40. PWR炉心解析の新しい手法

ASSY-CORE コード・システム

森岡 昇*, 横手 光 洋*

(1973年 7月25日 受理)

New Analytical Model for PWR Core Simulation

ASSY-CORE Code System

By Noboru MORIOKA and Mitsuhiro YOKOTE

It has already been established from detailed analysis of the PWR core that the fast neutron flux is nearly flat within the fuel assembly, and that thermal neutron diffusion is largely limited to the space between fuel assemblies. Based on these two assumptions, a new computing program has been developed for PWR core analysis, which is better than the currently used FLARE, in that it yields more accurate results with shorter computing time. The accuracy of this computer program is verified by comparison of results with measured data as well as with two-dimensional two-group diffusion calculations.

KEYWORDS: computer programming, PWR type reactors, reactor core analysis, FLARE, PDQ-5, CITATION, fast neutron flux, thermal neutron flux, accuracy

I. 序

関西電力㈱では、PWR 炉心の安全性のチェックあるいは炉心管理のための種々の計算コード・システムを既に所有している^(*)が、最近長期的な観点から炉心燃焼データを要求される例が多くなった。このような計算コードシステムは、

- (1) 計算コストが安い。
- (2) 計算精度が良い。
- (3) インプットの作成が容易である。

という、一見矛盾した要求に応える必要がある。しかしながら、公開されている計算コード、例えばPDQ-5⁽¹⁾⁽²⁾、CITATION⁽³⁾等の2次元拡散コードは精度は良いが計算コストが高くなる。一方FLARE⁽⁴⁾等のシミュレーション・コードでは、計算コストはPDQ-5、CITATION等の計算コードに比べると安い(ただしASSY-COREコードに比べると相当高い)が、精度の点で充分とはいえない。そこでいままでのPWR炉心計算の経験をもとにして、計算コストではFLAREの約1/10で、精度はPDQ-5、CITATIONと同等であるという計算コードを作成した。この計算コード作

成については、次の3点を基本的考え方とした。

- (1) 炉心をミクロ的(燃料アセンブリー内のロッドごとの出力分布)に見たとき速中性子束分布はフラットで、熱中性子の拡散のみと考えれば充分である。(仮定Ⅰ)
- (2) 炉心をマクロ的(1/4燃料アセンブリーを1つのメッシュとしたときの炉心全体の出力分布)に見たとき熱中性子の拡散は部分的であり、速中性子の拡散が支配的になる。(仮定Ⅱ)
- (3) しかし、炉心をマクロ的に見た場合でも、隣接するアセンブリー間の反応度が大幅に違うときは、局所的熱中性子流(Thermal Leakage Effect)が発生する。この局所的熱中性子流の効果は、解析的に熱中性子群の1次元拡散方程式を解くことによって求められる。(仮定Ⅲ)

上記の考え方をを用いることによって、非常に低コストで、かつ精度の高いコード・システムを作ることができたのでここに報告する。(上記の仮定の妥当性については[付録]参照)

* 関西電力㈱原子力部 (Nucl. Power Department, The Kansai Elect. Power Co.)

II. コード・システムの概要

第I章で説明した考え方に基き、コード・システムを2つの部分に分ける。すなわち、

- (1) $\frac{1}{4}$ アセンブリを取り出し、この部分の計算を仮定Iに基づいて行い、中性子束でアセンブリ平均したマクロ断面積を求める。(境界での中性子流はゼロとした無限体系で計算する) — ASSY コード
- (2) 上記マクロ断面積を用いて、かつ仮定II, IIIに基づいてアセンブリごとの出力分布, 反応度等の核パラメータを計算する。 — CORE コード

Fig. 1 にこのシステムのフローチャートを示すが、この中で LEOPARD⁽⁵⁾ は燃料セルの炉定数の計算およびバーナブルポイズン・セルの高速中性子炉定数の計算に用い、THERMOS⁽⁶⁾ はバーナブルポイズン・セルの熱中性子群の炉定数の計算に用いている。

