

島根原子力発電所3号炉 審査資料	
資料番号	S3-EP-002
提出年月日	令和4年7月5日

島根原子力発電所3号炉

LANCR コード説明書

令和4年7月

中国電力株式会社

目次

1. 目的と概要
 - 1.1 目的
 - 1.2 概要
 - 1.3 主要な機能
 - 1.4 解析モデルの概要
 - 1.5 集合体形状
 - 1.6 解析条件適用範囲

2. 重要現象についてのモデル化と妥当性確認について
 - 2.1 PIRT 及びモデル性能評価表によるモデル化の網羅性確認
 - 2.2 モデルに対する検証・妥当性確認の網羅性の確認

3. 解析モデル
 - 3.1 核データライブラリ
 - 3.2 実効断面積計算
 - 3.3 燃料集合体 2次元中性子輸送計算
 - 3.4 燃焼計算
 - 3.5 特殊機能, オプション

4. 検証及び妥当性確認
 - 4.1 はじめに
 - 4.2 試験による妥当性確認
 - 4.3 ベンチマーク問題による検証
 - 4.4 連続エネルギーモンテカルロ計算による妥当性確認

5. 許認可解析への適用
 - 5.1 検証及び妥当性確認結果のまとめ
 - 5.2 許認可解析における不確かさの適用

6. 参考文献

表目次

表 1.6-1	LANCR の適用条件範囲
表 2.1-1	本書における PIRT ランキングの考え方
表 2.1-2	ライブラリ処理に関する PIRT 及びモデル性能比較表
表 2.1-3	F-table のデータ形式に関する PIRT 及びモデル性能比較表
表 2.1-4	その他の LANCR に関する PIRT 及びモデル性能比較表
表 2.2-1	LANCR に関するモデル性能比較表及び評価表
表 3.1-1	中性子反応断面積の特徴
表 3.1-2	中性子反応断面積ライブラリ エネルギー群構造
表 3.1-3	中性子反応断面積ライブラリ中に格納される核種
表 3.1-4	温度 T のテーブル (K)
表 3.1-5	背景断面積 σ_b のテーブル (b)
表 3.2-1	ジルコニウム同位体の背景断面積
表 3.3-1	ガンマ断面積ライブラリのエネルギー群構造
表 3.4-1	擬似 FP 核種 PFP1 の核分裂収率[%]
表 3.5-1	ノード平均定数出力
表 4.2-1	臨界試験解析ケース一覧
表 4.2-2	照射後試験対象燃料試料の特徴
表 4.4-1	未燃焼組成燃料集合体の評価対象
表 5.1-1	検証及び妥当性確認結果のまとめ
表 5.2-1	原子炉設置（変更）許可申請書における解析評価内容と不確かさの適用

図目次

- 図 1.2-1 炉心核熱水力特性解析システム
- 図 1.4-1 LANCR の計算の流れ
- 図 1.5-1 燃料集合体形状と各部名称 (9 × 9 配列の例)
- 図 1.5-2 燃料集合体形状と各部寸法パラメータ (9 × 9 配列の例)
- 図 3.2-1 円筒クラスタ
- 図 3.2-2 円筒クラスタ中のサブセル
- 図 3.2-3 B₄C 棒型制御棒ブレードの 1 次元平板形状モデル化
- 図 3.3-1 燃料ノード内の中性子パス
- 図 3.3-2 ノード表面及び角度領域の分割
- 図 3.3-3 ノード境界面, セグメント及びセクタの番号付け
- 図 3.3-4 入射中性子流のモード
- 図 3.4-1 FP チェーンモデル誤差
- 図 3.4-2 全中性子吸収に占める擬似 FP 核種の相対吸収割合
- 図 3.4-3 アクチニド核種の生成・崩壊チェーン
- 図 3.4-4 核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン (その 1)
- 図 3.4-5 核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン (その 2)
- 図 3.4-6 核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン (その 3)
- 図 3.4-7 制御棒吸収材核種の生成・崩壊チェーン
- 図 3.5-1 プルトニウム起源対象核種チェーン
- 図 4.2-1 NCA 臨界試験体系列 (高温模擬試験)
- 図 4.2-2 NCA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較 (高温模擬試験)
- 図 4.2-3 NCA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較 (低温模擬試験)
- 図 4.2-4 NCA 臨界試験における相対出力分布の比較 (全測定点対象, 高温模擬試験)
- 図 4.2-5 NCA 臨界試験における相対出力分布の比較 (全測定点対象, 低温模擬試験)
- 図 4.2-6 BASALA 臨界試験の炉心構成 (炉心 1, 基準炉心)
- 図 4.2-7 BASALA 臨界試験の炉心構成 (炉心 2, 基準炉心)
- 図 4.2-8 BASALA 臨界試験の実効増倍率誤差
- 図 4.2-9 BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較 (炉心 1, 基準炉心)
- 図 4.2-10 BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較 (炉心 2, B₄C 制御棒挿入炉心)
- 図 4.2-11 BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較 (炉心 1)
- 図 4.2-12 BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較 (炉心 2)
- 図 4.2-13 BASALA 臨界試験における反応度の比較 (炉心 1)
- 図 4.2-14 BASALA 臨界試験における反応度の比較 (炉心 2)

- ☒ 4.2-15 BASALA 臨界試験における等温温度係数の比較
- ☒ 4.2-16 BASALA 臨界試験における積分ほう素価値の比較
- ☒ 4.2-17 U-238 の実効共鳴積分の実験式と計算値の比較
- ☒ 4.2-18 MISTRAL 臨界試験における実効遅発中性子割合の比較
- ☒ 4.2-19 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (U-235)
- ☒ 4.2-20 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (U-238)
- ☒ 4.2-21 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (Pu-239)
- ☒ 4.2-22 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (Pu-240)
- ☒ 4.2-23 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (Pu-241)
- ☒ 4.3-1 軽水炉次世代燃料ベンチマーク問題 BWR-ウラン燃料集合体
- ☒ 4.3-2 軽水炉次世代燃料ベンチマーク問題 BWR-MOX 燃料集合体
- ☒ 4.3-3 ウラン燃料棒セル問題における無限増倍率の比較
- ☒ 4.3-4 MOX 燃料棒セル問題における無限増倍率の比較
- ☒ 4.3-5 ウラン燃料集合体問題における無限増倍率の比較
- ☒ 4.3-6 MOX 燃料集合体問題における無限増倍率の比較
- ☒ 4.3-7 ウラン燃料棒セル問題における減速材ボイド係数の比較
- ☒ 4.3-8 MOX 燃料棒セル問題における減速材ボイド係数の比較
- ☒ 4.3-9 ウラン燃料集合体問題における減速材ボイド係数の比較
- ☒ 4.3-10 MOX 燃料集合体問題における減速材ボイド係数の比較
- ☒ 4.3-11 ウラン燃料棒セル問題におけるドップラ係数の比較
- ☒ 4.3-12 MOX 燃料棒セル問題におけるドップラ係数の比較
- ☒ 4.3-13 ウラン燃料集合体問題におけるドップラ係数の比較
- ☒ 4.3-14 MOX 燃料集合体問題におけるドップラ係数の比較
- ☒ 4.3-15 NEACRP-L-271 国際ベンチマーク問題体系
- ☒ 4.3-16 NEACRP-L-271 ベンチマークにおける無限増倍率の比較
- ☒ 4.3-17 NEACRP-L-271 ベンチマークにおける燃料棒相対出力の比較 (UO₂ 燃料棒, 燃料棒番号 4 番)
- ☒ 4.3-18 NEACRP-L-271 ベンチマークにおける燃料棒相対出力の比較 (ガドリニア添加燃料棒)
- ☒ 4.4-1 未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較 (高温, 制御棒引抜状態)
- ☒ 4.4-2 未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較 (高温, 制御棒挿入)
- ☒ 4.4-3 未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較 (冷温)
- ☒ 4.4-4 未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較 (燃料温度を中性子反応断面積ライブラリ温度テーブル上限まで変化)
- ☒ 4.4-5 ウラン濃縮度毎の無限増倍率のモンテカルロ計算との比較
- ☒ 4.4-6 プルトニウム富化度毎の無限増倍率のモンテカルロ計算との比較
- ☒ 4.4-7 ガドリニア価値のモンテカルロ計算との比較

- 図 4.4-8 減速材ボイド係数のモンテカルロ計算との比較
- 図 4.4-9 ほう素価値のモンテカルロ計算との比較
- 図 4.4-10 制御棒価値のモンテカルロ計算との比較
- 図 4.4-11 形状の異なる制御棒価値のモンテカルロ計算との比較
- 図 4.4-12 等温温度係数のモンテカルロ計算との比較
- 図 4.4-13 ドップラ係数のモンテカルロ計算との比較
- 図 4.4-14 燃焼特性のモンテカルロ計算との比較 (9×9 ウラン燃料集合体)
- 図 4.4-15 燃焼特性のモンテカルロ計算との比較 (8×8 ウラン燃料集合体)
- 図 4.4-16 燃焼特性のモンテカルロ計算との比較 (10×10 ウラン燃料集合体)
- 図 4.4-17 燃焼特性のモンテカルロ計算との比較 (8×8 MOX 燃料集合体)
- 図 4.4-18 ガンマ発熱量のモンテカルロ計算との比較

1. 目的と概要

1.1 目的

沸騰水型原子炉（以下、「BWR」といい、改良型沸騰水型原子炉 ABWR を含む。）では、炉内の中性子挙動と沸騰現象とが密接に関係するため、核計算と熱水力計算を結合した炉心核熱水力特性解析システムを用いて炉心の特性評価や設計を行う。定常状態に対する炉心核熱水力特性解析システムは、燃料集合体核特性計算コードと三次元沸騰水型原子炉模擬コードから構成されている¹。

最近の BWR 燃料・炉心設計は、経済性の向上や、省資源・核拡散防止の観点からプルトニウムを原子炉で利用するプルサーマル炉心など、幅広いニーズに対応したものになっている。一方、計算機の発展に伴って解析手法も進歩しており、より高度な物理モデルが設計手法として実用的な時間で使用できるようになった。

燃料集合体核特性計算コード LANCR Ver. 1（以下、「LANCR」という。）は、次のような要求に応じることを目的に開発された。即ち、現行 BWR 燃料集合体に加え、大幅高燃焼度化に適応した燃料集合体や混合酸化物（以下、「MOX」という。）燃料集合体等の核特性計算への適用である。こうした燃料設計の高度化は、形状の多様化、核特性評価上の非均質性や非等方性の増大といった状況をつくり出すため、LANCR では、燃料集合体内の中性子の空間及びエネルギー分布計算にエネルギー多群の中性子輸送計算法を採用すると共に、高燃焼度に至る間の核種の生成・崩壊計算において個別に取り扱う核種数を十分多くとった燃焼チェーンモデルを用いることにより計算モデルの信頼性を向上させている。LANCR は、三次元沸騰水型原子炉模擬計算コード AETNA Ver. 1（以下、「AETNA」という。）との組合せで使用する²。

なお、島根原子力発電所 3 号炉のチャンネルボックス厚変更に伴う、炉心設計や安全解析等の評価においては、最新知見を反映する観点から 9 × 9 燃料（A 型）に関して本コードを使用することとしている。

1.2 概要

本書では、原子炉の定常状態を解析する炉心核熱水力特性解析システムを構成する LANCR について説明する。炉心核熱水力解析システムの概要を、図 1.2-1 に示す。

LANCR は、燃料集合体形状や燃料組成などの設計情報と評価済み核データファイルに基づいて処理された核データライブラリを用いて、燃料集合体の核特性を計算する^{3,4}。この計算は燃料集合体の 1 断面を対象として、炉心内で燃料集合体が経験する様々な状態（核分裂や中性子照射や放射性崩壊に伴う核種組成の変化（以下、「燃焼」という。）、沸騰等による冷却材密度の変化、制御棒の挿入や減速材へのほう酸の注入など）に対して実行され、各状態における結果は燃料集合体断面平均の少数群の核定数に編集された後、エンジニアリングデータベース上に出力され、AETNA が要求する燃料集合体断面平均核定数テーブルを構成する。

AETNA は、燃料集合体断面平均核定数や熱水力定数を用いて、炉心の熱出力、炉心冷却材流量、制御棒パターンなどの運転状態に対応した臨界性や熱出力分布、熱的制限値への余裕を評価する^{5,6}。その出力情報は、更に下流側にあるプラント動特性計算コード⁷や、炉心安定性解析コード⁸等の炉心過渡解析計算コード⁸や、燃料挙動解析コード⁹に受け渡される。

このように、LANCR は、燃料集合体の単一断面の核特性を計算すると共に、AETNA が要求する燃料集合体断面平均核定数テーブルを構成するために必要な結果を出力する。

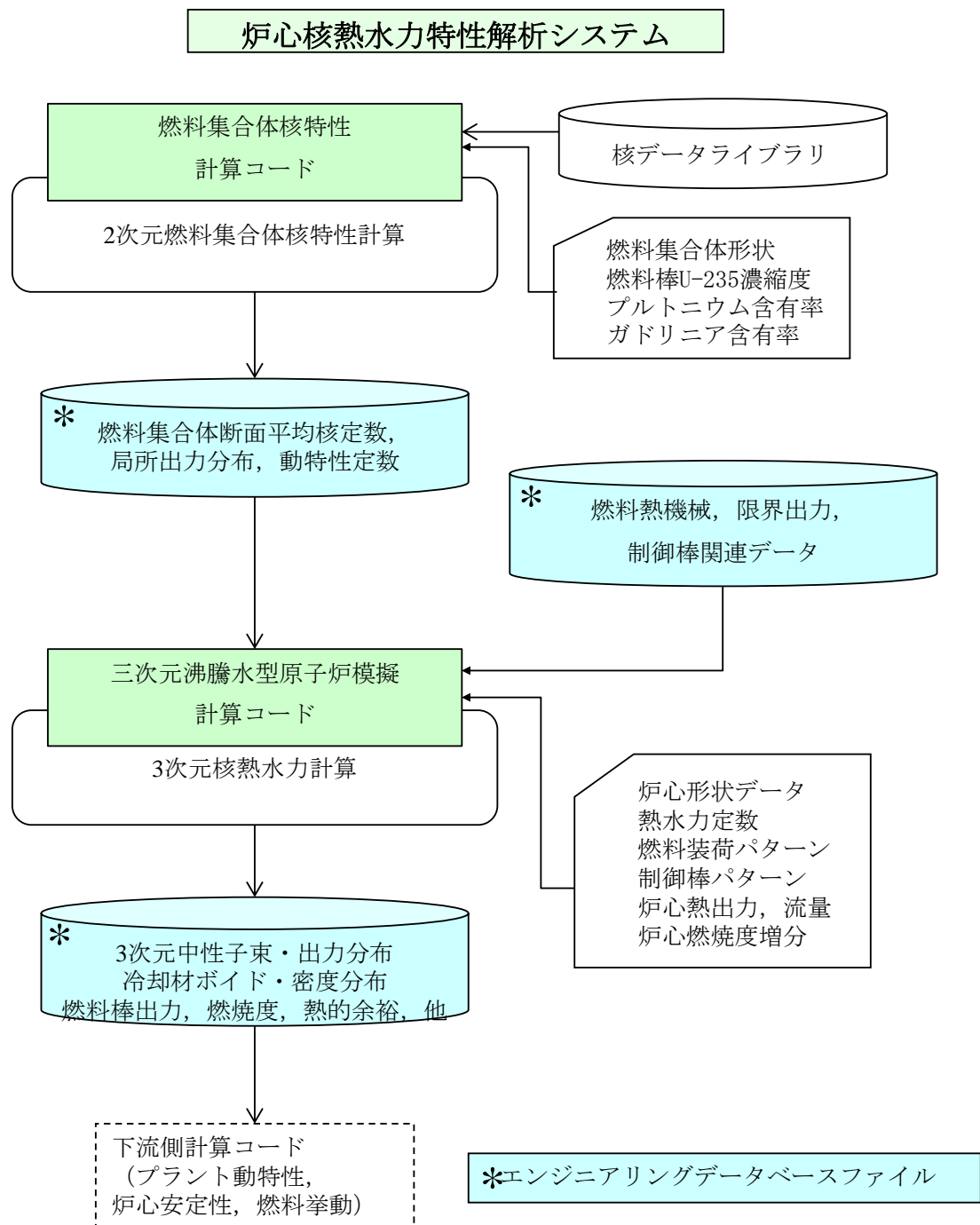


図 1.2-1 炉心核熱水力特性解析システム

1.3 主要な機能

LANCR は、燃料集合体断面毎の核特性を計算すると共に、AETNA が要求する燃料集合体断面平均核定数を出力する機能を有する。以下 1.3.1 項～1.3.4 項では、LANCR の計算及び出力機能概要について述べる。

1.3.1 核特性計算

核特性計算に必要となる機能は、(1)計算条件の設定機能、(2)中性子輸送計算機能である。(1)計算条件の設定では、燃料集合体の形状や組成情報、物質温度や出力密度等の計算条件を入力ファイルから、中性子反応断面積を核データライブラリファイルから取り込み、(2)中性子輸送計算機能で必要となる全ての係数值（実効断面積など）を計算・決定する。(2)中性子輸送計算では、中性子輸送方程式を数值的に解き、燃料集合体の無限増倍率、中性子束分布等の核特性を計算する。

1.3.2 燃焼計算

燃焼計算に必要となる機能は、燃料集合体を構成する物質の中性子反応や生成・崩壊に伴う核種変換を計算する機能である。核特性計算と燃焼計算を燃焼ステップ毎に交互に繰返し実行することで、燃焼初期から末期に至る燃焼変化を含む核特性が計算される。

また、MOX 炉心のプルトニウム核種の計量管理に係る機能（以下、「起源別管理機能」という。）として、プルトニウム同位体核種の原子数密度を、ウラン同位体核種を起源とするものと、プルトニウム同位体核種を起源とするものに分離して燃焼計算を行う機能を有する。例えば、プルトニウム 239（以下、「Pu-239」という。）が初期組成として燃料に含まれている場合、燃焼後の Pu-239 の組成を減損 Pu-239 と初期ウランから生成された Pu-239 の割合に分離して計算できる。

1.3.3 ガンマ線輸送計算及び出力分布計算

出力分布計算に必要となる機能は、燃料集合体内で発生する核分裂エネルギーの総量を、(1)燃料棒内の核分裂発生点で局所的に付与される成分と、(2)発生点から空間輸送により再配分される成分に分離し、個別の方法で燃料棒毎の出力として求め合算する機能である。後者(2)はガンマ線が担う部分であり、LANCR では核分裂起源のガンマ線源から発生するガンマ線により燃料内に付与されるガンマ線エネルギーを計算する。

1.3.4 燃料集合体断面平均核定数出力

燃料集合体断面平均核定数の出力に求められる機能は、(1)前記各機能の結果を編集して、AETNA の核計算で必要となるエネルギー 3 群の集合体断面平均量を求め、(2)作成したエネルギー 3 群の集合体断面平均量をエンジニアリングデータベースに出力する機能である。

1.4 解析モデルの概要

LANCR における計算の流れを図 1.4-1 に示す。

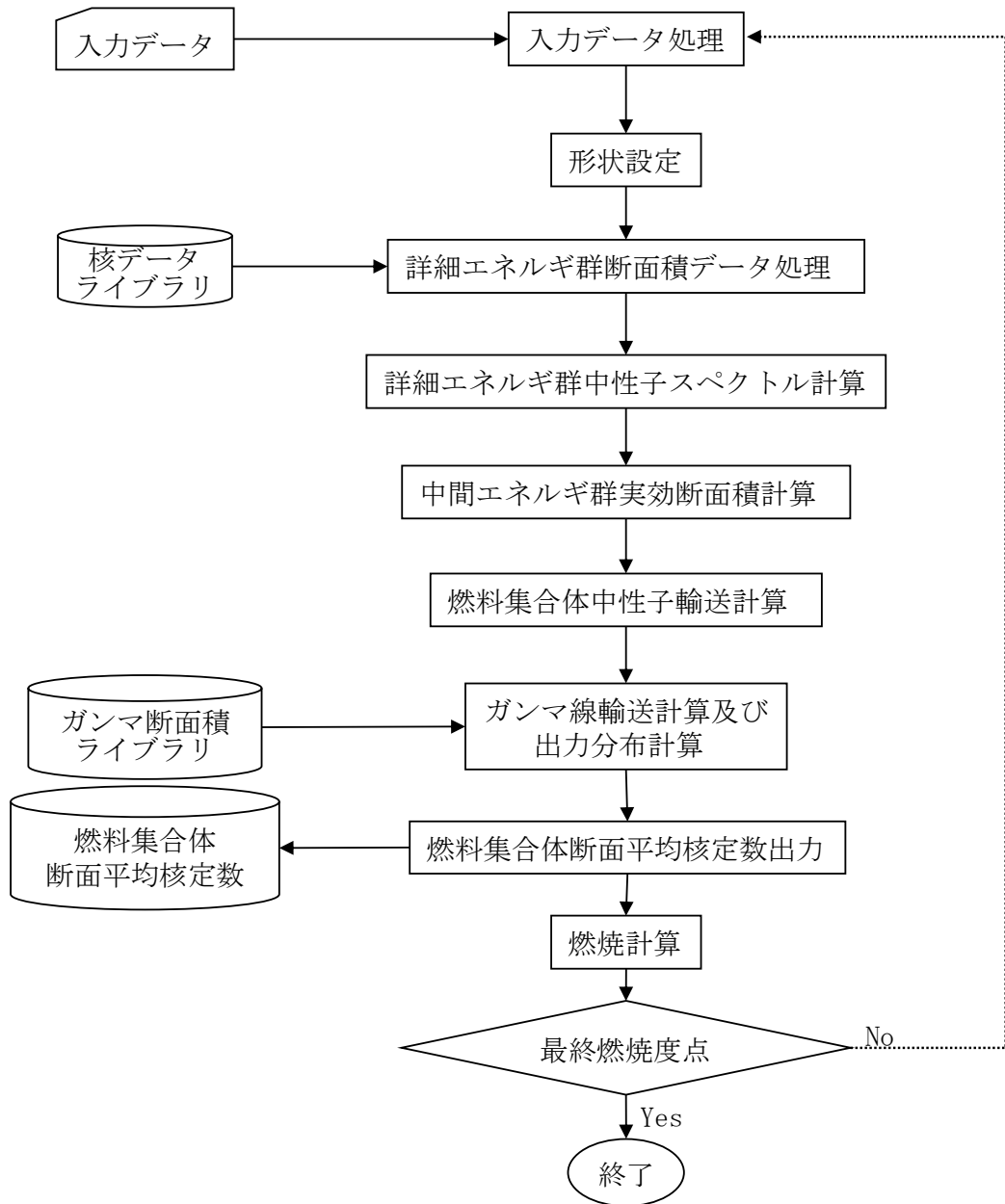


図 1.4-1 LANCR の計算の流れ

1.4.1 入力データ処理

燃料集合体の形状，燃料棒毎の核種組成とその配置，減速材や構造材の組成，これらの温度などの状態量や計算オプション等を読み込む。

1.4.2 形状設定

形状設定は、入力データ中の形状データから LANCR の中性子輸送計算や燃焼計算等で必要となる燃料棒配列、チャンネルボックスや水ロッド形状を含む燃料集合体の断面幾何形状や、幾何形状と関連づけられた領域毎の物質組成データを設定する処理である。

1.4.3 詳細エネルギー群断面積データ処理

詳細エネルギー群(190 群)断面積データ処理の起点は、Bondarenko 形式¹⁰の詳細エネルギー群中性子反応断面積データを核データライブラリファイルから読み込む処理である。核データライブラリファイルは、評価済核データファイル ENDF/B-VII.0¹¹から核データライブラリ処理コード NJOY¹²により生成したものであり、詳細エネルギー群毎に無限希釈断面積と共に自己遮蔽因子が温度点と背景断面積をパラメータとしてテーブル化 (F-table) されている。断面積データの読み込みに続いて 1.4.4 項で述べる詳細エネルギー群中性子スペクトル計算で必要となる実効断面積を求める処理に入る。ここで実効断面積は、物質組成領域毎に入力で指定された温度点と、東稔の方法¹³で求める背景断面積から自己遮蔽因子を内挿計算で求め、これを無限希釈断面積に乗ずることで求める。

詳細エネルギー群構造は、エネルギーレンジ上端を 20MeV とし、平均レサジ幅を約 0.15 とする 190 群構造を有する。また、ウラン 238 (以下、「U-238」という。)、プルトニウム 240 (以下、「Pu-240」という。)、プルトニウム 242 (以下、「Pu-242」という。)の主要共鳴吸収エネルギーレベル近傍のエネルギー群については、エネルギーメッシュを細分化することで、中性子実効共鳴吸収の計算誤差低減を図っている。中性子の上方散乱は、Pu-240、Pu-242 の主要共鳴エネルギーを包含させるため上限を 4 eV としている。

1.4.4 詳細エネルギー群中性子スペクトル計算

詳細エネルギー群中性子スペクトル計算は、詳細エネルギー群の実効断面積を 1.4.6 項の燃料集合体中性子輸送計算で必要となる中間エネルギー群断面積にエネルギー縮約するための中性子スペクトルを計算する処理である。

中性子スペクトル計算では、エネルギー群数に 190 群という詳細構造を採用しつつも、集合体全体系を円筒クラスタモデルで近似する山本の方法¹⁴に基づく衝突確率法により中性子輸送計算を実行する。このエネルギー 190 群円筒クラスタモデルにより、中性子スペクトル計算の高速化が可能となる点が特徴である。

1.4.5 中間エネルギー群実効断面積計算

中間エネルギー群実効断面積計算は、1.4.4 項で計算された円筒クラスタ体系における詳細エネルギー群スペクトルを用いて詳細エネルギー群の実効断面積をエネルギー縮約し、実形状燃料集合体体系における物質組成領域毎の中間エネルギー群実効断面積を計算する処理である。特徴は、円筒クラスタ体系から実形状燃料集合体体系へ

の形状移行処理が入る点である。目的は、円筒クラスタ体系と実形状体系とで各燃料棒のダンコフ係数(背景断面積の非均質成分項)が異なることを考慮することである。このため、(1)円筒クラスタ体系では、後述の中間エネルギー群実効断面積を3点の背景断面積から成るテーブルとして作成する。続いて(2)実形状燃料集合体体系で物質組成領域毎の背景断面積を求め、(1)の実効断面積テーブルから内挿することで実効断面積を計算する。ここで背景断面積は、東稔の方法¹³で計算する。(1)の円筒クラスタ体系での実効断面積テーブルは、物質組成領域毎に求められる背景断面積値1点と、詳細エネルギー群反応断面積テーブル上の背景断面積値からその前後1点の合計3点において、詳細エネルギー群反応断面積をエネルギー縮約することで作成する。中間エネルギー群は、熱外25群、及び、熱群(0.625eV以下)10群より成るエネルギー35群構造をとる。

1.4.6 燃料集合体中性子輸送計算

燃料集合体中性子輸送計算は、2次元燃料集合体体系を対象に、Current Coupling Collision Probability(以下、「CCCP法」という。)法による中性子輸送計算を行い、燃料集合体内の中性子束分布を計算する処理である。

LANCRでは、燃料集合体体系を、燃料ペレットと被覆管から構成される燃料棒及びそれを囲む減速材から成る単位燃料棒セルの境界線で分割する。また中性子輸送計算は次の2ステップの処理から構成される。(1)分割された基本セル領域をノードと呼び、ノード毎にノード内衝突確率を計算する処理(以下、「ノード内バランス計算」という。)、(2)ノード間は中性子流で結合するCCCP法により燃料集合体内の中性子束分布を計算する処理(以下、「体系バランス計算」という。)である。特徴は、中性子流のノード境界分布及び角度分布を2成分化し中性子流の非一様・非等方性を考慮する点であり、一様とする場合に比べ燃料集合体内の中性子束の評価性能が向上している¹⁵。また体系バランス計算は、計算の加速手段として、反応率保存の条件下でノード内を均質化すると共にエネルギー群数を4群に縮約した少数群粗メッシュでの体系バランス計算を行う。(1)ノード内バランス計算と(2)体系バランス計算は交互に繰り返し実施され、固有値及びノード境界中性子流が収束するまで繰り返される。

1.4.7 ガンマ線輸送計算と出力分布計算

ガンマ線輸送計算は、中性子輸送計算の結果から得られる核分裂起源のガンマ線源(エネルギー8群)を入力とし、燃料集合体体系内のガンマ線束分布を計算し、ガンマ線エネルギーの燃料棒への付与量と共に、ガンマ検出器の応答を評価する。

BWR炉心内でのガンマ線スペクトルは、中性子スペクトルとは異なりボイド率にはほとんど影響されず、主として構造材と重元素の割合で決まる。この構造材と重元素の割合は、LANCRの計算過程で大きくは変化しないことから、燃料集合体内のガンマ線束はエネルギー8群のCCCP法輸送計算にて求める。ガンマ線反応断面積はガンマ断面積ライブラリより読込む。出力分布計算は、燃料集合体内で発生する核

分裂エネルギーの総量を、(1)燃料棒内の核分裂発生点で局所的に付与される成分と、(2)発生点から空間輸送により再配分される成分に分離し、個別の方法で燃料棒毎の出力として求め合算する。

1.4.8 燃料集合体断面平均核定数出力

燃料集合体断面平均核定数出力は、燃料集合体中性子輸送計算及びガンマ線輸送計算の結果から、AETNA の静的拡散ノード計算で必要となる中性子反応断面積、拡散係数、不連続因子等に加え、動的計算で必要となる遅発中性子割合、即発中性子寿命など、また、その他の AETNA の各計算機能で必要となる核分裂当りの放出エネルギー、核種の原子数密度、AETNA のマイクロ燃焼モデルで必要となる核種の少数群マイクロ断面積、燃料棒毎の相対出力・燃焼度などをエンジニアリングデータベースに出力する処理である。

1.4.9 燃焼計算

燃焼計算は、燃焼方程式で表現される核分裂、中性子照射や放射性崩壊に伴う核種の生成・崩壊に伴う核種変換を数値計算で求める処理である。核種変換の様式は LANCR のチェーンモデル（以下、「燃焼チェーンモデル」という。）によりモデル化されている。

燃焼チェーンモデルは、重核 38 核種、核分裂生成核 136 核種、及び、本チェーン上では明示的に取り扱わない残りの核分裂生成核種を一括した擬似的核分裂生成核種（以下、「擬似 FP 核種」という。）より構成される。擬似 FP 核種としては、核分裂から直接生成されるものと、中性子反応チェーンを経由して生成されるものを区別するために、2 種類の擬似 FP 核種を燃焼チェーン上でモデル化している¹⁶。取扱い核種数が 174 核種と十分多いことと、2 種類の擬似 FP 核種モデルの採用により燃焼度が高い領域に至る燃焼計算の評価性能が向上している。

起源別管理機能で求められるアメリシウム 241 (Am-241) を含むプルトニウム同位体（以下、「プルトニウム同位体」という。）の計算では、装荷されたプルトニウム同位体核種から燃焼計算の過程で派生するプルトニウム 238 (Pu-238), Pu-239, Pu-240, Pu-241, Pu-242, Am-241 の 6 核種の量を計算するために専用の付加的燃焼チェーンを使用する。すなわち、上記プルトニウム同位体核種については、ウラン同位体核種起源とプルトニウム同位体核種起源を一緒にした本来の燃焼計算と同時に、プルトニウム同位体核種起源だけの付加的な燃焼計算を実施する。

1.5 集合体形状

LANCR の燃料集合体核特性計算が対象とする燃料集合体形状の一例を図 1.5-1 と図 1.5-2 に示す。燃料集合体計算モデルは、図中紙面垂直方向（燃料集合体の上下方向）には一様で無限に続く空間 2 次元形状を有すると仮定している。水平方向には、図示するように複雑な形状を有する。LANCR は、燃料棒セル（以下、「ノード」という。）が正方格子状に配列されていることを前提とし、核特性計算上は燃

燃料集合体を燃料棒セル境界線により分割する。これによりチャンネルボックス内側は、燃料棒セル格子で構成される部分（以下、「インチャンネル領域」という。）と、残りの部分（以下、「フィルム水領域」という。）に分離される。インチャンネル領域に対し、フィルム水領域とチャンネルボックスに制御棒ブレードを加えた領域をまとめてアウトチャンネル領域と定義する。アウトチャンネル領域も、インチャンネルのノード境界線を延長することでノードが定義される。よって、燃料集合体体系は、インチャンネル領域とアウトチャンネル領域から構成されると共に、全領域がノードに分割される。

燃料棒セル配列のサイズは、 1×1 から 10×10 までを許す。またベンチマーク問題等で設定されることの多い燃料棒セルが正方格子状に配列したアウトチャンネル領域をもたない体系へも適用が可能である。水ロッド形状については、 7×7 、 8×8 、 9×9 及び 10×10 燃料集合体の核特性解析に必要な形状及び配置に適用できる。制御棒ブレードについては、中性子吸収材が B_4C 棒型、Hf 棒型、Hf 板型、及び、Hf 楕円管型の各制御棒ブレードに適用が可能である。計装管は制御棒挿入位置と反対側のコーナに設定され、同心円形状で表される中性子及びガンマ線計装管に適用可能である。

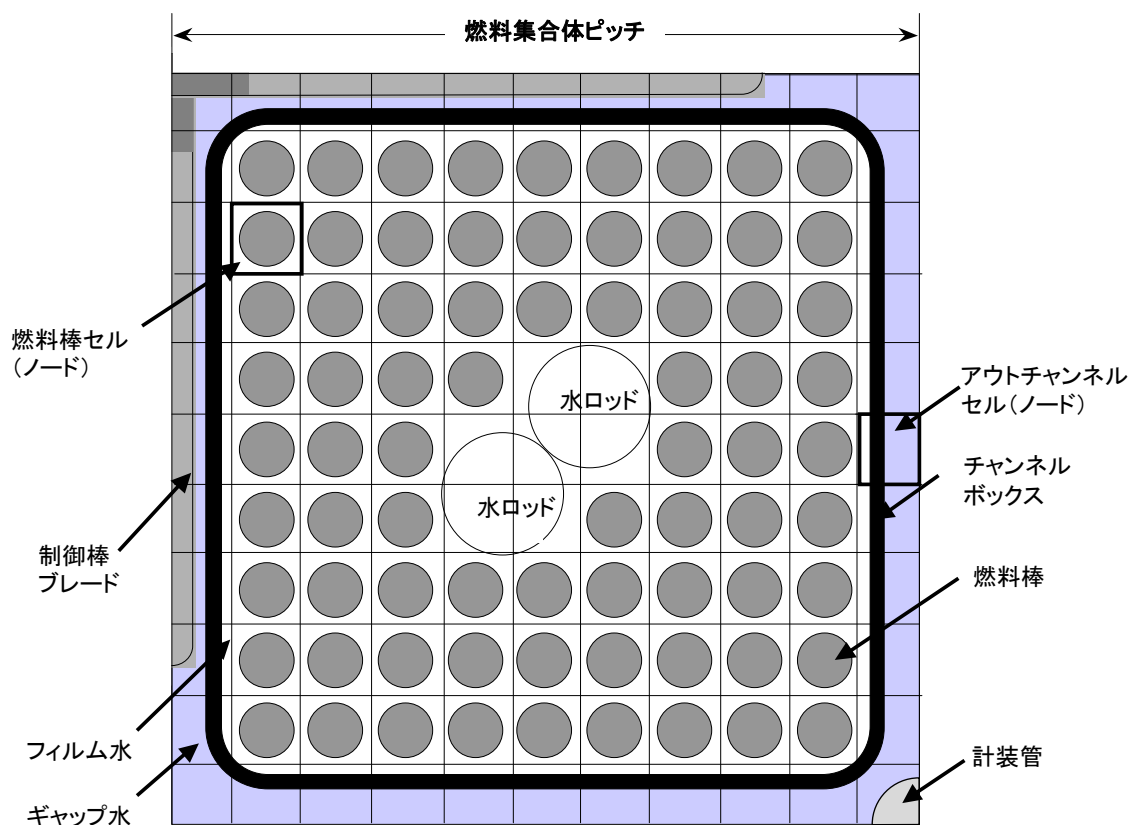


図 1.5-1 燃料集合体形状と各部名称（ 9×9 配列の例）

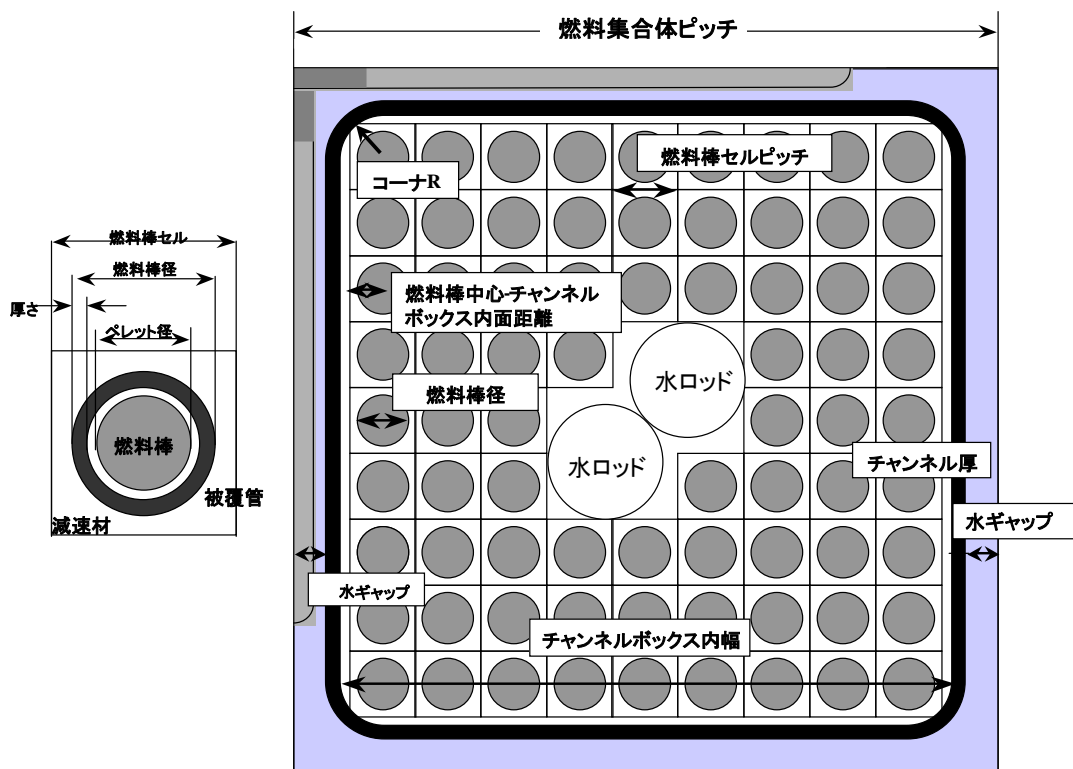


図 1.5-2 燃料集合体形状と各部寸法パラメータ（9×9配列の例）

1.6 解析条件適用範囲

LANCR の適用条件範囲を表 1.6-1 に示す。LANCR は BWR 燃料集合体核特性評価解析に適用が可能である。解析条件は、BWR 燃料集合体の核設計及び許認可解析で実施される範囲を包含する。これには下流コードである AETNA の適用範囲のうち、燃料集合体核特性計算に関わる解析条件が包含される。

