

JAERI-M

6 2 3 2

動力炉の燃焼度解析・1

(三次元核熱水力計算手法の評価と FLORA の作成)

1975年9月

江連秀夫

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

## 動力炉の燃焼度解析・1

(三次元核熱水力計算手法の評価とFLORAの作成)

日本原子力研究所・東海研究所・動力試験炉部

江連秀夫

(1975年8月15日受理)

軽水炉の炉心管理をする際に出力分布の計算手法、精度が問題になる。そこで、変分法、Coarse mesh法、関数近似法等による三次元核計算の方法について検討し、三次元二群核熱水力計算コードFLORAを作った。このコードの特徴は次の通りである。

- (1) 計算時間は他のコードの約 $\frac{1}{2}$ ～ $\frac{1}{3}$ である。
- (2) 中性子スペクトルのミスマッチングがあっても、計算誤差が少ない。
- (3)  $Gd_2O_3$ 入り燃料、燃料体の軸方向の位置で濃度が異なる燃料集合体が炉心に装荷されていても、三次元核熱水力計算ができる。
- (4) Coarse mesh法および関数近似法によつて、中性子の輸送が計算できる。
- (5) アルベドは二群拡散理論によつても計算できる。
- (6) Partial control rodが炉心に挿入されていても、出力分布が計算できる。

本報はFLORAの作成までの経過、理論的背景、計算例をまとめ、マニュアルとして使用できるようにした。

Burnup Analysis of the Power Reactor • 1  
( Evaluation of the three-dimensional power distribution  
calculation methods and development of the code FLORA )

Hideo EZURE

Division of JPDR, Tokai, JAERI

( Received August 15, 1975 )

Several years of endeavors has been devoted to development of three-dimensional nuclear-thermal-hydro-dynamic simulators and research by basing the progress on the merits and demerits of the variational method, the functional approximation method, etc. As the result, the three-dimensional nuclear-thermal-hydro-dynamic code FLORA has been prepared. It has the following features. (1) The executive time is one third ~ half as much as that by the conventional programs. (2) Numerical error is small when neutron spectrum mismatches. (3) In the fuels in which the distributions of  $Gd_2O_3$  and enrichments are localized axially in the reactor core, three-dimensional nuclear-thermal-hydro-dynamic calculations are possible. (4) The transport kernel can be obtained by the coarse mesh method and the functional approximation method. (5) Albedo can be calculated by the two-group diffusion theory. (6) Power distribution can be obtained in the case of partial control rods inserted in the core.

The course taken to the preparation, the theoretical background and example calculations with FLORA are described, The present report can be also used as a manual.

## 目 次

1. まえがき .....	1
2. 変分法 .....	2
2.1 変分法による拡散方程式の解法 .....	2
2.2 Natural mode を用いた変分法 .....	3
2.3 計算手順 .....	5
2.4 Sine, Cosine 関数の積分 .....	6
2.5 プログラム .....	6
2.6 計算例 .....	10
3. 一群拡散方程式の関数近似法 .....	13
4. Coarse mesh に対する二群拡散方程式の解法 .....	17
4.1 Coarse mesh に対する差分解法 ( Coarse mesh 法 ) .....	17
4.2 アルベド .....	19
5. ダイアゴナルノード法 .....	22
6. 二群拡散方程式の関数近似法 .....	23
7. 修正一群拡散方程式の解法 .....	26
8. 三次元拡散方程式の解法 .....	27
8.1 修正一群拡散方程式の関数近似解による二群拡散方程式の関数近似法 .....	27
8.2 関数近似法の三次元拡散方程式への拡張 .....	28
9. 拡散方程式のプログラムの作成 .....	31
10. FLORA の作成 .....	38
10.1 FLORA の計算手法 .....	38
10.2 アルベド .....	38
10.3 核 定 数 .....	39
10.4 熱 水 力 .....	39
10.5 反射体の核定数 .....	40
10.6 ガドリ燃料および濃縮がとなる燃料の取扱い .....	41
10.7 スペーサーの取扱い .....	42
10.8 Partial control rod の補正 .....	42
10.9 初期値の設定 .....	43
10.10 計算できる炉心形状 .....	43
10.11 熱流束の計算 .....	43
10.12 プログラムの構成 .....	44
10.13 入力とその例題 .....	44
10.14 FLORA と他のコードの比較計算 .....	44
10.15 FLORA による実用炉の計算例 .....	53
10.16 FLORA の収束性の検討 .....	58

10.17	FLORAの使用上のコメント	58
1.1	検 討	61
1.2	あとがき	65
	文 献	66
付録A	FLORAの入力データ	67
付録B	FLORAによる計算例	80
付録C	有限炉心の固有値	91
付録D	変分法による二群三次元核熱水力計算コードVARIATIONの入力	92
付録E	修正一群三次元核熱水力計算コードONE-MODIFY	95
付録F	Diagonal node methodによる二群三次元核熱水力計算コードDIAGONAL	98
付録G	各種 fitting コード	98
付録H	Diagonal node 法の計算誤差	102
付録I	FLORAのソースリストについて	103

## 1. ま え が き

BWRの出力分布や燃焼度分布はFLARE<sup>1)</sup>, TRILUX<sup>2)</sup>によって計算されている。現在, FLARE以外は未公開コードであるので一般に使用できない。この他, 三次元核熱水力を計算するコードはPRESTO<sup>3)</sup>や各メーカーの未公開コードがある。とくに汎用されているFLAREは次のような問題がある。

- (1) 中性子の輸送カーネルのmixing factorのとり方
- (2) アルベドの値の決定の仕方
- (3) 制御棒の近くや $P_u$ 燃料, U燃料が混存している炉心の出力分布が実測と合いにくいこと。
- (4) 部分的にガドリが入っている燃料の核定数が計算できないこと。

最近では出力平坦化や燃焼度の拡大のため, ウランの濃縮度が異なった燃料あるいは $GdO_2$ 入り燃料を用いる場合が多い。例えばPWRでは3種類の燃料を用いている。このような炉心では中性子スペクトルのミスマッチングが大きいので, 従来の計算手法では計算誤差が多く, 多群拡散方程式の解法や, その関数近似解法によらなければ精度のよい出力分布を計算することができない。群数やメッシュ数を多くして計算精度をあげようとする, 計算時間がかかる。また大容量の計算機が必要である。そこで, 適度な計算時間で, かつ計算精度ができるだけ高いプログラムの開発が必要である。

FLAREでは軸方向に部分的にガドリが入ったり, ウランの濃縮度がことなる燃料やスプーサーの核定数を求めることができない。また, 炉心の近くの反射体中にプラグ, 中性子源, 制御棒が入っている場合, その反応度効果を求めることができない。実際に稼動している動力炉をモデル化するには, これらの点でFLAREも手直しをすると便利である。とくに, BWRの場合, 制御棒が散在し, 炉心下部の反射体部に部分的に挿入されている場合があり, 反射体の効果を核的に表現できない。また, PWRは炉心をかこむ約1"のステンレスがあり, その反応度効果が計算できない。これらの問題を完全にシミュレーションすることはできないまでも, 少しでも, これらの現実の問題が解決できるような実用的なプログラムが必要である。本報はこのような実用的なプログラムを作ることも一つの目的である。

アルベドは境界点における中性子束, 中性子流の連続条件のもとに拡散方程式をとくことによつて求められる。また, 中性子の輸送カーネルも, 拡散方程式の解法によつて異なった形のものが見られ, 理論的に解明できるのでFLAREのように経験的に求める必要はない。

FLAREは欠点もあるが利点もある。例えば計算時間が少なく, 計算機の容量も少ない。また, モデルが単純であるので, 実験値に計算結果を合せることが容易である。そこで, 前述の(1)~(4)の欠点のみを解決する方向で, 精度がよい計算コードを作成することが望ましい。このうち, とくに中性子スペクトル, 輸送カーネルの問題を解決する可能性のあるCoarse mesh法, 変分法およびアルベドの求め方等の検討をおこなった。

変分法はM. Lunelliによつて, プログラムLOUISE-III<sup>4)</sup>としてまとめられた。その後Kaplan<sup>5)</sup>, Yasinsky<sup>8)</sup>等によつて, 理論が発展された。また, これとともに応用面の開発<sup>9), 10)</sup>が進められてきた。種々の炉心体形についての応用がなされているが, PWRに適用して, 計算された例はあるが, BWRへの応用は例がなく, 計算時間, 計算に必要な計算機のメモリー,

計算精度が報告された例もないようである。

Coarse mesh法 (Nodal法) はD.L.Delp等がBWRをモデルとして、FLAREを作り成果をあげて以来、S.Børresen<sup>3)</sup>によって、1.5群と称せられるモデルをもとにして、三次元出力分布の計算をおこなっている。

これらの理論とは全く別に、Invariant imbedding theoryをもとにしたTRILUX<sup>2)</sup>がGoldstien等によって作られた。Weiss<sup>11)</sup>によって理論的背景が明らかにされ、TRILUXとは別にMultigroup computer program BINOの基礎をかためられたと報告されているが、実例による計算結果は報告されていない。今回は、この方法については検討できなかった。

本報は拡散方程式を変分法、Coarse mesh法、関数近似法によってとき、実例計算、ベンチマークテストを通して、計算時間、精度、使用上の問題点の検討をおこない、二群三次元核熱水力コードFLORAの開発の過程、使用上の注意事項、マニュアル等をまとめたものである。なお、参考のため、付録IにFLORAのソースリストをつけくわえた。

## 2. 変分法

変分原理にもとづく、中性子束の計算はM.LunelliとG.Gaggioni<sup>4)</sup>によっておこなわれ、その後、Kaplan<sup>5)</sup>によって、不連続関数を用いた、解法が試みられてきた。まだ、BWRの出力分布の計算に応用した例はない。変分法による計算精度、計算時間がどのようになるかは未だ十分に算定されていない。そこで、これらの点の検討をNatural modeを用いて、JPDR-1を実例にとり、核熱水力コードの作成をおこなった。

### 2.1 変分法による拡散方程式の解析

拡散方程式は一般に

$$-\frac{d}{dx} D \frac{d}{dx} \phi + A\phi = 0 \quad (2-1)$$

D : Diffusion matrix

A : Absorption, fission, slowing down matrix

と表わされる。(2-1)式の凡関数は、微分可能な試験関数を用いるならば<sup>6)</sup>

$$\tau(u, v) = \int \left( \frac{du}{dx} D \frac{dv}{dx} + u A v \right) dx \quad (2-2)$$

と定義される。今、



計算精度が報告された例もないようである。

Coarse mesh法 (Nodal法) はD.L.Delp等がBWRをモデルとして、FLAREを作り成果をあげて以来、S.Børresen<sup>3)</sup>によって、1.5群と称せられるモデルをもとにして、三次元出力分布の計算をおこなっている。

これらの理論とは全く別に、Invariant imbedding theoryをもとにしたTRILUX<sup>2)</sup>がGoldstien等によって作られた。Weiss<sup>11)</sup>によって理論的背景が明らかにされ、TRILUXとは別にMultigroup computer program BINOの基礎をかためられたと報告されているが、実例による計算結果は報告されていない。今回は、この方法については検討できなかった。

本報は拡散方程式を変分法、Coarse mesh法、関数近似法によってとき、実例計算、ベンチマークテストを通して、計算時間、精度、使用上の問題点の検討をおこない、二群三次元核熱水力コードFLORAの開発の過程、使用上の注意事項、マニュアル等をまとめたものである。なお、参考のため、付録IにFLORAのソースリストをつけくわえた。

## 2. 変分法

変分原理にもとづく、中性子束の計算はM.LunelliとG.Gaggioni<sup>4)</sup>によっておこなわれ、その後、Kaplan<sup>5)</sup>によって、不連続関数を用いた、解法が試みられてきた。まだ、BWRの出力分布の計算に応用した例はない。変分法による計算精度、計算時間がどのようになるかは未だ十分に算定されていない。そこで、これらの点の検討をNatural modeを用いて、JPDR-1を実例にとり、核熱水力コードの作成をおこなった。

### 2.1 変分法による拡散方程式の解析

拡散方程式は一般に

$$-\frac{d}{dx} D \frac{d}{dx} \phi + A\phi = 0 \quad (2-1)$$

D : Diffusion matrix

A : Absorption, fission, slowing down matrix

と表わされる。(2-1)式の凡関数は、微分可能な試験関数を用いるならば<sup>6)</sup>

$$\tau(u, v) = \int \left( \frac{du}{dx} D \frac{dv}{dx} + u A v \right) dx \quad (2-2)$$

と定義される。今、

$$\left. \begin{aligned} u &= \sum_k a_k^* \phi_k \\ v &= \sum_k a_k \phi_k \end{aligned} \right\} \quad (2-3)$$

$a_k, a_k^*$  : 定数,  $\phi_k$  : 試験関数

と表わすと,  $a_j^*$  に対する停留値問題は

$$\frac{\partial \tau}{\partial a_j^*} = \sum_k a_k \int \left[ \frac{d\phi_j}{dx} D \frac{d\phi_k}{dx} + \phi_j A \phi_k \right] dx = 0 \quad (2-4)$$

と表わせる。従つて,  $A$  の中に固有値を持ち込むことによつて,

$$\int \left( \frac{d\phi_j}{dx} D \frac{d\phi_k}{dx} + \phi_j A(\lambda) \phi_k \right) dx = 0 \quad (2-5)$$

$A(\lambda)$  :  $A$  の固有値  $\lambda$  を導入したときのオペレータ

と表わすことができる。

## 2.2 Natural mode を用いた変分法

BWR や PWR の出力分布を求める場合, 拡散方程式の境界値は幾何学的に直方体の表面にとると計算がしやすい。変分法で求める場合も同様である。そこで, 原子炉が直方体であるとして, Natural mode を用いて, 二群拡散方程式をとき, 出力分布の計算をおこなつた。

試験関数は

$$F_{lmn}(x, y, z) = N \sqrt{\frac{8}{abc}} \sin \frac{l\pi}{a} x \sin \frac{m\pi}{b} y \sin \frac{n\pi}{c} z \quad (2-6)$$

を採用し, 中性子束をそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} \phi_1 &= \sum_{ijk} \alpha_{1ijk} F_{ijk} \\ \phi_2 &= \sum_{ijk} \alpha_{2ijk} F_{ijk} \\ \phi_1^* &= \sum_{ijk} \alpha_{1ijk}^* F_{ijk} \\ \phi_2^* &= \sum_{ijk} \alpha_{2ijk}^* F_{ijk} \end{aligned} \right\} \quad (2-7)$$

$\alpha_{1ijk}, \alpha_{2ijk}, \alpha_{1ijk}^*, \alpha_{2ijk}^*$  : 定数

と展開すると, 凡関数(2-2)式は次のように導びかれる。

$$\tau(\phi_1^*, \phi_2^*, \phi_1, \phi_2) = \int (\phi_1^* \phi_2^*) \left\{ \begin{pmatrix} \overleftarrow{\nabla} D_1 \overrightarrow{\nabla} & 0 \\ 0 & \overleftarrow{\nabla} D_2 \overrightarrow{\nabla} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Sigma_1 - \frac{\nu \Sigma_{f1}}{\lambda} & \frac{\nu \Sigma_{f2}}{\lambda} \\ -\Sigma_{12} & \Sigma_2 \end{pmatrix} \right\} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} dx dy dz \quad (2-8)$$

$$= \int [ \text{grad } \phi_1^* D_1 \text{ grad } \phi_1 + \text{grad } \phi_2^* D_2 \text{ grad } \phi_2 + \phi_1^* (\Sigma_1 - \nu \Sigma_{f1}/\lambda) \phi_1 - \phi_2^* \Sigma_{12} \phi_1 - \phi_1^* \nu \Sigma_{f2}/\lambda \phi_2 + \phi_2^* \Sigma_2 \phi_2 ] dx dy dz \quad (2-9)$$

← 前向きに作用する      → 後向きに作用する。

eq (2-9) と eq (2-7) を代入して,  $\alpha_{1ijk}^* \alpha_{2ijk}$  に対する停留問題から

$$\begin{pmatrix} R_{jm}^1 & 0 \\ -Q_{jm} & R_{jm}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_{1m} \\ \alpha_{2m} \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda} \begin{pmatrix} S_{jm}^1 & S_{jm}^2 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_{1m} \\ \alpha_{2m} \end{pmatrix} \quad (2-10)$$

$\alpha_{1m}$  :  $\alpha_{1lmn}$  のベクトル表示

$\alpha_{2m}$  :  $\alpha_{2lmn}$  のベクトル表示

$$\left. \begin{aligned} R_{jm}^1 &= \int_R \{ D_1^R N_{jm}^R + \Sigma_1^R M_{jm}^R \} \\ R_{jm}^2 &= \int_R \{ D_2^R N_{jm}^R + \Sigma_2^R M_{jm}^R \} \\ S_{jm}^1 &= \int_R \nu \Sigma_{f1}^R M_{jm}^R \\ S_{jm}^2 &= \int_R \nu \Sigma_{f2}^R M_{jm}^R \\ Q_{jm} &= \int_R \Sigma_{12}^R M_{jm}^R \\ \int_R F_{ijk} F_{lmn} dx dy dz &= M_{jm}^R \\ N_{jm}^R &= \int_R \text{grad } F_{ijk} D \text{ grad } F_{lmn} dx dy dz \\ &= \int_R \left[ \frac{\partial F_{ijk}}{\partial x} D \frac{\partial F_{lmn}}{\partial x} + \frac{\partial F_{ijk}}{\partial y} D \frac{\partial F_{lmn}}{\partial y} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\partial F_{ijk}}{\partial z} D \frac{\partial F_{lmn}}{\partial z} \right] dx dy dz \end{aligned} \right\} \quad (2-11)$$

R : 領域を意味する。

が導びかれる。領域内では核定数が同じとすると,  $M_{jm}^R$  および  $N_{jm}^R$  が簡単に計算できる。

$R_{jm}^1, R_{jm}^2, Q_{jm}, S_{jm}^1, S_{jm}^2$  は対称性, 正值性があるので, 計算手順も, これらの性質

を使用して、作ることができる。F<sub>ijk</sub>とF<sub>lmn</sub>との積はi, j, kとl, m, nとをそれぞれ交換しても同じである。同様に

$$\frac{\partial F_{ijk}}{\partial x} D \frac{\partial F_{lmn}}{\partial x}, \frac{\partial F_{ijk}}{\partial y} D \frac{\partial F_{lmn}}{\partial y}, \frac{\partial F_{ijk}}{\partial z} D \frac{\partial F_{lmn}}{\partial z}$$

についてもi, j, kとl, m, nをそれぞれ、2コづつ交換してもかわりないので、これらからなるマトリックスの対称性が成立する。従って、(2-10)式のマトリックスの要素の中には同じものがあるので、重複して、計算する必要がない。プログラムを作成する際に、計算時間、容量を少なくする上からも、この点を考えねばならない。

(2-10)式の固有値、固有ベクトルは色々な方法で求められる。一般には拡散方程式の差分形方程式はPower method によつてとかれている。ここでは、共役傾斜法<sup>7)</sup>でといた。固有値は次のように求められる<sup>4)</sup>。

$$\lambda_k = \lambda_{k-1} \frac{(S_{jm}^1 \alpha_{1m}^k + S_{jm}^2 \alpha_{2m}^k, S_{jm}^1 \alpha_{1m}^{k-1} + S_{jm}^2 \alpha_{2m}^{k-1})}{(S_{jm}^1 \alpha_{1m}^{k-1} + S_{jm}^2 \alpha_{2m}^{k-1}, S_{jm}^1 \alpha_{1m}^{k-1} + S_{jm}^2 \alpha_{2m}^{k-1})} \quad (2-12)$$

k : 繰返し回数

$\alpha_{1m}^k, \alpha_{2m}^k$  : 共役傾斜法のk回繰返したときの $\alpha_{1m}, \alpha_{2m}$ の値

### 2.3 計算手順

固有ベクトル、固有値を求める時の手順をしめす。

- (1)  $\alpha_{1m}^1, \alpha_{2m}^1, \lambda^1$ を推定する。
- (2)  $\lambda^1 S_{jm}^1 \alpha_{1m}^1, \lambda^1 S_{jm}^2 \alpha_{2m}^1$ を計算する。これを $C_1, P_1$ とする。  
( $C_1, P_1$ はベクトルである)
- (3) (2-12)に従つて固有値を求める。
- (4)  $C_1 - R_{jm}^1 \alpha_{jm}^1$ を計算し、これを $R_1$ とする。また、 $R_{jm}^1 P_1$ を計算して、これを $A_p^1$ とする。
- (5)  $R_v^1 = |R_1|^2$   
 $A I = R_v^1 / |A_p^1|^2$  }を計算する。
- (6)  $R_1 = C_1 - A I \cdot A_p^1$   
 $\alpha_{jm}^1 = \alpha_{jm}^1 + A I \cdot A_p^1$  }を計算する。
- (7)  $C_1 = |R_1|^2 / R_v^1$   
 $P_1 = R_1 + C_1 \cdot P_1$  }を計算する。
- (8)  $C_2 = Q_{jm} \alpha^1$   
 $P_2 = C_2$  }を計算する。
- (9)  $R_2 = C_2 - R_{jm}^1 \alpha_{jm}^2$   
 $A_p^2 = R_{jm}^2 P_2$  }を計算する。
- (10)  $R_v^2 = |R_v^2|^2$   
 $A I = R_v^2 / |A_p^2|^2$  }を計算する。

⑩  $P_2 = C_2 - A I \cdot \Lambda_p^2$  を計算する。  
 $\alpha_{jm}^2 = \alpha_{jm}^2 + A I \cdot \Lambda_p^2$

⑪  $C_2 = |R_2|^2 / R_v^2$  を計算する。  
 $P_2 = R_2 + C_2 \cdot P_2$

⑫ (2)~⑪をくりかえし、収束するまでおこなう。

Power method と共役傾斜法は一般には後者がすぐれている。Power method の場合、固有値の最大値と第二番目に大きい値の比によって、収束性が決定される。これに対して、共役傾斜法は最大固有値と最小固有値の比によって、収束性がきまる<sup>15)</sup>。

### 2.4 Sine, Cosine 関数の積分

(2-10) 式の  $R_{jm}^1, R_{jm}^2, Q_{jm}, S_{jm}^1, S_{jm}^2$  は Sine, Cosine 関数の積分からなる。これらの積分値はプログラムの中でサブルーチンとして、次のような関数の積として表わすことができる。

$$\begin{aligned} \text{COS I}(i, l, a, x_1, x_2) &= \frac{2\pi^2 i l}{a^3} \int_{x_1}^{x_2} \cos \frac{i\pi}{a} x \cos \frac{l\pi}{a} x dx \\ &= \frac{2\pi i l}{a^2} \left[ \frac{1}{i-l} \sin \frac{i-l}{2a} \pi (x_2 - x_1) \cos \frac{i-l}{2a} \pi (x_1 + x_2) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{i+l} \sin \frac{i+l}{2a} \pi (x_2 - x_1) \cos \frac{i+l}{2a} \pi (x_1 + x_2) \right], \quad i \neq l \quad (2-13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{2\pi^2 i l}{a^2} \left[ \frac{\pi l}{a} (x_2 - x_1) + \sin \frac{\pi l}{a} x_2 \cos \frac{\pi l}{a} x_2 \sin \frac{\pi l}{a} x_1 \cos \frac{\pi l}{a} x_1 \right] \\ &\quad i = l \quad (2-14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{SIN I}(i, l, a, x_1, x_2) &= \frac{2}{a} \int_{x_1}^{x_2} \sin \frac{i\pi}{a} x \sin \frac{l\pi}{a} x dx \\ &= \frac{1}{\pi} \left[ \frac{1}{i-l} \left\{ \sin \frac{\pi}{a} x_2 (i-l) - \sin \frac{\pi}{a} x_1 (i-l) \right\} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{i+l} \left\{ \sin \frac{\pi x_2}{a} (i+l) - \sin \frac{\pi x_1}{a} (i+l) \right\} \right] \quad i \neq l \quad (2-15) \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{l\pi} \left\{ \frac{l\pi}{a} (x_2 - x_1) - \sin \frac{l\pi}{a} x_2 \cos \frac{l\pi}{a} x_2 \sin \frac{l\pi}{a} x_1 \cos \frac{l\pi}{a} x_1 \right\} \quad (2-16)$$

### 2.5 プログラム

炉心の核特性は対称性がある場合があるので、全炉心と $\frac{1}{4}$ 対称炉心が計算できるようにした。

(1) 全炉心の計算

(2-10)式の計算は炉心と反射体との領域にわけて、計算することができる。炉心側面の反射体は軽水炉の場合、水であるので、大きさと、境界条件が与えられれば(2-10)式の計算ができる。 $D_1^{H_2O}$  (水の高速群の拡散係数)の  $i j k l m n$  の要素の係数は原子炉の大きさを Fig 1 に示す断面とすると、(2-13)~(2-16)を用いて次のように求められる。

$$\begin{aligned}
 DIH_2O = & \text{COSI}(I, L, a, 0, a - \alpha l_x) \text{SINI}(J, M, a, 0, \alpha l_x) \\
 & \text{SINI}(K, N, c, 0, c) + \text{SINI}(I, L, a, 0, a - \alpha l_x) \text{COSI}(J, M, a, 0, \alpha l_x) \\
 & \text{SINI}(K, N, c, 0, c) + \text{SINI}(I, L, a, 0, a - \alpha l_x) \\
 & \text{SINI}(J, M, a, 0, \alpha l_x) \text{COSI}(K, N, c, 0, c) + \text{COSI}(I, L, a, a - \alpha l_x, a) \\
 & \text{SINI}(J, M, a, 0, a - \alpha l_x) \text{SINI}(K, N, c, 0, c) + \text{SINI}(I, L, a, a - \alpha l_x, a) \\
 & \text{COSI}(J, M, a, a - \alpha l_x) \text{SINI}(K, N, c, 0, c) + \text{SINI}(I, L, a, a - \alpha l_x, a) \\
 & \text{SINI}(J, M, a, a - \alpha l_x) \text{COSI}(K, N, c, 0, c) + \text{COSI}(I, L, a, \alpha l_x, a) \\
 & \text{SINI}(I, M, a, a - \alpha l_x, a) \text{SINI}(K, N, c, 0, c) + \text{SINI}(I, L, a, \alpha l_x, a) \\
 & \text{COSI}(J, M, a, a - \alpha l_x, a) \text{SINI}(K, N, c, 0, c) + \text{SINI}(I, L, a, \alpha l_x, a) \\
 & \text{SINI}(J, M, a, a - \alpha l_x, a) \text{COSI}(K, N, c, 0, c) + \text{COSI}(I, L, a, 0, \alpha l_x) \\
 & \text{SINI}(J, M, a, \alpha l_x, a) \text{SINI}(K, N, c, 0, c) + \text{SINI}(I, L, a, 0, \alpha l_x) \\
 & \text{COSI}(J, M, a, \alpha l_x, a) \text{SINI}(K, N, c, 0, c) + \text{SINI}(I, L, a, 0, \alpha l_x) \\
 & \text{SINI}(J, M, a, \alpha l_x, a) \text{COSI}(K, N, c, 0, c) \\
 & + \sum_{\text{NET}(IX, JY) \neq 0} [\text{CXY}(I, L, IX) \text{SXY}(J, M, IY) \text{SINI}(K, N, c, 0, c) \\
 & + \text{SXY}(I, L, IX) \text{CXY}(J, M, I, Y) \text{SINI}(K, N, c, 0, c) \\
 & + \text{SXY}(I, L, IX) \text{SXY}(J, M, I, Y) \text{COSI}(K, N, c, 0, c)] \quad (2-17)
 \end{aligned}$$

ただし、ここで、NET(IX, JY)は炉心の燃料の核定数を表わすインデクスである。

零のときは反射体を意味する。また

$$\left. \begin{aligned}
 \text{CXT}(I, L, IX) &= \text{COSI}(I, L, a, \text{RX}(IX), \text{RX}(IX+1)) \\
 \text{SXY}(I, L, IX) &= \text{SINI}(I, L, a, \text{RX}(IX), \text{RX}(IX+1)) \\
 \text{RX}(1) &= \alpha l_x \quad \text{RX}(2) = \alpha l_x + l_x \quad \text{RX}(3) = \alpha l_x + 2 l_x
 \end{aligned} \right\} \quad (2-18)$$

である。同様に  $D_2^{H_2O}$  の  $i j k l m n$  要素も(2-17)式のごとく表わされる。

(2-11)式で表わされる炉心の低の部分の拡散係数の係数は

$$\begin{aligned}
 \sum_{\text{NET}(IX, IY) \neq 0} & \text{CXY}(I, L, IX) \text{SXY}(J, M, IY) \text{SINI}(K, N, c, 0, \beta l_x) \\
 & + \text{SXY}(I, L, IX) \text{CXY}(J, M, IY) \text{SINI}(K, N, c, 0, \gamma l_x) \\
 & + \text{SXY}(I, L, IX) \text{SXY}(J, M, IY) \text{SINI}(K, N, c, 0, \gamma l_x) \quad (2-19)
 \end{aligned}$$

$\gamma l_x$ : 炉心低部の反射体の厚さ

と表わされる。ただし、炉心低部の燃料体の直下の反射体の核定数は同じものとする。また炉心上部で、燃料体の直上の反射体の拡散係数の(2-11)式の係数も(2-19)式と同様に表わされる。ただ、上部はBWRの場合、炉心からのポイドによって拡散係数が増加するので、ポイドの関数として表わすようにしなければならない。

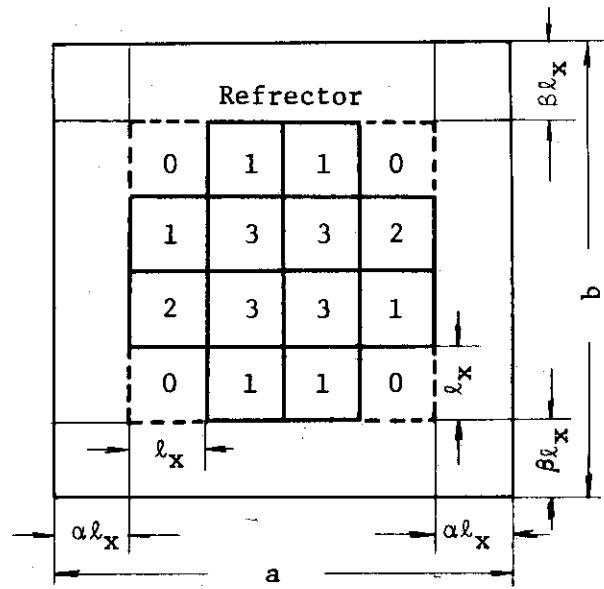


Fig. 1 Cross section of core

炉心側面の反射体の  $\sum_R \Sigma_1^R M_{jm}^R$  は次のように求められる。

$$\begin{aligned}
 A I H_2 O = & S I N I ( I, L, a, 0, a - \alpha l_x ) S I N I ( J, M, a, 0, \alpha l_x ) S I N I \\
 & ( K, N, c, 0, c ) + S I N I ( I, L, a, a - \alpha l_x, a ) S I N I ( J, M, a, 0, a - \alpha l_x ) \\
 & S I N I ( K, N, c, 0, c ) + S I N I ( I, L, a, \alpha l_x, a ) S I N I ( J, M, a, a - \alpha l_x, \\
 & a ) S I N I ( K, N, c, 0, c ) + S I N I ( I, L, a, 0, \alpha l_x ) \\
 & S I N I ( J, M, a, \alpha l_x, a ) S I N I ( K, N, c, 0, c ) \\
 & + \sum_{N F T ( I X, I Y ) = 0} S X Y ( I, L, I X ) S X Y ( J, M, I Y ) S I N I ( K, N, c, 0, c )
 \end{aligned} \tag{2-20}$$

また、低部については

$$A L B = \sum_{N F T ( I X, I Y ) \neq 0} S X Y ( I, L, I X ) S X Y ( J, M, I Y \text{ 同 } J ) S I N I ( K, N, c, 0, \gamma l_x ) \tag{2-21}$$

と表わされる。上部についても (2-21) 式と同じように表わされる。

炉心の反射体の  $\Sigma_1, \Sigma_2, D_1, D_2, \Sigma_{12}$  の (2-11) 式の係数は (2-17) ~ (2-21) 式で表わすことができる。ただ、ことなるのは、それぞれの核定数のみがことなるだけである。例えば、高速群についてみると

$$\Sigma_1^{H_2O} * (2-20) \text{ 式 } + ( \Sigma_1^{Bot} + \Sigma_1^{Top} ) * (2-21) \text{ 式} \tag{2-22}$$

と表わされる。熱群では

$$\Sigma_2^{H_2O} * (2-20) \text{ 式 } + ( \Sigma_2^{Bot} + \Sigma_2^{Top} ) * (2-21) \text{ 式} \tag{2-23}$$

と表わされる。ここでサフィックス 1, 2, Bot, Top, H<sub>2</sub>O はそれぞれ、高速群、熱群、炉心低部、炉心上部、水を意味する。

炉心内については、炉心の各領域で核定数がことなるので、その効果を加味して、(2-11)式の係数を求めればよい。

$$D_1^R N_{jm}^R \text{ の計算} = \sum_{\text{NFT}(IX, JY) \neq 0} \{ \text{CXY}(I, L, IX) \text{SXY}(J, M, IY) \\ \text{SZ}(K, N, IZ) + \text{SXY}(I, L, IX) \text{CXY}(J, M, IY) \text{SZ}(K, N, IZ) \\ + \text{SXY}(I, L, IX) \text{SXY}(J, M, IY) \text{CZ}(K, N, IZ) \\ * D_1^C \{ \text{NFT}(IX, IY), U(IX, IY, IZ), E(IX, IY, IZ) \} \quad (2-24)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{CZ}(K, N, IZ) &= \text{COSI}(K, N, c, \text{RZ}(IZ), \text{RZ}(IZ+1)) \\ \text{SZ}(K, N, IZ) &= \text{SINI}(K, N, c, \text{RZ}(IZ), \text{RZ}(IZ+1)) \\ \text{RZ}(1) &= r l_z \quad \text{RZ}(2) = r l_z + l_z \quad \text{RZ}(3) = r l_z + 2 l_z \end{aligned} \right\} \quad (2-25)$$

$$\Sigma_1^R M_{jm}^R \text{ の計算} = \sum_{\text{NFT}(IX, IY) \neq 0} \text{SXY}(I, L, IX) \text{SXY}(J, M, IY) \\ * \text{SZ}(K, N, IZ)$$

$$\Sigma_1^R \{ \text{NFT}(IX, IY), U(IX, IY, IZ), E(IX, IY, IZ) \} \quad (2-26)$$

U(IX, IY, IZ) : 座標が IX, IY, IZ の位置のノードのボイド  
E(IX, IY, IZ) : 座標が IX, IY, IZ の位置のノードの燃焼度

$D_2, \nu \Sigma_{f1}, \nu \Sigma_{f2}, \Sigma_2, \Sigma_{12}$  についても (2-24) ~ (2-26) 式と同じように計算できる。  
(2-11) 式の各計数が計算できる。

(2) 1/4 炉心の計算

(2-11) 式の  $D_1$  の反射体での係数

$$\begin{aligned} & \text{COSI}(I, L, a, 0, a/2) \text{SINI}(J, M, a, 0, \alpha l_x) \text{SINI}(K, N, c, 0, c) \\ & + \text{SINI}(I, L, a, 0, a/2) \text{COSI}(J, M, a, 0, \alpha l_x) \text{SINI}(K, N, c, 0, c) \\ & + \text{SINI}(I, L, a, 0, a/2) \text{SINI}(J, M, a, 0, \alpha l_x) \text{COSI}(K, N, c, 0, c) \\ & + \text{COSI}(I, L, a, 0, \alpha l_x) \text{SINI}(J, M, a, \alpha l_x, a/2) \text{SINI}(K, N, c, 0, c) \\ & + \text{SINI}(I, L, a, 0, \alpha l_x) \text{COSI}(J, M, a, \alpha l_x, a/2) \text{SINI}(K, N, c, 0, c) \\ & + \text{SINI}(I, L, a, 0, \alpha l_x) \text{SINI}(J, M, a, \alpha l_x, a/2) \text{cosI}(K, N, c, 0, c) \\ & + \sum_{\text{NFT}(IX, IY)=0} \text{CXY}(I, L, IX) \text{SXY}(I, M, IY) \text{SINI}(K, N, c, 0, r l_z) \\ & + \text{SXY}(I, L, IX) \text{CXY}(J, M, IY) \text{SINI}(K, N, c, 0, r l_z) \\ & + \text{SXY}(I, L, IX) \text{SXY}(J, M, IY) \text{cos}(K, N, c, 0, r l_z) \quad (2-27) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Sigma_1^R M_{jm}^R \text{ の係数} &= \text{SINI}(I, L, a, 0, a/2) \text{SINI}(J, M, a, 0, \alpha l_x) \\ & \text{SINI}(K, N, c, 0, c) + \text{SINI}(I, L, a, 0, \alpha l_x) \text{SINI}(J, M, a, \alpha l_x, a/2) \\ & \text{SINI}(K, N, c, 0, c) + \sum_{\text{NFT}(IX, IY)=0} \text{SXY}(I, L, IX) \text{SXY}(J, M, IY) \\ & \text{SINI}(K, N, c, 0, \alpha l_z) \quad (2-28) \end{aligned}$$

炉心は xy 平面で 1/4 対称であるとき、sin, cos 関数の奇数項のみで (2-11) 式が形作られる。従って、I, L, J, M は 1, 3, 5, 7 ... のみをとる。炉心上部, 下部, 炉心についての積分についても同じである。全炉心で求めた式と同様で、I, L, J, M が奇数のみをとることだけがことなる。



燃料体にはスペーサーやコネクタがあるので、これらが取扱えるようにした。これらがある領域の核定数のみを変えればよいので、あらかじめ、領域の指定と、その定数を入力データとして与える。

