out} \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_0^Z \frac{\partial V}{\partial Z} dZ dZ \quad (4-3-15)$$

(4-3-15) を (4-3-12) に代入して整理すると

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial V_{in}}{\partial t} \right] &= \left[\int_{in}^{out} \rho dZ \right]^{-1} \left[P_{ins} - P_{outs} - \int_{in}^{out} \rho v \frac{\partial V}{\partial Z} dZ - \int_{in}^{out} \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_0^Z \frac{\partial V}{\partial Z} dZ dZ \right. \\ &\quad \left. - \int_{in}^{out} \frac{f \rho V^2}{2D_e} dZ - \int_{in}^{out} \rho g dZ \right] \quad (4-3-16) \\ &= \delta_v \\ \delta_v &= \left[\int_{in}^{out} \rho dZ \right]^{-1} \left[P_{ins} - P_{outs} - \int_{in}^{out} \rho v \frac{\partial V}{\partial Z} dZ - \int_{in}^{out} \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_0^Z \frac{\partial V}{\partial Z} dZ dZ \right. \\ &\quad \left. - \int_{in}^{out} \frac{f \rho V^2}{2D_e} dZ - \int_{in}^{out} \rho g dZ \right] \end{aligned}$$

ここで implicit formulation を採用することにより入口流速の時間微分は次式から求まる。

$$\begin{cases} \frac{\partial V_{in}}{\partial t} = W \delta_v^{m+1} + (1-W) \delta_v^m \\ W = \frac{1}{2} \end{cases} \quad (4-3-17)$$

但し時刻 $(m+1)$ における流速 V 、摩擦係数 f 、入口静圧 P_{ins} 、出口静圧 P_{outs} 及びこれらの関連諸量はまだ求まっていないので、とりあえず時刻 (m) の値を用い、後に繰り返し計算によ

り収斂を確かめる。(4-3-17)を用いることにより各時刻における流路入口流速は次式より求まる。

$$V_{in}^{m+1} = V_{in}^m + \left(\frac{\partial V_{in}}{\partial t} \right) \Delta t \quad (4-3-18)$$

即ち(4-3-18)により、冷却材流速の式(4-3-13)の右辺第1項が計算できる。

次いで(4-3-13)の右辺第2項は質量保存式を用いることにより計算出来る。質量保存式は(2-3-6)より

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho V)}{\partial Z} = 0 \quad (4-3-19)$$

この式を次のように変形する。

$$\frac{\partial V}{\partial Z} = -\frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial \rho}{\partial t} + V \frac{\partial \rho}{\partial Z} \right\} \quad (4-3-20)$$

(4-3-20)が求めれば(4-3-13)の右辺第2項が求まることになる。

(4-3-20)は次の様に階差形をおいて計算する。

$$\left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)_n^{m+1} = -\frac{1}{\rho_n^{m+1}} \left\{ \frac{\rho_n^{m+1} - \rho_n^m}{\Delta t} + V_n^{m+1} \left(\frac{\rho_n^{m+1} - \rho_{n-1}^{m+1}}{\Delta Z} \right) \right\} \quad (4-3-21)$$

又(4-3-16)の右辺の計算手順を示すと

$$\left[\begin{aligned} \int_{in}^{out} \rho dZ &= \sum_{n=1}^N \rho_n^{m+1} \Delta Z \\ \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) \right\}_n^{m+1} &= \frac{1}{\Delta t} \left[\left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)_n^{m+1} - \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)_n^m \right] \\ \int_{in}^{out} \rho V \frac{\partial V}{\partial Z} dZ &= \sum_{n=1}^N \rho_n^{m+1} V_n^{m+1} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)_n^{m+1} \Delta Z \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_{in}^z \rho \frac{\partial V}{\partial Z} dZ &= \int_{in}^z \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) dZ \\ &= \sum_{n=1}^n \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) \right]_n^{m+1} \Delta Z \\ \int_{in}^{out} \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_0^z \frac{\partial V}{\partial Z} dZ dZ &= \sum_{n=1}^N \left[\rho_n^{m+1} \Delta Z \sum_{n=1}^n \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) \right]_n^{m+1} \Delta Z \right] \\ \int_{in}^{out} \frac{f \rho V^2}{2De} dZ &= \sum_{n=1}^N \frac{1}{2D_a^n} \rho_n^{m+1} (V_n^{m+1})^2 \Delta Z \end{aligned} \right. \quad (4-3-22)$$

(4-3-21)及び(4-3-22)を計算するにあたって、時刻(m+1)における流速V及び摩擦係数fはまだ求まっていない。従って先ずは

$$\left[\begin{aligned} V^{m+1} &= V^m \\ f^{m+1} &= f^m \end{aligned} \right. \quad (4-3-23)$$

とおき (4-3-21) 及び (4-3-22) の計算を進め、 V^{m+1} 及び f^{m+1} が求まって後繰り返し計算により収斂を確かめる必要がある。(このコードでは収斂判定は最も影響力の大きいと思われる流速で行っている。)

(4-3-22) の値が求まると (4-3-16) の右辺が求まり (4-3-17) により $(\frac{\partial V_{in}}{\partial t})$ が求められる。従って (4-3-18) により V_{in}^{m+1} が求まり (4-3-13) により流路内の流速を求めることが出来る。(4-3-13) は次のように階差形になおして計算する。

$$\left\{ \begin{array}{l} V_n^{m+1} = V_{in}^{m+1} + \sum_{n=1}^n \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)_n^{m+1} \Delta Z \\ n = 1, 2, \dots, N \\ V_{out}^{m+1} = V_N^{m+1} \end{array} \right. \quad (4-3-24)$$

ここで流速について (4-3-21) の仮定即ち $V^{m+1} = V^m$ の条件が満足し得る範囲にあるかどうか、収斂がみられるまで繰り返し計算を行う。

以上で流路内各点の流速が求まったので (4-3-11) により時刻 (m+1) における流路入口及び出口の静圧が求まる。次に流路内各点の圧力を求めるために (4-3-16) の積分の上限を点 Z までとし整理すると

$$\begin{aligned} P_n^{m+1} = P_{ins}^{m+1} - \left(\frac{\partial V_{in}}{\partial t} \right)^{m+1} \int_0^Z \rho^{m+1} dZ - \int_0^Z \rho^{m+1} \int_0^Z \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) \right]^{m+1} dZ dZ \\ - \int_0^Z \rho^{m+1} V_n^{m+1} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)^{m+1} dZ - \int_0^Z \frac{f^{m+1} \rho^{m+1} (V_n^{m+1})^2}{2 D_e} dZ - \int_0^Z q \rho^{m+1} dZ \end{aligned} \quad (4-3-25)$$

(4-3-25) の右辺の計算は (4-3-21), (4-3-22) と同様の手順により求めることが出来る。即ち、

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)_n^{m+1} = - \frac{1}{\rho_n^{m+1}} \left[\frac{\rho_n^{m+1} - \rho_n^m}{\Delta t} + V_n^{m+1} \left(\frac{\rho_n^{m+1} - \rho_n^m}{\Delta Z} \right) \right] \\ \int_0^Z \rho dZ = \sum_{n=1}^n \rho_n^{m+1} \Delta Z \\ \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) \right]_n^{m+1} = \frac{1}{\Delta t} \left[\left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)_n^{m+1} - \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)_n^m \right] \\ \int_0^Z \rho V \frac{\partial V}{\partial Z} dZ = \sum_{n=1}^n \rho_n^{m+1} V_n^{m+1} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)_n^{m+1} \Delta Z \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_0^Z \frac{dV}{\partial Z} dZ = \sum_{n=1}^n \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) \right]_n^{m+1} \Delta Z \\ \int_0^Z \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_0^Z \frac{\partial V}{\partial Z} dZ dZ = \sum_{n=1}^n \int \rho_n^{m+1} \Delta Z \sum_{n=1}^n \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) \right]_n^{m+1} \Delta Z \\ \int_0^Z \frac{f \rho V^2}{2 D_e} dZ = \sum_{n=1}^n \frac{1}{2 D_e} f_n^{m+1} \rho_n^{m+1} (V_n^{m+1})^2 \Delta Z \end{array} \right. \quad (4-3-26)$$