表 1.6-1 LANCR の適用条件範囲

項目	適用範囲
格子サイズ	1×1～10×10
水ロッド	7×7, 8×8, 9×9 及び 10×10 燃料集合体の核特性解析に必要な形状及び配置
制御棒	B ₄ C 棒型制御棒, Hf 棒型, Hf 板型, Hf 楕円型の制御棒ブレード
計装管	同心円形状で表される中性子及びガンマ線計装管
温度	水素, 軽水 : 293.6K～800K, その他同位体 : 293K～2573K
燃焼度	～100GWd/t

LANCR と AETNA を組み合わせた炉心核熱水力特性解析システムとして、 7×7 、 8×8 、 9×9 及び 10×10 燃料を装荷した BWR 及び改良型 BWR (ABWR) 炉心の設計解析 (MOX を含む) について、検証及び妥当性を確認済みである。

2. 重要現象についてのモデル化と妥当性確認について

シミュレーションを行う対象について、着目すべき物理現象を特定するとともに、それらのモデル化と検証・妥当性確認に関連し、モデル性能を確認する方法として、PIRT (Phenomena Identification and Ranking Table) を利用する方法がある¹⁷。本章では、3章で述べる上流コードNJOY¹²の処理の妥当性、F-tableの各種依存性に対する妥当性、及びLANCR本体の数学モデルについてのモデル化の網羅性をPIRT及びモデル性能比較表を用いて確認する。さらに、4章で述べる検証と妥当性確認について、モデル性能評価表を用いて、重要なモデルに対する妥当性確認が網羅されていることを確認する。

2.1 PIRT 及びモデル性能評価表によるモデル化の網羅性確認

PIRTを作成する際の物理現象のランキングの考え方を表2.1-1に示す。着目すべき現象の抽出に当たっては、1章で述べた利用目的と適用範囲に留意している。

2.1.1 ライブラリ処理に関するモデル化の網羅性の確認

NJOYを用いた評価済み断面積ライブラリの処理については3.1節で述べる。核的物理現象に対しNJOYの機能と処理が網羅していることを確認するためのPIRT及びモデル性能比較表を表2.1-2に示す。この表より、NJOYを用いて断面積やF-tableを作成するためのライブラリ処理において、結果に与える影響が大きいと考えられる現象(ランクM以上)の中で数学モデルを有していないものは以下である。

① 共鳴吸収に対する上方散乱効果

重核種の熱振動に伴う中性子の上方散乱効果の共鳴吸収に及ぼす効果が、特に燃料温度の高い領域で効果が大きく、ドップラ係数に対し無視し得ない影響をもたらすことが指摘されている^{18, 19}。NJOYを含む公開核データ処理コードは、この効果を考慮する機能を有していないため、LANCRでこの効果を取り入れた解析はできない。したがって、LANCRでは検証及び妥当性確認によりこの効果を不確かさとして考慮する。

2.1.2 F-tableのモデル化(データ点数など)の網羅性の確認

LANCRは、着目核種毎に、温度・背景断面積に基づき事前にテーブル化されたF-tableを読み込むことで、適用範囲にわたって必要なf値(自己遮蔽因子)について、着目する体系に対応する温度と背景断面積から内挿計算により推定することが可能である。この時のデータ形式及びデータ点は表3.1-4及び表3.1-5に述べられている。これらのテーブルのデータ形式に欠陥やデータ点数に不足がないことについて、PIRT及びモデル性能比較表で確認する。F-tableに対するPIRT及びモデル性能比較表を表2.1-3に示す。この表から、LANCRが読み込むF-tableはデータ点などに不足がなくf値を推定するためのテーブルモデルの性能に問題がないことが分かる。

2.1.3 LANCER 本体の数学モデル化の網羅性の確認

NJOY によるライブラリ処理と F-table 化以外について、LANCR の計算に関わる重要現象の特定と数学モデル化の確認を目的とした PIRT 及びモデル性能評価表を表 2.1-4 に示す。この表では、重要（ランク M 以上）と考えられる現象とその影響度合い、対応する数学モデルを示している。この表から、ランク M 以上の現象で数学モデルを有していないものは以下である。

② 冷却材密度分布（集合体内ボイド率分布）（水力的現象）

LANCR における 2 次元無限体系の集合体核特性計算では、集合体内の冷却材密度分布（ボイド率分布）を通常は均一分布との仮定で計算している。これは 2 次元集合体コードに共通する手法上の制約による。集合体内ボイド率の均一分布仮定は、LANCR が作成した定数を使用する AENTA の燃料棒出力分布のガンマスキャンとの比較で間接的に妥当性は確認される。また、別途実施した 3 次元の詳細解析によれば、現行燃料の平衡炉心においてはボイド率分布の影響が大きくないこと²⁰、これまでの実炉の運転実績においても本影響を起因とした燃料破損が発生していないと考えられることなどから、集合体内ボイド率分布を均一と仮定する影響は直ちに安全上問題にはならないと考えられる。ただし、従来の経験を超える設計の燃料や炉心に対しては、3 次元体系でサブチャンネル効果も含めた評価により、この影響が設計裕度に含まれることを確認することが望ましい。なお、LANCR では、燃料棒セル毎にボイド率分布を考慮した計算も可能である。

上記より、3 章で述べた LANCER の数学モデルは、重要な現象についてはモデル化により考慮されているといえる。

表 2.1-1 本書における PIRT ランキングの考え方

ランク	PIRT 重要度ランクの定義	包絡性確認の考え方
H	評価指標に対する影響が大きいと考えられる現象	該当する数学モデルを実装する。実装された数学モデルに対して、試験・実機もしくは連続エネルギーモンテカルロコードによる妥当性確認を実施する。検証・妥当性確認が実施できない場合は、それらの取り扱いについて説明する。
M	評価指標に対する影響が中程度と考えられる現象	物理現象に対するモデルの実装・検証・妥当性確認は実施せず、出力分布・実効増倍率の妥当性確認でもって総合的に確認する。
L	評価指標に対する影響が小さいと考えられる現象	これらの現象は重要度が低いことから、本書の PIRT 等では記載を省略している。
I	評価指標に対して影響を与えないか、または無視できる程度の現象	

表 2.1-2 ライブラリ処理に関する PIRT 及びモデル性能比較表

評価事象	重要度ランキング		モデル性能比較表							
	均質媒質内の中性子・光子反応 実効断面積 (連続エネルギー分解能・着目温度条件)		中子反角散乱強度 評価コード(NJOY) 評価指標	光子生成断面積 評価コード(NJOY) 評価指標	中子反角散乱強度 評価コード(NJOY) 評価指標	中子反角散乱強度 評価コード(NJOY) 評価指標	中子反角散乱強度 評価コード(NJOY) 評価指標	中子反角散乱強度 評価コード(NJOY) 評価指標	中子反角散乱強度 評価コード(NJOY) 評価指標	中子反角散乱強度 評価コード(NJOY) 評価指標
均質系単一重核物質(含む軽核減速物質)内の核的物理現象	核分裂反応	核分裂中性子源強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度
	中性子吸収	共鳴吸収	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度
	中性子散乱	中性子減速(含む上方散乱) 注1	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度
	光子吸収	原子との相互作用	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度
	光子散乱		中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度
	中性子	中性子源強度及びエネルギースペクトル(即発)	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度
	運発中性子	中性子割合及びエネルギースペクトル(運発)	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度
	ガンマ線	ガンマ線源強度及びエネルギースペクトル	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度
	熱振動	熱中性子散乱則、原子及び分子運動	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度
	分子結合	共鳴吸収に対する上方散乱効果 注2	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度
組成/温度依存性	熱中性子散乱則、原子間結合エネルギー 減速材密度/原子核熱運動	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	中子反角散乱強度	

注1: 背景となる核種は軽核減速材で仮定される1種類のみである。

注2: 共鳴吸収に対する上方散乱効果は、重要度ランキングM以上であるがモデル性能比較表で「N/A」のため、検証及び妥当性確認の中で不確かさを考慮する必要がある。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

表 2.1-3 F-table のデータ形式に関する PIRT 及びモデル性能比較表

評価事象	重要度ランキング 均質煤質内の中性子・光子反応 実効断面積 (着目温度・背景断面積条件下)		モデル(データベース)性能比較表 "一":関連しない,"O":関連する, "N/A":モデル無				
	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	
均質系単一重核物質(含む軽核減速物質)内の 核的物理現象	核分裂反応	核分裂中性子源強度	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標
	中性子吸収	共鳴吸収	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標
	中性子散乱	中性子減速(含む上方散乱) 注1	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標
	光子吸収	原子との相互作用	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標
	光子散乱		燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標
	中性子	中性子源強度及びエネルギーベクトル(即発)	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標
	遅発中性子	中性子割合及びエネルギーベクトル(遅発)	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標
	ガンマ線	ガンマ線源強度及びエネルギーベクトル	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標
	熱振動	熱中性子散乱則、原子及び分子運動	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標
	分子結合	熱中性子散乱則、原子間結合エネルギー	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標
	組成/温度依存性	減速材密度/原子核熱運動	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標	燃料集合体 核特性計算コード用 定数テーブル(F-table) 評価指標

注1: 背景となる核種は軽核減速材で仮定される1種類のみ

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

表 2.1-4 その他の LANCER に関する PIRT 及びモデル性能比較表

評価事象		重要度ランキング										モデル性能比較表							
燃料集合体 核特性計算コード 評価指標		燃焼率	燃料温度	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	
核的現象	中性子増倍特性	核設計	核分裂分布、検出器応答	制御棒(フォロフ、ハンドル含む)	実効遅延中性子割合	直接発熱	ドップラ効果、熱中性子散乱則	熱中性子散乱則	自己遮蔽(燃料温度依存性)	燃焼スペクトル	ほう酸(一様分布)	核分裂による発熱	集合体内ポイント率分布(入力値) 注1	燃料減損、核分裂生成物、制御棒履歴、Go燃料(燃料棒内組成分布)	燃焼率	燃料温度	燃料棒内温度分布	燃料棒内温度分布	
	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	核分裂反応	
	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	中性子吸収	
	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	中性子	
	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	ガンマ線	
	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動	熱振動
	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合	分子結合
	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性	組成/形状/温度依存性
	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性	中性子増倍特性(ノード)依存性
	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化	冷却材 化学組成変化
核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	核分裂(即発)	
核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	核分裂(遅発)	
冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	冷却材 密度分布	
燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	燃料棒 組成分布	

注1: 集合体内ポイント率分布の仮定の妥当性は、AETNAの妥当性確認(ガンマキャン)を通して実施される。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

2.2 モデルに対する検証・妥当性確認の網羅性の確認

本節では、モデル性能評価表を用いて、重要な現象毎に、対応する数学モデルの検証・妥当性確認が網羅的に実施されていることを確認する。2.1 節では NJOY を用いた評価済み断面積ライブラリの処理, F-table のデータ形式 (モデル), LANCR 本体の数学モデルに関して重要な現象がもれなくモデル化されていることを、それぞれの PIRT を利用して確認した。しかし、公開コードである NJOY のモデルがこれまでの設計適用への実績から一定の妥当性と技術水準を有することは公知である。また、F-table はすべての LANCR の計算結果 (4 章で述べるすべての検証・妥当性確認) で利用されており、これらの確認でもって妥当であると判断できる。以上より、本書では NJOY を用いた評価済み断面積ライブラリの処理と F-table のデータ形式 (モデル) について、個別に検証・妥当性確認を行うことは省略する。よって、数学モデルに対する妥当性確認は LANCR の数学モデルに絞り、これに対し、重要な現象について検証・妥当性確認が網羅的に実施されていることを確認する。

LANCR の重要な現象に対応する数学モデルと、それらの検証・妥当性確認の網羅性について、モデル性能評価表を表 2.2-1 に示す。この表より、重要な現象とそれに対する数学モデルは、網羅的に検証・妥当性確認が実施されている (抜けがない) ことが分かる。

表 2.2-1 LANCER に関するモデル性能比較表及び評価表

評価事象	モデル性能比較表		モデル性能評価	
	“-”：関連しない、“O”：関連する、“N/A”：モデル無	試験による妥当性確認	ベンチマーク問題 による検証	連続エネルギーモンテカルロ計算による妥当性確認
燃料集合体 核特性計算コード モデルと性能評価	ランダムモンテカルロ中子・ガンマ線	燃焼入ペトリル問題	ウラン燃料棒セル問題	燃料棒下係数
	実効断面値計算	燃焼計算 (燃焼サーフェン・領域分割)	ウラン燃料棒セル問題	燃料棒値
	詳細エネルギーモンテカルロ計算	均質化逆数計算 (βeff含む)	MOX燃料棒セル問題	加速材下係数
	中間エネルギー2次元中子輸送計算	出力分布計算 (MeV/fiss含む)	BWR-ウラン燃料集合体	燃料棒値
	2次元エネルギー線輸送計算	BASALA臨界試験	BWR-MOX燃料集合体	等温温度係数
	出力分布計算 (MeV/fiss含む)	NCA臨界試験	MISTRAL臨界試験	制御棒値
	均質化逆数計算 (βeff含む)	Babcock & Wilcox臨界試験	福島第二号炉の照射後試験(ウラン燃料)	燃料棒値
	燃焼計算 (燃焼サーフェン・領域分割)	Helstrand 実効共置積分の燃焼計	Dodewaranの照射後試験(MOX燃料)	燃料棒値
	燃焼入ペトリル問題			燃料棒値
	燃焼入ペトリル問題			燃料棒値
格子系燃料内の 核的・熱的・水力的・熱機械お よび材料に関する物理現象	中性子増倍特性 (燃料棒)			燃料棒値
	核分裂反応			燃料棒値
	中性子吸収			燃料棒値
	中性子			燃料棒値
	ガンマ線			燃料棒値
	熱振動			燃料棒値
	分子結合			燃料棒値
	組成/形状/温度依存性			燃料棒値
	中性子増倍特性(ノード)依存性			燃料棒値
	冷却材 化学組成変化			燃料棒値
熱	核分裂 (即発)			燃料棒値
	核分裂 (遅発)			燃料棒値
材料	冷却材 密度分布 (入力値)注1			燃料棒値
	燃料棒 組成分布			燃料棒値

注1：集合体内ポイド率分布の仮定の妥当性は、AETNAの妥当性確認(ガンマスキヤン)を通して実施される。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

3. 解析モデル

3.1 核データライブラリ

LANCR の核データライブラリは、中性子反応断面積、崩壊定数とその分岐比、核分裂収率、原子質量、遅発中性子関連データ、及び、ガンマ断面積から構成される。これらの参照元データは、ガンマ断面積ライブラリ（3.3.5.1 に後述）を除き、全て評価済核データファイル ENDF/B-VII.0 である。

3.1.1 ENDF/B-VII.0¹¹ について

ENDF/B-VII.0 は、2006 年 12 月 15 日に米国の国立核データセンター (National Nuclear Data Center) から公開された評価済み核データファイルである。

3.1.2 中性子反応断面積

中性子反応断面積は、背景断面積 σ_b と温度 T にてテーブル化した Bondarenko 形式 (F-table 形式とも呼ばれる) をとり、エネルギー群数は 190 群である。中性子断面積データは、核データライブラリ処理コード NJOY¹² を用い、NR 近似オプションにて処理している。その特徴を表 3.1-1 に示す。

表 3.1-1 中性子反応断面積の特徴

エネルギーレンジ上端及び下端	20 MeV (上端) 1.0×10 ⁻⁵ eV (下端)
平均レサジ幅	約 0.15
共鳴吸収エネルギー領域の群構造メッシュ細分化	U-238, Pu-240, Pu-242 の主要共鳴吸収エネルギー領域
上方散乱カットオフ	4 eV

表 3.1-2 には、本ライブラリのエネルギー群構造を各エネルギー群の上下限值で示す。表 3.1-3 には、本ライブラリに中性子反応断面積データが格納される核種の一覧を示す。温度 T と背景断面積 σ_b のテーブルをそれぞれ表 3.1-4 と表 3.1-5 に示す。温度テーブルについて、水素、水、水素化物を除くその他全ての核種は同一の温度点テーブル“一般核種”に従う。背景断面積については、アクチニド、核分裂生成物等に分類され、それぞれに背景断面積 σ_b テーブルが決められている。

表 3.1-2 中性子反応断面積ライブラリ エネルギー群構造

190群 構造	3群 構造	エネルギー 上限	エネルギー 下限	190群 構造	3群 構造	エネルギー 上限	エネルギー 下限	190群 構造	3群 構造	エネルギー 上限	エネルギー 下限

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

表 3.1-3 中性子反応断面積ライブラリ中に格納される核種

Heavy nuclide	Fission Product	Other

表 3.1-4 温度 T のテーブル (K)

種類	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

表 3.1-5 背景断面積 σ_b のテーブル (b)

Type	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

3.2 実効断面積計算

3.2.1 円筒クラスタ体系における衝突確率の計算モデル

LANCR の詳細エネルギー群中性子スペクトルは、円筒クラスタ体系において衝突確率法に基づく減速方程式を解くことで計算される。本項では、円筒クラスタ体系における衝突確率の計算方法について述べる。なお、簡単のためにエネルギー群の指標を省略する。

図 3.2-1 に燃料集合体を模擬した円筒クラスタを示す。山本の方法¹⁴による衝突確率の計算では、図 3.2-2 に示すように、燃料棒は集合体中心から一層ずつ円筒クラスタのリング領域に配置される。このとき実形状における燃料棒セルは、リング内に配置されるサブセルにてモデル化される。サブセルは、燃料棒、被覆管、減速材により構成され、ウラン濃縮度、プルトニウム富化度、ガドリニア濃度などの違いにより複数種類が存在する。

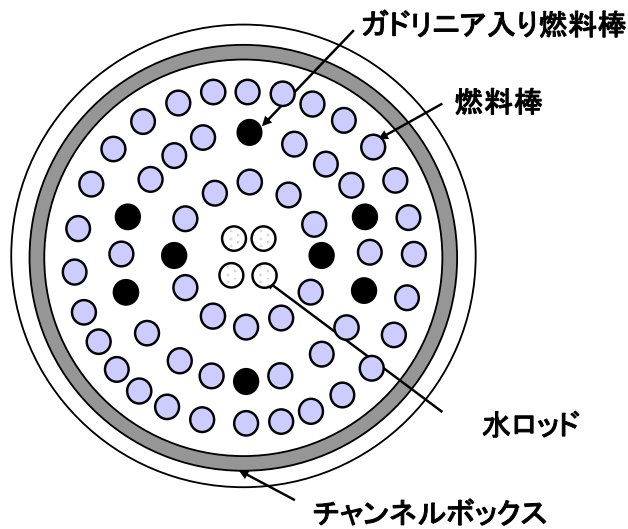


図 3.2-1 円筒クラスタ

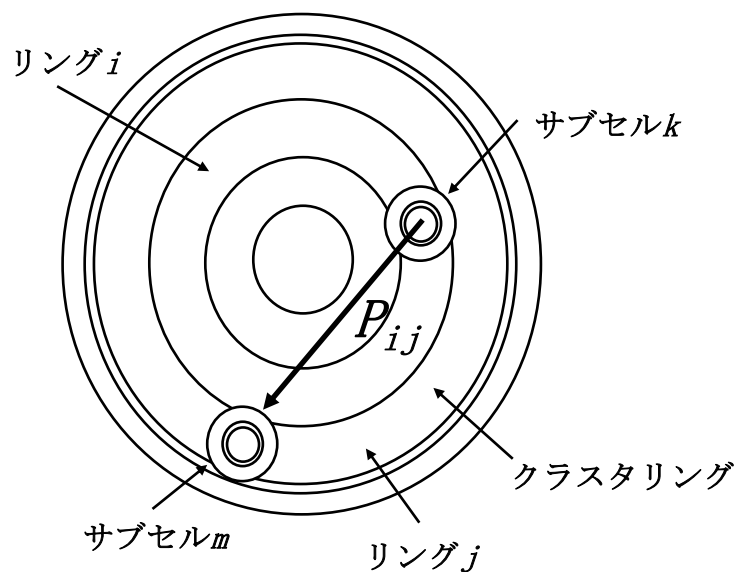


図 3.2-2 円筒クラスタ中のサブセル

サブセル内のある領域から出発した中性子が，他のサブセル内の領域で初めて衝突する確率を求める。以下，リング*i*中のサブセル*k*内の領域*l*から出発し，リング*j*中のサブセル*m*内の領域*n*で衝突する確率を $P_{i \rightarrow j}(k, l \rightarrow m, n)$ とする。

(1) 同一リング内($i = j$)の場合

$$P_{i \rightarrow i}(k, l \rightarrow m, n) = P'_{i \rightarrow i}(k, l \rightarrow m, n) + P''_{i \rightarrow i}(k, l \rightarrow m, n) \quad (3.2-1)$$

右辺第一項は，リング*i*よりも内側を通過せずリング内で衝突する確率である。第二項は内側領域を通過した後に衝突する確率であり，下式で与えられる。

$$P'_{i \rightarrow i}(k, l \rightarrow m, n) = p_{ikl \rightarrow imn} \delta_{km} + \frac{p_{ikl \rightarrow ikB} \gamma_{im} p_{imB \rightarrow imn}}{1 - \sum_K \gamma_{iK} p_{iKB \rightarrow iKB}} \quad (3.2-2)$$

$$P''_{i \rightarrow i}(k, l \rightarrow m, n) = P_i(k, l \rightarrow S_{(i-1)}) (1 - P_{S_{(i-1), in}}) G_{i-1 \rightarrow i} \alpha_{imn} \quad (3.2-3)$$

ここで，右辺の各項は以下で与えられる。

$$\delta_{km} = \begin{cases} 1 (k = m) \\ 0 (k \neq m) \end{cases} \quad (3.2-4)$$

$$\alpha_{imn} = \frac{\gamma_{im} p_{imB \rightarrow imn}}{\sum_K \gamma_{iK} (1 - p_{imB \rightarrow imB})} \quad (3.2-5)$$

$$\gamma_{im} = \frac{\gamma_i n_{im}}{\sum_K n_{iK}} \quad (3.2-6)$$

$$P_i(k, l \rightarrow S_{(i-1)}) = \frac{p_{ikl \rightarrow ikB} (1 - \gamma_i) (1 - O_i)}{1 - \sum_K \gamma_{iK} p_{iKB \rightarrow iKB}} \quad (3.2-7)$$

式(3.2-5)はリング*i*の表面から入ってリング内で衝突する中性子のうち，サブセル*m*の領域*n*で衝突する割合であり，式(3.2-6)はリング*i*内のサブセル境界に達した中性子のうち，同一リングのサブセル*m*に入る確率である。また，式(3.2-7)はリング*i*内のサブセル*k*の領域*l*から出発し，リング*i*の内側表面 $S_{(i-1)}$ から出ていく確率である。なお，以下の5つの量は山本の方法¹⁴で計算される。

- γ_i : リング*i*中のサブセル境界に到達した中性子が同一リング内のサブセルに入る確率
- O_i : リング*i*から脱出する中性子のうち外側境界を通過する割合
- $p_{ikl \rightarrow ikB}$: リング*i*中のサブセル*k*の領域*l*から出発した中性子がサブセル境界に達する確率
- $G_{i \rightarrow j}$: リング*i*の外側境界から脱出した中性子がリング*j*中で衝突する確率
- $P_{S_{(i-1), in}}$: リング*i*の内側境界から内部に入り，そこで衝突する確率

ここで， n_{im} はリング*i*におけるサブセル*m*の個数である。

(2) リング*i*が内側($i < j$)の場合

$$P_{i \rightarrow j}(k, l \rightarrow m, n) = P'_{i \rightarrow j}(k, l \rightarrow m, n) + P''_{i \rightarrow j}(k, l \rightarrow m, n) \quad (3.2-8)$$

右辺第一項は，リング*i*の内側境界を通過した後リング*j*内で衝突する確率，第二項は内側境界を通過しない場合である。

$$P'_{i \rightarrow j}(k, l \rightarrow m, n) = P_i(k, l \rightarrow S_{(i-1)}) (1 - P_{S_{(i-1), in}}) G_{i-1 \rightarrow j} \alpha_{jmn} \quad (3.2-9)$$

$$P''_{i \rightarrow j}(k, l \rightarrow m, n) = P_i(k, l \rightarrow S_{(i)}) G_{i \rightarrow j} \alpha_{jmn} \quad (3.2-10)$$

$$P_i(k, l \rightarrow S_{(i)}) = \frac{p_{ikl \rightarrow ikB} (1 - \gamma_i) O_i}{1 - \sum_K \gamma_{iK} p_{iKB \rightarrow iKB}} \quad (3.2-11)$$

(3) リング*i*が外側($i > j$)の場合

この場合の衝突確率は、相反定理により計算済みの衝突確率から次式により求められる。

$$\Sigma_K V_K P_{K \rightarrow L} = \Sigma_L V_L P_{L \rightarrow K} \quad (3.2-12)$$

ここで*K*、*L*はサブセル領域を代表するインデックス、 V_K はサブセル領域*K*の体積である。

3.2.2 詳細エネルギー群実効断面面積計算モデル

ここでは前項で述べた衝突確率の計算で必要となる詳細エネルギー群実効断面面積の計算方法について述べる。はじめに詳細エネルギー群実効断面面積の計算において必要となる、各燃料棒*i*中の共鳴核種*k*に対する背景断面面積 $\sigma_{b,i}^k$ の計算方法について述べる。背景断面面積 $\sigma_{b,i}^k$ は、よく知られているように、燃料棒格子体系に対し式(3.2-13)で与えられる²¹。

$$\sigma_{b,i}^k = \frac{1}{N_i^k} \left\{ \sum_{l \neq k} N_i^l \sigma_{p,i}^l + \Sigma_{e,i} \right\} \quad (3.2-13)$$

ここで、 N_i^k は燃料棒*i*中の核種*k*の原子数密度、 $\sigma_{p,i}^l$ は核種*l*のポテンシャル断面面積、 $\Sigma_{e,i}$ は脱出断面面積である。

脱出断面面積 $\Sigma_{e,i}$ は以下のように与えられる。まず、燃料領域*i*の第*g*群のダンコフ係数を $C_{0,i}$ とする（簡単のためにエネルギー群の指標*g*は省略する）。LANCRではこれを東稔の方法¹³により式(3.2-14)により計算する。

$$C_{0,i} = 1 - 2R_i \frac{\sum_{j \in \text{fuel}} \Sigma_j V_j P_{j \rightarrow i}}{\sum_{j \in \text{fuel}} V_j P_{j \rightarrow i}} \quad (3.2-14)$$

ここで、 R_i は燃料ペレット径、 $P_{j \rightarrow i}$ は領域*j*から出発して中性子が領域*i*で初めて衝突する確率である。孤立燃料棒の脱出確率とダンコフ係数から格子系の脱出確率を精度良く計算するためのNordheim近似²²を適用することで、脱出断面面積 $\Sigma_{e,i}$ は式(3.2-15)、(3.2-16)で与えられる。

$$\Sigma_{e,i} = \frac{a(1 - C_i)}{2R_i} \quad (3.2-15)$$

$$C_i = 1 - \frac{1 - C_{0,i}}{1 + (a - 1)C_{0,i}} \quad (3.2-16)$$

ここで、*a*はベル因子である。

つぎに核種*k*の実効マイクロ断面面積は、背景断面面積 $\sigma_{b,i}^k$ とLANCRの入力で与えられる温度 T_i から、断面面積テーブルを $(\sigma_{b,i}^k, T_i)$ において内挿することで計算される。前項で述べた円筒クラスタの衝突確率 P_{ij} は、このようにして計算した実効マイクロ断面面積より計算される。

一方、式(3.2-14)のダンコフ係数計算に用いる衝突確率 $P_{j \rightarrow i}$ 計算では、燃料領域を黒体として扱うために全断面面積を 50cm^{-1} として衝突確率 $P_{j \rightarrow i}$ を計算する。

被覆管及びチャンネルボックスの主組成であるジルコニウムについては、天然組成に対し背景断面面積が60(b)に設定されている。これを同位体毎の背景断面面積に

換算すると表 3.2-1 となる。それ以外の構造材中の核種については、基本的には無限希釈条件で実効断面積が計算される。

表 3.2-1 ジルコニウム同位体の背景断面積

同位体	組成割合 (%)	デフォルト値(b)
Zr90	51.45	116.62
Zr91	11.22	534.76
Zr92	17.15	349.85
Zr94	17.38	345.22
Zr96	2.8	2142.86

3.2.3 詳細エネルギー群中性子スペクトル計算

円筒クラスタ体系における詳細エネルギー群中性子スペクトル計算は、そこでの衝突確率と実効断面積から次の減速方程式(3.2-17)を解くことで計算される。

$$\Sigma_i^g \phi_i^g V_i = \sum_j \sum_{g'} (\Sigma_j^{g' \rightarrow g} \phi_j^{g'} + \chi_j^g Q_j) P_{j \rightarrow i}^g V_j \quad (3.2-17)$$

ここで g 、 g' は詳細エネルギー群、 χ_j^g は領域 j 、エネルギー群 g の核分裂スペクトル、 Q_j は領域 j の核分裂ソースであり燃料領域では1.0、それ以外では0と仮定する。

3.2.4 制御棒ブレード領域の詳細エネルギー群中性子スペクトル計算

制御棒ブレード領域の詳細エネルギー群中性子スペクトル計算は、上記 3.2.3 項までの円筒クラスタ体系における計算とは独立に行う。

詳細エネルギー群実効断面積は、中性子吸収材以外の領域では無限希釈条件にて、中性子吸収材中では、ダンコフ係数を求め、これを用いて実効断面積を計算する。

詳細エネルギー群中性子スペクトル計算では、各領域の体積が保存するように制御棒ブレードの形状を1次元平板形状モデルに焼きなおす(B₄C棒型制御棒ブレードの例を図 3.2-3 に示す)。この体系に対し、以下の減速方程式を解くことで制御棒ブレード領域の詳細エネルギー群中性子スペクトルが計算される。

$$\Sigma_i^g \phi_i^g V_i = \sum_j \sum_{g'} \Sigma_j^{g' \rightarrow g} \phi_j^{g'} P_{j \rightarrow i}^g V_j + P_{s \rightarrow i}^g \phi_{cluster}^g \quad (3.2-18)$$

ここで、 $\phi_{cluster}^g$ は円筒クラスタ計算から求められるクラスタ体系平均のスペクトルであり、1次元制御棒モデルの外表面上での固定源となる。 $P_{s \rightarrow i}^g$ は、制御棒外側面 S から入射した中性子が制御棒領域 i で衝突する確率である。

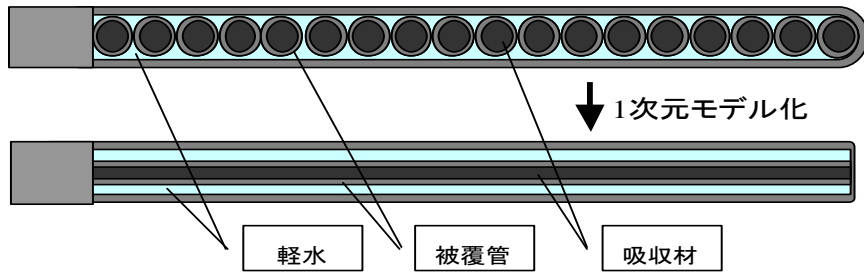


図 3.2-3 B₄C 棒型制御棒ブレードの1次元平板形状モデル化

3.2.5 中間群断面積テーブル

中間群断面積計算では、円筒クラスタ体系計算で得られた中性子スペクトルを用い詳細エネルギー群 (190 群) 実効断面積を縮約し、各リング及び燃料棒種類毎の中間群 (35 群) 実効断面積を作成する。燃料ペレット内の物質の中間群断面積は、式 (3.2-13) より計算される背景断面積 $\sigma_{b,i}^k$ と核データライブラリ中の中性子反応断面積テーブルからその近傍 2 点の背景断面積値を合わせた計 3 点において、式 (3.2-19) によりエネルギー縮約され、テーブル化される。

$$\sigma_{r,j}^g = \frac{\sum_{h \in g} \sigma_{r,j}^h \phi_j^h}{\sum_{h \in g} \phi_j^h} \quad (3.2-19)$$

同様に g' 群から g 群への散乱マトリックス $H_{r,j}^{g' \rightarrow g}$ もエネルギー縮約されテーブル化される。

$$H_{r,j}^{g' \rightarrow g} = \frac{\sum_{h' \in g'} \sum_{h \in g} \sigma_{r,j}^{h' \rightarrow h} \phi_j^{h'}}{\sum_{h' \in g'} \sum_h \sigma_{r,j}^{h' \rightarrow h} \phi_j^{h'}} \quad (3.2-20)$$

ここで、 r は反応の種類、 g と h はそれぞれ中間群と詳細群のエネルギー群を表す。

3.2.6 燃料集合体実形状におけるダンコフ係数計算モデル

燃料集合体実形状におけるダンコフ係数は、3.2.2 項に述べたのと同様の方法 (式 (3.2-14) ~ (3.2-16)) で計算する。ただし、LANCR では中性子束の計算を CCCP 法にて行うため、燃料集合体全体の衝突確率マトリックスを直接計算しないので、次のような処方により計算する。式 (3.2-14) の分子に着目すると、これは燃料以外の各領域 j に強さ Σ_j の中性子源が存在し、しかも全領域で散乱断面積が 0 (散乱ソースが無い) であるときの燃料での中性子衝突数となっている。そこで、CCCP 法でこの条件に対応する固定源問題を解き、燃料領域での平均中性子束に全断面積を乗じることで式 (3.2-14) の分子の項を計算することができる。

同様に、分母の項についても、燃料各領域に単位強さの中性子源が存在し、散乱ソースが無いときの固定源問題を解き、燃料領域での平均中性子束から計算することができる。このようにして、各エネルギー群におけるダンコフ係数が計算される。

3.2.7 中間群実効断面積計算モデル

燃料ペレット内の核種毎の実効断面積は、3.2.6項のダンコフ係数から背景断面積を計算し、これに対し3.2.5項で述べた断面積テーブルから2次のフィッティング式で計算する。一方、それ以外の領域における物質の実効断面積は、詳細エネルギー群断面積を詳細エネルギー群中性子スペクトルで中間群にエネルギー縮約して求める。

3.3 燃料集合体2次元中性子輸送計算

LANCRでは、燃料集合体内の中性子束を改良CCCP法で解く。改良CCCP法では、一般的なCCCP法と同様に計算対象とする体系をノードに分割し、ノード内バランス計算と体系バランス計算を繰り返す。ノード内バランス計算では、各ノードに対して入射中性子流を与えてノード内部中性子束とノード外面からの出射中性子流を解く。体系バランス計算では、ノード内バランス計算で得られた中性子スペクトルにより各ノードに対し均質化された少数エネルギーの核定数を求め、燃料集合体体系全体を対象として各ノードの平均中性子束とノード境界面での出入中性子流を解く。これを交互に繰り返すことによって収束解を得る。この計算手順は、固有値及びノード境界中性子流が収束するまで繰り返される。粗メッシュ少数エネルギー群の体系バランス計算を実施することで、収束計算の高速化が達せられる。

ノード内バランス計算ではノード内各領域間の衝突確率、各領域からノード表面への透過確率、ノード表面からノード内各領域への衝突確率及びノード表面からノード表面への透過確率が必要である。

以下では、各ノード内の衝突確率計算モデルと改良CCCP法計算モデル、及び、ノード内バランス計算（中間エネルギー35群）と体系バランス計算（少数エネルギー4群）について述べる。

3.3.1 ノード内部領域間衝突確率計算モデル

燃料ノードを例に変数記号を図3.3-1に示す。領域*i*から領域*j*への衝突確率は、一般には以下のように表される。簡単のために、ここではエネルギーの指標*g*は省略する。

$$P_{i \rightarrow j} = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} dV \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int ds' \exp\left(-\int_0^{|r-r'|} \Sigma(s) ds\right) \Sigma_j \quad (3.3-1)$$

ここで*dV*及び*dΩ*は中性子の出発点となる領域*i*の体積積分及び中性子飛行方向の立体角積分要素、*ds'*は中性子の飛行パスに沿った線積分要素である。また、 Σ_j は領域*j*の全断面積であり、 $\int_0^{|r-r'|} \Sigma(s) ds$ は出発点から到達点までの光学的距離である。体系が*z*軸方向に無限一様な場合、式(3.3-1)は次のような2次元積分に書き換えることができる。

$$P_{i \rightarrow j} = \frac{1}{2\pi \Sigma_i V_i} \int d\varphi \int dh [K_{i3}(\tau_{ij}) - K_{i3}(\tau_{ij} + \tau_i) - K_{i3}(\tau_{ij} + \tau_j) + K_{i3}(\tau_{ij} + \tau_i + \tau_j)] \quad (3.3-2)$$