出力分布は高速群と熱群の中性子束によって発生するので、それぞれの領域では

$$\begin{matrix} SO1(IX, XY, IZ) \\ SO2(IX, IY, IZ) \end{matrix} = \sum \left\{ \begin{matrix} \alpha_{1ijk} \\ \alpha_{2ijk} \end{matrix} \right\} \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{y_1}^{y_2} dy \int_{z_1}^{z_2} dz \sqrt{\frac{8}{abc}} \sin \frac{i\pi}{a} x$$

$$\sin \frac{j\pi}{a} y \sin \frac{k\pi}{c} z \cdot \left\{ \begin{matrix} \Sigma_{i_1} \\ \Sigma_{i_2} \end{matrix} \right\}$$

$$= \sum \left\{ \begin{matrix} \alpha_{1ijk} \\ \alpha_{2ijk} \end{matrix} \right\} SI(I, a, RX(IX)RX(IX+1)) SI(J, a, RY(IY),$$

$$RX(JX+1)) SI(K, c, RZ(IZ), RZ(IZ+1)) \quad (2-29)$$

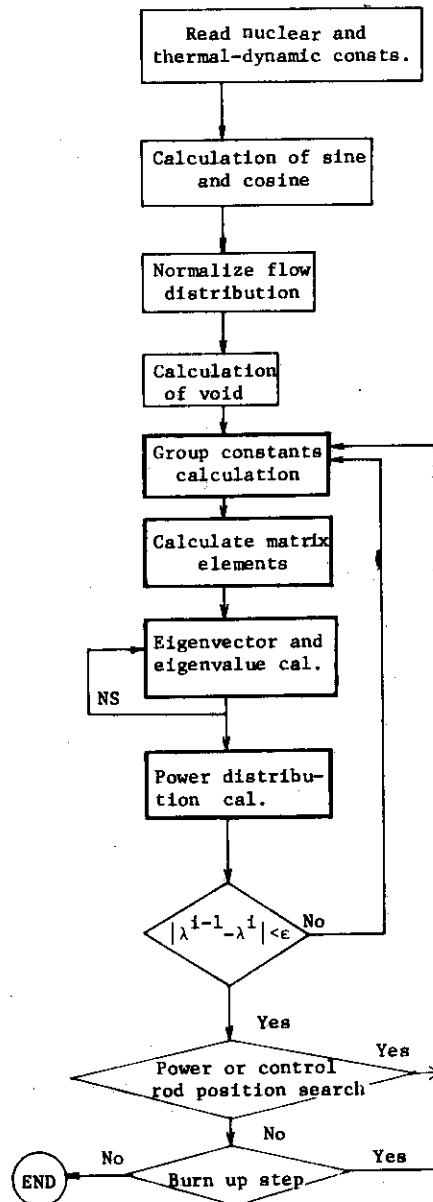


Fig. 2 Flow of VARIATION

と表わされる。これらの和が出力分布になるので、各領域の平均が1になるように基格化すればよい。

核定数が炉心のボイドによって、大きくかわるので、熱水力計算をおこなわねばならない。この点はFLAREと全く同じように取扱った。

炉心流量は炉出力の関数として与えられる。その流量配分は燃料体ごとの熱水力特性と燃料体出力との関数として表される係数から求められる。この流量配分に従う流量と燃料体出力とからクオリティが求められる。さらに、クオリティとボイド率を関数近似しておき、この関係からボイド分布を求める。このボイド率によって、各群定数をボイドの2次関係として求める。

出力分布は(2-11)式の固有ベクトルと固有値を2.3節計算手順に従って求め、中性子束分布、出力分布を計算する。この出力分布に従って、ボイド分布を求め、それに従って、群定数を求める。この手順を固有値、固有ベクトルが収束するまで繰返す。この手順をFig. 2に示す。この図で太線の部分がFLAREと全くことなる部分である。

## 2.6 計算例

計算コードの検算と計算時間の把握のために、単純な炉心のモデルと実際の炉心との出力分布、固有値、固有ベクトルの計算をおこなった。前者の例では炉心計算は反射体がある $4 \times 4$ 体炉心の出力分布、固有値の計算をおこなった。この結果をFig. 3に示す。x, y, z方向のモードを5ケまでとったときの出力分布を示す。固有値は1.316733である。参考のため、三次元コードADC<sup>12)</sup>で求めた固有値は1.3101で、よい一致をみた。

実用規模の例としてはJPDR-1炉心を採用した。核定数はすべて、ボイド、燃焼度依存(後述するFLORAと形式は同じ)で与えた。熱水力もFLORAと同じである。x, y, z軸のモードは5ケまでとった。従って、固有ベクトル $5 \times 5 \times 5 \times 2 = 250$ ケである。この計算結果をFig. 4に示す。この計算で、固有値は0.996969であった。ボイドの繰返し8回、その一つの繰返しに対し、固有ベクトルの繰返しが4回、総繰返しが32回で、固有値は前回との差が0.00047、固有ベクトルが0.00683であった。繰返し回数が少なく収束することが特徴である。

変分法による出力分布は炉心が単純な場合、例えば、中性子束が数個のsine, cosine関数で表わせる場合は少ない計算時間ですむ。BWRのように、炉定数が領域によって、大きくかわるときは、炉心構成が複雑で、モードの数も多くしなければならぬので計算時間がかかる。

JPDR-1炉心の計算のとき、1時間24分(CPU時間)でFLAREの計算のときの約50倍にもなる。その一つの解消の方法として、(2-11)式で、モード間の差が大きいとき、モード間の相関 $M_{jm}^R = N_{jm}^R = 0$ とすることによって、計算時間をみじかくすることであるが、プログラムの流れのステップ数が多いため、大巾に軽減できなかった。従って、Natural modeを用いた変分法による出力分布の計算は、計算時間を節約する観点からみる限りでは得点が少ない。

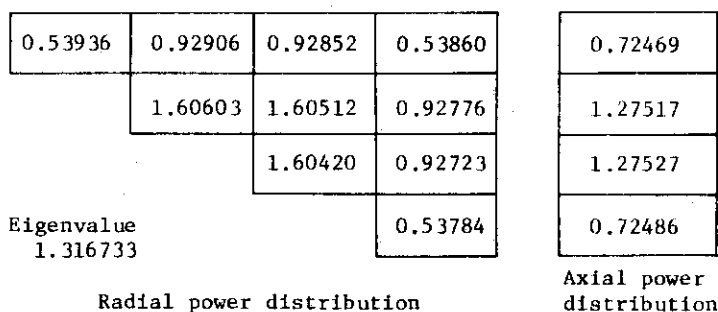
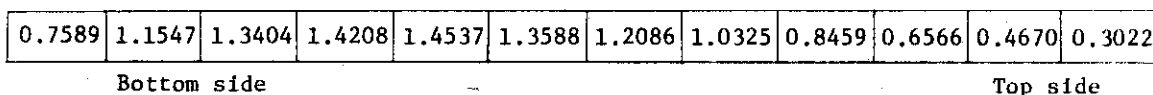


Fig. 3 Example of calculation by VARIATION



Axial power distribution

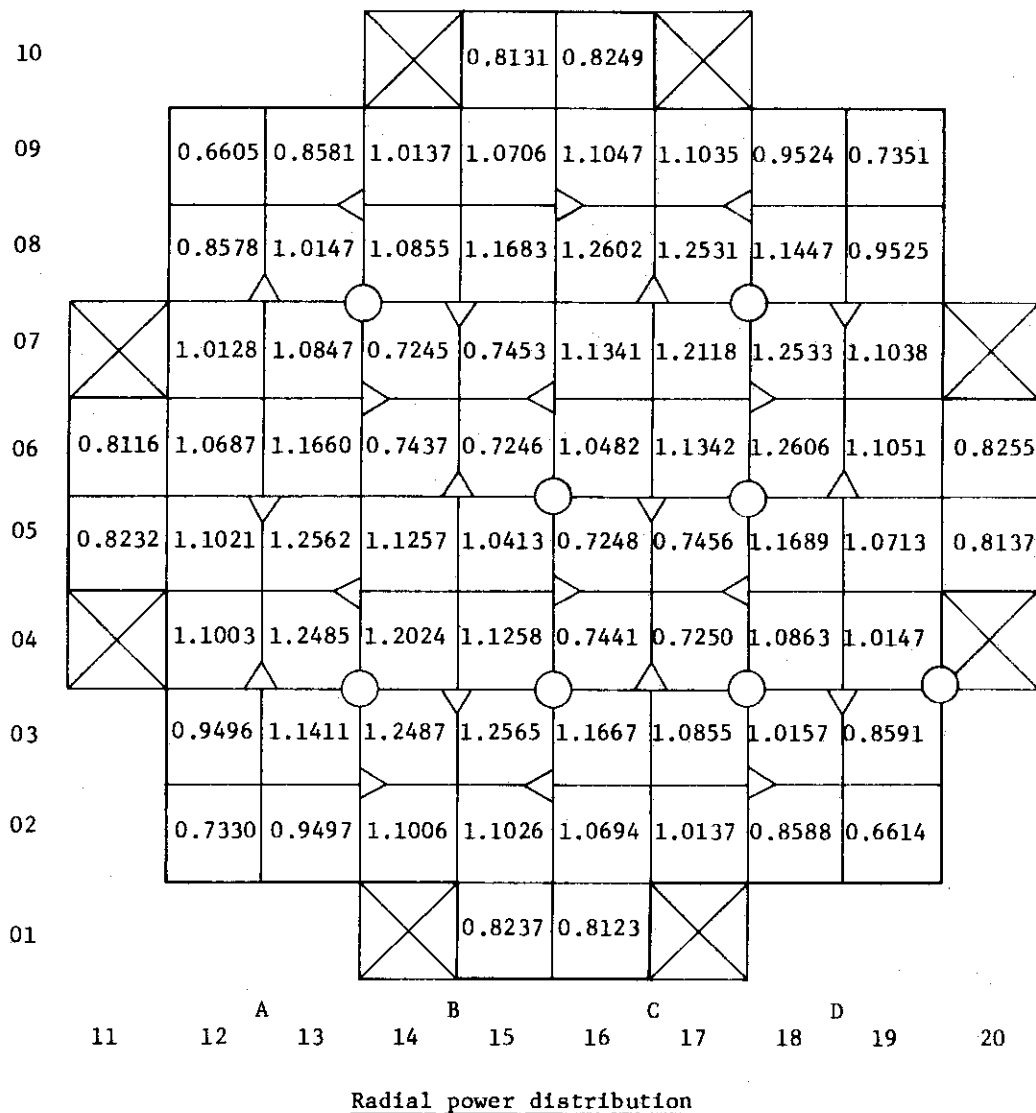


Fig. 4 Power distribution of JPDR-1 by VARIATION

### 3. 一群拡散方程式の関数近似法

ノードが大きくなると、ノード間の中性子がそれぞれ独立な振舞をする傾向になる。ノード内の中性子束はノードの固有の核定数で決定される要因が大きい。さらに、ノードが大きくなると、ノード内で中性子の分布が一様でなくなり、ある分布を持つため、拡散方程式を差分形にした場合、一つの値で代表することができなくなる。また、ノード間の中性子のやりとりがノードの中心の中性子束よりも、ノードの境界の値によって決定される。従って、ノードが大きくなると、出力分布の計算誤差が大きくなる。この他、炉心の核定数が一様でない場合は、中性子束の歪が大きくなり、誤差がさらに大きくなる。そこで、一群、二群の拡散方程式を Coarse mesh でとく方法や誤差を削減する方法について検討した。

一次元の一群拡散方程式は、(2-1)式で与えられるが、これを、次のような固有値問題として表わす。

$$-D \frac{d^2 \phi}{dx^2} + \Sigma_a \phi = \frac{1}{\lambda} \nu \Sigma_f \phi \quad (3-1)$$

$D$  : Diffusion constant,  $\Sigma_a$  : Absorption cross section

$\Sigma_f$  : Fission cross section,  $\lambda$  : Eigenvalue

Coarse mesh の中心点で、中性子束が支えられたとして、(3-1)式をとくと、その解は次のように表わされる。

$$\phi^i(x) = a^i \sin \lambda^i x + b^i \cos \lambda^i x \quad (3-2)$$

$i$  : ノードの番号を意味する。

$$\lambda^i = \sqrt{\frac{\nu \Sigma_f^i}{\lambda \Sigma_a^i} - 1} / M_i \quad (3-3)$$

$$M_i^2 = D^i / \Sigma_a^i$$

ここで、 $x=0$  はノードの境界点とする。中性子束、中性子流はノードの境界でも連続であるから、相接する二つのノードの中心の中性子束を用いて、 $a^i$ 、 $b^i$  を求めることができる。その結果は次のようになる。

$$-a^i = \frac{\frac{\phi^i}{\cos \lambda^i \ell} - \frac{\phi^{i+1}}{\cos \lambda^{i+1}}}{\frac{\tan \lambda^i \ell}{D^i \lambda^i} + \frac{\tan \lambda^{i+1}}{D^{i+1} \lambda^{i+1}}} \frac{1}{D^i \lambda^i} \quad (3-4)$$

$$b^i = \left( \frac{\phi^i}{\cos \lambda^i \ell} \frac{\tan \lambda^{i+1} \ell}{D^{i+1} \lambda^{i+1}} + \frac{\phi^{i+1}}{\cos \lambda^{i+1} \ell} \frac{\tan \lambda^i \ell}{D^i \lambda^i} \right) / \left( \frac{\tan \lambda^i \ell}{D^i \lambda^i} + \frac{\tan \lambda^{i+1} \ell}{D^{i+1} \lambda^{i+1}} \right)$$

$2\ell$  : ノードの長さ

(3-1)式をノードについて積分すると

$$-\int D \frac{d^2 \phi}{dx^2} dx + \int \Sigma_a \phi dx = \frac{1}{\lambda} \int \lambda \Sigma_f \phi dx \quad (3-5)$$

なり、 $-\int D \frac{d^2 \phi}{dx^2} dx$ はノード両端の中性子流となる。ノード  $i$  が  $i+1$  に接する点の中性子流は(3-2)式から次のように求められる。

$$J^{i \rightarrow i+1} = -a^i D^i \lambda^i \quad (3-6)$$

(3-4)、(3-6)式を(3-5)式に代入すると、ノードに対する次の中性子のバランスの方程式がえられる。

$$\phi^i = \frac{2}{h^2} \sum_j \frac{\phi^j / \cos \lambda^j \ell}{\frac{\tan \lambda^i \ell}{D^i \lambda^i \ell} + \frac{\tan \lambda^j \ell}{D^j \lambda^j \ell}} \left[ \bar{\Sigma}_a^i - \frac{\nu \bar{\Sigma}_f^i}{\lambda} + \frac{2}{h^2 \cos \lambda^i \ell} \sum_j \frac{1}{\frac{\tan \lambda^i \ell}{D^i \lambda^i \ell} + \frac{\tan \lambda^j \ell}{D^j \lambda^j \ell}} \right] \quad (3-7)$$

$$\bar{\Sigma}_a^i = \Sigma_a \frac{\int \phi^i(x) dx}{h \phi^i} \quad \nu \bar{\Sigma}_f^i = \nu \Sigma_f \frac{\int \phi^i(x) dx}{h \phi^i} \quad (3-8)$$

$h = 2\ell$  : ノードの長さ

ノードの境界点の中性子束は(3-2)と(3-4)式とから、次のように求められる。

$$\phi^{i+1/2} = \left( \frac{\phi^i}{\cos \lambda^i \ell} \frac{\tan \lambda^{i+1} \ell}{D^{i+1} \lambda^{i+1}} + \frac{\phi^{i+1}}{\cos \lambda^{i+1} \ell} \frac{\tan \lambda^i \ell}{D^i \lambda^i} \right) / \left( \frac{\tan \lambda^{i+1} \ell}{D^{i+1} \lambda^{i+1}} + \frac{\tan \lambda^i \ell}{D^i \lambda^i} \right) \quad (3-9)$$

また、 $i$  と  $i-1$  ノードの境界点の中性子束も(3-9)式と同形で求められる。これを  $\phi^{i-1/2}$  と表わすと、ノード  $i$  の平均中性子束は

$$\bar{\phi}^i = \frac{\phi^{i-1/2} + \phi^{i+1/2} + a \phi^i}{2 + a} \quad (3-10)$$

と近似できる。ここで  $a$  はノード  $i$  の中性子束に対する重みで、シンプソンの公式を用いる場合には 4.0 である。

(3-7)式はノードが反射体に接していない場合における中性子のバランスの方程式である。反射体への中性子流に対する境界条件を用いて、(3-7)式を表わせればよい。これについては後述する。

ノードの中の中性子束を(3-2)式のように表わすことにより、長いノードに適用した差

分式に拡散方程式を変形してといた解の誤差がどのように解消されたかについて調べてみる。  
 (3-7)式で  $l \rightarrow 0$  または  $\cos \lambda^i l \rightarrow 1, \frac{\tan \lambda^i l}{\lambda^i l} \rightarrow 1$  とすると, coarse mesh に対する中性子のバランスの方程式になる。従って, (3-7)式は一つの coarse mesh に対する中性子のバランス方程式の変形とみることができる。また, (3-3)式で  $\frac{1}{\lambda} \frac{\nu \Sigma_f^i}{\Sigma_a^i} > 1$  のときと,  $\frac{1}{\lambda} \frac{\nu \Sigma_f^i}{\Sigma_a^i} < 1$  のときによって (3-7)式の  $\tan \lambda^i l$  と  $\cos \lambda^i l$  とは次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\tan \lambda^i l}{\lambda^i l} &\rightarrow \frac{\tanh \lambda^i l}{\lambda^i l} & \frac{1}{\lambda} \frac{\nu \Sigma_f^i}{\Sigma_a^i} < 1 \\ \cos \lambda^i l &\rightarrow \cosh \lambda^i l \end{aligned} \quad (3-11)$$

これらの関数が  $\frac{1}{\lambda} \frac{\nu \Sigma_f^i}{\Sigma_a^i}$  によってどのように変化するかを Fig 5 にしめす。(3-7)式で,

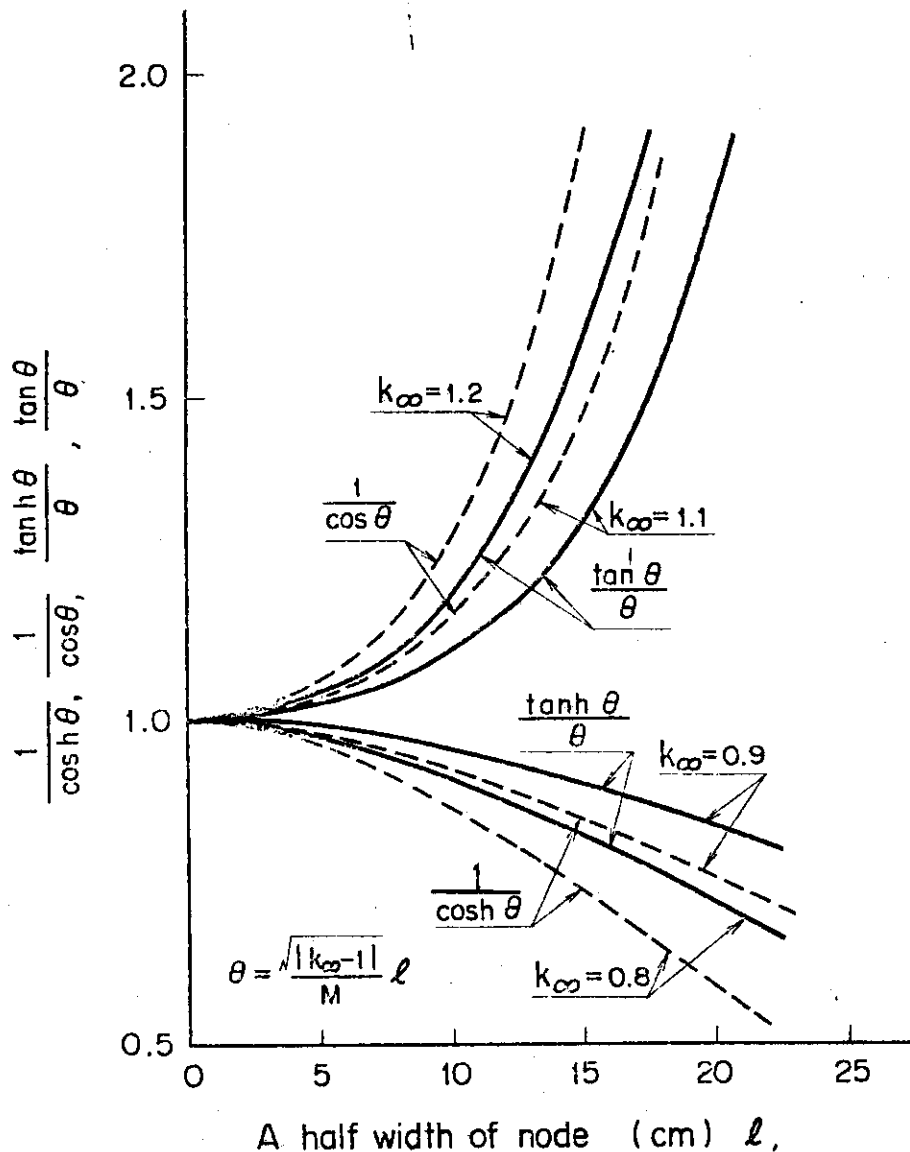


Fig. 5 Dependence of kernel

$\frac{1}{\lambda} \frac{\nu \Sigma_f^i}{\Sigma_a^i} > 1$  であるノードでは、ノード  $j$  から  $i$  に入射する中性子は  $1/\cos \lambda^i l$  の重みがかかっているため、中性子の増倍は助長される。逆の場合は減少する。このような効果は制御棒が入っているノードに顕著に現われる。今、これらのノードをそれぞれ臨界性ノードと未臨界性ノードと名づけると、制御棒が入っているノードは大部分が未臨界性ノードである。その近くのノードは臨界性ノードであるため、増倍を助長する効果があるので、未臨界性ノードの中性子は増加する傾向にある。また、未臨界性ノードに接する臨界性ノードは(3-7)式で  $\cos \lambda^i l$  が  $\cosh \lambda^i l$  となるため、輸送される中性子は少なくなり、中性子束は低くなる傾向になる。未臨界性ノードと臨界性ノードとが接していると(3-2)式によって、ノードの中性子束を関数近似することによって、なめらかになる傾向がある。試算によってもこの傾向が観察された(後述する計算例を参照)。この傾向を計算してみると Fig 5 から推定できるように、 $M^2 = 60 \text{ cm}^2$ ,  $k = 1.2$ ,  $\bar{h} = 5 \sim 20 \text{ cm}$  で  $1/\cos \theta$  および  $\tan \theta / \theta$  は  $1 \sim 1.2$  となり、大きいノード程、関数近似法の効果があらわれることがわかる。

二群拡散方程式を coarse mesh に対する階差方程式の変換は FLORA コード(後述する)でおこなっている。長ノードに対して、二群拡散方程式を使用しても(3-2)式のように中性子束を近似すれば求められ、ノードの中の中性子束を忠実に表現できる。さらに、二つのノードで中性子束が与えられたとすれば、二群の拡散方程式は完全にとける。より精度の高い数値解をえようとするならば、この方法がよいが、それらの境界条件から(3-2)式にあらわれるような未知数を求める方程式は8元1次連立方程式になり、解の形式が複雑になり、計算時間を軽減する意味からも得策でない。そこで、熱群、高速群がそれぞれ、近似的に

$$D_1 \nabla^2 \phi_1 / \phi_1 \simeq D_2 \nabla^2 \phi_2 / \phi_2 \simeq -B^2 \quad (3-12)$$

が成立するものとする、等価一群拡散方程式がえられる。熱群について等価一群拡散方程式を導いてみると、

$$-D_2 \frac{d^2 \phi_2}{dx^2} + A \phi_1 = \frac{A}{\lambda} (k_1 + p k_2) \phi_2 \quad (3-12)$$

$$A = \frac{D_2}{L^2 \tau B^2 + \tau + L^2 - \frac{1}{\lambda} k_1 L^2} \quad (3-13)$$

$$k_1 = \nu \Sigma_{f1} / \Sigma_1 \quad k_2 = \nu \Sigma_{f2} / \Sigma_{a2}$$

$$p = \Sigma_{12} / \Sigma_1$$

となる。高速群については(3-12)、(3-13)で、 $D_2$ を $D_1$ とすればよい。(3-12)式は(2-1)式と同形であるため、(2-2)のように、ノードの中の中性子束を表わすことができる。

熱群、高速群をそれぞれ(2-2)式のように表わし、この結果を用いて、二群拡散方程式の差分形式の中性子のバランスの方程式を導びくことができる(二群拡散方程式の coarse mesh に対する解参照、後述する)。

#### 4. Coarse mesh に対する二群拡散方程式の解法

第3章ではノードの中の中性子束を関数近似をして、中性子のバランスの方程式をみちびく方法を一群拡散方程式についてしめた。ここでは、coarse mesh に対する二群拡散方程式の解法 (coarse mesh 法) についてのべる。

##### 4.1 Coarse mesh に対する差分解法 (Coarse mesh 法)

二群拡散方程式は次のように表わせる。

$$\left. \begin{aligned} (-D_1 \nabla^2 + \Sigma_1) \phi_1 &= \nu \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu \Sigma_{f2} \phi_2 \\ (-D_2 \nabla^2 + \Sigma_2) \phi_2 &= \Sigma_{12} \phi_1 \end{aligned} \right\} \quad (4-1)$$

取扱いを簡単にするため一次元で取扱う。

今、一つのノード内では中心から境界への中性子束の変化は直線であると仮定する。

Fig 6 で境界面  $i + \frac{1}{2}$  の中性子流は

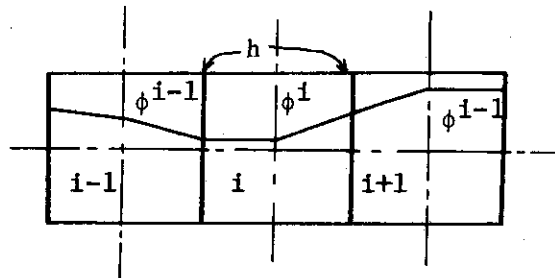


Fig. 6 ノードの中の中性子束

$$+ J^{i+\frac{1}{2}} = - \frac{\phi^{i+1} - \phi^{i+\frac{1}{2}}}{h/2} D^{i+1} \quad (4-2)$$

$$- J^{i+\frac{1}{2}} = - \frac{\phi^{i+\frac{1}{2}} - \phi^i}{h/2} \quad (4-3)$$

と近似できるから、中性子流の連続性から

$$\phi^{i+\frac{1}{2}} = \frac{\phi^{i+1} D^{i+1} + \phi^i D^i}{D^{i+1} + D^i} \quad (4-4)$$

が導びかれる。同様に、境界  $i - \frac{1}{2}$  の中性子束も

$$\phi^{i-\frac{1}{2}} = \frac{D^{i-1} \phi^{i-1} + D^i \phi^i}{D^{i-1} + D^i} \quad (4-5)$$

と求められる。一つのノードから、境界面を横切つて、拡散する中性子は



$$D^i \nabla^2 \phi^i = \frac{+J^{i-1/2} - -J^{i-1/2}}{h}$$

$$= \frac{2}{h^2} \left[ \frac{D^{i+1} D^i}{D^{i+1} + D^i} (\phi^{i+1} - \phi^i) + \frac{D^{i-1} D^i}{D^{i-1} + D^i} (\phi^{i-1} - \phi^i) \right] \quad (4-6)$$

と表わされる。(4-6)式を用いて(4-1)式をノード*i* について体積々分すると

$$-\alpha_1^{i+1} \phi_1^{i+1} - \alpha_1^{i-1} \phi_1^{i-1} + r_1^i \phi_1^i + \bar{\Sigma}_1^i \phi_1^i = \nu \bar{\Sigma}_{f1}^i \phi_1^i + \nu \bar{\Sigma}_{t2}^i \phi_2^i \quad (4-7)$$

$$-\alpha_2^{i+1} \phi_2^{i+1} - \alpha_2^{i-1} \phi_2^{i-1} + r_2^i \phi_2^i + \bar{\Sigma}_2^i \phi_2^i = \bar{\Sigma}_{12}^i \phi_1^i$$

$$\left. \begin{aligned} r_j^i &= \frac{2}{h^2} \left( \frac{D_j^{i+1} D_j^i}{D_j^{i+1} + D_j^i} + \frac{D_j^{i-1} D_j^i}{D_j^{i-1} + D_j^i} \right) \\ \alpha_j^i &= \frac{2}{h^2} \frac{D_j^{i+1} D_j^i}{D_j^{i+1} + D_j^i} \end{aligned} \right\} \quad (4-8)$$

が導びかれる。(4-7)式で、 $\phi_1^i, \phi_2^i$  についてとくと

$$\phi_1^i = \frac{1}{\bar{\Sigma}_1^i} \left[ \alpha_1^{i+1} \phi_1^{i+1} + \alpha_1^{i-1} \phi_1^{i-1} + \frac{k_2^i}{\lambda p^i y_2^i} (\alpha_2^{i+1} \phi_2^{i+1} + \alpha_2^{i-1} \phi_2^{i-1}) \right]$$

$$\quad / \left( 1 - \frac{k_2^i}{\lambda y_1^i y_2^i} \right) y_1^i \quad (4-9)$$

$$\phi_2^i = \frac{1}{\bar{\Sigma}_2^i} \left[ \alpha_2^{i+1} \phi_2^{i+1} + \alpha_2^{i-1} \phi_2^{i-1} + \frac{p^i}{y_1^i} (\alpha_1^{i+1} \phi_1^{i+1} + \alpha_1^{i-1} \phi_1^{i-1}) \right]$$

$$\quad / \left\{ \left( 1 - \frac{k_2^i}{\lambda y_1^i y_2^i} \right) y_2^i \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} k_1^i &= \nu \bar{\Sigma}_{f1}^i / \bar{\Sigma}_1^i & k_2^i &= p^i \nu \bar{\Sigma}_{f2}^i / \bar{\Sigma}_2^i \\ p &= \bar{\Sigma}_{12}^i / \bar{\Sigma}_1^i & y_1^i &= 1 + \frac{r_1^i}{\bar{\Sigma}_1^i} - k_1^i \\ y_2^i &= 1 + \frac{r_2^i}{\bar{\Sigma}_2^i} \end{aligned} \right\} \quad (4-10)$$

がえられる。固有値は中性子のバランスより、次のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} \text{発生} &= \sum_i \left\{ \nu \bar{\Sigma}_{f1}^i \phi_1^i + \nu \bar{\Sigma}_{f2}^i \phi_2^i \right\} \\ \text{吸収} &= \sum_i \left\{ \bar{\Sigma}_1^i \phi_1^i (1 - p^i) + \bar{\Sigma}_2^i \phi_2^i \right\} \\ \text{もれ} &= \sum_i \frac{2}{h^2} \left\{ D_1^i (1 - \beta_1^i) \phi_1^i + D_2^i (1 - \beta_2^i) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (4-11)$$

$$\lambda = \frac{\text{発生}}{\text{吸収+もれ}}$$

$$= \frac{\sum_i \{ \nu \Sigma_f^i \phi_i^i + \nu \Sigma_{f2}^i \phi_2^i \}}{\sum_i \{ \bar{\Sigma}_1^i \phi_1^i (1 - p^i) + \bar{\Sigma}_2^i \phi_2^i \} + \sum_i \frac{2}{h^2} \{ D_1^i (1 - \beta_1^i) + D_2^i (1 - \beta_2^i) \}} \quad (4-12)$$

$\beta_1^i, \beta_2^i$  : アルベド

#### 4.2 アルベド

反射体の体積は炉心に匹敵する大きさであるので、反射体中の中性子束を計算しないですむならば、計算時間を少なくできる。そのために、計算誤差が大きくなったり、境界条件が正確に与えられないようでは困る。そこで、反射体を節約した場合の境界条件をアルベドで与える問題を考える。

##### (1) アルベド計算(1)

反射体の境界で中性子束が与えられると、反射体の中性子束は、原子炉が無限大の平板炉心とすると、次のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \phi_1^r &= \phi_1^{i+1/2} e^{-K_1^r x} \\ \phi_2^r &= (\phi_2^{i+1/2} - \phi_1^{i+1/2} S_3) e^{-K_2^r x} + \phi_1^{i+1/2} S_3 e^{-K_1^r x} \end{aligned} \right\} \quad (4-13)$$

$$S_3 = \frac{D_1^r}{D_2^r \left\{ \left( \frac{K_2^r}{K_1^r} \right)^2 - 1 \right\}} \quad (4-14)$$

$K$  : 拡散距離の逆数

$r$  : 反射体を意味する

$x$  : 炉心境界面からの反射体中の位置

$i+1/2$  : 反射体と炉心の境界面

(4-13)式および  $i$  ノードの中性子束を用いて、中性子流の連続性から、次式が導びかれる。

$$\left. \begin{aligned} -D_1^i \frac{\phi_1^{i+1/2} - \phi_1^i}{h/2} &= D_1^r K_1^r \phi_1^{i+1/2} \\ -D_2^i \frac{\phi_2^{i+1/2} - \phi_2^i}{h/2} &= D_2^r \{ K_2^r (\phi_2^{i+1/2} - \phi_1^{i+1/2} S_3) + K_1^r \phi_1^{i+1/2} S_3 \} \end{aligned} \right\} \quad (4-15)$$

(4-15)から境界面の中性子束は

$$\left. \begin{aligned} \phi_1^{i+1/2} &= \frac{D_1^i}{D_1^i + D_1^i K_1^i h/2} \phi_1^i \\ \phi_2^{i+1/2} &= \frac{D_2^i}{D_2^i + D_2^i K_2^i h/2} \left[ 1 + \frac{\phi_1^i}{\phi_2^i} (K_2^i - K_1^i) \frac{h D_2^i}{2 D_1^i} S_3 \right. \\ &\quad \left. \frac{D_1^i}{D_1^i + D_1^i K_1^i h/2} \right] \phi_2^i \end{aligned} \right\} \quad (4-16)$$

と求められる。

中性子が炉心にあるノードから反射体へもれる量は

$$\left. \begin{aligned} J_1^{i+1/2} &= D_1^i (\phi_1^i - \phi_1^{i+1/2}) h^2/2 \\ &= D_1^i (1 - \phi_1^{i+1/2}/\phi_1^i) h^2/2 \phi_1^i \\ J_2^{i+1/2} &= D_2^i (1 - \phi_2^{i+1/2}/\phi_2^i) h^2/2 \phi_2^i \end{aligned} \right\} \quad (4-17)$$

と表わせるから、(4-16)式を(4-17)式に代入すると、アルベドがえられる。

$$\left. \begin{aligned} \beta_1^i &= \phi_1^{i+1/2}/\phi_1^i \\ \beta_2^i &= \phi_2^{i+1/2}/\phi_2^i \end{aligned} \right\} \quad (4-18)$$

(4-18)式からわかるように、アルベドはノードの中心と境界との中性子束の比で表わされる。

(4-9)式の  $r_1^i$ 、 $r_2^i$  は反射体に境界を接するノードについては

$$\begin{aligned} r_1^i &= \alpha_1^{i-1} + \frac{1}{\phi_1^i h} J_1^{i+1/2} \\ &= \alpha_1^{i-1} + \frac{2}{h^2} \left( 1 - \frac{\phi_1^{i+1/2}}{\phi_1^i} \right) D_1^i \end{aligned} \quad (4-19)$$

$$= \alpha_1^{i-1} + \frac{2}{h^2} (1 - \beta_1^i) D_1^i$$

$$r_2^i = \alpha_2^{i-1} + \frac{2}{h^2} (1 - \beta_2^i) D_2^i \quad (4-20)$$

と求められる。

(2) アルベド(2)

(4-15)式は反射体中の中性子束を表わしている。この式で、熱群は、境界で与えられる中性子束と、高速群が熱群に減速した中性子束からなる。またノードの熱群の中性子束の減速による熱中性子を入れていない。そこで、ノードの半分のノード(1/2ノードという)について、中性子のバランスの式を導びくと、炉心と反射体との境界点の中性子束を求めることができる。

炉心から反射体への中性子流は(4-15)式で与えられる。1/2ノードから、炉心内のノードへの中性子流は

$$-J_{1/2}^1 = -\frac{\phi_2^{1+1/2} - \phi_2^1}{h/4} D_2^1 \quad (4-21)$$

と表わされる。1/2ノードの熱群の中性子のバランスは

$$\frac{D_2^1 \{ K_2^r (\phi_2^{1+1/2} - \phi_1^{1+1/2} S_3) + K_1^r \phi_1^{1+1/2} S_3 \} + \frac{\phi_2^{1+1/2} - \phi_2^1}{h/2} D_2^1}{h/4} + \bar{\Sigma}_2 \phi_2^{1+1/2} = \bar{\Sigma}_{12} \phi_1^{1+1/2} \quad (4-22)$$

と求められる。(4-22)式から、炉心と反射体の境界の熱中性子束は

$$\phi_2^{1+1/2} = \frac{1 + \{ (K_2^r - K_1^r) S_3 D_2^r + \frac{h}{4} \bar{\Sigma}_{12} \} \frac{\phi_1^{1+1/2}}{\phi_2^1} \frac{h/2}{D_2^1}}{1 + (D_{2r}^1 K_2^r + \frac{h \bar{\Sigma}_2^1}{4}) \frac{h/2}{D_2^1}} \phi_2^1 \quad (4-23)$$

と求められる。(4-23)式は1/2ノードの中の熱中中性子の吸収と高速中中性子の減速を考えた式になっている。(4-23)式を(4-18)に代入すればアルベドが求められる。また、高速中中性子についても同じように求めることができる。その結果のみを記すと、次のようになる。

$$\phi_1^{1+1/2} = \frac{\phi_1^1}{1 + (D_{1r}^1 K_1^r + \frac{h \bar{\Sigma}_1^1}{4}) \frac{h/2}{D_1^1}} \quad (4-24)$$

以上で拡散方程式の差分形式に対するアルベドを求めたが、ノードの中の中性子束を(3-2)式のような関数で表わしたとき、アルベドがどのような形式であらわせるか興味深い。

