

JAERI - M
87-089

解析解に基づく炉心監視用1次元1群拡散
プログラム：SICO1D

1987年7月

板垣 正文

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

JAERI-M reports are issued irregularly.

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

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1987

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

解析解に基づく炉心監視用 1 次元 1 群拡散プログラム

SICO1D

日本原子力研究所むつ事業所原子力船技術部

板垣正文

(1987年6月3日受理)

原子炉プラント現場において最大線出力や最小 DNBR 等の安全性に係わる諸パラメータを小型電子計算機を用いて監視する目的で、1次元1群拡散プログラム SICO1D を開発した。本プログラムでは、軸方向出力分布が1次元1群拡散方程式の解析解に基づいて決められ、また臨界固有値を迅速に求めるために射撃法の一つが使われている。さらに、軸方向出力分布が解析的に表現されることを利用して、W-3 相関式を用いた DNBR 熱流束の計算に必要な F 因子積分が解析的になされ、最小 DNBR の計算結果が迅速に得られる。

本報告書では、SICO1D の機能、物理モデルについて記述するとともに、入力データの作成法、原子力第1船「むつ」炉心を対象としたサンプル入出力を示す。さらに、「むつ」炉心を対象としたテスト計算結果を詳細差分法コード CITATION による結果と比較し、SICO1D の計算効率と出力分布精度を示す。

One-Dimensional, One-Group Diffusion Calculation
Program Based on Analytic Solutions
for On-Site Core Simulations: SICOLD

Masafumi ITAGAKI

Department of Nuclear Ship Engineering
Japan Atomic Energy Research Institute
Toranomon, Minato-ku, Tokyo

(Received June 3, 1987)

A one-dimensional one-group neutron diffusion program SICOLD has been developed to predict some core safety parameters such as linear heat rate and DNBR by means of an on-site minicomputer. This program is based on analytic solutions of the one-group diffusion equation, and a type of shooting method is used in determining the critical eigenvalue and the corresponding flux distribution. The integral contained in the W-3 DNB-correlation, known as the F-factor, is performed analytically by the use of analytic representation of axial power distribution.

Present report describes the program performance, the physical model used in SICOLD, and the input data format. The input and output of a sample problem for the MUTSU reactor core are also shown to help user's understanding. Some test calculations for the reactor of nuclear ship MUTSU are made to compare the results obtained by SICOLD with those by the conventional fine-mesh program CITATION.

Keywords: Mini-scale Computer, SICOLD, Maximum Linear Heat Rate, Minimum DNBR, Neutron Diffusion Equation, Analytic Solution, Shooting Method, CITATION, W-3 Correlation, F-factor, Nuclear Ship MUTSU

目 次

1. 序 言	1
2. SICO1D に用いられる計算法の概説	2
2.1 多重 1 次元平板体系における 1 群中性子束の解析表示	2
2.2 射撃法による固有値の探索	4
2.3 出力分布の規格化	4
2.4 DNB 計算	5
3. 計算の流れ及びサブルーチン構成	7
4. 入力形式	9
5. 出力量	11
6. テスト計算及び議論	12
6.1 実効増倍率及び出力分布の計算	12
6.2 より高精度な出力分布計算	15
6.3 DNB 計算	16
6.4 反射体境界条件	17
7. 結 言	18
謝 辞	19
参考文献	19
附録 A 「1 群縮約核定数の作成」	20
附録 B 「サンプル入出力」	22

CONTENTS

1. Introduction	1
2. Calculation methods used in SICOLD	2
2.1 One-group Analytic Flux Representation in Multi-Layered 1-D Slab System	2
2.2 Eigenvalue Search Using Shooting Technique	4
2.3 Normalization of Power Distribution	4
2.4 DNB Calculation	5
3. Calculation Flow and Program Structure	7
4. Input Data Format	9
5. Output	11
6. Test Calculation Results and Discussion	12
6.1 Critical Eigenvalue and Power Distribution	12
6.2 More Accurate Power Distribution	15
6.3 DNB Calculation	16
6.4 Reflector Boundary Conditions	17
7. Conclusion	18
Acknowledgement	19
References	19
Appendix - A "One-Group Collapsed Nuclear Constants"	20
Appendix - B "Sample Input and Output"	22

1. 序 言

原子炉プラントに設置されている小型電子計算機は、その性能に制限が課せられており、通常の大型電子計算機を用いる場合のような大規模な炉物理計算は不可能に近い。しかしながら、今後動力炉の不可追従運転が一般化してくると、炉心・燃料の健全性を確保するために最大線出力や最小 DNBR (Departure from Nucleate Boiling Ratio) のような安全性に係わる諸パラメータを連続的に監視する必要性が生じてくる。これら諸パラメータを知るためには、結局、炉内出力分布の計算が必要であり、またその計算結果は迅速に得られなければならない。

一例として、我が国の原子力第 1 船「むつ」では、船用炉特有の急激な不可追従運転により、炉出力及び制御棒パターンの変更が頻繁に行われる。したがって炉出力や制御棒パターンの変動が生じる度に出力分布を計算しなければならない。陸上の支援が得られないという船舶特有の隔離条件を考え合わせると、船上搭載の小型計算機により経済性に優れた計算手法による炉物理計算を実行可能とすることが必須となる。この場合、CITATION¹⁾ のような在来の詳細メッシュ拡散コードは小型計算機による使用に向かず、また、炉物理計算モデルのある程度の簡素化(1 群近似や反射体計算の省略等)はさけられない。FLARE 型のノード法²⁾ は 1 群近似の低コスト計算モデルとして知られているが、拡散理論に基づいておらず、拡散近似によるより高精度な計算結果と整合を図るのが必ずしも容易ではない。一方、拡散理論に基づく粗メッシュ法はオンサイト計算の目的にはコスト高な場合が多い。

計算コストを低減化させようとする多くの試みの中で、中性子束分布を拡散方程式の解析解で表現する手法は有効な解決策のひとつと考えられる。

Buckler は拡散コード中での多重反射体領域の 1 次元高速中性子束分布を記述する解析的な方法を試みている³⁾。彼の方法は中性子束解に含まれる未知係数と領域境界の対数微分条件との間の単純な代数関係を基礎としている。そしてこの単純さゆえに、コンパクトな計算プログラムを設計することができ、さらに、増倍体系における固有値問題に対して拡張できれば炉心監視用の出力分布計算法として有用と考えられる。このような考え方に基づいて、著者は既に臨界固有値問題を解く新しい計算手法を提案した⁴⁾。この計算手法の骨子は以下の通りである。

- (1) 拡散方程式の一般解を Buckler の方法におけるハイパボリック関数のみならず、三角関数でも与えるようにしたことで増倍体系にも拡張した。
- (2) 一種の射撃法を採用することで臨界固有値及び対応する中性子束分布を効率的に探索できるようにした。

本報は、この計算手法に基づいて開発された計算プログラム SICO1D について詳述するものである。SICO1D では炉物理計算機能以外に DNB 計算機能を合わせ持っている。ここでは、出力分布が解析的に表示できることを利用して、DNB 計算における、いわゆる F 因子積分の計算を容易にした。これにより原子炉プラント現場で炉心監視上重要な DNB 現象に関する情報が迅速に得られるようになった。

2. SICO1Dに用いられる計算法の概説

2.1 多重1次元平板体系における1群中性子束の解析表示

1次元平板体系に対する1群拡散方程式は次の形式にかける。

$$D \frac{d^2 \phi}{dz^2} - (\Sigma_a + DB_{\perp}^2) \phi + \frac{\nu \Sigma_f}{k_{eff}} \phi = 0. \quad (1)$$

ここに通常の記号を使用しており、 DB_{\perp}^2 は垂直方向の中性子漏洩断面積である。多重平板系における任意の均質領域*i*について一様なバックリング

$$B_i^2 = \{ \nu \Sigma_{fi} / k_{eff} - (\Sigma_{ai} + D_i B_{\perp i}^2) \} / D_i = -\lambda_i^2 \quad (2)$$

を使えば(1)式は

$$\frac{d^2 \phi_i(z)}{dz^2} + B_i^2 \phi_i(z) = 0 \quad (3)$$

のように単純化される。(3)式の一般解は

$$\phi_i(z) = a_i \{ \psi_i(z) + w_i \theta_i(z) \}, \quad (4)$$

$$J_i(z) = -D_i \frac{d\phi_i(z)}{dz} = -D_i \cdot a_i \{ \psi_i'(z) + w_i \theta_i'(z) \}, \quad (5)$$

のように表現される。ここに関数 $\psi_i(z)$ 及び $\theta_i(z)$ はTable 1に示すものである。一般に(4)(5)式中の未知係数 a_i 及び w_i は中性子流と中性子束の連続条件から決めることができる。これらの係数を効率的に決めるために、ここではBucklerが多重反射体領域中の高速中性子束分布を表現するのに用いた方法を採用する。

Table 1 平板体系に対する1次元解に現われる基本関数

	$\psi_i(z)$	$\theta_i(z)$	$\psi_i'(z)$	$\theta_i'(z)$
$B_i^2 > 0$	$\sin B_i z$	$\cos B_i z$	$B_i \cdot \cos B_i z$	$-B_i \cdot \sin B_i z$
$B_i^2 < 0$	$\sinh \lambda_i z$	$\cosh \lambda_i z$	$\lambda_i \cdot \cosh \lambda_i z$	$\lambda_i \cdot \sinh \lambda_i z$

注) $B_i^2 = -\lambda_i^2$

Fig. 1に示すように多重平板体系中の任意の領域*i*を考える。この領域の左端境界における対数微分値 $r_i = J_i(z_i) / \phi_i(z_i)$ は(4), (5)式より

$$r_i = -D_i \frac{\psi_i'(z_i) + w_i \theta_i'(z_i)}{\psi_i(z_i) + w_i \theta_i(z_i)} \quad (6)$$

と表わされる。この表現で係数 a_i が打ち消されている。(6)式を w_i について解くと

$$w_i = -\frac{D_i \psi_i'(z_i) + r_i \psi_i(z_i)}{D_i \theta_i'(z_i) + r_i \theta_i(z_i)} \quad (7)$$

が得られる。領域 i の右側境界では対数微分値は

$$r_{i+1} = -D_i \frac{\psi_i'(z_{i+1}) + w_i \theta_i'(z_{i+1})}{\psi_i(z_{i+1}) + w_i \theta_i(z_{i+1})} \quad (8)$$

である。左側境界 ($z=z_i$) で r_i が与えられれば (7) 式より係数 w_i が得られ、 w_i によって (8) 式より右側境界 ($z=z_{i+1}$) の r_{i+1} が得られる。左端外部境界 ($z=z_1$) の境界条件がいったん与えられれば上記の手続きが体系中に領域から領域へと繰り返され、最終的には最右端領域 N で w_N と r_{N+1} の組が得られる。

(4), (5) 式中の未知係数 a_i は各領域境界での中性子束の連続性から決められる。領域 i の左側境界で次の関係がある。

$$\begin{aligned} \phi_{i-1}(z_i) &= a_{i-1} \{ \psi_{i-1}(z_i) + w_{i-1} \theta_{i-1}(z_i) \} \\ &= a_i \{ \psi_i(z_i) + w_i \theta_i(z_i) \} = \phi_i(z_i). \end{aligned} \quad (9)$$

したがって $\phi_{i-1}(z)$ が既知となれば a_i は次のように決められる。

$$a_i = \phi_{i-1}(z_i) / \{ \psi_i(z_i) + w_i \theta_i(z_i) \}. \quad (10)$$

既知の a_i より $\phi_i(z_{i+1})$ が決まるから、隣の領域の a_{i+1} が同様にして得られる。 a_i に関する上記の手続きを実行する為、 a_i のあるひとつの値を基準値に選ばねばならない。例えば a_1 を 1 と置くようにである。

最左端境界条件として $\phi(z_1)=0$ または $J(z_1)=0$ が与えられる場合は、係数 w_i は次のように決められる。

$$\phi(z_1)=0 \text{ に対して: } w_1 = -\psi_1(z_1)/\theta_1(z_1), \quad (11)$$

$$J(z_1)=0 \text{ に対して: } w_1 = -\psi_1'(z_1)/\theta_1'(z_1). \quad (12)$$

以上が Buckler による手法の概略である。しかしながら、この手法をそのままプログラミング化すると、ハイパボリック基本関数の望ましくない指数的な増大により数値的不安定をもたらす場合がしばしば生じる。これを避けるために、以下に示す新しい修正を導入する。即ち、

$$\left. \begin{aligned} B_i z &\longrightarrow B_i (z - Z_i) \\ \lambda_i z &\longrightarrow \lambda_i (z - Z_i) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