ここで φ は中性子の飛行方向の方位角成分, h は飛行方向と垂直方向の位置座標, K_{i3} は3次の Bickley 関数 τ_i , τ_j , τ_{ij} はそれぞれ領域*i*内, 領域*j*内, 領域*i,j*間における中性子の飛行パスを x-y 平面へ射影した光学距離である。

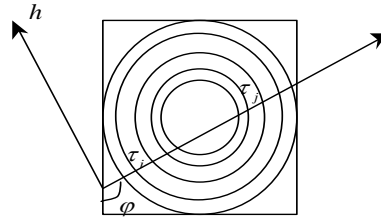


図 3.3-1 燃料ノード内の中性子パス

次項で述べるように LANCR では各ノード表面及び中性子の入射角度領域をそれぞれ2分割する。このような計算法において, 領域*i*から出発した中性子が衝突することなく分割された表面*S*を通過して角度領域*l*(= 1,2)の範囲で透過する確率は次式にて計算する。

$$P_{i \rightarrow S, l} = \frac{1}{2\pi \Sigma_i V_i} \int_{\varphi_{l-1}}^{\varphi_l} d\varphi \int dh [K_{i3}(\tau_{iS}) - K_{i3}(\tau_{iS} + \tau_i)] \quad (3.3-3)$$

$$\varphi_l = \frac{\pi}{2} l \quad (3.3-4)$$

ここで τ_{iS} は中性子パスに沿った領域*i*からノード表面までの x-y 平面に射影された光学距離である。

一方, ノード表面*S*から角度領域*l*の範囲に入った中性子が領域*i*で衝突する確率は, 相反定理により次のように表される。

$$\frac{S}{8} \Gamma_{S, l \rightarrow i} = \Sigma_i V_i P_{i \rightarrow S, 3-l} \quad (3.3-5)$$

またノード表面*S*から角度領域*l*で入ってきた中性子が衝突することなく角度領域*l'*でノード表面*S'*から透過して出ていく確率は次式で表される。

$$\Gamma_{S, l \rightarrow S', l'} = \frac{2}{\pi S} \int_{\varphi_{l-1}}^{\varphi_l} d\varphi \int dh K_{i3}(\tau_{SS'}) \quad (3.3-6)$$

3.3.2 改良 CCCP 法計算モデル

LANCR は, 燃料集合体をノードに区切り, 各ノードの表面を出入りする中性子流のバランスを解くことで体系全体の中性子束分布を計算する。その際, 中性子流の空間分布及び角度分布を考慮するため, 図 3.3-2 に示すようにノード表面及び入射角をそれぞれ2分割する(以降, これらの分割された領域をそれぞれセグメント及びセクタと呼ぶ)。

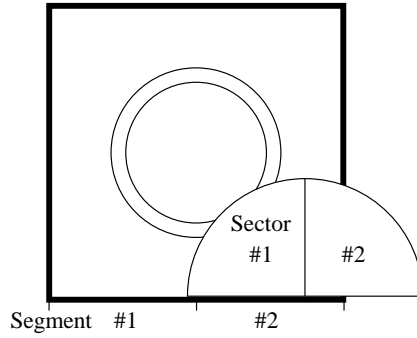


図 3.3-2 ノード表面及び角度領域の分割

解くべき中性子バランス方程式は以下で与えられる。

$$\Sigma_i^g \phi_i^g V_i = \sum_{n,m,l} \Gamma_{nml \rightarrow i}^g J_{nml}^{-,g} A_{nm} + \sum_j P_{j \rightarrow i}^g \sum_{g'} \left(\Sigma_j^{g' \rightarrow g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j \quad (3.3-7)$$

$$J_{nml}^{+,g} A_{nm} = \sum_j P_{j \rightarrow nml}^g \sum_{g'} \left(\Sigma_j^{g' \rightarrow g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j \quad (3.3-8)$$

$$+ \sum_{n',m',l'} \Gamma_{n'm'l' \rightarrow nml}^g J_{n'm'l'}^{-,g} A_{n'm'} \quad (3.3-9)$$

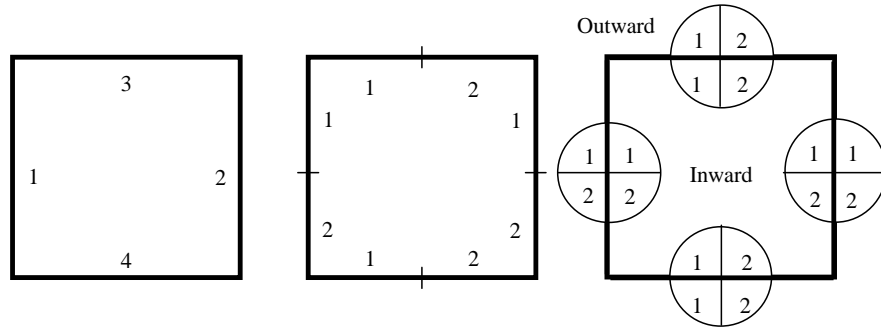
$$J_{nml}^{-,g} = J_{n'm'l'}^{+,g} (\text{adjacent node})$$

ここで、

- $J_{nml}^{\pm,g}$: ノード表面 n のセグメント m ・セクタ l へ流入，流出するエネルギー g 群の中性子流 (+, -はそれぞれ流出，流入を表す)
- ϕ_i^g : 領域 i におけるエネルギー g 群の中性子束
- $P_{j \rightarrow i}^g$: 領域 j で生まれたエネルギー g 群の中性子が領域 i ではじめて衝突する確率
- $P_{j \rightarrow nml}^g$: 領域 j で生まれたエネルギー g 群の中性子が衝突せずノード表面 n のセグメント m ・セクタ l の範囲で出ていく確率
- $\Gamma_{n'm'l' \rightarrow i}^g$: ノード表面 n' のセグメント m' ・セクタ l' の範囲で入射したエネルギー g 群の中性子が領域 i ではじめて衝突する確率
- $\Gamma_{n'm'l' \rightarrow nml}^g$: ノード表面 n' のセグメント m' ・セクタ l' の範囲で入射したエネルギー g 群の中性子が衝突せずにノード表面 n のセグメント m ・セクタ l の範囲で出ていく確率
- A_{nm} : ノード表面 n のセグメント m の面積
- V_i : 領域 i の体積
- $\Sigma_i^g, \nu \Sigma_{f,i}^g, \Sigma_i^{g' \rightarrow g}$: 領域 i におけるエネルギー g 群の中性子の巨視的断面積
- χ_j^g : 領域 j の核分裂スペクトル
- λ : 無限増倍率

ここで必要となる衝突確率は、式(3.3-2), (3.3-3), (3.3-5), (3.3-6)で表される空間2次元積分により与えられる。式(3.3-7)と(3.3-8)は、それぞれノード内の各領域の中性子束とノード表面から出てゆく中性子流の各成分を与える式である。また、式(3.3-9)は隣接ノードとの境界における中性子流の連続条件にあたる。式(3.3-7)～(3.3-9)をすべてのノードについて反復計算で解くことで体系内の中性子束分布と無限増倍率 λ を求めることができる。

LANCR では、ノード内に流入またはノードから流出する中性子流 $J_{nml}^{\pm,g}$ が4変数(2セグメント×2セクタ)で表される。一般にCCCP法にて正確度の高い解を得ようとする場合には、セグメント分割数やセクタ分割数を多くとる必要がある。そうすることで計算体系内の中性子束分布がより正しく扱えると考えられている。反面、CCCP法においては、分割数を増加すると解の収束が遅いという問題もある。そこでLANCRでは、正確度を確保しつつ計算時間の短縮化を実現するために、式(3.3-9)における流入中性子流を修正する。この方法を改良CCCP法¹⁵と呼ぶ。以下説明のために数式中で用いるノード境界面、セグメント及びセクタの番号付けを図3.3-3に示す。



(a) ノード表面番号 (b) セグメント番号 (c) セクタ番号
図 3.3-3 ノード境界面，セグメント及びセクタの番号付け

改良CCCP法では、隣接ノードへの部分中性子流の4成分を式(3.3-10)で定義する中性子流モード A_{00} , A_{10} , A_{01} , A_{11} を使って式(3.3-11)のとおり整理する。

$$\begin{aligned} A_{00} &= \frac{1}{4} (J_{n'11}^{+,g} + J_{n'12}^{+,g} + J_{n'21}^{+,g} + J_{n'22}^{+,g}) \\ A_{10} &= \frac{1}{4} (J_{n'11}^{+,g} + J_{n'12}^{+,g} - J_{n'21}^{+,g} - J_{n'22}^{+,g}) \\ A_{01} &= \frac{1}{4} (J_{n'11}^{+,g} - J_{n'12}^{+,g} + J_{n'21}^{+,g} - J_{n'22}^{+,g}) \\ A_{11} &= \frac{1}{4} (J_{n'11}^{+,g} - J_{n'12}^{+,g} - J_{n'21}^{+,g} + J_{n'22}^{+,g}) \end{aligned} \quad (3.3-10)$$

$$\begin{aligned} J_{n11}^{-,g} &= A_{00} + A_{10} + A_{01} + A_{11} \\ J_{n12}^{-,g} &= A_{00} + A_{10} - A_{01} - A_{11} \\ J_{n21}^{-,g} &= A_{00} - A_{10} + A_{01} - A_{11} \\ J_{n22}^{-,g} &= A_{00} - A_{10} - A_{01} + A_{11} \end{aligned} \quad (3.3-11)$$

式(3.3-10)の第一式は中性子流の等方一様入射成分(モード1), 第二式は等方非一様成分(モード2), 第三式は非等方一様成分(モード3), 第四式は空間的

には一様であるが segment 毎の確度分布は非対称な入射成分である（モード 4）。
これら 4 つのモードを図 3.3-4 に示す。

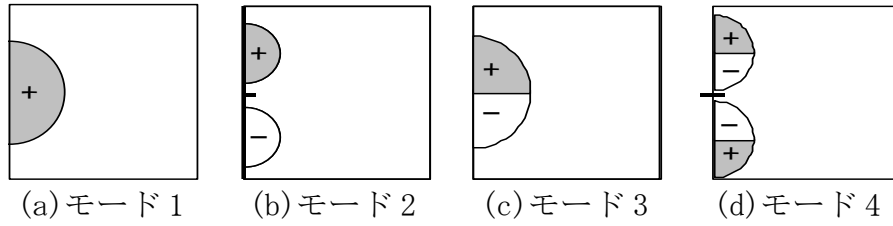


図 3.3-4 入射中性子流のモード

LANCR では、経験的にモード 4 の成分を 0 とし、ガドリニア入り燃料棒装荷時の無限増倍率を精度よく与えるため、式(3.3-12)の B という成分を導入している。

$$B = -\beta(J_n^{-,g} - J_n^{+,g}) \quad (3.3-12)$$

したがって、式(3.3-11)は式(3.3-13)に修正される。

$$\begin{aligned} J_{n11}^{-,g} &= A_{00} + A_{10} + A_{01} + B \\ J_{n12}^{-,g} &= A_{00} + A_{10} - A_{01} - B \\ J_{n21}^{-,g} &= A_{00} - A_{10} + A_{01} - B \\ J_{n22}^{-,g} &= A_{00} - A_{10} - A_{01} + B \end{aligned} \quad (3.3-13)$$

$$J_n^{\pm,g} = \frac{1}{4} \sum_{m,l=1}^2 J_{nml}^{\pm,g} \quad (3.3-14)$$

B は、ノード境界から燃料棒に向かうような前方収束成分を表す。前方収束成分の強さは β を比例定数として式(3.3-12)により決められ、その結果として流入中性子流が修正される。この項は、燃料棒中に中性子の強い吸収物質があって周囲のノードからその燃料棒へ向かい中性子の流れ込みがある場合に顕著な効果をもたらす。文献²³で議論されている P_n 近似における中性子流の前方偏差に類似するものである。

3.3.3 ノード内バランス計算モデル

ノード内バランス計算では、式(3.3-7)、(3.3-8)を基礎式として、中間エネルギー群 g にて単位ノードを対象とし、着目ノード内の中性子束分布 ϕ_i^g 及びノード境界の流出中性子流 $J_{nml}^{+,g}$ を計算する。ここで隣接ノードからの流入中性子流 $J_{n'm'l'}^{-,g}$ は、エネルギー 4 群構造の少数エネルギー群 G の体系バランス計算から得られる流入中性子流 $J_{n'l}^{-,G}$ を中間エネルギー群に展開する方法で計算する。即ち、 $J_{n'm'l'}^{-,g}$ と $J_{n'l}^{-,G}$ は式(3.3-15)により関係づけられる。

$$J_{nml}^{-,g} = f_{nml}^g J_{n'l}^{-,G} \quad (3.3-15)$$

ここで f_{nml}^g は、ノード表面 n のセグメント m 、セクタ l を通過する流入中性子のスペクトルであり、以下のように表される。

$$f_{nml}^g = \frac{J_{nml}^{-,g} A_{nm}}{\sum_{m' \in n} \sum_{g' \in G} J_{n'm'l'}^{-,g'} A_{nm'}} \quad (3.3-16)$$

3.3.4 体系バランス計算式

体系バランス計算では、均質化されたノード間の中性子流及び各ノードの反応率を計算することで、体系の無限増倍率を計算する。この計算に用いる各ノードの少数エネルギーの核定数は、式(3.3-7)、(3.3-8)をエネルギー群及び空間について縮約したものを用いる。体系バランス式は次式にて表される。

$$\Sigma_I^G \phi_I^G V_I = \sum_{nl} \Gamma_{nl \rightarrow I}^{G,G} J_{nl}^{-,G} A_n + P_{I \rightarrow I}^G \sum_{G'} \left(\Sigma_{s,I}^{G' \rightarrow G} + \frac{\chi_I^G}{\lambda} \nu \Sigma_{f,I}^{G'} \right) \phi_I^{G'} V_I \quad (3.3-17)$$

$$J_{nl}^{+,G} A_n = P_{I \rightarrow nl}^G \sum_{G'} \left(\Sigma_{s,I}^{G' \rightarrow G} + \frac{\chi_I^G}{\lambda} \nu \Sigma_{f,I}^{G'} \right) \phi_I^{G'} V_I \quad (3.3-18)$$

$$+ \sum_{n',l'} \Gamma_{n'l' \rightarrow nl}^{G,G} J_{n'l'}^{-,G} A_{n'} \\ J_{nl}^{-,G} = J_{nl}^{+,G} \quad (3.3-19)$$

ここで $\Gamma_{nl \rightarrow I}^G$ 、 $\Gamma_{n'l' \rightarrow nl}^G$ はそれぞれ流入中性子がノード I で衝突する確率、衝突を起こさず透過する確率である。 $P_{I \rightarrow I}^G$ 、 $P_{I \rightarrow nl}^G$ はノード内で発生した中性子がそれぞれノード内で衝突する確率、衝突を起こさず表面まで透過する確率である。これらの確率は式(3.3-20)～(3.3-23)にて表される。これ以降、特に断らない限り、ノード表面 n 、 n' はノード I の領域境界面であるとする。また流入中性子流 $J_{nl}^{-,G}$ については、隣接ノードからの流入中性子流に等しいとする。

$$\Gamma_{nl \rightarrow I}^G = \frac{\sum_{g \in G} \sum_{m \in n} \sum_{i \in I} \Gamma_{nml \rightarrow i}^{g,g} J_{nml}^{-,g} A_{nm}}{\sum_{g \in G} \sum_{m \in n} J_{nml}^{-,g} A_{nm}} \quad (3.3-20)$$

$$\Gamma_{n'l' \rightarrow nl}^G = \frac{\sum_{g \in G} \sum_{m \in n} \sum_{m' \in n'} \Gamma_{n'm'l' \rightarrow nml}^{g,g} J_{n'm'l'}^{-,g} A_{n'm'}}{\sum_{g \in G} \sum_{m' \in n'} J_{n'm'l'}^{-,g} A_{n'm'}} \quad (3.3-21)$$

$$P_{I \rightarrow I}^G = \frac{\sum_{g \in G} \sum_{j \in I} \sum_{i \in I} P_{j \rightarrow i}^g \left(\Sigma_{s,j}^{g' \rightarrow g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j}{\sum_{g \in G} \sum_{j \in I} \Sigma_{g'} \left(\Sigma_{s,j}^{g' \rightarrow g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j} \quad (3.3-22)$$

$$P_{I \rightarrow nl}^G = \frac{\sum_{g \in G} \sum_{j \in I} \sum_{m \in n} P_{j \rightarrow nml}^g \left(\Sigma_{s,j}^{g' \rightarrow g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j}{\sum_{g \in G} \sum_{j \in I} \Sigma_{g'} \left(\Sigma_{s,j}^{g' \rightarrow g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j} \quad (3.3-23)$$

式(3.3-17)と(3.3-18)をノード表面 n について和をとり式(3.3-24)、(3.3-25)の関係を利用すると、着目するノードではバランス式(3.3-26)が成り立つ。

$$\Gamma_{nl \rightarrow I}^G + \sum_{n'l'} \Gamma_{nl \rightarrow n'l'}^G = 1, (n, n' \in I) \quad (3.3-24)$$

$$P_{I \rightarrow I}^G + \sum_{nl} P_{I \rightarrow nl}^G = 1, (n \in I) \quad (3.3-25)$$

$$\sum_I \sum_{n \in I, l} (J_{nl}^{+,G} - J_{nl}^{-,G}) A_n + \Sigma_{r,I}^G \phi_I^G V_I \\ = \sum_I \sum_{G' \neq G} \Sigma_{s,I}^{G' \rightarrow G} \phi_I^{G'} V_I + \frac{1}{\lambda} \sum_G \sum_I \chi_I^G \nu \Sigma_{f,I}^{G'} \phi_I^{G'} V_I \quad (3.3-26)$$

更に、全ノード及びエネルギーについて和をとると無限増倍率 λ が式(3.3-27)にて求まる。

$$\lambda = \frac{\sum_l \sum_G \sum_{G'} \chi_l^G v \Sigma_{f,l}^{G'} \phi_l^{G'} V_l}{\sum_l \sum_G (\Sigma_{a,l}^G \phi_l^G V_l + \sum_{n \in I,l} (J_{nl}^{+,G} - J_{nl}^{-,G}) A_n)} \quad (3.3-27)$$

3.3.5 ガンマ線輸送計算モデル

LANCR には、燃料棒のガンマ線による加熱やガンマセンサの応答を計算するためのガンマ輸送計算機能が組み込まれている。

3.3.5.1 ガンマ断面積ライブラリ

原子番号 1~100 の全原子の全断面積、吸収 (= 光電効果 + 電子対生成)、散乱断面積 (コンプトン散乱によるエネルギー遷移) 及びエネルギー付与断面積が収納されている。エネルギー群構造を表 3.3-1 に示す。断面積ライブラリは以下の(1)~(4)のステップで作成されたものを用いる。

- (1) 8 群構造の各群を等エネルギー幅に 10 分割した 80 群構造を定義する。
- (2) 原子番号 1~100 の各原子について、KLIB コード (ガンマ輸送モンテカルロ計算コード KRIS の断面積作成コード)²⁴を用いて、80 群構造のガンマ断面積を評価する。
- (3) BWR の典型的な単一ピンセルを対象に、ANISN (1 次元シリンダ体系、等方散乱 S8) による 80 群スペクトル計算を行い、縮約用ガンマスペクトルを得る。
- (4) (3) で得た 80 群スペクトルを縮約の重み関数に用いて、全ての原子の 8 群化ガンマ断面積を得る。

表 3.3-1 ガンマ断面積ライブラリのエネルギー群構造

群	上限エネルギー (MeV)	下限エネルギー (MeV)
1		
2		
3		
4		
5		
6		
7		
8		

3.3.5.2 ガンマ線輸送計算

ガンマ輸送計算では、中性子輸送計算と同様に燃料棒セルを単位とする CCCP 法により、中性子輸送計算の結果求められるガンマ線源を入力として、エネルギー 8 群のガンマ線輸送計算を実行する。単一ノード内でのバランス方程式は以下で与えられる。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

$$\Sigma_i^g \phi_i^g V_i = \sum_j \left\{ \sum_{g'} \Sigma_{s,j}^{g' \rightarrow g} \phi_j^{g'} + Q_j^g \right\} P_{j \rightarrow i}^g V_j + \sum_n J_n^{-,g} A_n P_{n \rightarrow i}^g \quad (3.3-28)$$

$$J_n^{+,g} A_n = \sum_i \left\{ \sum_{g'} \Sigma_{s,i}^{g' \rightarrow g} \phi_i^{g'} + Q_i^g \right\} P_{i \rightarrow n}^g V_i + \sum_{n'} J_{n'}^{-,g} A_{n'} P_{n' \rightarrow n}^g \quad (3.3-29)$$

$$J_n^{-,g} = J_{n'}^{+,g} (\text{adjacent node}) \quad (3.3-30)$$

ここで、 ϕ_i^g は領域*i*のエネルギー群*g*のガンマ線束、 $J_n^{\pm,g}$ は面*n*の流入(-)及び流出(+)ガンマ線流、 A_n は面*n*の面積、 Σ_i^g は領域*i*のエネルギー群*g*の全断面積、 $\Sigma_{s,i}^{g' \rightarrow g}$ は領域*i*のエネルギー群*g'* → *g*のエネルギー遷移断面積、 Q_i^g は中性子-核反応で発生するガンマ線源、 $P_{i \rightarrow n}^g$ などは領域*i*から*n*への衝突もしくは貫通確率である。ガンマ線源 Q_i^g は、燃料棒内での核分裂と中性子捕獲反応に伴って放出されるガンマ線の第*g*群に放出されるガンマ線源(核分裂数に規格化された光子数)として計算される。ガンマ線輸送において各燃料棒セルノードは、燃料、被覆管、軽水(減速材)領域の3領域に分割される。

ガンマ輸送計算の解は、隣接ノード間でガンマ線流 $J_n^{+,g}$ と $J_n^{-,g}$ を結合し、体系全体で繰返し収束計算を行うことで求める。

3.3.6 ガンマ発熱量

ガンマ輸送計算の結果から各領域に付与されるガンマ線エネルギーは次のように求められる。

$$E_{\gamma,i} = V_i \sum_g \Sigma_{\gamma,i}^g \phi_i^g \quad (3.3-31)$$

ここで、 $\Sigma_{\gamma,i}^g$ はエネルギー*g*、領域*i*のガンマ線エネルギー発熱断面積である。これから燃料棒やガンマセンサにおけるガンマ線によるエネルギー発熱量(以下、「ガンマ発熱量」という。)が計算される。

3.3.7 出力分布計算

全核分裂エネルギーを E_n^{tot} (MeV/fission)、全ガンマ線エネルギーを E_{γ}^{tot} (MeV/fission)、(*i,j*)位置の燃料棒へのガンマ発熱量を $E_{\gamma,ij}$ とする。 $E_{\gamma,ij}$ は次式で表される。

$$E_{\gamma,ij} = V_{ij} \sum_g \Sigma_{\gamma,ij}^g \phi_{ij}^g \quad (3.3-32)$$

ここで、 $\Sigma_{\gamma,ij}^g$ はガンマ線エネルギー発熱断面積である。

ガンマ線の全エネルギーが燃料棒に付与されると仮定すると、(*i,j*)位置の燃料棒でのエネルギー発熱量(出力分布) E_{ij} は次式で与えられる。

$$E_{ij} = \frac{E_{\gamma}^{tot}}{\sum_{ij} E_{\gamma,ij}} E_{\gamma,ij} + \frac{E_n^{tot} - E_{\gamma}^{tot}}{(\text{燃料棒本数})} P_{f,ij} \quad (3.3-33)$$

ここで $P_{f,ij}$ は規格化後の核分裂密度分布である。このように $E_{\gamma,ij}$ の全燃料棒にわたる和がガンマ発熱の総エネルギーとなるように計算し、かつ、これを燃料棒数で規

格化したものが出力分布となる。また、核分裂反応で発生するエネルギーのうちガンマ線以外の形で放出されるエネルギー（具体的には核分裂生成核種の運動エネルギー、核分裂中性子の運動エネルギー、核分裂生成核種のベータ崩壊で放出されるエネルギーの和）は、反応発生場所で熱エネルギー化すると仮定している。

3.3.8 集合体平均定数出力機能

燃料集合体断面平均核定数の主要な出力を以下に述べる。

記号

$V_{ass'y}$:	燃料集合体体積
$V_{all\ fuel}$:	燃料ペレット体積の総和
$S_{f,s}$:	集合体表面積 ($s = WW, NN$ ギャップ面)
$N_m(r)$:	位置 r にある核種 m の原子数密度
$\sigma_{xm}(g, r)$:	位置 r にある核種 m 、エネルギー g 群の反応 x の微視的断面積
$\phi_g(r)$:	位置 r 、エネルギー g 群の中性子束
h	:	遅発中性子 6 群に対するインデックス
G	:	中性子エネルギー 3 群に対するインデックス
g	:	エネルギー中間群に対するインデックス

(1) ADBI: 集合体断面平均原子数密度 ($\text{barn}^{-1}\text{cm}^{-1}$)

$$ADBI(m) = \frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} N_m(r) dV \quad (3.3-34)$$

(2) ALAMDA: 遅発中性子先行核時定数 (s^{-1})

$$ALAMDA(h) = \frac{\sum_{m=fissiles} \nu \Sigma_{f,m} \phi \beta(h, m)}{\sum_{m=fissiles} \frac{\nu \Sigma_{f,m} \phi \beta(h, m)}{\lambda(h, m)}} \quad (3.3-35)$$

ここで、 $\beta(h, m)$ と $\lambda(h, m)$ は、それぞれ核種 m 、遅発中性子第 h 群の実効遅発中性子割合と崩壊定数である。また、 $\nu \Sigma_{f,m}$ と ϕ は燃料集合体平均の核種 m のマクロ生成断面積と中性子束である。

(3) BETA: 群毎の実効遅発中性子割合

$$BETA(h) = \frac{\sum_{m=fissile} \nu \Sigma_{f,m} \phi \beta(h, m)}{\sum_{m=fissile} \nu \Sigma_{f,m} \phi} \quad (3.3-36)$$

ここで $\beta(h, m)$ は、核種 m 、遅発中性子第 h 群の実効遅発中性子割合である。

(4) BETAT: 実効遅発中性子割合

$$BETAT = \sum_{h=1}^6 BETA(h) \quad (3.3-37)$$

(5) BDF: 境界拡散フォームファクタ

$$b_{G=3}^{\infty}(x, y) = f_{G=3}^{\infty}(x, y) \left(\frac{\phi_{G=3}^{hom}(x, y)}{\phi_{G=3}^{het}(x, y)} \right)^{\infty} \quad (3.3-38)$$

ここで $G = 3$ は熱群のエネルギー群数インデックスである。また、

$$f_G^{\infty}(x, y) = \frac{\sum_{s=1}^4 \omega_s^G \left(\frac{\phi_G^{het}(x_s, y_s)}{\phi_G^{homo}(x_s, y_s)} \right)^{\infty}}{\sum_{s=1}^4 \omega_s^G} \quad (3.3-39)$$

$$\omega_s^G = \exp(-\kappa_G^i |x - x_s|) \exp(-\kappa_G^i |y - y_s|) \quad (3.3-40)$$

ここで (x_s, y_s) は、位置 (x, y) からノード境界 s を結ぶ垂線とノード境界の交点、

$\kappa_G^i = \sqrt{\Sigma_{r,G}^i / D_G^i}$ は拡散距離の逆数である。

(6) CDFNN : NN (制御棒挿入位置と対角側の) コーナの3群中性子束不連続因子

$$CDFNN(G) = \frac{\phi_G(\vec{r}_{NN})}{\frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} \phi_G(\vec{r}) dV} \quad (3.3-41)$$

(7) CDFNW : NW (NN から 90° 回転した位置の) コーナの3群中性子束不連続因子

$$CDFNW(G) = \frac{\phi_G(\vec{r}_{NW})}{\frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} \phi_G(\vec{r}) dV} \quad (3.3-42)$$

(8) CDFWW : WW (制御棒挿入位置の) コーナの3群中性子束不連続因子

$$CDFWW(G) = \frac{\phi_G(\vec{r}_{WW})}{\frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} \phi_G(\vec{r}) dV} \quad (3.3-43)$$

(9) D : 3群の拡散係数 (cm)

$$D_G = \left[w_1^G \frac{1}{3\Sigma_{tr}^G} + (1 - w_1^G) D_0^G \right] w_2^G \quad (3.3-44)$$

$$\Sigma_{tr}^G = \frac{\sum_{g \in G} \int_{ass'y} \Sigma_{tr,g}(r) \phi(\vec{r}) dV}{\sum_{g \in G} \int_{ass'y} \phi_g(\vec{r}) dV} \quad (3.3-45)$$

$$D_0^G = \frac{\sum_{g \in G} \left\{ \int_{ass'y} 3\Sigma_{tr,g}(r) \phi_g(\vec{r}) dV / \sum_{g \in G} \int_{ass'y} \phi_g(\vec{r}) dV \right\}^{-1} \phi_g}{\sum_{g \in G} \phi_g} \quad (3.3-46)$$

ここで、 $\phi_g = \int_{ass'y} \phi_g(\vec{r}) dV$ であり、 w_1^G, w_2^G は拡散係数の補正因子である。

(10) EPF : 核分裂当りの実効放出エネルギー (MeV/fission)

$$EPF = \frac{E_n^{tot}}{\sum_g \int_{ass'y} \Sigma_f(g, r) \phi_g(\vec{r}) dV} \quad (3.3-47)$$

(11) FDFN : N ギャップ の3群中性子束不連続因子

$$FDFN(G) = \frac{\frac{1}{S_{f,N}} \int_{s \in S_{f,N}} \phi_G(\vec{s}) d\vec{s}}{\frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} \phi_G(\vec{r}) dV} \quad (3.3-48)$$

(12) FDFW : W ギャップ の3群中性子束不連続因子

$$FDFW(G) = \frac{\frac{1}{S_{f,W}} \int_{s \in S_{f,W}} \phi_G(\vec{s}) d\vec{s}}{\frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} \phi_G(\vec{r}) dV} \quad (3.3-49)$$

(13) KINF : 無限増倍率

式(3.3-27) 参照

(14) REB10 : B-10 反応度値

$$REB10 = REALL(m = B10) \quad (3.3-50)$$

$$REALL(m) = \frac{\text{(production rate of nuclide } m\text{)}}{\frac{\text{(total production rate)}}{\text{(absorption rate of nuclide } m\text{)}} - \frac{\text{(total absorption rate)}}{\text{(absorption rate of nuclide } m\text{)}}} \quad (3.3-51)$$

(15) REGD : Gd 反応度値

$$REGD = \frac{REALL(m = Gd155) + REALL(m = Gd157)}{1 - REALL(m = Xe135)} \quad (3.3-52)$$

(16) RESM : Sm-149 反応度値

$$RESM = \frac{REALL(m = Sm149)}{1 - REALL(m = Xe135)} \quad (3.3-53)$$

(17) REXE : Xe-135 反応度値

$$REXE = \frac{REALL(m = Xe135)}{1 - REALL(m = Xe135)} \quad (3.3-54)$$

(18) RPR : 燃料棒の相対出力

式(3.3-33)参照

ここで、燃料棒にわたる総和が燃料棒数となるように規格化される。

(19) RTIPA : TIP 位置の中性子束/集合体断面平均中性子束比

$$RTIPA(G) = \frac{\sum_{g \in G} \phi_g(\vec{r}_{TIP})}{\frac{1}{V_{ass'y}} \sum_{g \in G} \int_{ass'y} \phi_g(\vec{r}) dV} \quad (3.3-55)$$

(20) V : 3 群平均中性子速度 (cm/s)

$$V(G) = \frac{\sum_{g \in G} \int_{V_{ass'y}} \phi_g(r) dV}{\sum_{g \in G} \int_{V_{ass'y}} \frac{\phi_g(r)}{v_g(r)} dV} \quad (3.3-56)$$

ここで、 $v_g(r)$ はエネルギー g 群の中性子速度。

(21) XA : 3 群集合体断面平均吸収断面積 (cm^{-1})

$$XA(G) = \frac{\sum_{g \in G} \int_{V_{ass'y}} \Sigma_{a,g}(r) \phi_g(r) dV}{\sum_{g \in G} \int_{V_{ass'y}} \phi_g(r) dV} \quad (3.3-57)$$

(22) XAMXE : Xe なしの平均熱群吸収断面積 (cm^{-1})

$$XAMXE = XA(G = 3) - SAXE \times ADBI(m = Xe135) \quad (3.3-58)$$

ここで、SAXE は熱群の Xe 断面積、ADBI は集合体断面平均原子数密度である。

(23) XF : 3 群集合体断面平均核分裂断面積 (cm^{-1})

$$XF(G) = \frac{\sum_{g \in G} \int_{V_{ass'y}} \Sigma_{f,g}(r) \phi_g(r) dV}{\sum_{g \in G} \int_{V_{ass'y}} \phi_g(r) dV} \quad (3.3-59)$$

(24) XFCRT : TIP 位置の U-235 核分裂断面積 (barn)

$$XFCRT(G) = \frac{\sum_{g \in G} \sigma_{f,U235}^g(r_{mon}) \phi_g(r_{mon})}{\sum_g \phi_g(r_{mon})} \quad (3.3-60)$$

ここで、 $\sigma_{f,U235}^g(r_{mon})$ は TIP 位置における U-235 のエネルギー g 群の微視的核分裂断面積である。

(25) XNF : 集合体断面平均生成断面積 (cm^{-1})

$$XNF(G) = \frac{\sum_{g \in G} \int_{V_{ass'y}} \nu \Sigma_{f,g}(r) \phi_g(r) dV}{\sum_{g \in G} \int_{V_{ass'y}} \phi_g(r) dV} \quad (3.3-61)$$

3.4 燃焼計算

3.4.1 燃焼基礎方程式

核種*i*の生成崩壊は、原子数密度を N_i (cm^{-3})として次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & \sum_j u_{ij} \lambda_j N_j + \sum_j v_{ij} \left(\sum_G \sigma_{c,j}^G \phi^G \right) N_j \\ & + \sum_j w_{ij} \left(\sum_G \sigma_{n2n,j}^G \phi^G \right) N_j \\ & + \sum_j \gamma_{ij} \left(\sum_G \sigma_{f,j}^G \phi^G \right) N_j \\ & - \left\{ \lambda_i + \left(\sum_G \sigma_{a,i}^G \phi^G \right) + \left(\sum_G \sigma_{n2n,i}^G \phi^G \right) \right\} N_i \end{aligned} \quad (3.4-1)$$

ここで u_{ij} , v_{ij} , w_{ij} はそれぞれ核種*j*の崩壊、中性子捕獲、(n, 2n)反応により核種*i*が生成する割合である。 $\sigma_{c,i}^G$, $\sigma_{n2n,i}^G$, $\sigma_{f,i}^G$, $\sigma_{a,i}^G$ はそれぞれ核種*i*の第*G*群($G = 1 \sim 4$)の中性子捕獲断面積、(n, 2n)反応の断面積、核分裂断面積、吸収断面積(cm^{-2})である。また λ_i , γ_{ij} , ϕ^G はそれぞれ核種*i*の崩壊定数(s^{-1})、核種*j*の核分裂による核種*i*の核分裂収率、第*G*群の中性子束($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)である。

3.4.2 数値積分法

3.4.2.1 予測子・修正子法

燃焼方程式(3.4-1)を計算するにあたり、LANCRでは予測子・修正子法に基づくアルゴリズムを用いている。予測計算部では4次のRunge-Kutta-Gill法により燃焼方程式を解き、この結果をもとに、修正計算部では燃焼方程式中の係数の変化が時間に対し線形と仮定することで解を解析的に求める。

3.4.2.2 予測計算部

予測計算部では4次のRunge-Kutta-Gill法により燃焼方程式を解く。その際、生成項 Q_i は微小時間ステップ Δt の間は一定と仮定することで、燃焼方程式(3.4-1)の解が形式的に次式のように書けることを利用し予測計算の解を求める。

$$N_i(\Delta t) - N_i(0) = \left(Q_i - \tilde{\lambda}_i N_i(0) \right) \frac{1 - \exp(-\tilde{\lambda}_i \Delta t)}{\tilde{\lambda}_i} \quad (3.4-2)$$

ここで実効的な崩壊定数 $\tilde{\lambda}_i$ は次式で表される。

$$\tilde{\lambda}_i = \lambda_i + \sum_G \sigma_{a,i}^G \phi^G + \sum_G \sigma_{n2n,i}^G \phi^G \quad (3.4-3)$$

式(3.4-2)、(3.4-3)から式(3.4-1)は次のように表される。

$$\frac{dN_i}{dt} = \frac{N_i(\Delta t) - N_i(0)}{\Delta t} = \left(Q_i - \tilde{\lambda}_i N_i(0) \right) \frac{1 - \exp(-\tilde{\lambda}_i \Delta t)}{\tilde{\lambda}_i \Delta t} \quad (3.4-4)$$

各Gillステップは上式右辺により計算される。またGillステップが2と4番目のステップにおいて断面積が更新されると共に、中性子束レベル及び燃焼スペクトルについても3.4.3項にて述べる方法で更新される。

3.4.2.3 修正計算部

修正部での燃焼方程式では、実効的な崩壊定数を予測部では一定としたのに対し、時間に対し一次の関数として取り扱う。また生成項 Q は時間ステップ Δt 間の平均値 $Q_{av,i}$ で代表させる。よって、燃焼方程式は以下となる。

$$\frac{dN_i}{dt} = -(\lambda_{0,i} + \lambda_{1,i}t)N_i + Q_{av,i} \quad (3.4-5)$$

ここで $\lambda_{0,i}$, $\lambda_{1,i}$, $Q_{av,i}$ の値は、予測計算部で予め計算される。以上から、燃焼方程式の解は解析的に求めることができ、次式にて与えられる。

$$\begin{aligned} N_i(t) = & N_i(0) \exp(-\lambda_{av,i}t) \\ & + 2 \left(\frac{\lambda_{0,i}}{\sqrt{2\lambda_{1,i}}} \right) \frac{Q_{av,i}}{\lambda_{0,i}} \left[F \left(\frac{\lambda_{0,i} + \lambda_{1,i}t}{\sqrt{2\lambda_{1,i}}} \right) \right. \\ & \left. - \exp(-\lambda_{av,i}t) F \left(\frac{\lambda_{0,i}}{\sqrt{2\lambda_{1,i}}} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.4-6)$$