ノードの中の中性子束を関数で表わした場合でも、アルベドの求め方は中性子束、中性子流の連続性を用いて求められる。(4-15)式の左辺の炉心側の中性子流を(3-6)式に置換して、(3-4)式の $a^1$ を代入すればアルベドが求められる。その結果のみを示すと次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \beta_1^1 &= \frac{\phi_1^{1+1/2}}{\phi_1^1} = \frac{1}{\cos \lambda_1^1 \ell} \frac{1}{1 + \frac{K_1^r D_1^r \tan \lambda_1^1 \ell}{\lambda_1^1 D_1^1}} \\ \beta_2^1 &= \frac{\phi_2^{1+1/2}}{\phi_2^1} = \left[ 1 + \frac{\phi_1^1 \cos \lambda_2^1 \ell}{\phi_2^1 \cos \lambda_1^1 \ell} \frac{\tan \lambda_2^1 \ell}{\lambda_2^1 D_2^1} \frac{S_3 (K_2^r - K_1^r) B_2^r}{1 + K_1^r D_1^r \frac{\tan \lambda_1^1 \ell}{\lambda_1^1 D_1^1}} \right] \frac{1 / \cos \lambda_2^1 \ell}{1 + \frac{K_2^r D_2^r \tan \lambda_2^1 \ell}{\lambda_2^1 D_2^1}} \end{aligned} \right\} (4-26)$$

(4-16)式で $\phi_1^i, \phi_2^i$ で、それぞれの両辺を割ればアルベドの式になるので、形式的には(4-26)式と同じである。ただ、(4-16)式で、 $\phi_1^i \rightarrow \phi_1^i / \cos \lambda_1^i \ell$ ,  $\phi_2^i \rightarrow \phi_2^i / \cos \lambda_2^i \ell$ ,  $D_1^i 2/h \rightarrow D_1^i \lambda_1^i / \tan \lambda_1^i \ell$ ,  $D_2^i 2/h \rightarrow D_2^i \lambda_2^i / \tan \lambda_2^i \ell$ とすれば(4-26)式がえられる。これから、ノードの中の中性子束を関数形式で表わしても、式の形式のみがかわっただけであることがわかる。

### 5. ダイアゴナルノード法

拡散方程式を差分近似でとく場合に、その格子点の取り方が、色々考えられる。通常、用いられている方法は、二次元座標で考えた場合、Fig 7の(1)に示される。これに対して、Fig 7の(2)に示される格子のとり方ができる。

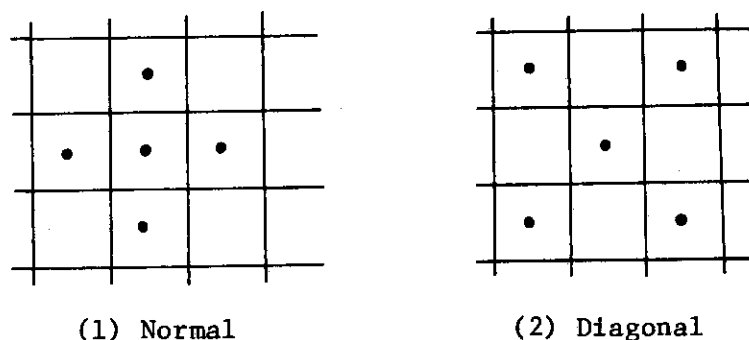


Fig. 7 Diagonal node

さらに、差分近似をしたための誤差を最小になるような重みで、(1)と(2)を組合せることができる。この方法を Diagonal node法と名づける。

Fig 7の(2)の格子点に対する差分解も、全く同様に(4-9)式と同じように表わされる。ただ、それらのノードの位置のみが異なるのみである。従って、プログラムも簡単にできる。例えば、(4-9)式で $r^i, \alpha^i$ に含まれる $h$ は、ダイアゴナルノード間の長さにかえ、 $D^{i-1}, D^{i+1}$ についてもダイアゴナルノードの拡散係数にかえればよい。さらに Fig 7の(1)および(2)の差分解の結合は、重みを $w$ とすると、次のように表わされる。

$$\phi_1^i = \frac{1}{\Sigma_1^i} \left[ \Sigma_n \alpha_1^{i+n} \phi_1^{i+n} + \frac{k_2^i}{\lambda p_1^i y_2^i} \Sigma_n \alpha_2^{i+n} \phi_2^{i+n} \right. \\ \left. + w \left\{ \Sigma_d \alpha_1^{i+d} \phi_1^{i+d} + \frac{k_2^i}{\lambda p_1^i y_2^i} \Sigma_d \alpha_2^{i+d} \phi_2^{i+d} \right\} / \left\{ \left( 1 - \frac{k_2^i}{\lambda z_1^i z_2^i} \right) z_1^i \right\} \right] \quad (5-1)$$

(4-16)式で $\phi_1^i, \phi_2^i$ で、それぞれの両辺を割ればアルベドの式になるので、形式的には(4-26)式と同じである。ただ、(4-16)式で、 $\phi_1^i \rightarrow \phi_1^i / \cos \lambda_1^i \ell$ ,  $\phi_2^i \rightarrow \phi_2^i / \cos \lambda_2^i \ell$ ,  $D_1^i 2/h \rightarrow D_1^i \lambda_1^i / \tan \lambda_1^i \ell$ ,  $D_2^i 2/h \rightarrow D_2^i \lambda_2^i / \tan \lambda_2^i \ell$ とすれば(4-26)式がえられる。これから、ノードの中の中性子束を関数形式で表わしても、式の形式のみがかわっただけであることがわかる。

### 5. ダイアゴナルノード法

拡散方程式を差分近似でとく場合に、その格子点の取り方が、色々考えられる。通常、用いられている方法は、二次元座標で考えた場合、Fig 7の(1)に示される。これに対して、Fig 7の(2)に示される格子のとり方ができる。

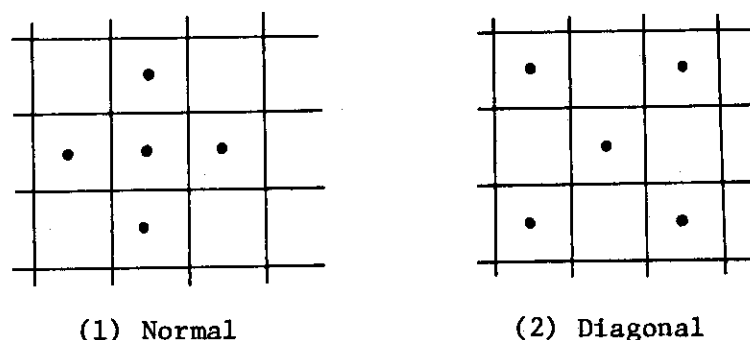


Fig. 7 Diagonal node

さらに、差分近似をしたための誤差を最小になるような重みで、(1)と(2)を組合せることができる。この方法を Diagonal node法と名づける。

Fig 7の(2)の格子点に対する差分解も、全く同様に(4-9)式と同じように表わされる。ただ、それらのノードの位置のみが異なるのみである。従って、プログラムも簡単にできる。例えば、(4-9)式で $r^i, \alpha^i$ に含まれる $h$ は、ダイアゴナルノード間の長さにかえ、 $D^{i-1}$ ,  $D^{i+1}$ についてもダイアゴナルノードの拡散係数にかえればよい。さらに Fig 7の(1)および(2)の差分解の結合は、重みを $w$ とすると、次のように表わされる。

$$\phi_1^i = \frac{1}{\Sigma_1^i} \left[ \Sigma_n \alpha_1^{i+n} \phi_1^{i+n} + \frac{k_2^i}{\lambda p_1^i y_2^i} \Sigma_n \alpha_2^{i+n} \phi_2^{i+n} \right. \\ \left. + w \left\{ \Sigma_d \alpha_1^{i+d} \phi_1^{i+d} + \frac{k_2^i}{\lambda p_1^i y_2^i} \Sigma_d \alpha_2^{i+d} \phi_2^{i+d} \right\} / \left\{ \left( 1 - \frac{k_2^i}{\lambda z_1^i z_2^i} \right) z_1^i \right\} \right] \quad (5-1)$$

$$\phi_2^i = \frac{1}{\Sigma_2^i} \left[ \Sigma_n^i \alpha_2^{i+n} \phi_2^{i+n} + \frac{p^i}{z_1^i} \Sigma \alpha_1^{i+n} \phi_1^{i+n} \right. \\ \left. + w \left\{ \Sigma_d^i \alpha_2^{i+d} \phi_2^{i+d} + \frac{w p^i}{z_1^i} \Sigma_d^i \alpha_1^{i+d} \phi_1^{i+d} \right\} \right] / \left\{ \left( 1 - \frac{k_2^i}{\lambda z_1^i z_2^i} \right) z_2^i \right\}$$

$$\hat{\Sigma}_1^i = \bar{\Sigma}_1^i (1+w) \quad \hat{\Sigma}_2^i = \bar{\Sigma}_2^i (1+w)$$

$$z_1^i = 1 + \frac{1}{\hat{\Sigma}_1^i} \left\{ \Sigma_n^i \alpha_1^{i+n} + w \Sigma_d^i \alpha_1^{i+d} \right\} - k_1^i$$

$$z_2^i = 1 + \frac{1}{\hat{\Sigma}_2^i} \left\{ \Sigma_n^i \alpha_2^{i+n} + w \Sigma_d^i \alpha_2^{i+d} \right\}$$

$\Sigma_n^i$  : Fig. 7 の(1)のノードについての和  
 $\Sigma_d^i$  : Fig. 7 の(2)のダイヤゴナル位置のノードについての和

重み  $w$  はノードの大きさ，核定数によって異なるので，経験的にきめるのも一つの方法である。核定数が炉内で均一な場合には容易に求められる。これについては附録Hに示す。

### 6. 二群拡散方程式の関数近似法

ノードの中性子束が与えられると，平板原子炉の場合に，二群であっても，何群であっても，拡散方程式をとくことによつて，解析的な解がえられる。このことについては前述したように，プログラムが複雑になり，計算時間を少なくする上から得策でない。その便法が，前述の第3節，第4節の方法である。ここではその便法をさらに進めた近似解法についてのべる。

高速中性子束の分布は熱中性子束の分布より，変化が少なく，局所的な核定数の影響が小さいので，二群拡散方程式のノードにおける解を次のように近似する。

$$\phi_1^i(x) = a^i \sin \lambda^i x + b^i \cos \lambda^i x \tag{6-1}$$

$$\phi_2^i = q^i (a^i \sin \lambda^i x + b^i \cos \lambda^i x) + c^i \sinh \mu^i x + d^i \cosh \mu^i x$$

サフィックス 1, 2 : 高速群，熱群を意味する。

$q^i$  : 結合係数

$\lambda^i, \mu^i$  : 二群の Buckling を表わす係数

中性子束，中性子流の連続性から， $a^i, b^i, c^i, d^i$  が二つのノードの中性子束によつて表わすことができる。

高速については，(3-2)式の係数の(3-4)と同様に求められるので，ここでは熱中性子束のみについて記す。

炉心にあるノード  $i$  と  $i+1$  の接点における熱中性子束は，中性子束および中性子流の連続

$$\phi_2^i = \frac{1}{\Sigma_2^i} \left[ \Sigma_n^i \alpha_2^{i+n} \phi_2^{i+n} + \frac{p^i}{z_1^i} \Sigma \alpha_1^{i+n} \phi_1^{i+n} \right. \\ \left. + w \left\{ \Sigma_d^i \alpha_2^{i+d} \phi_2^{i+d} + \frac{w p^i}{z_1^i} \Sigma_d^i \alpha_1^{i+d} \phi_1^{i+d} \right\} \right] / \left\{ \left( 1 - \frac{k_2^i}{\lambda z_1^i z_2^i} \right) z_2^i \right\}$$

$$\hat{\Sigma}_1^i = \bar{\Sigma}_1^i (1+w) \quad \hat{\Sigma}_2^i = \bar{\Sigma}_2^i (1+w)$$

$$z_1^i = 1 + \frac{1}{\hat{\Sigma}_1^i} \left\{ \Sigma_n^i \alpha_1^{i+n} + w \Sigma_d^i \alpha_1^{i+d} \right\} - k_1^i$$

$$z_2^i = 1 + \frac{1}{\hat{\Sigma}_2^i} \left\{ \Sigma_n^i \alpha_2^{i+n} + w \Sigma_d^i \alpha_2^{i+d} \right\}$$

$\Sigma_n$  : Fig. 7 の(1)のノードについての和

$\Sigma_d$  : Fig. 7 の(2)のダイアゴナル位置のノードについての和

重み  $w$  はノードの大きさ，核定数によって異なるので，経験的にきめるのも一つの方法である。核定数が炉内で均一な場合には容易に求められる。これについては附録Hに示す。

### 6. 二群拡散方程式の関数近似法

ノードの中性子束が与えられると，平板原子炉の場合に，二群であっても，何群であっても，拡散方程式をとくことによつて，解析的な解がえられる。このことについては前述したように，プログラムが複雑になり，計算時間を少なくする上から得策でない。その便法が，前述の第3節，第4節の方法である。ここではその便法をさらに進めた近似解法についてのべる。

高速中性子束の分布は熱中性子束の分布より，変化が少なく，局所的な核定数の影響が小さいので，二群拡散方程式のノードにおける解を次のように近似する。

$$\phi_1^i(x) = a^i \sin \lambda^i x + b^i \cos \lambda^i x \tag{6-1}$$

$$\phi_2^i = q^i (a^i \sin \lambda^i x + b^i \cos \lambda^i x) + c^i \sinh \mu^i x + d^i \cosh \mu^i x$$

サフィックス 1, 2 : 高速群，熱群を意味する。

$q^i$  : 結合係数

$\lambda^i, \mu^i$  : 二群の Buckling を表わす係数

中性子束，中性子流の連続性から， $a^i, b^i, c^i, d^i$  が二つのノードの中性子束によつて表わすことができる。

高速については，(3-2)式の係数の(3-4)と同様に求められるので，ここでは熱中性子束のみについて記す。

炉心にあるノード  $i$  と  $i+1$  の接点における熱中性子束は，中性子束および中性子流の連続



性から

$$\phi_2^{i+1/2} = \frac{\frac{\tanh \mu^{i+1} \ell}{\mu^{i+1} D_2^{i+1}} \left[ \frac{\phi_2^{i+1} - \phi_1^{i+1} q^{i+1}}{\cosh \mu^{i+1} \ell} + b^{i+1} q^{i+1} - \frac{a^{i+1} \lambda^{i+1} q^{i+1}}{\mu^{i+1}} \tanh \mu^{i+1} \ell \right]}{\frac{\tanh \mu^i \ell}{\mu^i D_2^i} + \frac{\tanh \mu^{i+1} \ell}{\mu^{i+1} D_2^{i+1}}} + \frac{\tan \mu^i \ell}{\mu^i D_2^i} \left[ \frac{\phi_2^i - \phi_1^i q^i}{\cosh \mu^i \ell} + b^i q^i - \frac{a^i \lambda^i q^i}{\mu^i} \tanh \mu^i \ell \right] \quad (6-2)$$

$$b^i = b^{i+1} = \frac{\frac{\phi_1^i}{\cos \lambda^i \ell} \frac{\tan \lambda^{i+1} \ell}{\lambda^{i+1} D_1^{i+1}} + \frac{\phi_1^{i+1}}{\cos \lambda^{i+1} \ell} \frac{\tan \lambda^i \ell}{\lambda^i D_1^i}}{\frac{\tan \lambda^i \ell}{\lambda^i D_1^i} + \frac{\tan \lambda^{i+1} \ell}{\lambda^{i+1} D_1^{i+1}}} \quad (6-3)$$

$$a^i = \frac{\delta^i}{\lambda^i D_1^i} \quad a^{i+1} = \frac{\delta^{i+1}}{\lambda^{i+1} D_1^{i+1}}$$

$$\delta^i = \delta^{i+1} = \frac{\frac{\phi_1^{i+1}}{\cos \lambda^{i+1} \ell} - \frac{\phi_1^i}{\cos \lambda^i \ell}}{\frac{\tan \lambda^i \ell}{\lambda^i D_1^i} + \frac{\tan \lambda^{i+1} \ell}{\lambda^{i+1} D_1^{i+1}}} \quad (6-4)$$

と求められる。

また、反射体と炉心とが接する境界の中性子束は反射体の中性を(4-13)式のように表わすと、(4-16)式を導びいたと同様な方法で次のように求められる。

$$\phi_2^{i+1/2} = \frac{1}{1 + K_2^r D_2^r} \frac{\frac{\phi_2^i - \phi_1^i q^i}{\cosh \mu^i \ell} + \phi_1^i q^i + \{ \phi_1^i S_3 (K_2^r - K_1^r) D_2^r - a^i \lambda^i q^i D_2^i \} \frac{\tanh \mu^i \ell}{\mu^i D_2^i}}{\frac{\tanh \mu^{i+1} \ell}{\mu^{i+1} D_2^{i+1}} + \frac{\tanh \mu^i \ell}{\mu^i D_2^i}} \quad (6-5)$$

iノードから i+1ノードへの熱中性子の流れは

$$J^{i \rightarrow i+1} = \frac{\frac{a^{i+1} \lambda^{i+1} q^{i+1} \tanh \mu^{i+1} \ell}{\mu^{i+1}} + \frac{\phi_2^{i+1} - q^{i+1} \phi_1^{i+1}}{\cosh \mu^{i+1} \ell} + b^{i+1} q^{i+1}}{\frac{\tanh \mu^i \ell}{\mu^i D_2^i} + \frac{\tanh \mu^{i+1} \ell}{\mu^{i+1} D_2^{i+1}}} + \frac{a^i \lambda^i q^i \tanh \mu^i \ell}{\mu^i} - b^i q^i - \frac{\phi_2^i - q^i \phi_1^i}{\cosh \mu^i \ell} \quad (6-6)$$

と導びかれる。反射体に接するノードから反射体へのもれは(4-17)式を導びたときと同様な考え方で

$$J^{i \rightarrow i+1} = \frac{\phi_2^i K_2^i D_2^i}{1 + \frac{K_2^i D_2^i \tan \mu^i \ell}{\mu^i D_2^i}} \frac{\alpha^i}{\phi_2^i} \left[ 1 - \frac{\phi_1^{i+1/2}}{\phi_2^i} \frac{K_2^i - K_1^i}{K_2^i \alpha^i} \phi_2^i \right] \quad (6-7)$$

$$\alpha^i = \frac{D_1^i K_1^i p^i \tanh \mu^i \ell}{D_1^i \mu^i} \phi_1^{i+1/2} + \phi_1^{i+1/2} q^i + \frac{\phi_2^i - \phi_1^i q^i}{\cosh \mu^i \ell} \quad (6-8)$$

と求められる。

(6-5), (6-6)式で,  $\mu^i D^i$  と  $\mu^{i+1} D^{i+1}$  は非常に近い値である時は

$$\begin{aligned} & \frac{a^{i+1} \lambda^{i+1} q^{i+1} \tanh \mu^{i+1} \ell}{\mu^{i+1}} + \frac{a^i \lambda^i q^i \tanh \mu^i \ell}{\mu^i} \\ & \frac{\tanh \mu^{i+1} \ell}{\mu^{i+1} D_2^{i+1}} \quad \frac{\tanh \mu^i \ell}{\mu^i D_2^i} \\ & = \frac{\lambda^{i+1} q^{i+1} \tanh \mu^{i+1} \ell}{\mu^{i+1} \lambda^{i+1} D_1^{i+1}} + \frac{\lambda^i q^i \tanh \mu^i \ell}{\mu^i \lambda^i D_1^i} \frac{\phi_1^{i+1}}{\cos \lambda^{i+1} \ell} - \frac{\phi_1^i}{\cos \lambda^i \ell} \\ & \frac{\tanh \mu^{i+1} \ell}{\mu^{i+1} D_2^{i+1}} + \frac{\tanh \mu^i \ell}{\mu^i D_2^i} \frac{\tan \lambda^i \ell}{\lambda^i D_1^i} + \frac{\tan \lambda^{i+1} \ell}{\lambda^{i+1} D_1^{i+1}} \\ & \approx \sqrt{\frac{\lambda^{i+1} \lambda^i q^{i+1} q^i D_2^{i+1} D_2^i}{\mu^{i+1} \mu^i D_1^{i+1} D_1^i}} \frac{\phi_1^{i+1}}{\cos \lambda^{i+1} \ell} - \frac{\phi_1^i}{\cos \lambda^i \ell} \\ & \frac{\tan \lambda^i \ell}{\lambda^i D_1^i} + \frac{\tan \lambda^{i+1} \ell}{\lambda^{i+1} D_1^{i+1}} \end{aligned} \quad (6-9)$$

と近似できるので, 取扱いが多少簡便になる。

### 7. 修正一群拡散方程式の解法

二群拡散方程式をとりて、高速群の中性子束を観察すると、熱群に比べて、変化がゆるやかである。熱群の中性子束は物性値の影響が大きい。この効果をできるだけ考えて、修正一群方程式を導びくことができなかが一つの鍵になる。軽水炉のように、燃料集合体ごとに出力分布を求める場合は、計算時間を少なくする上からも、ノードを大きくとり、炉心全体での数を少なくする方法が得策である。ノードを大きくとると、ノードの中心での熱中性子束は、 $\phi_1^i \Sigma_{12}^i / \Sigma_2^i$  と近似できる。さらに、ノードの中の中性子束は  $a^i + b^i \tanh \mu^i x$  と近似できる。すなわち、熱中性子に対して次の仮定をする。

- (1) ノードの中心の熱中性子束を  $\phi_1^i \Sigma_{12}^i / \Sigma_2^i$  と近似する。
- (2) ノードの中の中性子束の分布を  $a^i + b^i \tanh \mu^i x$  と近似する。

この二つの条件のもとに、ノードとノードの熱中性子束を、中性子束と中性子流の連続の条件から求めることができる。その結果は

$$\phi_2^{i+1/2} = \frac{\phi_2^{i+1} \frac{\mu^{i+1} D_2^{i+1}}{\tanh \mu^{i+1} l} + \phi_2^i \frac{\mu^i D_2^i}{\tanh \mu^i l}}{\frac{\mu^i D_2^i}{\tanh \mu^i l} + \frac{\mu^{i+1} D_2^{i+1}}{\tanh \mu^{i+1} l}} \quad (7-1)$$

とえられる。従って、iノードの中性子束による核分裂は(3-10)式を用いて、

$$\frac{\nu \Sigma_{f2}^i \int \phi_2^i dx}{\int dx} = \frac{\nu \Sigma_{f2}^i}{\Sigma_2^i} \frac{\Sigma_{12}^i}{\Sigma_1^i} \Sigma_1^i \phi_1^i A_v^i \quad (7-3)$$

$$= \Sigma_1^i k_2^i \rho^i \phi_1^i A_v^i \quad (7-4)$$

$$A_v^i = \frac{1}{N+a} \left[ a + \sum_j \frac{\frac{\mu^i D_2^i}{\tanh \mu^i l} + \frac{\phi_2^{i+1}}{\phi_2^i} \frac{\mu^{i+1} D_2^{i+1}}{\tanh \mu^{i+1} l}}{\frac{\mu^i D_2^i}{\tanh \mu^i l} + \frac{\mu^{i+1} D_2^{i+1}}{\tanh \mu^{i+1} l}} \right] \quad (7-5)$$

となる。(7-4)を用いて、高速群の中性子に対する修正一群拡散方程式が導びかれる。これを差分形式か、または関数近似の解によつて、ことなるが、ノードの中の中性子束を(3-2)式のように近似すると、高速群の中性子に対するバランスの方程式は(3-7)式のように導びかれる。ただし、(3-7)式の  $\bar{\Sigma}_2^i, D_2^i, \nu \bar{\Sigma}_f^i$  を次のように変更する。

- (i)  $D^i$  : 高速群の拡散係数とする ( $D_1^i$ )
- (ii)  $\bar{\Sigma}_2^i$  : 高速群の断面積とする ( $\bar{\Sigma}_1^i$ )
- (iii) (7-4)式を用いて  $\nu \bar{\Sigma}_f^i$  を、次のように変更する。

$$\left. \begin{aligned}
 & \frac{\nu \Sigma_{f1}^1 \int \phi_1^1(x) dx + \nu \Sigma_{f2}^1 \int \phi_2^1(x) dx}{\phi_1^1 \int dx} \\
 & = \nu \Sigma_{f1}^1 \frac{\bar{\phi}_1^1}{\phi_1^1} + \Sigma_1 k_2^1 p^1 A_V^1 \\
 & = \Sigma_1 \left( k_1^1 \frac{\bar{\phi}_1^1}{\phi_1^1} + k_2^1 p^1 A_V^1 \right)
 \end{aligned} \right\} \quad (7-7)$$

ノードが反射体と接するとき、熱中性子束は反射体中の中性子束を(4-15)式のように表わすと

$$\phi_2^{1+1/2} = \left[ 1 + \frac{\Sigma_2^1}{\Sigma_{12}^1} (K_2^1 - K_1^1) D_2^1 S_3 \frac{\tan \lambda_2^1 \ell}{\lambda_2^1 D_2^1} \frac{1}{1 + K_1^1 D_1^1 \frac{\tan \lambda_1^1 \ell}{\lambda_1^1 D_1^1}} \right] \phi_2^1 \quad (7-8)$$

と導びかれる(方法は、中性子流、中性子束の連続性を仮定すれば容易に求められる)。高速中性子束のアルベドは(4-26)と全く同じである。

## 8. 三次元拡散方程式の解法

三次元核熱水力計算をし、軽水炉の出力分布を求めるプログラムは三次元拡散方程式をできるだけ簡便な方法でとく必要がある。次に、その解法についてのべる。

### 8.1 修正一群拡散方程式の関数近似解による二群拡散方程式の関数近似法

ノードの中の中性子束は修正一群方程式をとくとき、中性子のバランス方程式がえられた。同じような考えで、二群拡散方程式の近似解がえられないかどうかを第6節で検討した。その際、(6-2)式でわかるように、熱群の中性子束は高速群と熱群の核定数の関数になり、プログラムが複雑になるので、もう少し、簡便な解法を探索した。

修正一群理論によつて、炉内の中性子束や出力分布は問題によつては、相当な精度で求められることが実例(後述する)からわかったので、ノードの中の熱群および高速群の中性子束を(3-7)式のように表わす。すなわち、

$$\begin{aligned}
 \phi_1^1 &= a_1^1 \sin \lambda_1^1 x + b_1^1 \cos \lambda_1^1 x \\
 \phi_2^1 &= a_2^1 \sin \lambda_2^1 x + a_2^1 \cos \lambda_2^1 x
 \end{aligned} \quad (8-1)$$

ノードの中央で、中性子束が与えられると、(8-1)式の関数は(3-4)式と同様に求められる。

$$\left. \begin{aligned}
 & \frac{\nu \Sigma_{f1}^i \int \phi_1^i(x) dx + \nu \Sigma_{f2}^i \int \phi_2^i(x) dx}{\phi_1^i \int dx} \\
 & = \nu \Sigma_{f1}^i \frac{\bar{\phi}_1^i}{\phi_1^i} + \Sigma_1 k_2^i p^i \Lambda_v^i \\
 & = \Sigma_1 \left( k_1^i \frac{\bar{\phi}_1^i}{\phi_1^i} + k_2^i p^i \Lambda_v^i \right)
 \end{aligned} \right\} \quad (7-7)$$

ノードが反射体と接するとき、熱中性子束は反射体中の中性子束を(4-15)式のように表わすと

$$\phi_2^{i+1/2} = \left[ 1 + \frac{\Sigma_2^i}{\Sigma_{12}^i} (K_2^i - K_1^i) D_2^i S_3 \frac{\tan \lambda_2^i \ell}{\lambda_2^i D_2^i} \frac{1}{1 + K_1^i D_1^i \frac{\tan \lambda_1^i \ell}{\lambda_1^i D_1^i}} \right] \phi_2^i \quad (7-8)$$

と導びかれる(方法は、中性子流、中性子束の連続性を仮定すれば容易に求められる)。高速中性子束のアルベドは(4-26)と全く同じである。

## 8. 三次元拡散方程式の解法

三次元核熱水力計算をし、軽水炉の出力分布を求めるプログラムは三次元拡散方程式をできるだけ簡便な方法でとく必要がある。次に、その解法についてのべる。

### 8.1 修正一群拡散方程式の関数近似解による二群拡散方程式の関数近似法

ノードの中の中性子束は修正一群方程式をとくとき、中性子のバランス方程式がえられた。同じような考えで、二群拡散方程式の近似解がえられないかどうかを第6節で検討した。その際、(6-2)式でわかるように、熱群の中性子束は高速群と熱群の核定数の関数になり、プログラムが複雑になるので、もう少し、簡便な解法を探索した。

修正一群理論によつて、炉内の中性子束や出力分布は問題によつては、相当な精度で求められることが実例(後述する)からわかったので、ノードの中の熱群および高速群の中性子束を(3-7)式のように表わす。すなわち、

$$\begin{aligned}
 \phi_1^i &= a_1^i \sin \lambda_1^i x + b_1^i \cos \lambda_1^i x \\
 \phi_2^i &= a_2^i \sin \lambda_2^i x + a_2^i \cos \lambda_2^i x
 \end{aligned} \quad (8-1)$$

ノードの中央で、中性子束が与えられると、(8-1)式の関数は(3-4)式と同様に求められる。

$$\left. \begin{aligned}
 -a_j^i &= \frac{\frac{\phi_j^i}{\cos \lambda_j^i l} - \frac{\phi_j^{i+1}}{\cos \lambda_j^{i+1} l}}{\frac{\tan \lambda_j^i l}{D_j^i \lambda_j^i} + \frac{\tan \lambda_j^{i+1} l}{D_j^{i+1} \lambda_j^{i+1}}} \frac{1}{D_j^i \lambda_j^i} \\
 b_j^i &= \left( \frac{\phi_j^i}{\cos \lambda_j^i l} \frac{\tan \lambda_j^{i+1} l}{D_j^{i+1} \lambda_j^{i+1}} + \frac{\phi_j^{i+1}}{\cos \lambda_j^{i+1} l} \frac{\tan \lambda_j^i l}{D_j^i \lambda_j^i} \right) / \\
 &\quad \left( \frac{\tan \lambda_j^i l}{D_j^i \lambda_j^i} + \frac{\tan \lambda_j^{i+1} l}{D_j^{i+1} \lambda_j^{i+1}} \right)
 \end{aligned} \right\} \quad (8-2)$$

$j = 1$  高速群,  $= 2$  熱群を意味する。

(8-2)式を(8-1)に代入して, その結果を二群拡散方程式(4-1)に代入して, 体積々分するとノードの中性子のバランスの方程式がえられる。その結果は(4-9)式と同様な形で表わせるが, ただし,  $\alpha_j^i, r_j^i$  のみは次のように変更する。

$$\alpha_j^{i+1} \rightarrow \frac{1}{h} \frac{1}{\frac{\tan \lambda_j^i l}{D_j^i \lambda_j^i l} + \frac{\tan \lambda_j^{i+1} l}{D_j^{i+1} \lambda_j^{i+1} l}} \quad (8-3)$$

$$r_j^i \rightarrow \frac{1}{h} \left[ \frac{1}{\frac{\tan \lambda_j^i l}{D_j^i \lambda_j^i l} + \frac{\tan \lambda_j^{i+1} l}{D_j^{i+1} \lambda_j^{i+1} l}} + \frac{1}{\frac{\tan \lambda_j^i l}{D_j^i \lambda_j^i l} + \frac{\tan \lambda_j^{i-1} l}{D_j^{i-1} \lambda_j^{i-1} l}} \right]$$

これは(4-8)式で  $\frac{h/2}{D_j} \rightarrow \frac{\tan \lambda_j^i l}{D_j^i \lambda_j^i}$  と変更したことになる。このことは前者が

Diffusion kernel とするならば, 後者はその変形と考えることができる。

### 8.2 関数近似法の三次元拡散方程式への拡張

一次元の拡散方程式を関数近似でとく方法を三次元拡散方程式の解法に拡張する。ノードが小さいとき, 差分法は一次元の場合を三次元に単純に拡張できる。関数近似法も同様に拡張できる。ノードが長くなるとノードの中で中性子束の歪みが大きくなるので, その効果を考え, 中性子のバランスの方程式を導びかねばならない。

三次元拡散方程式は(3-1)式と同様に

$$- \left( \frac{d}{dx} D \frac{d}{dx} + \frac{d}{dy} D \frac{d}{dy} + \frac{d}{dz} D \frac{d}{dz} \right) \phi + \Sigma_a \phi = \frac{1}{\lambda} \nu \Sigma_f \phi \quad (8-3)$$

と表わされる。

核定数はノードの中で一様であると仮定しているので, 変数分離が可能である。それを

$$\phi = {}_1\phi \quad {}_2\phi \quad {}_3\phi \quad (8-4)$$

${}_1\phi, {}_2\phi, {}_3\phi$  は  $x, y, z$  軸方向の中性子束を表わす。  
と表わす。(8-3)式をノードごとに体積々分すると、ノードの中性子のバランス方程式が導  
びかれる。それは次のように表わされる。

$$\left( \nu \frac{{}_2\bar{\phi}}{\phi^1} \frac{{}_3\bar{\phi}}{\phi^1} D \frac{d_1\phi}{dx} \right) \Big|_{x=-l_1}^{x=l_1} + \left( \nu \frac{{}_1\bar{\phi}}{\phi^1} \frac{{}_3\bar{\phi}}{\phi^1} D \frac{d_2\phi}{dy} \right) \Big|_{y=-l_2}^{y=l_2} + \left( \nu \frac{{}_1\bar{\phi}}{\phi^1} \frac{{}_2\bar{\phi}}{\phi^1} D \frac{d_3\phi}{dz} \right) \Big|_{z=-l_3}^{z=l_3} + A \frac{{}_1\bar{\phi}}{\phi^1} \frac{{}_1\bar{\phi}}{\phi^1} \frac{{}_3\bar{\phi}}{\phi^1} \phi^1 - \frac{1}{\lambda} E \frac{{}_1\bar{\phi}}{\phi^1} \frac{{}_2\bar{\phi}}{\phi^1} \frac{{}_3\bar{\phi}}{\phi^1} \phi^1 \quad (8-5)$$

ここで  $\bar{\phi} = \frac{1}{2l_m} \int_{-l_m}^{l_m} \phi dz$  は  $z$  軸方向の平均中子束、 $\phi^1$  は  $z=0$  の中子束、 $l_m$  は  $m$  軸方向のノードの半長である。  
 $\phi^1$  :  $z=0$  ノードの中心の中性子束  
ここで  ${}_1\bar{\phi}, {}_2\bar{\phi}, {}_3\bar{\phi}$  は  ${}_1\phi, {}_2\phi, {}_3\phi$  のノードでの平均を意味する。

(8-5)式で、 $D \frac{d_1\phi}{dx} \Big|_{x=-l_1}^{x=l_1}$  は関数近似法を使用すれば(3-6)と同様な形で表わされ  
るので、次のように導びかれる。

$$D \frac{d_1\phi}{dx} \Big|_{x=-l_1}^{x=l_1} = \frac{\cos \lambda_1^{i+1} l_1}{\tan \lambda_1^{i+1} l_1} \phi^1 + \frac{\cos \lambda_1^{i-1} l_1}{\tan \lambda_1^{i-1} l_1} \phi^1 \quad (8-7)$$

ここで  ${}_1\phi^{i-1}, {}_1\phi^i, {}_1\phi^{i+1}$  は  $x$  軸方向の  $i-1, i, i+1$  ノードの中心の中性子束を表わす。  
さらに、式の取扱いを簡便にするため、

$$\left. \begin{aligned} \frac{{}_1\bar{\phi}}{\phi^1} \frac{{}_2\bar{\phi}}{\phi^1} &= A_{12}, & \frac{{}_2\bar{\phi}}{\phi^1} \frac{{}_3\bar{\phi}}{\phi^1} &= A_{23} \\ \frac{{}_1\bar{\phi}}{\phi^1} \frac{{}_3\bar{\phi}}{\phi^1} &= A_{31}, & \frac{{}_1\bar{\phi}}{\phi^1} \frac{{}_2\bar{\phi}}{\phi^1} \frac{{}_3\bar{\phi}}{\phi^1} &= A_{123} \\ \Sigma_a A_{123} &= \bar{\Sigma}_a, & \nu \Sigma_f A_{123} &= \nu \bar{\Sigma}_f \end{aligned} \right\} \quad (8-8)$$

と表わす。また、 ${}_1\phi^i, {}_2\phi^i, {}_3\phi^i$  はそれぞれ  $x, y, z$  方向のノードの中心の中性子束を表わして  
いるので  ${}_1\phi^i = {}_2\phi^i = {}_3\phi^i$  である。三次元の拡散方程式を体積々分して導びかれるノードの中  
の中性子のバランス方程式((3-7)式に相当)は

$$\phi^1 = \sum_{k=1}^3 \frac{2}{h_k^2} \frac{\sum_{j=i-1}^{i+1} \frac{A_{k k}^1 \phi^1 / \cos \lambda_k l_k}{\frac{\tan \lambda_k^1 l_k}{D_k^1 \lambda_k^1 l_k} + \frac{\tan \lambda_k^1 \lambda_k}{D_k^1 \lambda_k^1 l_k}}}{\cos \lambda_k^1 l} \left[ \bar{\Sigma}_{ak}^1 - \frac{\nu \bar{\Sigma}_{fk}^1}{\lambda} + \right] \quad (8-9)$$

と導びかれる。ここで  $A_{k k}^1$  は  $k=1, k=2, k=3$  のときそれぞれ、 $A_{k k}^1 = A_{23}^1 (k=1)$ ,  $A_{k k}^1 = A_{31}^1 (k=2)$ ,  $A_{k k}^1 = A_{12}^1 (k=3)$  ((8-8)式参照)を意味する。ノードの中性子束はある分布を持つので、(8-9)式は、その分布の効果による核反応が保存されるように表わされている。核定数の代表値は中性子流に垂直な面の中性子束の分布を重みとした拡散係数と、ノードの中での中性子束を重みとした核分裂および吸収断面として表わされている。ノードが小さいときはその中で中性子束の分布の変化が少ないので、中性子束の分布による核定数の補正は少ないので考えなくてよい。