次に冷却材温度及び流動に関する定常状態について考える。定常状態において軸方向第 n 点の冷却材に加えらるる熱量は (4-3-1) より単位体積、単位時間当り Q_n である。又定常状態の解析に用いる基本式は (2-3-5) のエネルギー保存式、(2-3-6) の質量保存式及び (2-3-7) の運動量保存式で時間微分の項を 0 とした三式である。即ち、

$$\rho V \frac{\partial h}{\partial Z} = Q \quad (4-3-27)$$

$$\frac{\partial(\rho V)}{\partial Z} = 0 \quad (4-3-28)$$

$$\rho V \frac{\partial V}{\partial Z} + g\rho + \frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{f\rho V^2}{2D_e} = 0 \quad (4-3-29)$$

境界条件としては、流路入口及び出口における冷却材の温度及び蒸気含有率、上部プレナム圧力、炉心熱出力及び出力分布が与えられる。そこで流路入口及び出口における冷却材の温度 T_{in} 、 T_{out} 及び蒸気含有率 X_{in} 、 X_{out} が与えられると (2-3-3) を用いて、流路入口及び出口における冷却材のエンタルピーが求まり、又 (2-3-1) を用いて冷却材の密度が求まる。

$$\begin{cases} T_{in}, X_{in} \frac{(2-3-1)(2-3-3)}{h_{in} \cdot \rho_{in}} \\ T_{out}, X_{out} \frac{(2-3-1)(2-3-3)}{h_{out} \cdot \rho_{out}} \end{cases} \quad (4-3-30)$$

次に定常状態においては、炉内で発生する熱量 TQ に等しい熱量が、冷却材により炉外に持ち去られるから、次の関係を得る。

$$TQ = \rho_{out} h_{out} V_{out} A - \rho_{in} h_{in} V_{in} A \quad (4-3-31)$$

ここに A は冷却材流路の断面積である。

(4-3-31) の右辺第 1 項は冷却材が単位時間当り炉外に運び出す熱量であり、右辺第 2 項は冷却材が単位時間当り炉内に持ち込む熱量であって、これらの差をあらわしている右辺は冷却材が炉内で単位時間当り得る熱量をあらわしている。

又定常状態においては、流入質量は流出質量に等しい。

$$\rho_{in} V_{in} A = \rho_{out} V_{out} A \quad (4-3-32)$$

そこで (4-3-31)、(4-3-32) より流路出口における流速が求まる。

$$V_{out} = \frac{TQ}{\rho_{out} (h_{out} - h_{in}) A} \quad (4-3-33)$$

ここで注意することは冷却材出口流速は、本来、(4-3-33) の値であるはずだが、数値解法上持ち込まれる誤差の為、実際の計算では (4-3-33) の値を修正して用いることになる。この点に関しては後にあらためて述べる。

次に定常時の冷却材密度を求めるために(4-3-27)を階差形に書き換える。

$$\rho_n V_n \frac{h_n - h_{n-1}}{\Delta Z} = Q_n \quad (4-3-34)$$

(4-3-34)を整理すると

$$h_{n-1} = h_n - \frac{Q_n \Delta Z}{\rho_n V_n} \quad (4-3-35)$$

(4-3-35)より第n点における冷却材エンタルピー、密度、流速及び第n点への加熱量を用いて第(n-1)点における冷却材のエンタルピーが求められる。又(2-3-4)を用いることにより冷却材の温度及び蒸気含有率が求まり、又(2-3-1)より冷却材密度を求めることが出来る。

$$h \xrightarrow{(2-3-4)} T, X \xrightarrow{(2-3-1)} \rho \quad (4-3-36)$$

又流路内の流速は次式で計算する。

$$V_{n-1} = V_n - \left(\frac{\partial V}{\partial Z}\right)_n \Delta Z \quad (4-3-37)$$

ここで(4-3-37)に用いる $\left(\frac{\partial V}{\partial Z}\right)_n$ は質量保存式(4-3-28)を用いて計算する。

(4-3-28)を次のように変形する。

$$\frac{\partial V}{\partial Z} = -\frac{V}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial Z} \quad (4-3-38)$$

(4-3-38)を階差形になおすと

$$\left(\frac{\partial V}{\partial Z}\right)_n = -\frac{V_n}{\rho_n} \frac{\rho_n - \rho_{n-1}}{\Delta Z} \quad (4-3-39)$$

(4-3-37)、(4-3-39)より冷却材流速を求めると

$$V_{n-1} = V_n \left[2 - \frac{\rho_{n-1}}{\rho_n}\right] \quad (4-3-40)$$

従って流路出口における冷却材エンタルピー及び(4-3-33)で与えられる流路出口における流速を用い、(4-3-35)、(4-3-36)、(4-3-40)を用いて流路出口より流路入口に向かって計算を進めることにより流路内各点における冷却材のエンタルピー、温度、蒸気含有率及び流速を求めることができる。

ここで注意することは、上述の結果求まる流路入口における冷却材エンタルピーは、先に初期条件として与えられている冷却材エンタルピー(h_{in})と必ずしも一致しない。これは解析モデル作製に当たり持ちこんだ種々の仮定の為であり、仮定条件が解析対象に妥当性のあるものであれば、誤差もそう大きなものとはならない。

従ってこのコードでは、冷却材の定常時における諸量としては、用いた数値解法での定常状態の維持ということ念頭におき、モデル解析より求まる値を優先して採用している。即ち定常時においては、冷却材が炉外に運び去る熱量は、炉内で冷却材に加えられる熱量に等しいという事実、及び、定常時においては冷却材の炉内への流入量と炉外への流出量とは等しいという

事実、これら二つの事実より出発して求めた(4-3-33)の冷却材出口流速をあえて操作することにより、(4-3-35)の計算を進めることにより求まる冷却材入口エンタルピー h_{in} と、初期条件として与えられる冷却材入口エンタルピー (h_{in}) の一致を求める方法を選んだ。即ち次の条件が満足されているかどうかで一致を確かめている。

$$E = \frac{(h_{in}) - h_{in}}{(h_{in})} \quad (4-3-41)$$

$$|E| < \epsilon \quad (4-3-42)$$

- (h_{in}) 初期条件として与えられる冷却材入口エンタルピー
- h_{in} 定常時計算により求まる冷却材入口エンタルピー
- ϵ 許容誤差割合

(4-3-42)の条件が満足されない場合には、流路出口における冷却材の流速を(4-3-41)で与えられるEの割合だけ増加又は減少させ、冷却材エンタルピーを求める式(4-3-35)及び冷却材流速を求める式(4-3-40)を用いて、冷却材入口エンタルピーの収斂判定の条件(4-3-42)が満足されるまで繰り返し計算を行う。但しコードでは最大繰り返し計算回数を指定出来るようにしてあり、何かの誤認にもとづく計算をさせている。冷却材エンタルピー、蒸気含有率、密度、流速が求まったところで、(4-3-11)を用いて流路出口における静圧 P_{outs} を求める。

$$P_{outs} = P_{out} - \frac{1}{2} \rho_{out} V_{out}^2 + \frac{k_{out}}{2} P_{out} V_{out}^2 \quad (4-3-43)$$