$\lambda_{av,i}$ は時間ステップ Δt 間の平均実効崩壊定数である。 $F(x)$ は Dawson 積分であり、次式で定義される。

$$F(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(u^2) du \quad (3.4-7)$$

3.4.3 中性子束及び燃焼スペクトル計算モデル

燃焼計算に用いる中性子束のレベルは、核分裂スペクトルが成分を持つ高速群の中性子束のレベルとして、次式にて計算する。

$$\Phi_{fast} = \frac{6.241506 \times 10^{12} P_0}{\sum_k \sum_i w_i N_{i,k} \sum_G \sigma_{f,i,k}^G \left(\frac{\phi_k^G}{\Phi} \right) V_k} \quad (3.4-8)$$

ここで G は 3.3.3 項で述べた少数群（エネルギー4群）の指標、 w_i は核種 i による核分裂あたりの放出エネルギー(MeV/fission)、 $N_{i,k}$ は領域 k の核種 i の原子数密度、 (ϕ_k^G/Φ) は体系平均の高速群中性子束 Φ に対する領域 k の第 G 群中性子束比、 V_k は領域 k の体積割合、 P_0 は出力密度(W/cm³)、 6.241506×10^{12} は出力密度とエネルギーに関連した単位換算係数(MeV/(W·s))である。

燃料集合体計算で得られる中性子スペクトルは、無限格子のものであり、炉内の状況とは異なっている。燃焼計算では、この点を考慮するために臨界状態にある炉内を模擬した中性子スペクトルを用いる。以下にはリーケージモデルでの計算方法を示す。

$$\begin{pmatrix} v\Sigma_{f1} - (\Sigma_{r1} + D_1 B^2) & v\Sigma_{f2} & v\Sigma_{f3} & v\Sigma_{f4} \\ \Sigma_{1 \rightarrow 2} & -(\Sigma_{r2} + D_2 B^2) & \Sigma_{3 \rightarrow 2} & \Sigma_{4 \rightarrow 2} \\ \Sigma_{1 \rightarrow 3} & \Sigma_{2 \rightarrow 3} & -(\Sigma_{r3} + D_3 B^2) & \Sigma_{4 \rightarrow 3} \\ \Sigma_{1 \rightarrow 4} & \Sigma_{2 \rightarrow 4} & \Sigma_{3 \rightarrow 4} & -(\Sigma_{r4} + D_4 B^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} = 0 \quad (3.4-9)$$

ここで、 D_G 及び Σ_{rG} は、エネルギー G 群の断面平均拡散係数及び断面平均除去断面積であり、 Ψ_G は臨界条件におけるエネルギー G 群の断面平均少数群中性子スペクトルである。また、ここでは核分裂スペクトルは第1群にのみ存在するとしている。

式(3.4-9)よりバックリング B^2 を固有値とした場合の最小固有値に対する固有ベクトル Ψ としてスペクトルが求まる。

3.4.4 核種の生成・崩壊チェーン

LANCR の燃焼計算で使用する燃焼チェーンモデルは、重核 38 核種、核分裂生成核 136 核種、及び、本チェーン上では明示的に取り扱わない残りの核分裂生成核種を一括した擬似 FP 核種より構成される。擬似 FP 核種としては、核分裂から直接生成されるものと（以下、「PFP1」という。）、中性子反応チェーンを経由して生成されるもの（以下、「PFP2」という。）を区別するために、2種類の擬似 FP 核種を燃焼チェーン上でモデル化している¹⁶。擬似 FP 核種は仮想的な $1/v$ 中性子吸収核種としてモデル化されており、文献 16 の方法にもとづき LANCR の燃焼チェーン用に評価したものである。

PFP1 と PFP2 の断面積をそれぞれ $\sigma_a^{PFP1}(e)$, $\sigma_a^{PFP2}(e)$ とすると、エネルギー 1 群化断面積 $\bar{\sigma}_a^{PFP1}$ と $\bar{\sigma}_a^{PFP2}$ とは以下のように関係づけられる。

$$\bar{\sigma}_a^{PFPi} = \frac{\int_E \sigma_a^{PFPi}(e)\phi(e)de}{\int_E \phi(e)de}, (i = 1,2) \quad (3.4-10)$$

$$\sigma_a^{PFPi}(e) = C_i \frac{1}{\sqrt{e}}, (i = 1,2) \quad (3.4-11)$$

ここで、 e は中性子のエネルギーである。以上から、文献 16 の ORIGEN2 を用いた評価から決まる一群化断面積 $\bar{\sigma}_a^{PFP1}$ と $\bar{\sigma}_a^{PFP2}$ の値は式(3.4-12)で表される。

$$\bar{\sigma}_a^{PFP1} = \bar{\sigma}_a^{PFP2} = 0.148(\text{barn}) \quad (3.4-12)$$

これから擬似 FP 核種の断面積は一意的に定まる。

$$C_i = 0.1166, (i = 1,2) \quad (3.4-13)$$

擬似 FP 核種の核分裂収率は式(3.4-14), (3.4-15)にて定義される。

$$FY_l^{PFP1} = 2 - \sum_{i \in \text{explicit FPS}} FY_{i,l} \quad (3.4-14)$$

$$FY_l^{PFP2} = 0 \quad (3.4-15)$$

ここで $l = (1,38)$ はアクチニド核種番号, explicitFP とは燃焼チェーン中で個別核種として取扱う核分裂生成核種（擬似 FP 核種には含めない核種）である。式(3.4-14)に従い評価した擬似 FP 核種 PFP1 の核分裂収率を表 3.4-1 に示す。ここで評価済核データファイルに収率データがない場合には、類似の核種の収率データを採用している。表 3.4-1 中の収率データの項目に核種名が記載されている場合がこれに対応し、類似核種の収率データを使用する。類似とは、同位体核種から質量数の差が 2 以内の偶奇性が同じ核種か、この条件で類似核種候補がない場合には、同位体の制限を外す。

表 3.4-1 擬似 FP 核種 PFP1 の核分裂収率[%]

1	Nuclide	Type		1	Nuclide	Type	
1	Th228			21	Pu236		
2	Th230			22	Pu237		
3	Th231			23	Pu238		
4	Th232			24	Pu239		
5	Pa231			25	Pu240		
6	Pa232			26	Pu241		
7	Pa233			27	Pu242		
8	U232			28	Pu243		
9	U233			29	Am241		
10	U234			30	Am242M		
11	U235			31	Am242		
12	U236			32	Am243		
13	U237			33	Am244		
14	U238			34	Cm242		
15	Np236m			35	Cm243		
16	Np236			36	Cm244		
17	Np237			37	Cm245		
18	Np238			38	Cm246		
19	Np239						
20	Np240						

本燃焼チェーンモデルの評価性能について、ORIGEN2 を用いて評価した。参照解は ORIGEN2 の燃焼計算とし、これに対し擬似 FP 核種を含む本燃焼チェーンモデルで ORIGEN2 の燃焼計算を行い、無限増倍率の結果を比較した。対象は、UO₂ 燃料模擬体系（濃縮度 3 wt%，40%ボイド率）及び MOX 燃料模擬体系（Puf 富化度 3 wt%，40%ボイド率）である。その結果、無限増倍率の誤差は、燃焼度 100Gwd/t においても 0.1%Δk を十分に下回る（図 3.4-1 参照）。また、全中性子吸収に占める擬似 FP 核種の相対吸収割合を図 3.4-2 に示す。これから、擬似 FP 核種の相対中性子吸収割合は燃焼度 100Gwd/t においても 0.2%以下であり、擬似 FP 核種の中性子吸収割合に含まれる誤差の全中性子吸収割合への寄与は 0.2%に対し十分に小さい。即ち、図 3.4-1 に示す程度の誤差となる。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

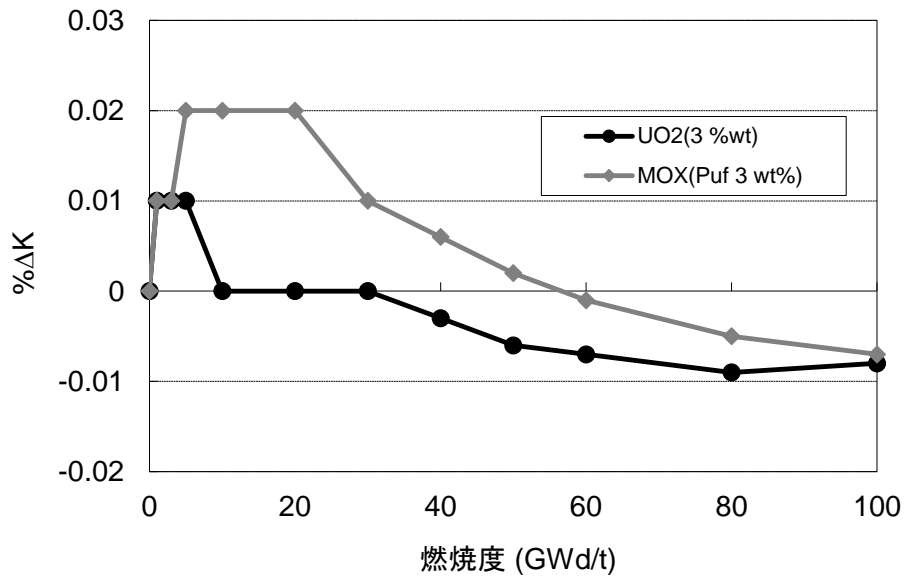


図 3.4-1 FP チェーンモデル誤差

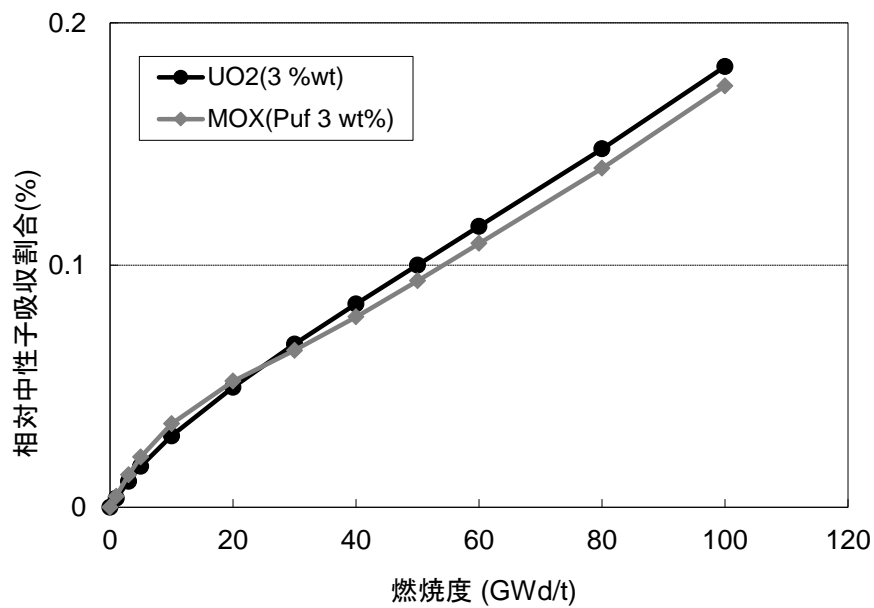


図 3.4-2 全中性子吸収に占める擬似 FP 核種の相対吸収割合

核種の生成・崩壊チェーンを図 3.4-3～図 3.4-7 に示す。
 アクチニド核種の生成・崩壊チェーン : 図 3.4-3
 核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン : 図 3.4-4～図 3.4-6
 制御棒吸収材核種の生成・崩壊チェーン : 図 3.4-7

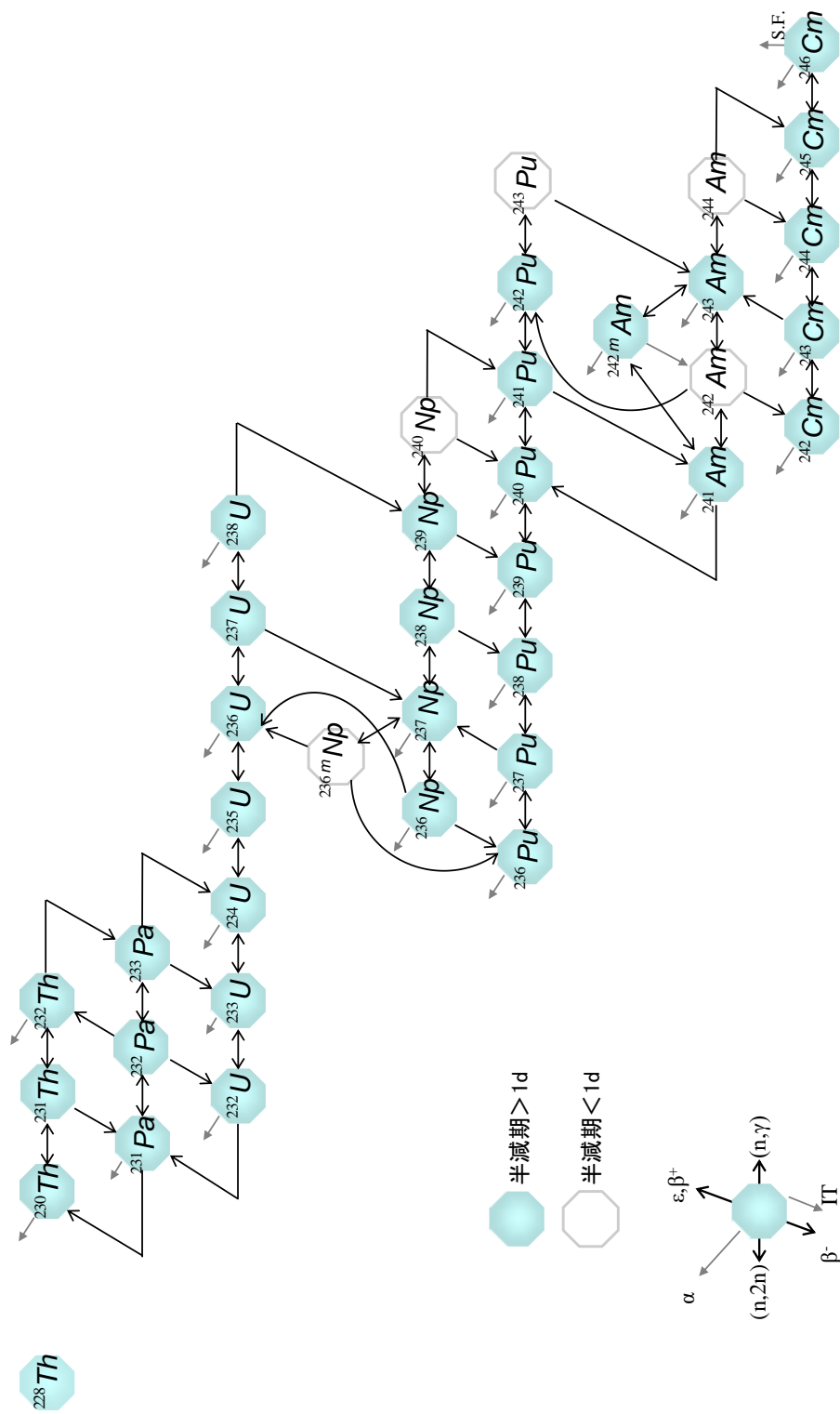


図 3.4-3 アクチノイド核種の生成・崩壊チェーン

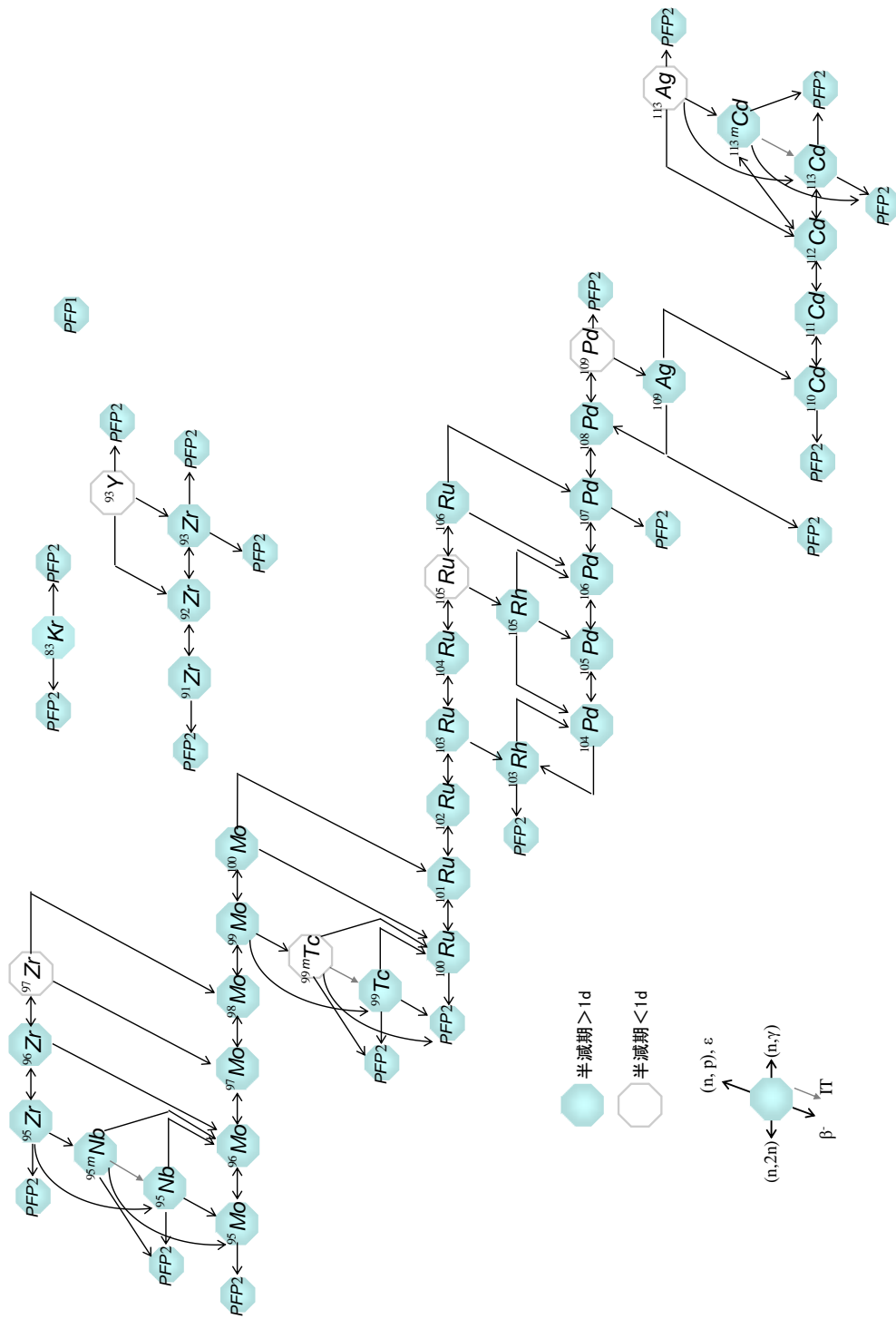


図 3.4-4 核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン (その 1)

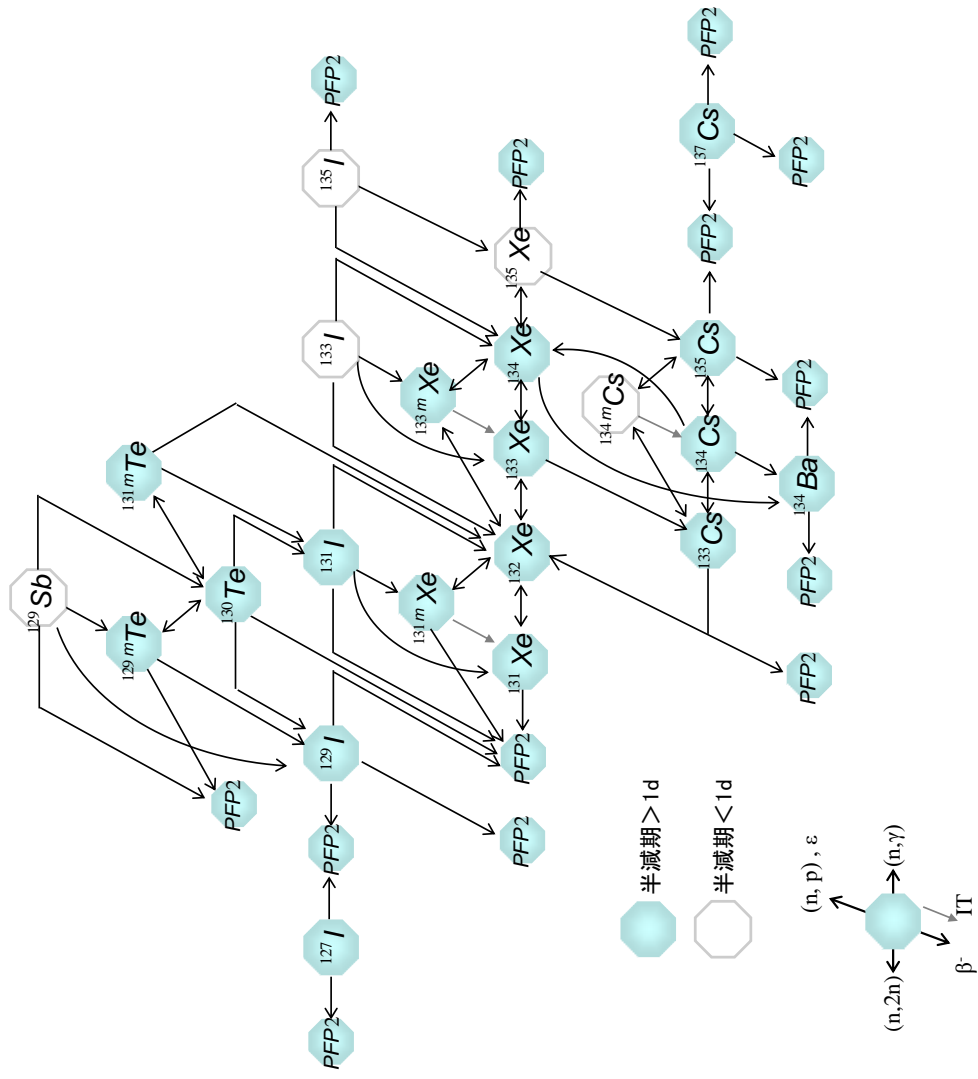


図 3. 4-5 核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン (その 2)

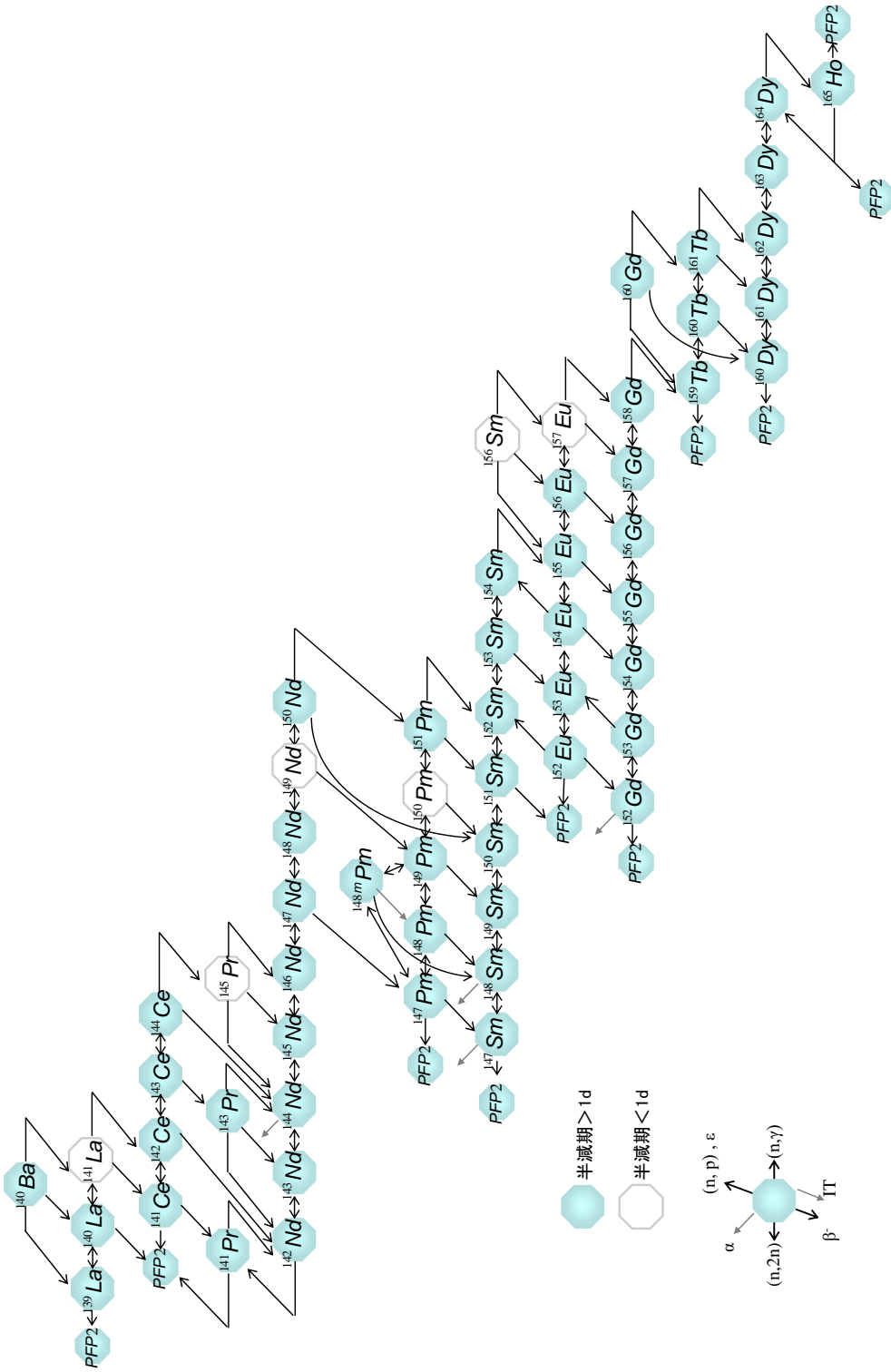


図 3.4-6 核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン (その3)

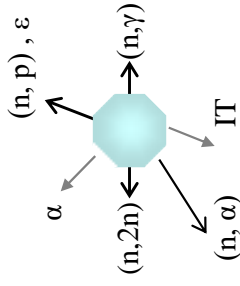
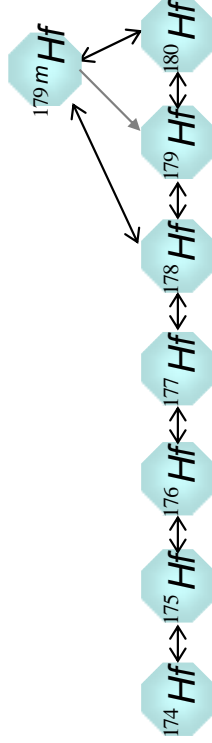
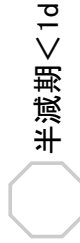
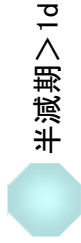
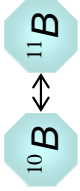


図 3. 4-7 制御棒吸収材核種の生成・崩壊チェーン

3.5 特殊機能, オプション

3.5.1 Pu 核種の計量管理に係る機能

炉心管理では、重核種の損耗量管理に加え、起源別管理、すなわち、ウランから派生するプルトニウム（以下、「ウラン起源核種」という。）か、元々のプルトニウムから派生するプルトニウム（以下、「プルトニウム起源核種」という。）を区別する必要がある。そのため、LANCR において、プルトニウム起源核種の原子数密度を計算し、出力する機能を追加する。プルトニウム起源核種の原子数密度が分かれば、全体の核種の原子数密度からこれを差し引くことによりウラン起源の核種の原子数密度が計算できる。

プルトニウム起源核種の計算では、装荷されたプルトニウム核種から燃焼計算の過程で派生する Pu-238, Pu-239, Pu-240, Pu-241, Pu-242, Am-241 の 6 核種の量を計算するために専用の付加的な燃焼チェーン（以下、「プルトニウム起源対象核種チェーン」という。）を使用する（図 3.5-1 参照）。すなわち、上記プルトニウム核種については、①従来同様ウラン起源とプルトニウム起源を一緒にした燃焼計算と②プルトニウム起源だけの付加的な燃焼計算を同時に実施する。

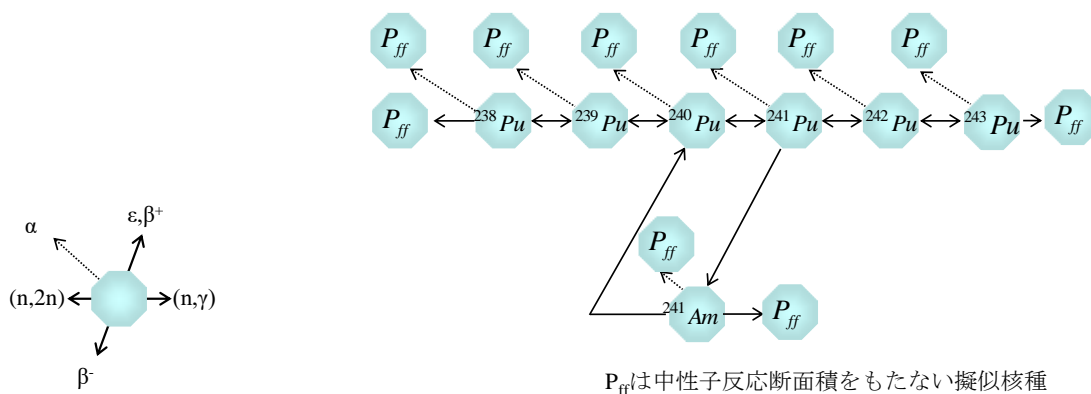


図 3.5-1 プルトニウム起源対象核種チェーン

3.5.2 ノード平均定数出力機能

LANCR はオプション機能として燃料棒セル(ノード)平均定数出力機能を有する。これは、燃料棒セルを 1 メッシュとする 2 次元または 3 次元の詳細メッシュコードへのインタフェース機能であり、例えば、臨界試験体系の解析において、LANCR の単一バンドル計算と詳細メッシュ拡散コードとの組合せ計算を可能にする（4.2.2 項, 4.2.3 項, 4.2.5 項参照）。表 3.5-1 に示す諸量を入力する。

表 3.5-1 ノード平均定数出力

シンボル名	説明
BETCOL	ノード毎の遅発中性子割合
CNTCOL	ノード境界のネットカレント
CTICOL	ノード境界の入射カレント
CTOCOL	ノード境界の出射カレント
DCFCOL	ノード境界の不連続因子
DX	X 方向ノード幅 (c m)
DY	Y 方向ノード幅 (c m)
FSRCOL	ノード毎の核分裂中性子源
NDIM	ノード配列
NG5	群数
NBGCOL	縮約エネルギー群構造 (35 群の割振り)
NMAP	ノード番号
NNODE	ノード総数
NV	表面数+1 (ノード内部対応番号)
PHBCOL	ノード境界の中性子束
PHICOL	ノード平均中性子束
PIJCOL	衝突確率
SSRCOL	ノード毎の散乱中性子源
VLCCOL	中性子速度
XKICOL	核分裂スペクトル
XSNCOL	ノード平均断面積
XSSCOL	散乱, 生成マトリックス
FNUDEL	着目核種 m の g 群の核分裂反応あたりの遅発中性子発生数
CHIDEL	核分裂で発生する遅発中性子 1 個あたりの遅発中性子群 h, 中性子群 g に放出される遅発中性子数
CHID35	CHIDEL の中性子エネルギー 35 群縮約量
SIGDNP	ノード平均の核種 m, G 群の遅発中性子生成断面積

4. 検証及び妥当性確認

4.1 はじめに

本図書では、ベンチマーク問題に対する他コード等との比較を「検証」、実機プラントや試験による測定値等との比較を「妥当性確認」と位置付け、検証及び妥当性確認においては後者の確認行為を優先している。ただし、妥当性確認に供せる試験データ数に制限がある事を考慮し、連続エネルギーモンテカルロコードのような十分に高度なモデルに基づく信頼性の高い手法との比較については、コードの信頼性確認行為を補完しうる「妥当性確認に準ずる確認」と位置付ける。

LANCR の検証及び妥当性確認は以下の3通りの観点で実施した。

(a) 試験による妥当性確認

種々の臨界試験や照射後試験結果との比較により、LANCR の核特性の妥当性を確認した。

(b) ベンチマーク問題による検証

独立に開発された各参加機関コードの結果との相互比較によって、相対的にLANCR の健全性を、換言すれば、LANCR の計算結果に特異な傾向がないことを確認した。

(c) 連続エネルギーモンテカルロ計算による妥当性確認

試験による妥当性確認を補完するため、連続エネルギーモンテカルロ計算による妥当性確認を実施した。

各評価の詳細とその結果について、次節以降に示す。

4.2 試験による妥当性確認

以下の試験データを用いてLANCR の妥当性確認を行った。

1. Babcock & Wilcox 臨界試験^{25, 26, 27}
2. NCA 臨界試験
3. BASALA 臨界試験^{28, 29}
4. Hellstrand 実効共鳴積分の実験式³⁰
5. MISTRAL 臨界試験^{28, 31, 32}
6. 福島第二原子力発電所2号炉及びDodewaard 炉で照射された試験燃料^{33, 34}

これらの試験のうち臨界試験である1~3及び5について、試験の主なパラメータ及び臨界試験解析ケースを表4.2-1にまとめる。ここで、臨界試験解析においては、核分裂反応率分布を出力分布と称することとする。

以下に、各試験の妥当性確認の結果の詳細を示す。

表 4.2-1 臨界試験解析ケース一覧

試験 パラ メータ	Babcock and Wilcox (アメリカ)	NCA (日本)	BASALA (フランス)	MISTRAL (フランス)
燃料	ウラン燃料棒 MOX 燃料棒	ウラン燃料 集合体	全 MOX 燃料集合体	ウラン燃料棒均一 MOX 燃料棒均一
試験領域の U-235 濃縮度又は プルトニウム 含有率 (wt%)	ウラン : 2.46 MOX : 1.50	2.0~4.9	3.0~8.7	ウラン : 約 3.7 MOX : 約 7.0 (一部 8.7)
減速材温度 (°C)	約 20	約 20 冷温試験 40% ボイド 模擬試験	約 20 炉心 1 : 40%ボイド 模擬試験 炉心 2 : 冷温模擬試験	約 20
H/HM*	ウラン : 約 5 MOX : 約 5	冷温 : 約 9 40% ボイド 模擬 : 約 6	炉心 1 : 約 5 炉心 2 : 約 9	ウラン : 約 5 MOX : 約 5
格子又は燃料集 合体ピッチ (cm)	ウラン : 1.63 MOX : 1.90	格子 約 1.4 燃料集合体 約 15	格子 炉心 1 : 1.13 炉心 2 : 1.35 燃料集合体 炉心 1 : 約 11.4 炉心 2 : 約 13.6	ウラン : 1.32 MOX : 1.32
妥当性確認 パラメータ	実効増倍率	燃料集合体 内出力分布	燃料集合体内出力分布	実効遅発中性子割 合 (β_{eff})
		実効増倍率	実効増倍率	
			ガドリニア価値	
			減速材ボイド係数 試験燃料 H/HM : 4.0	
			制御棒価値 十字制御棒 B ₄ C, Hf	
			積分ほう素価値 ほう素濃度 : 0~599ppm	
			等温温度係数 減速材温度 : 10~80°C	
			ウォータロッド反応度 試験燃料 H/HM : 6.0	

* 水素対重金属原子数比

4.2.1 Babcock & Wilcox 臨界試験による妥当性確認

Babcock & Wilcox 臨界試験 (U-235 濃縮度 2.46wt% のウラン燃料棒及びプルトニウム含有率 1.50 wt% の MOX 燃料棒) を対象に妥当性確認を行った。本臨界試験では、ウラン燃料棒又は MOX 燃料棒を試験領域に均一に配置し、減速材中のほう素濃度を調整することによって、試験領域内の中性子束を平坦化し中性子の漏れが無い領域を模擬している。つまり、試験領域は実効増倍率と無限増倍率が近似的に等しくなる体系を再現しているため、LANCR の計算で得られる燃料棒セル体系での無限増倍率の妥当性確認の目安と成り得る。その結果、実効増倍率の実験値からの誤差は、ウラン燃料棒では % Δ k, MOX 燃料棒では % Δ k であった。

4.2.2 NCA 臨界試験による妥当性確認

東芝臨界実験装置 NCA (Toshiba Nuclear Critical Assembly) を用いた 9 × 9 ウラン燃料集合体を模擬した臨界試験を対象に妥当性確認を行った。NCA では低濃縮 UO₂ ペレットをアルミニウム製被覆管におさめた棒状燃料を使用し、炉心の格子配列や水対燃料体積比等が広範囲に変えられるように多種類のアルミニウム製グリッド板 (燃料格子板) を用いており、軽水 (減速材, 反射体として作用) を燃料棒の配置された炉心タンクに給水し、水位を調整して臨界を達成している。主要な評価パラメータは表 4.2-1 に示したとおりである。臨界試験体系の例として高温 (40%減速材ボイド率) 模擬試験体系を図 4.2-1 に図示する。図中には示していないが、本試験ではテスト領域の燃料棒の間にアルミニウム製の中空管を挿入配置し減速材のボイドを模擬している。