関数近似法を三次元拡散方程式に拡張した方法と差分式による解法と比較してみる。ノードが大きくなると、(8-9)式で導びいたと同様に、ノードでの中性子束の分布による補正を拡散係数、吸収断面積、核分裂断面積にする必要がある。その具体的な形は(8-9)式で  $\cos \lambda_k l_k \rightarrow 1$  , および  $\tan \lambda_k^1 l_k / D_k^1 \lambda_k^1 l_k \rightarrow 1 / D_k^1$  とすればよい。

中性子束の分布による核定数の補正は  $x, y, z$  軸方向の中性子束の分布が与えられればノードの境界での中性子束の分布が(3-4)式と同様に求めることができるので、シンプソンの公式によって、ノードの  $x, y, z$  軸方向の中性子束の代表値が求められるので(8-8)式の計算ができる。



## 9. 拡散方程式のプログラムの作成

軽水炉の出力分布を求め方法は Natural mode を用いた変分法によって、試みたが、計算時間がかかり、あまり得策でなかった（前述の第2節の変分法参照）。そこで二群拡散方程式を差分形式でとくことについて、要求される計算精度の向上を目的として、前節で、色々と検討した。とくに、この検討にあたっては、JPDR-1炉心を例にとり、それぞれの理論について、プログラムをして、計算をして、計算精度、計算時間について比較した。この結果にもとずき、二群拡散方程式をとく最終的なプログラムをまとめた。それに至るまでの仕事の流れは次の通りである。

1. 差分方程式(4-9)のプログラム
2. 修正一群拡散方程式の近似解法
3. アルベド(4-19)式のプログラム
4. ダイアゴナルノード法
5. 最終プログラムの集約-F L O R Aの作成

以下これらの事項について逐次のべる。

### (1) 差分方程式(4-9)のプログラム

初め、三次元の二群方程式の差分解をコーディングして、その計算時間、計算精度の検討をした。計算時間はFLAREによって計算する場合の約2倍であることが、JPDR-1の出力分布を計算した結果からわかった。また、プログラムにあたっては、中性子束、出力分布を計算するサブルーチン以外はFLAREのサブルーチンを使用したのので、プログラムの内容からも、計算時間が推測できる。JPDR-1の炉心の計算時間はボイドの収束までさせて、約200 secであった（FLAREでは約90 sec）。

プログラムは燃料集合体の出力分布が計算できるように工夫した。反射体の中性子束は原則的に求めないようにした。後述するように、アルベドによる境界条件の導入、中性子束の境界条件の検討の際に、反射体の中性子束を求められるようにすると、便利であるので、反射体の中性子束をも求められるようにした。炉心の体形は燃料集合体の大きさを基本単位とした、非常に複雑な形でも計算できる。この点はFLAREと同じである。

中性束の収束の方法は、一般におこなわれているOuter iterationとInner iterationがなく、(4-9)式、そのものをGauss-Seidel法でとくものである。

Inner iterationやOuter iterationを繰返す必要がないので、計算時間の削減になる。

中性子束の収束ループとボイド分布の収束ループはFig.8に示すように、中性子束が収束してから、ボイドループで、核熱水力定数の計算をし、再び、中性子束の収束計算をする。これを中性子束、ボイドの収束条件が満足するまで繰返す。

プログラムが間違いなく、理論通り、作られているかどうかの判定は中性子のバランスが中性子が収束したときに、とれているかどうかによってできる。また、対称な炉心の中性子束がその対称性が保存されるか等によって、容易に調べることができる。

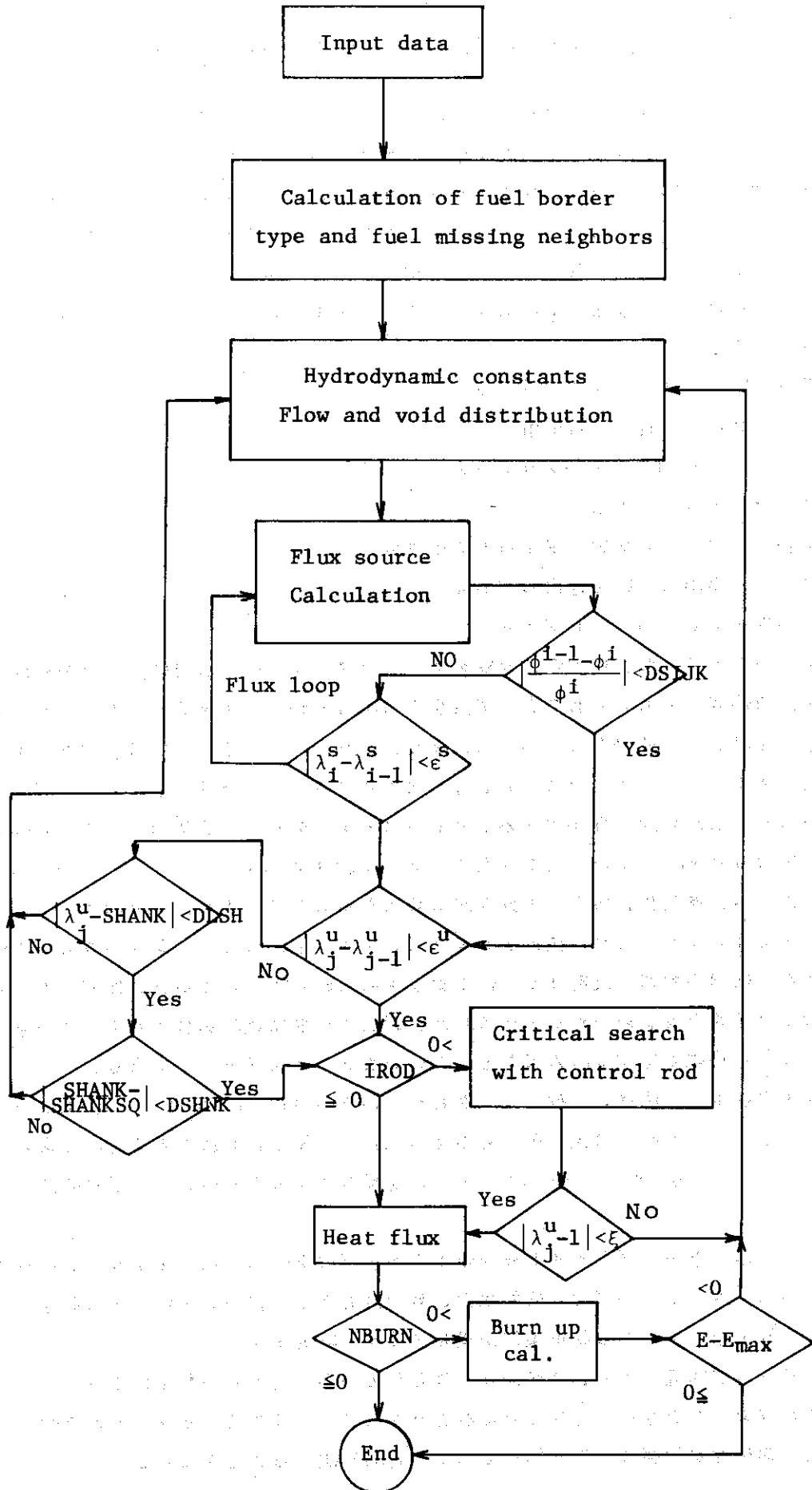


Fig. 8 Flow chart of FLORA

加速は Source over-relaxation 法と, Line over-relaxation 法とを採用した。Line over-relaxation 法は, 対称な炉心の中性子束の収束性を調べている際に, z 方向の対称が, x, y 方向より悪いことから採用した。中性子束の計算は x, y の位置を固定して, z 方向を初めにやり, 次に, x を固定したままで y の方向にノードを一つ進ませて, 再び z 方向の計算をする。これをくりかえして, この固定した x 方向の位置で, y の方向のノードについて終了したら, x 方向のノード位置を一つ進ませて, 同じ繰返しをする。この繰返しの過程でノードの位置を  $i, j, k$ , 中性子束の収束計算の流れを  $k \rightarrow k+1 \rightarrow k+2 \dots (i, j \text{ 固定}), k \rightarrow k+1 \rightarrow k+2 \rightarrow \dots (i, j+1 \text{ 固定}) \dots \dots (i+1, j \text{ 固定})$  とすると (4-9) 式の計算のとき,  $(i-1, j-1, k), (i-1, j, k), (i, j-1, k), (i, j, k-1)$  の中性子束は N 回の収束計算で, 計算されている。 $(i+1, j, k), (i, j+1, k), (i, j, k+1)$  の中性子束は N-1 回の収束計算 (前回の収束計算) で計算されているので  $(i+1, j-1, k)$  と  $(i-1, j+1, k)$  の中性子束の対称性はよい。勿論,  $(i+1, j, k)$  と  $(i, j-1, k)$  についても同様に対称性がよい。しかし,  $(i-1, j-1, k)$  と  $(i+1, j+1, k), (i, j, k-1)$  と  $(i, j, k+1)$  は対称性がとれにくい。とくに, 後者はわるい。そこで, k 方向 (z 方向) のみの計算に Line over-relaxation 法を採用した。k 方向の中性子束の対称性がわるいのは試算をしてみると, FLARE についても同じであった (これは簡単に修正できる)。

核定数はボイド率, 燃焼度の関数として表わし, それに必要なコード 4 DFIT を作った。その形式はプログラムのマニュアルで説明する (後述)。熱水力定数は FLARE と全く同じである。

プログラムの作成後, JPDR-1 をモデルにして計算をし, モデルの妥当性を調べた。この過程で燃料集合体の中を分割して計算ができないことや, プログラムがよく整理されなかったこと等があった。これらを含めて試算の結果については "最終プログラムの集約" の節で記す。

## (2) 修正一群拡散式の近似解法

(3-7) 式は一群方程式の解である。これはノードの中の中性子束を  $\sin, \cos$  関数 ( $\sinh, \cosh$  関数) で表わしている。これに対して, 差分法は折れ線で近似した解であるので, 中性子束の変化が大きいところは, 近似がよくない。さらに炉心が非均質である場合は高速群と熱群の中性子束の相似性が成立しないので, 計算誤差が大きい。二群, 三群と群数を多くして, 精度をよくすることが考えられるが, その一つの便法が第 7 節の修正一群拡散方程式をとく方法である。そこで, ノードの中心の熱中性子束は  $\phi_1^1 \Delta_1^1 / \Delta_2^1$  とし, さらに, ノードの中の中性子束を  $a^1 + b^1 \tanh \mu^1 x$  と表わして, 核分裂によって発生する中性子を (7-7) 式のように表わし, 中性子のバランスの方程式 (3-7) のプログラムを作った。このプログラムを One-Modify と名づける。

Fig. 9 は FLARE のようなノード法 (Simple node 法と名づける) One-Modify と Twenty-Grand による出力分布の半径方向の分布をしめしたものである。このうち, Twenty-Grand の計算は, 中性子エネルギー群数が二群で, ノードを  $4 \times 4$  に分割して実

3	A	B	A	Fuel type By simple nodal method One-Modify (Present program) Twenty-Ground (fine mesh)			
	0.8964 (-223)	0.9352 (-13.6)	1.012 (-4.0)				
	1.124 (2.5)	1.101 (1.8)	1.010 (-4.0)				
2	B	A	C	Node width 20 cm  Eigenvalue			
	0.9352 (-13.6)	1.079 (2.6)	1.068 (14.8)				
	1.101 (1.8)	1.009 (4.1)	0.9603 (3.2)				
1	A	C	D	<table border="1"> <tr><td>1.01034</td></tr> <tr><td>0.935546</td></tr> <tr><td>0.93929</td></tr> </table>	1.01034	0.935546	0.93929
	1.01034						
	0.935546						
0.93929							
1.012 (-4.0)	1.068 (14.3)	0.9942 (49.2)					
1.010 (-4.0)	0.9603 (3.2)	0.7244 (8.7)					
	1.032	0.9303	0.6664				
	1	2	3				

Fig. 9 Power distribution and eigenvalue

Axial distribution	0.3939				
	0.3918				
	0.5284	0.8255			
	0.5572	0.7538			
	0.7781	1.1182	1.0602	0.8962	0.7064
	0.7237	1.1871	1.1038	0.9706	0.7299
	0.9718	1.2755	1.2785	1.1555	0.8962
	0.8900	1.2473	1.2764	1.2021	0.9706
	1.1112	1.1031	1.1539	1.2785	1.0662
	1.0525	1.0778	1.2152	1.2764	1.1038
	1.2162	0.9740	1.1031	1.2755	1.1182
	1.2027	0.9264	1.0779	1.2473	1.1871
	1.2974	0.7236	0.7999	1.2017	1.1581
	1.3248	0.7800	0.8516	1.1299	1.1285
	1.3530	0.7999	0.7574	1.0095	1.0618
	1.3914	0.8484	0.8513	1.0568	0.9772
	1.3606	1.2017	1.0075	1.0283	0.8498
	1.3848	1.1264	1.0555	1.0299	0.8515
	1.2728	1.1581	1.0618	0.8494	0.6326
	1.2859	1.1254	0.9757	0.8510	0.6383
	1.0406	0.7905			
	1.0918	0.7354			
	0.6761				
	0.7036				
		Radial distribution			

← Gammer Probe test  
 ← Present calculation

Fig. 10 Relative power distribution

行された。この実例からわかることはFLAREのようなSimple node法は誤差が大きいことである。炉中央の燃料は増倍係数が小さく、燃料タイプD (Fig.9 参照)は大きい。Simple node法は増倍係数が小さいところ程、fine meshで計算した結果より、小さくなる傾向をしめす。この理由は増倍係数が小さいノード程、他ノードとの中性子の輸送が小さいためである。これに対してOne-Modifyは中性子の輸送カーネルが大きく、増倍係数が1より大きいか、小さいかによってその傾向が (Fig.5 参照) ことなる。その傾向が増倍係数が1より大きいノードは出力を小さく、1より小さいノードは他ノードから多くの中性子を輸送させ、自分自身からは中性子を輸送しない傾向がある。

Fig.10はOne-ModifyによるJPDR-1の出力分布の計算結果である。この計算結果は測定値 (Gammer Probe test) と同様な傾向をしめしている。計算時間もFLAREの場合に比べて50%増し程度であるので、経済的である。

### (3) アルベド (4-19) のプログラム

FLAREではアルベドを炉心の境界条件として与えて出力分布を求めている。修正一群理論、二群理論を用いた場合でもアルベドによって炉心の境界条件を与える方法は、計算時間を少なくすることができるので、(4-18)や(4-26)式を用いてアルベドを計算するようにプログラムをした。その効用については後述する例題によってしめす。

### (4) Diagonal node 法

FLAREで出力分布を計算するとき、ノードとノードとの間の中性子の輸送は自分自身のノードの周りにあるノードの数と位置関係を表わすFuel border typeを作り、どんな体系でも、中性子のバランスの計算ができるようにしている。これと同じようにDiagonal node法でもおこなった。自分自身の対角線上にノードがあるかなしかによって、Fuel diagonal border type (XDR)を定義して、対角線にあるノードとの中性子の輸送が計算できるようにした。例えば $XDR = 0, 2, 3, \dots$ のときはFig.11のようなノードの位置関係にあることを炉心の燃料の装荷図から計算する。これによって、中性子の輸送がどのようなノードによっておこなわれているかを知ることができる。

Fig.12は二群拡散方程式をDiagonal node法でといたときの出力分布をしめす。半径方向は燃料の種類がことなるので、出力分布はfine meshによる計算より、重み ((5-1)式参照)によって異なるが約±6%以内で一致している。計算に使用した体系はノードの長さをも大きく、非均質性も強い炉心であるので、計算誤差としては大きいものと推定される。体系によって、重みをサーベイすることによって、さらによい一致をみる出力分布をえることができる。軸方向は制御棒が入っていないので、均質性がよいので、fine meshとDiagonal node法では1.5%以内で一致している。

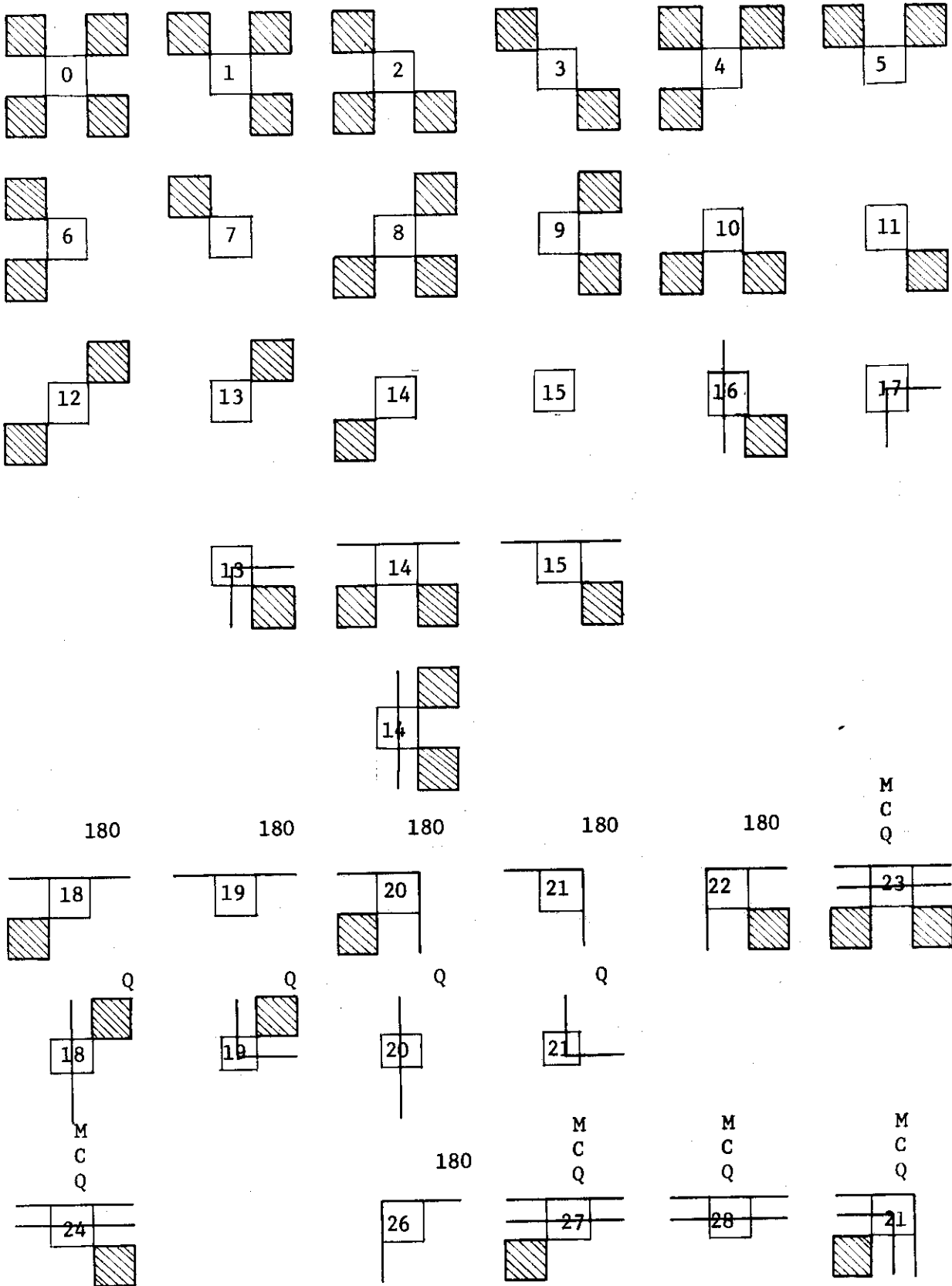


Fig. 11 Fuel diagonal border type

$\alpha$ 0.9429 0.9808(4.0) 1.0045(6.5)	$\beta$ 0.8346(4.6) 0.8251(6.5)	$\alpha$ 1.0453 1.0830(3.6) 1.0907(-4.3)	$\gamma$ 1.0534 1.0142(-3.9) 1.0046(-4.9)	← Fuel type ← Fine mesh ← Diagonal node weigh=0.05 ← Diagonal node weigh=0.1			
$\beta$ 0.8346 0.8251(-1.2) 0.8402(0.7)	$\alpha$ 1.0043 1.0438(3.9) 1.0592(6.5)	$\gamma$ 1.0110 0.9861(-2.5) 0.9899(-2.1)	$\alpha$ 1.0805 1.1065(2.4) 1.0950(1.3)	<table border="1"> <tr><td>0.988162</td></tr> <tr><td>0.98687</td></tr> <tr><td>0.987485</td></tr> </table> <p>Eigenvalue</p> <p>Node 20cm 20cm (Deviation from fine mesh (%))</p>	0.988162	0.98687	0.987485
0.988162							
0.98687							
0.987485							
$\alpha$ 1.0453 1.0830(3.6) 1.0907(4.3)	$\gamma$ 1.0110 0.9861(-2.5) 0.9899(-2.1)	$\alpha$ 1.0553 1.0840(2.7) 1.0819(2.5)	$\gamma$ 0.9914 0.9462(-4.8) 0.9332(-6.3)				
$\delta$ 1.0534 1.0142(-3.9) 1.0046(-4.9)	$\alpha$ 1.0805 1.1063(-2.4) 1.0950(1.3)	$\gamma$ 0.9914 0.9462(-4.8) 0.9332(-6.3)	$\alpha$ 0.9578 0.9693(1.2) 0.9468(-1.2)	Node 20cm 20cm			

Radial power distribution

0.3276	0.6639	0.9639	1.2059	1.3776	1.4631
0.3249	0.6621	0.9635	1.2067	1.3775	1.4655
0.3228	0.6607	0.9632	1.2073	1.3788	1.4672

↑ Bottom side

↑ Core center

Axial power distribution

Fig. 12 Diagonal node method

## 10. FLORA の作成

二群拡散方程式をとくことについて、前節までに色々と検討してきた。そうして、一つのプログラムとしてまとめあげた。その過程ではプログラムを美しくし、プログラムミスをなくすことや、パラメーターサーベイをするために、一時的にプログラムを修正すること等色々と労力のかかることがあった。これらの検討のうちで、基本的な考え方は軽水炉の出力分布が計算できるようにプログラムすることであった。例えば、BWRでは次の点の取扱いもできることが必要である。

1. ガドリ入り燃料の炉心
2. スペサーの取扱い
3. 下部反射体中の制御棒の吸収効果
4. 反射体中のプラグ、中性子源の吸収効果
5. 上部プレナムの吸収効果

また、PWRでは炉心を取りまくステンレスの吸収効果の取扱いが問題になる。これらの問題は汎用されているプログラムでは計算にのせることは困難である。現実の炉心を完全にシミュレーションすることは困難であるが、できるだけ、一つのプログラムに集約するようにつとめた。ここでは、これらの一つ一つを逐次、説明を加える。

### 10.1 FLORAの計算手法

FLORAは二群拡散方程式をとき、出力分布、燃焼度分布、Heat fluxを燃料集合体とに求めるプログラムである。その解法はオプションによって、次の二つのどれかを選ぶことができる。

- (1) Coarse mesh法(差分近似法)(4-9)式による解法
- (2) 関数近似による解法(関数近似法)(第8節参照)

このオプションは熱群と高速群が組となり、z方向とx-y方向とで(1)と(2)が選ぶことができる。さらに、重みを入力することによって、(1)と(2)の混合によっても計算できる。

これらの選定はノードの長さがあまり長くないときは(1)と(2)のどちらをとっても、出力分布はかわりないが、長くなると、(2)によって出力分布を求める方がよい(例題によってしめす)。

### 10.2 アルベド

アルベドの計算は二つの方式(4-18)と(4-26)式をしめした。例題によって、どちらがよいかを調べた。反射体を節約したとき、(4-18)式を用いて、アルベドを計算すると、ノードが小さい程、反射体の近くの炉心の出力分布は大きくなる傾向がある。一方(4-26)式を用いた場合はノードが大きいときに、反射体の近くの炉心の出力分布を小さくする傾向がある。この理由は反射体に接するノードの中心の中性子束、拡散係数等から反射体へ流れる中性子流を求める際に、反射体に接するノードの半分の部分で、中性子の吸収効果を入れているためである。



一方、(4-18)式を用いる場合、燃料体が炉心のコーナーにある時、アルベドの計算式が平板原子炉をモデルにした値であるため、過大評価している。

BWRの場合、炉心下部に制御棒があり、核的に均質でない。制御棒のありなしによって、アルベド計算に必要な核定数をかえるように工夫する必要がある。従って、炉心の核定数の計算の場合と同じように、炉心の下部の反射体中の制御棒の挿入状態を入力して、その関数として、アルベドの計算ができるようにした。

また、アルベドは核定数から(4-18)式によって計算される以外に、入力データによっても与えられる。

### 10.3 核定数

核定数は原則としてボイドと燃焼度の二次関数として与えられる。すなわち

$$\Sigma = a_0 + b_0 u + c_0 u^2 + (a_1 + b_1 u + c_1 u^2) E + (a_2 + b_2 u + c_2 u^2) E^2 \quad (10-1)$$

u : ボイド率      E : 燃焼度 (1000MWD/T)

Doppler 効果は高速群の増倍係数をかえるとして、

$$k_1 = k_{10} [ 1 - (1 + B_{111}) B_{112} S_{ijk} \cdot P ] \quad (10-2)$$

$S_{ijk}$  : 相対出力      P : 相対炉出力

$B_{111}, B_{112}$  : ドブラー効果を表わす係数

$k_{10}$  : ドブラー効果がないときの高速群の増倍係数

と表わした。Xenonの吸収効果は熱群の吸収断面積のみをかえるとし、次のように表わした。

$$\Sigma_{a2} = \Sigma_{a20} [ 1 - \frac{1 + B_{109} * S_{ijk} \cdot P}{S_{ijk} P + B_{109}} * B_{110} ] \quad (10-3)$$

$\Sigma_{a20}$  : Xenon効果がないときの熱群の吸収断面積

$B_{109}, B_{110}$  : Xenonの効果を表わす係数

核定数は制御棒あり、なしによってことなる。そこで、制御棒がある場合とない場合とのスーパーセルの核定数を制御棒のノードでしめる割合に従って比例配分する方法で、ノードの核定数を作る。

$$\Sigma = \Sigma^{na} (1 - T) + \Sigma^{con} T \quad (10-4)$$

$\Sigma^{na}$  : 制御棒がないスーパーセルの核定数断面積      T : 制御棒の挿入率

$\Sigma^{con}$  :      "      ある      "

### 10.4 熱水力

炉心流量は

$$Flow = A_{s flow} \{ W_1 + W_2 P_{th} / P_{rated} + W_3 (P_{th} / P_{rated})^\alpha \} \quad (\text{lbs/h}) \quad (10-5)$$

$P_{th}$  : 炉出力                       $P_{rated}$  : 定格出力

$W_1, W_2, W_3, \alpha$  : 流量の出力依存パラメーター

$A_{sflow}$  : channel box内を流れる流量の割合 ( Leakage flow を除いた流量の全流量に対する割合 )

と与えられる。また, Subcooling も,

$$h_s = h_{s1} + h_{s2} P_{th} / P_{rated} + h_{s3} ( P_{th} / P_{rated} )^\beta \quad (\text{Btu/lb}) \quad (10-6)$$

$h_{s1}, h_{s2}, h_{s3}, \beta$  : 定数

と与えられる。流量配分, クオリティ, ボイド率も全く FLARE と同じように与えられる。

$$\text{流量配分} : F_{ij}^1 = F_{ij} [ 1 + B_{113} (P-1) + B_{114} (P-1)^2 ] \quad (10-7)$$

$$\text{クオリティ} : Q_{ijk} = Q_o + \frac{Q_{ex} - Q_o}{K_{max} F_{ij}^2} \left( \frac{S_{ijk}}{2} + \sum_{m=1}^{k-1} S_{ijm} \right) * C_{heat} \quad (10-8)$$

又は

$$Q_{ijk} = Q_o + \frac{Q_{ex} - Q_o}{K_{max} F_{ij}} \left[ \frac{S_{ijk}}{2} + \sum_{m=K_{max}}^{k+1} S_{ijm} \right] * C_{heat} \quad (10-9)$$

ボイド

$$R_{gijk} = C_1 + C_2 Q_{ijk} + C_3 (Q_{ijk})^2 - C_4 \exp \left( \frac{C_5 - Q_{ijk}}{C_6} \right) \quad (10-10)$$

$$IFLARE = 0$$

$$= C_1 + \frac{C_2 + C_3 C_{13}}{1 + \frac{\rho_g}{\rho_f} \frac{1 - Q_{ijk}}{Q_{ijk}} S} - C_4 \exp \left( \frac{C_5 - Q_{ijk}}{C_6} \right) \quad (10-11)$$

$$IFLARE = 1$$

$$= 0 \quad C_6 \leq 0 \quad \text{又は} \quad \frac{C_5 - Q_{ijk}}{C_6} > 0 \quad (10-12)$$

$C_{heat}$  : channel box内で発生する熱出力の割合

$S = C_{14}$  : upward flow                       $\rho_g$  : 水の密度

$S = C_{15}$  : downward flow                       $\rho_f$  : 蒸気の密度

### 1 0.5 反射体の核定数

反射体は炉心上下, 側面と3つある。それらの反射体中の中性子束を計算することがある。炉心の出力分布を正確に計算するときには反射体中 ( Fuel type を0と指定する ) の中性子束を計算する必要がある。側面の反射体は水であるので一様な核定数としてよいが, JPDRの場合はプラグや中性子源があるので, その効果を考えなければならない。また炉心でも出力分

布が実測値と合わないときの調整として、熱群の吸収断面積を次のように表わした。

$$\Sigma_{a2}(I, J, K) = \Sigma_{a20}(I, J, K) * XK(I, J) \quad (10-13)$$

$\Sigma_{a20}(I, J, K)$  : (10-1)式で表わした吸収断面積

$XK(I, J)$  : I, J位置の調整係数(普通は1.0)

炉心上下の反射体は Fig.13 にしめすように二層までとることができる。これは、燃料集合体の構造から、燃料ミート部と反射体部を2ケにすることが妥当であるからである。

オプションによつて、反射体を一層までとり、第2層と第一層との境界でアルベドで境界条件を入れることもできる。勿論、第一層と炉心との境界でもアルベドで境界条件を入れることができる。

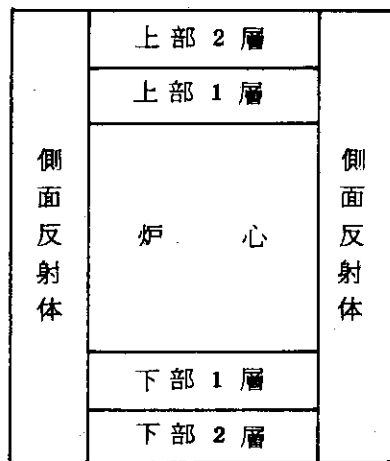


Fig. 13 炉心及び反射体

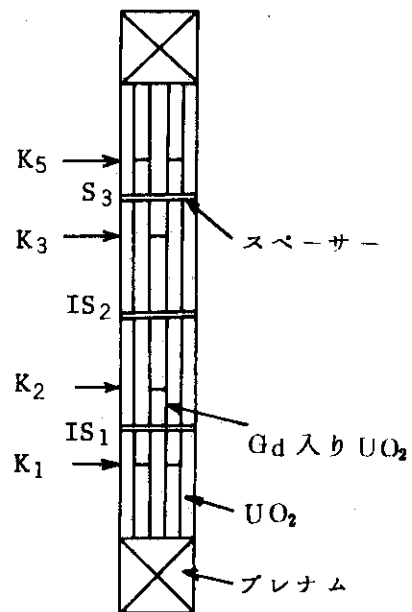


Fig.14 燃料集合体

### 10.6 ガドリ燃料および濃縮度がことなる燃料の取扱い

ガドリ燃料は燃料構造が複雑である。Fig.14のように、ガドリ燃料ピンが途中までしか入っていない。そのため、燃料棒の軸方向で核定数がことなる。そこで、部分的に入っているガドリの効果を加味して、軸方向の核定数を作るようにした。その手順をしめす。

- (i)  $UO_2$  燃料ピンで集合体ができているものとして、核定数を表わす燃料タイプに従つて、ノードの核定数を作る。
- (ii) Fig.14で $K_1$  から $K_5$  までGdが入ったとしたとき、(i)の手順で作った核定数を計算する。

④)  $K_2$  から  $K_3$  まで Gd が入ったとして、手順②で作った核定数を計算する。

これらの手順によって、ガドリ入り燃料ピンがどのように入っていてもノードの核定数を求めることができる。また、この手順は  $K_1$  から  $K_2$  まで、 $K_2$  から  $K_3$  まで、 $K_3$  から  $K_5$  まで、別々のガドリ燃料ピンが入っているものとしても核定数が求められる。

ガドリが入った燃料の種類に番号をつけ、それをガドリ燃料タイプとする。通常、炉心に装荷される燃料の種類を通常燃料タイプと名づける。炉心の燃料は炉心位置に従って、通常燃料タイプが決定されればノードの核定数が求められる。この通常燃料タイプにガドリ燃料タイプの対応が決定されれば、ガドリ入りの燃料の核定数が求められる。これに必要なデータはガドリ入り燃料ピンの高さ、ノードの中で含める体積率、核定数の fitting 係数等である。核定数は  $(10-1) \sim (10-4)$  と同じように求められる。

高さ方向にウランの濃縮度が異なる燃料が炉心に装荷されたときでも、ガドリ入り燃料と同じように核定数を求めることができる。

### 10.7 スペーサーの取扱い

スペーサーは燃料集合体に少なくとも数個入っているため反応度効果も大きく、中性子束をみだすので、FLORAで、これらが計算できるようにした。燃料を軸方向に分割した場合、スペーサーは二つのノードにまたがっている場合があるので、高さおよびノードでしめる体積は必ずベヤーで入力される。スペーサーがないと仮定して、 $UO_2$  や  $PuO_2$  の燃料の核定数の fitting 係数で、核定数を求めて、別に入力されたスペーサーの核定数の補正係数で核定数の補正をして、スペーサーがあるノードの核定数を求める。

Fig.14 でスペーサーの位置を  $IS_1$ 、 $IS_2$  とする。この位置の補正係数は

$$Z_{sp} = 1 + \text{SPECV}(N, IS) * (\text{BSP}(1) + U * \text{BSP}(2) + U^2 * \text{BSP}(3)) - 1 \quad (10-14)$$

$\text{SPECV}(N, IS)$  :  $IS$  位置のスペーサーがノードでしめる体積

$\text{BSP}(1)$  : スペーサーの補正係数

$N$  : Fuel type       $U$  : ボイド

と表した。補正係数は制御棒がノードに入っているとしても変わらないものとし、ボイドのみによってかわるものとした。 $\Sigma_{a1}$ 、 $\Sigma_{a2}$ 、 $\nu\Sigma_{f1}$ 、 $\nu\Sigma_{f2}$ 、 $\Sigma_{12}$  のすべてについて、(10-14)式で補正をおこなうことができる。

### 10.8 Partial Control rodの補正

燃焼度を計算するとき、ある期間、制御棒がそのある時間帯のみ、挿入されていることがある。この期間中、完全に制御棒が入っていたときを1単位として、部分的に入っていたときは、その時間帯の割合で、制御棒の挿入状態を表わす。このようにすることによって、制御棒が挿入されたり、引抜かれたりした期間の燃焼度を一回の計算ですませることができる。

また、PWRのように部分的に制御棒が入っているとき第10.6節の方法によっても出力分

布が計算できるが、本節の方法によっても取扱える。

### 10.9 初期値の設定

大型炉心になると、計算時間がかかる。往々にして、同じような計算を何回となく繰り返すことがある。そのたびに、初期値の推定が悪いと、計算時間の損失になる。そこで、前回の計算をテープに記録させて、オプションによって初期値のゲスとして使用すると便利である。

FLORAはそれができる。

### 10.10 計算できる炉心形状

FLARE では6種類の炉心構成までしか計算できないが、FLORA ではさらに一つ追加した。それは1/4 core-no center nodal lineである。その炉心構成をFig.15にしめす。そのオプションはカードタイプ2で指定される。

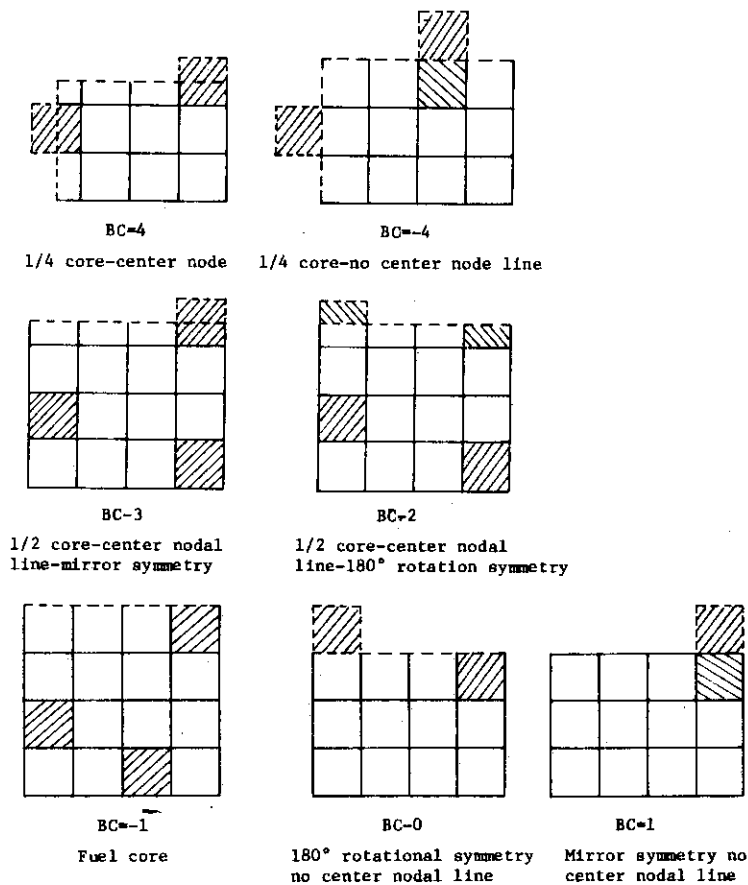


Fig. 15 Boundary condition indicator

### 10.11 熱流束の計算

熱流束は

$$Heatf = 3.143 \times 10^6 P_{th} \cdot P_{local} \cdot S_{ijk} \cdot A_{sheat} (A_{ssno} \times Heataf) \quad (10-15)$$