又定常時の運動量保存式(4-3-29)を階差形になおすと、

$$\rho_n V_n \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)_n + g \rho_n + \frac{P_n - P_{n-1}}{\Delta Z} + \frac{f_n \rho_n V_n^2}{2De} = 0 \quad (4-3-44)$$

(4-3-44)を整理して次のように書きかえる。

$$P_{n-1} = P_n + \rho_n V_n \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)_n \Delta Z + g \rho_n \Delta Z + \frac{f_n \rho_n V_n^2 \Delta Z}{2De} \quad (4-3-45)$$

(4-3-45)の右辺の $\left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)_n$ は(4-3-39)を用いて求める。

従って

$$P_n = P_{outs} \quad (4-3-46)$$

とおき、(4-3-45)の計算を流路出口から入口に向かって進めることにより流路内の各点の圧力が求められる。又

$$P_{ins} = P_1 \quad (4-3-47)$$

とおくと、下部プレナムの圧力は次式で計算される。

$$P_{in} = P_{ins} + \frac{1}{2} \rho_{in} V_{in}^2 + \frac{k_{in}}{2} A_{in} V_{in}^2 \quad (4-3-48)$$

以上の手順により定常時及び非定常時における冷却材の挙動を解析することが出来る。

5 コード "RANRAN" の概要

この章では "RANRAN" の概要を述べ、あわせてインプット・データの説明を行う。
"RANRAN" はメイン・プログラムと22個のサブプログラムからなる。以下簡単に説明すると、

メイン・プログラム

SIEL プログラム全体をコントロールする。

サブプログラム

WEREAD インプット・データの読み込みを行う。

PBERAR 時間を依存しない定数値の計算を行う。

COOLST 定常時の冷却材温度及び流動解析を行う。

COOTEIN 外乱としての冷却材入口温度の変化を計算する。

ORICI 冷却材流路入口の流路抵抗係数の変化を計算する。流路抵抗係数を変えることにより冷却材流量変化に伴う応答を解析する。

ORICO 冷却材流路出口の流路抵抗係数の変化を計算する。流路抵抗係数を変えることにより冷却材流量変化に伴う応答を解析する。

ENTALP 冷却材の温度及び蒸気含有率から冷却材エンタルピーを計算する。

COTEMP 冷却材エンタルピーから冷却材温度、蒸気含有率及び気飽体積率を計算する。

DENSIT 冷却材蒸気含有率を用いて冷却材密度を計算する。

THOOND 燃料棒から冷却材への熱伝達率を求める。

FRIFAC 冷却材流路の流路摩擦係数を計算する。

FCONST 燃料要素熱伝導解析に必要な定数値の計算を行う。

FUTEMP 燃料要素の温度分布を求める。

FEEDBA 燃料要素の温度、密度、冷却材の温度、密度等よりフィードバック反応度を計算する。

FBCONS このコードでは、時刻(m+1)に対する解析に先き立ち、時刻(m-2), (m-1), (m)におけるフィードバック反応度より、二次曲線を用いて時刻(m+1)におけるフィードバック反応度の予測を行っているが、このサブプログラムは、予測三次曲線の係数を計算する。

$$P_{in} = P_{ins} + \frac{1}{2} \rho_{in} V_{in}^2 + \frac{k_{in}}{2} \rho_{in} V_{in}^2 \quad (4-3-48)$$

以上の手順により定常時及び非定常時における冷却材の挙動を解析することが出来る。

5 コード 'RANRAN' の概要

この章では "RANRAN" の概要を述べ、あわせてインプット・データの説明を行う。
"RANRAN" はメイン・プログラムと22個のサブプログラムからなる。以下簡単に説明すると、

メイン・プログラム

SIEL プログラム全体をコントロールする。

サブプログラム

WEREAD インプット・データの読み込みを行う。

PREBAR 時間を依存しない定数値の計算を行う。

COOLST 定常時の冷却材温度及び流動解析を行う。

COOTEIN 外乱としての冷却材入口温度の変化を計算する。

ORICI 冷却材流路入口の流路抵抗係数の変化を計算する。流路抵抗係数を変えることにより冷却材流量変化に伴う応答を解析する。

ORICO 冷却材流路出口の流路抵抗係数の変化を計算する。流路抵抗係数を変えることにより冷却材流量変化に伴う応答を解析する。

ENTALP 冷却材の温度及び蒸気含有率から冷却材エンタルピーを計算する。

COTEMP 冷却材エンタルピーから冷却材温度、蒸気含有率及び気飽体積率を計算する。

DENSIT 冷却材蒸気含有率を用いて冷却材密度を計算する。

THCOND 燃料棒から冷却材への熱伝達率を求める。

FRIFAC 冷却材流路の流路摩擦係数を計算する。

FCNST 燃料要素熱伝導解析に必要な定数値の計算を行う。

FUTEMP 燃料要素の温度分布を求める。

FEEDBA 燃料要素の温度、密度、冷却材の温度、密度等よりフィードバック反応度を計算する。

FBCONS このコードでは、時刻(m+1)に対する解析に先き立ち、時刻(m-2), (m-1), (m)におけるフィードバック反応度より、二次曲線を用いて時刻(m+1)におけるフィードバック反応度の予測を行っているが、このサブプログラムは、予測三次曲線の係数を計算する。

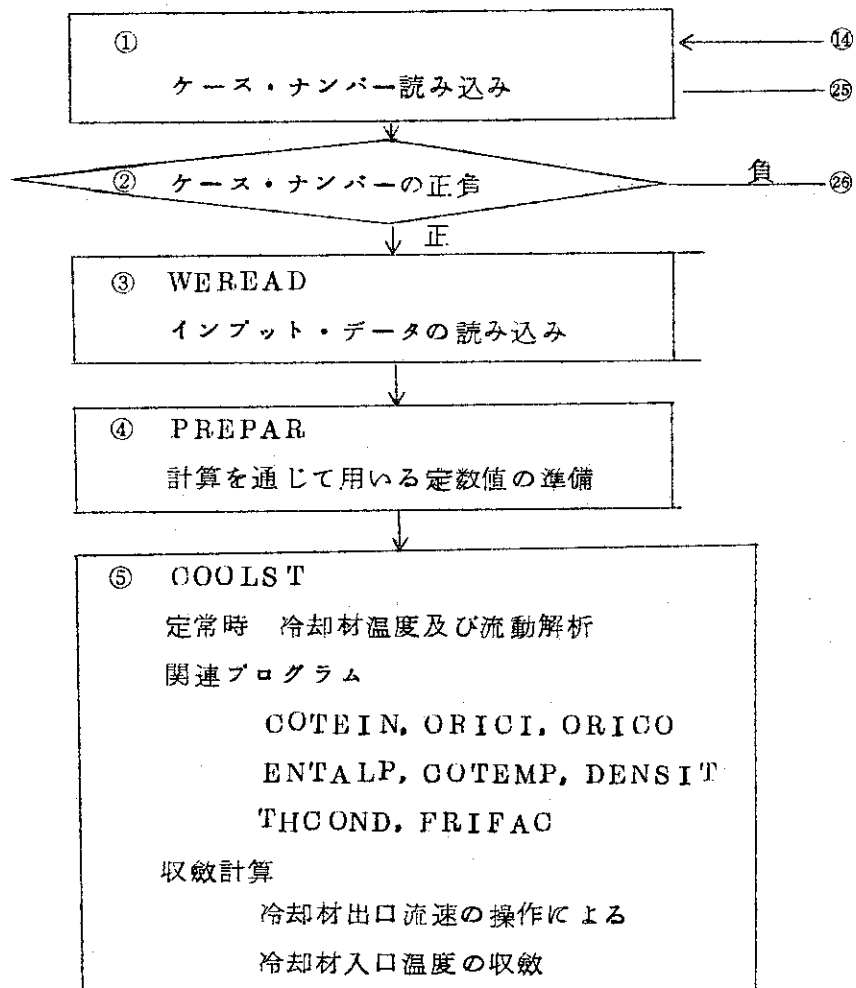
- OUT 定常時及び非定常時の解析結果の書き出しを行う。
- POWER 原子炉出力の変動を解析する。
- REACTV 外乱反応度、フィードバック反応度、及び全反応度を計算する。
- RESID 原子炉出力変動解析に関する(4-1-3)のRを計算する。
- SEKIB 第4章(4-1)出力変動解析方法の中で示した $C_1(x)$, $C_2(x)$, $C_3(x)$ の計算を行う。
- DIREC 出力変動解析に関する不適解、計算機オーバーフロー等の判定を行い、不必要な計算をさける。
- COOLTR 非定常時の冷却材温度及び流動解析を行う。