本臨界試験の解析では、LANCR で作成したノード (燃料棒セル) 毎の均質化核定数 (中性子エネルギー群は 35 群, 不連続因子含む) を 2 次元拡散コード (PDQ-5³⁵ を改良した ALEX コード) に用い、軸方向の漏れはバックリング (測定値) で考慮することによって実効増倍率や相対出力分布を求めた。ALEX コードを使用することについて補足する。LANCR は単一の燃料集合体核特性計算に適用するよう設計されており、多数の燃料集合体が配置される臨界試験体系の臨界解析に直接適用することはできない。このため、ALEX コードとの組合せにより臨界試験解析を実施している。ALEX コードの計算モデルでは燃料棒セルは均質化され 1 ノードとして取り扱われるが、LANCR から受け渡されるノード均質化定数とノード境界の不連続因子を用いることでノード内の中性子束やカレントに関するノード内非均質情報を ALEX の拡散計算に反映させることができる。この場合、同一問題条件であれば、粗メッシュ拡散理論計算でありながら LANCR の輸送理論計算による固有値, 反応率を完全に再現することが K. S. Smith の Generalized equivalence theory により示されている³⁶。従って、LANCR と ALEX の組合せによる臨界試験解析を実施する方法は、近似的かつ間接的ではあるものの LANCR の臨界試験による妥当性確認の手段と成り得る。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

実効増倍率の実験値からの誤差は、高温模擬試験において %Δk、低温模擬試験において %Δk であった。高温模擬試験及び低温模擬試験について、燃料棒毎の相対出力分布を実験値と比較した。図 4.2-2 及び図 4.2-3 は、それぞれ高温及び低温試験での図中に矢印で示された方向の相対出力分布の比較であり、図 4.2-4 及び図 4.2-5 は全測定燃料棒を対象とした比較である。全測定点を対象としたときの相対出力分布の実験値からの RMS（二乗平均平方根）誤差は、高温で %、低温で % であった。なお、RMS 誤差は、以下の式により求めた。

$$RMS = 100 \times \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (X_{L,i} - X_{R,i})^2} \quad (4.2-1)$$

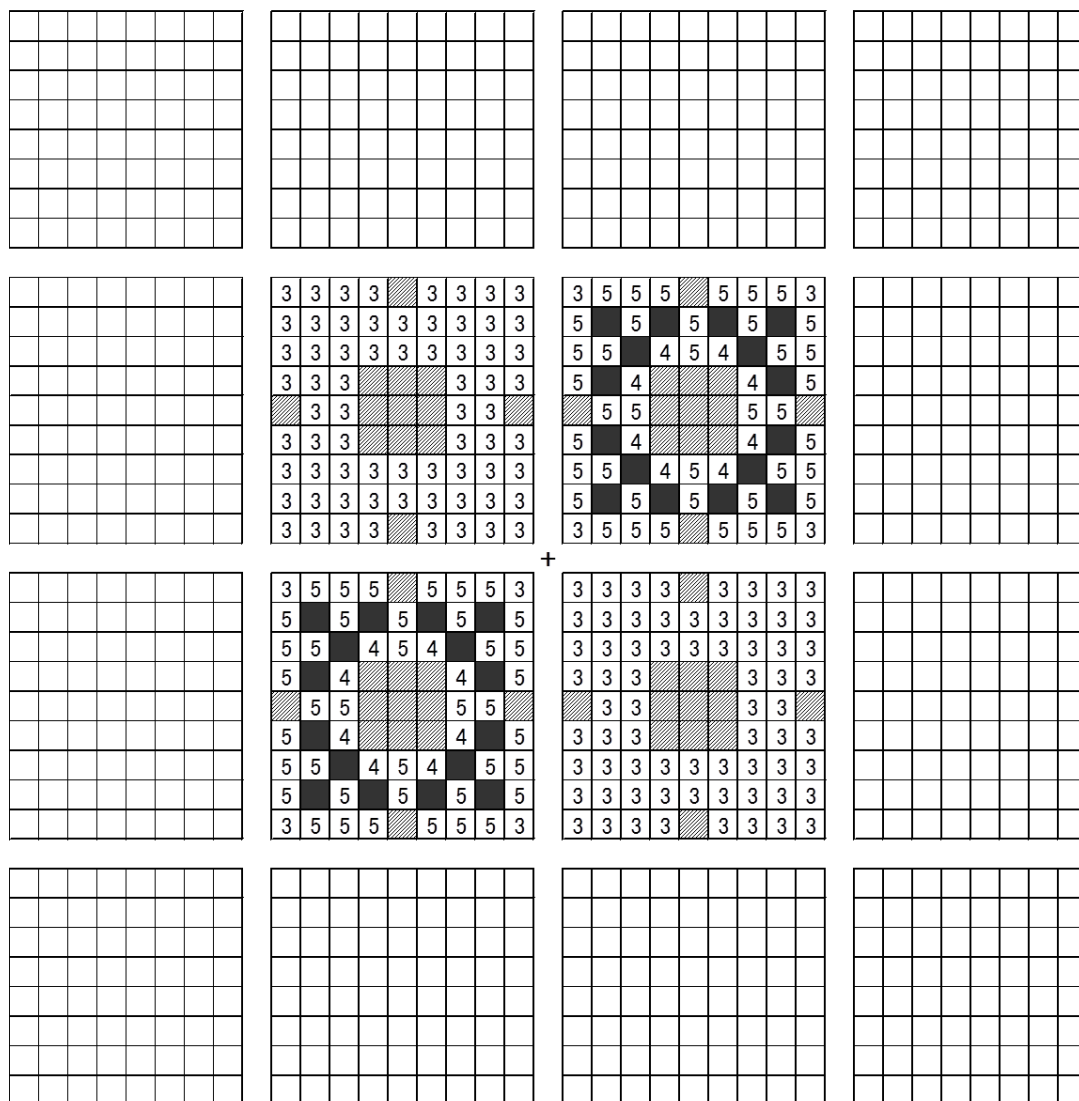
ここに、*RMS*：二乗平均平方根誤差(%)

$X_{L,i}$ ：サンプル *i* の LANCR の結果

$X_{R,i}$ ：サンプル *i* の実験値

N：比較サンプル数

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。



- 2wt% UO₂燃料
 - 3 3wt% UO₂燃料
 - 5wt%ガドリニア添加2wt% UO₂燃料
- 4 3.9wt% UO₂燃料
 - 5 4.9wt% UO₂燃料
 - ウォーターホール (AI管入り) + 炉中心

図 4.2-1 NCA 臨界試験体系例 (高温模擬試験)

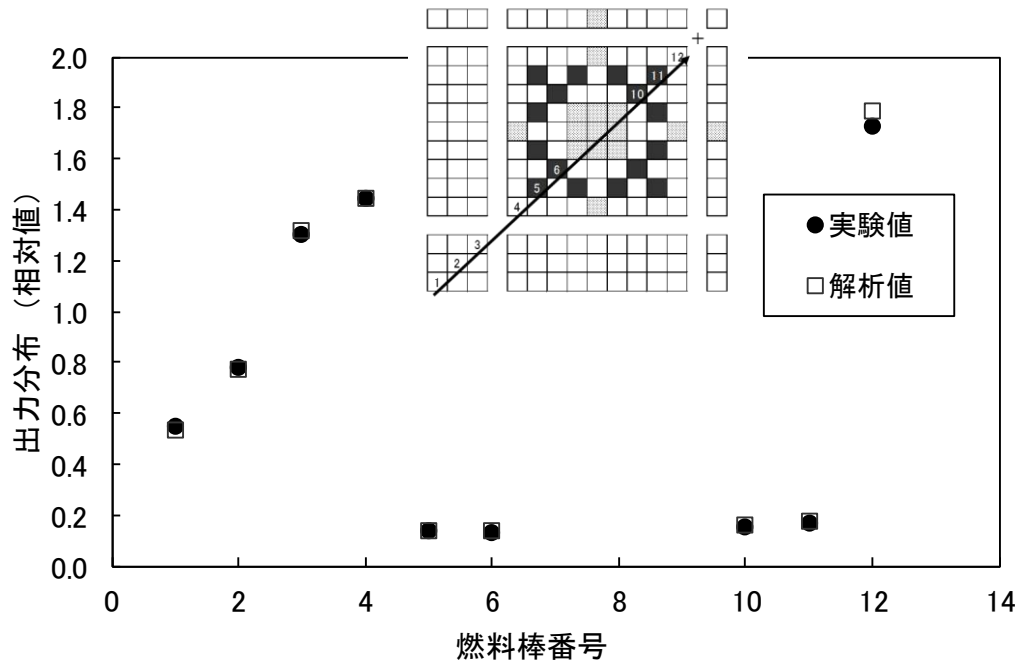


図 4.2-2 NCA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較（高温模擬試験）

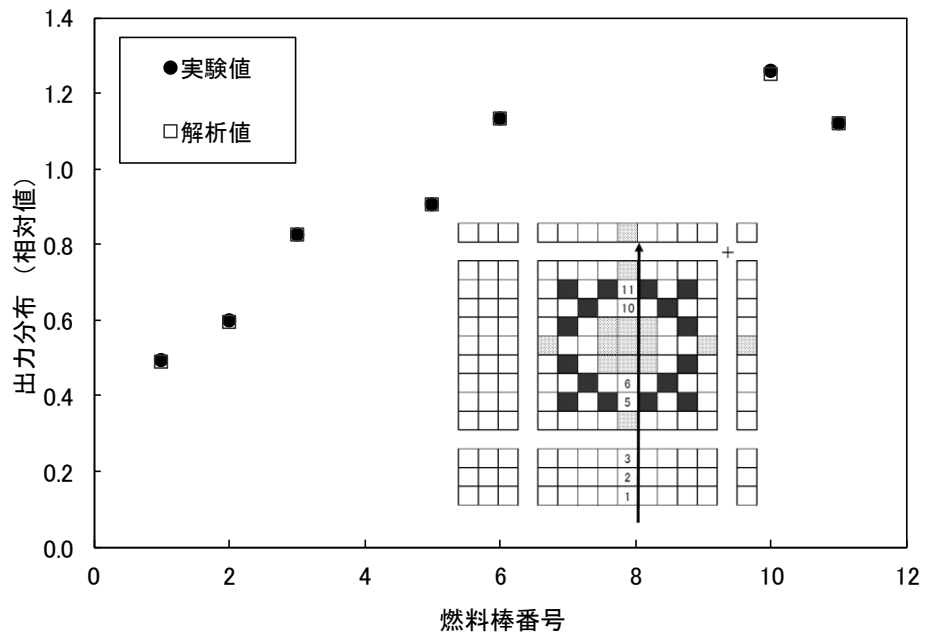


図 4.2-3 NCA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較（低温模擬試験）

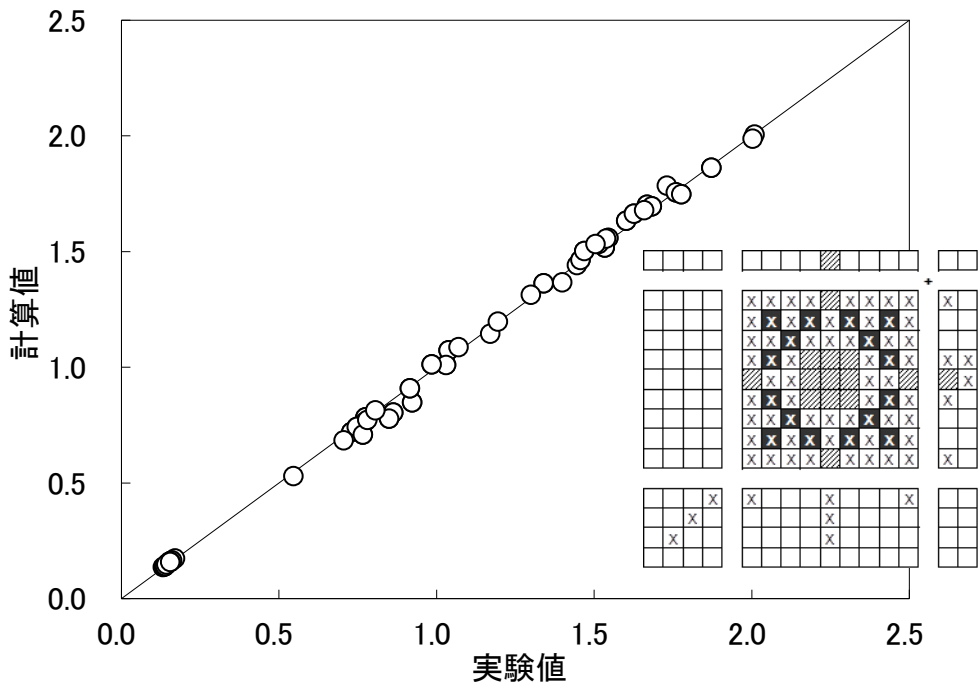


図 4.2-4 NCA 臨界試験における相対出力分布の比較
(全測定点対象, 高温模擬試験)

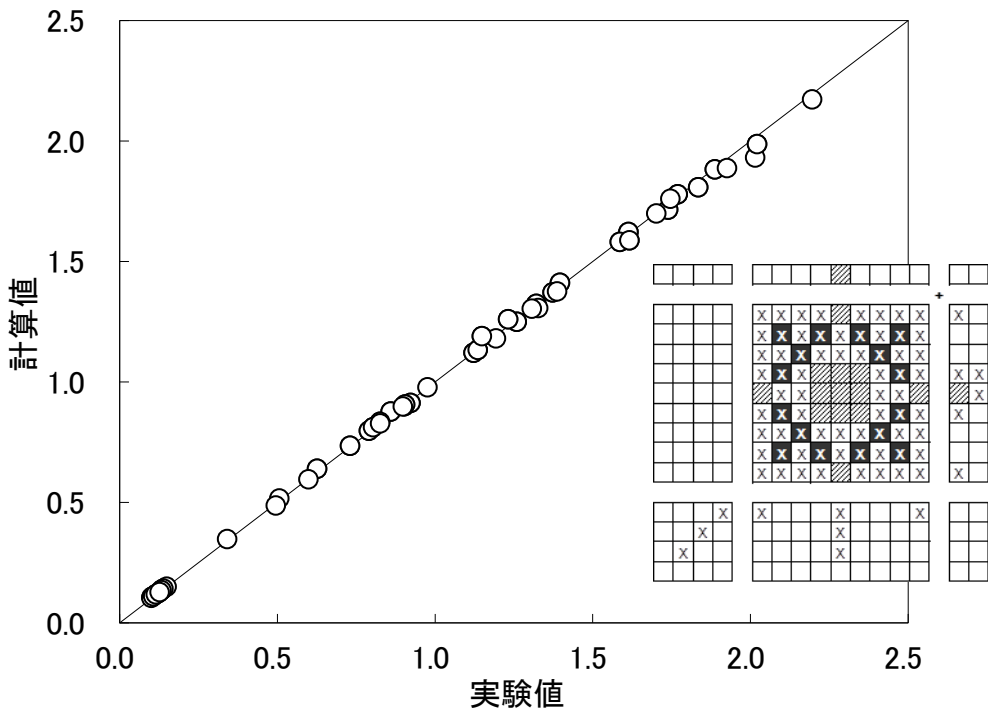


図 4.2-5 NCA 臨界試験における相対出力分布の比較
(全測定点対象, 低温模擬試験)

4.2.3 BASALA 臨界試験による妥当性確認

フランス原子力庁の臨界試験装置 EOLE 炉で行われた MOX 炉心に関する炉物理試験である BASALA 臨界試験（炉心 1 は高温模擬，炉心 2 は低温模擬）を対象に妥当性確認を行った。BASALA 臨界試験では，BWR 用 MOX 燃料集合体を模擬した 4 体のテストバンドルを MOX 燃料棒のドライバで囲んだ体系で試験が行われている。炉心 1 及び炉心 2 の基準炉心の炉心構成を，それぞれ図 4.2-6 及び図 4.2-7 に示す。主要な評価パラメータは表 4.2-1 に示したとおりである。

本臨界試験の解析では，LANCR で作成したノード毎の均質化核定数（中性子エネルギー群は 35 群，不連続因子を含む）を 2 次元拡散コード ALEX に用い，軸方向の漏れはバックリング（測定値）で考慮することによって実効増倍率や相対出力分布を求めた。

4.2.3.1 実効増倍率及び相対出力分布

以下の炉心を対象に実効増倍率及び相対出力分布の妥当性確認を行った。これらの試験では，炉心外周のドライバ燃料棒（炉心 1 では U-235 濃縮度 3.7wt% のウラン燃料，炉心 2 ではプルトニウム含有率 7.0wt% の MOX 燃料）の数を 변경することにより臨界調整を行っている。

○基準炉心（炉心 1 = 運転状態（高温・減速材ボイド率 40%）模擬，炉心 2 = 低温状態模擬）

○4 体のテストバンドルのうち 2 体のテストバンドルにおける MOX 燃料棒 8 本または 16 本をガドリニア（2.55wt%）添加ウラン棒へ換えた試験（炉心 1，2）

○4 体のテストバンドルに囲まれた水ギャップ部に Hf または B₄C 制御棒を挿入した試験（炉心 2）

○4 体のテストバンドルに装荷する燃料棒のオーバークラッドを基準炉心より厚くすることで，水対ウラン比を減速材ボイド率が約 65%相当となるよう模擬した試験（炉心 1）

○4 体のテストバンドルそれぞれに対して 8 本の燃料棒をウォーターロッドに置換した試験（炉心 1）

これら計 10 ケースの試験における実効増倍率の実験値からの誤差を図 4.2-8 に示す。実効増倍率の誤差の平均は %Δk であった。

これらの試験のうち，炉心 1 の基準炉心及び炉心 2 の B₄C 制御棒挿入炉心における，炉心内 45 度方向の径方向相対出力分布について，実験値と計算値の比較を図 4.2-9 及び図 4.2-10 に例示するが，実験値を良く再現できている。その他の炉心についても炉心内径方向相対出力分布を良く再現できた。また，テストバンドル内の全測定燃料棒を対象とした径方向相対出力分布の実験値との比較を炉心 1 及び炉心 2 についてそれぞれ図 4.2-11 及び図 4.2-12 に示す。全試験を対象としたテストバンドル内の相対出力分布の実験値からの RMS 誤差は， % であった。

4.2.3.2 各種反応度

4.2.3.1 に示した臨界試験を対象とし、ウォーターロッド反応度、減速材ボイド反応度、ガドリニア入り燃料棒反応度及び制御棒反応度の妥当性確認を行った。実験値は、参考文献 28 に記載されている燃料棒等価反応度法を用いて導かれた値を採用した。LANCR で作成したノード毎の均質化核定数(中性子エネルギー群は 35 群, 不連続因子を含む)による 2 次元拡散計算では, 炉心体系は基準炉心体系のまま保持し, テストバンドル核定数のみを各試験におけるテストバンドルの核定数に置き換え, 式(4.2-2)に示す定義式に基づき反応度を導出した。

$$\rho = \frac{k_R^{eff} - k_P^{eff}}{k_R^{eff} \times k_P^{eff}} \times 10^5 \quad (4.2-2)$$

ここに, ρ : 各種反応度 (pcm) (*ウォーターロッド反応度のみ-1.0 をかける)

k_R^{eff} : 基準炉心での実効増倍率

k_P^{eff} : 各種変化を与えた炉心での実効増倍率

実験値との比較結果を炉心 1 及び炉心 2 についてそれぞれ図 4.2-13 及び図 4.2-14 に示す。検証した反応度は, 減速材ボイド反応度を除き, 実験値からの不確かさは測定誤差(約)の範囲内であった。減速材ボイド反応度の不確かさについては, 測定誤差に対して若干大きい %であった。

4.2.3.3 等温温度係数

BASALA 臨界試験(炉心 2)において, 減速材の温度を 10°C から 80°C まで 10°C 刻みで変化させ, それに伴いドライバ燃料棒の本数を調整させた試験を対象として, 等温温度係数の検証を行った。実験値は, 参考文献 28 に記載されている増倍時間測定法を用いて導かれた値を採用した。各温度条件において LANCR で作成したノード毎の均質化核定数(中性子エネルギー群は 35 群, 不連続因子を含む)を 2 次元拡散コードに用い, 実効増倍率を求めた。なお, 減速材温度を変化させた試験間でのドライバ燃料棒の最大差は 16 本であるが, これは全炉心での燃料棒本数の約 2% であり本検証解析へ有意な差を与えないことから, 解析での炉心体系は基準炉心のドライバ本数に統一させた。等温温度係数は式(4.2-3)に示す定義式に基づき, 温度差が 10°C となる試験間でそれぞれ導出した。

$$\rho = \frac{k_{HT}^{eff} - k_{LT}^{eff}}{k_{HT}^{eff} \times k_{LT}^{eff} \times (T_{HT} - T_{LT})} \times 10^5 \quad (4.2-3)$$

ここに, ρ : 等温温度係数 (pcm/°C)

k_{HT}^{eff} : 温度上昇後の実効増倍率

k_{LT}^{eff} : 温度上昇前の実効増倍率

T_{HT} : 温度上昇後の燃料温度 (°C)

T_{LT} : 温度上昇前の燃料温度 (°C)

実験値との比較を図 4.2-15 に示す。20°C~60°C での計算値は実験誤差の範囲内であり, 60°C~80°C の 2 ケースについては実験誤差の 2 σ 以内で一致した。

本資料のうち, 枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.2.3.4 積分ほう素価値

BASALA 臨界試験（炉心2）において、炉心構成は基準炉心とほぼ同じ炉心で減速材中のほう素濃度を0～599ppmに変化させた試験を対象に、積分ほう素価値の妥当性確認を行った。実験値は、参考文献28に記載されている改良手法を用いて導かれた値を採用した。各ほう素濃度においてLANCRで作成したノード毎の均質化核定数（中性子エネルギー群は35群、不連続因子含む）を2次元拡散コードに用い、ほう素濃度以外の炉心構成は変えずに実効増倍率を求めた。積分ほう素価値は式(4.2-4)に示す定義式に基づき導出した。

$$\rho = \frac{k_{XB}^{eff} - k_{0B}^{eff}}{k_{XB}^{eff} \times k_{0B}^{eff} \times \beta_{eff}} \times 10^5 \quad (4.2-4)$$

ここに、 ρ ：積分ほう素価値（\$）

k_{XB}^{eff} ：ほう素濃度X(ppm)のときの実効増倍率

k_{0B}^{eff} ：ほう素濃度0(ppm)のときの実効増倍率

β_{eff} ：実効遅発中性子割合（pcm）

積分ほう素価値の実験値との比較を図4.2-16に示す。計算値は、実験誤差の範囲内で実験値とよく一致している。

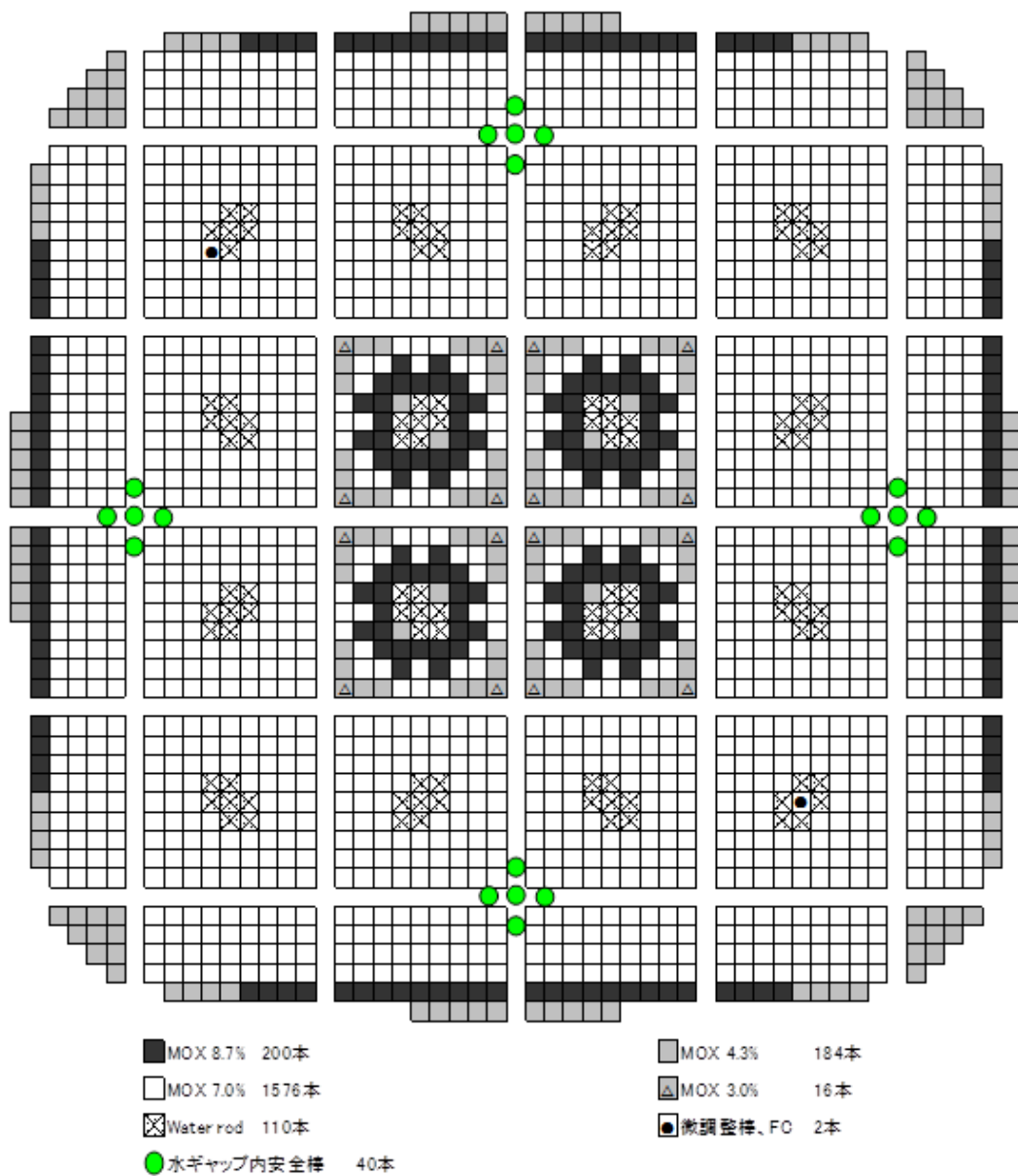


図 4.2-6 BASALA 臨界試験の炉心構成 (炉心 1, 基準炉心)

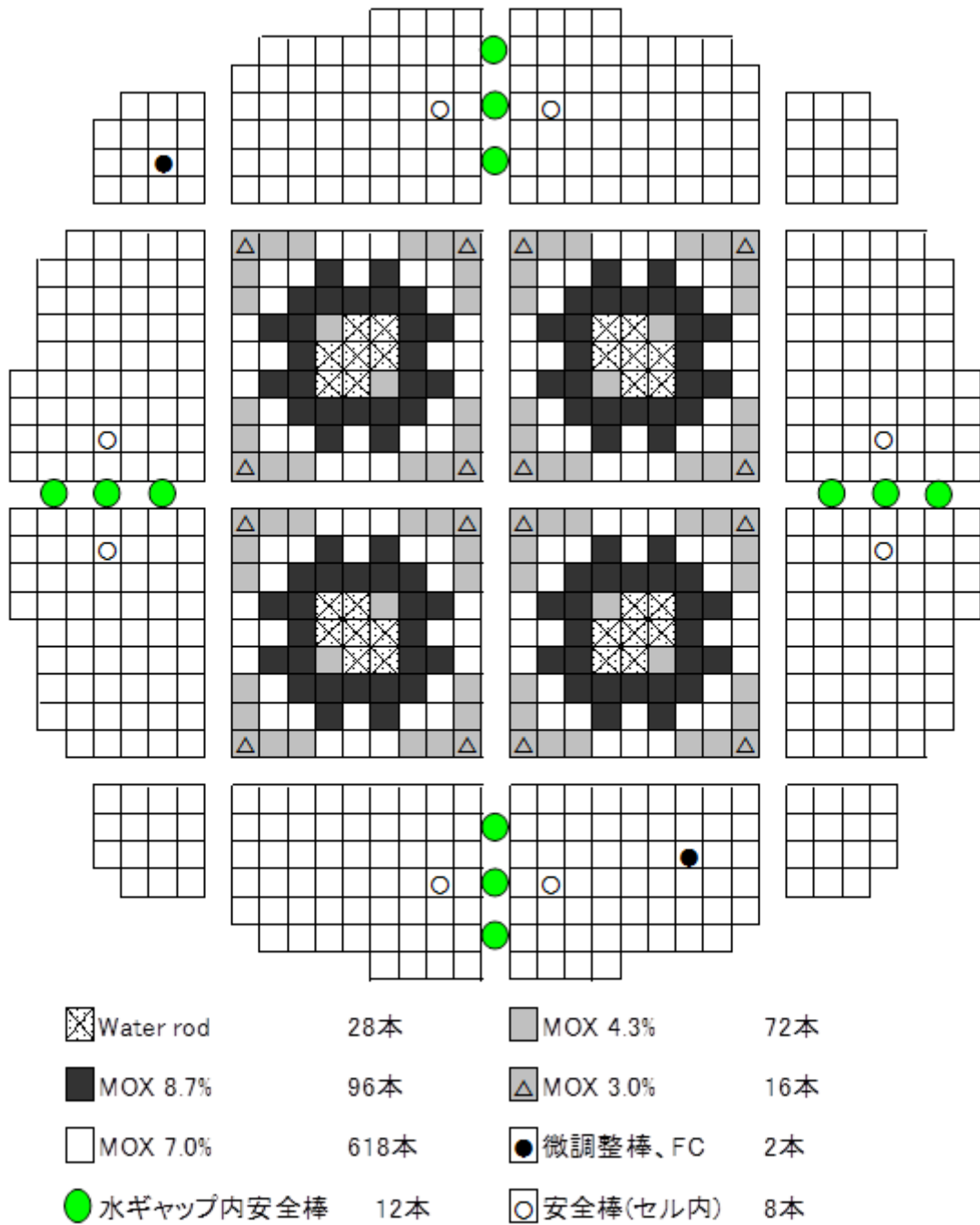


図 4.2-7 BASALA 臨界試験の炉心構成 (炉心 2, 基準炉心)

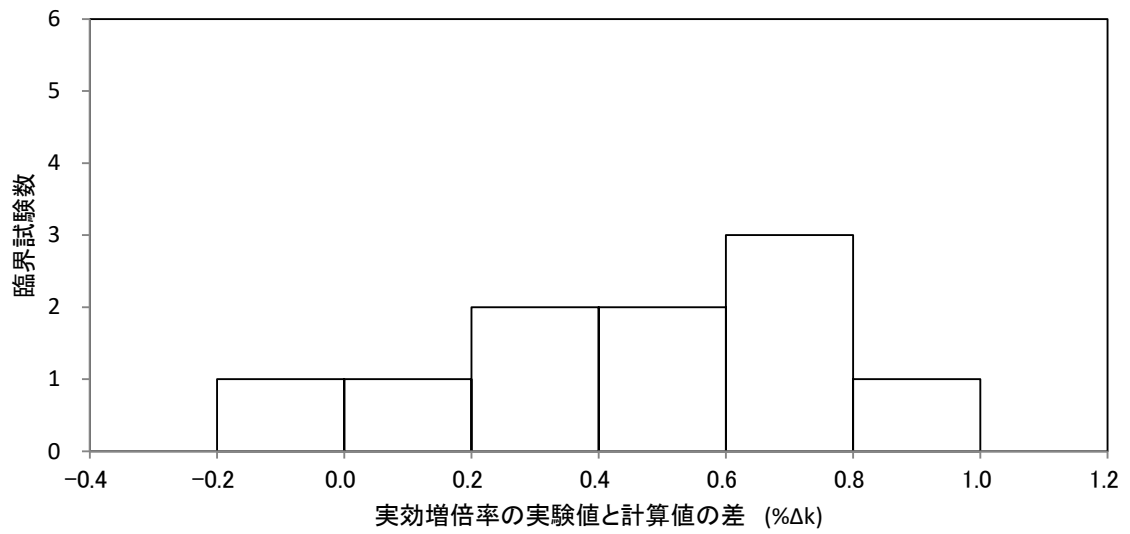


図 4.2-8 BASALA 臨界試験の実効増倍率誤差

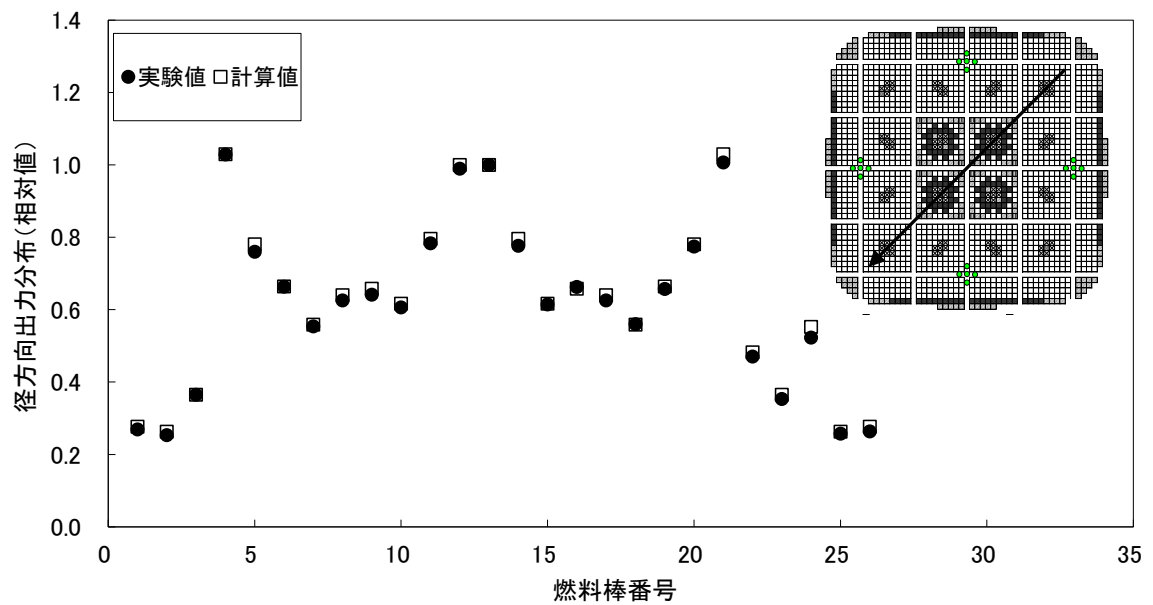


図 4.2-9 BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較
(炉心 1, 基準炉心)

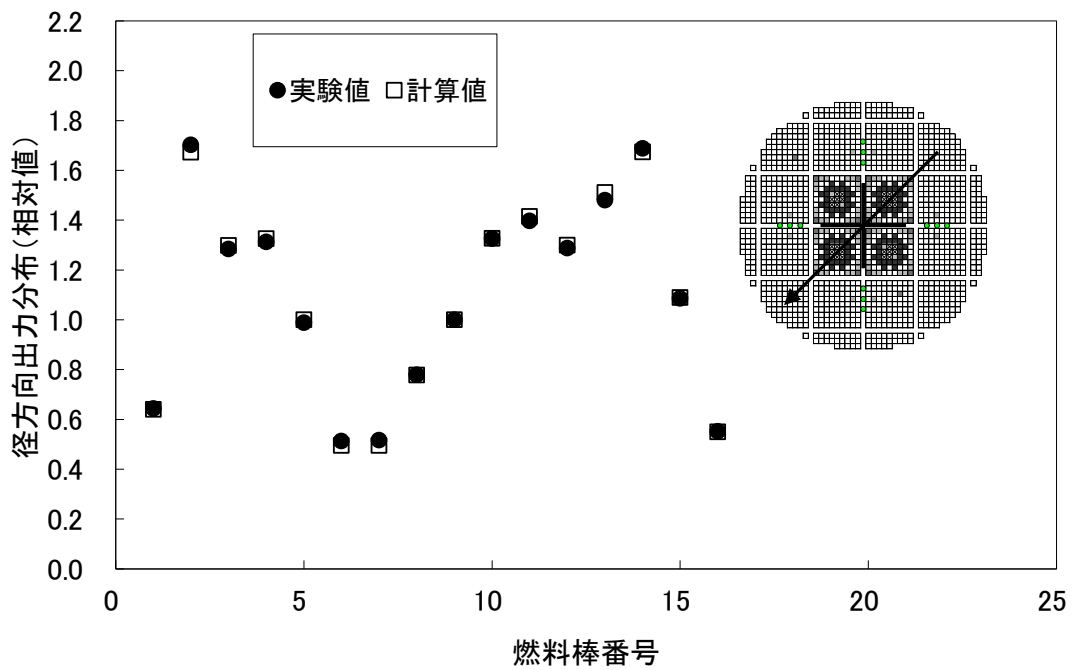


図 4.2-10 BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較
(炉心 2, B₄C 制御棒挿入炉心)

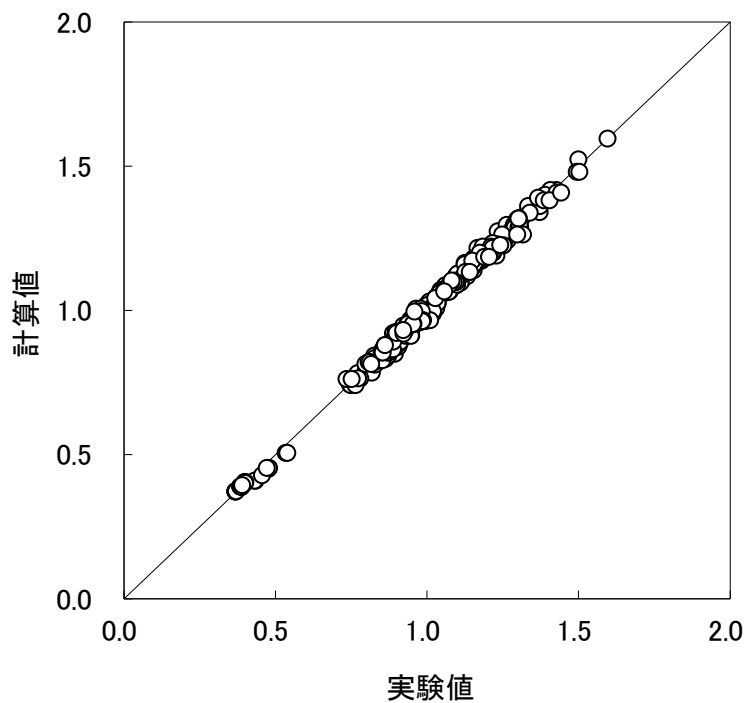


図 4.2-11 BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較 (炉心 1)