$P_{th}$  : 出力 MW                       $P_{local}$  : ローカルピーキング

$S_{ijk}$  : 出力分布                       $A_{ssno}$  : 燃料本数

$Heataf$  : 燃料体の熱伝達表面積  $ft^2$

Heatb : 熱流束  $10^5 \text{ Kcal/m}^2\text{h}$

Asheat : 燃料ロッドで発生する熱量の割合

と求められる。限界熱流束 CHF は Hench-Levy の式により、次のように算出される。

$$\begin{aligned} \text{CHF} &= C_0(P) \quad x < x_1 \\ &= C_0(P) (1.9 - f(G') - 3.3x) \\ &= C_0(P) (0.6 - g(G') - 0.7x) \end{aligned} \quad (10-16)$$

$$C_0(P) = 1.1 - 0.1 P'^{125}$$

$$P' = (P - 600) / 400$$

P : 原子炉圧力  $P_{\text{sia}}$

$$x_1 = (0.9 - f(G')) / 3.3$$

$$x_2 = (1.3 - f(G') + g(G')) / 2.6$$

$$f(G') = 0.7 \tanh^2(0.000003 G')$$

$$g(G') = 0.09 \tanh^2(0.000002 G')$$

$$G' = \text{mass flow } (\text{lb/h} \cdot \text{ft}^2)$$

x : quality ((10-7) ~ (10-12) 式参照)

燃料集合体の質量流量は炉心の全流量を表わす(10-5)式、流量配分を表わす(10-7)式および流路断面積によつて求めることができる。

### 10.12 プログラムの構成

FLORAは初めモデルのテスト段階では固定デメンジョンであつたが、使用する計算機、問題によつて、容量の制限があるので、可変デメンジョンにした。それは、炉心の x, y, z 方向のノード数とノードの中の分割数によつて計算できる炉心がきまる。そこで、主プログラムでこれらの大きさと、デメンジョンの大きさをかえれば、如何なる炉心でも計算できるようにした。プログラムのみが計算に必要なメモリーは 47 K words である。この他可変デメンジョンによるメモリーを必要とする。このデメンジョンの大きさおよび主プログラムにおける可変デメンジョンの指定パラメーターを Table 1-1 および 1-2 にしめす。

Flow chart を Fig.16 にしめす。これは主なサブルーチンの流れをしめしたものである。計算の流れは Fig.2 と同じであるので、あえて図示しなかつた。

### 10.13 入力とその例題

入力データは Free Format で FLARE と形式的には同じである。データの入力、その例題とその結果を付録 A, B にしめす。

### 10.14 FLORA と他コードの比較計算

FLORA は熱水力計算を除いた核計算結果は他のプログラムの計算結果と同じようにならない。計算手法の特徴があるので、それぞれの結果の差異はあるにしても、理論

Table 1-1 Node & core memory

X方向ノード数	Y方向ノード数	Z方向ノード数	XYノードの分割	Z方向の分割	メモリー (Kwards)
14	14	14	1	1	50
14	14	14	1	2	55
14	14	14	2	2	90
14	14	14	2	3	115
14	14	14	2	4	135
14	14	14	3	3	200
14	14	26	1	1	87
14	14	26	1	2	100
14	14	26	2	2	166
14	14	26	2	3	205

Table 1-2 可変デメンジョンの指定パラメータ

C	MAIN PROGRAM	*** REVISED AT 1973.11.30. BY EZURE	MAIN	1
C	LIMIT DIMENSION		MAIN	2
C	ID X - AXIAL NODE		MAIN	3
C	JD Y - AXIAL NODE		MAIN	4
C	KD Z - AXIAL NODE		MAIN	5
C	NDIV DEVIDED NUMBER OF NODE		MAIN	6
C	***** FOLLOWING VALUES ARE VALUABLE		MAIN	7
1	可の	DIMENSION A(150400) 必要なデメンジョン	MAIN	8
2	変指	LIMIT=150400 とりえるデメンジョンの最大数	MAIN	9
3	定	ID=12 x方向の最大ノード数	MAIN	10
4	メ	JD=12 y "	MAIN	11
5	バ	KD=14 z "	MAIN	12
6	ラ	KDIV=3 ノードの x-y 面の分割数	MAIN	13
7	ン	NDIV=3 " z "	MAIN	14
8	タ	KD50=ID*NDIV	MAIN	15
9		JD50=JD*NDIV	MAIN	16
10		IJDIV=ID50+2	MAIN	17
:			:	:
:			:	:
:			:	:
:			:	:

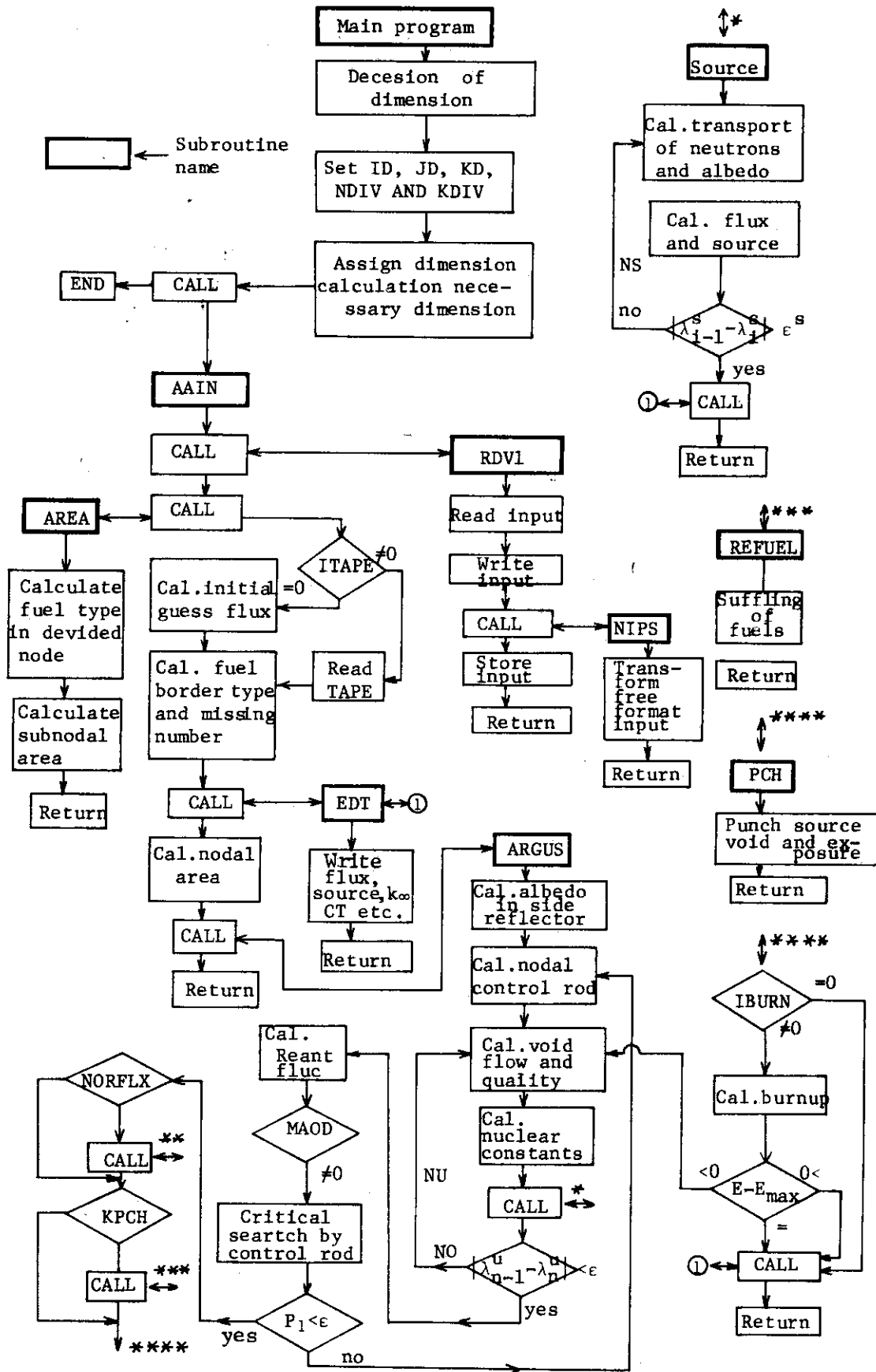


Fig. 16 Fine flow chart of FLORA



Table 2 Group constants (3 groups)

Region	Energy group	D	$\Sigma_R$	$\Sigma_a$	$\nu\Sigma_f$
1	1	1.4643	0.5059E-1	0.3264E-2	0.3509E-2
	2	0.6818	0.8834E-1	0.3219E-1	0.9497E-2
	3	0.2583	-	0.8604E-1	0.1112E-0
2	1	1.4798	0.5228E-1	0.3005E-1	0.3519E-2
	2	0.6704	0.9025E-1	0.1554E-1	0.9300E-2
	3	0.2741	-	0.7191E-1	0.1064E-0
3	1	1.6983	0.7250E-1	0.7456E-3	-
	2	0.5893	0.1516E-0	0.9510E-3	-
	3	0.1591	-	0.1879E-0	-

Table 3 Group constants (2 groups)

Region	Energy group	D	$\Sigma_R$	$\Sigma_a$	$\nu\Sigma_f$
1	1	1.23296	0.2612E-1	0.1182E-1	0.3279E-2
	2	0.2583	-	0.8604E-1	0.1112E-0
2	1	1.2121	0.2985E-1	0.7151E-2	0.5431E-2
	2	0.2741	-	0.7191E-1	0.1064E-0
3	1	1.35412	0.470485E-1	0.80934E-3	-
	2	0.1591	-	0.1879E-1	-

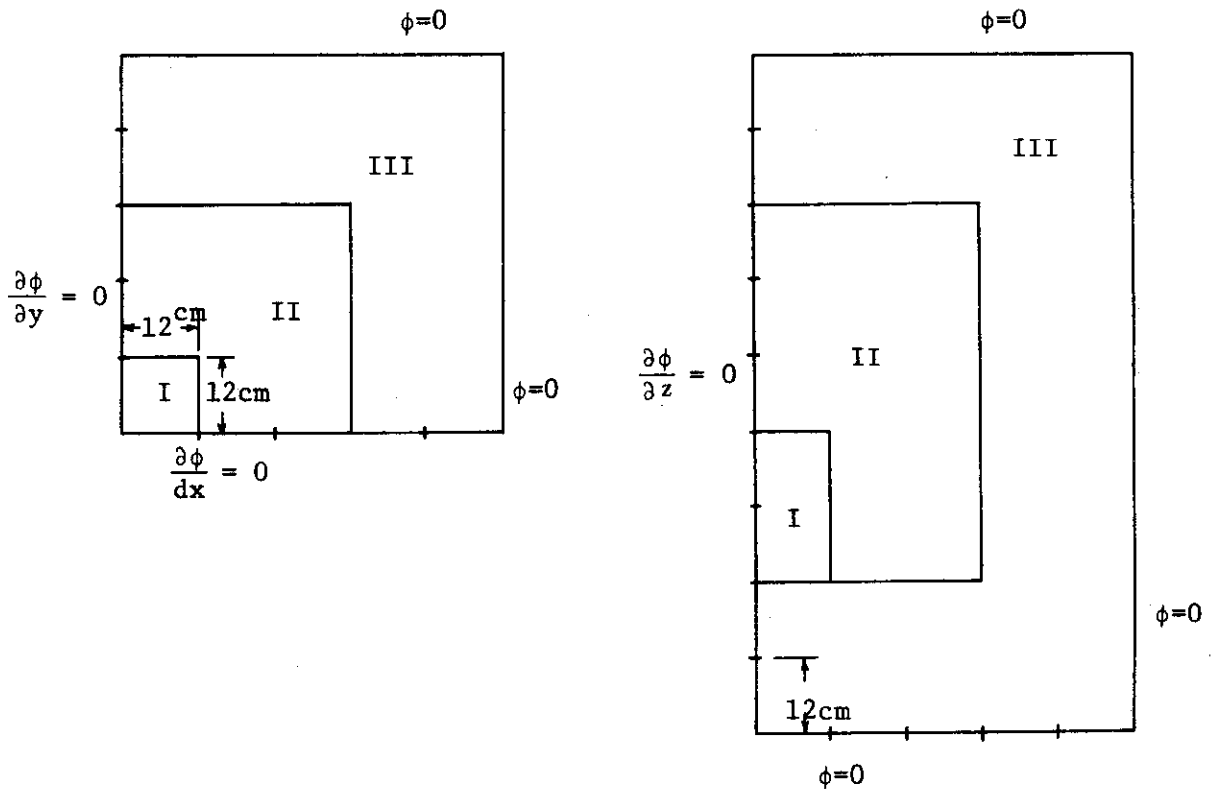


Fig. 17 Core of sample problem

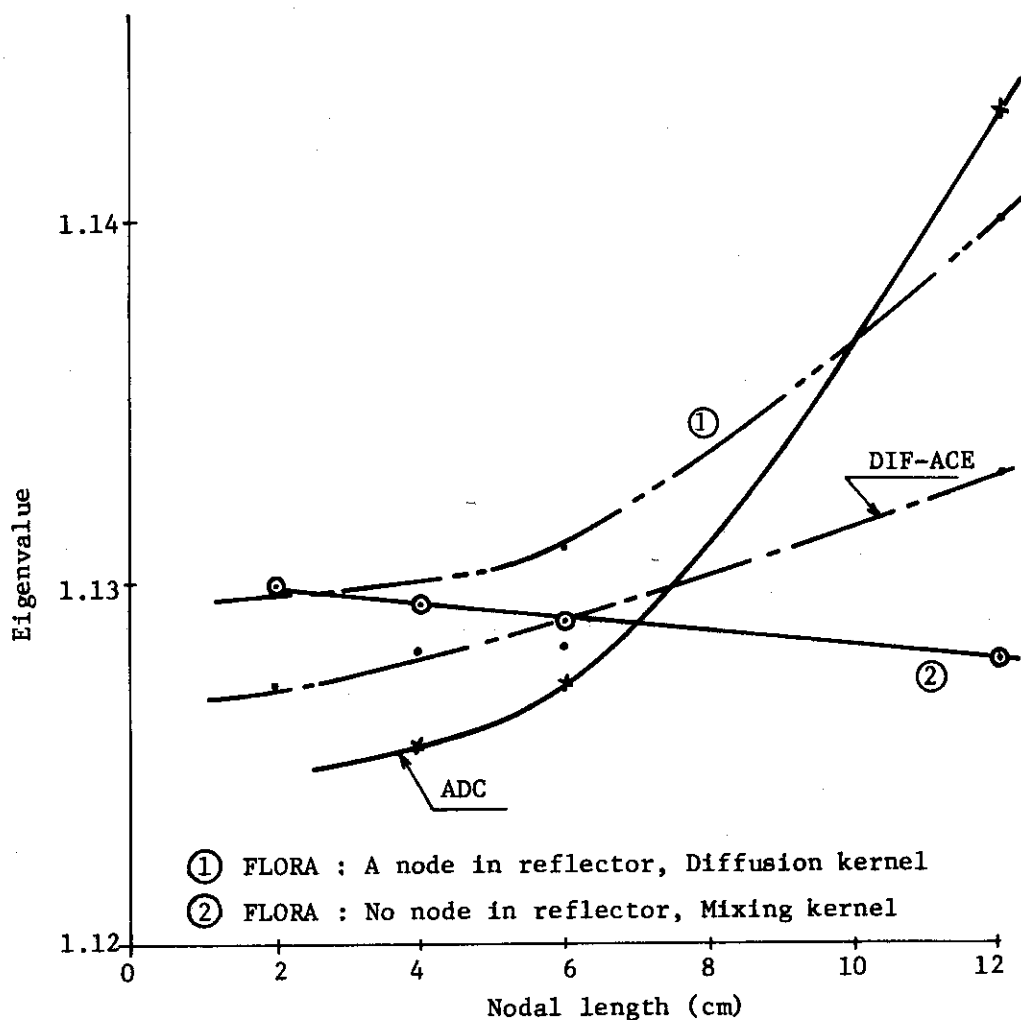


Fig. 18 Eigenvalue vs. nodal length

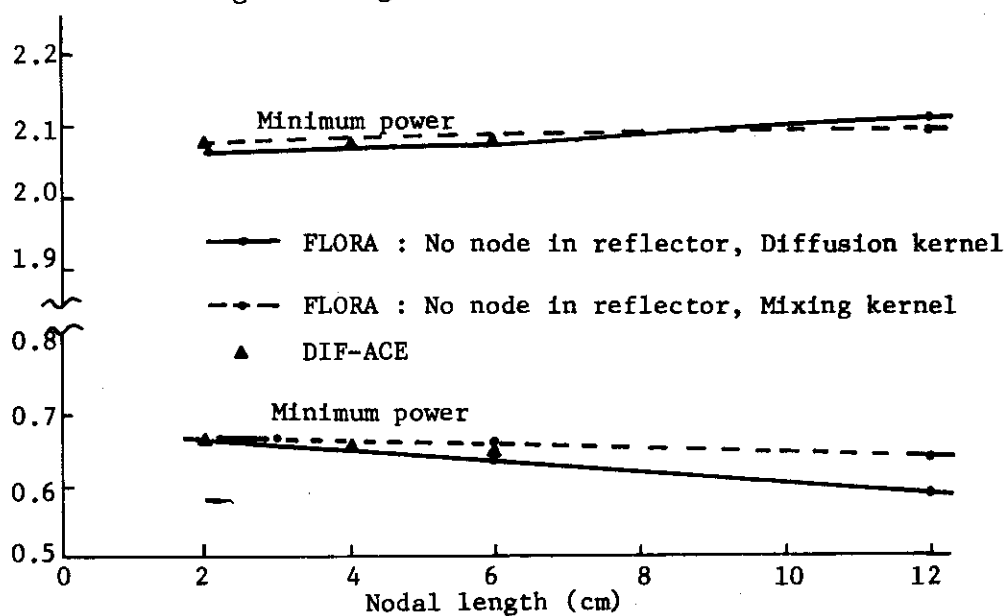


Fig. 19 Maximum and minimum power vs. nodal length

的にも大差はないはずである。そこで、簡単な炉心についてベンチマークテストをおこなった。

比較計算に使用したプログラムはDIF-ACE<sup>13)</sup>とADC<sup>12)</sup>である。これらの計算は三群三次元拡散計算である。FLORAは二群三次元計算であるので、三群のデータを中性子の反応が保存されるように、高速群と熱外中性子群を一群化して作った。このとき、使用した核定数をTable 2.3にしめす。また炉心の構造をFig.17にしめす。

比較の方法はノードの長さをかえて固有値、最大出力、最小出力がどう変化するかを調べた。ただ、この計算の際、それぞれのプログラムに特徴があり、完全に同一体系で計算することができなかつた。例えば、ADCでは反射体の厚さを如何程でも計算できるが、FLORAは反射体の中の子束をできるだけ計算しないようにしているので、炉心上下の反射体の厚さをノード2倍までとることはできない。従つて、反射体の厚さは1ノード分だけとり、アルベドによつて、境界条件を与えた。FLORAは反射体なしでも、アルベドによつて境界条件を与えることができるので、この場合もあわせて計算した。

ノードの長さをパラメータにして固有値を図示したグラフがFig.18である。それぞれのプログラムは0.5%の範囲で、固有値が一致している。Fig.19に出力の最大値と最小値をしめす。これもよい一致をしている。

FLORAはノードの中を関数近似をするか、直線近似をするか、あるいはこの混合によつて計算するかのどれかを選ぶことができる。Table 4にそれら一例をしめした。これから、混合による計算はノードが大きいつき、有力であることがわかる。

拡散方程式を階差方程式にしてとくとき、そのノードの大きさによつて、理論的に固有値がどのように変化するかは興味深い。その傾向を調べた。一次元の裸の原子炉のノードの数と幾何学バックリングとの関係は次のように与えられる(附録C参照)

$$\Delta B^2 = 4N^2 \sin^2 \frac{\pi}{2N} / \pi^2 - 1 \quad (10-17)$$

固有値は

$$\lambda \approx \frac{k}{1 + B^2 M^2} \quad (10-18)$$

と近似できる。Table 3の核定を用いて、試算すると、 $1 + B^2 M^2 \approx 1.204$

$B^2 \approx 5.51 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$   $\lambda \approx 1.13$  であるので、 $B^2$ が変化したときの固有値 $\lambda$ の変化を求めることができる。ノードの数に対する固有値の変化をFig.20にしめす。二群、三群の場合でも、(10-18)式と同じような関係を使つて、固有値の誤差を評価することができる。これらもあわせてFig.20にしめした。群数が大きくなつても、ノードの大きさによつて、固有値の誤差は、差程差がない。ノードの長さを2~12 cmにした場合、ノードの数はx方向と、y方向で異なるが6~30個であるので、固有値は1~0.1%程度の誤差があることがわかる。これはDIF-ACE, ADC, FLORAの計算結果、Fig.18からもわかる。ここで、これらのプログラムで比較する際、DIF-ACEとADCは三群で計算した。FLORAは

Table 4 Trial calculation by FLORA

1.48095	1.36758	0.86901		1.127891	
1.45463	1.37030	0.87270		1.133853	
1.46614	1.35826	0.87936		1.131112	
1.48461	1.35815	0.87761		1.129001	
1.36758	1.16159	7.2109			
1.37030	1.16402	0.72466			
1.35826	1.15085	0.72776			
1.35815	1.14818	0.72358			
0.86901	0.72109	0.44209	←	Mixing hernel	$\Delta l=12\text{cm}$
0.8720	0.72466	0.44602	←	Diffusion kernel	$\Delta l=12\text{mc}$
0.87936	0.72776	0.45225	←	Diffusion kernel	$\Delta l=6\text{cm}$
0.87760	0.72358	0.44853	←	Diffusion kernel	$\Delta l=2\text{cm}$

Gross X-Y power distribution

Top side		Bottom side		
0.81931	1.26068	1.33665	1.00274	0.58062
0.82297	1.26287	1.34059	0.99569	0.57789
0.82888	1.25511	1.32685	1.00145	0.58771
0.82233	1.25039	1.32679	1.00889	0.59160

Gross axial power distribution

Top side		Bottom side		
1.37517	2.08618	2.09913	1.20168	0.64252
1.37830	2.08777	2.10976	1.10970	0.58865
1.38442	2.06795	2.07430	1.17100	0.63300
1.38040	2.07316	2.07898	1.22407	0.66645

Axial power distribution in a chennel

二群の拡散計算である。群数によって、固有値がどうかわるかを、バックリングをパラメータにして、試算した。それぞれの固有値は

$$\lambda_1 = \frac{k}{1 + M^2 B^2} \quad \text{一群拡散}$$

$$\lambda_2 = \frac{k}{(1 + L^2 B^2)(1 + \tau B^2)} \quad \text{二群拡散}$$

$$\lambda_3 = \frac{k}{(1 + L^2 B^2)(1 + \tau_1 B^2)(1 + \tau_2 B^2)} \quad \text{三群拡散}$$

と求め、三群拡散計算の  $\lambda_3$  から差を

$$\lambda_1 = \left| \frac{\lambda_1 - \lambda_3}{\lambda_3} \right| \times 100 \quad (\%)$$

$$\lambda_2 = \left| \frac{\lambda_2 - \lambda_3}{\lambda_3} \right| \times 100 \quad (\%)$$

と表した値を Fig. 21 にしめす。Fig. 17 の炉心は約  $5.51 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$  のバックリングであるので、三群と二群との拡散方程式の固有値の差は約 0.43% である。各プログラムによる固有値の差は理論通りの差になっていることが Fig. 18 からわかる。

各プログラムで反射体の厚さのとり方が違うので、その厚さをかえたとき、固有値がどのようにかわるかを調べてみた。反射体の外側で中性子束が零とすると、アルベドを計算する式 (4-18) で、 $K_1 D_1 \rightarrow K_1 D_1 / \tanh a K_1$ 、 $K_2 D_2 \rightarrow K_2 D_2 / \tanh a K_2$  とすれば、有限の反射体のときのアルベドが求められる。これからもれの変化を求めることができる。もれの変化が求められれば、それによる固有値の変化が求められる。二群拡散理論による固有値が反射体の厚さによってどうかわるかを Fig. 22 にしめす。バックリングが  $5.51 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$  で、ADCによる計算のときは、反射体の厚さが 24 cm で、DIF-ACE、FLORAは無限大としているので、固有値の差は 0.05% 程度であることがわかる。

例題に対する各プログラムの固有値の計算結果、Fig. 18 で、それぞれのプログラムによって固有値、出力に差異があることがわかった。それらの差はプログラムの特徴によるもので、理論的にも判明したので、使用上は問題ない。この試算とその検討から、バックリングが小さくなると、すなわち、炉心が大きくなると、群数による固有値の差は少なくなる。また、同じノード数ならば、バックリングが小さい程、固有値の誤差が小さいこともわかった。従って、大型炉ほど、ノード数および、群数を少なくして計算してよいことになる。これは重要な結論である。

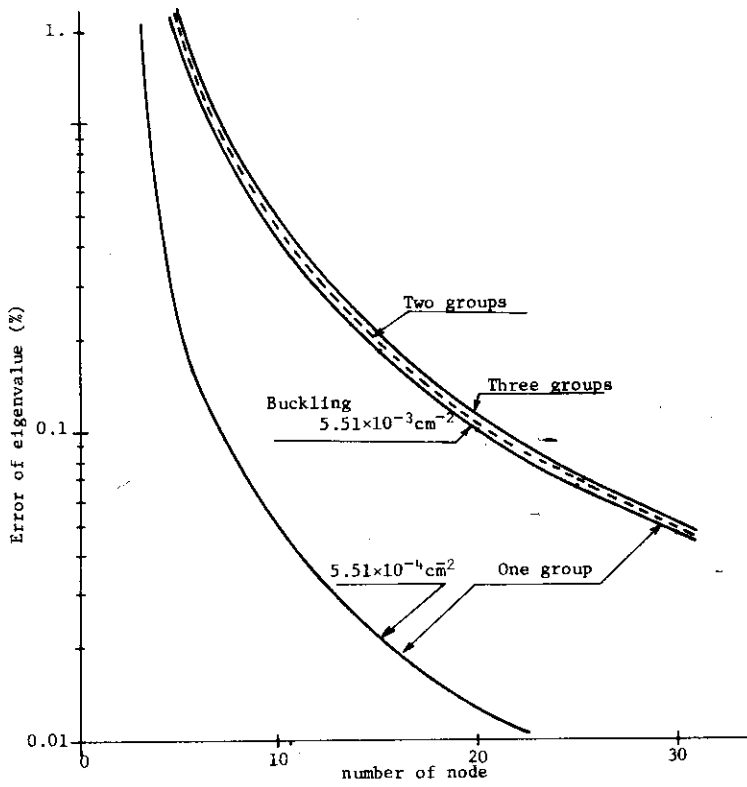


Fig. 20 Eigenvalue error vs. nodal number

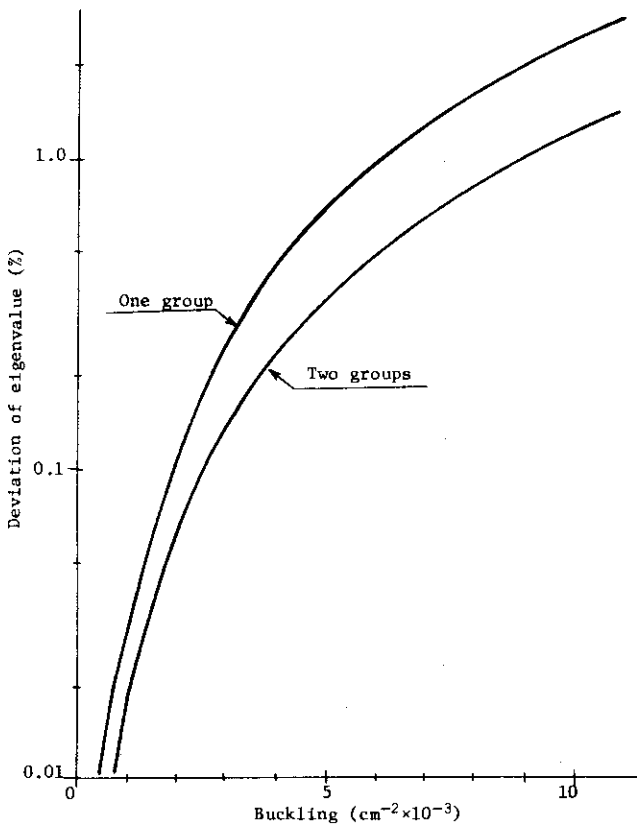


Fig. 21 Deviation of eigenvalue from three groups

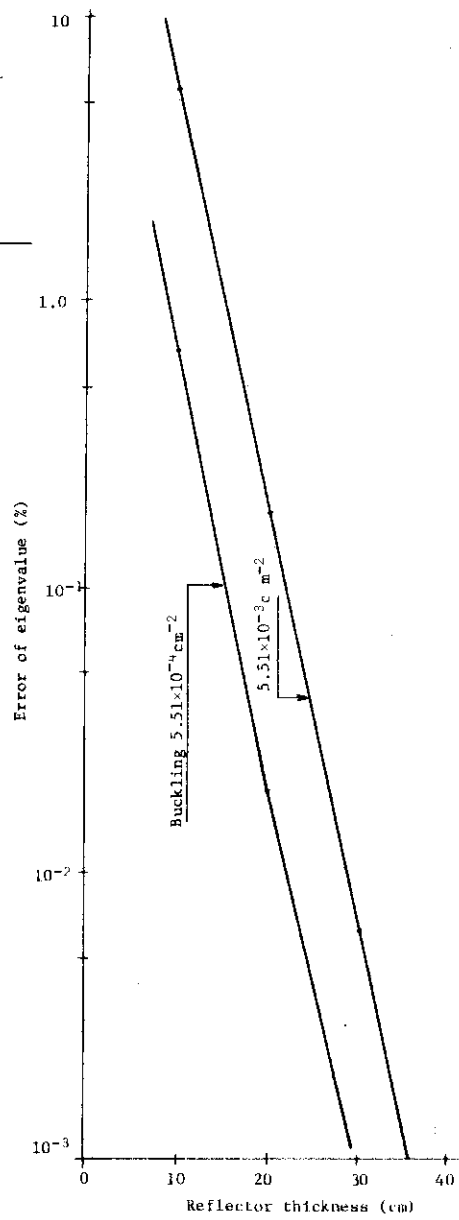


Fig. 22 Eigenvalue error vs. reflector thickness

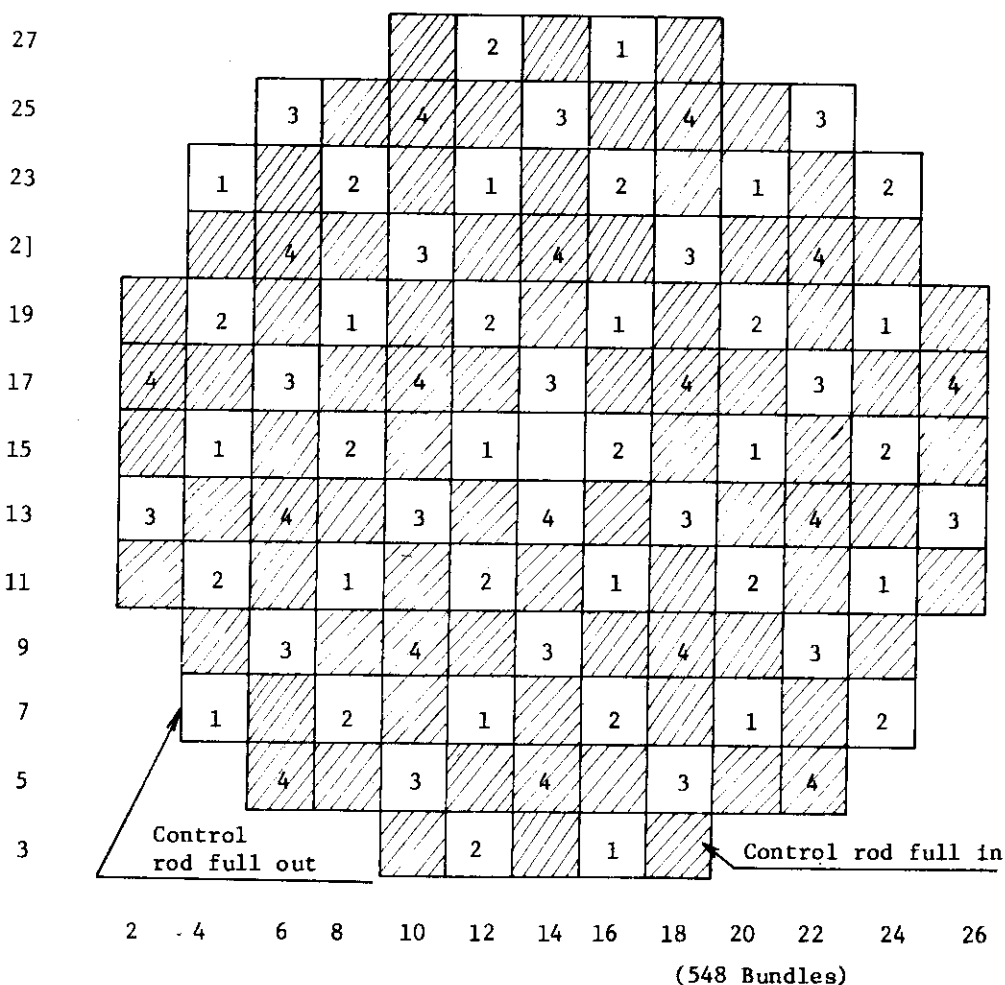


Fig. 23 Large Core (Example 1)

10.15 FLORAによる実用炉の計算例

実用炉を例にとって、計算結果の比較をすれば一番よいが、プログラムはそれぞれ特徴があるので、困難である。例えば、計算時間がかかることや、大きな炉心の計算ができない等の理由による。すでにプログラムが採用しているモデルについては前述のように十分、他のプログラムと同様な結果がえられることがわかった。そこで、FLORAのみで、実用炉の計算をおこなった。それらの例は、現用のPWR, BWRである。PWRは13×13体炉心を1/4対称にして、計算時間が約100 secである。BWRは二つのケースについて試算した。その一つは548体の炉心で、一つのノードの大きさを4体とし、4分割で計算をおこなった。その例をFig.23, 24-1, 24-2にしめす。もう一つはJPDR-1をモデルにして、計算をおこなった。その例をFig.25, 26にしめす。

JPDR-1の場合はFLAREによっても種々計算しているので、その結果もFig.25, 26にしめした。また、Fig.27には制御棒の引抜き位置をしめす。この炉心は、たまたま、 $\gamma$  probe testをおこなったので、その結果もあわせて、Fig.25, 26にしめす。これからもわかるように、FLORAの結果は実験値とよい一致をしていることがわかる。さらにJPDR-1の解析をFLORAでおこなった結果については改めて報告をする。

CYCLE	EXPOSURE		CVCLE		FLUX (1)		BY CHANNEL		CYCLE							
	0.0	0.0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.19272	0.35670	0.57674	0.67255	0.61504	0.61507
2	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.37257	0.60727	0.90731	1.08698	1.12629	1.12635
3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.35123	0.48930	0.51839	0.57970	0.71005	0.91691	1.21456	1.50281	1.79377	1.79385
4	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.53650	0.78914	0.97618	1.12847	1.28447	1.22002	1.46710	1.87665	2.17503	2.39077	2.39077
5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.69701	1.03488	1.58736	1.93243	2.01593	2.01593	2.37198	3.02517	3.17441	2.85716	2.85716
6	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.8573	1.29478	2.03878	2.64841	3.06200	3.06200	3.55343	4.05545	4.03507	3.49691	3.49691
7	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.02188	1.50195	2.27576	3.24016	4.44133	4.44133	5.11029	5.02640	4.84100	4.47174	4.47174
8	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.03646	1.36384	1.96151	2.94347	4.06937	5.43764	6.49009	7.01631	7.17536	6.69785	6.69804
9	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.11092	1.53303	2.21644	4.08772	5.11010	5.82860	7.53060	10.27336	11.59245	10.84509	10.84533
10	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.37667	2.0819	3.48632	4.72440	6.6251	6.31234	8.61890	12.83229	15.87926	16.96894	16.96919
11	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.39733	2.23639	3.36130	4.28430	5.66550	6.88950	9.65218	14.41624	20.14015	26.19367	26.19391
12	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.55892	2.45429	3.66242	4.75445	5.63387	6.77754	8.39784	12.17090	17.18909	25.93157	35.93184
13	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.87202	2.63273	3.37812	4.78105	7.03113	8.58755	10.79493	16.03519	26.11908	36.30288	44.43666
14	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.47158	3.05843	4.53734	7.38170	9.98939	12.74167	18.22516	27.56860	37.36515	45.46076	45.46109
15	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.00352	2.61480	3.92257	6.27408	9.55377	14.18692	18.63431	22.92612	29.91685	38.61822	38.61848
16	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.86101	2.44149	3.66139	5.83674	8.86904	13.09631	16.66258	19.26708	23.87537	29.84235	29.84257
17	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.51434	3.75753	6.82816	8.11459	9.99313	13.00083	17.20060	20.13726	20.96580	20.96600	20.96600
18	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.92991	3.59126	5.27460	6.54874	7.28455	9.55579	9.55579	13.56748	15.80075	15.57295	15.57310
19	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.51698	3.26766	3.83982	4.42249	5.00100	6.44543	8.88162	11.05608	12.73984	12.73993	12.73993
20	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.13682	2.69818	2.94928	3.25882	3.65275	4.64026	6.29860	8.02292	9.73126	9.73133	9.73133
21	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.49475	1.97356	2.55304	2.90337	3.03664	3.83904	5.37595	6.32380	6.49232	6.49238	6.49238
22	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.96379	1.35942	1.98286	2.37893	2.56626	3.16819	4.18917	4.59330	4.19866	4.19872	4.19872
23	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.49532	0.80348	1.21122	1.64902	2.16524	2.56514	2.75404	2.77479	2.55418	2.55421	2.55421
24	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.24487	0.41913	0.64715	0.98205	1.53655	1.84661	1.82397	1.74521	1.60284	1.60287	1.60287
25	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.78068	1.10839	1.29904	1.28045	1.09040	1.09042	1.09042
26	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.36741	0.58495	0.79909	0.80691	0.65191	0.65192	0.65192
27	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
28	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
29	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
30	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
31	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
32	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
33	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
34	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
35	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
36	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
37	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
38	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
39	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
40	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
41	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
42	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
43	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
44	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
45	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
46	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
47	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
48	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
49	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
50	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
51	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
52	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
53	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
54	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
55	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
56	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
57	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
58	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
59	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
60	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
61	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
62	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
63	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
64	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
65	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
66	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
67	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
68	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
69	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
70	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
71	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
72	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
73	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
74	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
75	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
76	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
77	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
78	0.0	0.0	0.0													