Fig. 1 Flow chart of ASSY-CORE system

III. アセンブリ計算コード-ASSY

アセンブリ平均のマクロ断面積を得るには、Fig. 2 に示すような体系を取り出して計算する必要がある。従来は、このような体系の計算には PDQ-HARMONY あるいは CITATION などの2次元少数群拡散コードが用いられてきたが、仮定Iによって速中性子束分布はフラットであるとする非常に簡略化された方法で計算できる。

Fig. 2 Geometry in ASSY code

すなわち、燃料セル内で平均化した定数を用いた2群の拡散方程式は、

$$-\nabla D_1 \nabla \phi_1 + (\Sigma_{a1} + \Sigma_r) \phi_1 = (\nu \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu \Sigma_{f2} \phi_2) / \lambda \quad (1)$$

$$-\nabla D_2 \nabla \phi_2 + \Sigma_{a2} \phi_2 = \Sigma_r \phi_1 \quad (2)$$

いま、仮定Iにより $\phi_1 = \text{const.}$ とおくと、

$$-\nabla D_2 \nabla \phi_2 + \Sigma_{a2} \phi_2 = \Sigma_r \phi_1 \quad (3)$$

$$\lambda = (\nu \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu \Sigma_{f2} \phi_2) / (\Sigma_{a1} + \Sigma_r) \phi_1 \quad (4)$$

となる。上式を Fig. 2 の体系で解き、バーナブルポイズン・ロッドを含むアセンブリの中性子束で重みづけしたマクロ断面積を(5)式を用いて求める。

$$\Sigma_{avg} = \iint_{\text{BPR Assy}} \Sigma \phi dx dy / \iint_{\text{BPR Assy}} \phi dx dy \quad (5)$$

このときの計算に用いるセル平均炉定数は、それぞれ次に述べる方法を用いて求める。

- (1) 燃料部の炉定数 LEOPARD コードを用いて計算する。計算方法は、燃料セルのまわりに補助領域としてガイド・チューブおよびアセンブリ間のウォーター・ギャップ(PWR の場合は非常に小さい)をまきつけて計算し、これらの領域のスペクトルへの影響を

平均的に考慮する。

(2) パーナブルポイズン部の炉定数 1次元輸送コード THERMOS を用いて計算する。バーナブルポイズン・セルのまわりに燃料セルをまきつけて実際の体系を模擬する。バーナブルポイズン中の ^{10}B の量を変えて次の定数を求める。

$\sigma^{10}\text{B}$ (セル平均の ^{10}B のマイクロ断面積)

Σ^{BPR} (セル平均のマクロ断面積)

$G^{\text{Transport}}$ (輸送計算によるバーナブルポイズン・セルの熱中性子窒み効果)

(3) ガイド・チューブ部の炉定数 LEOPARD による燃料部計算結果からマイクロ断面積を求めた後、手計算でセル炉定数を求める。(LEOPARDでガイドチューブ・セルだけの計算は可能であるが、これではスペクトラムがやわらかすぎる。)

(4) ウォータ・ギャップ部の炉定数 (3)と同じ手法で求める。

上述の方法で求めた炉定数を用い、Fig. 3に示すフローチャートに従ってバーナブルポイズン・セル平均のマクロ断面積をバーンアップの関数として求める。

Fig. 3 Flow chart of ASSY code

IV. 炉心出力分布計算コード-CORE

FLARE 型の計算コードは3次元空間を取り扱っている。PWR 炉心では実測出力分布から、軸方向と半径方向の分離性が非常に良いことがわかっている。このため CORE コードでは半径方向の2次元出力分布のみを考え、軸方向については積分平均して縮約する。

すなわち、1群の拡散方程式を考えると、

$$-D\left(\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2}\right) + \Sigma\phi = \nu\Sigma_f\phi \quad (6)$$

いま軸方向を分離して $\phi = \phi_{xy} \phi_z$ とおくと、

$$-D\phi_z \frac{1}{\phi_{xy}} \left(\frac{\partial^2\phi_{xy}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi_{xy}}{\partial y^2} \right) - D \frac{\partial^2\phi_z}{\partial z^2} + \Sigma\phi_z = \nu\Sigma_f\phi_z$$