である。ここに $Z_i = (z_i + z_{i+1})/2$ 、即ち領域 i の中点である。新しい表現 $B_i(z - Z_i)$ 及び $\lambda_i(z - Z_i)$ は Table 1 中の $\psi_i(z)$ 及び $\theta_i(z)$ の絶対値を最小化する。

(13) 式で与えられる修正にはもうひとつの利点がある。この修正を採用すると領域 i では以下の対称関係

$$\left. \begin{aligned} \psi_i(z_{i+1}) &= -\psi_i(z_i), & \theta_i(z_{i+1}) &= \theta_i(z_i) \\ \psi_i'(z_{i+1}) &= \psi_i'(z_i), & \theta_i'(z_{i+1}) &= -\theta_i'(z_i). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

が存在する。解析解に基づくこの手法では計算時間の大部分が基本関数の計算に費やされるので、計算時間を半減化できる。

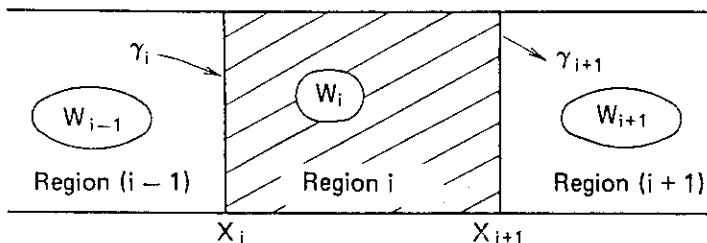


Fig. 1 Schematic representation of 1-D calculation method

2.2 射撃法による固有値の探索

第2.1節では、最左端境界条件が与えられた時に中性子束の解析解を結んでいく方法を示した。しかし、(2)式に示されるように拡散パラメータ B_1^2 及び λ_1^2 には臨界固有値 k_{eff} —— 計算開始の時点では未知数 —— が含まれている。したがって最左端及び最右端の両方の境界条件を満足する k_{eff} を見出す必要がある。 k_{eff} を探索するため一種の射撃法⁵⁾を用いる。多くの種類の射撃法が提案されているが、射撃法の主要概念は与えられた境界値問題を初期値問題に変換して解くことにある。今回の方法に適用される射撃法の概略は以下の通りである。

k_{eff} の最初の推定がなされると、第2.1節で述べた係数 w_i , r_i 及び a_i を決定するための領域間計算が最左端境界から開始される。この手続きの最後に最右端境界値が計算され、境界条件の設定値と比較される。もし一致しなければ k_{eff} の新しい推定値を使ってこの手続きが繰り返される。最左端及び最右端の両方の境界条件を満足する射撃法の軌跡が真の中性子束分布であり、この時の k_{eff} の入力値が体系の臨界固有値である。もうひとつの追加条件として、中性子束はいたるところで正でなければならない。

最右端境界へ向かう途中で負の中性子束が検知されるか否かに応じて k_{eff} の推定値の更新のやり方が2通りある (Fig. 4を見よ)。

(i) 負の中性子束が検知された時

この時の推定固有値を $k_{eff}^{(i-1)}$ としよう。明らかに真の固有値は $k_{eff}^{(i-1)}$ より大きいので、新しい推定値 $k_{eff}^{(i)}$ は

$$k_{eff}^{(i)} = \omega \cdot k_{eff}^{(*)} + (1-\omega) \cdot k_{eff}^{(i-1)}, \quad (0 < \omega < 1) \quad (15)$$

と見積もられる。ここに $k_{eff}^{(*)}$ は負の中性子束を与えなかった旧い k_{eff} のうち最小のものである。この手続きは負の中性子束がもはや検知されなくなるまで繰り返される。

(ii) 負の中性子束が検知されず最右端境界値が得られた時

この場合、次のようにNewton法が使える。(i-1)回及び(i-2)回の繰り返しにおいて推定値 $k_{eff}^{(i-1)}$, $k_{eff}^{(i-2)}$ が得られている時、新しい推定値 $k_{eff}^{(i)}$ が直線外挿を使って

$$k_{eff}^{(i)} = k_{eff}^{(i-1)} - \{k_{eff}^{(i-1)} - k_{eff}^{(i-2)}\} \frac{f^{(i-1)}}{f^{(i-1)} - f^{(i-2)}} \quad (16)$$

のように見積もられる。ここに $f^{(i)}$ は最右端境界における判定値、即ち最右端境界条件の種類に応じて中性子束値、中性子流値、及び対数微分値からの偏差である。射撃法により繰り返しは $f^{(i)}$ が収束判定条件、例えば 10^{-3} を下回るまで反復される。推定固有値とそれに対応する中性子束分布が徐々に収束していく実際例を Fig. 4に示す。

2.3 出力分布の規格化

最終的にアウトプットされる出力分布は、その平均値を1.0に規格化しておくのが便利である。この場合も出力分布が解析的に表示されていることが利点となる。 $b_i = a_i \cdot w_i$ とするとき、規格化前の出力分布が領域 i で

$$\tilde{\phi}_i(z) = a_i \psi_i(z) + b_i \theta_i(z) \quad (17)$$

と計算されていたとする。炉心発熱長を L とすれば、出力の平均値は

$$\tilde{\phi}_{AV} = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^{IMAX} \int_{\ell_i}^{\ell_{i+1}} \{a_i \psi_i(z) + b_i \theta_i(z)\} dz \quad (18)$$

で与えられる。したがって、炉心平均を 1.0 に規格化した出力分布は

$$\begin{aligned} \phi_i(z) &= \tilde{\phi}_i(z) \tilde{\phi}_{AV} \\ &= (a_i / \tilde{\phi}_{AV}) \psi_i(z) + (b_i / \tilde{\phi}_{AV}) \theta_i(z) \end{aligned} \quad (19)$$

で与えられる。すなわち、 $(a_i / \tilde{\phi}_{AV})$, $(b_i / \tilde{\phi}_{AV})$ を新たな係数とすればよい。

2.4 DNB計算

加圧水型原子炉 (PWR) において、DNB 熱流束および DNBR の計算には以下に示す W-3 相関式⁶⁾がよく用いられる。

$$\begin{aligned} q''_{DNB \cdot EU} / 10^6 &= [(2.022 - 0.0004302 p) + (0.1722 - 0.0000984 p) \\ &\quad \cdot \exp(18.177 - 0.004129 p) X] [(0.1484 - 1.596 X + 0.1729 |X|) \\ &\quad \cdot G / 10^6 + 1.037] (1.157 - 0.869 X) [0.2664 + 0.8357 \\ &\quad \cdot \exp(-3.151 De)] [0.8258 + 0.000794 (H_{sat} - H_{in})], \end{aligned} \quad (20)$$

$$q''_{DNB \cdot N} = q''_{DNB \cdot EU} / F, \quad (21)$$

$$F = \frac{C}{q''(\ell) [1 - \exp(-c\ell)]} \int_0^\ell q''(z) \cdot \exp\{-c(\ell - z)\} dz, \quad (22)$$

$$C = 0.44 \frac{(1 - X)^{7.9}}{(G / 10^6)^{1.72}} \text{ inch}^{-1},$$

- ここに、 p : 圧力 psia (1000~2300 psia),
 G : 質量速度 lb/hr·ft² ($1.0 \times 10^6 \sim 5 \times 10^6$ lb/ft² hr),
 De : 水力直径 inch (0.2~0.7 inch),
 X : 局所クオリティ (-0.15~+0.15),
 H_{sat} : 飽和水エンタルピ Btu/lb,
 H_{in} : 入口エンタルピ Btu/lb,
 ℓ : 流路長 inch (10~144 inch)

$$\frac{\text{heated perimeter}}{\text{wetted perimeter}} = 0.88 \sim 1.00,$$

$q''_{DNB \cdot EU}$: 均一発熱の場合の DNB 熱流束 Btu/hr·ft²,

$q''_{DNB \cdot N}$: 不均一発熱の場合の DNB 熱流束 Btu/hr·ft².

DNBR は次式で定義される。

$$DNBR = q''_{DNB \cdot N} / q''_{loc} = q''_{DNB \cdot EU} / F \cdot q''_{loc}. \quad (23)$$

(22) 式に示される F 因子では、熱流束分布と指数関数の積を積分する必要がある。差分近似に基づく通常の中性子拡散コードから得られる離散的な熱流束分布に対しては、この数値積分に計算時間が大きくとられる。これに対し、これまでに述べてきた解析的な出力分布計算法では、出力分布が $\sin(x)$, $\cos(x)$, $\sinh(x)$, $\cosh(x)$ の 4 種類の解析関数で与えられるので、 F 因子中

の積分が容易に行なえる。(22)式中の積分項を I とし、均質領域 i における熱流束分布を $q''(z) = q_i''(z)$ とすれば

$$\begin{aligned}
 I &= \int_0^{\ell} q''(z) \exp\{-c(\ell-z)\} dz \\
 &= \sum_{i=1}^N \int_{\ell_i}^{\ell_{i+1}} q_i''(z) \exp\{-c(\ell-z)\} dz \equiv \sum_{i=1}^N I_i
 \end{aligned} \tag{24}$$

とかける。ただし、 $\ell_1=0$ 、 $\ell_{N+1}=\ell$ である。

(22)式より積分の外に $1/q''(\ell)$ が掛けられているので $q_i''(z)$ は熱流束分布そのものでなくてもよく、相対出力分布で構わない。したがって、(3)式で定義される λ_i^2 の正負に応じて $q_i''(z)$ は

(i) $q_i''(z) = a_i \cdot \sin k_i(z-Z_i) + b_i \cdot \cos k_i(z-Z_i)$

(ii) $q_i''(z) = a_i \cdot \sinh k_i(z-Z_i) + b_i \cdot \cosh k_i(z-Z_i)$

の二通りにかける。各々の場合、(24)式中の I_i は (25)、(26)式のように計算される。

(i)の場合

$$\begin{aligned}
 I_i &= \int_{\ell_i}^{\ell_{i+1}} q_i''(z) \exp\{-c(\ell-z)\} dz \\
 &= \int_{\ell_i}^{\ell_{i+1}} \{a_i \cdot \sin k_i(z-Z_i) + b_i \cdot \cos k_i(z-Z_i)\} \exp\{-c(\ell-z)\} dz \\
 &= \frac{1}{k_i^2 + c^2} [\exp\{c(z-\ell)\} \cdot \{(a_i \cdot c - b_i \cdot k_i) \cdot \sin k_i(z-Z_i) \\
 &\quad + (b_i \cdot c - a_i \cdot k_i) \cdot \cos k_i(z-Z_i)\}]_{\ell_i}^{\ell_{i+1}}
 \end{aligned} \tag{25}$$

(ii)の場合

$$\begin{aligned}
 I_i &= \int_{\ell_i}^{\ell_{i+1}} q_i''(z) \exp\{-c(\ell-z)\} dz \\
 &= \int_{\ell_i}^{\ell_{i+1}} \{a_i \cdot \sinh \lambda_i(z-Z_i) + b_i \cdot \cosh \lambda_i(z-Z_i)\} \exp\{-c(\ell-z)\} dz \\
 &= \frac{1}{2} \left[\frac{a_i + b_i}{c + \lambda_i} \cdot \exp\{c(z-\ell) + \lambda_i(z-Z_i)\} + \frac{b_i - a_i}{c - \lambda_i} \cdot \exp\{c(z-\ell) - \lambda_i(z-Z_i)\} \right]_{\ell_i}^{\ell_{i+1}}
 \end{aligned} \tag{26}$$