CYCLE	CHAINEL																												
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26			
1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.23632	0.13668	0.13669
2	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.29640	0.23757	0.23759
3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.31416	0.58851	0.58853
4	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.45817	0.77979	0.77983
5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.99265	1.04032	0.59729
6	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.31358	0.72158	0.72162
7	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.99445	0.90662	0.90666
8	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.49018	1.35888	1.35892
9	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	3.79822	2.23810	2.23814
10	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	5.16910	3.57185	3.57191
11	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	8.60370	8.60370	8.60378
12	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	9.92311	5.74243	11.91075
13	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	12.03460	14.87517	14.87528
14	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	12.38040	15.21757	15.21768
15	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	6.31036	12.79821	12.79829
16	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	4.80025	4.80025	4.80025
17	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	5.00360	9.79363	9.79390
18	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	6.56153	4.40872	4.40877
19	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	5.17335	3.25287	3.25291
20	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.32952	4.15599	4.15602
21	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.67892	3.19190	3.19192
22	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.05922	1.36637	1.36638
23	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.50553	0.86674	0.86676
24	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.57940	0.57658	0.51823
25	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.35842	0.32495	0.32495
26	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.41746	0.22528	0.22528
27	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.28455	0.14506	0.14506

Fig. 24-2 Radial distribution of thermal flux in large core (Example 1)

0.8255	1.1182	1.0662	0.8962	0.7064
0.7555	1.1094	1.0595	0.9157	0.6976
0.7674	1.1979	1.1404	0.9470	0.6686
	1.2755	1.2785	1.1555	0.8962
	1.2397	1.2562	1.1401	0.9233
	1.3131	1.3569	1.2468	0.9470
	1.1031	1.1539	1.2785	1.0662
	1.1397	1.2010	1.2733	1.0873
	1.1256	1.2860	1.3569	1.1404
	0.9740	1.1031	1.2755	1.1182
	1.0607	1.1777	1.3006	1.1524
	0.9550	1.1256	1.3149	1.1980
	0.7236	0.7999	1.2017	1.1581
	0.7518	0.7768	1.2144	1.1199
	0.6552	0.7127	1.1608	1.1249
	0.7999	0.7574	1.0095	1.0618
	0.7812	0.7492	1.1355	1.0536
	0.7127	0.6978	1.0697	0.9801
	1.2017	1.0075	1.0283	0.8498
	1.2091	1.1360	1.0653	0.8778
	1.1607	1.0696	1.0268	0.8044
	1.1581	1.0618	0.8498	0.6326
	1.1149	1.0218	0.8737	0.6661
	1.1248	0.9801	0.8043	0.5687
0.7905				
0.7768				
0.7474				

$\gamma$  probe test  
 FROLA  
 FLARE

Fig. 26 Radial peaking factor

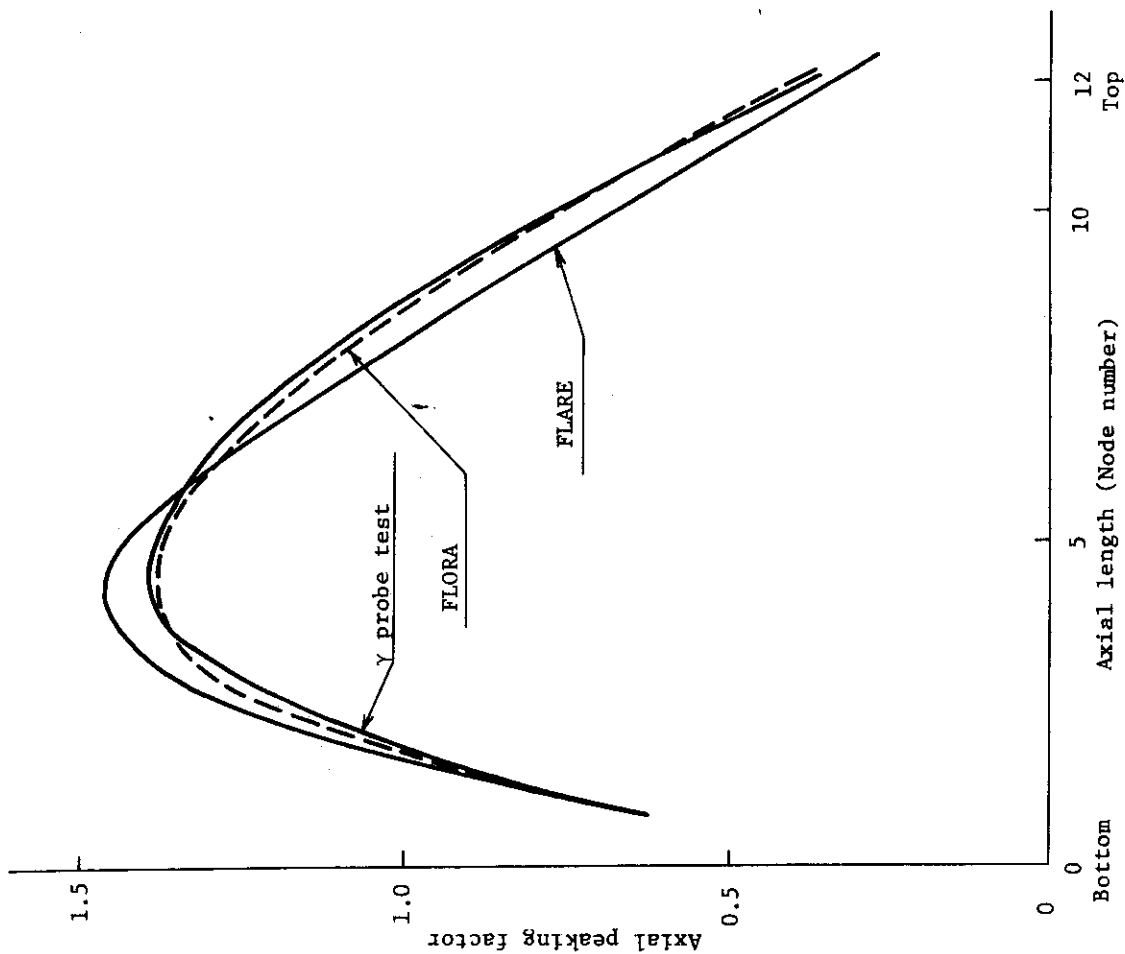


Fig. 25 Axial peaking

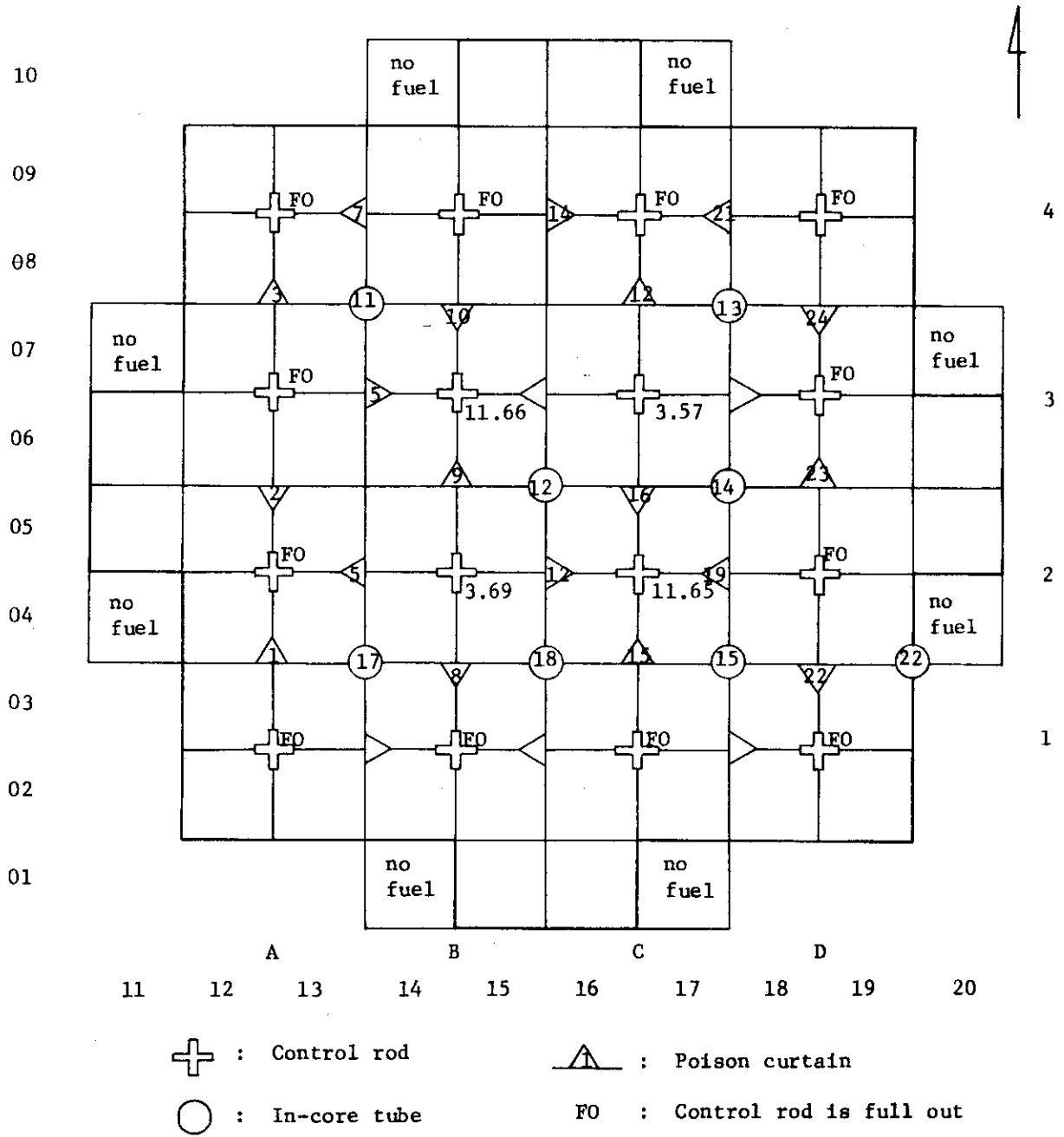


Fig. 27 Core configuration of JPDR

### 10.16 FLORAの収束性の検討

FLORAを用いた例題の試算については、加速をしないでおこなった。加速をすることによって、繰返し回数が、どの程度、節約できるか、またそれによって、計算時間が少なくなるかを調べてみた。ノードの数が363で繰返し数を一定にして、加速因子を0~0.6までかえたとき、固有値、中性子束が前回と今回とでの変化をFig.28にしめす。加速因子が0.6で発散した。また、加速因子が0と0.4とで、固有値と高速中性子束がどう収束して行くかを、繰返し回数をパラメータにして、Fig.29に図示した。固有値の収束より、中性子束の収束が一般にわるいので、加速因子を0.4とすることによって、繰返し回数を約50%節約できることがわかる。加速因子を0として、サブノードの数の分割数をふやした場合、固有値と、中性子束との変化を調べた。Fig.30は繰返し回数が39と40回目の中性子束、固有値の差がノード数でどうかを示したものである。この結果から、ノードの数を大きくしても、固有値の収束性は、それに比例して、わるくなるが、中性子束の収束性は飽和する傾向にある。将来、大型原子炉が建設されると、その炉心の出力分布を計算するときは、その炉心の大きさによって収束判定条件をかえる必要がある。それは中性子束の収束判定をゆるくして、固有値の収束判定をきつくすることである。一方、固有値を中性子のバランスから求めている限りでは、一つのノードの核反応が、(4-12)式において及ぼす量は少ないので、結果的には中性子束の収束判定をきつくする必要がある。とくに、計算機による計算は必ず有効数字の中に限界があるので、(4-12)式のように積分量で固有値を求めると、その有効数以内のみしか収束性をたかめることができない。従って、中性子束の判定条件によって、収束判定をする必要がある。

### 10.17 FLORAの使用上のコメント

ノードが大きいときに差分解法は計算誤差が大きい。その改善方法が、関数近似の方法である。できるだけ誤差を少なくすることは勿論だが、計算時間も少なくする必要がある。そこでFLORAで、これらを実現する方法に対するコメントをする。

中性子束、出力分布はプログラムで計算する初期推定値を使用しないようにする。種々の炉心の出力、中性子分布を初期推定によって完全に、収束した分布を求めることは不可能である。初期推定の方法は中性子束がsine分布として、炉心と反射体とで、高速群の中性子の減速の割合が異なるので、その効果を入れて、計算されている。同じ体系ならば、初期推定値は前回の計算結果を使用するのがよい。また、固有値の初期推定値も、同じ体系なら、前回の収束値を使用するのがよい。

多くのパラメータをサーベイーをして、典型的な炉心を決定して、出力、中性子分布を計算する場合が多い。このような場合はノードを大きくした状態で、パラメータサーベイーをして、パラメータが決定された後、ノードをサブードに分割して、より精度の高い計算をするのがよい。BWRではノードの大きさは燃料集合体を基準にして、十分な精度で計算できる。また、PWRの燃料集合体はその断面積が20cm×20cmもあるので、差分近似法ではサブードを2×2に分割すれば、パラメータサーベイーに必要な精度の計算はできる。関数近似法ではノー

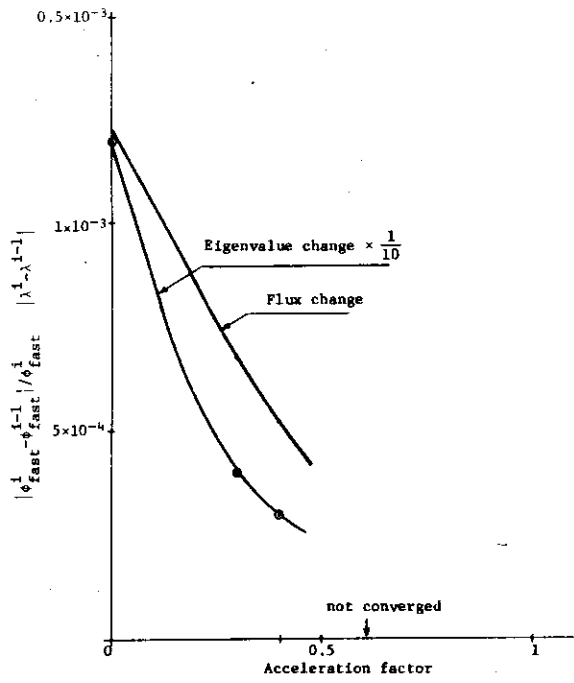


Fig. 28 Eigenvalue and flux vs. acceleration

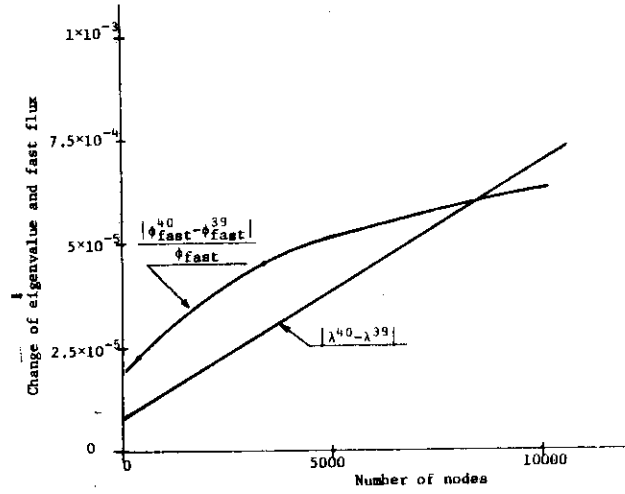


Fig. 30 Eigenvalue and flux vs. nodal numbers

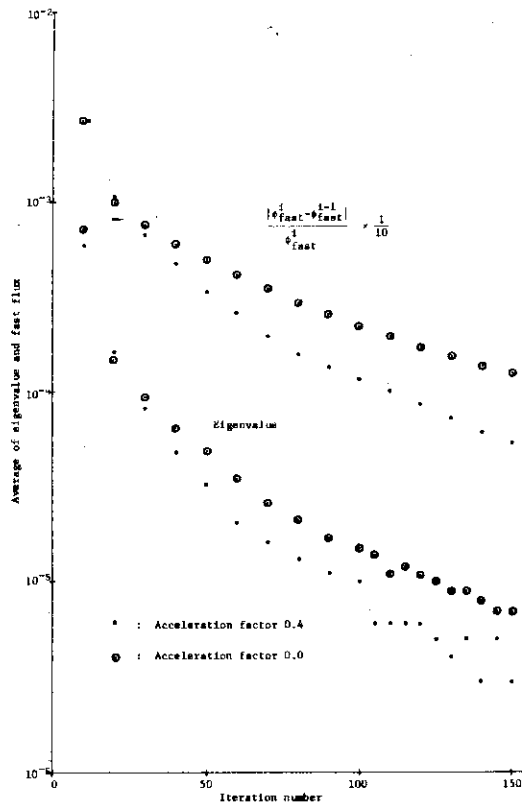


Fig. 29 Eigenvalue and flux vs. iteration

ードの分割は必要でない。

炉心と反射体との境界，炉心の近くの反射体に炉心構造材があるので，他のどのプログラムと同様に完全に FLORA でシミュレーションできない。例えば，JPDR の場合，反射体中の中性子源は，燃料集合体とほぼ同じ大きさの収納箱に入っている。炉心側面の反射体中の構造物の核定数は軸方向の核定数が一様であると仮定しているので，中性子源の形状による核定数の変化を微細に入れて，三次元核熱水力計算をすることができない。そこで，どうしても，工学的経験によって，炉心構造のモデル化に必要な補正係数が必要である。アルベド，Partial fuel factor を経験にもとずいて，十分活用する必要がある。

ガドリ入り燃料の核定数はガドリが部分的に入っていない燃料集合体の核定数を計算する方法で入力するようにしている。十分な使用経験をえていないので，それにもとずいて，利用しやすいように，変更するのもよい。FLORA では軸方向に濃縮度がことなる燃料であっても核定数が計算でき，出力分布が求められる。

FLORA は差分近似法と関数近似法によって拡散方程式をといている。FLAIR と同じようにそれぞれの解法に重みをつけて，最適な近似をえるようにしている。その重みの決定は軸方向のノードを最小（2ケ）にとり，軸方向に無限大炉心を仮定し，差分近似法のみによって，サブノード数をパラメータにして出力分布を計算し，この結果と同じになるように次にサブノードをとらないで，差分近似法と関数近似法との重みをパラメータにして出力分布を計算をして，最適な重みを決定すればよい。軸方向については装荷燃料を少なくして，軸方向のサブノードをパラメータにして，前述と同じ要領で重みを決定すればよい。

計算機の容量が足りないとき，プログラムをオーバーレイにして使用することがある。FLORA についてのオーバーレイの一例を参考のために，その一例を Table 5 にしめす。これによってメモリは約 4k Words 少なくなる。サブルーチン ARGUS と SOURCE を別々のセグメントにすると，11k Words 少なくできる。これはボイドイタレーションのとき，それぞれサブルーチンが相互にまたがって流れるので計算時間をおおくする上からも好ましくない。

FLORA は軸方向のノードの最低数は 2ケである。軸方向のアルベドを零にとることによって，準 2 次元的な出力分布の計算ができる。とくに PWR のような場合は，軸方向の出力分布は燃料チャンネルの間で相似性が成立するので，二次元の出力分布を求め，さらに軸方向の代表的なチャンネルの出力分布を求めることによって，三次元の出力分布を観察することができる。

Table 5 Overlay of FLORA

```
SGMT SEG1
SELECT (FTMAIN, ARGUS, CNV1, EDT1, ERROR, EX, PRNTHD, SOURCE, AAIN)
SGMT SEG2, CHN=SEG1
SELECT (RDV1, CASE, NIPS, EXTRA, FLEXIT)
SGMT SEG3, CHN=SEG1
SELECT (AREA, TABLE, REFUEL, PCH1, CORR)
FIN
RUN
TAPE F03, J0460, FROLAC, NEW, 001802
DISK F01
DISK F02
DATA
```

Input data follows

## 11. 検 討

変分法による出力分布の計算手法から，拡散方程式の差分近似，関数近似による解法までを検討して二群の三次元拡散方程式の解法を F L O R A にまとめあげた。それを軽水炉を例にとつて，その出力分布を計算した。この過程において，次のことがわかった。

(1) Natural mode を用いた変分法による軽水炉の出力分布の計算は時間がかかりすぎる。

第 2.5 節でもふれたが，この計算時間がかかりすぎるのはプログラムの計算のステップ数が多いためである。(2-10) 式の計算でもわかるようにマトリックスの要素の大部分が零でないので，計算の回数も多くなる。例えば差分による解法では(4-9) 式をマトリックスで表現したとすれば，対角要素の近くの要素を除けば，大部分が零であるので，計算のステップ数が少ない。従つて計算時間が少なくてすむ。変分法による出力分布の計算は，計算時間がかかるために，反射体の厚さ，核定数をパラメータにして，種々の条件で計算をしなかつた。他のコードとの精度の比較は数例のみであつた。今後は計算時間を少なくすることとあわせて，種々のパラメータサーベイをする必要があろう。

(2) 修正一群拡散計算でも精度の高い計算が可能である。

二群拡散方程式を一群拡散方程式に変形して，二群の効果を入れた計算は， $\tau + L^2$  とか  $k_1 + pk_2$  とし，おこなわれてきた。ノードが大きくなると，熱群の中性子束はその変化がはげしく，高速群の中性子束と相似でない。さらに，この傾向は非均質な炉心ほど著しい。例えば，Fig. 31 に典型的な例をしめす。このように，相似性が成立しない炉心では，少なくとも二群拡散計算あるいは，多群の効果を入れた拡散計算が必要である。このような効果は第 7 節の方法で取入れられることが，実例計算からもわかった。

(3) 炉心の境界条件はアルベドによつて与えられる。

反射体の中性子束を計算する必要がない場合が多いので，炉心の境界条件—アルベド—を用いて，炉心の出力分布，中性子束分布を求めることができる。サブノードの長さを変えて，ベンチマークテストでもやつたように，出力分布を観察すると，反射体に一番多く接するサブノードのあるノードの出力分布が一番大きく，サブノードの長さの影響を受ける。この一つの理由はアルベドの計算が平板の原子炉を仮定しておこなわれているためである。平板の原子炉より，柱状，球状の原子炉を仮定して，アルベドを求めるとさらによい近似になるであろう。この場合に，(4-16) 式の変形が必要である。例えば炉心の中では，(4-9) 式に表われるように，ノードとノードとの中性子の輸送は  $D/h/2$  の関数として求められる。反射体に接するノードのアルベドが柱状や球状原子炉の場合に  $D/h/2$  をもかえなければならぬので，多少，プログラムが面倒である。これらの取扱いについては容易であるがさらに検討する必要がある。

(4) 二群拡散方程式の関数近似法によつて，十分な精度で出力分布の計算ができる。

差分近似で拡散方程式をとく場合，吸収の小さいノードと大きいノードが接していると，小さいノードの出力は大きく，大きいノードの出力は小さくなる傾向がベンチマークテストの結果や J P D R - 1 の計算結果からわかった。

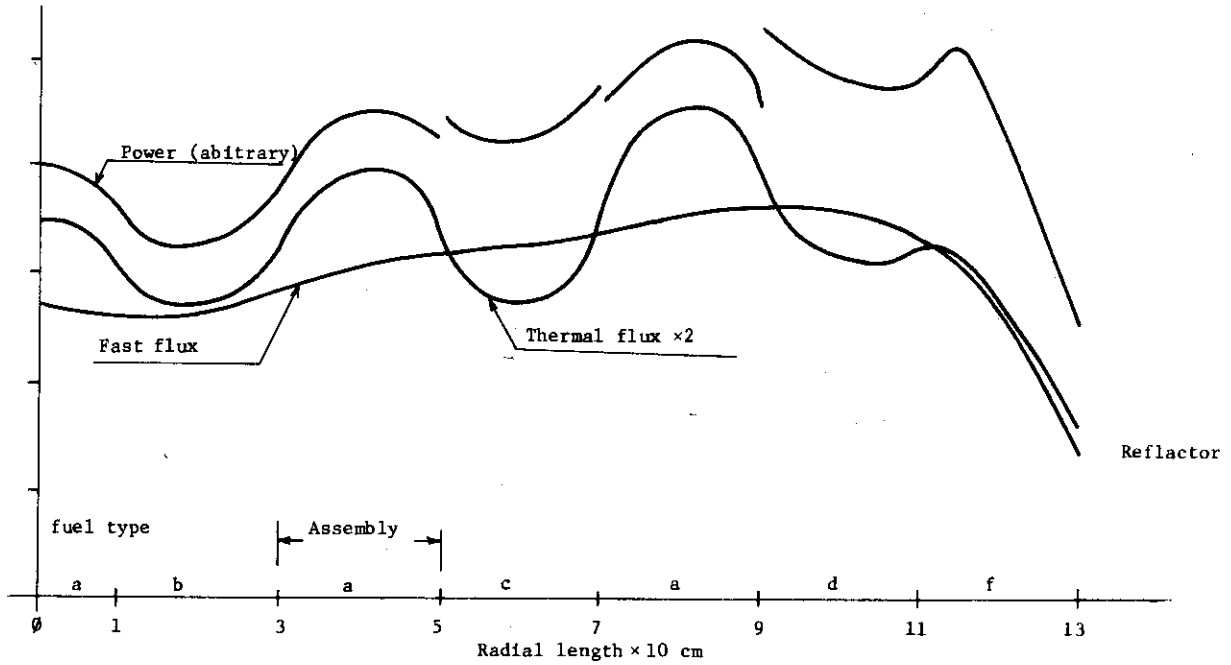


Fig. 31 Flux and power distribution

A 1.120(-2.9) 1.153	B 1.107(2.3) 1.082	A 1.018(-3.3) 1.052	← Fuel type
B 1.107(2.3) 1.082	A 1.018(-3.3) 1.052	C 0.9631(3.5) 0.9303	← Present method (%) (Refer to section 6)
A 1.018(-3.3) 1.052	C 0.9631(3.5) 0.9303	D 0.6870(3.1) 0.6663	← Twenty-Ground

0.985412  
0.98929

Eigenvalue

Fig. 32 Power distribution and eigenvalue



そのような傾向はノードが大きくなる程、強くなる。その結果、計算誤差が大きくなる。

PWRのように燃料集合体大きい炉心では、このような傾向が著しい。そのような計算誤差を少なくするために、関数近似法は有効であることがわかった。関数近似法はノードが小さいときは差分近似法と同じになるので、ノードの大小にかかわらず使用できる。

さらにノードの中の中性子束を厳密に表わし、関数近似法をより精度を高くするものとして、第6節にのべた方法、さらには二群拡散方程式を厳密にとく方法がある。第6節の方法は試算としておこなった。その例をFig.32に示す。これは簡単なモデルであるが出力分布で3.5%以内で、fine meshの計算結果と一致している。種々の炉心について試算しないとわからないが、第6節の方法はFLORAの関数近似の方法の改良形であるので、精度が向上していることは推定できる。ただ、この方法はプログラムが複雑で単純でない。

FLORAの関数近似法はプログラムも単純で、容易にコーディングができる。FLORAを使用する際、精度を向上させるにはノードを分割して計算しなければならない。サブノードを作るため、計算時間はかかるが、一つのプログラムで、オプションのみをかえれば一貫して計算できるので便利である。

(5) 熱水力コードのリンクは計算時間がかかる。

FLAREでもFLORAでも熱水力は流量、クオリティ、ボイド等を関数近似して、その係数を入力して、炉心の出力状態の条件にもとづいて、計算されている。この方法は計算時間を少なくする上からはよい方法であるが、それらの係数をきめることが大変な仕事量である。そこで、FLORAと熱水力コードをリンクして使用することが考えられる。そこで、その問題点をさぐるため、手初めとしてFLAREと熱水力コードJP-Hydroをリンクして使用した。JPDR-1炉心をモデルにして、計算をおこなった。その結果によると、関数近似の係数を用いて、計算した場合よりも、計算時間が倍もかかった。熱水力コードをリンクしてFLAREやFLORAを使用するときは、計算時間のかからない核熱水力コードを使用する必要がある（出力、中性子分布を求める限りでは厳密な熱水力計算は必要でないので、単純なモデルで計算時間をとらない方法がよい）。

(6) FLORAは計算時間が少ない。

プログラムは計算時間を少なくすることが、計算精度を向上させることと同じように重要である。FLORAの原始的形を作ったとき、中性子束の分布を計算するプログラムを燃料タイプ、制御棒の挿入量を制定条件としてコーディングすると、カード枚数が少なくてすんだ。しかし、IFが多くて、計算のステップ数が多くなり、計算時間が予想しない程多くなった。このため、現在使用しているFLORAのコーディングの方式にかえた。出力、中性子分布の計算のときのように、繰返し計算をする場合は計算のステップ数を少なくすることが計算時間を少なくする要因である。これは単なるプログラムのテクニックであるが重要である。FLORAは細心の注意をはらった。現在まで、FLORAを使用して、他のプログラムと計算時間を比較してみると、炉心体形によって異なるが約 $\frac{1}{2}$ ～ $\frac{1}{3}$ 程度ですんでいる。従って、実用炉の計算にも十分な経済性をもって使用できる。炉心管理をする上でも、実用炉が模倣できるようにし、可変デメンションであるので、使用上も便利である。

F L O R A のプログラムの方法で計算時間が早いもう一つの理由は Inner iteration と Outer iteration の区別がなく、(4-9)式を Gauss - Seidel 法でといたためである。高速群と熱群の中性子束を同時に求める。いわゆる、分割法<sup>16)</sup>を採用しているためである。そこで、F L O R A のプログラム方式を応用として、内藤<sup>13)</sup>の作った、

D I F F S I O N - A C E の考え方を借用して、F L O R A - A C E を作った。

F L O R A - A C E は Leakage method をプログラム化したものである。この方法は炉心の中性子束、出力分布が相似性が成立する初期炉心や P W R のように、制御棒による中性子束、出力分布の歪みの少ない炉心の軸方向の中性子分布の計算をある代表的なチャンネルについてのみおこなひ、他のチャンネルはそれと相似であるとするので、計算時間が少なくなすむ。

- (7) 大きい炉心程、単位体積当りのノード数は少なくてよい。

炉心の大小にかかわらず炉心の単位体積当りのノード数を一定とすると、大きい炉心程、計算精度がよいことが第10節での検討の結果わかった。同じ精度で中性子束や出力分布を計算するには大きい炉心程、単位体積当りのノード数を少なくできる。

- (8) 群数による固有値の差は大きい炉心程少ない。

群数を多くして、計算することが、出力分布を求める際によいとされている。第10節でのべたように、大きい炉心程、群数をふやしても、固有値の計算に及ぼす効果は少ない。核定数の群数の縮約の方法によつてのみ、固有値の値が決定されるからである。簡単な例が均質な裸の原子炉の固有値問題をとけばわかる。固有値がもれの効果によつてかわる量は大きい原子炉程少ないからである。

## 12. あとがき

F L O R A のプログラムはコーディングの際に差分近似の方法、関数近似の方法、Diagonal node法等の色々な検討がされた。これらはすべて、計算時間を少なくし、適度の計算精度を与えることを主目的としてきた。その過程でF L O R A以外に次のようなプログラムを作ったので、参考までに、その名前と入力形式を付録にしめす。

- (1) 変分法による二群三次元核熱水力計算コード(第2節参照)

VARIATION 入力形式 付録 D 参照

- (2) 修正一群三次元核熱水力計算コード(第7節参照)

ONE-MODIFY 入力形式 付録 E 参照

- (3) Diagonal node 法による二群三次元核熱水力計算コード(第5節参照)

DIAGONAL 入力形式 付録 F 参照

- (4) 各種 fitting コード 付録 G 参照

プログラムの使命は使用実績を与えることである。F L O R A は二、三の軽水炉に適用して、試算をしたが、一応の成果を上げているが、何と云っても、多くの実例について適用して、問題点を洗い出し、改良を加え、よりよいプログラムにすることである。多くの人々が利用され、多くのコメントを期待して止まない。

どのコードもノード数を多くすると中性子束、固有値の収束がわるくなるとともに計算時間が大きくなる。これは大型原子炉の出力分布を計算する場合、致命的な問題になるように思えてならない。そこで安易に高速度の計算ができる大容量の計算機にたよることが考えられるが、その前に拡散方程式の解法について、議論しておく必要があるまいか。みだりにノード数を多くし、群数を多くすることが、どこまで得策かは多くの原子炉について計算をし見極めねばならない大きな問題である。この意味では一つ大きなノードに対して一つの出力を対応させてとく方法は着想がよい。F L O R A の関数近似法は一つの特徴のある方法と思える。多くの実例計算をし、その効用を確める必要があるろう。

最後に、動力炉試験部開発室内藤淑孝氏を初めとして、御協力下さった方々に深く御礼を申しあげます。

## 文 献

- 1) D. L. Delp et al: GEAP-4598 July, 1964
- 2) L. Goldstein, et al: A., trans. Amer. Nuc. Soc. 10 (1967) 300
- 3) S. Børresen: Nucl. sci. and Eng. 44 (1971) 37
- 4) M. Lunelli and G. Gaggioni: EUR 532.e (1964)
- 5) S. Kaplan et al: Nucl sci and Eng (1964) 18 163
- 6) P. Lambropoulos and V. Luco: J. Nucl. Energy (1970) Uo. 24. 551
- 7) 雨宮綾夫 田口武夫編: 数値解析とFDRTRAN, 丸善KK (1969) P253
- 8) J. B. Yasinsky et al: Nucl. sci and Eng 22 (1965) 171
- 9) J. B. Yasinsky and S. Kaplan: Nucl. sci and Eng., 28 (1967) 426
- 10) H. Larsen: IAEA-SM-154/24 (1972)
- 11) Z. Weiss: Nucl. sci and Eng. 48 (1972) 235
- 12) 利元正幸: ADC プログラム
- 13) 内藤淑孝, 前川充留, 渋谷一男: 3次元拡散コードDIFFUSION-ACE
- 14) 内藤淑孝: 試算
- 15) 新谷尚義: 数値計算, 朝倉書店 (1967) P97
- 16) 同 上 P102

付録 A FLORAの入力データ

すべてのカードは3つの2桁の数字と64カラムのFree format dataからなる。この数字はカードタイプのオプションに使用され、データは前の計算に使用したデータがそのままのこるのでスキップしたものはそのデータがかわらない。

最初のカードはCase Cardで、そのあとに01カードが入力され、最後にTerminal Card(タイプ99)がくる。

指数部の表示はEと書いても書かなくてもよいが、必ずサインをつけなければならない(例えば3.14-1)。また、bSnb(例えば13.5 S5 16)と書くことによって、n個のデータがスキップされる。bRnb(例えば13.5 R5 16)と書くことによって、n個のデータをくりかえされたと同じことになる。以下、入力データの説明をする。

タイプ	カラム	内容	備考
0	1	)または(	)=独立ケース (=従属ケース
	2~5	FLORまたは BURN	FLOR コードの名前 BURN:カード10Aによるシャフリングまたは燃焼度ステップを指定する。
	6~71		使用者の頭文字
01	11, 12	01	
	13, 14	ブランク	
	15, 16	BRN	=0ならE <sub>max</sub> まで計算する。1ならば次のケースに進む前に入力データによる照射分布が計算される。
	17~80		フリーホールドデータ
		E <sub>0</sub>	初期平均燃焼度(1000MWD/T)
		E <sub>max</sub>	最大平均燃焼度
		△E	燃焼のきざみ
		△X	ノードの長さ(cm)(X方向)
		△Z	ノードの長さ(cm)(Z方向)
		P <sub>th</sub>	熱出力(MW)
		P <sub>rated</sub>	定格熱出力(MW)
		W <sub>1</sub> , W <sub>2</sub>	全流量のfitting係数 $F = W_1 + W_2 (P_{th}/P_{rated}) + W_3 (P_{th}/P_{rated})^\alpha$
		h <sub>s1</sub> , h <sub>s2</sub>	サブクール $h_s = h_{s1} P_{th}/P_{rated} + h_{s2} + (P_{th}/P_{rated})^\beta h_{s3}$
		CRNR	ノードのまわりに入っている制御棒の数
		PATHS	燃料集合体の流路断面積(f <sub>t</sub> <sup>2</sup> )
		HEATS E	燃料集合体の熱伝達表面積(f <sub>t</sub> <sup>2</sup> )