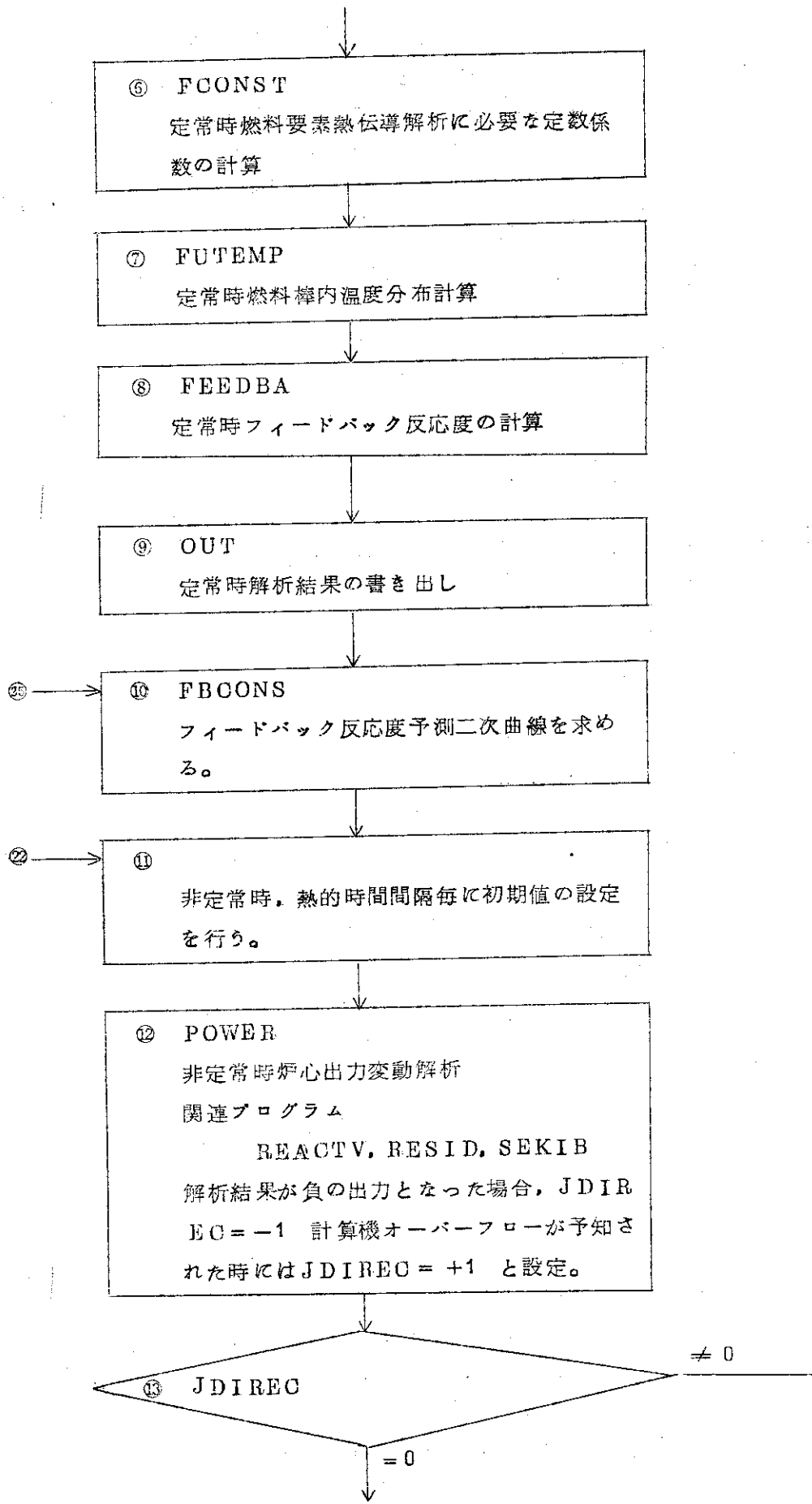
以下フローチャートを示し計算の流れを説明する。

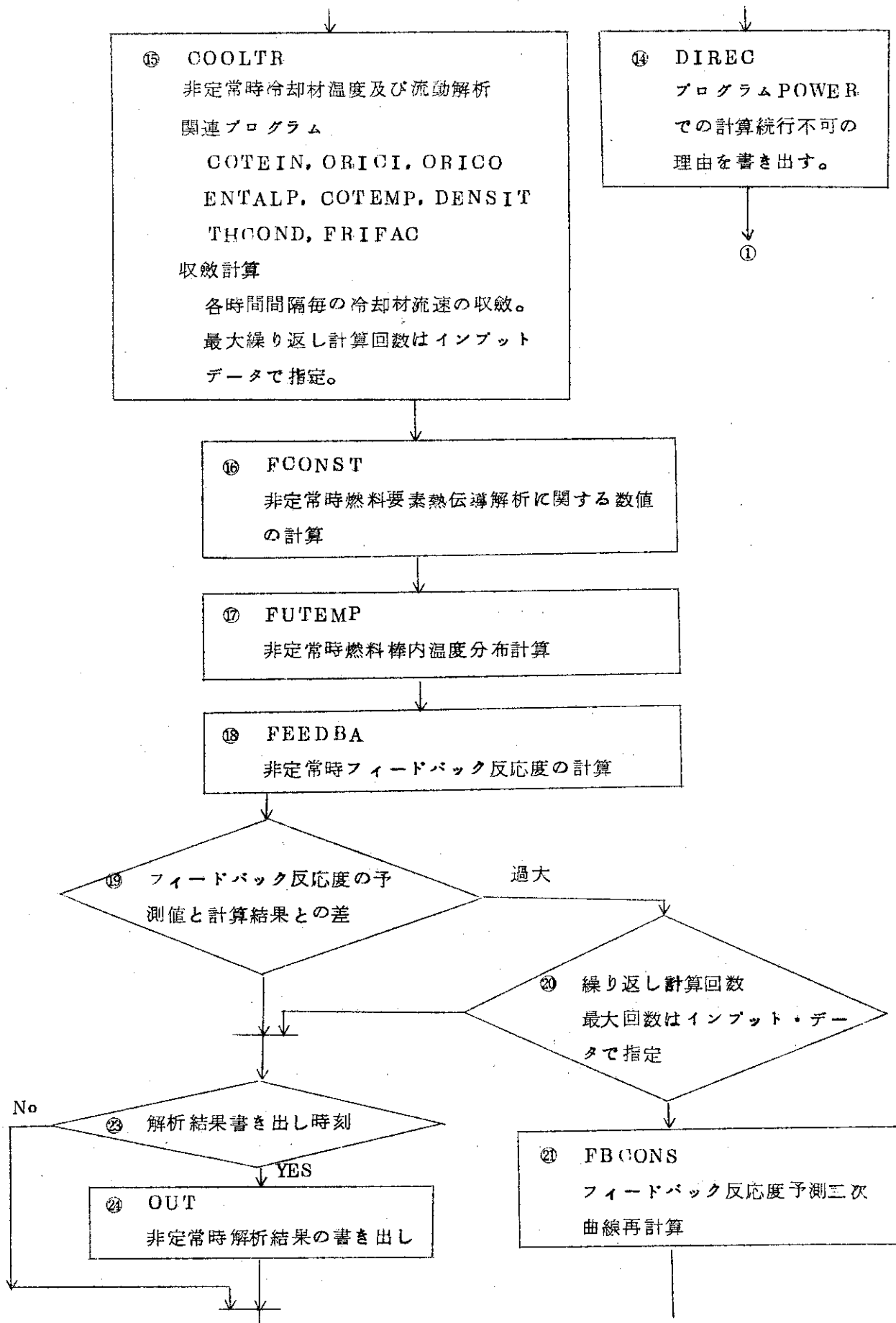
5-1 フローチャート

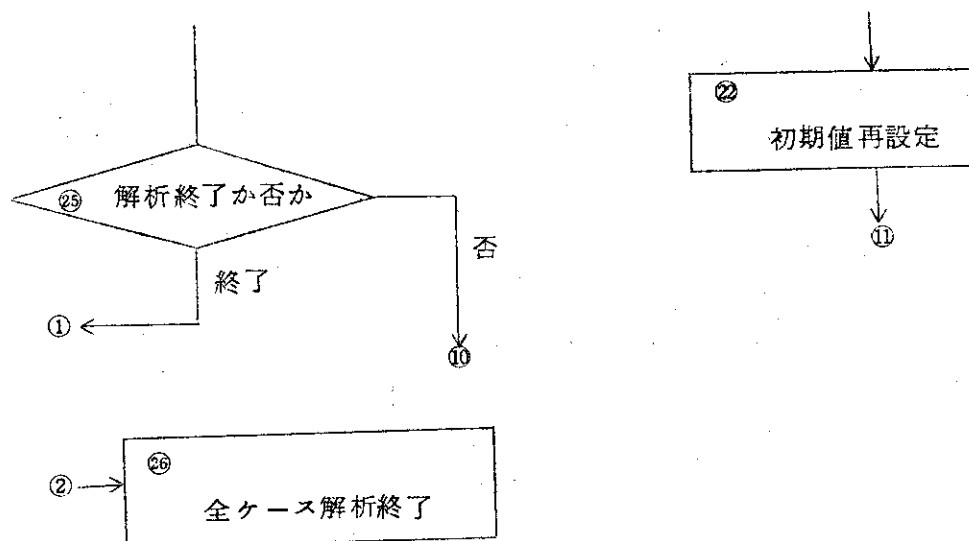
図5-1-1にコード"RANRAN"のフローチャートを示す。

図5-1-1 RANRAN フローチャート









フローチャートに従って計算手順を説明する。

先ず①でケース・ナンバーを読み込む。このケース・ナンバーは計算終了の判定にも併用しており、負の値を入れることにより②の判定で計算終了の書き出し⑥に行き、計算を停止する。

ケース・ナンバーが正の時は③WEREADに行き、必要なインプット・データの読み込みを行う。

④PREPARではインプット・データを用いて、計算に必要な種々の定数値を求め、プログラムの簡明化をはかっている。

⑤COOLSTでは定常時の冷却材温度、蒸気含有率、エンタルピー、密度、流速及び圧力を求めている。COOLSTに関するプログラムとして、冷却材入口温度に関するCOOTEIN、冷却材入口及び出口の流路抵抗係数に関するORICI及びORICO、冷却材の温度及び蒸気含有率からエンタルピーへの換算を行うENTALP、逆に冷却材エンタルピーから温度、蒸気含有率及び体積率を求めるCOTEMP、冷却材の温度及び蒸気含有率を用いて冷却材密度を求めるDENSIT、それに冷却材の流路摩擦係数を求めるFRIFAC、以上8個のプログラムを含んでいる。

又第4章(4-3)で述べたように冷却材の出口流速を変化させることにより、冷却材の入口温度の収斂をたしかめ、それをもって、定常解と定めている。

⑥FCNSTでは燃料要素熱伝導解析に必要な定数値、即ち、第4章(4-2)燃料要素熱伝導解析方法で述べた a_n, b_n, c_n, d_n の値を求めている。

⑦FUTEMPでは⑥FCNSTで求めた a_n, b_n, c_n, d_n をもとに第4章(4-2-34)を用いて燃料要素の温度分布を求めている。

⑧FEEDBAでは燃料棒温度、密度、冷却材温度、密度、蒸気含有率、気飽体積率等を用いてフィードバック反応度を求めている。定常時におけるこのフィードバック反応度は、本来実効中性子増倍率と相殺されているものである。それ故、非定常時のフィードバック反応度を求める際には、定常時のフィードバック反応度まで原点をずらして求めることになる。