以上のようにして任意の DNB 計算点 ℓ において F 因子は全く解析的に与えられる。

さらに DNB 計算には軸方向のクォリティ分布、したがってこれを算出するためのエンタルピ分布が必要である。これについても以下に示す式により解析的に計算できる。

$$h(\ell) = h_{in} + \frac{Q}{WL} \int_0^{\ell} \phi_i''(z) dz, \tag{27}$$

ここに、 h_{in} : 入口エンタルピ、

W : チャンネル流量、

Q : チャンネル総発熱量、

ℓ : 有効発熱長、

$\phi_i''(z)$: 規格化出力分布。

3. 計算の流れ及びサブルーチン構成

SICO1DプログラムはFig. 2に示すようなツリー構造をしている。射撃法に基づいて推定される個々の固有値に対して1次元領域間計算をサブルーチンRRUNで制御する。一連の射撃繰り返し計算が収束したとみなされる時、サブルーチンIRUNにより逆方向に領域間計算を行なう。これは有効桁数の少ない、やや精度のおちる小型計算機で領域数の多い問題を扱う際に、固有値が全く収束しているにもかかわらず終端境界条件が設定境界条件と完全には一致しない場合があるための措置である。左端境界からはじまる領域間計算と右端境界からはじまる領域間計算の結果を比較して、左右の境界条件を完全に満足するように出力分布を修正する。サブルーチンNORMでは(19)式に基づき炉心平均が1.0になるように出力分布を規格化する。サブルーチンDNBは第2.4節で示した方法により、軸方向エンタルピ分布、DNB熱流束分布、DNBR分布を解析的に求める計算を制御する。サブルーチンFUNC及びSFNCは、各々、Table 1に示される基本関数及びその積分値を算出するものであり、複数のサブルーチンから呼び出される。サブルーチン毎の機能をTable 2に示す。

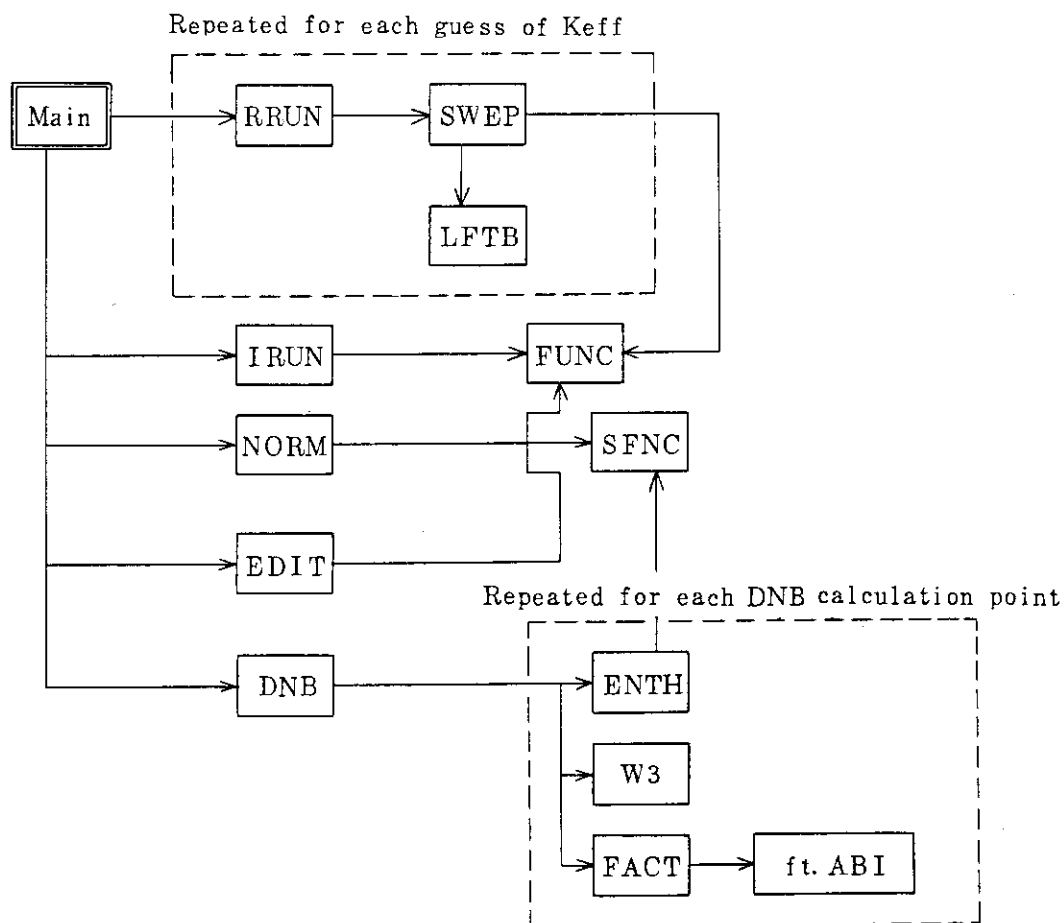


Fig. 2 Tree structure of SICO1D program

Table 2 サブルーチン別機能一覧

サブルーチン名	機 能	Master	Slave
Main	a. 入力データの読み取り b. 固有値繰返し計算の制御 c. 計算全体の流れの制御		RRUN NORM EDIT DNB
RRUN	a. 与えられた固有値より領域毎の λ^2 , λ , κ の算出 b. 領域間計算の制御	Main	SWEP
SWEP	a. 領域間の $\gamma_i \leftrightarrow w_i$ の決定 b. 領域境界での中性子束連結 c. 負中性子束の検知 d. 右端境界値の計算	RRUN	LFTB FUNC
LFTB	a. 左端境界での係数 a_1, b_1 の決定 ($\phi = 0$, $J = 0$, 及び $\gamma = \gamma_0$ の時)	SWEP	FUNC
FUNC	a. 領域 i における基本関数 $\psi_i, \theta_i, \psi_i', \theta_i'$ の計算	SWEP LFTB EDIT	----
IRUN	a. 中性子束分布修正の為に逆方向領域間計算	Main	FUNC
NORM	a. 出力分布の平均値 1.0 への規格化	Main	SFNC
SFNC	a. 領域 i における中性子束の体積積分	NORM ENTH	----
EDIT	a. 炉物理計算での主要アウトプットの編集及び印刷	Main	FUNC
DNB	a. DNB計算に必要な入力の読み取り b. DNB計算全体の流れの制御 c. DNB計算における主要アウトプットの印刷	Main	ENTH W3 FACT
ENTH	a. DNB計算点におけるエンタルピ, クォリティ及び熱流束の計算	DNB	SFNC
W3	a. 一様DNB熱流束の計算 b. F因子に含まれる係数 c の計算	DNB	----
FACT	a. DNB計算点におけるF因子の計算	DNB	ft. ABI
ft. ABI	a. (25), (26)式の積分値の計算	FACT	----

4. 入 力 形 式

- #1) ILB, IRB, IMAX, ITRX, I1, I2, NMAX, ITMP, IDNB (9I5)
 ILB =左端境界条件 (1/2/3)=($\phi=0 / J=0 / r=r_0$)
 IRB =右端境界条件 (1/2/3)=($\phi=0 / J=0 / r=r_0$)
 IMAX =均質領域数
 ITRX =固有値計算繰り返しの最大数
 I1 =発熱(増倍)を有する下限領域番号=出力分布規格化の為の下限領域番号
 I2 =発熱(増倍)を有する上限領域番号=出力分布規格化の為の上限領域番号
 NMAX =詳細分布印刷の為のメッシュ数
 ITMP =Temporary output (1/0)=(する/しない)
 IDNB =DNB計算 (1/0)=(する/しない)
- #2) OMGA (E11.4)
 OMGA=(15)式における調整因子 ω (=0.50)
- #3) (X(I), I=1, IMAX+1) (7E11.4)
 X(I)=均質領域 I の左端座標 (cm)
 (X(1)=0.0, X(IMAX+1)=均質領域 IMAX の右端座標)
- #4) XD(I), XA(I), DB2(I), XSF(I) (4E11.4)
 XD(I) =均質領域 I の拡散係数 (cm)
 XA(I) =均質領域 I の吸収断面積 (cm⁻¹)
 DB2(I)=均質領域 I の漏洩断面積 (cm⁻¹)
 XSF(I)=均質領域 I の $\nu \times$ 核分裂断面積 (cm⁻¹)
 (このデータは IMAX 組必要)
- #5) ZK1, ZK2, EPS0 (3E11.4)
 ZK1 =固有値の初期第1推定値
 ZK2 =固有値の初期第2推定値
 EPS0=右端境界値の収束判定条件 ($\leq 10^{-3}$)
- #6) GMAL (E11.4)
 GMAL=左端対数微分境界条件 ($r_L=J_L/\phi_L$); (ILB \neq 3の時不要)
- #7) GMAR (E11.4)
 GMAR=右端対数微分境界条件 ($r_R=J_R/\phi_R$); (IRB \neq 3の時不要)
- #8) IR, NDMX (2I5)
 IR =冷却材条件の入力 (0/1)=(内蔵の「むつ」データ使用/#10で入力)
 NDMX=DNB熱流束を計算する分点数)
- #9) Q, WW, AA (3E11.4)
 Q =注目チャンネルの総発熱量 (kcal/hr)

WW=注目チャンネルの流量 (kg/hr)

AA =注目チャンネルの有効伝熱面積 (m²)

(IR=0の時, #10のデータは不要)

#10) H1, H2, P, G, DE, HIN0

(6E11.4)

H1 =圧力Pにおける飽和水エンタルピ (kcal/kg)

H2 =圧力Pにおける飽和蒸気エンタルピ (kcal/kg)

P =原子炉圧力 (kg/cm²)

G =平均質量速度 (kg/hr-m²)

DE =水力等価直径 (mm)

HIN0=炉心入口エンタルピ (kcal/kg)

5. 出力量

SICO1Dプログラムによって出力される主要な情報を以下に記述する。

① 射撃法による固有値反復

出力の第1ページではまず、射撃法による固有値収束の様子 (Fig. 4に対応する) が示される。反復の各回で最右端境界条件の目標値との偏差 (式(16)における量 $f^{(i)}$) が変数名 'CHK' で与えられる。CHKの値が充分小さくなったとき、中性子束分布及び固有値が収束したとみなされ、反復計算を終了する。さらに、最終反復回 (n回) における固有値の値とひとつ前の回 (n-1回) の値との偏差 $\Delta k_{\text{eff}}/k_{\text{eff}}$ が変数名 'EPS' で与えられる。

② 領域依存核定数

拡散係数、吸収断面積などの1群核定数が領域毎に印刷される。

③ 領域毎の中性子束解析解に関する情報

上記の核定数及び臨界固有値の収束値に基づいて、(2)式で定義される λ_i^2 (RL2), B_i (RK) 及び λ_i (RL) が領域毎に印刷される。さらに(4)式で定義される解析解中の係数である w_i (W(I)), a_i (A(I)) 及び $a_i w_i = b_i$ (B(I)) が印刷される。各領域で両端の中性子束値、出力の平均値も示される。

④ 詳細メッシュによる炉物理諸量の軸方向詳細分布

上記で得られた中性子束分布の解析解に基づき、指定した詳細メッシュ点毎に熱出力、中性子束、中性子流、対数微分値、バックリングの値が印刷される。詳細メッシュ点の座標は、入力で詳細メッシュ数 'NMAX' を指定することで決められる。

⑤ 詳細メッシュによる DNB 諸量の軸方向詳細分布

中性子束分布の解析解に基づき、入力で指定した詳細メッシュ点毎に DNB に関する情報が印刷される。ここで印刷される DNB 情報は、エンタルピ (H), クオリティ (X), 熱流束 (Q2Z), 均一 DNB 熱流束 (QBEU), 係数 c (C), F 因子 (F), 非均一 DNB 熱流束 (QBN), 及び DNBR である。

⑥ 最小 DNBR 及び最大線出力

④⑤の軸方向詳細分布より、DNBR 及び線出力の各々、最小値及び最大値を探索して印刷表示される。

SICO1Dプログラムの出力例を付録 B 「サンプル入出力」に示す。

6. テスト計算及び議論

6.1 実効増倍率及び出力分布の計算

前章までに示した手法の計算効率と信頼性を調べるために、同一の軽水炉問題に対してSICO1Dプログラムと在来型有限差分コード CITATION¹⁾による計算結果を比較した。テスト計算は大型電子計算機 HITAC H-8680 と小型計算機 PANAFACOM U-100 を使ってなされた。U-100 はわずか32 キロバイト (kB) の記憶量しかなく、SICO1D のテストランにのみ使用され、CITATION による計算実行はこの計算機では不可能だった。

計算例として選んだのは原子力第1船「むつ」の炉心である。炉心の中心部に位置する燃料集合体の軸方向出力分布を扱う。この問題の軸方向炉心構成を Fig. 3 に示す。炉心の実効長さ(104 cm)を非均質性に応じて19領域に分割する。この19領域と上下部反射体に対して3群核定数があらかじめ与えられている。十字型制御棒が部分挿入されているとし、制御棒の吸収効果を垂直方向中性子漏洩断面積 (DB_{\perp}^2) として吸収断面積に足し込んで扱う。Fig. 3 には CITATION 計算に使うメッシュ区分も示してある。