タイプ	カラム	内 容	備 考
01	17~80	CHI	燃料再装荷のオプション
		RELNUW	絶対中性子束を求める係数
		W <sub>3</sub>	流量の fitting 係数
		ALP	流量の fitting 係数
		h <sub>s3</sub>	サブクルルの fitting 係数
		BET	サブクルルの fitting 係数
		IFD	0:上向の炉心流量
		IBF1	IFD=0, 1のとき無意味, IBF1=1のとき, I-Jが偶数のとき, flowは上向き, 奇のとき下向きに流れる。IBF1=-1のとき不用
		ISUF	ISUF=-1のとき, KZの軸のノードによって燃料が固有値入がDELKより少さくなったのち, KZの軸のノードによって押出され, 同じ燃料タイプによってシャフリングされる。ISUF=1のときはIZNによって上下方向の燃料の交換がされる。
		IRZ	ISUF=-1のとき, IRZ=0のとき, Refuelingが上向におこなわれる。ISUF=1のとき, 下向におこなわれる。ISUF=-1のときはbidirectionallyにおこなわれる。
		JBR1	IRZ=0, 1のとき, 意味なし, JBR1=1のときI-Jが偶数のとき, I-Jノードの燃料がrefueling上部のみ, 他のノードは下部のみおこなれる。JBR1=-1のときはおこなわれない。
		KZ	ISUFを参照
		IZN	ISUF参照, 軸方向のノードは0数を表わす。
		DELK	ISUF参照
		ASFLOW	全流量が炉心の燃料棒内を通る流量の割合, (全流量-もれ)/全流量約0.9~1の値である。
		JCT	≠0 Partial control rod カードタイプ21参照
		IFLUXO	≠0のとき中性子束の軸方向分布をプリントする。
		WKERN1	高速群の混合カーネルの重み=0のときは拡散カーネル=1 近似関数表示カーネル
		WKERN2	熱群の混合カーネルの重み, WKERN1と同じ
		BUCKXY	炉心のXY面のバックリング
		BUCKZ	炉心のZ方向のバックリング
		BUCKS	側面反射体のバックリング

タイプ	カラム	内 容	備 考	
02	11, 12	BUCKB	下部反射体のバックリング	
		BUCKT	上部反射体のバックリング	
		ASHEAT	燃料棒内で発生する熱出力の割合 (通常 1.0)	
		CHHEAT	Channel box内で発生する熱出力の割合 (通常 1.0)	
	13, 14	02		
		ALL	<p>= 0 なら PCH=1 のとき, 出力, 燃焼度, ボイド分布が燃焼の最終段階でカードに打出される。</p> <p>= N なら PCH=1 のとき, N 回目の燃焼ごとに, 出力, 燃焼度, ボイド分布をカードに打出す。</p>	
	15, 16	PCH	<p>= 0 ならカードをパンチしない。</p> <p>≠ 0 なら ALL に従ってカードをパンチする。</p>	
		BC	境界条件の指定 ( Fig.15 参照 )	
	17~80		BC	<p>= 4 ¼炉心 中心ノード</p> <p>= -4 ¼炉心 中心線なし</p> <p>= 3 ¼炉心 中心線あり, 線対称</p> <p>= 2 ½炉心 中心線あり, 180° 回転対称</p> <p>= -1 全炉心</p> <p>= 0 中心線なし, 180° 回転対称</p> <p>= 1 中心線なし, 線対称</p>
			$K_{max}$	軸方向のノードの数
DSIJK			中性子束の収束判定条件	
NS			中性子束の最大くりかえし回数	
DL(S)			中性子束の繰返しループにおける固有値の収束判定条件	
			$ \lambda_i^s - \lambda_{i-1}^s  \leq \epsilon^s$	
NV			ボイドループの最大繰返し回数	
DL(U)			ボイドループの収束判定条件	
			$ \lambda_j^u - \lambda_{j-1}^u  \leq \epsilon^u$	
DL(SH)			ボイドループの収束判定条件	
	$ \text{SHANKS} - \lambda_j^s  \leq \text{DL(SH)}$			
	$\text{SHANKS} = \frac{\lambda_{j-2}^s - \lambda_j^s - (\lambda_j^s)^2}{\lambda_{j-2}^s + \lambda_j^s - 2\lambda_{j-1}^s}$			
DSHNK	ボイドループの収束判定条件			
	$ \text{SHANKS} - \text{SHANKSQ}  \leq \text{DSHANK}$			
	$\text{SHANKSQ} = \frac{\text{SHANKS}_{U-2} \cdot \text{SHANKS}_U - (\text{SHANKS}_{U-1})^2}{\text{SHANKS}_{U-2} + \text{SHANKS}_U - 2 * \text{SHANKS}_{U-1}}$			
LMBDA	固有値のゲス値			

タイプ	カラム	内 容	備 考
02	17~80	DL(P)	=0ならば入力の子系の固有値を求める。 >0ならばPower search をする。 $ \lambda - \lambda_0  \leq DL(P)$
		PLOCAL	ローカルピーキング
		PSIA	炉圧力 (PSIA)
		KERNZ	Z方向のカーネルの指定 =1 差分カーネル =2 関数近似カーネル
		KERNX	X軸方向のカーネルの指定 =1 拡散カーネル =2 関数近似カーネル
		K 1	炉心側面の反射体の $k_1$ (NFT=0があるとき入力する)。
		K 2	" $k_2$ "
		D 1	" $D_1$ "
		D 2	" $D_2$ "
		$\Sigma_{a1}$	" $\Sigma_{a1}$ "
		K 1	炉心低部の第一層の反射体の $k_1$ (KREF=0で $\frac{1}{\phi} \frac{d\phi}{dx}$ が 入力されるときはダミ ーデータ値を入力する)
		K 2	" $k_2$ "
		D 1	" $D_1$ "
		D 2	" $D_2$ "
		$\Sigma_{a1}$	" $\Sigma_{a1}$ "
		K 1 1	} 炉心上部の第一層の反射体の $k_1$ の ポイドに対する fitting 係数
		K 1 2	
		K 1 3	
		K 2 1	} 同上 $k_2$ に対する fitting 係数
		K 2 2	
		K 2 3	
		D 1 1	} 同上 $D_1$ に対する fitting 係数
		D 1 2	
		D 1 3	
		D 2 1	} 同上 $D_2$ に対する fitting 係数
		D 2 2	
		D 2 3	
		$\Sigma_{a11}$	} 同上 $\Sigma_{a1}$ に対する fitting 係数
		$\Sigma_{a12}$	
		$\Sigma_{a13}$	



タイプ	カラム	内 容	備 考
02	17~80	K1	炉心底部の第一層の制御棒がある場合の $k_1$ (KREF=0で $\frac{1}{\phi} \frac{d\phi}{dx}$ が入力されるときはタミーデータ値を入力する)
		K2	" $k_2$ "
		D1	" $D_1$ "
		D2	" $D_2$ "
		$\Sigma_{a1}$	" $\Sigma_{a1}$ "
		WEIGF2	ノードの平均中性子束を求めるときの重み (4~12)
		NDIV	X, Y方向のサブノードの分割数
03	11, 12 13, 14 15, 16	03	
		Blank	
		T	fuel type
		$B_1 \sim B_6$	制御棒なしの場合 (V:ボイド率, E:燃焼度) $D_1 = B_1 + B_2 E + (B_3 + B_4 E) V + (B_5 + B_6 E) V^2$
		$B_7 \sim B_{12}$	制御棒ありの場合 $D_1 = B_7 + B_8 E + (B_9 + B_{10} E) V + (B_{11} + B_{12} E) V^2$
		$B_{13} \sim B_{18}$	制御棒なし $D_2 = B_{13} + B_{14} E + (B_{15} + B_{16} E) V + (B_{17} + B_{18} E) V^2$
		$B_{19} \sim B_{24}$	制御棒あり $D_2 = B_{19} + B_{20} E + (B_{21} + B_{22} E) V + (B_{23} + B_{24} E) V^2$
			=0 出力, 中性子束の分布の Initial guessを計算する。固有値も Initial guess =-1 出力, 中性子束の分布を Initial guessし, 出力, 中性子, 燃焼度分布, 固有値を Iteration ごとに計算し, 最後の Iteration のときの値を磁気テープに書き次のケースの Initial guessに使用する準備をする。 =1 前回のケースで計算された固有値, 出力, 中性子束分布を磁気テープから読み, Initial guessとして使用して, Iteration の終了後, 再び磁気テープに書く。 =2 固有値, 中性子束, 燃焼度分布を磁気テープから読み, Initial guess として使用して, Iteration が終了後, これらを再び磁気テープに書く。 =1, 2 のとき, 出力分布, 燃焼度分布はカードタイプ9と10Bで訂正できる。

タイプ	カラム	内 容	備 考
03	15, 16	B <sub>25</sub> ~ B <sub>33</sub>	制御棒なし $\Sigma_{1a} = B_{25} + B_{26} E + B_{27} E^2 + (B_{28} + B_{29} E + B_{30} E^2) V + (B_{31} + B_{32} E + B_{33} E^2) V^2$
		B <sub>34</sub> ~ B <sub>42</sub>	制御棒あり $\Sigma_{1a} = B_{34} + B_{35} E + B_{36} E^2 + (B_{37} + B_{38} E + B_{39} E^2) V + (B_{40} + B_{41} E + B_{42} E^2) V^2$
		B <sub>43</sub> ~ B <sub>51</sub>	制御棒なし $\Sigma_{2a} = B_{43} + B_{44} E + B_{43} E^2 + (B_{46} + B_{47} E + B_{48} E^2) V + (B_{49} + B_{50} E + B_{51} E^2) V^2$
		B <sub>52</sub> ~ B <sub>60</sub>	制御棒あり $\Sigma_{2a} = B_{52} + B_{53} E + B_{54} E^2 + (B_{55} + B_{56} E + B_{57} E^2) V + (B_{58} + B_{59} E + B_{60} E^2) V^2$
		B <sub>61</sub> ~ B <sub>69</sub>	制御棒なし $\nu \Sigma_{f1} = B_{61} + B_{62} E + B_{63} E^2 + (B_{64} + B_{65} E + B_{66} E^2) V + (B_{67} + B_{68} E + B_{69} E^2) V^2$
		B <sub>70</sub> ~ B <sub>78</sub>	制御棒あり $\nu \Sigma_{f1} = B_{70} + B_{71} E + B_{72} E^2 + (B_{73} + B_{74} E + B_{75} E^2) V + (B_{76} + B_{77} E + B_{78} E^2) V^2$
		B <sub>79</sub> ~ B <sub>87</sub>	制御棒なし $\nu \Sigma_{f2} = B_{79} + B_{80} E + B_{81} E^2 + (B_{82} + B_{83} E + B_{84} E^2) V + (B_{85} + B_{86} E + B_{87} E^2) V^2$
		B <sub>88</sub> ~ B <sub>96</sub>	制御棒あり $\nu \Sigma_{f2} = B_{88} + B_{89} E + B_{90} E^2 + (B_{91} + B_{92} E + B_{93} E^2) V + (B_{94} + B_{95} E + B_{96} E^2) V^2$
		B <sub>97</sub> ~ B <sub>102</sub>	制御棒なし $\Sigma_{12} = B_{97} + B_{98} E + (B_{99} + B_{100} E) V + (B_{101} + B_{102} E) V^2$
		B <sub>103</sub> ~ B <sub>108</sub>	制御棒あり $\Sigma_{12} = B_{103} + B_{104} E + (B_{105} + B_{106} E) V + (B_{107} + B_{108} E) V^2$
		B <sub>109</sub> ~ B <sub>110</sub>	Zenon 依存係数 ((10-3)式参照)
		B <sub>111</sub> ~ B <sub>112</sub>	Doppler " ((10-2)式参照)
		B <sub>113</sub> ~ B <sub>114</sub>	流量配分 $F_{ij} = F_{ij} (B_{114} + B_{114} (P-1) + B_{115} (P-1)^2)$
B <sub>115</sub> ~ B <sub>117</sub>	Fuel Depletion 係数 (FLARE参照)		
B <sub>118</sub> ~ B <sub>123</sub>	制御棒なし $\frac{1}{\nu} = B_{118} + B_{119} V + E (B_{120} + B_{121} V + (B_{122} + B_{123} V) E)$		

タイプ	カラム	内 容	備 考
		B <sub>124</sub> ~ B <sub>129</sub>	制御棒あり $\frac{1}{\rho} = B_{124} + B_{125} V + E ( B_{126} + B_{127} V + ( B_{128} + B_{129} V ) E )$
04	11, 12	04	
	13, 14	Blank	
	15, 16	I	行の指定
	17~80	T <sub>ij</sub>	i 行の j 列の位置の fuel type j = 1 ~ jmax まで順に入力する。
05	11, 12	05	
	13, 14	Blank	
	15, 16	I	行の指定
	17~80		制御棒の先端の i, j 位置の挿入高さをノードを単位として 入力
06	11, 12	06	
	13, 14	Blank	
	15, 16	I	行の指定
	17~80	F <sub>ij</sub>	相対流量配分 F <sub>ij</sub> の平均 = 1.0 に基格化
07	11, 12	07	
	13, 14	Blank	
	15, 16	I	行の指定
	17~80	AH <sub>ij</sub>	高速群の i, j 位置の水平方向のアルベドの補正係数 $\beta_{ij} = AH_{ij} * \text{理論よるアルベド}$
08	11, 12	08	
	13, 14	Blank	
	15, 16	I	行の指定
	17~80	XK <sub>ij</sub>	Partial fuel factor $\Sigma_{a2}(I, J, K) = \Sigma_{a2}(I, J, K) * XK_{ij}$
09	11, 12	09	
	13, 14	I	行の指定
	15, 16	J	列の指定
	17~80	S <sub>ijk</sub>	i, j に対して K = 1, K <sub>max</sub> までの出力分布を入力する。 J = 1, J <sub>max</sub> , I = 1, I <sub>max</sub> まで同じように入力する。
10A	11, 12	10	
	13, 14	I	行の指定
	15, 16	bo	零
	17~20	ID <sub>ii</sub>	4文字の英数字。フリー・フォーム・データでないことに注意。

タイプ	カラム	内 容	備 考
10A	21~24	$ID_{i2}$	$i, j$ 位置の燃料のラベルを指定。燃料がない場合には空けておく。 $S_{ijk}, E_{ijk}, V_{ijk}$ がカード・パンチされる場合にこのIDがおのこのカードのカラム3~6に打たれる。燃料にラベルをつけるのは燃料取換えによる配置の変化を記録しやすくするためである。従属したケースで燃料取換え、または配置控えを行なう場合は変化した行だけ書けばよい。しかしその行のすべての燃料のラベルは与えなければならない。
10B	1~2	Run number	燃焼カード ( Exposure Cards ) (パンチ・出力はインプットのPCHが書かれる)
	3~6	$ID_{ij}$	
	7~8		燃料のタイプ
	11~12	10	
	13~14	I	行の指定
	15~16	J	列の指定
	17~18		フリー・フォーム・データ
		$E_{ijk}$	1000MWD/T 単位で燃焼度を $S_{ijk}$ に同様の入れ方で入れる。

注意 従属したケースでラベル・カードが読み込まれるとそれに続く燃焼カードはそのカードのカラム3~6にあるIDの最初にてきた位置におさめられる。したがってカラム3~6にブランク・ラベルをした燃焼カードは最初の燃料棒のない位置(フル・コアでは(1,1))におさめられる。ID配列にないラベルのある燃焼カードは無視される。

11	1~10		タイプ10Bと同じ。
	11, 12	11	
	13, 14	I	行の指定
	15, 16	I	列の指定
	17~80		フリー・フォーム・データ
		$V_{ijk}$	制御, 照射による重 をつけたポイド・フラクション, $S_{ijk}$ と同様な入れ方をする。
12	11, 12	12	
	13, 14	Blank	
	15, 16	IACCEL	$\omega = 1$ 一定常数による Over-relaxation $\omega = 0$

タイプ	カラム	内 容	備 考
13	17~70		=1 可変数による Over-relaxation 加速因子 IACCEL=-1 のとき、1ケの Over-relaxation factor を入力する。 IACCEL=1 のとき、入力したデータ数(最大17個)だけ Over-relaxation をおこなう。
	11, 12	13	
	13, 14	IFLAR	=0 のときは FLARE で用いた Bankoff の式、Zuber の式が使用される。
	15, 16	Blank	-
	17~80	Cn	n=1~15 10.4節熱水を参照(FLAREと同じ)
		KRIF	炉心上下の反射体のサブノード数 KDIV と等しいか、小さい。
		KDIV	Z方向のサブノードの分割数
		K1	炉心下部第二層の $k_1$ (KREF≠0で、 $\frac{1}{\phi} \frac{d\phi}{dx}$ を入力するときはダミーデータとなる。必ず値は入力する)
		K2	" $k_2$ "
		D1	" $D_1$ "
		D2	" $D_2$ "
		$\Sigma_{a1}$	" $\Sigma_{a1}$ "
		K11	
		K12	炉心上部第二層の $k_1$ の fitting 係数 "
		K13	$K11 + K12 * U + K13 * U^2$
		K21	} 同上の $k_2$ の fitting 係数 "
		K22	
		K23	
		D11	} 同上の $D_1$ の fitting 係数 "
		D12	
	D13		
	D21	} 同上の $D_2$ の fitting 係数 "	
	D22		
	D23		
	$\Sigma_{a11}$	} 同上の $\Sigma_{a1}$ の $\Sigma_{a1}$ の fitting 係数 "	
	$\Sigma_{a12}$		
	$\Sigma_{a13}$		

タイプ	カラム	内 容	備 考																																								
13	17~80	H20B1	炉心側面の高速群の $-\frac{1}{\phi} D \frac{d\phi}{dx} = C$ の値																																								
		H20B2	" 熱 "																																								
		BOTB1	炉心下部の高速 "																																								
		BOTB2	" 熱 "																																								
		TOPB1	炉心上部の高速 "																																								
		TOPB2	" 熱 "																																								
		BOTCB1	炉心下部の制御棒がある場合の高速 "																																								
		BOTCB2	" 熱 "																																								
14	11, 12	14																																									
	13, 14	NJ	このカードの最初の $IB_{ij}$ の j の値																																								
	15, 16	I	このカードの $IB_{ij}$ の i の値																																								
	17~80		フリー・フォーム・データ																																								
		$IB_{ij}$	i j 平面のおおのこの燃料の位置にその場所を識別するために2桁の数字を与える。(identifying number) 燃料がない場所は0である。(数字は01~84までのもの) 例																																								
			<table border="1"> <tr><td>01</td><td>0</td><td>0</td><td>0</td><td>0</td></tr> <tr><td>02</td><td>03</td><td>04</td><td>0</td><td>0</td></tr> <tr><td>05</td><td>06</td><td>07</td><td>08</td><td>0</td></tr> <tr><td>09</td><td>10</td><td>11</td><td>12</td><td>0</td></tr> <tr><td>13</td><td>14</td><td>15</td><td>16</td><td>17</td></tr> </table>	01	0	0	0	0	02	03	04	0	0	05	06	07	08	0	09	10	11	12	0	13	14	15	16	17															
01	0	0	0	0																																							
02	03	04	0	0																																							
05	06	07	08	0																																							
09	10	11	12	0																																							
13	14	15	16	17																																							
15	11, 12	15																																									
	13, 14	NP	このカードの最初の $HIS_{NP}$ の NP の値。NP は1から全燃料棒位置へとふえる。																																								
	15, 16	IB	bundle ( or fuel ) identification number でこのカードにその $HIS_{NP}$ が与えられる。																																								
	17~80	$HIS_{NP}$	ハンドル IB が燃料位置 NP に留っていた燃焼のステップ数。 例																																								
			<table> <tr><td>15</td><td>1</td><td>1</td><td>1.0</td><td>0.0</td><td>1.5</td><td>3.0</td><td>0.0</td></tr> <tr><td>15</td><td>1</td><td>2</td><td>0.0</td><td>1.0</td><td>2.0</td><td>0.0</td><td></td></tr> <tr><td>15</td><td>3</td><td>3</td><td>1.0</td><td>0.0</td><td>2.4</td><td>0.0</td><td></td></tr> <tr><td>15</td><td>3</td><td>4</td><td>1.0</td><td>3.5</td><td>0.0</td><td>0.0</td><td></td></tr> <tr><td>15</td><td>5</td><td>5</td><td>1.5</td><td>0.0</td><td></td><td></td><td></td></tr> </table>	15	1	1	1.0	0.0	1.5	3.0	0.0	15	1	2	0.0	1.0	2.0	0.0		15	3	3	1.0	0.0	2.4	0.0		15	3	4	1.0	3.5	0.0	0.0		15	5	5	1.5	0.0			
15	1	1	1.0	0.0	1.5	3.0	0.0																																				
15	1	2	0.0	1.0	2.0	0.0																																					
15	3	3	1.0	0.0	2.4	0.0																																					
15	3	4	1.0	3.5	0.0	0.0																																					
15	5	5	1.5	0.0																																							

Fig. 10

この例では1枚目のカードは現在位置1 (IB)にある燃料は1 step 燃焼が進む間位置1 (NP)にあり, 1.5 step 間, 位置3 (現在バンドル3 (IB=3)がある位置)にあり, 3 step 間 位置4にあったことを示す。2枚目のカードは現在位置IB=2にある燃料は1 step 位置2に, 2 step 位置3にあったことを示す。以下同じ。

タイプ	カラム	内 容	備 考
続き		$E_{IB} = \sum_1^{84} H I S_{NP} \quad E S_{NP}$ <p>E, Sは各点によつてちがう値をとるため</p> $E_{ijk} = \sum^{NP_{max}} H I S_{NP} \quad E S_{NP \cdot k}$ <p>NPは燃料を含むij位置 E<sub>ijk</sub>の式にはB<sub>22t</sub>は入らないことに注意。 また, タイプ01のCHIによつて収れんを早くすることができる。</p> $E_{ijk}^i = E_{ijk} (1.0 - CHI) + E_{ijk}^1 CHI$ <p>同時にV<sub>ijk</sub>は</p> $V_{ijk} = E_{ijk} U_{ijk}$ <p>によつて計算される。 ここで述べているE<sub>ijk</sub>・V<sub>ijk</sub>は前に記したものとちがうことに注意しなければならない。</p>	
16	11, 12 13, 14 15, 16 17~80	16 N NR IR <sub>n</sub>	<p>このカードの最初のIR<sub>n</sub>のnの値 IRの値が入る領域の番号 使用者は燃料をまとめた10組までの領域を指定することができる。 領域中の燃料は隣り合っている必要はない(N<sub>max</sub>=21)。 領域に関する平均燃焼度が計算される。</p> $\bar{E} = \frac{IR_{k_{max}} \sum \sum^{max} E_{ijk}}{k_{max} \times \text{領域中の燃料の数}}$
17	11, 12 13, 14 15, 16 17~80	17 Blank " NOK	<p>フリー・フォーム・データ Fig.9 参照 外部ループの最大くりかえし数 入力のλになるようΔEを求めるループ</p>

タイプ	カラム	内 容	備 考
		NOR	内部ループの最大くりかえし数 MAX $E_{ijk} \leq \text{DELIM}$ になったら終了
		DELKX	外部ループの収束制定条件
		DELIM	内部ループの "
		DEXL	$\Delta \lambda / \Delta E$ の推定値 カードタイプ 17 を入力する場合, 値が零であっても必ず 5 つの数字を入れること。
18	11, 12	18	
	13, 14	Blank	
	15, 16	I	行の指定
	17~80	AH2	炉心下部の制御棒の挿入高さ KDIV=1 で第二層まで全部挿入されているときは 2.0 KDIV=0 で第一層全部挿入されているときは 1.0
19	11, 12	19	
	13~16	Blank	
	17~80	NSPEC	スペサ-のタイプの数
		KSPEC	スペサ-の下端位置のノ-ドの位置 (J, 1)
		KSPEC	スペサ-の上端位置のノ-ドの位置 (J, 2)
		SPECV	スペサ-が二つのノ-ドにまたがるとき, 下端がノ-ドでしめる体積率 (J, 1)
		SPECV	同上, 上端がノ-ドでしめる体積率 (J, 2)
		BSP(1)	} (10-14) 式で表わしたときの $\Sigma_{s,1}$ の補正係数
		BSP(2)	
		BSP(3)	
		BSP(4)	
		BSP(5)	} (10-14) 式で表わしたときの $\Sigma_{s,2}$ の補正係数
		BSP(6)	
		BSP(7)	
		BSP(8)	} (10-14) 式で表わしたときの $\nu \Sigma_{f1}$ の補正係数
		BSP(9)	
		BSP(10)	} (10-14) 式で表わしたときの $\nu \Sigma_{f2}$ の補正係数
		BSP(11)	
		BSP(12)	



タイプ	カラム	内 容	備 考
19	17~80	BSP (13) BSP (14) BSP (15)	} (10-14)式で表わしたときの $\Sigma_{12}$ の補正係数
20	11, 12	20	
	13, 14	Blank	
	15, 16	1	
	17~80	NGADL	ガドリ燃料タイプの数(最大5)
		NFGD	ガドリ燃料が入っている fuel type の番号をガドリ燃料タイプの順にかく。
	11, 12	20	
	13, 14	Blank	
	15, 16	2	
	17~80	BGD(1) } BGD(130)	カードタイプ3の $B_1 \sim B_{130}$ と同じ形式のガドリ入り燃料の核熱定数を入力する。
		KGDB	ガドリ燃料の下端が入っているノード位置
	KGDT	ガドリ燃料の上端が入っているノード位置	
	GDVOL	KGDBからKGDTまでのノードの中でガドリ燃料がしめる体積	
21	11, 12	20	
	13, 14	Blank	
	15, 16	3	
	17~80	BGD } GDVOL	} 前述をガドリ燃料タイプ数NGADLだけくりかえす
99	11, 12	21	
	13, 14	I	行の指示
	15, 16	J	列の指示
	17~80	CT	I, J位置のPartial control rodをZ方向の $K=1$ から $K_{max}$ まで入力する。
			Terminated カード

## 付録 B FLOBA による計算例

図 17 にしめす炉心で、ノードの  $x, y, z$  の長さを 12 cm、サブノードの分割を 2 つにした場合の計算例をしめす。入力データと出力を以下にしめす。

FLOLA INPUT 例

FLOLA-DIV PROGRAM NCH 6 CM

		INPUT CARDS															
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
KD	OVR BRN-LST E(O)	EMAX	DE	DZ	PTH	PRATED	FLOW1	FLOW2	SUBC1	SUBC2	CRNRD	FLOW3	ALP	SUBC3	BET	IFFF	IUVU
1	0 0	* 0.0	0.0	1.12	12.	1.E-8	45.	2.2756	2.00956	*	*	*	*	*	*	*	*
1	0 0	* 0.92094	1.944	1.	0.09	24.63	0.10.	-8.122E5	2.	*	*	*	*	*	*	*	*
1	0 0	* -0.66315	2.0.	S8	1	1.	0.4			*	*	*	*	*	*	*	*
KD	ALL ANY-PCH SYM	KMAX	DSIJK	NS	DL(S)	NU	DL(U)	DL(SH)	DSHNK	LMBDA	DL(P)						
2	0 0	**4	5.	.00001	160	0	1	0.00000	0	0	1	0	1.3	875.	1	1	
2	0 0	* 0.187996	0.34366	1.3541	0.1591	0.809345E-3	0	0.187996	0.34366	0	0.187996	0.34366					
2	0 0	* 1.3541	0.1591	0.809345E-3	0	0.187996	0	0.34366	0	0	1.3541	0	0				
2	0 0	* 0.1591	0	0													
2	0 0	* 0.809345E-3	0	0	0.187996	0.34366	1.3541	0.1591	0.809345E-3	6	2*						
KD	I	CONSTANTS BY FUEL TYPE B(J, I)															
3	0 1	* 1.2121	S5	1.23296	S5	0.2741	S5	0.2583	S5	7.151E-3	S8	0.01182	*	*	*	*	*
3	0 1	* S8	0.07191	S8	0.08604	S8	5.431E-3	S8	5.279E-3	S8	0.1064	S8	*	*	*	*	*
3	0 1	* 0.1112	S8	0.02985	S5	0.02612	S14	2.442	S5	2.442			*	*	*	*	*
KD	I	FUEL TYPE I(I,J) J=1,JMAX															
4	0 1	* 1	1	1									*	*	*	*	*
4	0 2	* 1	1	1									*	*	*	*	*
4	0 3	* 1	1	1									*	*	*	*	*
KD	I	CONTROL ROD POSITION R(I,J) J=1,JMAX															
5	0 1	* 2											*	*	*	*	*
KD	K IED	CONSTANTS C(J)															
13	0 0	*.24735	4.0822	0.	0.24735	0.	0.013758	671.4	756.	31.56	*	*	*	*	*	*	*
13	0 0	* S6	0	2	0.187996	0.34366	1.3541	0.1591	0.809345E-3	0.187996	0	0	*	*	*	*	*
13	0 0	* 0.34366	0	0	1.3541	0	0.1591	0	0.809345E-3	0	0	0.187996	*	*	*	*	*
13	0 0	* 0.34366	1.3541	0.1591	0.809345E-3								*	*	*	*	*
99	0 0	* DATA TERMINATED															

EXPOSURE 0.0 CYCLE 0 R(1,J) BY CHANNEL

(0) 1 2 3  
 1 2.00000 0.0 0.0  
 2 0.0 0.0 0.0  
 3 0.0 0.0 0.0

FUEL TYPE JB(1,J)·I·1,130

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	1.2121E 00	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.2330E 00	0.0	0.0	0.0
1	0.0	0.0	13	14	15	16	17	18	19	20
			2.7410E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.5830E-01	0.0
1	0.0	0.0	23	24	25	26	27	28	29	30
			0.0	0.0	7.1510E-03	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
1	0.0	0.0	33	34	35	36	37	38	39	40
			0.0	1.1820E-02	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
1	0.0	0.0	43	44	45	46	47	48	49	50
			7.1910E-02	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
1	0.0	0.0	53	54	55	56	57	58	59	60
			8.6040E-02	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
1	0.0	0.0	63	64	65	66	67	68	69	70
			5.4310E-03	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	5.2790E-03
1	0.0	0.0	73	74	75	76	77	78	79	80
			0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.0840E-01	0.0
1	0.0	0.0	83	84	85	86	87	88	89	90
			0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.1120E-01	0.0	0.0
1	0.0	0.0	93	94	95	96	97	98	99	100
			0.0	0.0	0.0	0.0	2.9850E-02	0.0	0.0	0.0
1	0.0	0.0	103	104	105	106	107	108	109	110
			2.6120E-02	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
1	0.0	0.0	113	114	115	116	117	118	119	120
			0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.4420E 00	0.0	0.0
1	0.0	0.0	123	124	125	126	127	128	129	130
			0.0	2.4420E 00	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

NC	NU	NS	DELTA I S	DELTA I U	DELTA I C	ACCEL S TOT	MAX REL CHG IN SOURCE	SOURCE TOT	LAMBDA
1	1	1	0.089830	0.089830	0.089830	30.270061	0.227254	12.392609	1.089830
1	1	2	0.007221	0.097051	0.097051	44.037163	0.126413	18.041425	1.097051
1	1	3	0.004773	0.101824	0.101824	44.680058	0.092145	18.296503	1.101824

NC	NU	NS	DELTA L S	DELTA L U	DELTA L C	ACCEL S TOT	MAX REL CHG IN SOURCE	SOURCE TOT	LAMBDA
1	1	4	0.004072	0.105896	0.105896	44.89973	0.066744	18.286188	1.105896
1	1	5	0.003397	0.109293	0.109293	44.972017	0.035068	18.416055	1.109293
1	1	6	0.002823	0.112116	0.112116	44.995210	0.043322	18.425679	1.112116
1	1	7	0.002360	0.114476	0.114476	45.002428	0.036322	18.428514	1.114476
1	1	8	0.001992	0.116469	0.116469	45.003928	0.031034	18.429125	1.116469
1	1	9	0.001699	0.118168	0.118168	45.003795	0.026900	18.429071	1.118168
1	1	10	0.001462	0.119630	0.119630	45.003248	0.023290	18.428851	1.119630
1	1	11	0.001269	0.120899	0.120899	45.002707	0.020885	18.428627	1.120899
1	1	12	0.001108	0.122007	0.122007	45.002248	0.018636	18.428437	1.122007
1	1	13	0.000975	0.122982	0.122982	45.001904	0.016739	18.428298	1.122982
1	1	14	0.000861	0.123843	0.123843	45.001644	0.015119	18.428191	1.123843
1	1	15	0.000764	0.124608	0.124608	45.001428	0.013720	18.428114	1.124608
1	1	16	0.000681	0.125289	0.125289	45.001313	0.012500	18.428059	1.125289
1	1	17	0.000609	0.125898	0.125898	45.001220	0.011428	18.428016	1.125898
1	1	18	0.000546	0.126444	0.126444	45.001141	0.010478	18.427986	1.126444
1	1	19	0.000491	0.126935	0.126935	45.001094	0.009631	18.427966	1.126935
1	1	20	0.000442	0.127378	0.127378	45.001049	0.008872	18.427948	1.127378
1	1	21	0.000400	0.127777	0.127777	45.001028	0.008188	18.427937	1.127777
1	1	22	0.000362	0.128139	0.128139	45.000999	0.007569	18.427929	1.128139
1	1	23	0.000328	0.128467	0.128467	45.000978	0.007008	18.427920	1.128467
1	1	24	0.000297	0.128764	0.128764	45.000957	0.006496	18.427910	1.128764
1	1	25	0.000270	0.129035	0.129035	45.000934	0.006029	18.427902	1.129035
1	1	26	0.000246	0.129281	0.129281	45.000921	0.005601	18.427897	1.129281
1	1	27	0.000224	0.129505	0.129505	45.000905	0.005208	18.427891	1.129505
1	1	28	0.000205	0.129710	0.129710	45.000886	0.004847	18.427886	1.129710
1	1	29	0.000187	0.129897	0.129897	45.000871	0.004515	18.427879	1.129897
1	1	30	0.000171	0.130068	0.130068	45.000858	0.004208	18.427863	1.130068
1	1	31	0.000156	0.130224	0.130224	45.000832	0.003925	18.427859	1.130224
1	1	32	0.000143	0.130367	0.130367	45.000801	0.003663	18.427845	1.130367
1	1	33	0.000131	0.130498	0.130498	45.000776	0.003421	18.427835	1.130498
1	1	34	0.000121	0.130619	0.130619	45.000759	0.003197	18.427831	1.130619
1	1	35	0.000111	0.130730	0.130730	45.000733	0.002989	18.427821	1.130730
1	1	36	0.000102	0.130831	0.130831	45.000708	0.002809	18.427813	1.130831
1	1	37	0.000093	0.130925	0.130925	45.000693	0.002645	18.427804	1.130925
1	1	38	0.000086	0.131010	0.131010	45.000665	0.002491	18.427792	1.131010
1	1	39	0.000079	0.131090	0.131090	45.000646	0.002346	18.427781	1.131090
1	1	40	0.000073	0.131163	0.131163	45.000621	0.002210	18.427772	1.131163
1	1	41	0.000067	0.131230	0.131230	45.000597	0.002081	18.427764	1.131230
1	1	42	0.000062	0.131292	0.131292	45.000570	0.001960	18.427752	1.131292
1	1	43	0.000057	0.131349	0.131349	45.000549	0.001847	18.427749	1.131349
1	1	44	0.000053	0.131402	0.131402	45.000530	0.001740	18.427736	1.131402
1	1	45	0.000049	0.131451	0.131451	45.000511	0.001639	18.427730	1.131451
1	1	46	0.000045	0.131496	0.131496	45.000493	0.001544	18.427721	1.131496
1	1	47	0.000042	0.131538	0.131538	45.000472	0.001455	18.427711	1.131538
1	1	48	0.000039	0.131577	0.131577	45.000447	0.001371	18.427703	1.131577
1	1	49	0.000036	0.131613	0.131613	45.000433	0.001293	18.427695	1.131613
1	1	50	0.000033	0.131646	0.131646	45.000407	0.001219	18.427685	1.131646
1	1	51	0.000031	0.131677	0.131677	45.000397	0.001149	18.427683	1.131677
1	1	52	0.000029	0.131706	0.131706	45.000381	0.001083	18.427673	1.131706
1	1	53	0.000027	0.131733	0.131733	45.000357	0.001022	18.427669	1.131733
1	1	54	0.000024	0.131757	0.131757	45.000332	0.000964	18.427660	1.131757