両辺を軸方向に沿って積分し $\int_0^H \phi_z dz$ で除すと、

$$-D\left(\frac{\partial^2\phi_{xy}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi_{xy}}{\partial y^2}\right) + (\bar{D}B_z^2 + \bar{\Sigma})\phi_{xy} = \bar{\nu}\bar{\Sigma}_f\phi_{xy} \quad (7)$$

$$\text{ただし, } \bar{D} = \int_0^H D\phi_z dz / \int_0^H \phi_z dz$$

$$\bar{\Sigma} = \int_0^H \Sigma\phi_z dz / \int_0^H \phi_z dz$$

$$\bar{\nu}\bar{\Sigma}_f = \int_0^H \nu\Sigma_f\phi_z dz / \int_0^H \phi_z dz$$

$$B_z^2 = -\int_0^H \frac{\partial^2\phi_z}{\partial z^2} dz / \int_0^H \phi_z dz$$

したがって、軸方向を分離するためには軸方向出力分布 ϕ_z で積分した炉定数を用いれば良いことがわかる。

次に、Ⅲ節で得られたアセンブリー平均炉定数を軸方向出力分布で平均した炉定数を用い、仮定Ⅱに従って速中性子群の拡散方程式を考えると、

$$-\bar{D}_1 \nabla^2 \phi_1 + \bar{\Sigma}_R \phi_1 = (k_\infty / \lambda) \bar{\Sigma}_R \phi_1 \quad (8)$$

$$\text{ただし, } \bar{\Sigma}_R = \bar{\Sigma}_{a1} + \bar{\Sigma}_r + \bar{D}_1 B_z^2$$

$$\bar{\Sigma}'_{a2} = \bar{\Sigma}_{a2} + \bar{D}_2 B_z^2$$

$$k_\infty = \nu \bar{\Sigma}_f / \bar{\Sigma}_R + (\bar{\Sigma}_r / \bar{\Sigma}_R) (\nu \bar{\Sigma}_f / \bar{\Sigma}'_{a2})$$

となる。

しかし仮定Ⅱには、アセンブリー間の局所的熱中性子流の補正が必要であるので仮定Ⅲに基いて次式で出力 P を補正する。

$$P = \kappa \bar{\Sigma}_f \phi_1 + \kappa \bar{\Sigma}_f \phi_2$$

$$= \left(\frac{\kappa}{\nu} \right) (\bar{\Sigma}_R \phi_1) (\nu \bar{\Sigma}_f / \bar{\Sigma}_R$$

$$+ (\nu \bar{\Sigma}_f / \bar{\Sigma}_R) (\phi_2 / \phi_1)) \quad (9)$$

$$\text{ただし, } \phi_2 / \phi_1 = \bar{\Sigma}_r / (B_{1h}^2 \bar{D}_2 + \bar{\Sigma}'_{a2})$$

$$B_{th}^2 = -\frac{\bar{k}_c}{\Delta x} \sum_{j=N,E,S,W} \frac{1 - \frac{\sum a_{2j}}{\sum a_{2c}}}{\frac{\sum a_{2j}}{\sum a_{2c}} + \frac{\bar{k}_j}{\bar{k}_c}}$$

j : いま考えているノード (c) を中心に

Δx : ノード幅

$\bar{k}$: 1 核分裂当りに放出されるエネルギー

$$\bar{k}_j = \sqrt{\sum a_{2j} / D_{2j}}$$

(8)式を解くためには軸方向出力分布で平均した炉定数を知る必要があるが、いまこれを次の仮定に従って計算する。

マクロ断面積の軸方向平均値を求める際に必要な密度 ρ および Xe 濃度 N_{Xe} の軸方向平均値は、

Fig. 4 Flow chart of CORE code

(1) PWR は BWR に比して軸方向の密度変化は小さい ($\rho \approx 0.67 \sim 0.75$) ので、 $\rho_{avg} \approx (\rho_{out} + \rho_{in}) / 2$ となる。

(2) $N_{Xe}(\phi_s)$ の軸方向平均値は、炉心寿命の初期、末期でも誤差 1% 以下の精度で $N_{Xe}(\phi_{avg})$ で近似される。