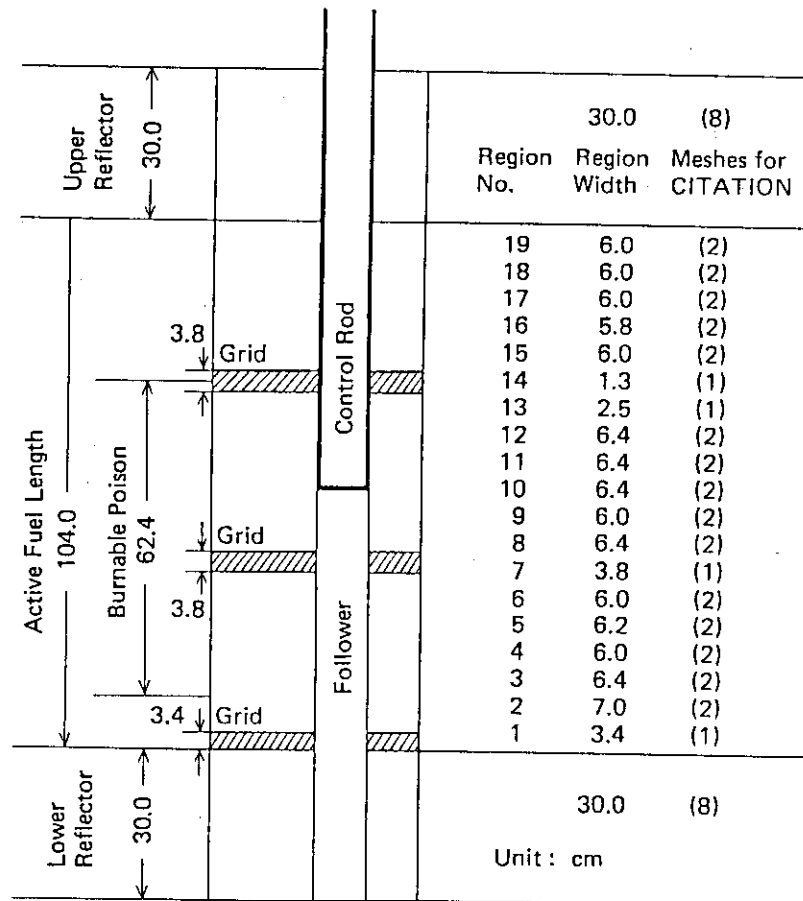


Fig. 3 Vertical core configuration of MITSU reactor

SICO1D 計算に必要な 1 群核定数は、上記の 3 群核定数から附録 A に示す縮約手続きによって作成された。これを Table 3 に示す。また SICO1D 計算は 1 群モデルであることから、反射体領域を設けず、代わりに下部及び上部反射体境界での対数微分条件が、各々 $r_L = -0.130$, $r_U = 0.185$ に調整された。

Table 3 One-group collapsed nuclear constants used in SICO1D calculation

Region	D (cm)	Σ_a (cm ⁻¹)	$\nu \Sigma_f$ (cm ⁻¹)
1	0.980	0.02957	0.03021
2	1.027	0.02851	0.03214
3	1.214	0.02805	0.03012
4	1.217	0.02796	0.03000
5	1.220	0.02782	0.02990
6	1.223	0.02757	0.02980
7	1.165	0.02673	0.02716
8	1.228	0.02675	0.02969
9	1.240	0.02626	0.02823
10	1.292	0.02905	0.02343
11	1.292	0.02807	0.02345
12	1.292	0.02711	0.02348
13	1.225	0.02593	0.02146
14	1.042	0.02687	0.02315
15	1.091	0.02675	0.02518
16	1.091	0.02606	0.02522
17	1.091	0.02554	0.02524
18	1.091	0.02520	0.02527
19	1.091	0.02501	0.02529

Fig. 4 は、このケースでの射撃法の収束特性を示している。射撃法による繰り返しは最右端境界値が設定値 $r_U = 0.185$ からの偏差が 10^{-3} 未満になるまで反復された。この問題では収束に要した繰り返し数は 12 回であり、この時の固有値の収束は

$$|(k_{\text{eff}}^{(12)} - k_{\text{eff}}^{(11)}) / k_{\text{eff}}^{(11)}| < 1.9 \times 10^{-6}$$

であった。これに対して、3 群モデルの CITATION 計算では収束判定条件

$$|(k_{\text{eff}}^{(n+1)} - k_{\text{eff}}^{(n)}) / k_{\text{eff}}^{(n)}| < 10^{-5}$$

を満足するのに要した中性子源反復回数は 32 回であった。SICO1D 計算及び 3 群の CITATION 計算で得られた出力分布の比較を Fig. 5 に示す。下部反射体の近傍——ここでの中性子束の情報は重要ではないが——での SICO1D 計算による誤差は最大偏差で 20.2% であった。しかし炉心下端から 3.4 cm までの領域を除けば、出力分布の誤差は 4.6% の範囲内である。したがってここで採用した 1 群縮約モデルは炉心-反射体境界の近傍を除いて良い近似であるといえる。

下部反射体境界近傍での出力誤差は 1 群縮約で求めた核定数の精度にほとんど依存していると考えられる。このことは同一の炉心-反射体境界条件を使った SICO1D 計算と 1 群 CITATION 計算とで得られる出力分布を比較することで確認される (Fig. 5 参照)。この場合、二つの方法で得られる出力分布の誤差は全領域にわたって 0.8% 未満にとどまっている。

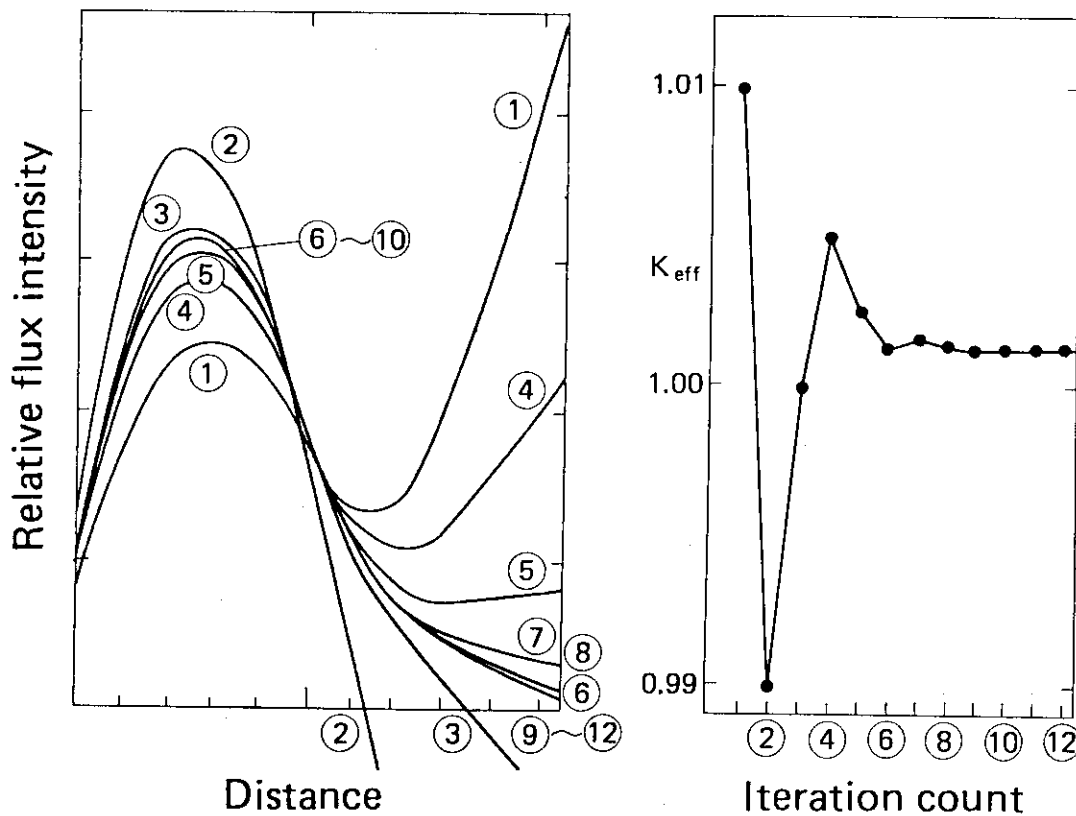


Fig. 4 Convergence behavior of shooting iteration

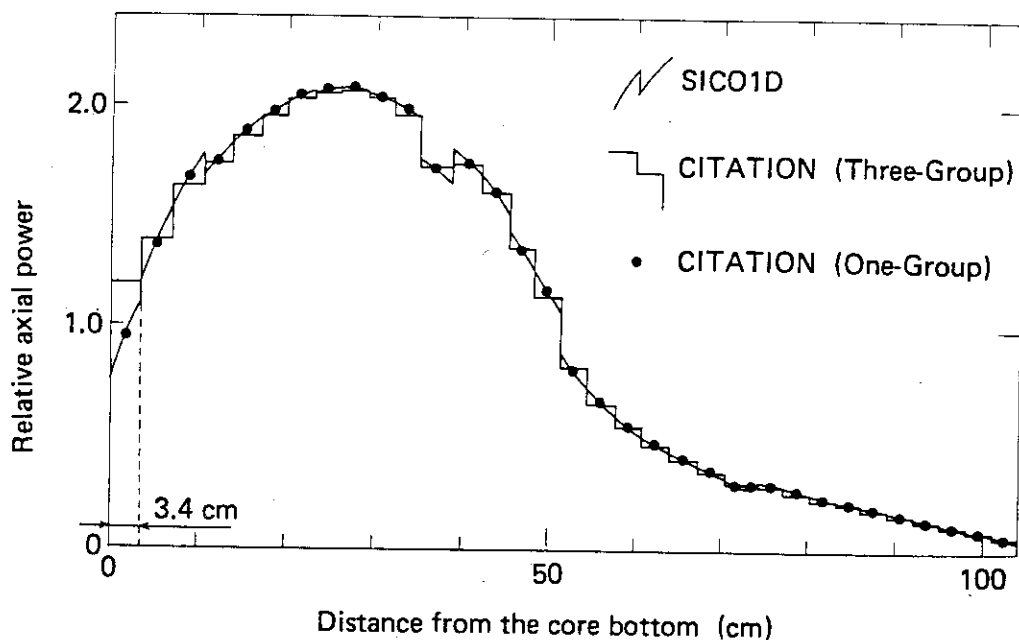


Fig. 5 Comparison of axial power distribution obtained by SIC01D and by three-group and one-group CITATION calculations for the MUTSU problem

これらのテスト計算の結果を Table 4 に要約する。ケース B とケース C とを比較すると SICO1D 計算に要する計算時間は 3 群 CITATION 計算に要するその 1/10 未満であることがわかる。SICO1D 計算に要する計算時間が短いのは、中性子束の解析表示と射撃法の高い収束性によっている。

Table 4 Summary of test calculation results

Case	Method	Execution time (s)	Eigenvalue (k_{eff})	Computer	Boundary condition
A	SICO1D	< 10.	1.0013	U-100	$\gamma_L = -0.130$, $\gamma_U = 0.185$.
B	SICO1D	0.13	1.0013	H-8680	$\gamma_L = -0.130$, $\gamma_U = 0.185$.
C	CITATION-3G	1.71	1.0014	H-8680	$\phi = 0$ at outside surface of reflectors .
D	CITATION-1G	1.21	1.0016	H-8680	$\gamma_L = -0.130$, $\gamma_U = 0.185$.