PAGE 4

NC	NU	NS	PROGRAM	NCH	6 CM	DELTA L U	DELTA L C	ACCEL S TOT	MAX REL CHG IN SOURCE	SOURCE TOT	LAMBDA
1	1	55	0.000023	0.131780	0.131780	45.000335	0.000909	1	1	10	1.131780
1	1	56	0.000021	0.131802	0.131802	45.000315	0.000858	1	1	10	1.131802
1	1	57	0.000020	0.131822	0.131822	45.000303	0.000810	1	1	10	1.131822
1	1	58	0.000019	0.131840	0.131840	45.000286	0.000764	1	1	10	1.131840
1	1	59	0.000017	0.131858	0.131858	45.000277	0.000721	1	1	10	1.131858
1	1	60	0.000016	0.131874	0.131874	45.000262	0.000681	1	1	10	1.131874
1	1	61	0.000014	0.131889	0.131889	45.000257	0.000643	1	1	10	1.131889
1	1	62	0.000014	0.131903	0.131903	45.000235	0.000607	1	1	10	1.131903
1	1	63	0.000013	0.131916	0.131916	45.000226	0.000574	1	1	10	1.131916
1	1	64	0.000012	0.131928	0.131928	45.000216	0.000542	1	1	10	1.131928
1	1	65	0.000011	0.131939	0.131939	45.000214	0.000512	1	1	10	1.131939
1	1	66	0.000011	0.131950	0.131950	45.000194	0.000484	1	1	10	1.131950
1	1	67	0.000010	0.131960	0.131960	45.000190	0.000457	1	1	10	1.131960
1	1	68	0.000009	0.131969	0.131969	45.000181	0.000432	1	1	10	1.131969
1	1	69	0.000009	0.131978	0.131978	45.000171	0.000408	1	1	10	1.131978
1	1	70	0.000008	0.131986	0.131986	45.000162	0.000386	1	1	10	1.131986
1	1	71	0.000008	0.131994	0.131994	45.000154	0.000365	1	1	10	1.131994
1	1	72	0.000007	0.132001	0.132001	45.000137	0.000345	1	1	10	1.132001
1	1	73	0.000007	0.132008	0.132008	45.000121	0.000327	1	1	10	1.132008
1	1	74	0.000006	0.132014	0.132014	45.000135	0.000309	1	1	10	1.132014
1	1	75	0.000006	0.132020	0.132020	45.000114	0.000292	1	1	10	1.132020
1	1	76	0.000005	0.132025	0.132025	45.000118	0.000276	1	1	10	1.132025
1	1	77	0.000005	0.132031	0.132031	45.000118	0.000262	1	1	10	1.132031
1	1	78	0.000005	0.132036	0.132036	45.000107	0.000248	1	1	10	1.132036
1	1	79	0.000004	0.132040	0.132040	45.000112	0.000234	1	1	10	1.132040
1	1	80	0.000005	0.132045	0.132045	45.000097	0.000227	1	1	10	1.132045
1	1	81	0.000004	0.132049	0.132049	45.000093	0.000210	1	1	10	1.132049
1	1	82	0.000004	0.132052	0.132052	45.000084	0.000199	1	1	10	1.132052
1	1	83	0.000003	0.132056	0.132056	45.000085	0.000186	1	1	10	1.132056
1	1	84	0.000003	0.132059	0.132059	45.000080	0.000174	1	1	10	1.132059
1	1	85	0.000003	0.132062	0.132062	45.000082	0.000169	1	1	10	1.132062
1	1	86	0.000003	0.132065	0.132065	45.000073	0.000160	1	1	10	1.132065
1	1	87	0.000003	0.132068	0.132068	45.000067	0.000151	1	1	10	1.132068
1	1	88	0.000003	0.132071	0.132071	45.000064	0.000143	1	1	10	1.132071
1	1	89	0.000002	0.132073	0.132073	45.000066	0.000136	1	1	10	1.132073
1	1	90	0.000003	0.132076	0.132076	45.000067	0.000129	1	1	10	1.132076
1	1	91	0.000002	0.132078	0.132078	45.000048	0.000122	1	1	10	1.132078
1	1	92	0.000007	0.132080	0.132080	45.000053	0.000115	1	1	10	1.132080
1	1	93	0.000002	0.132082	0.132082	45.000054	0.000109	1	1	10	1.132082
1	1	94	0.000002	0.132084	0.132084	45.000042	0.000104	1	1	10	1.132084
1	1	95	0.000002	0.132086	0.132086	45.000049	0.000098	1	1	10	1.132086
1	1	96	0.000001	0.132087	0.132087	45.000051	0.000093	1	1	10	1.132087
1	1	97	0.000002	0.132089	0.132089	45.000043	0.000088	1	1	10	1.132089
1	1	98	0.000007	0.132091	0.132091	45.000035	0.000084	1	1	10	1.132091
1	1	99	0.000001	0.132092	0.132092	45.000032	0.000079	1	1	10	1.132092
1	1	100	0.000001	0.132093	0.132093	45.000039	0.000075	1	1	10	1.132093
1	1	101	0.000002	0.132094	0.132094	45.000030	0.000071	1	1	10	1.132094
1	1	102	0.000001	0.132096	0.132096	45.000032	0.000068	1	1	10	1.132096
1	1	103	0.000001	0.132097	0.132097	45.000033	0.000064	1	1	10	1.132097
1	1	104	0.000001	0.132097	0.132097	45.000028	0.000061	1	1	10	1.132097
1	1	105	0.000001	0.132099	0.132099	45.000026	0.000058	1	1	10	1.132099



FLORA-DIV PROGRAM NCH 6 CM

EXPOSURE	0.0	CYCLE	1	S(I·J)	BY	CHANNEL
( 0 )	1	2	3			
1	1.46719	1.34902	0.88259			
2	1.34902	1.14616	0.73207			
3	0.88259	0.73207	0.45929			

EXPOSURE	0.0	CYCLE	1	S(I·J·K)	BY	BANK
( 1 )	1	2	3			
5	1.38240	1.13420	0.70479			
4	2.04442	1.69264	1.06474			
3	2.04367	1.77386	1.14644			
2	1.20539	1.35095	0.93281			
1	0.66010	0.79346	0.56415			

( 2 )	1	2	3			
5	1.13420	0.92946	0.57685			
4	1.69264	1.39541	0.87453			
3	1.77386	1.49130	0.94930			
2	1.35095	1.19535	0.78220			
1	0.79346	0.71929	0.47746			

( 3 )	1	2	3			
5	0.70479	0.57685	0.35632			
4	1.06474	0.87453	0.54409			
3	1.14644	0.94930	0.59536			
2	0.93281	0.78220	0.49620			
1	0.56415	0.47746	0.30449			

EXPOSURE	0.0	CYCLE	1	FLUX( 1 )	BY	CHANNEL
( 0 )	1	2	3	4	5	6
1	122.67198	120.12071	111.37144	9100.41052	79.59031	52.40037
2	120.12071	117.17823	109.99912	96.60539	76.34454	50.18980
3	113.71449	109.99912	102.25309	88.77964	69.77368	45.75298
4	100.41052	96.60539	88.77964	76.45378	59.79601	39.11225
5	79.59031	76.34454	69.77368	59.79601	46.61048	30.42774
6	52.40037	50.18980	45.75298	39.11225	30.42774	19.83447

EXPOSURE	0.0	CYCLE	1	FLUX( 2 )	BY	CHANNEL
( 0 )	1	2	3	4	5	6
1	45.99771	45.08214	45.25904	40.14310	31.96589	23.20940
2	45.08214	44.02995	43.78965	38.62341	30.66246	22.23013
3	45.25904	43.78965	40.86316	35.50475	28.02430	20.26492
4	40.14310	38.62341	35.50475	30.58398	24.02192	17.32649
5	31.96589	30.66246	28.02429	24.02192	18.80331	13.52921
6	23.20940	22.23013	20.26492	17.32649	13.52921	9.63081



## FLORA-DIV PROGRAM NCH 6 CM

EXPOSURE	0.0	CYCLE	1	FLUX( 1)	BY	BANK
( 1)	1	2	3	4	5	6
10	42.96898	41.03371	37.21514	31.63347	24.48951	15.91338
9	64.60460	61.73366	56.04935	47.70115	36.97091	24.04908
8	80.11314	76.65714	69.76126	59.51959	46.22846	30.11414
7	88.44875	84.87021	77.61249	66.53909	51.87446	33.86963
6	88.43137	85.36314	78.92949	68.31735	53.61177	35.13376
5	79.13848	77.42052	73.64653	64.97470	51.55260	33.97358
4	63.80882	64.17503	62.89399	57.40381	46.26378	30.70614
3	48.60024	49.84773	50.69705	47.35149	38.64567	25.80923
2	35.16465	36.47414	37.76923	35.74798	29.41682	19.73049
1	22.08083	23.02827	23.99790	22.86397	18.89759	12.70241
( 2)	1	2	3	4	5	6
10	41.03371	39.18200	35.53011	30.19573	23.37270	15.18603
9	61.73366	58.98163	53.53727	45.55059	35.29569	22.95577
8	76.65714	73.32934	66.70040	56.87901	44.15917	28.75864
7	84.87021	81.38569	74.34578	63.67146	49.59957	32.36915
6	85.36314	82.27902	75.87471	65.52094	51.33685	33.61402
5	77.42052	75.45832	71.26178	62.54209	49.47114	32.55208
4	64.17503	63.96720	61.50152	55.52927	44.51380	29.47232
3	49.84773	50.45484	49.97889	45.99874	37.27315	24.81227
2	36.47414	37.24096	37.42352	34.82755	28.42252	18.99218
1	23.02827	23.61218	23.84161	22.31156	18.27809	12.23655
( 3)	1	2	3	4	5	6
10	37.21514	35.53011	32.20982	27.36540	21.17597	13.75609
9	56.04935	53.53727	48.57454	41.30852	31.99544	20.80364
8	69.76126	66.70040	60.62008	51.64884	40.07006	26.08384
7	77.61249	74.34578	67.78581	57.94816	45.08023	29.39622
6	78.92949	75.87471	69.61168	59.86369	46.77785	30.58403
5	73.64653	71.26178	66.19513	57.50954	45.24424	29.69263
4	62.89399	61.50152	58.42389	51.52986	40.89832	26.96296
3	50.69705	49.97889	48.18308	42.99808	34.38555	22.76195
2	37.76923	37.42352	36.38418	32.71317	26.29873	17.45973
1	23.99790	23.84161	23.27722	21.01295	16.94199	11.26381
( 4)	1	2	3	4	5	6
10	31.63347	30.19573	27.36540	23.24118	17.97853	11.67614
9	47.70115	45.55058	41.30852	35.11052	27.18177	17.66784
8	59.51959	56.87901	51.64884	43.96385	34.08084	22.17347
7	66.53909	63.67146	57.94816	49.44784	38.41249	25.02604
6	68.31735	65.52094	59.86369	51.28702	39.96889	26.09196
5	64.97470	62.54209	57.50954	49.57071	38.80662	25.40132
4	57.40381	55.52928	51.52986	44.76862	35.24017	23.13912
3	47.35149	45.99874	42.99808	37.61046	29.75211	19.59164
2	35.74798	34.82755	32.71317	28.75083	22.82624	15.06262
1	22.86397	22.31156	21.01295	18.51789	14.73238	9.73112

## FLORA-DIV PROGRAM NCH 6 CM

EXPOSURE	CYCLE						FLUX( 1)	BY	BANK
	0.0	1	2	3	4	5			
( 5)	1	2	3	4	5	6			
10	24.48951	23.37270	21.17597	17.97853	13.90284	9.02640			
9	36.97091	35.29569	31.99544	27.18177	21.03388	13.66648			
8	46.22846	44.15917	40.07006	34.08084	26.40070	17.16728			
7	51.87446	49.59958	45.08023	38.41249	29.90420	19.40148			
6	53.61177	51.33685	46.77785	39.96889	31.08394	20.26495			
5	51.55260	49.47114	45.24424	38.80661	30.27342	19.77475			
4	46.26378	44.51380	40.89832	35.24017	27.58959	18.06105			
3	38.64567	37.27315	34.38555	29.75211	23.37012	15.32987			
2	29.41682	28.42252	26.29873	22.82624	17.97522	11.80880			
1	18.89759	18.27809	16.94199	14.73238	11.61848	7.63764			

EXPOSURE	CYCLE						FLUX( 1)	BY	BANK
	0.0	1	2	3	4	5			
( 6)	1	2	3	4	5	6			
10	15.91338	15.18603	13.75609	11.67614	9.02640	5.85747			
9	24.04908	22.95577	20.80364	17.66784	13.66648	8.87469			
8	30.11414	28.75864	26.08384	22.17347	17.16728	11.15586			
7	33.86963	32.36915	29.39622	25.02604	19.40148	12.61918			
6	35.13376	33.61402	30.58403	26.09196	20.26495	13.19683			
5	33.97358	32.55207	29.69263	25.40132	19.77475	12.89714			
4	30.70614	29.47232	26.96296	23.13912	18.06105	11.79922			
3	25.80923	24.81227	22.76195	19.59164	15.32987	10.03062			
2	19.73049	18.99218	17.45973	15.06262	11.80881	7.73576			
1	12.70241	12.23655	11.26381	9.73112	7.63764	5.00556			

EXPOSURE	CYCLE						FLUX( 2)	BY	BANK
	0.0	1	2	3	4	5			
( 1)	1	2	3	4	5	6			
10	18.82008	17.97236	16.29985	13.85748	10.76812	7.64897			
9	25.62563	24.48679	22.23221	18.92464	14.72961	10.57354			
8	31.63882	30.27397	27.55094	23.51107	18.33884	13.18980			
7	34.92176	33.50901	30.64465	26.27811	20.57439	14.83220			
6	34.89391	33.68487	31.16134	26.97980	21.26357	15.38617			
5	30.89789	30.24555	29.04159	25.65696	20.44726	14.87886			
4	19.95826	20.33767	24.50112	22.65075	18.34948	13.44882			
3	14.90421	15.53243	19.73461	18.68643	15.33138	11.30668			
2	10.80652	11.39594	14.76532	14.16656	11.71915	8.67611			
1	7.52147	7.97210	10.36356	10.00373	8.30766	6.10582			

EXPOSURE	CYCLE						FLUX( 2)	BY	BANK
	0.0	1	2	3	4	5			
( 2)	1	2	3	4	5	6			
10	17.97236	17.16124	15.56177	13.22762	10.27703	7.29934			
9	24.48679	23.39514	21.23574	18.07141	14.06216	10.09283			
8	30.27397	28.95975	26.34211	22.46801	17.51793	12.59608			
7	33.50901	32.13336	29.35486	25.14561	19.67209	14.17505			
6	33.68487	32.46934	29.95563	25.87548	20.36122	14.72052			
5	30.24555	29.49618	28.10407	24.69668	19.62157	14.25611			
4	20.33767	20.50866	23.97728	21.91260	17.65529	12.90815			
3	15.53243	15.93859	19.47115	18.15395	14.78674	10.86962			
2	11.39594	11.80039	14.64192	13.80288	11.32295	8.35121			
1	7.97210	8.28708	10.30374	9.76279	8.03530	5.88174			

## FLORA-DIV PROGRAM NCH 6 CM

EXPOSURE	0.0	CYCLE				1	FLUX(2)	BY	BANK
(3)	1	2	3	4	5	6			
10	16.29985	15.56177	14.10755	11.98780	9.31115	6.61205			
9	22.23221	21.23574	19.26739	16.38856	12.74739	9.14665			
8	27.55094	26.34211	23.94106	20.40223	15.89591	11.42459			
7	30.64465	29.35486	26.76515	22.88559	17.87976	12.87317			
6	31.16134	29.95563	27.48527	23.64178	18.55310	13.39354			
5	29.04159	28.10407	26.13172	22.71164	17.94516	13.00364			
4	24.50112	23.97728	23.03557	20.34818	16.22186	11.80881			
3	19.73461	19.47115	18.99878	16.98230	13.64165	9.97107			
2	14.76532	14.64192	14.40667	12.97457	10.47726	7.67707			
1	10.36356	10.30374	10.17666	9.20111	7.44824	5.41401			
(4)	1	2	3	4	5	6			
10	13.85748	13.22762	11.98780	10.18288	7.90658	5.61314			
9	18.92464	18.07141	16.38856	13.93239	10.83171	7.76929			
8	23.51107	22.46801	20.40223	17.37011	13.52271	9.71356			
7	26.27811	25.14561	22.88559	19.53261	15.23827	10.96127			
6	26.97980	25.87548	23.64178	20.25890	15.85568	11.42825			
5	25.65696	24.69668	22.71164	19.58095	15.39484	11.12605			
4	22.65075	21.91260	20.34818	17.68410	13.98039	10.13359			
3	18.68643	18.15395	16.98230	14.85957	11.80576	8.58346			
2	14.16656	13.80288	12.97457	11.40710	9.09566	6.62395			
1	10.00373	9.76279	9.20111	8.11127	6.47801	4.67788			
(5)	1	2	3	4	5	6			
10	10.76812	10.27703	9.31115	7.90658	6.13691	4.35377			
9	14.72961	14.06216	12.74739	10.83171	8.41698	6.03208			
8	18.33884	17.51793	15.89591	13.52271	10.51965	7.54868			
7	20.57439	19.67209	17.87976	15.23827	11.87341	8.52961			
6	21.26357	20.36122	18.55310	15.85568	12.38328	8.90932			
5	20.44726	19.62157	17.94516	15.39484	12.06063	8.69403			
4	18.34948	17.65529	16.22186	13.98039	10.99179	7.74090			
3	15.33138	14.78674	13.64165	11.80576	9.31281	6.74145			
2	11.71915	11.32295	10.47726	9.09566	7.19301	5.21240			
1	8.30766	8.03530	7.44824	6.47801	5.12806	3.68380			
(6)	1	2	3	4	5	6			
10	7.64897	7.29934	6.61204	5.61314	4.35377	3.06336			
9	10.57354	10.09283	9.14665	7.76929	6.03208	4.28029			
8	13.18980	12.59608	11.42459	9.71356	7.54868	5.36232			
7	14.83220	14.17505	12.87317	10.96127	8.52961	6.06479			
6	15.38617	14.72052	13.39354	11.42825	8.90932	6.34249			
5	14.87886	14.25611	13.00364	11.12605	8.69403	6.19862			
4	13.44882	12.90815	11.80881	10.13359	7.94090	5.67115			
3	11.30668	10.86962	9.97107	8.58346	6.74145	4.82198			
2	8.67611	8.35121	7.67707	6.62395	5.21240	3.73124			
1	6.10582	5.88174	5.41401	4.67788	3.68380	2.61782			

FLORA-DIV PROGRAM NCH 6 CM

EXPOSURE	0.0	CYCLE	1	K(I·J·K)	BY	BANK
( 1)	1	2	3			
5	1.34045	1.34045	1.34045			
4	1.34045	1.34045	1.34045			
3	1.34045	1.34045	1.34045			
2	1.02892	1.34045	1.34045			
1	1.02892	1.34045	1.34045			

( 2)	1	2	3			
5	1.34045	1.34045	1.34045			
4	1.34045	1.34045	1.34045			
3	1.34045	1.34045	1.34045			
2	1.34045	1.34045	1.34045			
1	1.34045	1.34045	1.34045			

( 3)	1	2	3			
5	1.34045	1.34045	1.34045			
4	1.34045	1.34045	1.34045			
3	1.34045	1.34045	1.34045			
2	1.34045	1.34045	1.34045			
1	1.34045	1.34045	1.34045			

EXPOSURE	0.0	CYCLE	1	U(I·J)	BY	CHANNEL
( 0)	1	2	3			
1	0.0	0.0	0.0			
2	0.0	0.0	0.0			
3	0.0	0.0	0.0			

EXPOSURE	0.0	CYCLE	1	U(I·J·K)	BY	BANK
( 1)	1	2	3			
5	0.0	0.0	0.0			
4	0.0	0.0	0.0			
3	0.0	0.0	0.0			
2	0.0	0.0	0.0			
1	0.0	0.0	0.0			

( 2)	1	2	3			
5	0.0	0.0	0.0			
4	0.0	0.0	0.0			
3	0.0	0.0	0.0			
2	0.0	0.0	0.0			
1	0.0	0.0	0.0			

( 3)	1	2	3			
5	0.0	0.0	0.0			
4	0.0	0.0	0.0			
3	0.0	0.0	0.0			
2	0.0	0.0	0.0			
1	0.0	0.0	0.0			

## 付録 C 有限炉心の固有値

二群拡散方程式を裸の均質な一次元の原子炉に適用すると、その固有値は

$$\lambda = \frac{k}{(1+B^2 L^2)(1+B^2 \tau)} \quad (\text{C-1})$$

k : 増倍係数                      B<sup>2</sup> : バックリング  
 τ : ファイルミ年令                L : 拡散距離

と表わされる。バックリングは幾何学的条件によって、きまる。また、その波動方程式は

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + B^2 u = 0 \quad (\text{C-2})$$

となり、 $u(0) = u(1) = 0$ なる境界条件のもとでは

$$B^2 = \pi^2 \quad (\text{C-3})$$

と求められる。一方、(C-2)式を差分方程式にすると

$$h^{-2} (u_{n+1} - 2u_n + u_{n-1}) = \rho u_n \quad (\text{C-4})$$

$$u_0 = u_n = 0 \quad u_n \neq 0$$

$h = 1/N$  : 0~1をNケに分割したときの中

なり、(C-4)式の解は次のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} u(nh) &= r \cdot \sin \pi nh \\ -\rho &= \frac{4}{h^2} \sin^2 \frac{\pi h}{2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{C-5})$$

これから差分方程式に変形したときのバックリングは

$$\Delta B^2 = \frac{\pi^2}{\frac{4}{h^2} \sin^2 \frac{\pi h}{2}} - 1 \quad (\text{C-6})$$

の誤差となる。これが(10-17)式である。

直方体炉心の場合については、それぞれx, y, z方向のバックリングの誤差を(C-6)式と同様に求めることができる。それに従って、二群拡散方程式を差分形式にした場合の固有値の誤差を求めることができる。

付録 D 変分法による二群三次元核熱水力計算コード VARIATION の入力

VARIATION は第 2 節にのべられた理論によつて、FLORA の中性子束分布の計算の部分を変分法による計算におきかえたものである。他の部分は FLARE と同じである。例えば熱水力、入出力等は同じである。そこで、入力データの異なるところのみしめす。このプログラムは FLORA と異なり、可変デメンジョンでない。

カードタイプ 0	FLARE と同じ	
カードタイプ 1		
11, 12	0 1	
15, 16	BRN: FLARE と同じ	
17~80	フリーフォーマット	
	$E_0, E_{max}, \Delta E, \Delta x, \Delta z, P_{th}, Prated, W_1, W_2, h_{s1}, h_{s2}, CRNR, CHG$ : FLARE と同じ	
	WPFIS: 規格化した出力分布に対する中性子束を絶対値に変換する係数	
カードタイプ 2		
11, 12	0 2	}
13, 14	ALL	
15, 16	PCH	
17~80	フリーフォーマット	
	BC: -1, 4 のみ Kmax, DSLJK, NS, DL(S), NV, DL(U), DL(SH), DSHNK, LMBDA, DL(P)	
	DIR: 炉心側面反射体の $D_1$	
	XSAIR: " $\Sigma_{1a}$	
	D2R: " $D_2$	
	XSA2R: " $\Sigma_{2a}$	
	XSSR: " $\Sigma_{12}$	
カードタイプ 3		
$D_1$	$(a+bu+cu^2)(1+dE)$	制御棒なし
	$B_1 \sim B_6$	
	$(a+bu+cu^2)(1+\alpha E)$	制御棒あり
	$B_7 \sim B_{12}$	
$D_2$	$D_1$ と同じ形式で	
	$B_{13} \sim B_{24}$	
$\Sigma_{a1}$	$a+bE+cE^2+(a_1+b_1E+c_1E^2) \cdot U+(a_2+b_2E+c_2E^2) U^2$	
	$B_{25} \sim B_{33}$	制御棒なし

制御棒ありは制御棒なしと同じ形式

	$B_{34} \sim B_{42}$	
$\Sigma_{a2}$	$\Sigma_{a1}$ と同じ	
	$B_{43} \sim B_{60}$	
$\Sigma_{f1}$	$\Sigma_{a1}$ と同じ	
	$B_{61} \sim B_{78}$	
$\Sigma_{f2}$	$\Sigma_{a1}$ と同じ	
	$B_{79} \sim B_{96}$	
$\Sigma^{12}$	$a + bE + (a_1 + b_1E)U + (a_2 + b_2E)U^2$	
	$B_{97} \sim B_{102}$	制御棒なし

制御棒ありは制御棒なしと同じ

$$B_{103} \sim B_{108}$$

Xenon 効果

$$Z = 1 + \frac{1 + P \cdot S B_{109}}{P \cdot S + B_{109}} B_{110}$$

$P \cdot S$  : ノードの出力

Doppler 効果

$$Z = 1 - P \cdot S (1 + B_{111} U) \cdot B_{112}$$

流量配分の出力依存係数

$$F_{ijk} = F_{ij} [ 1 + B_{113} (P - 1) + B_{114} (P - 1)^2 ]$$

Fuel depletion

$$E_{ijk} = E_{ijk} + B_{115} \triangle E S_{ijk}$$

$$V_{ijk} = V_{ijk} + B_{116} \triangle E S_{ijk} [ U_{ijk} + B_{117} (\phi_{ijk} + 1) ]$$

トップおよび低の核定数

$$D_1 = B_{118} + B_{119} U + B_{120} U^2$$

$$D_2 = B_{121} + B_{122} U + B_{123} U^2$$

$$\Sigma_{12} = B_{124} + B_{125} U + B_{126} U^2$$

$$\Sigma_{1a} = B_{127} + B_{128} U + B_{129} U^2$$

$$\Sigma_{2a} = B_{130} + B_{131} U + B_{132} U^2$$

スパーサ部の核定数の補正

$$\Sigma_{a1} : B_{133} \quad \Sigma_{a2} : B_{134}$$

$$\nu \Sigma_{f1} : B_{135} \quad \nu \Sigma_{f2} : B_{136}$$

カードタイプ 4, 5, 7, 8, 9, 10 FLAREと同じ

カードタイプ 11

11, 12 11

17~80 フリーフォーマット

Imod X, Y軸のモードの最大数

Kmod	Z軸のモードの最大数
RFLNGT	炉心側面反射体厚さ
ZBLNGT	炉心低面 "
ZTLNGT	炉心トップ "
IZSPB	スペーサがあるノード(下部スペーサー)
ZSPBO	下部スペーサの下端高さ
ZSPB1	" 上 "
IZSPU	上部スペーサがあるノード
ZSPUO	上部スペーサがある下端高さ
ZSPUI	" 上 "

カードタイプ 12 以下はFLAREと同じ



付録 E 修正一群三次元核熱水力計算コード ONE-MODIFY

ONE-MODIFYは第7節の理論にもとずいて、コーディングされたものである。プログラムは可変デメンションでない。ノードの大きさは $10 \times 10 \times 12$ であるので、JPDRの炉心の大きさが取扱える。入力もFLAREと同じようにFree formatで、その形式も、大部分似ている。その違いのみをしめす。

カードタイプ 0	FLAREと同じ	
カードタイプ 1	17~80 まで	Free format で入力する。
11, 12	02	
15, 16	BRN	} FLAREと同じ
17~80	EO	
	Fmax	
	$\Delta E$	
	$\Delta X$	
	$\Delta Z$	
	P	
	Prated	
	$W_1, W_2$	
	$hs_1, hs_2$	
	CRNR	
	PAFHS	流量断面 ( $f t^2$ )
	HEATSF	燃料集合体の熱伝達面積 ( $f t^2$ )
	PLOCAL	ローカルピーキング
	PSIA	原子炉の圧力 (PSIA)
カードタイプ 2		
11, 12	02	} FLAREと同じ
13, 14	ALL	
15, 16	PCH	
17~80		
	BC	
	Kmax	
	DSIJK	
	NS	
	NV	
	DL(U)	
	DL(SH)	

DSH NK  
 LMBDA  
 DL(P)  
 WEIG 1 平均中性子束を求める重み = 4~12  
 FAX X x, y 方向の Buckling の重み  
 FACZ z  
 CONTL 1  $\alpha/h^2 x$  の  $\alpha$  の値  
 CONTL 2  $\alpha/h^2 z$  の  $\alpha$  の値

炉心側面反射体の核定

$K_1 K_2 D_1 D_2$

炉心下部 反射体の核定数

$K_1 K_2 D_1 D_2$

炉心上部 反射体の核定数

$K_1 a + bu + cu^2$  の a, b, c

$K_2$  "

$D_1$  "

$D_2$  "

BUCKU 制御棒のないノードの Buckling

BUCKC " あり "

I ALBE アルベドの種類

(通常 - 1)

カードタイプ 3

11, 12

0 3

15, 16

material type

17~80

フリーフォーマット

$\tau$

$(a + bu + cu^2)(1 + \alpha E + \beta E^2)$

$B_1 \sim B_5$

Resonance escape probability p

$(a + bu + cu^2)(1 + \alpha E + \beta E^2)$

$B_6 \sim B_{10}$

高速群の増倍係数 k

$(a + bu + cu^2)(1 + \alpha E + \beta E^2)$

$B_{11} \sim B_{15}$

$L^2$

制御棒なしの場合

$(a + bu + cu^2)(1 + \alpha E + \beta E^2 + \gamma E^3)$

$B_{16}, B_{17}, B_{18}, B_{22}, B_{23}, B_{24}$

制御棒ありの場合

$$(a + bu + cu^2)(1 + \alpha E + \beta E^2 + \gamma E^3)$$

$B_{19}, B_{20}, B_{21}$  制御棒ない場合と同じ

熱群の増倍係数

制御棒なしの場合

$$(a + bu + cu^2)(1 + \alpha B + \beta E^2 + \gamma E^3)$$

$B_{25}, B_{26}, B_{27}, B_{31}, B_{32}, B_{33}$

制御棒ありの場合

$$(a + bu + cu^2)(1 + \alpha E + \beta E^2 + \gamma E^3)$$

$B_{28}, B_{29}, B_{30}$  制御棒ないの場合と同じ

熱群の拡散係数

制御棒ありの場合

$$(a + bu + cu^2)(1 + \alpha E + \beta E^2)$$

$B_{37}, B_{38}, B_{39}$ , 制御棒なしの場合と同じ

Xenon 効果

$$1 - \frac{S \cdot P_0 (1 + \alpha) \beta}{S \cdot P_0 + \alpha}$$

$S : P_0$  : 炉出力

$\alpha : B_{42} \quad \beta : B_{43}$

Doppler 効果

$$(1 - \alpha S P_0 / (1 - \beta v))$$

$\alpha : B_{44} \quad \beta : B_{45}$

流量配分

$$F_{ij} = F_{ij} \{ 1 + (P - 1) B_{46} + (P - 1)^2 B_{47} \}$$

Fuel depletion

$$E_{ijk} = E_{ijk} + B_{48} \triangle E S_{ijh}$$

$$V_{ijk} = V_{ijk} + B_{49} \triangle E S_{ijk} L U_{ijk} + B_{50} (\phi_{ijk} + 1) ]$$

$$\frac{L^2 \Sigma_{12}}{D_t}$$

$$D_t$$

$$(a + bu + cu^2)(1 + \alpha E + \beta E^2)$$

$B_{51}, B_{52}, B_{53}, B_{54}, B_{55}$

カードタイプ 4 以下 FLARE に同じ

ただし, カードタイプ 6 は, IALBE = 0 のときのみインプットする。

## 付録 F Diagonal node method による二群三次元核熱水力計算コード DIAGONA

DIAGDNALは入力形式がFLORAと同じである。ただ、カードタイプ2に、ダイアゴナルノードからの中性子の輸送のカーネルの重みを追加してある。

修正一群三次元核熱水力計算コードも、Diagonal node 法 による二群三次元核熱水力計算コードも、中性子束、核定数の計算する部分を除いて、ほとんど同じであるので大部のサブルーチンは共有して使用するようにすることによって、プログラムの管理がしやすい。

## 付録 G 各種 fitting コード

FLORAの核定数はボイドと燃焼度の二次元二次式の関数近似で表わされている。多くの fitting コードは一次元多次式であるので、FLORAの核定数の fitting 係数を求めるため、4次元9次式まで fitting できるプログラム4 DIMENSION FITTING CODE(4DFIT)を作った。

この他、一次元の fitting コード、FLAREの入力データの作成のプログラムを作った。これらのプログラムは最小自乗法によつ fitting 係数を求めるものである。すなわち、fitting 係数を  $a_{ijk} \dots$  とし、それに対して、fitting 関数を  $x^{i-1}, y^{j-1}, z^{k-1} \dots$  とする。 $x_q, y_q, z_q \dots, e_p$  が与えられと、fitting 関数は

$$\sum_{ijk \dots} a_{ijk} \dots x_p^{i-1} y_p^{j-1} z_p^{k-1} \dots = e_p \quad (G-1)$$

と表わすとすことができる。 $a_{ijk}$ に対する相関マトリクスおよびベクトル

$$\{ x_q^{i-1} y_q^{j-1} z_q^{k-1} \dots \} \{ x_p^{i-1} y_p^{j-1} z_p^{k-1} \dots \} \{ a_{ijk} \dots \} = \{ x_q^{i-1} y_q^{j-1} z_q^{k-1} \dots \} \{ e_p \} \quad (G-2)$$

を求めると、 $a_{ijk}$  に対する正方マトリクスを持つ一次元連立方程式がえられる。これを Gaus Seidel 法でとくと  $a_{ijk} \dots$  が求められる。次に4DFITの入力形式を示す。

4 DIMENSION FITTING CODE  
Instruction

## 制限条件

1. 4次元以下, 多項式であること。
2. 1変数について5次以下であること。
3. 全項数は50以下, 項の順序は任意である。
4. 測定点のインプットは1200以下であること。
5. Fit する点は無制限に選べる。

## 使用方法 (インプットフォーム)

Type 1. ICASE, (TITLE(K), K=1, 15)

I 5            1 5 A 4

ICASE=999    1 ケースのみ, 中間点の Fit なし  
           <999    連続ケース, 中間点の Fit なし  
           >999    連続ケース, 中間点の Fit あり

TITLE            Free Format

Type 2. NMAX, EPS

I 5    D 1 2 5

NMAX        多項式の項数 ≤ 50  
 EPS        収れん条件    不使用 (ブランク)

Type 3. (N1(I), N2(I), N3(I), N4(I), I=1, NMAX)

1 0 ( 2 X, 4 I 1 )

N1(I)        第1変数の I 項目の次数  
 N2(I), N3(I), N4(I): N1(I) に準ずる。  
 例えば, 2310 は,  $x^2 \cdot y^3 \cdot z$  を意味する。

Type 4. X1(K), X2(K), X3(K), X4(K), W(K)

5 D 1 2 5

X1, X2, X3, X4    測定 Point

4次以下で使用の時は使用しない測定 Point は全て 1.0 を入れること。

W    測定値

注意    ◎全てのデータの後に, X1 に 1.0 D 1 1 を入れる。

ICASE=999 なら, これで終り

ICASE<999 なら, Typ 1 から再インプット

ICASE>999 なら, 次の Type 5 へ

Type 5. B 1, B 2, B 3, B 4

4 D 1 2 5

B 1, B 2, B 3, B 4 FitするPoint

4次以下で使用の時は, 使用しない測定Point は全て1.0を入れること。

全てのデータの後に, B 1に1.0 D 1 1を入れる。

Type 1.にもどる。

データがなければ, ENDOFFILE READでストップ



付録 H Diagonal node 法の計算誤差

一つのノードの左右, 前後, 上下のノードの核定数が一樣なとき, 中性子束を展開すると,

$$\begin{aligned} \diamond \phi = 2 \left[ \frac{\ell^2}{2} \nabla^2 \phi + \frac{\ell^4}{4!} \left( \frac{\partial^4 \phi}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 \phi}{\partial y^4} + \frac{\partial^4 \phi}{\partial z^4} \right) \right. \\ \left. + \frac{\ell^4}{6!} \left( \frac{\partial^6 \phi}{\partial x^6} + \frac{\partial^6 \phi}{\partial y^6} + \frac{\partial^6 \phi}{\partial z^6} \right) + \dots \right] \end{aligned} \quad (H-1)$$

がえられる。また, 対角線上にあるノードに対して, 展開すると

$$\begin{aligned} \square \phi = 4 \left[ \frac{\ell^2}{2!} \nabla^2 \phi + \frac{\ell^4}{4!} \left( \frac{\partial^4 \phi}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 \phi}{\partial y^4} + \frac{\partial^4 \phi}{\partial z^4} \right) \right. \\ \left. + 6 \frac{\partial^4 \phi}{\partial x^2 \partial y^2} + 6 \frac{\partial^4 \phi}{\partial y^2 \partial z^2} + 6 \frac{\partial^4 \phi}{\partial z^2 \partial x^2} \right] + \dots \end{aligned} \quad (H-2)$$

$\diamond$ ,  $\square$  オペレータ

と求められる。オペレータ  $\diamond$  と  $\square$  とを組合せて,  $a \diamond \phi + b \square \phi$  の  $\ell^2$  と  $\ell^4$  項をそれぞれ  $\nabla^2 \phi$  と  $\nabla^4 \phi$  になるように定めると,

$$2 \frac{\ell^2}{2!} a + 4 \frac{\ell^2}{2!} b = 1 \quad 2 \left( \frac{2a}{4!} + 4 \frac{b}{4!} \right) = 4 \frac{6}{4!} b \quad (H-3)$$

をとけばよい。これから  $a = 2/3 \ell^2$ ,  $b = 1/6 \ell^2$  と求められる。これを用いると

$$\begin{aligned} \frac{2}{3 \ell^2} \diamond \phi + \frac{1}{6 \ell^2} \square \phi = \nabla^2 \phi + \frac{2}{4!} \ell^2 \nabla^4 \phi + \\ \frac{2}{6!} \ell^4 \left( \nabla^6 \phi + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^2 \partial z^2} + \frac{\partial^4}{\partial z^2 \partial x^2} \right) \nabla^2 \phi + \dots \end{aligned} \quad (H-4)$$

と導びかれる。 $\nabla^4 \phi$  は拡散方程式  $\nabla^2 \phi = r \phi$  を使って,  $r \nabla^2 \phi$  と表わせるので (H-4) 式から

$$\begin{aligned} \frac{1}{6 \ell^2} (4 \diamond \phi + \square \phi) / \delta - \nabla^2 \phi \\ = \frac{2}{6!} \ell^4 \left( \nabla^6 \phi + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^2 \partial z^2} + \frac{\partial^4}{\partial z^2 \partial x^2} \right) \nabla^2 \phi / \delta + \dots \end{aligned} \quad (H-5)$$



$$\delta = 1 + \frac{2}{4!} \ell^2 r \quad (11-6)$$

が導びかれ  $\nabla^2 \phi$  は  $O(\ell^4)$  で求められる。

BWRは核定数がノードで異なっているので、上式のように、単純に導びくことはできないが、基本的には同じであるので、 $\diamond$ と $\square$ のオペレータをパラメトリサーベータをして、経験的に重みを求めることが可能であろう。

## 付録I FLORAのソースリストについて

FLORAのソースカードは約6,000枚あり、そのリストは約80ページもあるので、印刷費を節約するため別添に部数も制限してしめす。サブルーチンも大小合せると約15ヶもある。