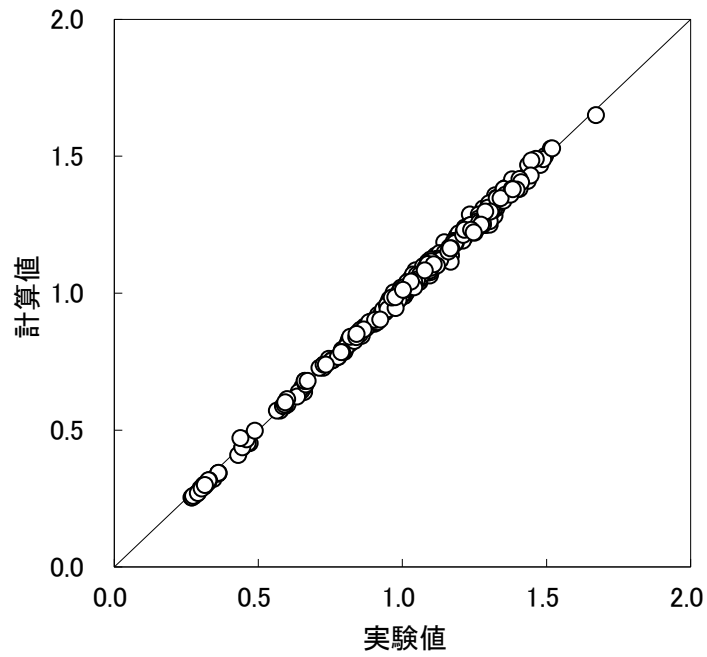


図 4.2-12 BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較 (炉心 2)

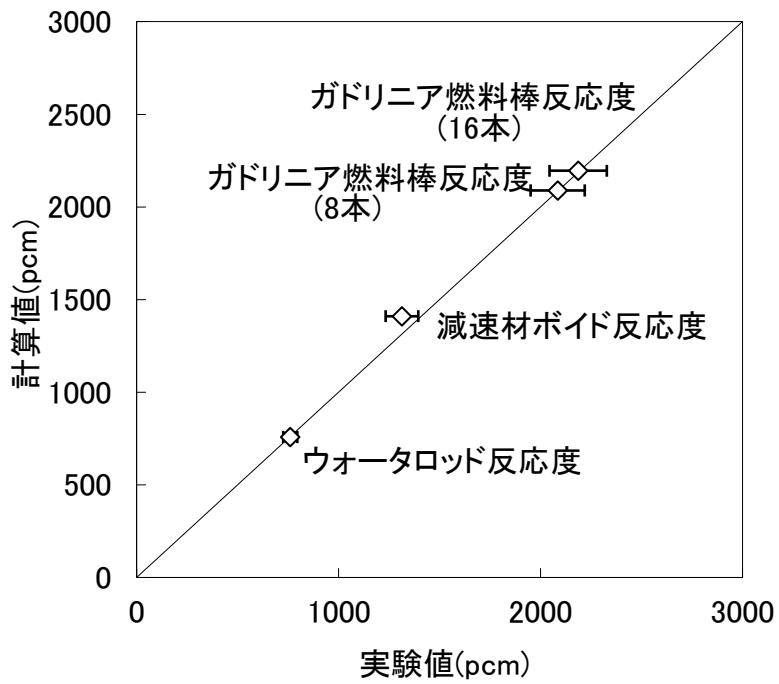


図 4.2-13 BASALA 臨界試験における反応度の比較 (炉心 1)

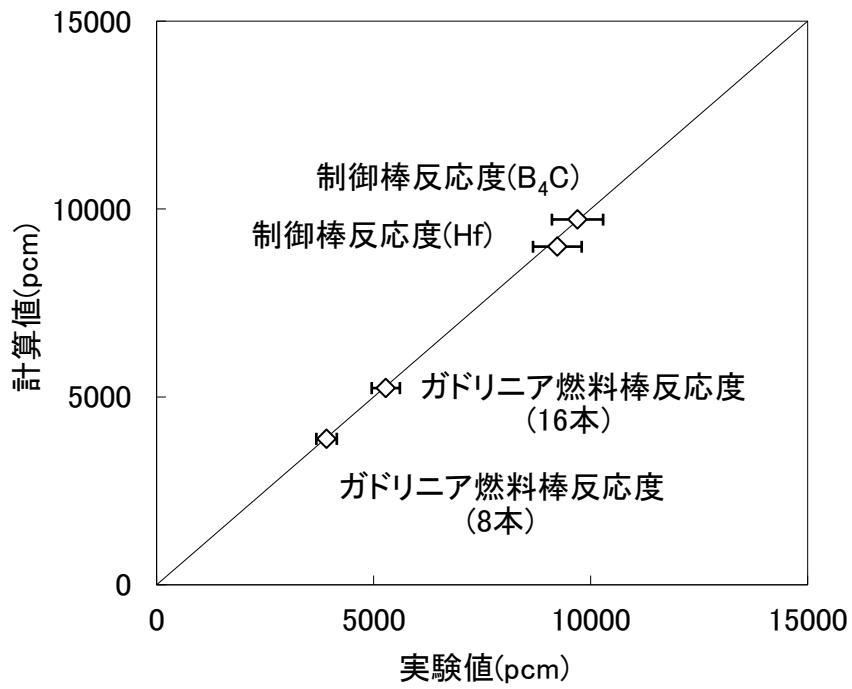


図 4.2-14 BASALA 臨界試験における反応度の比較 (炉心 2)

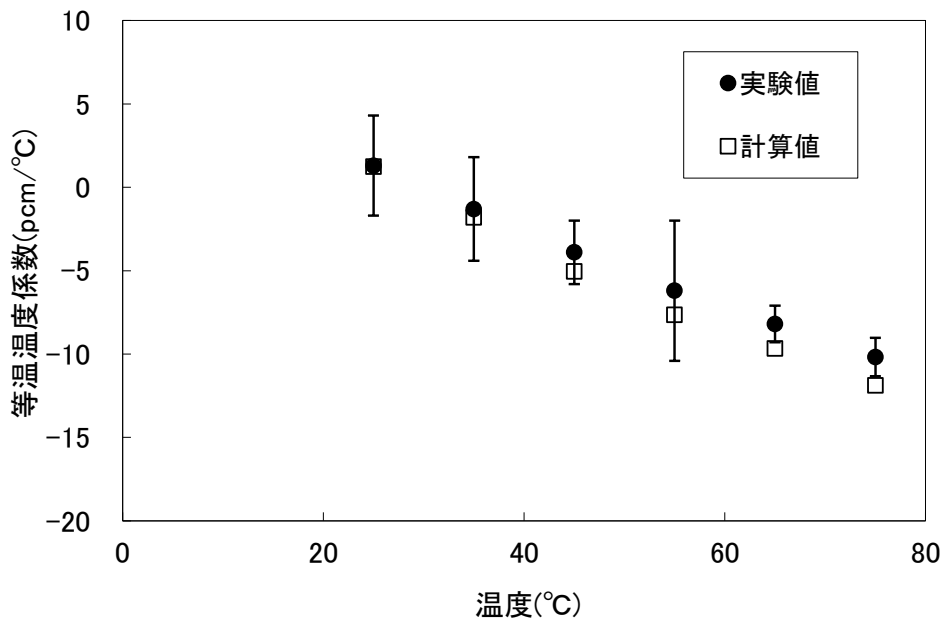


図 4.2-15 BASALA 臨界試験における等温温度係数の比較

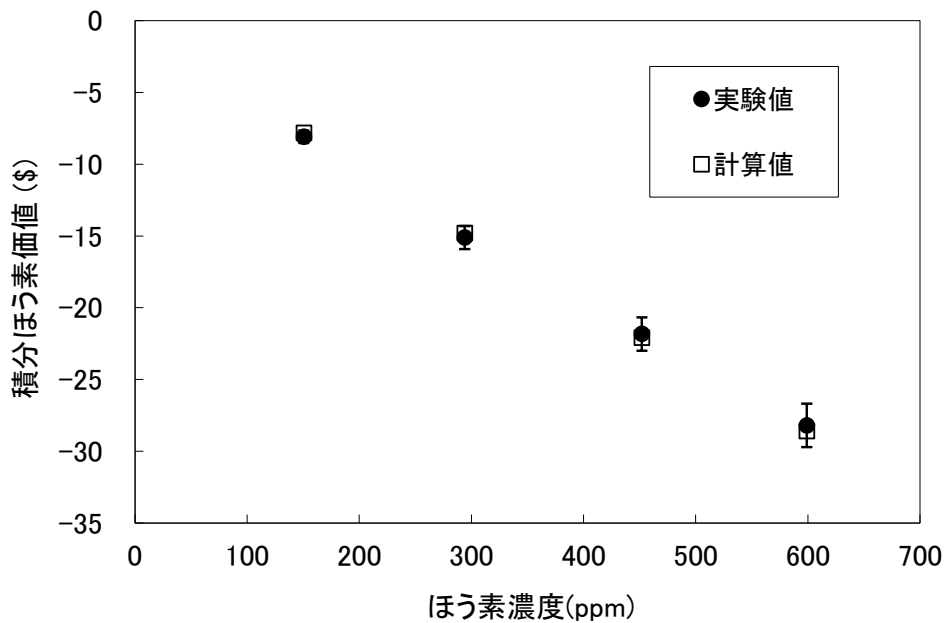


図 4.2-16 BASALA 臨界試験における積分ほう素価値の比較

4.2.4 Hellstrand 実効共鳴積分の実験式に対する妥当性確認

ドップラ係数そのものを実際の原子炉で測定することは困難であるが、ドップラ係数は主に U-238 の共鳴領域の吸収断面積（実効共鳴積分）の温度依存性によるものであることから、U-238 の実効共鳴積分の温度依存性についての Hellstrand らの実験式を用いて検証を行った。その結果、図 4.2-17 に示すとおり計算値は Hellstrand らの実験式をそのばらつきの 2σ 以内で再現できることを確認した。

実効共鳴積分(U-238)の 温度依存性
293/900/1200K

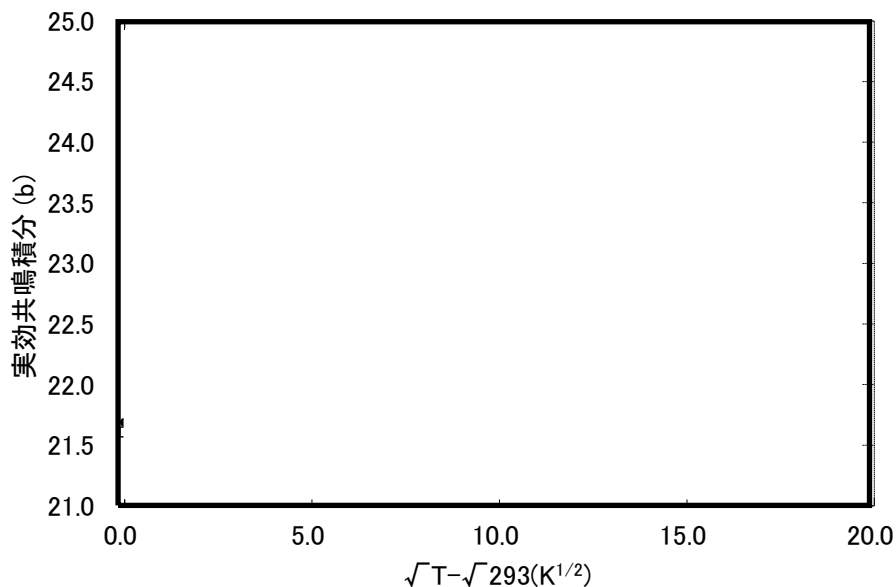


図 4.2-17 U-238 の実効共鳴積分の実験式と計算値の比較

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.2.5 MISTRAL 臨界試験による実効遅発中性子割合 (β_{eff}) の妥当性確認

フランス原子力庁の臨界試験装置 EOLE 炉において、ウラン燃料棒又は MOX 燃料棒を均一に配列した体系で行われた MISTRAL 臨界試験の中で実施された実効遅発中性子割合 (β_{eff}) の測定を対象に妥当性確認を行った。ウラン炉心は U-235 濃縮度 3.7wt% の燃料棒 744 本, MOX 炉心はプルトニウム含有率 7.0wt% の燃料棒 1572 本と 8.7wt% の燃料棒 16 本で構成されており、ほぼ円柱状の炉心形状である。

本臨界試験の解析では、LANCR で作成したノード毎の均質化核定数 (中性子エネルギー群は 35 群) を 2 次元拡散コード ALEX に用い、軸方向の漏れはバックリング (測定値) で考慮して、体系計算を行った。このとき、ALEX では随伴中性子束も合わせて計算し実効遅発中性子割合を算出している。

その結果、図 4.2-18 に示すとおり計算値は測定誤差の 2σ 以内で実験値を再現した。

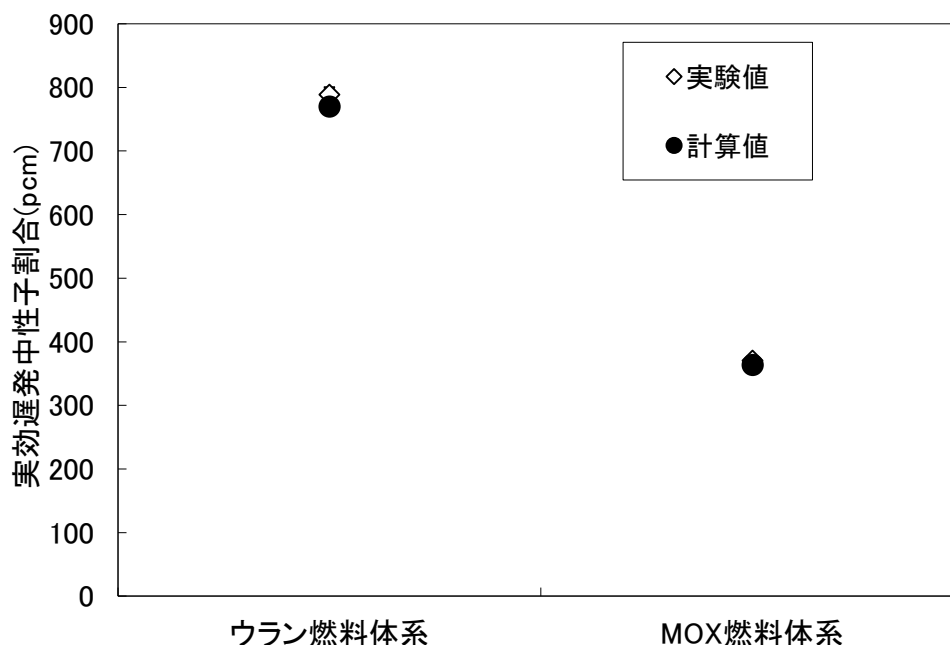


図 4.2-18 MISTRAL 臨界試験における実効遅発中性子割合の比較

4.2.6 福島第二原子力発電所 2 号炉及び Dodewaard 炉の照射後試験による妥当性確認

福島第二原子力発電所 2 号炉で照射された 8×8 ウラン燃料集合体及びオランダの Dodewaard 炉で照射された 8×8 燃料集合体に準じた仕様の MOX 燃料について、照射後試験で得られたウラン及びプルトニウムの同位体組成データを対象に妥当性確認を行った。対象とした燃料試料は表 4.2-2 に示すような特徴をもち、履歴ボイド率及び燃焼度は試料により異なる。

表 4.2-2 照射後試験対象燃料試料の特徴

	ウラン燃料	MOX 燃料
照射炉心	福島第二原子力発電所 2 号炉	Dodewaard 炉 (オランダ)
対象燃料	ウラン燃料棒 ガドリニア入りウラン燃料棒	MOX 燃料棒 ウラン燃料棒
燃焼度	10~50GWd/t 程度	35~60GWd/t 程度
U-235 濃縮度又は プルトニウム含 有率	約 3.4~3.9wt% (ガドリニア濃度 4.5wt%)	約 6.4wt% (MOX) 約 4.9wt% (ウラン)

解析は、LANCR で履歴ボイド率を変えた数種類の燃焼計算を行った後、Lagrange 補間によって各試料のペレット燃焼度実測値及び履歴ボイド率における組成を算出した。

初期重核種総重量に対するウラン及びプルトニウムの同位体の重量割合について、実験値と計算値の比較を図 4.2-19 から図 4.2-23 に示す。ウラン燃料及び MOX 燃料のいずれにおいても同程度の精度で同位体組成の燃焼に伴う変化が再現された。

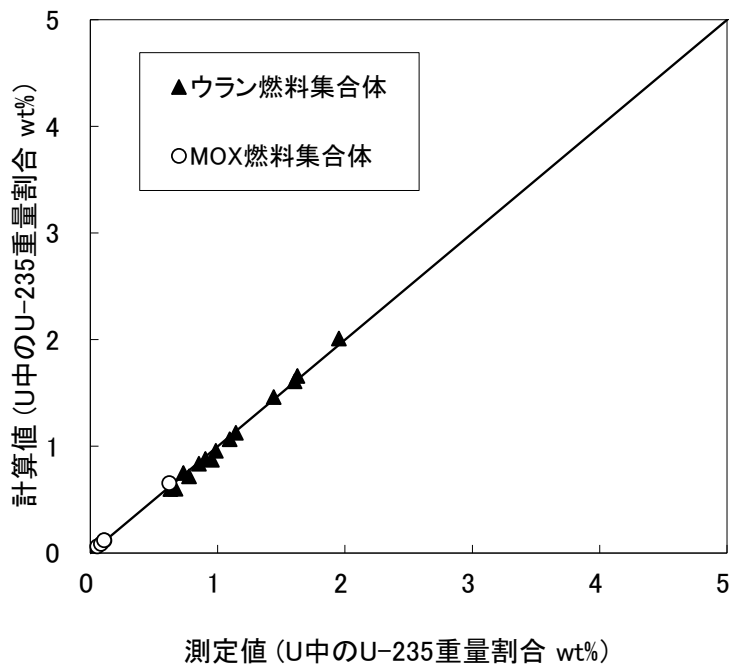


図 4.2-19 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (U-235)

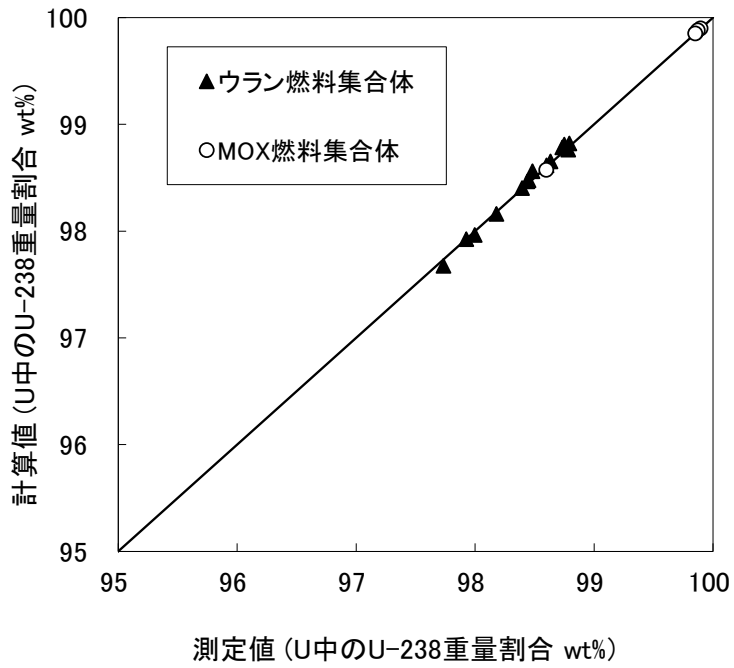


図 4.2-20 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (U-238)

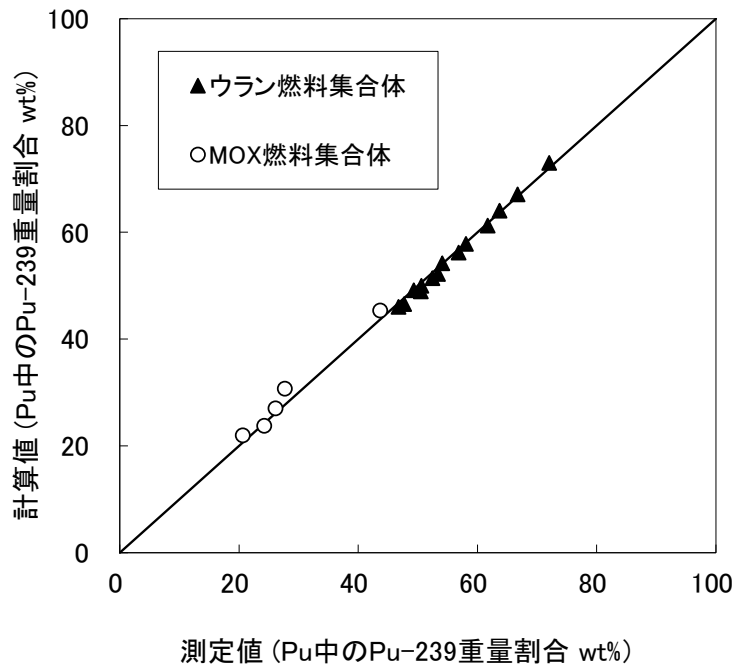


図 4.2-21 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (Pu-239)

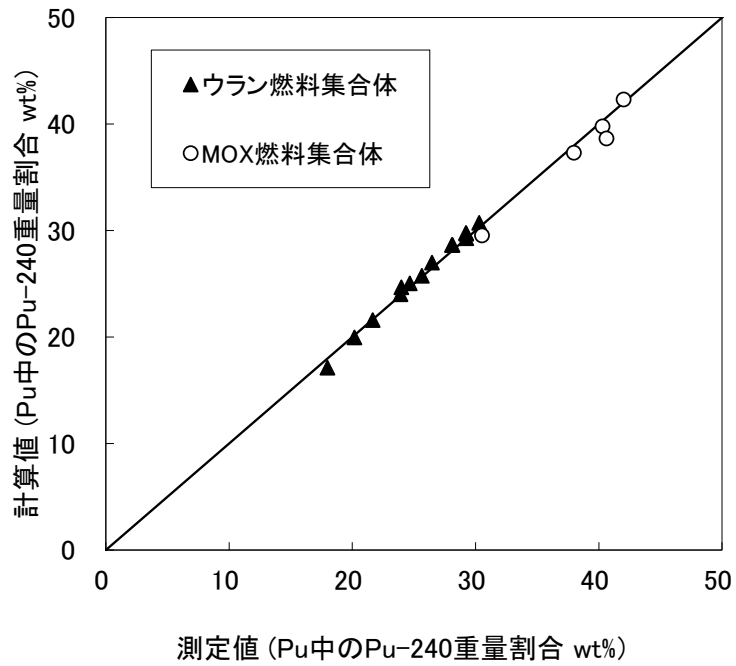


図 4.2-22 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (Pu-240)

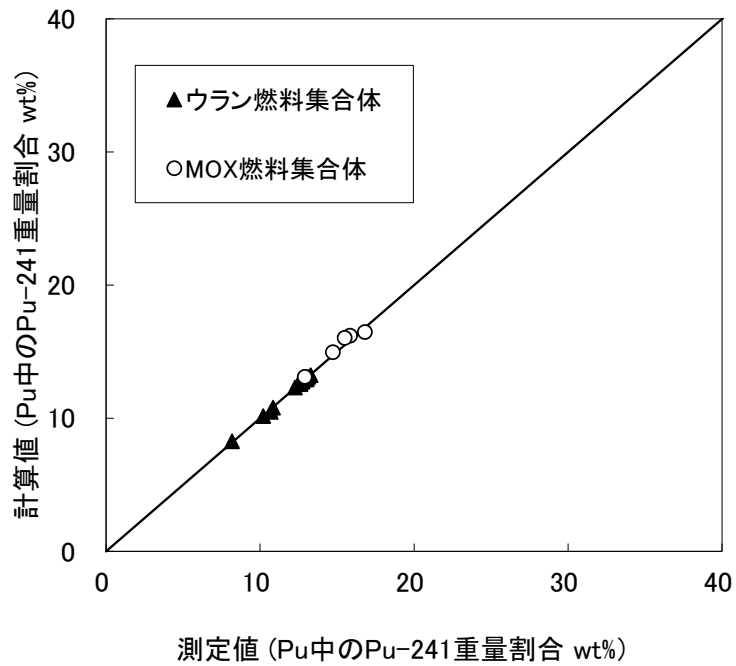


図 4.2-23 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (Pu-241)

4.3 ベンチマーク問題による検証

4.3.1 軽水炉次世代燃料ベンチマーク問題による検証

平成 11 年度より日本原子力研究所（現，日本原子力研究開発機構）炉物理研究委員会に設置された軽水炉次世代燃料の炉物理ワーキングパーティによって，次世代燃料の核特性計算手法の精度評価を目的として提案された軽水炉次世代燃料ベンチマーク問題^{37,38}を対象に検証を行った。本ベンチマークへの参加機関は日本原子力研究開発機構を始め，プラントメーカー，電力会社及び燃料メーカー等であり，検証対象とした問題に対しては 5～16 コードの結果が提出されている。各参加機関が使用している核データライブラリが異なること，及びベンチマーク問題の特性として解析の正解は存在しないことから，絶対的な精度の検証はできないが，独立に開発された各参加機関コードの結果との相互比較によって，相対的に LANCR の健全性を，換言すれば，LANCR の計算結果に特異な傾向がないことを確認できるものと考えられる。

以下の 4 問題について検証を行った。燃料集合体についてはその特徴を図 4.3-1 及び図 4.3-2 に示す。なお，参加機関コード数は問題や解析対象に依って異なる。

問題	参加機関コードの数
①ウラン燃料棒セル問題（U-235 濃縮度 6.5wt%）	14～16
②MOX 燃料棒セル問題（Pu 含有率 17.2wt%）	14～15
③BWR-ウラン燃料集合体	6
④BWR-MOX 燃料集合体	4～6

各問題について，ベンチマーク参加コードとの無限増倍率の比較を図 4.3-3 から図 4.3-6 に示す。いずれの問題においても，LANCR を除く全ベンチマーク参加コードの平均値からの無限増倍率の差異は，参加コード間のばらつきの 2σ 以内であった。

次に，減速材ボイド率を 0% から 40% へ変化させたときの減速材ボイド係数，及び燃料温度を 900K から 1,800K へ変化させたときのドップラ係数について，各問題におけるベンチマーク参加コードとの比較を図 4.3-7 から図 4.3-14 に示す。ここに，減速材ボイド係数は(4.3-1)，ドップラ係数は式(4.3-2)に示す定義に基づいて算出した。

$$C_{void} = \frac{k_{HV}^{\infty} - k_{LV}^{\infty}}{k_{LV}^{\infty} \times (V_{HV} - V_{LV})} \times 100 \quad (4.3-1)$$

ここに， C_{void} ：減速材ボイド係数（%Δk/k/ΔV）

k_{HV}^{∞} ：減速材ボイド率変化後の無限増倍率

k_{LV}^{∞} ：減速材ボイド率変化前の無限増倍率

V_{HV} ：減速材ボイド率変化後のボイド率（%）

V_{LV} ：減速材ボイド率変化前のボイド率（%）

$$C_{Doppler} = \frac{k_{HT}^{\infty} - k_{LT}^{\infty}}{k_{LT}^{\infty} \times (\sqrt{T_{HT}} - \sqrt{T_{LT}})} \times 100 \quad (4.3-2)$$

ここに, $C_{Doppler}$: ドップラ係数 ($\% \Delta k/k / \Delta \sqrt{K}$)

k_{HT}^{∞} : 燃料温度上昇後の無限増倍率

k_{LT}^{∞} : 燃料温度上昇前の無限増倍率

T_{HT} : 燃料温度上昇後の燃料温度 (K)

T_{LT} : 燃料温度上昇前の燃料温度 (K)

LANCR を除く全ベンチマーク参加コードの平均値からの各反応度の差異は, 概ね参加コード間のばらつきの 2σ 以内であった。MOX 燃料集合体体系の燃焼度 70Gwd/t におけるドップラ係数のみ 2σ を超えたが, MOX 燃料集合体体系の反応度計算へのベンチマーク参加コードは LANCR を除いて 4 コードと少なく, それぞれのコード間でも 10%程度の差異が存在することから, 有意な差ではないと考えられる。

また, 燃料集合体体系での局所出力分布の全コード平均値からの差異についても, ベンチマーク参加コード間のばらつきの 2σ 以内であった。

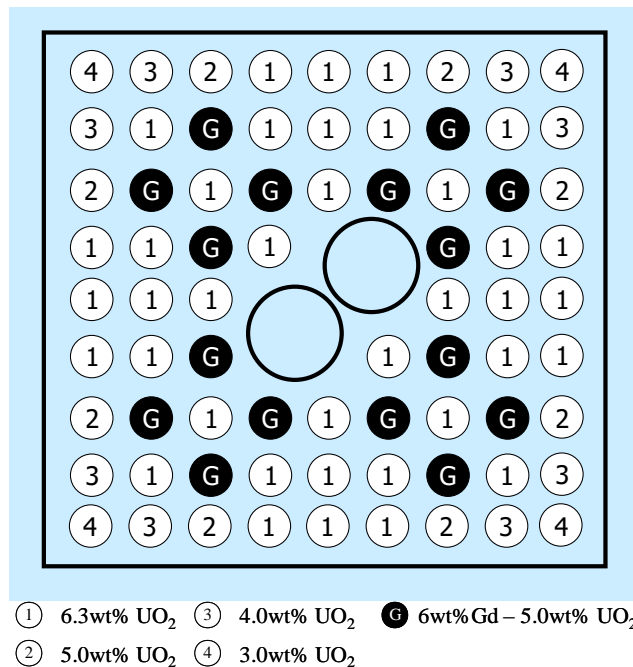


図 4. 3-1 軽水炉次世代燃料ベンチマーク問題 BWR-ウラン燃料集合体

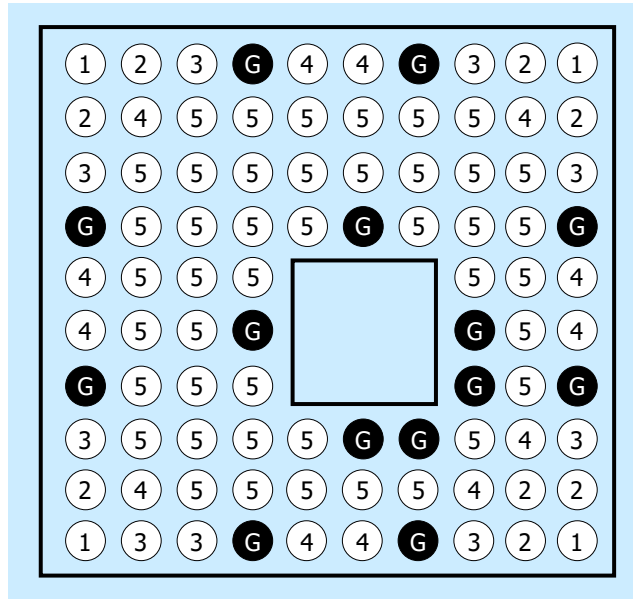


図 4.3-2 軽水炉次世代燃料ベンチマーク問題 BWR-MOX 燃料集合体

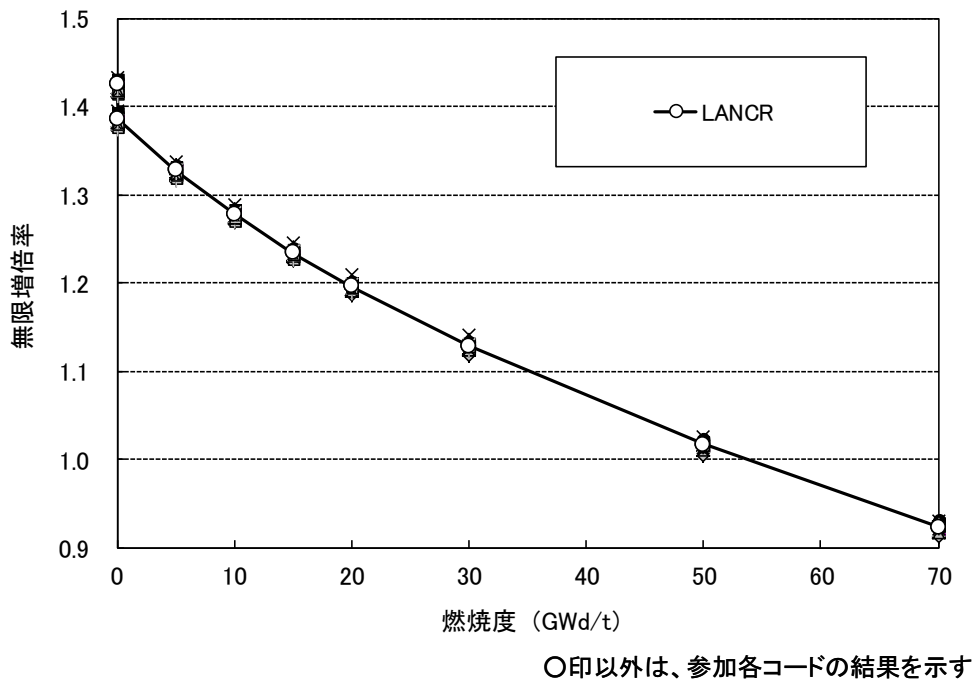
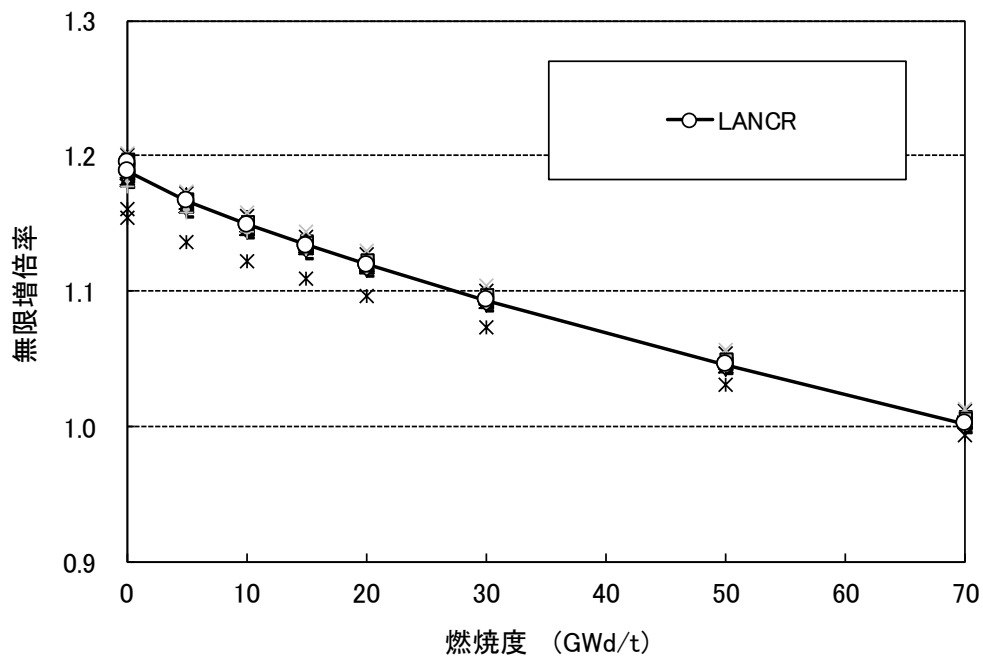
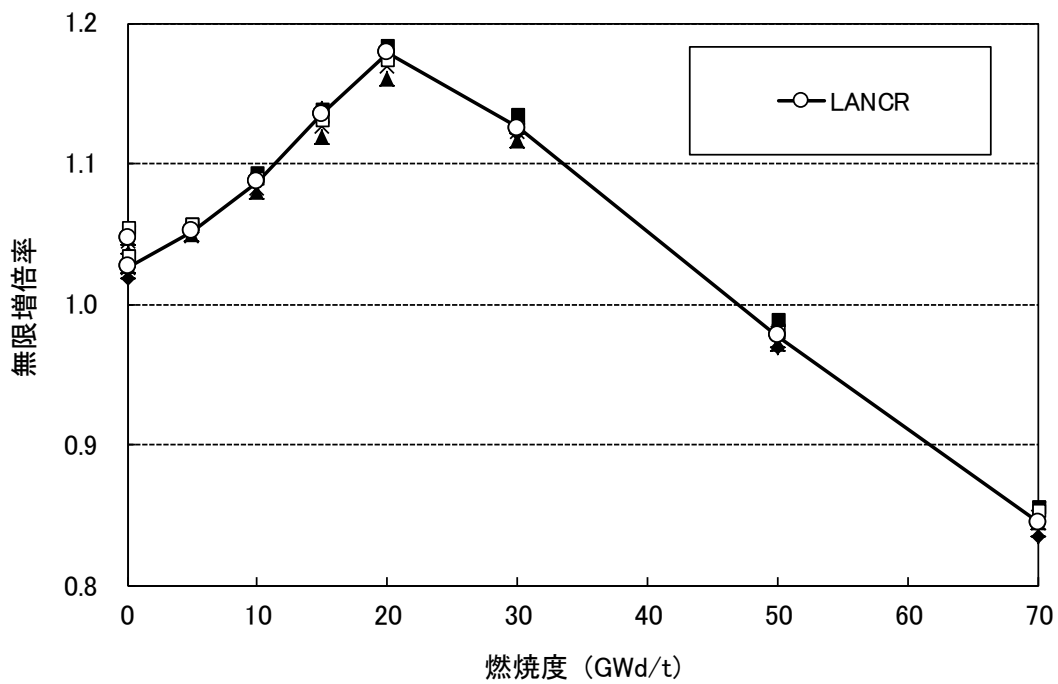