又フィードバック反応度の計算式は、解析に際して種々の形が考えられるので、このプログラムでは使用に際しての変更が容易なるように配慮してある。

以上で定常時の解析は終了し、非定常時解析に必要な初期値が求まったので、⑨OUTで定常解の書き出しを行う。

次いで非定常時の解析に入る。

非定常時の解析において、核的変化の速さ、即ち炉心出力変化の速さと、熱的变化の速さ、即ち燃料要素の熱伝導、冷却材の熱伝達及び流動等の応答の速さとは、おのずと差がある。従って核的及び熱的な解析を同一の時間間隔で計算するのは必ずしも適当とはいえない。従ってこのコードでは（核的解析の時間間隔）×（インプット・データで指定する整数）＝（熱的解析の時間間隔）として、解析対象に応じて、核的時間間隔と熱的時間間隔の割合を変え得るようにしてある。

又時刻(m)での値より時刻(m+1)での値を求めるには、常に時刻(m+1)での値を予測し時刻(m+1)での値が求まったところで、先の予測値と比較し、収斂を確認する必要がある。従ってこのコードでは、フィードバック反応度について時刻(m-2)、(m-1)、(m)の3点の値を用いて二次曲線によりフィードバック反応度予測曲線を求め、炉心出力変動解析に用いている。そして時刻(m+1)における核熱結合解析の結果が求まったところでフィードバック反応度を求め先の予測値との収斂を確認している。収斂が不十分な場合には、不適ながら今求まっている時刻(m+1)における値と時刻(m)、(m-1)における値をもとに、改めてフィードバック反応度の予測二次曲線を求め、出力変動解析から熱的解析まで改めて再計算を行う。但しこの繰り返し計算の回数には、インプット・データで指定する回数制限をもうけている。冷却材の温度及び流動については、時刻(m+1)における値を求めるに先きだし、時刻(m+1)における値の予測を必要とするものについては全て先ず時刻(m)における値を用い、冷却材についての解析が終った時点で冷却材流速に着目し収斂を確認している。但しこの場合も繰り返し計算にインプット・データで指定する回数制限をもうけている。冷却材流速を収斂判定の代表としたのは、このコードで用いた解析方法が冷却材流速の解析を主に圧力を従にとりあつてからであり、又冷却材の密度、比熱等の物性値は目下代表温度点での値を用いており温度依存とはなっていないからである。