6.2 より高精度な出力分布計算

上記の SICO1D 計算では漸近スペクトル仮定下で 3 群から 1 群へ縮約した核定数を用いた (「附録 A」参照)。これによって得られた出力分布精度は同じく 1 群の FLRE 型コードによる場合と同程度であり、炉心-反射体近傍で精度が悪いことも類似している。しかしながら、反射体近傍領域の 1 群核定数をスペクトル効果を取り入れるように補正してやれば出力分布精度を改善することができる。このことを確認するため、上述のテスト計算で、下部反射体に接する最下端領域 (炉心下端から 3.4 cm まで) の 1 群核定数のみを入れ替えてみた。新しい核定数は、基準となる 3 群 CITATION 計算で得られた 3 群中性子束比を荷重として 1 群縮約して得た ($D=0.939$ cm, $\Sigma_a = 0.03360$ cm⁻¹, $\nu\Sigma_f = 0.03744$ cm⁻¹)。その他の 18 領域については Table 3 に示した 1 群定数をそのまま変更無しに使った。また新しい対数微分境界条件は $\gamma_L = -0.150$, $\gamma_U = 0.185$ とした。新しい計算結果は Fig. 6 に示す通りであり、出力分布の最大誤差は 3.9% に改善されている。

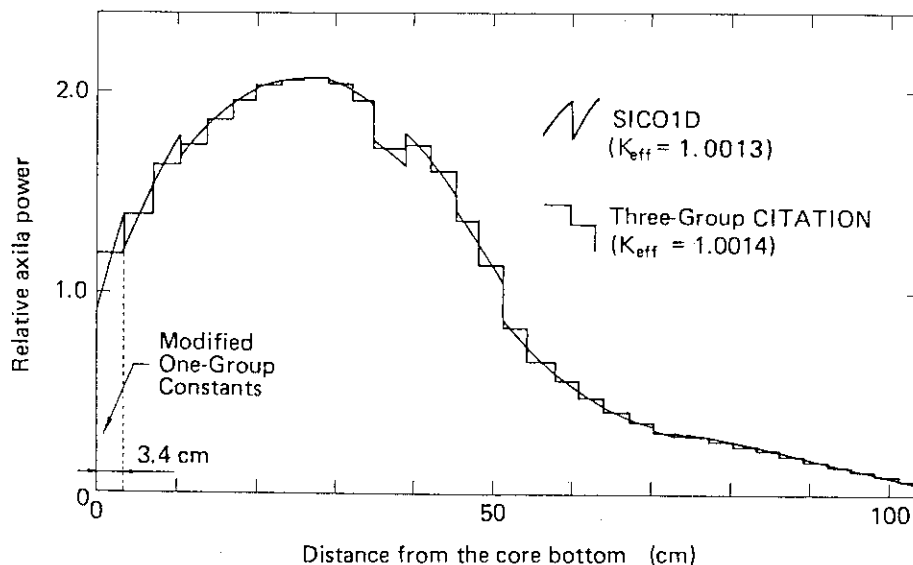


Fig. 6 Modified results of axial power distribution calculated by SICO1D with comparison of three-group CITATION calculation for the MUTSU problem

6.3 DNB計算

Fig. 7は、Fig. 6に示される軸方向出力分布に基づいてSICO1Dで計算された熱流束分布、DNB熱流束分布及びDNBR分布を示したものである。PWRのDNB解析では、軸方向熱流束分布を簡単に“Chopped cosine”分布に近似して行なう場合が多い。SICO1DにおけるDNB計算は軸方向の非均質性を考慮した、より現実に近い熱流束分布に基づいていることが特色である。Chopped cosine型熱流束分布では、最小DNBRが炉心のほぼ中央高さに発生する。これに対し、「むつ」の軸方向熱流束分布は制御棒の部分挿入により下部の膨らんだ形状をしており、Fig. 7の例では最大熱流束発生高さ(約26 cm)よりやや上方の約28 cm高さで最小DNBRが現われている。

Fig. 7に示されるDNB熱流束分布 $q_{DNB}''(z)$ は、一般的傾向としては冷却水の上流から下流に向かって徐々に低くなっていくが、熱流束分布の変動に対応して $q_{DNB}''(z)$ が凸または凹の局所的変動を示す箇所がある。炉心下端から35.0 cm, 70.4 cmの位置から上方に、各々幅3.8 cmのインコネル製支持格子板(Grid spacer)があり、これらの箇所は熱中性子吸収により出力分布が局所的におちくぼむところである。炉心下端から約36 cm及び72 cm高さにおける $q_{DNB}''(z)$ の凸は、これら支持格子板の影響を受けたものと考えられる。軸方向高さ52 cm付近で $q_{DNB}''(z)$ が凹んでいるのは、制御棒非挿入領域から挿入領域に移行する箇所であり、熱流束分布が急激に減少していく変曲点に対応している。この位置でのF因子を調べてみると、局所的に極大値を与えていることがわかる(「附録B.2: サンプル出力」参照)。

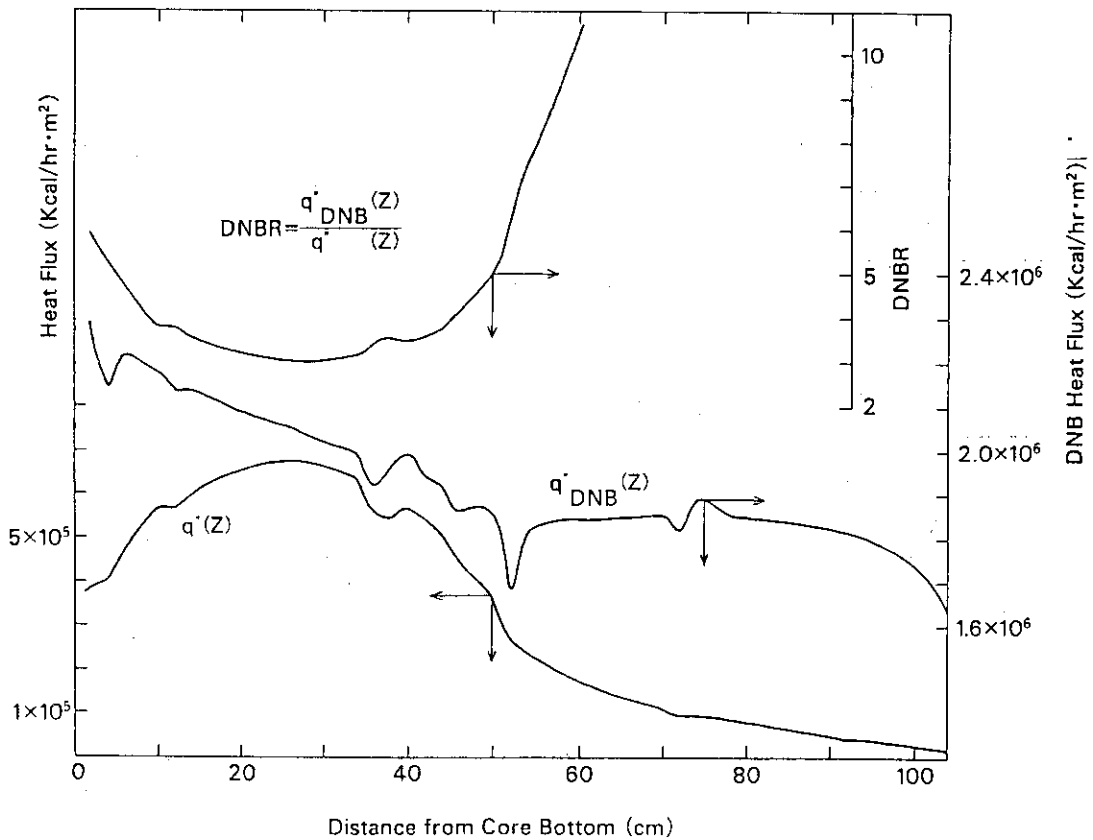


Fig. 7 DNB calculation results

6.4 反射体境界条件

本プログラムはエネルギー1群モデルなので、軽水炉で反射体近傍のスペクトル変化を考慮することができない。したがって反射体領域を設けるよりも、炉心と反射体との境界に適当な対数微分値を設定するほうが実際的である。この反射体境界条件は、FLARE型の1群プログラムで用いられる「アルベド境界条件」と類似している。1群計算より高精度な少数群拡散計算あるいは実際の原子炉運転で得られる出力分布や反応度が整合するようにSICO1Dの反射体境界条件を定める。このために、SICO1Dによるサーベイ計算を何回か実行しなければならない。しかしながら、この境界条件が一旦、妥当な値に設定されれば、制御棒パターンの変更などを含め異なる種々の原子炉運転条件に対しても、炉内出力分布や反応度を常に同一水準の精度で求められる。言い換えれば、異なる種々の原子炉運転条件に対して反射体境界条件を求め直す必要はない。このことを確認するため、以下のテスト計算を行なった。

第5.1節で取り上げた「むつ」の問題を再度考える。第5.1節の場合と同様に上下部反射体に対する境界条件を $r_L = -0.130$, $r_U = 0.185$ と定める。この境界条件を一定として、制御棒パターンを種々変えてSICO1Dによる出力分布計算を行なった。結果の要約をTable 5に示す。実効増倍率の相対誤差は全ケース共0.2%以内である。何れのケースとも、下部反射体に接する炉心下端領域で20%程度の最大出力分布誤差を生じるが、炉心下端から3.4 cmまでの領域を除くと出力分布誤差は高々6%の範囲に減少する。各ケースの実効増倍率及び出力分布の相対誤差の傾向はケースA、即ち、第5.1節で取り上げたテスト計算の場合と殆ど等しい。ケースAからGまで取り上げた想定制御棒パターンは実際の「むつ」炉運転で遭遇し得る範囲よりも広範である。以上のことから、炉心-反射体境界条件は一回定めておけば、広範な原子炉運転パターンに対して変更する必要のないことがわかる。

Table 5 Comparisons between SICO1D and CITATION calculations for various control rod patterns of MITSU core

Case	Control rod w_i thdrawal (cm)		Eigenvalue (k_{eff})		Maximum power deviation (%)	
	G1	G2	CITATION	SICO1D	($0 \leq Z \leq 104$ cm)	($3.4 \leq Z \leq 104$ cm)
A	51.2	51.2	1.0014	1.0013	20.2	4.6
B	29.0	38.8	0.9754	0.9762	20.8	3.3
C	16.8	64.0	0.9803	0.9813	21.0	2.7
D	16.8	92.0	0.9944	0.9949	20.5	3.4
E	64.0	72.9	1.0233	1.0222	19.9	3.1
F	72.9	92.0	1.0367	1.0352	19.8	1.9
G	80.2	92.0	1.0408	1.0404	21.6	5.6

7. 結 言

1群拡散方程式を解く新しい中性子プログラム SICO1D が中性子束の解析解表示と射撃法をベースとして開発された。テスト計算から得られた結果により、この新しいプログラムは原子炉プラント現場におけるオンサイト計算の為の二つの要求——少ない必要計算容量と速い計算速度——を満たすことが示された。

SICO1Dプログラムの利点は以下のように要約される。

- ① 中性子束の純解析表示によってメッシュが不要となり、従来の差分法プログラムに比べて計算時間と計算容量の両方が低減化されている。
- ② 中性子束の純解析表示により、炉物理現象のイメージを直観的に理解するのに役立つ。
- ③ 軸方向出力分布が解析的に表現される為、DNB計算に使われるW-3相関式中の積分——F因子と呼ばれる——が解析的に実行可能であり計算結果が迅速に得られるので、原子炉プラント現場の炉心監視プログラムとしての有効性が高い。
- ④ 拡散理論に基づくので、大型核計算コード用に整備された2群または3群核定数を簡単な縮約処理を介して流用可能である。
- ⑤ 射撃法を用いた固有値探索は収束が速いので計算時間が短縮化される。
- ⑥ ここで用いた射撃法の別な使い方として、例えば臨界固有値を固定して替わりに制御棒引抜き距離あるいは液体ポイズン濃度をパラメータとした「臨界調整」計算が可能である。この場合の繰り返し計算数は固有値サーチの場合と同程度である。これに対して、既存の核計算コードでは中性子源反復ループの外側に臨界調整ループを設けざるを得ないので、臨界調整に要する計算時間は一回の固有値サーチに要する平均時間と臨界調整に要する繰り返し数との積になる。

本プログラムの利点である計算の高速性を生かし原子炉プラント現場において(「むつ」を想定)計算アウトプットをグラフィック・ディスプレイ上に表示するよう、検討を進める計画である。

謝 辞

SICO1Dプログラムの開発を最初にてがけたのは著者が(旧)日本原子力船研究開発事業団(昭和60年日本原子力研究所と統合)に在職中のことだった。当時の事業団は大型電子計算機を保有しておらず、日本情報サービス株式会社のH-8680計算機を使用するにあたり同社の阿部純一氏にはCITATIONコードの運用も含め、お世話になりました。日本原子力研究所燃料安全工学部の内藤淑孝プラント安全解析研究室長には本稿の懇切なる閲読をしていただきました。本研究をプログラムマニュアルとして公刊するよう勧められ、終始激励戴いた日本原子力研究所原子力船技術部の石塚信部長、同落合政昭試験課長に感謝致します。

参考文献

- 1) Fowler, T.B. and Vondy, D.R., "Nuclear Reactor Core Analysis Code: CITATION," ORNL-TM-2496 (1969).
- 2) Delp, D.L., et al. "FLARE, A Three-Dimensional Boiling Water Reactor Simulator," GEAP-4598 (1964).
- 3) Buckler, A.N., "An Analytical Treatment for Multi-Layered Reflector Regions in Neutron Diffusion Codes," AEEW-R 1242, (1979).
- 4) Itagaki, M., "Analytic Solution Technique for Solving One-Group Diffusion Equations for Core Simulations," J. Nucl. Sci. Technol., 20[8], 627 (1983).
- 5) Aktas, Z. and Stetter, H.J., "A Classification and Survey of Numerical Methods for Boundary Value Problems in Ordinary Differential Equations," Int. J. Num. Meth. Engng., 11, 771 (1977).
- 6) Tong, L.S., "Boiling Crisis and Critical Heat Flux," AEC Critical Review Series, TID-25887 (1972).