という事情から精度良く近似計算できる。

Fig. 4 に CORE コードのフローチャートを、Fig. 5 に CORE コードの計算体系を示す。

Fig. 5 Geometry in CORE code

V. ASSY-CORE システムの精度およびその経済性

ASSY-CORE システムの精度のチェックのため、San Onofre 1 号炉と美浜 2 号炉を選ぶ。Table 1 に

Table 1 San Onofre Unit 1 and Mihama Unit 2 parameter

	San Onofre Unit 1	Mihama Unit 2
Core power	1,347 MWt	1,455.6 MWt
Number of assembly	157	121
Assembly height	120"	144"
Assembly pitch	7.803"	7.803"
Clad material	304 SS	Zircaroy-4
Clad O.D.	0.422"	0.422"
Clad I.D.	0.389"	0.3734"
Pellet diameter	0.3835"	0.3659(R-1, R-2) 0.3649(R-3)
Enrichment/ Density		
R-1	3.157%/94%	2.27%/94%
R-2	3.405 /94	3.03 /93
R-3	3.865 /93	3.40 /92

両炉の主要目を示す。両者を選んだ理由は両者の設計、実測データが入手可能であるとともに、前者がいわゆるゾーン・ローディングの炉心であり、熱中性子漏洩効果はほとんど無視できると考えられる炉心配置であるのに対して、後者はいわゆるチェッカー・ボードの炉心であり熱中性子漏洩効果が大きいと考えられるからである。Fig. 6 に San Onofre 炉における熱中性子漏洩効果ありなしの計算例を示すが、予想されたように両者の差はほとんどなく熱中性子漏洩効果はないと考えてよいことがわかる。Fig. 7 に美浜2号炉の同様の計算例を示すが、熱中性子漏洩効果は顕著に

Fig. 6 Thermal leakage effect in zone-loading core (San Onofre Unit 1)
(1st cycle BOL: Hot full power)

Fig. 7 Thermal leakage effect in checker board loading core (Mihama Unit 2)
(1st cycle BOL: Hot full power)

出ている。この現象は FLARE タイプの3次元シミュレーション・コードでも経験された。

次に、計算精度の実証を出力分布、臨界ボロン濃度および減速材温度係数について示す。Fig. 8 には San Onofre 炉の、Fig. 9 (a), (b) には美浜2号炉の出力分布の実測と2次元拡散計算との比較を示すが、非常に良く一致している。

Fig. 8 Power distribution (San Onofre Unit 1)
(1st cycle BOL: Hot full power)

Table 2 に臨界ボロン濃度、減速材温度係数の比較を示すが、これも良い一致を示している。

以上の比較からわかるように、非常に簡略化されたモデルにもかかわらず、PWR 炉心特性を十分な精度で計算できるといえる。

Table 3 に計算コストの比較を示すが、FLARE タイプの3次元シミュレーション・コードの約1/10、2次元拡散コードの約1/50のコストで計算できることがわかる。したがって、初期の目的であるサーベイ計算用としても十分な機能をもっていることがわかる。

Ⅶ. 結 論

PWR 炉心の特性を考え、2次元拡散計算コードを、ASSY(ロッドごとの計算)と CORE(アセンブリごとの計算)の2つの部分に分けることによって、十分な精度を保ちつつ計算コストを大幅に引き下げたサーベイ計算コードの作成ができた。

Fig. 9 Power distribution (Mihama Unit 2)

Table 2 Reactivity parameter comparison

Critical boron conc. (ppm)	San Onofre Unit 1		Mihama Unit 2	
	Measured	Calculated	Measured	Calculated
Hot zero power (ARO) [†]	2,520	2,511 (~-90 pcm) ^{††}	1,520	1,590 (~+700 pcm)
Hot full power (ARO)	~2,000	1,963 (~-370 pcm)	1,055	1,078 (~+230 pcm)
Moderator temp. coeff. (pcm/°F)				
Hot zero power (ARO)	+7	+7	-1.2	-2.0

[†] ARO: All rods out,^{††} pcm: $10^{-5} \Delta k/k$

Table 3 Cost performance data (Computer: IBM 360/195)