燃料要素内の熱伝導解析に際しては、このコードでは物性値は、一つの代表温度における値を用いており、又解析方法が時刻(m+1)における値を必要としないので繰り返し計算は含まれていない。しかし将来の問題として、物性値を温度依存とした場合には、繰り返し計算により温度の収斂を確認する必要がおこってくることも考えられるが、一方燃料要素の物性値の温度に対する変化割合がそう大きくないことより考え物性値として時刻(m)における温度に対する値を採用して計算を進めるだけで、あらかじめ収斂を確認せずとも、計算誤差の範囲に十分おさまる値を求めることができると考えている。

以下フローチャートに従って非定常時解析の手順を説明する。

先ず⑩FBCONSでは、時刻(m-2)、(m-1)、(m)におけるフィードバック反応度をもとに、時刻(m)から(m+1)までの間で用いるフィードバック反応度予測二次曲線を求める。ここでいう時刻に関しては熱的時間間隔を意味している。以下時間間隔については、特にこと

わりのない限り熱的時間間隔を意味し、核的時間間隔を用いる場合にはことわりを付す。

⑩では時刻 $(m+1)$ に対する解析に入る前に計算に必要な初期値お設定を行う。初期値としてはフィードバック反応度に関しては時刻 $(m-2)$, $(m-1)$, (m) の3点における値が必要であるが、その他の諸量については、時刻 $(m-1)$, (m) の2点における値となっている。

⑪POWERでは炉心出力の変動を求め、この中には反応度計算を行うプログラム REACTV, 第4章(4-1-3)のRを計算するRESID, 第4章(4-1)出力変動解析法の中で示した $C_1(x)$, $C_2(x)$, $C_3(x)$ の計算を行うSEKIB, 以上3個のプログラムを含んでいる。又ここでの計算時間間隔は核的時間間隔であり、インプット・データで指定した回数だけ計算を行い、熱的時間間隔に達したところで次に進む。但し計算途中で、不適な解、即ち炉出力が負になった場合及び計算機のオーバーフローが予知された場合には⑩の判定に行き、ここでの指示に従って⑫DIRECTに進み、ここで計算中断の理由を書き出した後、このケースの解析は打ち切り⑩にもどって次のケースの計算に入る。

⑫の計算が全て順調に終ると、やはり⑩の判定に入り、ここでの指定に従って⑬の冷却材温度及び流動解析に進む。

⑬COOLTRでは冷却材の温度変化及び流動を解析する。先ず炉心出力の変化に伴う新しい熱量が冷却材に加えられ、それにもとづく冷却材の新しい温度、密度、蒸気含有率、気飽体積率を求め、次いでこの冷却材密度等を用いて、冷却材流速を求め、この計算過程では、時刻 $(m+1)$ での流速等の予測を必要とするが、先ずは時刻 (m) での値を用いて計算を進め、新しい流速が求まったところで予測値との収斂をたしかめる方法をとっている。この収斂が満足なものでない場合には今求まった流速を予測値として改めて冷却材の温度、密度等の計算から収斂が満足なものとなるまで繰り返し計算を行う。但しこの繰り返しには、インプット・データで指定する回数制限をもうけてあり、制限回数に達しても満足な収斂が得られない場合には、計算を先に進める。但し、書き出しの所で繰り返し計算の回数を明記しているので後に検討を加えることができる。この収斂が満足なものでないにもかかわらず計算を先に進める理由は、冷却材が单相流である場合には、冷却材の温度変化に伴う物性値の変化はわずかなものであり(目下、物性値は温度依存とはなっていない)、又流路摩擦係数も一定値を用いているので、ほとんど繰り返し計算を必要としない程度に収斂が良い。又二相流の場合は、均質モデルを用いていることにより、収斂性は单相流の場合とさほど差はない。問題は单相流から二相流にうつる場合であるが、この状態の解析には、目下のところ不明確なところが多く、多々困難を伴うので、さしあたっては計算を先にすすめるために繰り返し計算に回数制限をもうけた。

冷却材流速が求まったところで、流路内各点の圧力を求め、冷却材温度及び流動解析をおえる。

⑭FOONSTでは定常時解析の⑥と同様、非定常時の燃料要素熱伝導解析に必要な数値、即ち、第4章(4-2)燃料要素熱伝導解析で述べた a_n , b_n , c_n , d_n の値を求め、

⑮FUTEMPでは⑭FOONSTで求まった a_n , b_n , c_n , d_n をもとに第4章(4-2-34)を用いて燃料要素の温度分布を求め、

以上で時刻 $(m+1)$ における炉心状態が全て求まったことになるので、⑯FEEDBAであらためて、燃料要素温度、密度、冷却材温度、密度等から時刻 $(m+1)$ におけるフィードバック

反応度を計算し、⑨の判定に入り、先に予測したフィードバック反応度と、今求めたフィードバック反応度を比較し、その差が、インプット・データで指示された値より小さい場合には満足な解を考え、⑩の書き出し時刻の判定に行き、書き出す場合には⑩OUTに進み、時刻(m+1)における解析結果の書き出しを行う。書き出し時刻でない場合には⑩解析時間の判定に入る。予測及び解析結果のフィードバック反応度の差が大きい場合には、⑩の判定に入り、インプット・データで指定されたくり返し計算回数を越えていないかの判定を受け、制限回数を越えていない場合には⑩FBCONSに行き、再計算のため改めてフィードバック反応度予測二次曲線の係数を求める。そして再計算に適合するように諸々の数値を置きなおした後、⑩の段階にもどり初期値再設定から再計算にかかる。又⑩の判定で繰り返し計算の制限回数を越えた場合には、再計算は中止して⑩書き出し時刻の判定に進み正常解と同様の道筋を進む。但し⑩OUTでフィードバック反応度に関する再計算の回数を書き出させることにより収斂性を確かめている。この再計算に回数制限をもうけたのは、予測の方法にある程度信頼をおいたのと、又このコードに用いた解析方法に不都合な解析を行った場合のむだな計算をさけるためである。

次いで⑩で解析時間の判定を行い、目下のケースの解析が未了の場合は⑩FBCONSにもどり、次の時刻のフィードバック反応度予測二次曲線の係数をもとめることからはじめ、⑩で初期値の設定を行った後、新しい時刻についての解析に入る。即ち目下解析中のケースが終了するまで⑩FBCONSから⑩計算終了の判定までを繰り返し行うことになる。又⑩OUTでは解析結果を全て書き出すのではなく、時間的には熱的時間の何回か毎に、即ちインプット・データで指定する回数毎に書き出しを行い、又空間的にはインプット・データで指定する軸方向分割点と半径方向分割点の交さる点のみを書き出す。

⑩の判定で目下解析中のケースの終了が指示されると、プログラムの初め①に行き、ここで次のケースの解析に入る。この節のはじめに述べたように①で読み込むケース・ナンバーの正負により、②で計算終了か否かの判定を行い、正である場合は③以下の計算に入るが、負の値を読み込んだ場合は、計算終了を意味する故④に行き、計算終了の意を書き出し、全ての計算を終える。

5-2 インプット・データ

この節では、インプット・データの説明をおこなう。インプット・カードは以下に述べる順序でかさねる。

i) (I 3) 枚数 1

(NCASE)