謝 辞

SICO1Dプログラムの開発を最初にてがけたのは著者が(旧)日本原子力船研究開発事業団(昭和60年日本原子力研究所と統合)に在職中のことだった。当時の事業団は大型電子計算機を保有しておらず、日本情報サービス株式会社のH-8680計算機を使用するにあたり同社の阿部純一氏にはCITATIONコードの運用も含め、お世話になりました。日本原子力研究所燃料安全工学部の内藤徹孝プラント安全解析研究室長には本稿の懇切なる閲読をしていただきました。本研究をプログラムマニュアルとして公刊するよう勧められ、終始激励戴いた日本原子力研究所原子力船技術部の石塚信部長、同落合政昭試験課長に感謝致します。

参考文献

- 1) Fowler, T.B. and Vondy, D.R., "Nuclear Reactor Core Analysis Code: CITATION," ORNL-TM-2496 (1969).
- 2) Delp, D.L., et al. "FLARE, A Three-Dimensional Boiling Water Reactor Simulator," GEAP-4598 (1964).
- 3) Buckler, A.N., "An Analytical Treatment for Multi-Layered Reflector Regions in Neutron Diffusion Codes," AEEW-R 1242, (1979).
- 4) Itagaki, M., "Analytic Solution Technique for Solving One-Group Diffusion Equations for Core Simulations," J. Nucl. Sci. Technol., 20[8], 627 (1983).
- 5) Aktas, Z. and Stetter, H.J., "A Classification and Survey of Numerical Methods for Boundary Value Problems in Ordinary Differential Equations," Int. J. Num. Meth. Engng., 11, 771 (1977).
- 6) Tong, L.S., "Boiling Crisis and Critical Heat Flux," AEC Critical Review Series, TID-25887 (1972).

附録A 「1群縮約核定数の作成」

1群拡散プログラム SICO1D の入力データとして必要な1群核定数は、セル計算の段階から新たに作成するよりも、大型拡散コード用に既に作成されている2群または3群核定数を簡単な処理プロセスを介して1群に縮約するのが便利である。ここに示す1群縮約法は少数群拡散理論から導かれる漸近中性子スペクトルに基づいている。

2群モデルの場合、1次元拡散方程式は次のように単純化される。

$$\frac{d^2}{dz^2} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_{11} & u_{12} \\ u_{21} & u_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{bmatrix} \quad (A1)$$

ここに、

$$\begin{aligned} u_{11} &= (\Sigma_{a1} + D_1 B_{11}^2 + \Sigma_{R1} - \nu \Sigma_{f1} / k_{eff}) / D_1, \\ u_{12} &= -\nu \Sigma_{f2} / (D_1 \cdot k_{eff}), \quad u_{21} = -\Sigma_{R1} / D_2, \\ u_{22} &= (\Sigma_{a2} + D_2 B_{22}^2) / D_2. \end{aligned} \quad (A2)$$

であり、通常の間法によっている。(A1)式の中性子束解は次のようにかける。

$$\begin{aligned} \phi_1(z) &= U_1 F_1(\lambda_1; z) + U_2 F_2(\lambda_2; z), \\ \phi_2(z) &= F_1(\lambda_1; z) + F_2(\lambda_2; z), \end{aligned} \quad (A3)$$

ここに、

$$U_1 = (\lambda_1^2 - u_{22}) / u_{21}, \quad U_2 = (\lambda_2^2 - u_{22}) / u_{21} \quad (A4)$$

である。ここで、 λ_1^2 と λ_2^2 は対応する特性方程式

$$\begin{vmatrix} u_{11} - \lambda^2 & u_{12} \\ u_{21} & u_{22} - \lambda^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (A5)$$

の2根、即ち、

$$\begin{aligned} \lambda_1^2 &= \{u_{11} + u_{22} - \sqrt{(u_{11} - u_{22})^2 + 4u_{12}u_{21}}\} / 2, \\ \lambda_2^2 &= \{u_{11} + u_{22} + \sqrt{(u_{11} - u_{22})^2 + 4u_{12}u_{21}}\} / 2 \end{aligned} \quad (A6)$$

である。 λ_2^2 は常に正であるが、 λ_1^2 は正にも負にもなり得る。したがって $F_2(\lambda_2; z)$ は常に2個のハイパボリック関数の線形結合であり、 $F_1(\lambda_1; z)$ は λ_1^2 の正負に応じて2個のハイパボリック関数または2個の三角関数の線形結合となる。

通常の間水炉の場合、

$$\lambda_1^2 \ll \lambda_2^2, \quad |F_1(\lambda_1; z)| \gg |F_2(\lambda_2; z)|$$

の傾向がみられ、中性子束分布形成には λ_1^2 の寄与が支配的である。したがって、次の漸近スペクトル

$$\phi_1 / \phi_2 \sim U_1 = (\Sigma_{a2} + D_2 B_{22}^2 - D_2 \lambda_1^2) / \Sigma_{R1} \quad (A7)$$

が炉心の大部分で良い近似となる。

2群理論における高速群と熱群の拡散方程式を加え合わせたものが縮約後の1群拡散方程式に等しいという考え方にに基づき、2群から1群に縮約された近似核定数が次のように作成される。

$$\left. \begin{aligned} \overline{\nu \Sigma_f} &= (\nu \Sigma_{f1} U_1 + \nu \Sigma_{f2}) / (U_1 + 1), \\ \overline{\Sigma_a} &= (\Sigma_{a1} U_1 + \Sigma_{a2}) / (U_1 + 1), \\ \overline{DB_{\perp}^2} &= (D_1 B_{\perp 1}^2 U_1 - D_2 B_{\perp 2}^2) / (U_1 + 1), \\ D &= (D_1 U_1 + D_2) / (U_1 + 1). \end{aligned} \right\}$$

3群核定数からの縮約も同様にできる。3群拡散方程式に対応する特性方程式は3次であり、根のとり方が2通りある。即ち、(i) 3個の実根、(ii) 1個の実根と共約複素根である。いずれの場合も、絶対値が最も小さい実根 λ_1^2 が中性子束分布形成に支配的であることに注目し、漸近スペクトル

$$\left. \begin{aligned} \phi_1 / \phi_2 \sim U_{1/2} &= (\Sigma_{a2} + D_2 B_{\perp 2}^2 + \Sigma_{R2} - D_2 \lambda_1^2) / \Sigma_{R1}, \\ \phi_2 / \phi_3 \sim U_{2/3} &= (\Sigma_{a3} + D_3 B_{\perp 3}^2 - D_3 \lambda_1^2) / \Sigma_{R2} \end{aligned} \right\} \quad (A9)$$

を縮約スペクトルとする1群核定数

$$\Sigma_x = (\Sigma_{x1} U_{1/2} U_{2/3} + \Sigma_{x2} U_{2/3} + \Sigma_{x3}) / (U_{1/2} U_{2/3} + U_{2/3} + 1) \quad (A10)$$

を作成することができる。ここで Σ_x は、 $\nu \Sigma_f$ 、 Σ_a 、 DB_{\perp}^2 及びDを意味する。

(A7)、(A9)式中の λ_1^2 は k_{eff} (未知数)の関数であるが、 k_{eff} の縮約核定数に与える効果は鋭敏ではない。このため第5章でテスト計算に用いた1群縮約核定数は全て $k_{eff}=1.0$ と仮定して作成された。

上述した縮約法は簡便であり、炉心—反射体境界の近傍を除く炉心の大部分の領域で良い近似である。炉心—反射体近傍での出力分布精度は、境界条件の調整または1群核定数にスペクトル補正を持ち込むことで改善させることができる。

附録 B 「サンプル入出力」

B.1 サンプル入力

3	3	19	50	1	19	52	0	1	
0.5000E+00	0.3400E+01	0.1040E+02	0.1680E+02	0.2280E+02	0.2900E+02	0.3500E+02	0.4100E+02	0.4700E+02	0.5300E+02
0.0000E+00	0.4520E+02	0.5120E+02	0.5760E+02	0.6400E+02	0.7040E+02	0.7680E+02	0.8320E+02	0.8960E+02	0.9600E+02
0.3880E+02	0.8020E+02	0.8600E+02	0.9200E+02	0.9800E+02	0.1040E+03	0.1100E+03	0.1160E+03	0.1220E+03	0.1280E+03
0.7420E+02	0.3119E-01	0.2409E-02	0.3744E-01	0.2575E-02	0.3214E-01	0.2400E-02	0.3013E-01	0.2267E-02	0.2999E-01
0.9391E+00	0.2593E-01	0.2566E-01	0.2348E-02	0.2999E-01	0.2267E-02	0.2999E-01	0.2267E-02	0.2999E-01	0.2267E-02
0.1027E+01	0.2566E-01	0.2566E-01	0.2348E-02	0.2999E-01	0.2267E-02	0.2999E-01	0.2267E-02	0.2999E-01	0.2267E-02
0.1214E+01	0.2566E-01	0.2566E-01	0.2348E-02	0.2999E-01	0.2267E-02	0.2999E-01	0.2267E-02	0.2999E-01	0.2267E-02
0.1217E+01	0.2566E-01	0.2566E-01	0.2348E-02	0.2999E-01	0.2267E-02	0.2999E-01	0.2267E-02	0.2999E-01	0.2267E-02
0.1220E+01	0.2566E-01	0.2566E-01	0.2348E-02	0.2999E-01	0.2267E-02	0.2999E-01	0.2267E-02	0.2999E-01	0.2267E-02
0.1223E+01	0.2566E-01	0.2566E-01	0.2348E-02	0.2999E-01	0.2267E-02	0.2999E-01	0.2267E-02	0.2999E-01	0.2267E-02
0.1165E+01	0.2520E-01	0.2520E-01	0.1531E-02	0.2098E-02	0.2716E-01	0.1442E-02	0.2970E-01	0.1442E-02	0.2970E-01
0.1228E+01	0.2531E-01	0.2531E-01	0.1442E-02	0.2098E-02	0.2716E-01	0.1442E-02	0.2970E-01	0.1442E-02	0.2970E-01
0.1240E+01	0.2424E-01	0.2424E-01	0.2022E-02	0.2824E-01	0.1442E-02	0.2970E-01	0.1442E-02	0.2970E-01	0.1442E-02
0.1292E+01	0.2064E-01	0.2064E-01	0.8404E-02	0.2343E-01	0.8404E-02	0.2343E-01	0.8404E-02	0.2343E-01	0.8404E-02
0.1292E+01	0.2057E-01	0.2057E-01	0.7501E-02	0.2343E-01	0.7501E-02	0.2343E-01	0.7501E-02	0.2343E-01	0.7501E-02
0.1292E+01	0.2052E-01	0.2052E-01	0.6585E-02	0.2343E-01	0.6585E-02	0.2343E-01	0.6585E-02	0.2343E-01	0.6585E-02
0.1225E+01	0.2031E-01	0.2031E-01	0.5617E-02	0.2348E-01	0.5617E-02	0.2348E-01	0.5617E-02	0.2348E-01	0.5617E-02
0.1042E+01	0.2087E-01	0.2087E-01	0.6001E-02	0.2314E-01	0.6001E-02	0.2314E-01	0.6001E-02	0.2314E-01	0.6001E-02
0.1091E+01	0.2091E-01	0.2091E-01	0.5840E-02	0.2518E-01	0.5840E-02	0.2518E-01	0.5840E-02	0.2518E-01	0.5840E-02
0.1091E+01	0.2089E-01	0.2089E-01	0.5171E-02	0.2521E-01	0.5171E-02	0.2521E-01	0.5171E-02	0.2521E-01	0.5171E-02
0.1090E+01	0.2087E-01	0.2087E-01	0.4681E-02	0.2524E-01	0.4681E-02	0.2524E-01	0.4681E-02	0.2524E-01	0.4681E-02
0.1091E+01	0.2084E-01	0.2084E-01	0.4360E-02	0.2527E-01	0.4360E-02	0.2527E-01	0.4360E-02	0.2527E-01	0.4360E-02
0.1091E+01	0.2080E-01	0.2080E-01	0.4214E-02	0.2528E-01	0.4214E-02	0.2528E-01	0.4214E-02	0.2528E-01	0.4214E-02
1.0100E+00	0.9900E+00	1.0000E+00	1.0000E+00	1.0000E+00	1.0000E+00	1.0000E+00	1.0000E+00	1.0000E+00	1.0000E+00
-1.5000E-01									
+1.8500E-01									
0	52								
0.1123E+05	0.4492E+03	0.3440E-01							