	ASSY-CORE code	Modified FLARE	Modified CITATION
Conditions (mesh)	20×20 Thermal 1 groups+leakage correction	15×15×12 modified-1 groups	142×142 2 groups
Computer time			
CPU [†] (mH)	0.7	8.4	38.4
Channel (mH)	0.4	3.9	21.8
Cost index	1.0	11.7	55.0

[†] CPU: Central processing unit

—参考文献—

- (1) CADWELL, W.R., *et al.*: PDQ-5 and PDQ-6 programs for the solution of the two-dimensional neutron diffusion-depletion problem, *WAPD-TM-477*, (1965).
- (2) BREEN, R.J., *et al.*: HARMONY: System for nuclear reactor depletion computation, *WAPD-TM-478*, (1965).
- (3) FOWLER, T.B., VONDY, D.R.: Nuclear reactor core analysis code; CITATION, *ORNL-TM-2496 Rev. 1,2*, (1969).
- (4) DELP, D.L., *et al.*: FLARE-A three-dimensional boiling water reactor simulator, *GEAP-4598*, (1964).
- (5) BARRY, R.F.: LEOPARD-A spectrum dependent non-spatial depletion code for the IBM-7094, *WCAP-3269-26*, (1963).
- (6) TOPPEL, B.J.: The Argonne-revised THERMOS code, *ANL-7023*, (1965).
- (7) BECKER, M.: Albedo models for nodal reactor simulation, *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, **14**, 832 (1971).
- (8) 藤井哲博: 電力会社のコアマネージメント; PWR を中心に, 原子力工業, **18**(6), 23~28 (1972).
- (9) BORRESEN, S.: A simplified, coarse-mesh, three-dimensional diffusion scheme for calculating the gross power distribution in a boiling water reactor, *Nucl. Sci. Eng.*, **44**, 37 (1971).

〔付 録〕 仮定 I, II の妥当性および
その評価方法

仮定 I とは、「炉心をミクロに見たとき、速中性子束分布はフラットで、熱中性子束分布のみを考えればよい。」ということであった。この仮定は熱中性子および速中性子の平均自由行程とアセンブリーの大きさ(約20cm)から、定性的には予想されることであるが、定量的に評価するため2次元拡散計算を1メッシュ/1ロッドで行なった(Fig. A1 参照)。Fig. A1 では、強吸収体のバーナブルポイズンの入ったアセンブリーとガイド・チューブのみのアセンブリーが隣接した場合について計算している。

Fig. A1 からわかるように、速中性子束分布はアセンブリー内では1~2%の変化しかせず、熱中性子束分布は30~40%ほど変化する。上記の事実から仮定 I の妥当性は明らかである。

仮定 II とは、「炉心をマクロに見たとき熱中性子の拡散は部分的であり、速中性子の拡散が支配的である。」ということであるが、これは前記の仮定 I の裏返しである。Fig. A2 に炉心全体について2次元拡散方程式を用いて計算した結果を示す。

いま、熱中性子群の拡散方程式を考えると

$$-\nabla D_2 \nabla \phi_2 + \Sigma_{a2} \phi_2 = \Sigma_{f1} \phi_1$$

Fig. A1 Neutron flux distribution within assembly

Fig. A2 Assembly-wise neutron flux distribution

ノード幅が大きく、このノードからの熱中性子の洩れを無視できるとすると、

$$\phi_{2\text{no leak}} = (\Sigma_f / \Sigma_{a2}) \phi_1$$

である。もし仮定 II が正しいとすれば ϕ_1 を用いて上式で計算した $\phi_{2\text{no leak}}$ と2群の拡散計算で求めた $\phi_{2\text{diff}}$ とが一致するはずである。Fig. A2 には上記