ケース・ナンバーで正の数値を入れる。但し、これは計算終了の指示にも用いているのでインプット・データの最後に、必ず零又は負の数値を入れたカードを置く。

ii) (2 I 3 , 5 E 12 . 6) 枚数 1

(I A X I S)

第3章図(3-1)に示した炉心軸方向分割数で、最小3から最大50までの値を用いる。

(N R A D I)

第3章図(3-1)に示した燃料要素燃料領域の半径方向分割点数で、中心及び外壁上の

各1点を含めて最小3から最大20までの値を用いる。

(R(1))

第3章図(3-1)に示した燃料要素燃料領域の半径で単位は(cm)を用いる。

(R(2))

第3章図(3-1)に示した燃料要素被覆材領域の内径で単位は(cm)を用いる。

(R(3))

第3章図(3-1)に示した燃料要素被覆材領域の外径で単位は(cm)を用いる。これは又冷却材流路の内径でもある。

(R(4))

第3章図(3-1)に示した燃料要素冷却材流路の外径で単位は(cm)を用いる。

(HEIGHT)

第3章図(3-1)に示した炉心の軸方向の長さで単位は(cm)を用いる。

III) (5E12.6) 枚数1

(PWINI)

炉心初期出力で単位は(Kcal/sec)を用いる。

(POFIFU)

炉心発熱の内燃料要素燃料領域での発熱のしめる割合である。

(DT)

核的時間間隔で出力変動解析に用い、単位は(sec)である。このDTと次に説明するANUMの積が熱的時間間隔である。

(ANUM)

このコードでは計算時間間隔に核的時間間隔と熱的時間間隔の2つを用いているが、上述のDTとこのANUMの積が熱的時間間隔である。

(EQDIA)

水力学的等価直径で単位は(cm)を用いる。

IV) (6E12.6) 枚数1~最大9

(PWDIS(K), K=1, IAXIS)

炉心軸方向出力分布で $\sum_{k=1}^{IAXIS} PWDIS(K) = 1$ となるように規格化した値を用いる。炉心軸方向分割数 IAXIS は最大50としてあるので、このカードは最大9枚までとなる。

V) (6E12.6) 枚数1

(DENL)

冷却材の液相における密度で単位は(gram/cm³)を用いる。

(DENV)

冷却材の気相における密度で単位は(gram/cm³)を用いる。

(CPL)

冷却材の液相における比熱で単位は(Kcal/gram·°C)を用いる。

(CPV)

冷却材の気相における比熱で単位は (kcal / gram · °C) を用いる。

(TSAT)

冷却材の飽和温度で単位は °C を用いる。

(DELENT)

冷却材の蒸発潜熱で単位は (Kcal / gram) を用いる。

vi) (2 E 1 2 . 6) 枚数 1

(BETA)

遅発中性子割合である。

(ALIFE)

中性子寿命で単位は (sec) を用いる。

vii) (6 E 1 2 . 6) 枚数 1

(DNFRAK (K) , K = 1 , 6)

 β_i / β である。 β は遅発中性子割合、 β_i は第 i 組の遅発中性子割合である。

viii) (6 E 1 2 . 6) 枚数 1

(RAMDA (K) K = 1 , 6)

遅発中性子先行核の崩壊定数で、単位は (1 / sec) を用いる。

ix) (3 E 1 2 . 6) 枚数 1

(DEN 1 , DEN 2 , DEN 3)

燃料要素の燃料領域、空隙領域及び被覆材領域の夫々の物質の密度で、単位は (gram / cm³) を用いる。

x) (3 E 1 2 . 6) 枚数 1

(SHCAP 1 , SHCAP 2 , SHCAP 3)

燃料要素の燃料領域、空隙領域及び被覆材領域の夫々の物質の比熱で、単位は (Kcal / gram · °C) を用いる。

xi) (3 E 1 2 . 6) 枚数 1

(HC \bar{O} N 1 , HC \bar{O} N 2 , HC \bar{O} N 3)

燃料要素の燃料領域、空隙領域及び被覆材領域の夫々の物質の熱伝導度で、単位は (Kcal / cm · sec · °C) を用いる。

xii) (4 E 1 2 . 6) 枚数 1

(PRE \bar{O})冷却材流路出口における初期圧力で単位は (gram / cm · sec²) を用いる。(CT \bar{O})

冷却材流路出口における初期冷却材温度で単位は (°C) を用いる。

(CX \bar{O})

冷却材流路出口における初期冷却材蒸気含有率である。

(GRAV)

重力加速度で単位は (cm / sec²) を用いる。

XIII) (6E12.6/6E12.6) 枚数2

(Y1(K), K=1, 12)

冷却材入口温度の変化をプログラムする場合の定数で、12個の定数の設定が可能であるが、使用しない所には零を入れる。

XIV) (6E12.6/6E12.6) 枚数2

(Y2(K), K=1, 12)

冷却材流路入口の流路抵抗係数の変化をプログラムする場合の定数で、12個の定数の設定が可能であるが、使用しない所には零を入れる。これにより、冷却材流量変化にともなう炉心の応答を取りあつかう。又後述するように、冷却材流路出口の流路抵抗係数を変えることによっても流量変化にともなう炉心の応答を取りあつかうことができる。

XV) (6E12.6/6E12.6) 枚数2

(Y3(K), K=1, 12)

冷却材流路出口の流路抵抗係数の変化をプログラムする場合の定数で、12個の定数の設定が可能であるが、使用しない所には零を入れる。これにより、冷却材流量変化にともなう炉心の応答を取りあつかう。又前述したように、冷却材流路入口の流路抵抗係数を変えることによっても流量変化にともなう炉心の応答を取りあつかうことができる。

XVI) (6E12.6/6E12.6) 枚数2

(Y5(K), K=1, 12)

炉心への投入反応度の変化をプログラムする場合の定数で、12個の定数の設定が可能であるが、使用しない所には零を入れる。反応度の単位は\$を用いる。

XVII) (6E12.6/6E12.6) 枚数2

(Y6(K), K=1, 12)

燃料温度、冷却材温度、密度等からのフィードバック反応度をプログラムする場合に用いる定数で反応度の単位は\$を用いる。又使用しない所には零を入れる。

XVIII) (6E12.6/6E12.6) 枚数2

(Y7(K), K=1, 12)

冷却材に関する摩擦抵抗係数をプログラムする場合に用いる定数で、使用しない所には零を入れる。

XIX) (6E12.6/6E12.6) 枚数2

(Y8(K), K=1, 12)

燃料棒から冷却材への熱伝達率の変化をプログラムする場合に用いる定数で、使用しない所には零を入れる。又熱伝達率の単位は(Kcal/cm²·sec·°C)を用いる。

XX) (5E12.6) 枚数1

(EPSOOL)

定常時冷却材温度解析における、冷却材入口温度の許容収斂誤差割合。

(EPVEL)

非定常時冷却材流動解析における、冷却材流速の許容収斂誤差で、単位は流速と同じ (cm/sec) である。

(ITEVEL)

非定常時冷却材流速に関する収斂を確かめるための、許容最大繰り返し計算回数。繰り返し回数が、この許容最大数に達しても、なお収斂が前述のEPVELの範囲におさまらない場合は、計算は先に進む。

(EPSFB)

非定常時フィードバック反応度に関する、予測値の実際の値との許容誤差で、単位は反応度と同じ\$を用いる。

(ITEREA)

非定常時フィードバック反応度に関する収斂を確かめるための許容最大繰り返し計算回数。繰り返し回数が、この許容最大数に達しても、なお収斂が前述のEPSFBの範囲におさまらない場合には、計算は先に進む。

XXI) (2E12.6) 枚数1

(RUNTIM)