B.2 サンプル出力

CONVERGENCE BEHAVIOR OF SHOOTING ITERATION

```

*** ITERATION COUNT= 1   CHK= -1.1424E+00   EIGENVALUE= 1.010000E+00
*** ITERATION COUNT= 2   CHK= -1.0000E+00   EIGENVALUE= 9.900000E-01
*** ITERATION COUNT= 3   CHK= -6.4054E+00   EIGENVALUE= 1.000000E+00
*** ITERATION COUNT= 4   CHK= -1.1093E+00   EIGENVALUE= 1.005000E+00
*** ITERATION COUNT= 5   CHK= -1.0264E+00   EIGENVALUE= 1.002500E+00
*** ITERATION COUNT= 6   CHK= 2.0267E-01   EIGENVALUE= 1.001249E+00
*** ITERATION COUNT= 7   CHK= -6.4022E-01   EIGENVALUE= 1.001455E+00
*** ITERATION COUNT= 8   CHK= -1.7834E-01   EIGENVALUE= 1.001298E+00
*** ITERATION COUNT= 9   CHK= -3.0146E-02   EIGENVALUE= 1.001275E+00
*** ITERATION COUNT= 10  CHK= -8.6572E-04   EIGENVALUE= 1.001271E+00
*** ITERATION COUNT= 11  CHK= 6.4489E-03   EIGENVALUE= 1.001270E+00

```

ITERATION COUNT = 11 EPS=-0.95246349E-06 EIGENVALUE= 1.00127029E+00

*** NUCLEAR CONSTANTS

	DIFFUSION	ABSORPTION	NU-FISSION	LEAKAGE	ABSORP.(EFF)	NU-FISS.(EFF)	FLUX (LEFT/RIGHT)	AVERAGE-POWER
1	9.39100E-01	3.11900E-02	3.74400E-02	2.40900E-03	3.11900E-02	3.74400E-02	2.4247E+01	3.67150E+01
2	1.02700E+00	2.59300E-02	3.21400E-02	2.57500E-03	2.59300E-02	3.21400E-02	3.67150E+01	5.50642E+01
3	1.21400E+00	2.56600E-02	3.01300E-02	2.40000E-03	2.56600E-02	3.01300E-02	5.0641E+01	6.39647E+01
4	1.21700E+00	2.56100E-02	2.99900E-02	2.34800E-03	2.56100E-02	2.99900E-02	6.39646E+01	6.83826E+01
5	1.22000E+00	2.55500E-02	2.99000E-02	2.26700E-03	2.55500E-02	2.99000E-02	6.83826E+01	6.86743E+01
6	1.22300E+00	2.54700E-02	2.98100E-02	2.09800E-03	2.54700E-02	2.98100E-02	6.86743E+01	6.46158E+01
7	1.16500E+00	2.52000E-02	2.71600E-02	1.53100E-03	2.52000E-02	2.71600E-02	6.03322E+01	5.04558E+01
8	1.22800E+00	2.53100E-02	2.97000E-02	1.44200E-03	2.53100E-02	2.97000E-02	5.04558E+01	5.04558E+01
9	1.24000E+00	2.42400E-02	2.82400E-02	2.02200E-03	2.42400E-02	2.82400E-02	5.04558E+01	5.04558E+01
10	1.29200E+00	2.06400E-02	2.34300E-02	8.40400E-03	2.06400E-02	2.34300E-02	5.04558E+01	5.04558E+01
11	1.29200E+00	2.05700E-02	2.34500E-02	7.50100E-03	2.05700E-02	2.34500E-02	5.04558E+01	5.04558E+01
12	1.39200E+00	2.05200E-02	2.34800E-02	6.58500E-03	2.05200E-02	2.34800E-02	5.04558E+01	5.04558E+01
13	1.22500E+00	2.03100E-02	2.14600E-02	5.61700E-03	2.03100E-02	2.14600E-02	5.04558E+01	5.04558E+01
14	1.04200E+00	2.08700E-02	2.31400E-02	6.0100E-03	2.08700E-02	2.31400E-02	5.04558E+01	5.04558E+01
15	1.09100E+00	2.09100E-02	2.51800E-02	5.8400E-03	2.09100E-02	2.51800E-02	5.04558E+01	5.04558E+01
16	1.09100E+00	2.08900E-02	2.52100E-02	5.17100E-03	2.08900E-02	2.52100E-02	5.04558E+01	5.04558E+01
17	1.09000E+00	2.08700E-02	2.52400E-02	4.68100E-03	2.08700E-02	2.52400E-02	5.04558E+01	5.04558E+01
18	1.09100E+00	2.08400E-02	2.52700E-02	4.56000E-03	2.08400E-02	2.52700E-02	5.04558E+01	5.04558E+01
19	1.09100E+00	2.08000E-02	2.52800E-02	4.21400E-03	2.08000E-02	2.52800E-02	5.04558E+01	5.04558E+01

REGION-WISE INFORMATION

	RL2	RK	RL	W(I)	A(I)	B(I)	FLUX (LEFT/RIGHT)	AVERAGE-POWER
1	4.03950E-03	6.35571E-02	0.0	5.29220E-01	5.79127E+01	3.06486E+01	2.4247E+01	3.67150E+01
2	3.49973E-03	5.91585E-02	0.0	1.05071E+00	4.46281E+01	4.68912E+01	3.67150E+01	5.50642E+01
3	1.67362E-03	4.09099E-02	0.0	1.76078E+00	3.60918E+01	6.00280E+01	5.0641E+01	6.39647E+01
4	1.67628E-03	4.04773E-02	0.0	3.65369E+00	1.82358E+01	6.66645E+01	6.39646E+01	6.83826E+01
5	1.67628E-03	4.09424E-02	0.0	5.99419E+01	1.15252E+00	6.90842E+01	6.83826E+01	6.86743E+01
6	1.80227E-03	4.24532E-02	0.0	-4.20352E+00	-1.59764E+01	6.71892E+01	6.86743E+01	6.46158E+01
7	3.38665E-04	1.84029E-02	0.0	-1.02032E+00	-6.12671E+01	6.25122E+01	6.46158E+01	6.03322E+01
8	2.36997E-03	4.86823E-02	0.0	-1.76177E+00	-3.18276E+01	5.60750E+01	6.03322E+01	5.04558E+01
9	1.56627E-03	3.95761E-02	0.0	-8.12520E-01	-5.45322E+01	4.43084E+01	5.04558E+01	5.04558E+01
10	4.36821E-03	0.0	6.60924E-02	-1.15627E+00	-2.69025E+01	3.11066E+01	3.75372E+01	3.75372E+01
11	3.59965E-03	0.0	5.99971E-02	1.20350E+00	-1.83882E+01	2.21188E+01	2.60726E+01	2.60726E+01
12	2.82878E-03	0.0	5.31863E-02	-1.23715E+00	-1.33007E+01	1.64550E+01	1.89685E+01	1.89685E+01
13	3.66876E-03	0.0	6.05703E-02	1.55342E+00	-8.82633E+00	1.37110E+01	1.44192E+01	1.44192E+01
14	3.60879E-03	0.0	6.00732E-02	-1.45370E+00	-8.75675E+00	1.27397E+01	1.30814E+01	1.30814E+01
15	1.46835E-03	0.0	3.83188E-02	1.00206E+00	-1.10307E+01	1.10354E+01	1.23974E+01	1.23974E+01
16	8.09337E-04	0.0	2.84489E-02	-7.05248E-01	-1.24717E+01	8.79364E+00	9.85569E+00	9.85569E+00
17	3.14658E-04	0.0	1.77397E-02	-3.66869E-01	-1.85327E+01	6.79910E+00	7.79549E+00	7.79549E+00
18	3.47759E-03	5.89694E-03	7.14692E-03	-8.85910E-02	-5.47861E+01	4.85356E+00	5.82196E+00	5.82196E+00
19	2.14414E-04	1.46429E-02	0.0	-1.30807E-01	-2.22437E+01	2.90962E+00	3.88364E+00	3.88364E+00

*** DETAILED DISTRIBUTION

POWER	FLUX	CURRENT	GAMMA	BUCKLING	REGION
1 0.0	9.06973E-01	2.42247E+01	-3.63371E+00	-1.50000E-01	4.03950E-03
2 2.00000E+00	1.18861E+00	3.17471E+01	-3.42110E+00	-1.07761E-01	4.03950E-03
3 4.00000E+00	1.24009E+00	3.85839E+01	-3.15798E+00	-8.18470E-02	3.49973E-03
4 6.00000E+00	1.42861E+00	4.44497E+01	-2.85919E+00	-6.43241E-02	3.49973E-03
5 8.00000E+00	1.59717E+00	4.98940E+01	-2.52042E+00	-5.07188E-02	3.49973E-03
6 1.00000E+01	1.74338E+00	5.42434E+01	-2.16641E+00	-3.95699E-02	3.49973E-03
7 1.20000E+01	1.73758E+00	5.76696E+01	-1.88453E+00	-3.26780E-02	1.67362E-03
8 1.40000E+01	1.82521E+00	6.03779E+01	-1.64414E+00	-2.71410E-02	1.67362E-03
9 1.60000E+01	1.90062E+00	6.30808E+01	-1.39775E+00	-2.20789E-02	1.67362E-03
10 1.80000E+01	1.95415E+00	6.51602E+01	-1.13498E+00	-1.74184E-02	1.63841E-03
11 2.00000E+01	2.00363E+00	6.68100E+01	-8.71700E-01	-1.30475E-02	1.63841E-03
12 2.20000E+01	2.03998E+00	6.80221E+01	-6.02705E-01	-8.86042E-03	1.63841E-03
13 2.40000E+01	2.05669E+00	6.87857E+01	-3.2557E-01	-4.73292E-03	1.67628E-03
14 2.60000E+01	2.06574E+00	6.90883E+01	-4.34386E-02	-6.28740E-04	1.67628E-03
15 2.80000E+01	2.06094E+00	6.89279E+01	2.38971E-01	3.46697E-03	1.67628E-03
16 3.00000E+01	2.03608E+00	6.83020E+01	5.30674E-01	7.76951E-03	1.80227E-03
17 3.20000E+01	2.00291E+00	6.71892E+01	8.29500E-01	1.23457E-02	1.80227E-03
18 3.40000E+01	1.95531E+00	6.55923E+01	1.12235E+00	1.71110E-02	1.80227E-03
19 3.60000E+01	1.72516E+00	6.35183E+01	1.29115E+00	2.03272E-02	3.38665E-04
20 3.80000E+01	1.66380E+00	6.12592E+01	1.34038E+00	2.18805E-02	3.38665E-04
21 4.00000E+01	1.74937E+00	5.89014E+01	1.56784E+00	2.66180E-02	2.36997E-03
22 4.20000E+01	1.66537E+00	5.60730E+01	1.90272E+00	3.39328E-02	2.36997E-03
23 4.40000E+01	1.56559E+00	5.27135E+01	2.21957E+00	4.21063E-02	2.36997E-03
24 4.60000E+01	1.38044E+00	4.88825E+01	2.47691E+00	5.06707E-02	1.56627E-03
25 4.80000E+01	1.26342E+00	4.47386E+01	2.65884E+00	5.94304E-02	1.56627E-03
26 5.00000E+01	1.13848E+00	4.03146E+01	2.82411E+00	7.00517E-02	1.56627E-03
27 5.20000E+01	8.38420E-01	3.57840E+01	2.74931E+00	7.68306E-02	4.36821E-03
28 5.40000E+01	7.45749E-01	3.18288E+01	2.36827E+00	7.44067E-02	4.36821E-03
29 5.60000E+01	6.66127E-01	2.84305E+01	2.02868E+00	7.13558E-02	4.36821E-03
30 5.80000E+01	5.98636E-01	2.55282E+01	1.75484E+00	6.5561E-02	3.59965E-03
31 6.00000E+01	5.39824E-01	2.30202E+01	1.50932E+00	6.79578E-02	3.59965E-03
32 6.20000E+01	4.88795E-01	2.08441E+01	1.30554E+00	6.26346E-02	3.59965E-03
33 6.40000E+01	4.44812E-01	1.89685E+01	1.12063E+00	5.90784E-02	3.59965E-03
34 6.60000E+01	4.07095E-01	1.73380E+01	9.88061E-01	5.69884E-02	2.82878E-03
35 6.80000E+01	3.73420E-01	1.59037E+01	8.66684E-01	5.44956E-02	2.82878E-03
36 7.00000E+01	3.43974E-01	1.46497E+01	7.55124E-01	5.15454E-02	2.82878E-03
37 7.20000E+01	2.90287E-01	1.35869E+01	6.53478E-01	4.68310E-02	3.66876E-03
38 7.40000E+01	2.89194E-01	1.24976E+01	5.26796E-01	4.21519E-02	3.66876E-03
39 7.60000E+01	2.91395E-01	1.15725E+01	4.82889E-01	4.17273E-02	1.46833E-03
40 7.80000E+01	2.69940E-01	1.07204E+01	4.47195E-01	4.17144E-02	1.46833E-03
41 8.00000E+01	2.50070E-01	9.93130E+00	4.14128E-01	4.16992E-02	1.46833E-03
42 8.20000E+01	2.31687E-01	9.19029E+00	3.95826E-01	4.30701E-02	8.09337E-04
43 8.40000E+01	2.13759E-01	8.47915E+00	3.80282E-01	4.48427E-02	8.09337E-04
44 8.60000E+01	1.96524E-01	7.79349E+00	3.65862E-01	4.69326E-02	8.09337E-04
45 8.80000E+01	1.79934E-01	7.12894E+00	3.60743E-01	5.0626E-02	3.14698E-04
46 9.00000E+01	1.63338E-01	6.47138E+00	3.56079E-01	5.50235E-02	3.14698E-04
47 9.20000E+01	1.46946E-01	5.82196E+00	3.51862E-01	6.04371E-02	3.14698E-04
48 9.40000E+01	1.30811E-01	5.17854E+00	3.52279E-01	6.80530E-02	3.47739E-05
49 9.60000E+01	1.14483E-01	4.53041E+00	3.52448E-01	7.78402E-02	3.47739E-05
50 9.80000E+01	9.81395E-02	3.88364E+00	3.52967E-01	9.08857E-02	3.47739E-05
51 1.00000E+02	8.17810E-02	3.23501E+00	3.54632E-01	1.09623E-01	2.14414E-04
52 1.02000E+02	6.53136E-02	2.58361E+00	3.55939E-01	1.37789E-01	2.14414E-04
53 1.04000E+02	4.87903E-02	1.93000E+00	3.57049E-01	1.85000E-01	2.14414E-04