図 4.3-3 ウラン燃料棒セル問題における無限増倍率の比較



○印以外は、参加各コードの結果を示す

図 4.3-4 MOX 燃料棒セル問題における無限増倍率の比較



○印以外は、参加各コードの結果を示す

図 4.3-5 ウラン燃料集合体問題における無限増倍率の比較

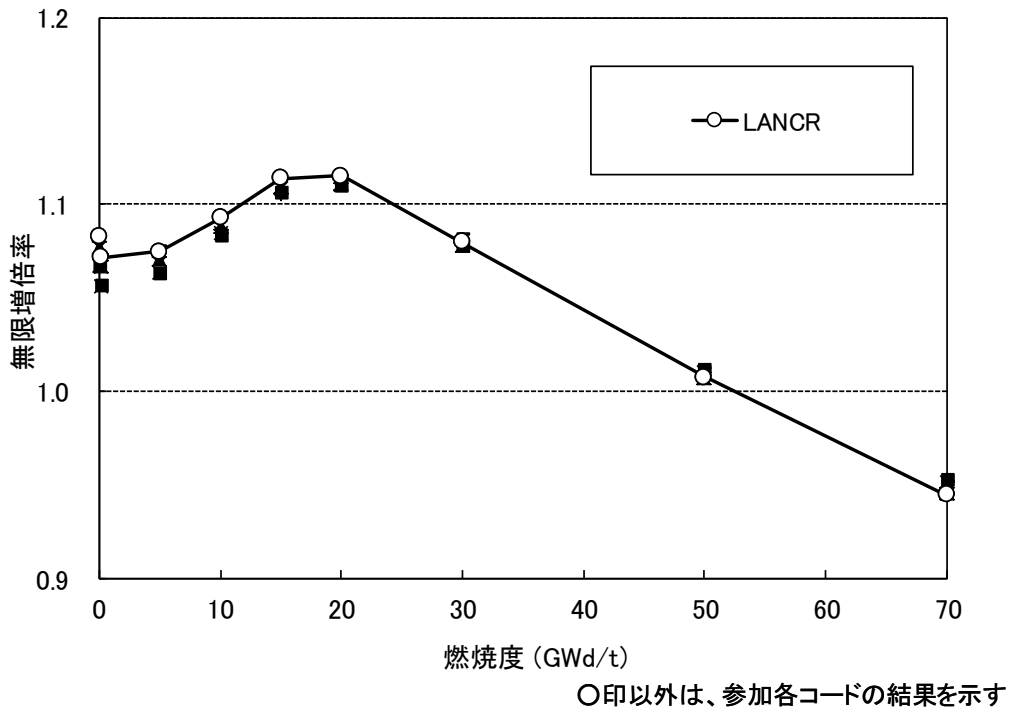


図 4.3-6 MOX 燃料集合体問題における無限増倍率の比較

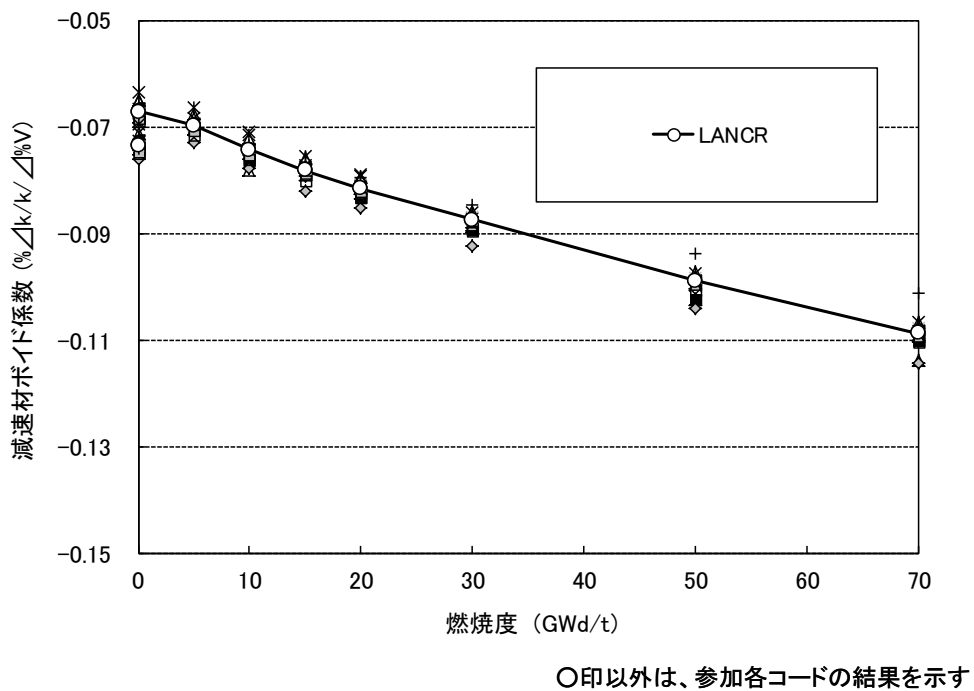
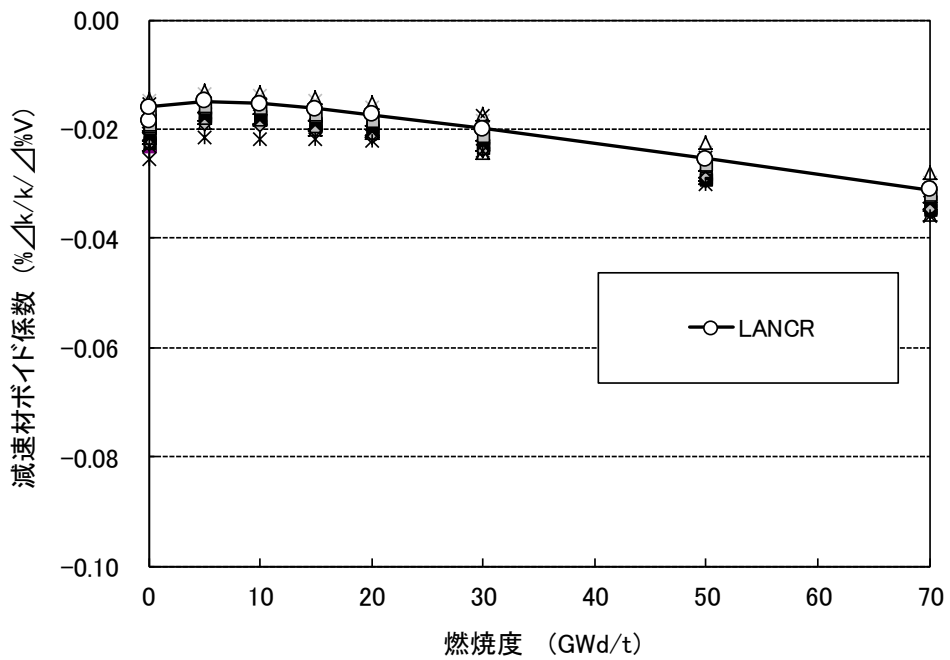
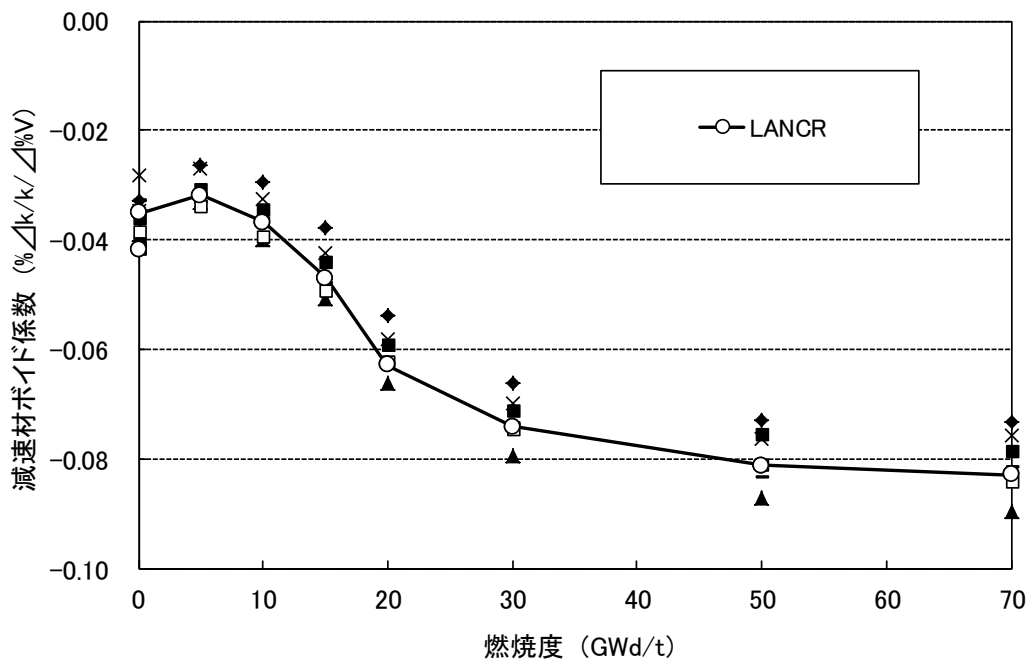


図 4.3-7 ウラン燃料棒セル問題における減速材ボイド係数の比較



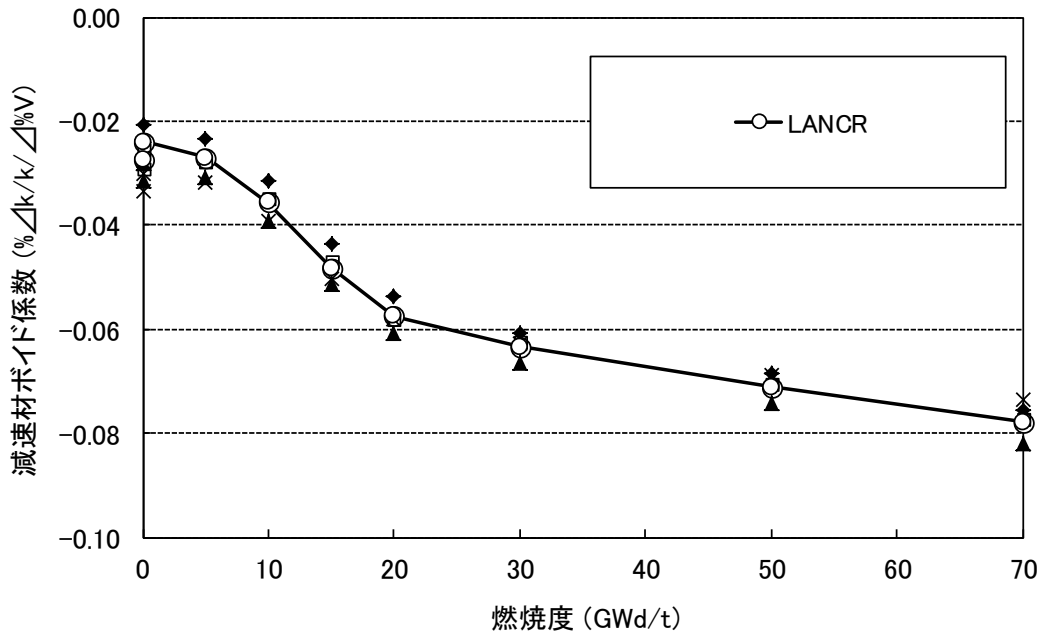
○印以外は、参加各コードの結果を示す

図 4.3-8 MOX燃料棒セル問題における減速材ボイド係数の比較



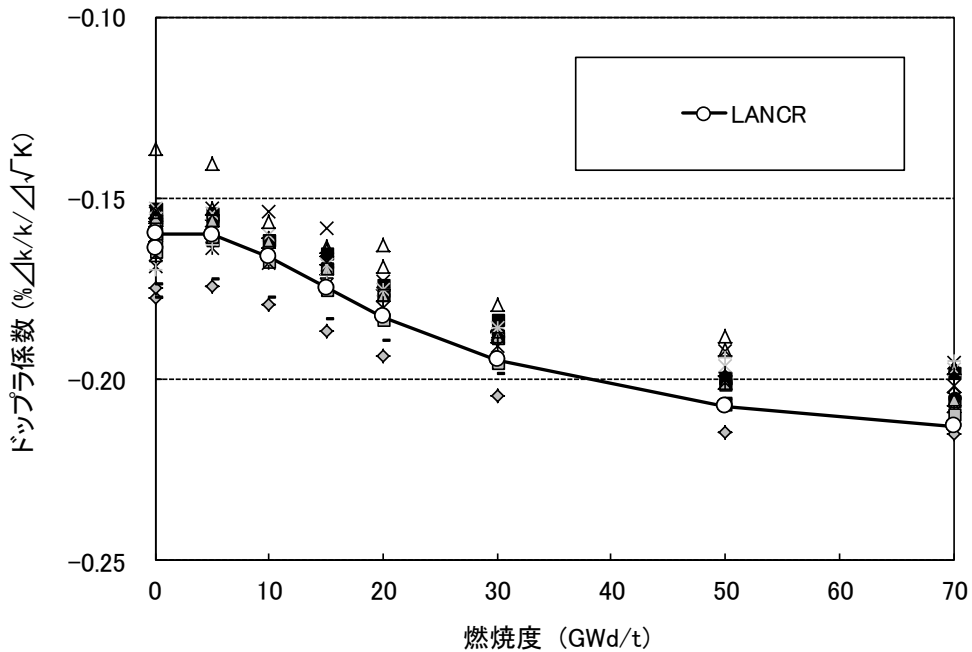
○印以外は、参加各コードの結果を示す

図 4.3-9 ウラン燃料集合体問題における減速材ボイド係数の比較



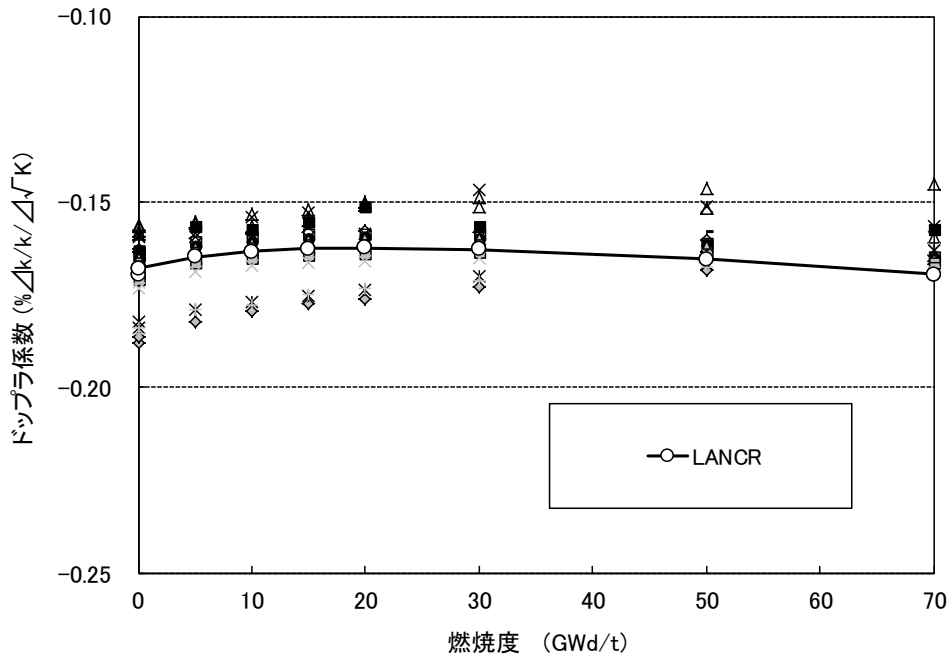
○印以外は、参加各コードの結果を示す

図 4.3-10 MOX 燃料集合体問題における減速材ボイド係数の比較



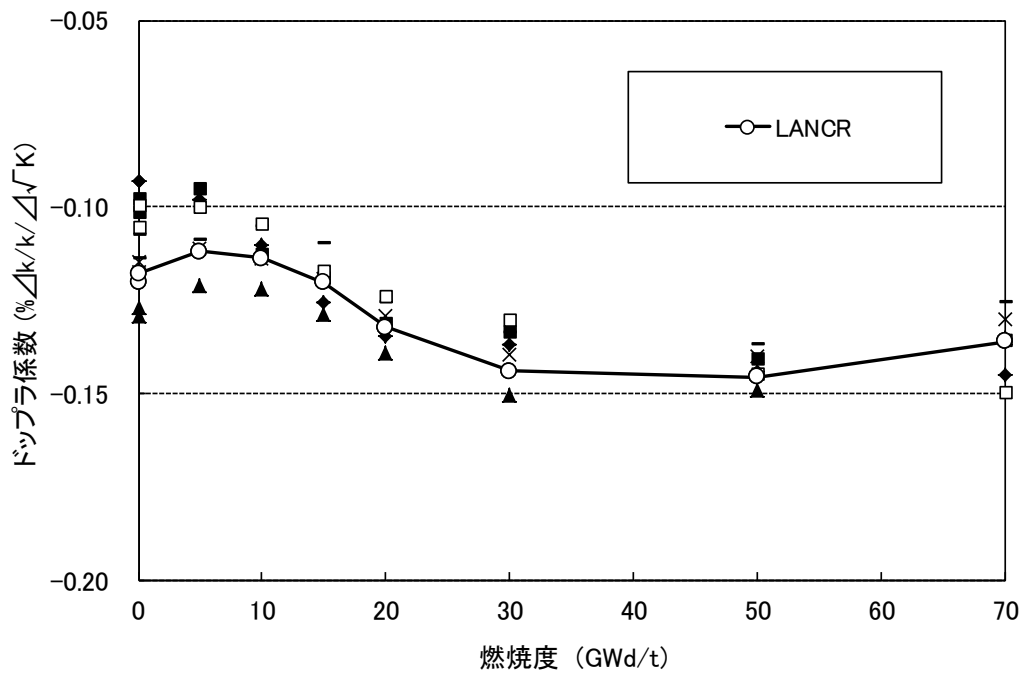
○印以外は、参加各コードの結果を示す

図 4.3-11 ウラン燃料棒セル問題におけるドップラ係数の比較



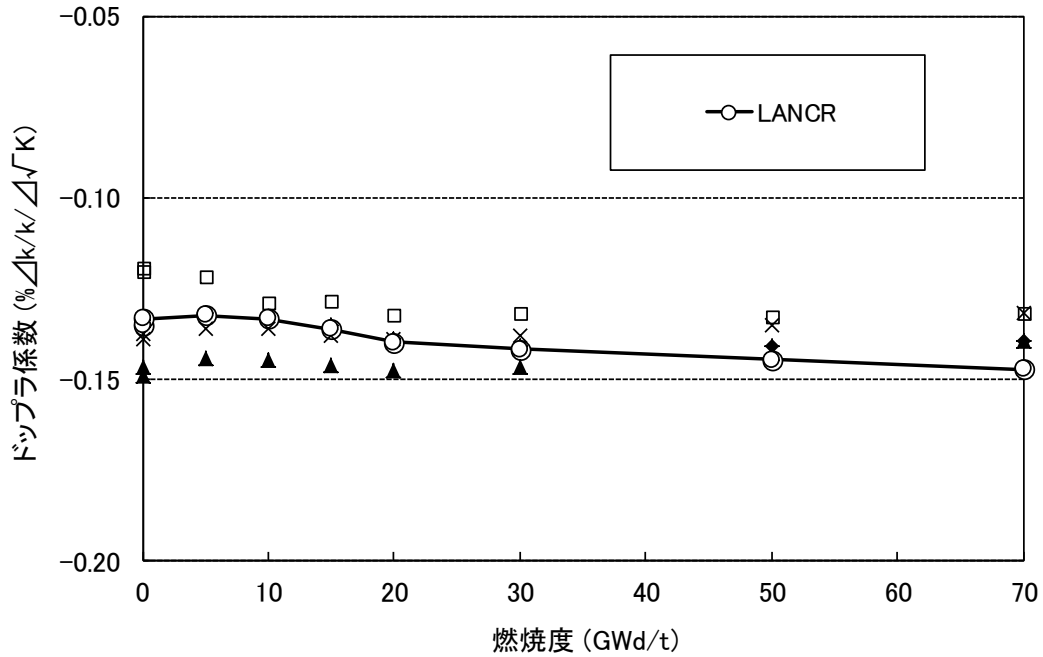
○印以外は、参加各コードの結果を示す

図 4.3-12 MOX 燃料棒セル問題におけるドップラ係数の比較



○印以外は、参加各コードの結果を示す

図 4.3-13 ウラン燃料集合体問題におけるドップラ係数の比較



○印以外は、参加各コードの結果を示す

図 4.3-14 MOX 燃料集合体問題におけるドップラ係数の比較

4.3.2 NEACRP-L-271 ベンチマーク問題による検証

NEACRP-L-271 国際ベンチマーク問題³⁹を用いた検証を行い、ベンチマーク参加コードの結果と比較した。本ベンチマーク問題はガドリニアの燃焼計算に関するものであり、日本、イタリア、フランス等 6 ヶ国計 10 機関が参加し、NEACRP (Nuclear Energy Agency Committee on Reactor Physics) が結果を取りまとめたものである。

本問題は、図 4.3-15 に示すように、 4×4 燃料格子にガドリニアを 3 wt% 添加したウラン燃料棒が 2 本配置されたものであり、燃焼度 0 GWd/t からガドリニアが燃え尽きる 10 GWd/t までの燃焼度範囲を対象としている。

無限増倍率のベンチマーク参加コードとの比較を図 4.3-16 に示す。LANCR を除く全ベンチマーク参加コードの平均値からの無限増倍率の差異は、参加コード間のばらつきの 2σ 以内であった。また、ガドリニアが添加されていないウラン燃料棒 (図 4.3-15 の燃料棒番号 4 番) 及びガドリニアが添加されているウラン燃料棒の相対出力について、ベンチマーク参加コードとの比較を図 4.3-17 及び図 4.3-18 にそれぞれ示す。LANCR を除く全ベンチマーク参加コードの平均値からの燃料棒相対出力の差異は、参加コード間のばらつきの 1σ 以内であった。

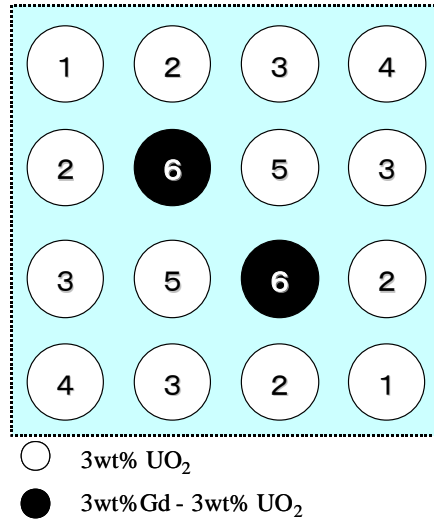


図 4.3-15 NEACRP-L-271 国際ベンチマーク問題体系

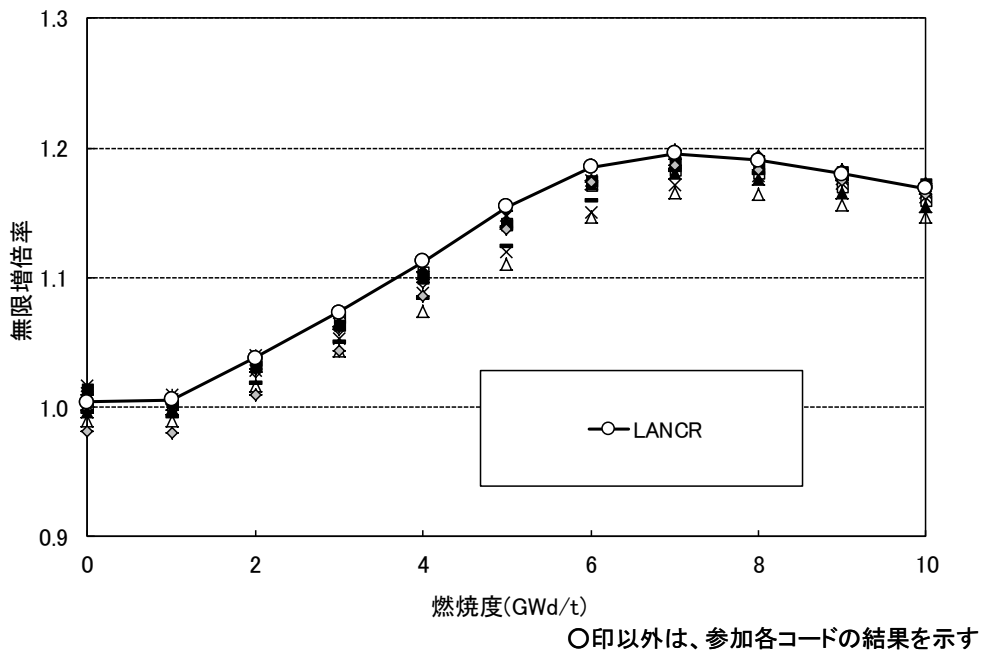


図 4.3-16 NEACRP-L-271 ベンチマークにおける無限増倍率の比較

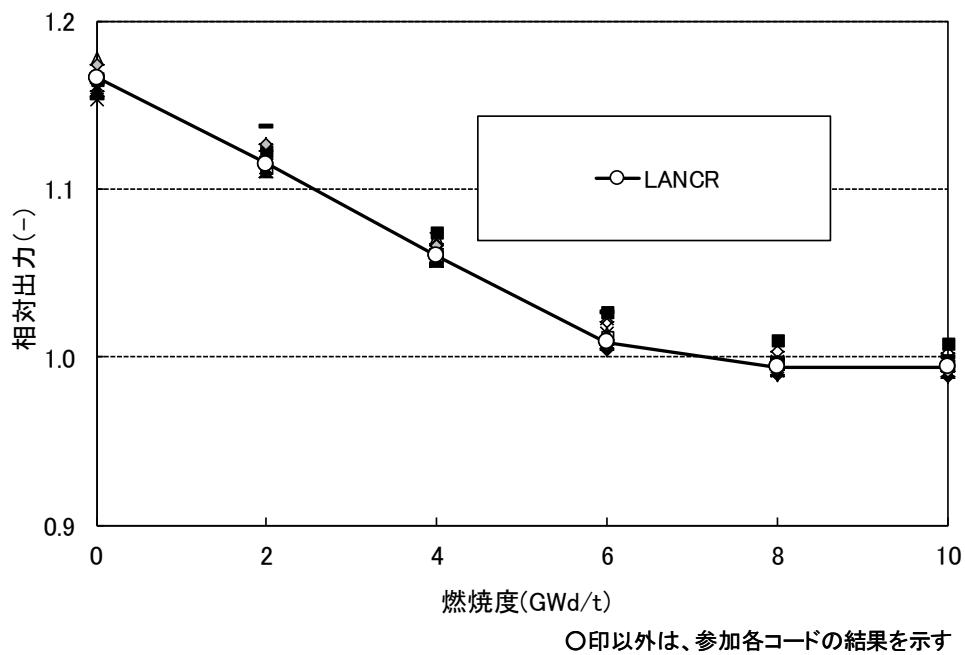


図 4.3-17 NEACRP-L-271 ベンチマークにおける燃料棒相対出力の比較 (U₂燃料棒, 燃料棒番号4番)

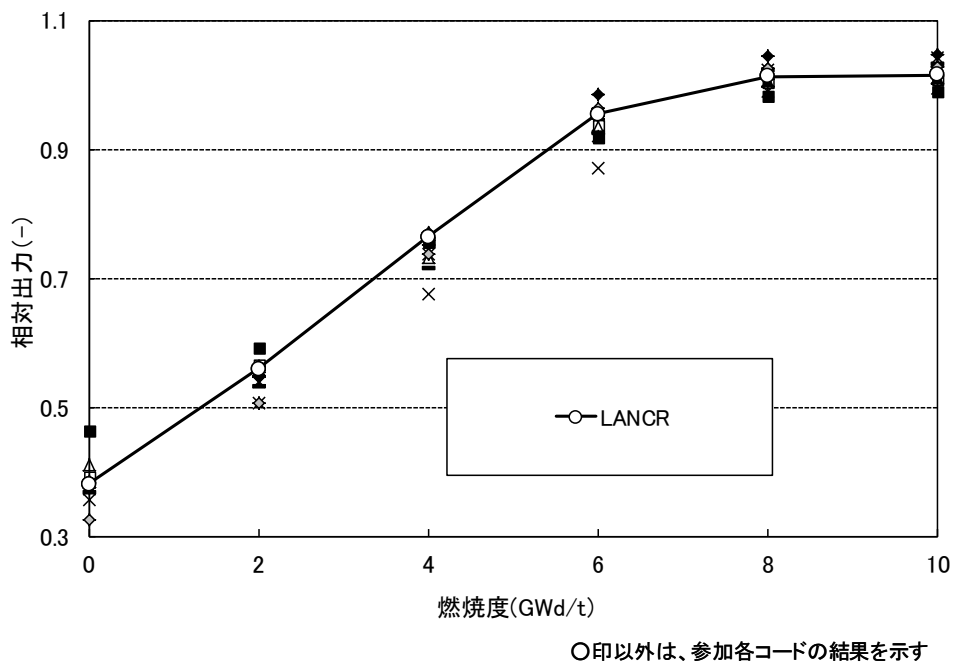


図 4.3-18 NEACRP-L-271 ベンチマークにおける燃料棒相対出力の比較 (ガドリニア添加燃料棒)

4.4 連続エネルギーモンテカルロ計算による妥当性確認

本節では、連続エネルギーモンテカルロ輸送計算コードである MCNP5⁴⁰または連続エネルギーモンテカルロ輸送燃焼計算コードである Monteburns2⁴¹の解析結果と LANCR コードの解析結果との比較を行う。これらのコードから得られる結果は、実質的なモデル誤差がないものと見なされ、その主たる不確かさは核データライブラリに内在する要因と、計算手法が確率統計手法に基づくことに因るものと考えられる。そこで、核データライブラリには LANCR と同一の ENDF/B-VII.0 を用い核データライブラリに起因する不確かさを排除する。また確率統計手法の観点からは、参照解とするモンテカルロ計算では、十分な中性子ヒストリを設定することで、その統計誤差を低減させた。最後に、近年重核種の熱振動に伴う中性子の上方散乱効果の共鳴吸収に及ぼす効果が、特に燃料温度の高い領域では無視し得ない効果をもたらすことが指摘されている^{18, 19}。そこで、以下の妥当性確認における MCNP5 及び Monteburns2 の参照計算では、この上方散乱効果を取り込んだ改良版 MCNP5 を一貫して使用している。

4.4.1 未燃焼組成燃料集合体に対する妥当性確認

未燃焼組成集合体に対する妥当性確認を行った。対象とした燃料集合体の特徴を示す。

表 4.4-1 未燃焼組成燃料集合体の評価対象

燃料種類	燃料集合体	燃料断面	その他
ウラン	8×8	天然ウラン断面	格子タイプ：S, N, C, D ^{42, 43} 初装荷燃料及び取替燃料
	9×9	下部断面	
	10×10	上部断面（9×9 及び 10×10 燃料では、部分長燃料上端及び上部）	
MOX	8×8		

まず、無限増倍率については次のケースについて妥当性確認を行った。

- ・高温での制御棒引抜状態及び挿入状態
- ・冷温での制御棒引抜状態及び挿入状態
- ・冷温でのほう素（660ppm）注入状態（制御棒引抜状態のみ）

なお、高温状態における減速材ポイド率は、0%、40%及び80%の3ケースを対象として妥当性確認を行った。無限増倍率のモンテカルロ計算との比較を図 4.4-1 から図 4.4-3 に示す。全てのケースにおけるモンテカルロ計算からの無限増倍率の差異の平均は % Δk であった。

次に、燃料集合体内の出力分布（核分裂反応率分布）を高温での制御棒引抜状態を対象に比較した。モンテカルロ計算の計算値を基準として、式(4.2-1)に基づき評価した出力分布の RMS（二乗平均平方根）誤差の全燃料断面、全ケースでの平均は %であった。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

ここで、3.1.2項で述べたとおり、LANCR の中性子反応断面積ライブラリは、表 3.1-4 に示す温度 T(K) のテーブルを持つ。そこで、上記ケース以外の燃料温度についても未燃焼時の無限増倍率について妥当性確認を行った。ここでは 8×8 、 9×9 、及び 10×10 ウラン燃料集合体、並びに 8×8 MOX 燃料集合体を対象に、燃料温度を 1,000、1,500、及び 2,300°C (温度テーブルの上限) としたときの無限増倍率を LANCR 及び MCNP において評価した。このとき減速材温度は高温 (減速材ボイド率 40%) 及び冷温とした。モンテカルロ計算と比較した結果を図 4.4-4 に示す。無限増倍率は燃料温度に依存せず、よく一致した。

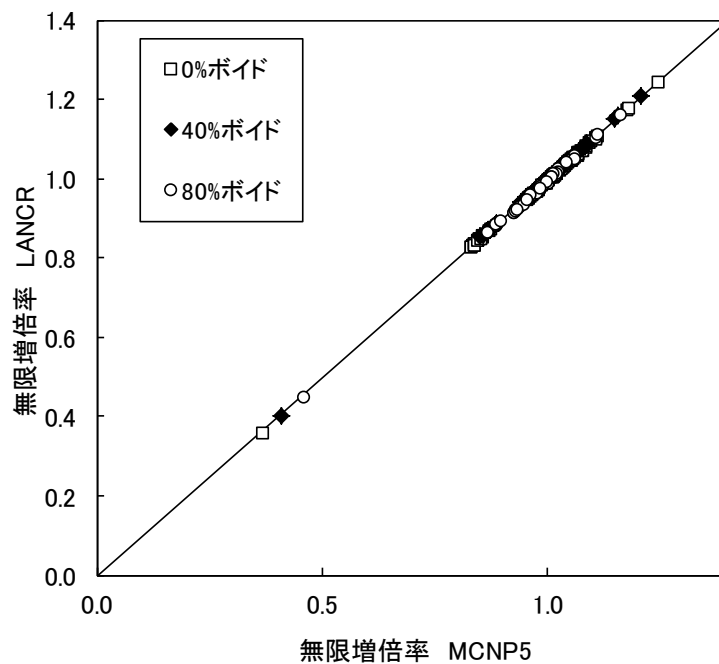


図 4.4-1 未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較 (高温, 制御棒引抜状態)

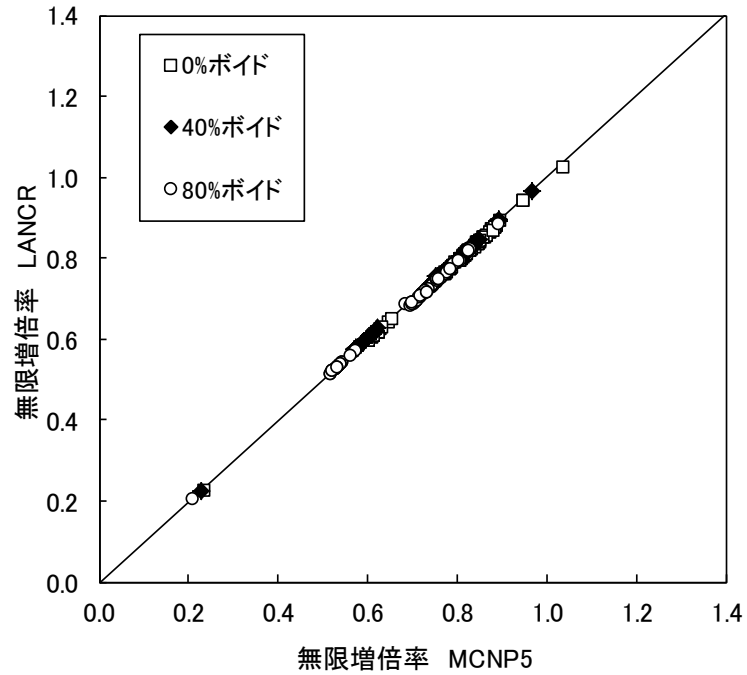


図 4.4-2 未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較（高温，制御棒挿入）

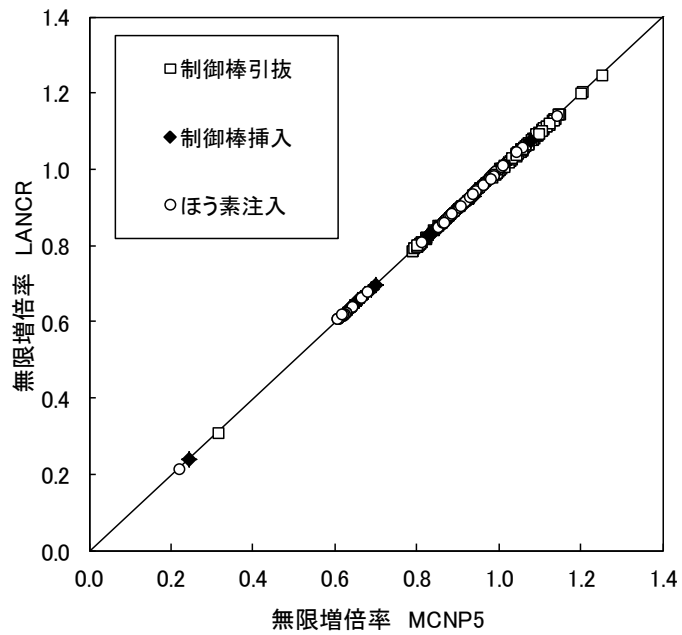


図 4.4-3 未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較（低温）

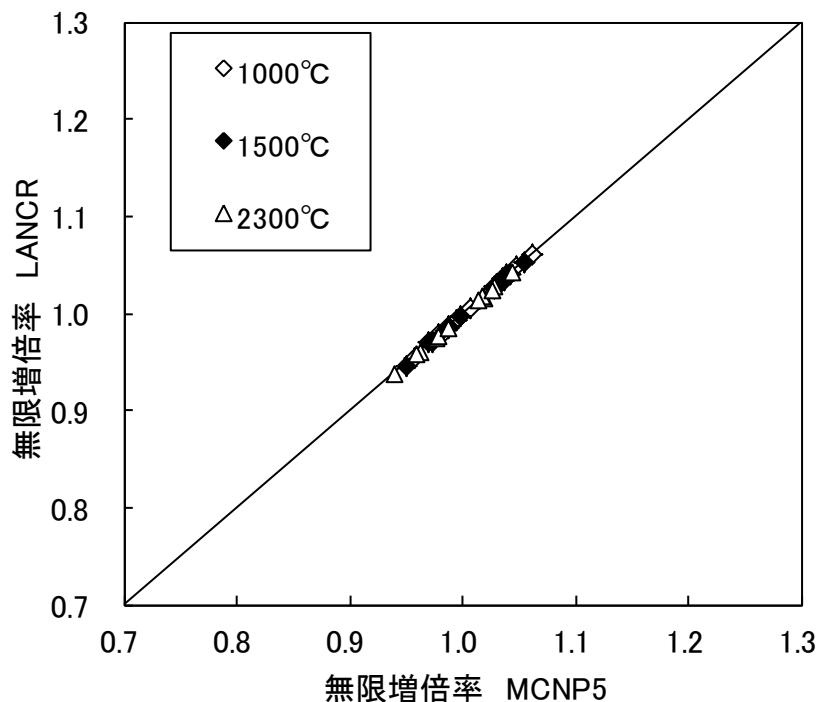


図 4.4-4 未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較
(燃料温度を中性子反応断面積ライブラリ温度テーブル上限まで変化)