現象解析時間で単位は(sec)を用いる。

(ATI)

非定常時の解析結果の書き出し時間に関する指標で、書き出しに熱的時間のATI倍毎に行う。

XXII) (12I6) 枚数1又は2

(JAX, (KAX(K), K=1, JAX))

定常及び非定常時の解析結果の書き出しに関するもので、炉心軸方向空間解析点の内、書き出しを必要とするものの番号をKAX(K)で指定する。JAXは書き出しを必要とする点の数で、最大23である。

書き出しはKAX(K)と次に示す炉心半径方向空間解析点の内書き出し指定点KBA(K)との交点について行われる。

XXIII) (12I6) 枚数1

(JRA, (KRA(K), K=1, JRA))

定常及び非定常時の解析結果の書き出しに関するもので、炉心半径方向空間解析点の内、書き出しを必要とするものの番号をKRA(K)で指定する。JRAは書き出しを必要とする点の数で、最大11である。

書き出しはKRA(K)と先に示した炉心軸方向空間解析点の内書き出し指定点KAX(K)との交点について行われる。

以上で解析は先立ち必要なインプット・データは全てそろったことになる。

6 終 り に

以上で此の度び開発した単一流路空間依存炉心動特性解析のモデル，解析法及びコードの概要についての記述を終えるが，終りに，二・三の点につき，少々検討を加え，このコードの今後の発展の一助としたい。

先ず状態変動にもとづく中性子束分布の変動であるが，目下のプログラムには，中性子束分布の時間変動は組み込んでおらず，又炉心の軸方向の分布のみを考慮し，半径方向は一定と仮定してある。中性子束分布の変動は出力分布の変動をもたらし，炉心構成材の温度，密度に変化があらわれ，炉心反応度の変化となって，再び中性子束分布にフィードバックしてくるものである。従って中性子束分布の変動が，どの程度，反応度に影響をもたらすかは，一つの興味ある問題であり，このコードでは時間変動を取り入れない炉心軸方向の出力分布しか考慮していないとは云え，出力分布を変えた炉心応答をパラメトリックに解析することにより，中性子束分布の相違にもとづく出力応答についての経験を増すことが出来ると思われる。

半径方向の出力分布についても，取り入れる場合を考慮してプログラムしてあるので，さほどの困難をとまわずにコードへの組み込みが可能である。

又フィードバックの反応度に関する中性子束分布にもとづく荷重平均にしる，サブ・プログラムの変更のみで可能であり，種々の数値実験の可能性を持たせてある。

次に冷却材の温度及び流動解析については，解析法の簡明な均質モデルを用いている点であるが，これには利点としての簡明さと共に，欠点をも合せもっており，この点については注意が必要である。即ち单相流から二相流への変化及び逆に二相流から单相流への変化は，単に冷却材の持つエンタルピーの関数となっているので，非飽和沸騰及び冷却材の過飽和状態等は取りあつかうことが出来ない。又目下のところコードでは，飽和温度，冷却材密度及びエンタルピーは圧力の関数とはなっておらず，従って圧力の大幅な変動をきたす場合は，このコードの適応範囲外となる。将来の発展としては，冷却材の飽和温度，密度等を温度，圧力等の関数とすることも可能であるが，均質モデルを用いる限り，おのずと適応限界があるわけであり，さほどの有意性はみとめられない。ましてこのコードのように主眼が冷却材の流動解析にあるわけではなく，フィードバック反応度の検討にある場合には，やはり冷却材流動に関しては，適応範囲の明確さのもとに簡明な解析方法というものを採用することは当然考えてしかるべきことであり，冷却材流動についての詳細な解析モデルの開発とは，おのずと場所と時刻を異にするものと思われる。

次に燃料要素の温度解析については，燃料密度，比熱，熱伝導度は温度依存とはなっておらず，代表温度点での値を用いているが，この点については，コードの変更は容易であるが，将来，中性子束分布が時間関数となった場合に，最も意義のみだせるものと考え，その時点まで保留にした。

又このコードでは，燃料要素熱伝導解析及び冷却材の熱伝達及び流動解析に，implicit formulation を採用し，数値解法上の安定化をはかっているが，その場合，荷重を全てを

とした。この荷重には、本来、最適値が存在するはずであるが、最適値の選択それ自身が興味ある一問題となりうる規模のものであるので、現在は単に算術平均としてを用いているが、将来、最適値の簡明な選択方法が開発される時点においては、改良の余地が残っている。

最後に、このコードで用いた、予測と収斂計算の関係であるが、時刻 $(m+1)$ における値の予測を必要とするものは、一つは冷却材流動解析における流速であり、今一つは炉心出力変動解析におけるフィードバック反応度である。これらはどちらも、時刻 (m) での時間的变化の割合が小さく、時刻 (m) での勾配を延長して時刻 $(m+1)$ の値が予測できる場合はさほど問題ではないが、変動が大きく時刻 (m) での値をもとにした予測が不可能な場合には、収斂計算の必要が生じる。その場合問題となるのは収斂加速因子を如何に選択するかということであるが、このコードには、加速因子は考慮しておらず、収斂計算の回数に制限をもうけた。その理由は、一つはこのコードの使用目的をフィードバック反応度の検討に限ったこと、従って、安全解析のような急激な変化を解析することは、ある範囲では可能とはいえ、特に意図しなかつたことと、今一つは、コードの適応を上述の範囲とした場合には、さほど収斂計算を必要としないこと及び特に有効な加速因子の選択法がないためである。しかし将来の問題として、特にこのコードとは限らずとも、数値解析に関して加速因子の選択は常に留意する必要がある。

以上で"RANRAN"についての記述は終えるが、RANRANの目標が炉心フィードバック反応度の吟味検討で、コード使用者が常に手を加え得る規模のものをねらったのに対して序でも述べたが今一つ、多流路核熱結合軽水炉動特性解析コードとして"EUREKA⁽¹⁾"がある。これは対象は軽水炉で主として急激な変化を解析するのに適したものであり、軽水炉の安全解析を行うにあたっては、有効な手段を提供するものである。解析対象に応じて、適意これらのコードを使いわけていただきたい。

参 考 資 料

1. NAA-SR-MEMO-4980
2. E. R. Cohen; Some Topics in Reactor Kinetics; 2nd Geneva Conference
P-629
3. 上林: 原子炉動特性コード KAIREK; JAERI-memo-3198
4. R. J. Wagner: HEAT1. A One Dimensional Time Dependent or Steady
State Heat Conduction Code For The IBM-650; IDO-16867
5. R. S. Varga: Numerical Solution of the Two Group Diffusion Equations
in x-y Geometry; WAPD-159
6. D. F. Schoeberle; J. Heestand, L. B. Miller: A Method of Calculating
Transient Temperatures in a Multiregion, Axisymmetric, Cylindrical
Configuration. The ARGUS Program; ANL-6654
7. J. Heestand, D. F. Schoeberle, L. B. Miller: The Calculation of
Transient Temperature Distributions in a Solid Cylindrical Pin,
Cooled on the Surface; ANL-6237
8. R. C. Noyes, J. G. Morgan, H. H. Cappel: A Digital Code for Transient
Two Phase Flow and Heat Transfer. TRANS-FUGUE-1; NAA-SR-
11008
9. 上林: 空間依存単一流路炉心動特性解析; JAERI-memo-3386
10. 青木戒文: 原子炉熱工学; 養賢堂
11. 久家靖央, 石川迪夫, 上林有一郎, 竹内栄次, 大西信秋: 軽水動力炉の動特性コード
EUREKA; JAERI-memo-3592