の $\phi_{2\text{no leak}}$ と $\phi_{2\text{diff}}$ がプロットしてあるが、図からわかるようにほぼ上記の仮定は正しいが、アセンブリ間の急激な熱中性子束の変化のため局所的な熱中性子流がアセンブリ間に見られ、このため $\phi_{2\text{diff}}$ は $\phi_{2\text{no leak}}$ より平坦化されている。このようなアセンブリ間の局所的熱中性子の流れをアセンブリ間の局所的熱中性子流と称することになると、仮定Ⅱはこの修正のもとに正しいといえる。アセンブリ間の局所的熱中性子流の補正を評価する必要があるが、これは仮定Ⅲに従って近似的に熱中性子群のみの1次元拡散方程式を解析的に解くことによって評価する。すなわち、熱中性子群の拡散方程式は Fig. A3 左右のアセンブリにおいて、

$$\begin{aligned} -D_L \frac{d^2 \phi_L}{dx^2} + \Sigma_{aL} \phi_L &= S_L, \\ -D_R \frac{d^2 \phi_R}{dx^2} + \Sigma_{aR} \phi_R &= S_R \end{aligned} \quad (\text{A1})$$

したがって、

$$\begin{aligned} \phi_L &= \frac{S_L}{\Sigma_{aL}} (1 + A_L e^{\kappa_L x}), \\ \phi_R &= \frac{S_R}{\Sigma_{aR}} (1 + A_R e^{-\kappa_R x}) \end{aligned} \quad (\text{A2})$$

連続の条件により、

$$\begin{aligned} \phi_R(0) &= \phi_L(0) \\ -D_R \phi'_R(0) &= -D_L \phi'_L(0) \end{aligned}$$

$$\text{ゆえに、} A_L = \frac{S_R/S_L - \Sigma_{aR}/\Sigma_{aL}}{\Sigma_{aR}/\Sigma_{aL} + \kappa_L/\kappa_R} \quad (\text{A3})$$

$$A_R = \frac{S_L/S_R - \Sigma_{aL}/\Sigma_{aR}}{\Sigma_{aL}/\Sigma_{aR} + \kappa_R/\kappa_L} \quad (\text{A4})$$

$$\begin{aligned} \text{次に、} \left(\begin{array}{c} \text{Left assembly から} \\ \text{Right assembly へ} \\ \text{の} \\ \text{流れ} \end{array} \right) &= D_L \cdot B_{LR}^2 \cdot \bar{\phi}_L \\ &= J_L(0) \left(\frac{S}{V} \right)_L \end{aligned}$$

$$\text{ゆえに } B_{LR}^2 = \frac{J_L(0) \left(\frac{S}{V} \right)_L}{D_L \bar{\phi}_L} \quad (\text{A5})$$

ここで、

$$J_L(0) = -\frac{S_L}{\kappa_L} \cdot \frac{S_R/S_L - \Sigma_{aR}/\Sigma_{aL}}{\Sigma_{aR}/\Sigma_{aL} + \kappa_R/\kappa_L} \quad (\text{A6})$$

Fig. A3 Thermal leakage effect

また、(A2) 式より

$$\bar{\phi}_L \equiv \frac{S_L}{\Sigma_{aL}} \quad (\text{A7})$$

いま一辺 Δx のアセンブリを考えているので、

$$\left(\frac{S}{V} \right)_L = \frac{\Delta x}{\Delta x^2} = \frac{1}{\Delta x} \quad (\text{A8})$$

したがって、

$$B_{LR}^2 = -\frac{\kappa_L}{\Delta x} \cdot \frac{S_R/S_L - \Sigma_{aR}/\Sigma_{aL}}{\Sigma_{aR}/\Sigma_{aL} + \kappa_R/\kappa_L} \quad (\text{A9})$$

ここで、 $S_R/S_L \approx 1$ とおくと、

$$B_{LR}^2 = -\frac{\kappa_L}{\Delta x} \cdot \frac{1 - \Sigma_{aR}/\Sigma_{aL}}{\Sigma_{aR}/\Sigma_{aL} + \kappa_R/\kappa_L} \quad (\text{A10})$$

いま考えているノード(c)のまわりの4方向に対する流れを考えると、バックリングは最終的に(A11)式で示される。

$$B_{\text{th}}^2 = -\frac{\kappa_c}{\Delta x} \sum_{j=N,E,S,W} \frac{1 - \Sigma_{aj}/\Sigma_{ac}}{\Sigma_{aj}/\Sigma_{ac} + \kappa_j/\kappa_c} \quad (\text{A11})$$

ただし、j: 考えているノード(c)を中心に4方向(N, E, S, W)を指す。