*** DNB INFORMATION

ZDNB	H	X	Q27	QBEU	C	F	GBM	DNBR
2.0000E+00	2.8440E+02	-2.0144E-01	3.8803E+05	2.1454E+06	1.6969E+00	9.3944E+00	2.2837E+06	5.8853E+00
4.0000E+00	2.8501E+02	-1.9944E-01	4.0483E+05	2.1396E+06	1.6746E+00	1.0041E+00	2.1310E+06	5.2638E+00
6.0000E+00	2.8565E+02	-1.9731E-01	4.6638E+05	2.1335E+06	1.6513E+00	9.6255E+00	2.2165E+06	4.7522E+00
8.0000E+00	2.8638E+02	-1.9490E-01	5.2140E+05	2.1265E+06	1.6253E+00	9.5839E+00	2.1959E+06	4.2115E+00
1.0000E+01	2.8718E+02	-1.9224E-01	5.6913E+05	2.1188E+06	1.5969E+00	9.7454E+00	2.1742E+06	3.8201E+00
1.2000E+01	2.8801E+02	-1.8952E-01	5.6724E+05	2.1109E+06	1.5683E+00	9.8689E+00	2.1390E+06	3.7709E+00
1.4000E+01	2.8886E+02	-1.8669E-01	5.9585E+05	2.1028E+06	1.5391E+00	9.8499E+00	2.1348E+06	3.5828E+00
1.6000E+01	2.8976E+02	-1.8372E-01	6.2047E+05	2.0943E+06	1.5089E+00	9.8723E+00	2.1213E+06	3.4190E+00
1.8000E+01	2.9069E+02	-1.8066E-01	6.3794E+05	2.0855E+06	1.4783E+00	9.9034E+00	2.1058E+06	3.3010E+00
2.0000E+01	2.9164E+02	-1.7751E-01	6.5409E+05	2.0764E+06	1.4475E+00	9.9186E+00	2.0935E+06	3.2006E+00
2.2000E+01	2.9261E+02	-1.7429E-01	6.6596E+05	2.0673E+06	1.4165E+00	9.9405E+00	2.0796E+06	3.1228E+00
2.4000E+01	2.9360E+02	-1.7103E-01	6.7141E+05	2.0580E+06	1.3858E+00	9.9690E+00	2.0644E+06	3.0747E+00
2.6000E+01	2.9459E+02	-1.6775E-01	6.7437E+05	2.0486E+06	1.3554E+00	9.9875E+00	2.0512E+06	3.0417E+00
2.8000E+01	2.9558E+02	-1.6447E-01	6.7280E+05	2.0393E+06	1.3256E+00	1.0012E+00	2.0369E+06	3.0275E+00
3.0000E+01	2.9657E+02	-1.6121E-01	6.6469E+05	2.0301E+06	1.2966E+00	1.0047E+00	2.0206E+06	3.0400E+00
3.2000E+01	2.9754E+02	-1.5800E-01	6.5386E+05	2.0210E+06	1.2685E+00	1.0069E+00	2.0072E+06	3.0697E+00
3.4000E+01	2.9849E+02	-1.5485E-01	6.3832E+05	2.0121E+06	1.2415E+00	1.0101E+00	1.9920E+06	3.1207E+00
3.6000E+01	2.9937E+02	-1.5192E-01	6.3188E+05	2.0039E+06	1.2168E+00	1.0134E+00	1.9706E+06	3.4103E+00
3.8000E+01	3.0019E+02	-1.4923E-01	5.4315E+05	1.9963E+06	1.1945E+00	1.0183E+00	1.9604E+06	3.6093E+00
4.0000E+01	3.0102E+02	-1.4649E-01	5.7109E+05	1.9887E+06	1.1722E+00	9.9579E+00	1.9971E+06	3.6949E+00
4.2000E+01	3.0184E+02	-1.4377E-01	5.4367E+05	1.9811E+06	1.1504E+00	1.0199E+00	1.9423E+06	3.5727E+00
4.4000E+01	3.0262E+02	-1.4120E-01	5.1109E+05	1.9739E+06	1.1302E+00	1.0282E+00	1.9198E+06	3.7563E+00
4.6000E+01	3.0333E+02	-1.3884E-01	4.5065E+05	1.9673E+06	1.1119E+00	1.0579E+00	1.8596E+06	4.1265E+00
4.8000E+01	3.0396E+02	-1.3674E-01	4.1245E+05	1.9615E+06	1.0958E+00	1.0452E+00	1.8767E+06	4.5502E+00
5.0000E+01	3.0454E+02	-1.3483E-01	3.7166E+05	1.9562E+06	1.0813E+00	1.0511E+00	1.8609E+06	5.0069E+00
5.2000E+01	3.0502E+02	-1.3323E-01	2.7371E+05	1.9517E+06	1.0693E+00	1.1551E+00	1.6897E+06	6.1734E+00
5.4000E+01	3.0540E+02	-1.3197E-01	2.4345E+05	1.9482E+06	1.0600E+00	1.0714E+00	1.8184E+06	7.4691E+00
5.6000E+01	3.0574E+02	-1.3085E-01	2.1746E+05	1.9451E+06	1.0531E+00	1.0583E+00	1.8376E+06	8.4505E+00
5.8000E+01	3.0605E+02	-1.2985E-01	1.9543E+05	1.9424E+06	1.0444E+00	1.0540E+00	1.8429E+06	9.4299E+00
6.0000E+01	3.0632E+02	-1.2894E-01	1.7623E+05	1.9399E+06	1.0378E+00	1.0524E+00	1.8432E+06	1.0459E+01
6.2000E+01	3.0657E+02	-1.2813E-01	1.5957E+05	1.9376E+06	1.0319E+00	1.0505E+00	1.8444E+06	1.1539E+01
6.4000E+01	3.0679E+02	-1.2739E-01	1.4521E+05	1.9358E+06	1.0265E+00	1.0481E+00	1.8467E+06	1.2717E+01
6.6000E+01	3.0700E+02	-1.2671E-01	1.3290E+05	1.9337E+06	1.0217E+00	1.0459E+00	1.8488E+06	1.3911E+01
6.8000E+01	3.0718E+02	-1.2609E-01	1.2190E+05	1.9320E+06	1.0172E+00	1.0443E+00	1.8500E+06	1.5176E+01
7.0000E+01	3.0736E+02	-1.2552E-01	1.1229E+05	1.9304E+06	1.0132E+00	1.0422E+00	1.8522E+06	1.6494E+01
7.2000E+01	3.0750E+02	-1.2503E-01	9.4765E+04	1.9291E+06	1.0097E+00	1.0618E+00	1.8522E+06	1.8169E+01
7.4000E+01	3.0764E+02	-1.2457E-01	9.4408E+04	1.9278E+06	1.0064E+00	1.0183E+00	1.8562E+06	1.9172E+01
7.6000E+01	3.0779E+02	-1.2409E-01	9.5127E+04	1.9265E+06	1.0030E+00	1.0220E+00	1.8849E+06	1.9815E+01
7.8000E+01	3.0792E+02	-1.2364E-01	8.8123E+04	1.9252E+06	9.990E-01	1.0372E+00	1.8562E+06	2.1064E+01
8.0000E+01	3.0805E+02	-1.2323E-01	8.1636E+04	1.9241E+06	9.9700E-01	1.0395E+00	1.8510E+06	2.2674E+01
8.2000E+01	3.0816E+02	-1.2285E-01	7.5635E+04	1.9230E+06	9.9432E-01	1.0404E+00	1.8484E+06	2.4438E+01
8.4000E+01	3.0827E+02	-1.2249E-01	6.9782E+04	1.9221E+06	9.9184E-01	1.0423E+00	1.8441E+06	2.6427E+01
8.6000E+01	3.0837E+02	-1.2217E-01	6.4156E+04	1.9212E+06	9.8956E-01	1.0443E+00	1.8396E+06	2.8674E+01
8.8000E+01	3.0846E+02	-1.2187E-01	5.8740E+04	1.9203E+06	9.8748E-01	1.0472E+00	1.8337E+06	3.1218E+01
9.0000E+01	3.0854E+02	-1.2158E-01	5.3522E+04	1.9195E+06	9.8559E-01	1.0515E+00	1.8255E+06	3.4236E+01
9.2000E+01	3.0862E+02	-1.2135E-01	4.7971E+04	1.9189E+06	9.8388E-01	1.0567E+00	1.8160E+06	3.7855E+01
9.4000E+01	3.0868E+02	-1.2113E-01	4.2704E+04	1.9183E+06	9.8234E-01	1.0633E+00	1.8041E+06	4.2246E+01
9.6000E+01	3.0874E+02	-1.2093E-01	3.7573E+04	1.9178E+06	9.8100E-01	1.0727E+00	1.7879E+06	4.7838E+01
9.8000E+01	3.0879E+02	-1.2076E-01	3.2038E+04	1.9173E+06	9.7983E-01	1.0850E+00	1.7671E+06	5.5158E+01
1.0000E+02	3.0884E+02	-1.2062E-01	2.6698E+04	1.9169E+06	9.7884E-01	1.1024E+00	1.7389E+06	6.5134E+01
1.0200E+02	3.0887E+02	-1.2050E-01	2.1322E+04	1.9166E+06	9.7803E-01	1.1289E+00	1.6978E+06	7.9627E+01
1.0400E+02	3.0890E+02	-1.2041E-01	1.5928E+04	1.9164E+06	9.7740E-01	1.1732E+00	1.6334E+06	1.0255E+02

MINIMUM DNBR = 3.027
 MAXIMUM HEAT FLUX = 6.7437E+05 KCAL/H-M2

NORMAL END THANK YOU FOR YOUR INPUT