4.4.2 ウラン濃縮度の変化及びプルトニウム富化度の変化に対する妥当性確認

4.4.2.1 ウラン濃縮度の変化に対する妥当性確認

ウラン燃料集合体においてウラン濃縮度が変化したときの評価性能の変化について、モンテカルロ計算との比較によって妥当性確認を行った。本評価では、 8×8 、 9×9 及び 10×10 燃料集合体の形状でウラン濃縮度を全て均一にした（ガドリニア添加燃料棒無し）燃料を対象とした。燃焼初期ウラン濃縮度は 0.71%、2.0wt%、4.0wt% 及び 6.0wt% の 4 種類とし、それぞれについて、まず LANCR による履歴ボイド率 0%、40% 及び 80% の燃焼計算を行った。次いで、各履歴ボイド率について、燃焼度 0、5.5、11.0、22.0、44.1 及び 66.1Gwd/t の 6 点を代表燃焼度として選定し、同一の組成、温度及び制御棒条件の下で MCNP5 計算を行った。

無限増倍率のモンテカルロ計算との比較をウラン濃縮度別に比較した結果を図 4.4-5 に示す。無限増倍率はウラン濃縮度に依存せず同等の精度であり、全てのケースにおけるモンテカルロ計算から差異の平均は % Δ k であった。

次に、燃料集合体内の出力分布（核分裂反応率分布）を比較した。モンテカルロ計算結果を基準とした出力分布の RMS 誤差は、全ケースを平均すると % であった。

4.4.2.2 プルトニウム富化度の変化に対する妥当性確認

MOX 燃料集合体においてプルトニウム富化度が変化したときの評価性能の変化について、モンテカルロ計算との比較によって妥当性確認を行った。本評価で

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

は、8×8燃料集合体形状でプルトニウム富化度を全て均一にした（ガドリニア添加ウラン燃料棒無し）燃料を対象とした。燃焼初期 Puf（核分裂性プルトニウム）富化度は 1 wt%， 4 wt%， 7 wt%， 10wt%及び 10.4wt%の 5 種類とし、それぞれについて、まず LANCR による履歴ボイド率 0%， 40%及び 80%の燃焼計算を行った。次いで、各履歴ボイド率について、 0， 5.5， 11.0， 22.0， 44.1 及び 66.1GWd/t の 6 点を代表燃焼度として選定し、同一の組成、温度及び制御棒条件の下で MCNP5 計算を行った。

無限増倍率のモンテカルロ計算との比較を Puf 富化度別に比較した結果を図 4.4-6 に示す。無限増倍率は Puf 富化度に依存せず同等の精度であり、全てのケースにおけるモンテカルロ計算からの無限増倍率の差異の平均は % Δ k であった。

次に、燃料集合体内の出力分布（核分裂反応率分布）を比較した。モンテカルロ計算結果を基準とした出力分布の RMS 誤差は、全ケースを平均すると %であった。

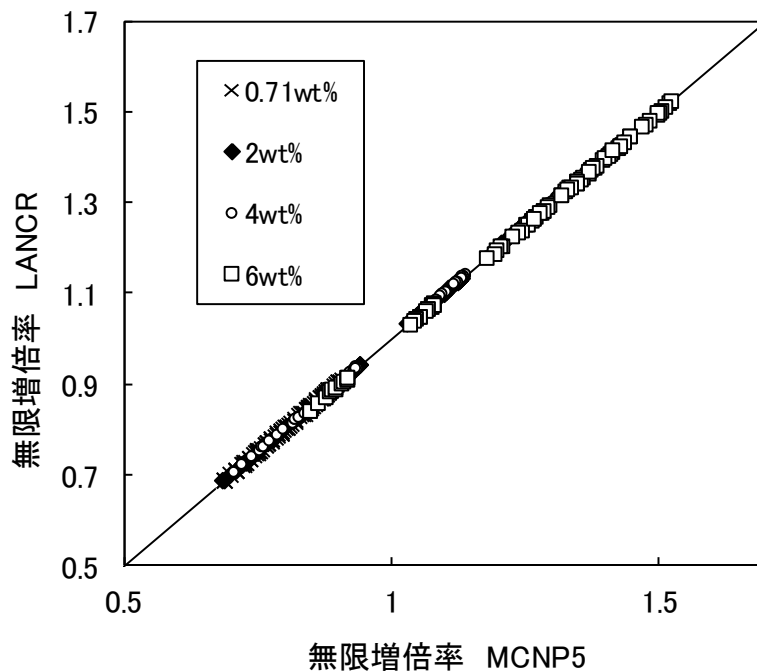


図 4.4-5 ウラン濃縮度毎の無限増倍率のモンテカルロ計算との比較

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

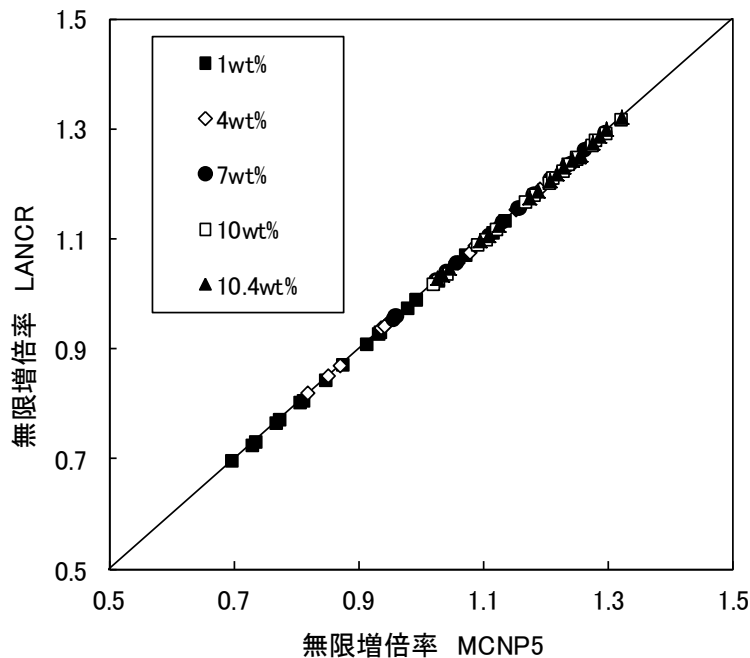


図 4.4-6 プルトニウム富化度毎の無限増倍率のモンテカルロ計算との比較

4.4.3 反応度価値及び反応度係数に対する妥当性確認

4.4.3.1 ガドリニア価値

ガドリニアを燃料棒へ添加したときの反応度(ガドリニア価値)の評価性能をモンテカルロ計算との比較によって妥当性確認を行った。8×8, 9×9及び10×10ウラン燃料集合体及び8×8MOX燃料集合体を対象に,各燃料集合体に含まれているガドリニア入り燃料棒内の燃焼初期ガドリニア濃度は,0,2.0,4.0,6.0,8.8,10.0,12.0,15.0wt%の計8種類とした。未燃焼時の減速材ボイド率0%,40%及び80%について,ガドリニア価値を式(4.4-1)に示した定義に基づき評価した。

$$W_{Gd} = (k_x^\infty - k_0^\infty) \times 100 \quad (4.4-1)$$

ここに, W_{Gd} : ガドリニア価値 (%Δk)

k_x^∞ : ガドリニア濃度が x (wt%) のときの無限増倍率

k_0^∞ : ガドリニア濃度が 0.0 (wt%) のときの無限増倍率

このガドリニア価値をモンテカルロ計算と比較した結果を図 4.4-7 に示す。ガドリニア価値のモンテカルロ計算からの誤差の平均は %であった。

4.4.3.2 減速材ボイド係数

減速材ボイド係数の評価性能をモンテカルロ計算との比較によって妥当性確認を行った。解析方法については,8×8,9×9及び10×10ウラン燃料集合体及び8×8MOX燃料集合体を対象に,まずLANCRCによる履歴ボイド率40%の燃焼計算を行った。次いで,燃焼度0,5.5,11.0,22.0,44.1及び66.1GWd/tの6点を代表燃焼度として選定し,同一の組成,温度及び制御棒条件の下,減速材ボイド率だけを40%,80%または100%とした計算を行い,式(4.3-1)に示した定義に基づき減速材ボイド係数を評価した。

本資料のうち,枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

この減速材ボイド係数をモンテカルロ計算と比較した結果を図 4.4-8 に示す。減速材ボイド係数のモンテカルロ計算からの誤差の平均は %であった。

4.4.3.3 ほう素価値

減速材にほう素を注入したときのほう素反応度価値(ほう素価値)の評価性能をモンテカルロ計算との比較によって妥当性確認を行った。解析方法については、 8×8 、 9×9 及び 10×10 ウラン燃料集合体及び 8×8 MOX 燃料集合体を対象に、まず LANCR による履歴ボイド率 40%の燃焼計算を行った。次いで燃焼度 0, 5.5, 11.0, 22.0, 44.1 及び 66.1GWd/t の 6 点を代表燃焼度として選定し、同一の組成及び制御棒条件の下、LANCR または MCNP5 によって、各代表燃焼度で減速材温度及び燃料温度を 20°C 、 181°C または 286°C とし、減速材中のほう素濃度を 0 ppm から 660ppm または 1,700ppm に変化させ、式(4.4-2)に示す定義により各温度条件でのほう素価値を導出し、比較した。

$$W_B = (k_x^{\infty} - k_0^{\infty}) \times 100 \quad (4.4-2)$$

ここに、 W_B : ほう素価値 (% Δk)

k_x^{∞} : ほう素濃度が X(ppm) のときの無限増倍率

k_0^{∞} : ほう素濃度が 0.0(ppm) のときの無限増倍率

このほう素価値をモンテカルロ計算と比較した結果を図 4.4-9 に示す。ほう素価値のモンテカルロ計算からの誤差の平均は %であった。

4.4.3.4 制御棒価値

制御棒反応度価値(制御棒価値)の評価性能をモンテカルロ計算との比較によって妥当性確認を行った。表 4.4-1 に示した燃料を対象に未燃焼時の高温状態及び冷温状態において、制御棒挿入及び引抜状態の無限増倍率を LANCR または MCNP5 により算出し、式(4.4-3)に示す定義により制御棒価値を導出し、比較した。

$$W_{CR} = (k_{con}^{\infty} - k_{unc}^{\infty}) \times 100 \quad (4.4-3)$$

ここに、 W_{CR} : 制御棒価値 (% Δk)

k_{con}^{∞} : 制御棒が挿入されたときの無限増倍率

k_{unc}^{∞} : 制御棒が引抜状態のときの無限増倍率

この制御棒価値をモンテカルロ計算と比較した結果を図 4.4-10 に示す。制御棒価値のモンテカルロ計算からの誤差の平均は %であった。

以上の制御棒価値及び 5 章で述べる制御棒価値の不確かさは、 B_4C (棒型) 制御棒に対する結果である。LANCR はこの他に Hf 棒型、Hf 板型、及び Hf 楕円管型の制御棒を取り扱うことが可能である。形状が異なる制御棒の制御棒価値を、 9×9 ウラン燃料集合体における冷温及び高温状態(減速材ボイド率 0%, 40%, 80%)を対象としモンテカルロ計算と比較した結果を図 4.4-11 に示す。制御棒価値の評価結果は、制御棒の形状や吸収物質に依存せず、モンテカルロ計算とよく一致した。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.4.3.5 等温温度係数

等温温度係数の評価結果をモンテカルロ計算との比較によって妥当性確認を行った。解析方法については、8×8、9×9及び10×10ウラン燃料集合体及び8×8MOX燃料集合体を対象に、まずLANCRによる高温状態の履歴ボイド率40%での燃焼計算を行った。次いで燃焼度0、5.5、11.0、22.0、44.1及び66.1GWd/tの6点を代表燃焼度として選定し、同一の組成及び制御棒条件下でLANCRまたはMCNP5によって、各代表燃焼度で減速材及び燃料温度を20℃、100℃、181℃及び286℃とした計算を行う。このとき減速材ボイド率は0%とする。このようにして、減速材及び燃料温度が20℃から100℃、100℃から181℃、181℃から286℃に変化したときの等温温度係数を、式(4.4-4)に示す定義により導出し、比較した。

$$C_{IT} = \frac{k_{HT}^{\infty} - k_{LT}^{\infty}}{k_{LT}^{\infty} \times (T_{HT} - T_{LT})} \times 100 \quad (4.4-4)$$

ここに、 C_{IT} ：等温温度係数 (% $\Delta k/k/\Delta^{\circ}C$)

k_{HT}^{∞} ：温度上昇後の無限増倍率

k_{LT}^{∞} ：温度上昇前の無限増倍率

T_{HT} ：温度上昇後の燃料、減速材温度 (°C)

T_{LT} ：温度上昇前の燃料、減速材温度 (°C)

この等温温度係数をモンテカルロ計算と比較した結果を図4.4-12に示す。等温温度係数のモンテカルロ計算からの誤差の平均は %であった。他の反応度係数に比べこの比が大きい原因としては、等温温度係数は正負を跨ぐ反応度係数であり、その絶対値が小さいため、その相対誤差が大きくなったと考えられる。そこで、等温温度係数についてはモンテカルロ計算との差を評価すると、差の平均は (% $\Delta k/k/\Delta^{\circ}C$) とごくわずかであり、良好な評価性能を有するといえる。

4.4.3.6 ドップラ係数

ドップラ係数の評価性能の妥当性をモンテカルロ計算との比較により確認した。解析方法は次のとおりである。8×8、9×9及び10×10ウラン燃料集合体及び8×8MOX燃料集合体を対象に、まずLANCRによる履歴ボイド率40%の燃焼計算を行い、次いで燃焼度0、5.5、11.0、22.0、44.1及び66.1GWd/tの6点を代表燃焼度として選定し、同一の組成条件の下、LANCRまたはMCNP5によって燃料棒温度が冷温または運転状態から瞬時に上昇した状態変化に伴う反応度変化を計算した。温度上昇ケースは起点となる燃料棒温度として冷温状態を代表する20℃と、運転状態を代表する560℃（または475℃）を選定し、温度上昇（ドップラ）状態を代表する燃料棒温度点として1,500℃及び2,300℃を選定した。ドップラ係数は式(4.3-2)に示す定義により導出し、比較した。

このドップラ係数をモンテカルロ計算と比較した結果を図4.4-13に示す。ドップラ係数のモンテカルロ計算からの相対誤差の平均は %であった。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

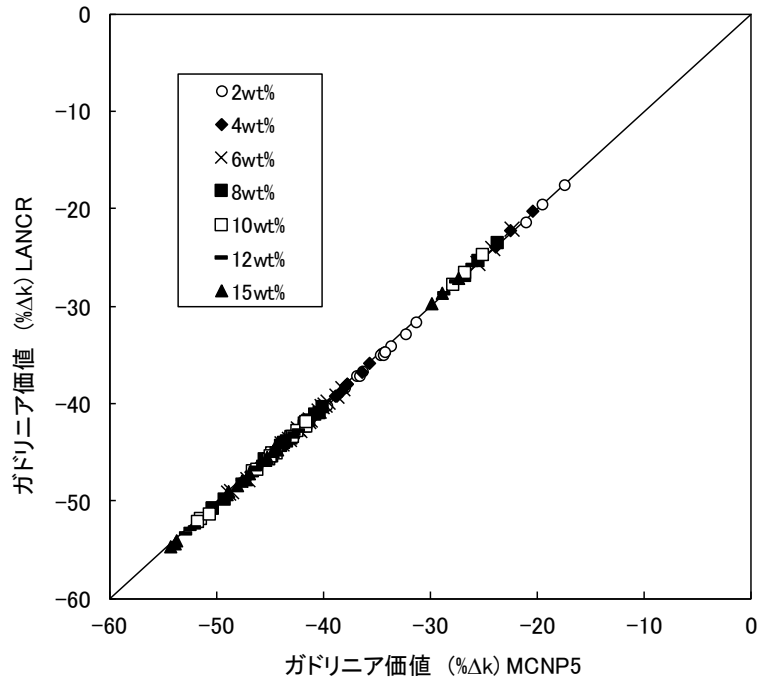


図 4.4-7 ガドリニア値のモンテカルロ計算との比較

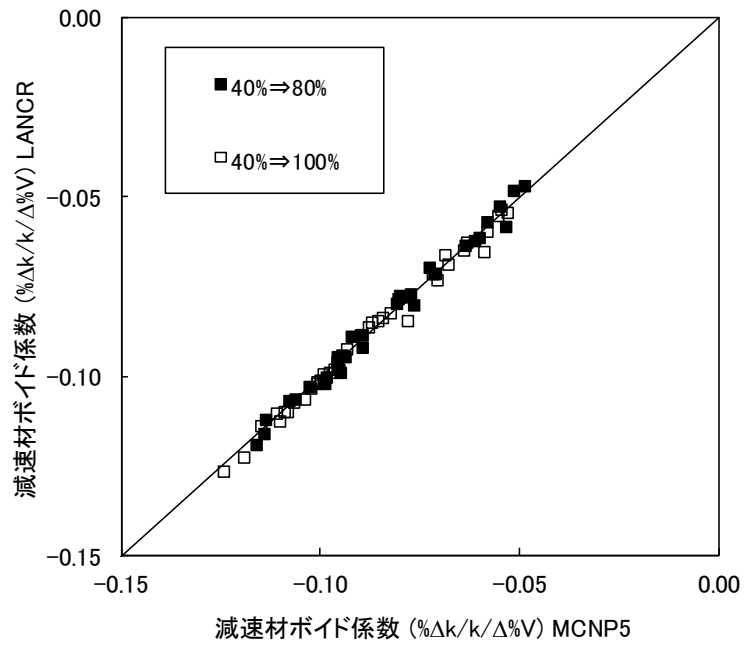


図 4.4-8 減速材ボイド係数のモンテカルロ計算との比較

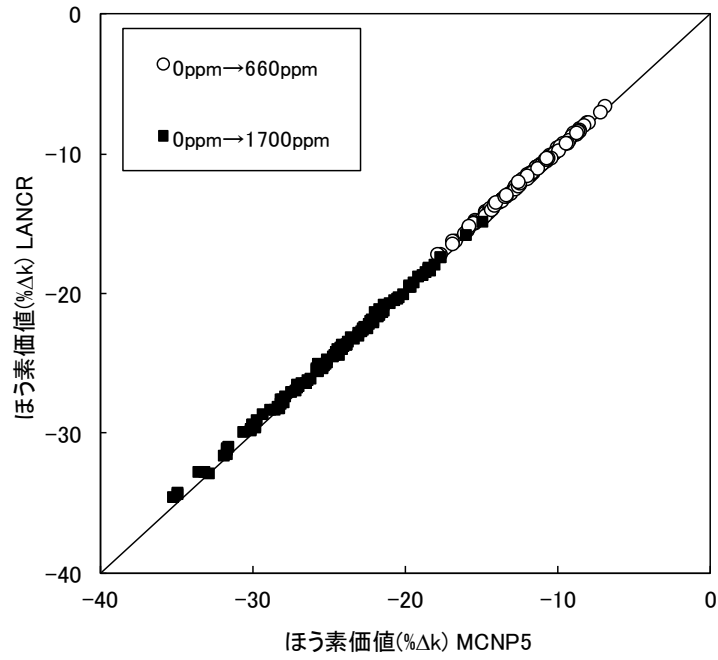


図 4.4-9 ほう素価値のモンテカルロ計算との比較

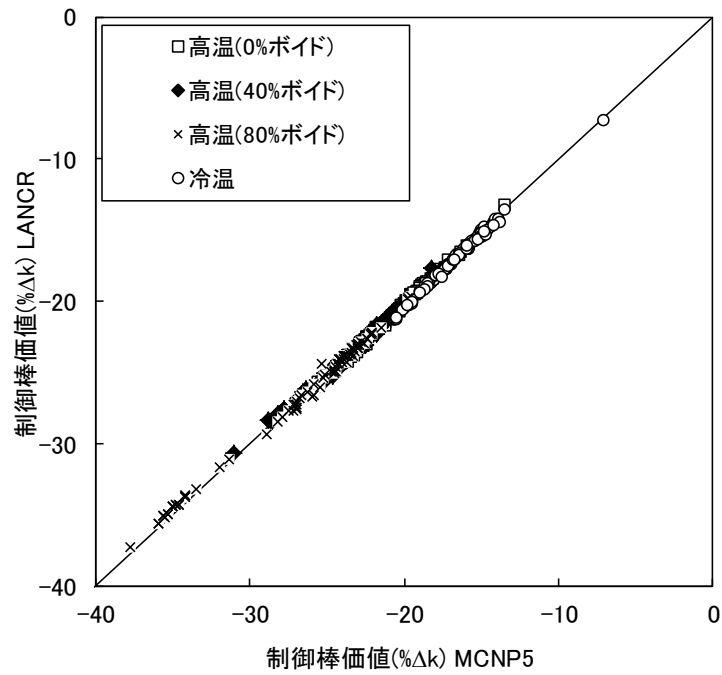


図 4.4-10 制御棒価値のモンテカルロ計算との比較

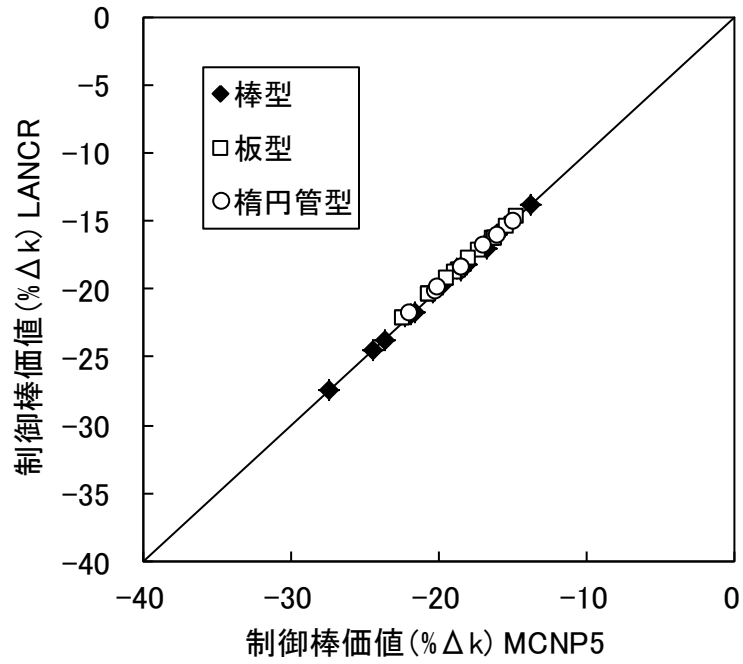


図 4.4-11 形状の異なる制御棒価値のモンテカルロ計算との比較

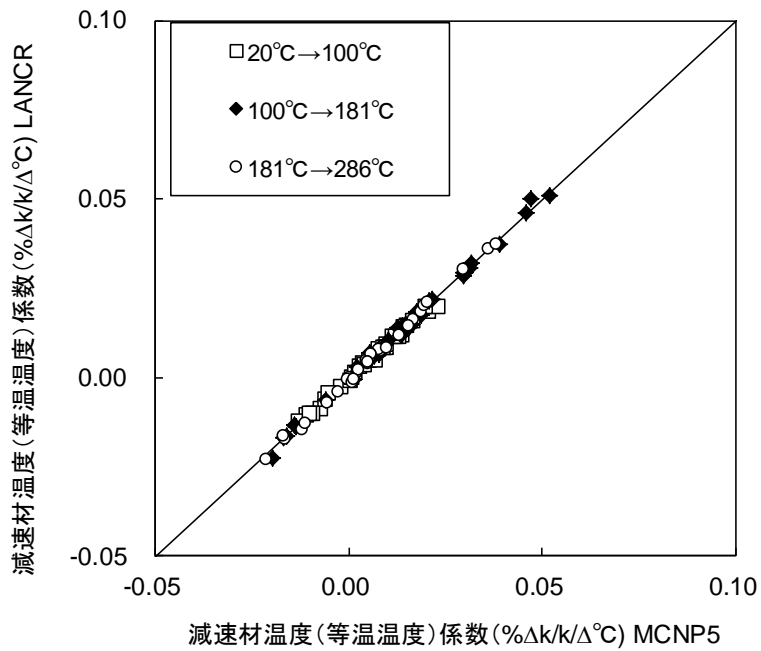


図 4.4-12 等温温度係数のモンテカルロ計算との比較

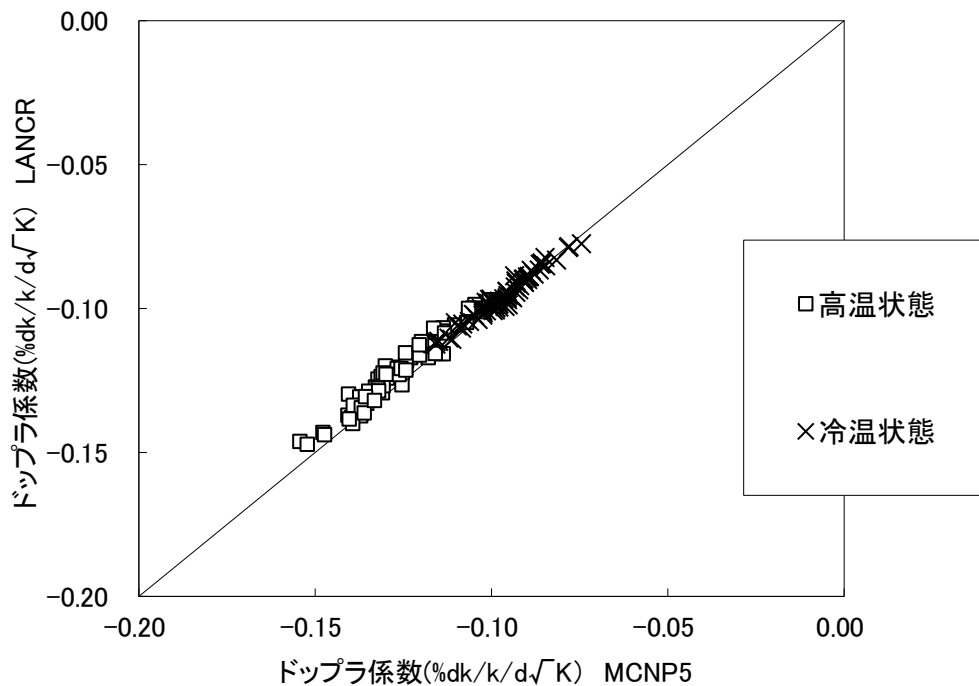


図 4.4-13 ドップラ係数のモンテカルロ計算との比較

4.4.4 モンテカルロ燃焼計算による妥当性確認

8×8, 9×9及び10×10 ウラン燃料集合体及び8×8 MOX 燃料集合体を対象に, 履歴減速材ボイド率40%のときの燃焼特性を Monteburns2 の結果と比較した。Monteburns2 は連続エネルギーモンテカルロ燃焼計算コードであり, 各燃焼ステップにおいて MCNP5 計算によって実効マイクロ断面積を更新させ燃焼計算を行っている。9×9 ウラン燃料集合体については, 履歴減速材ボイド率を40%としたケースの他に, 0%及び80%としたケースについても妥当性確認を行った。それぞれの燃料集合体について, 80.0GWd/t まで燃焼させたときの無限増倍率の推移を図 4.4-14 から図 4.4-17 に示す。モンテカルロ計算との誤差は, 全燃焼度点を通して %Δk ~ %Δk の範囲内であり, よく一致している。

本資料のうち, 枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

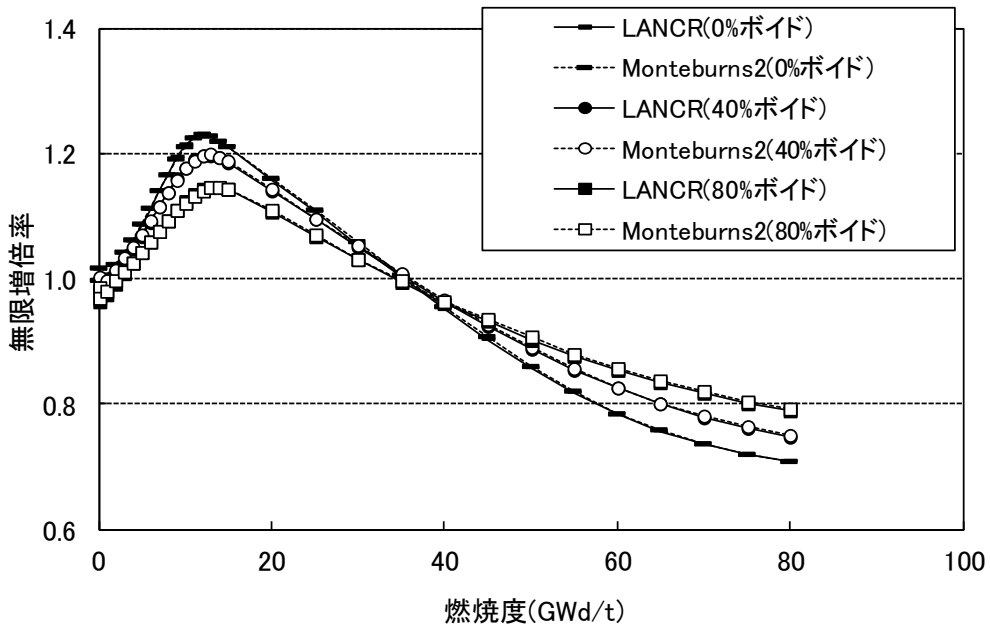


図 4.4-14 燃焼特性のモンテカルロ計算との比較
(9×9 ウラン燃料集合体)

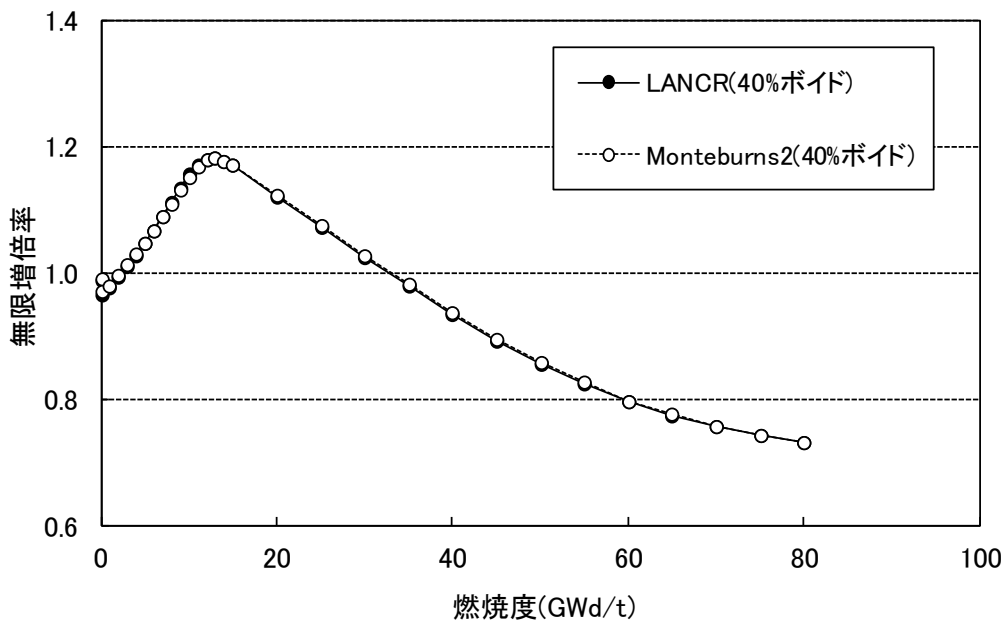


図 4.4-15 燃焼特性のモンテカルロ計算との比較
(8×8 ウラン燃料集合体)

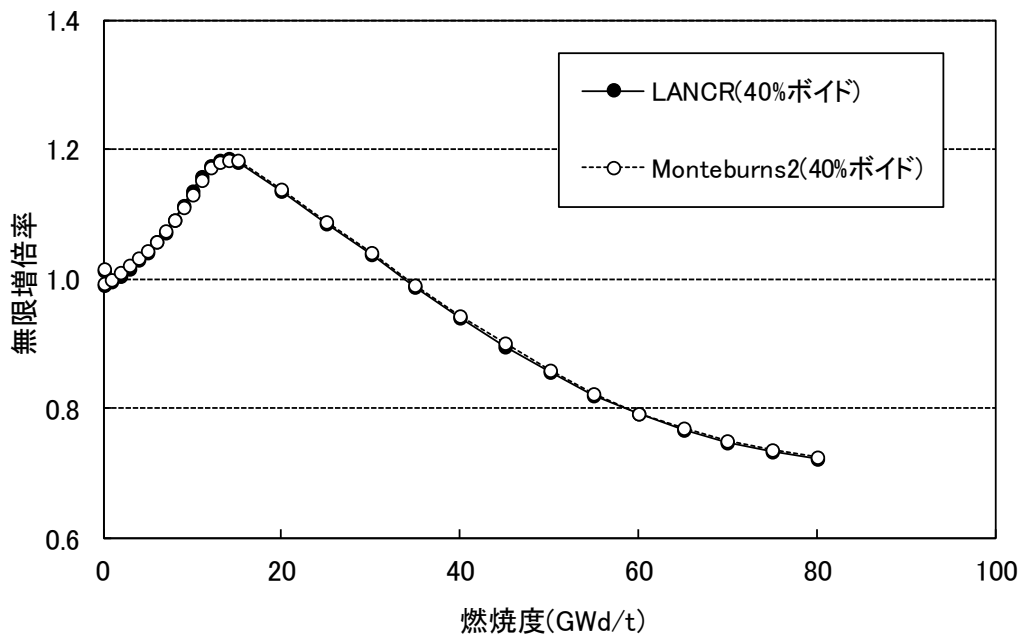


図 4.4-16 燃焼特性のモンテカルロ計算との比較
(10×10 ウラン燃料集合体)

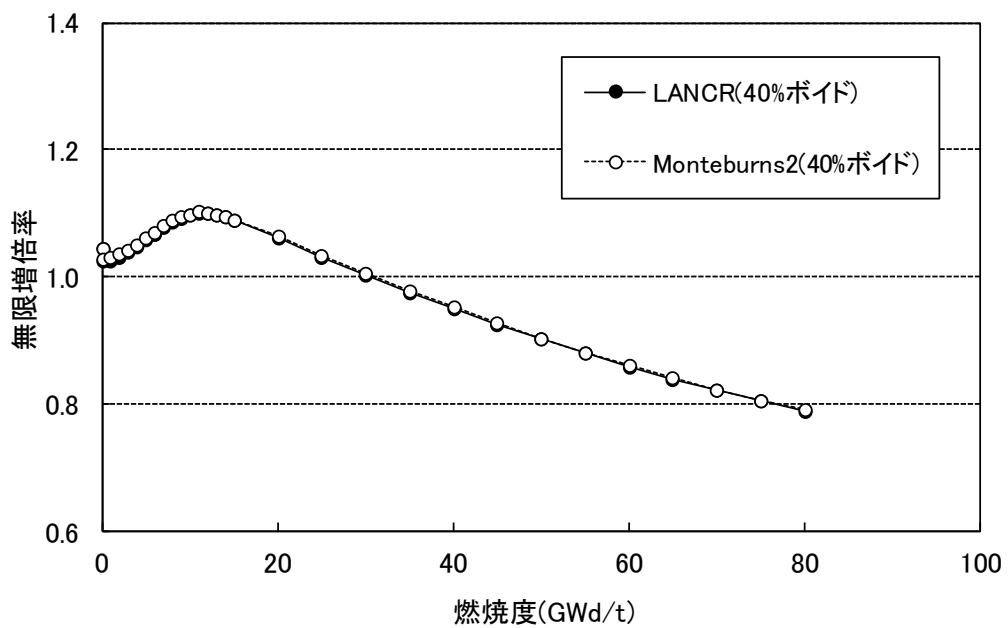


図 4.4-17 燃焼特性のモンテカルロ計算との比較
(8×8 MOX 燃料集合体)

4.4.5 ガンマ発熱量に対する妥当性確認

LANCR では、3.3.7 項に示したとおり出力分布計算の際、核分裂エネルギーのみではなくガンマ発熱量も考慮している。このガンマ発熱量の評価性能を、モンテカルロ計算との比較によって妥当性確認を行った。本評価では、 8×8 ウラン燃料集合体を対象とし、燃焼度 0 GWd/t 及び 44.1 GWd/t において、減速材ボイド率を 40% としたときのガンマ発熱量を比較した。MCNP5 の解析方法については、MCNP5 に LANCR で算出した燃料棒内のガンマ線源を与え、LANCR と同一組成を用いてガンマ線の固定源計算を行い、燃料棒内のガンマ発熱量を算出した。

ガンマ線源あたりの燃料棒内でのガンマ発熱量をモンテカルロ計算と比較した結果を図 4.4-18 に示す。いずれの燃焼度においてもガンマ発熱量はモンテカルロ計算に対し % 以内で一致した。また、モンテカルロ計算に対するガンマ発熱量の相対分布の RMS 誤差は、いずれも % 以内であった。

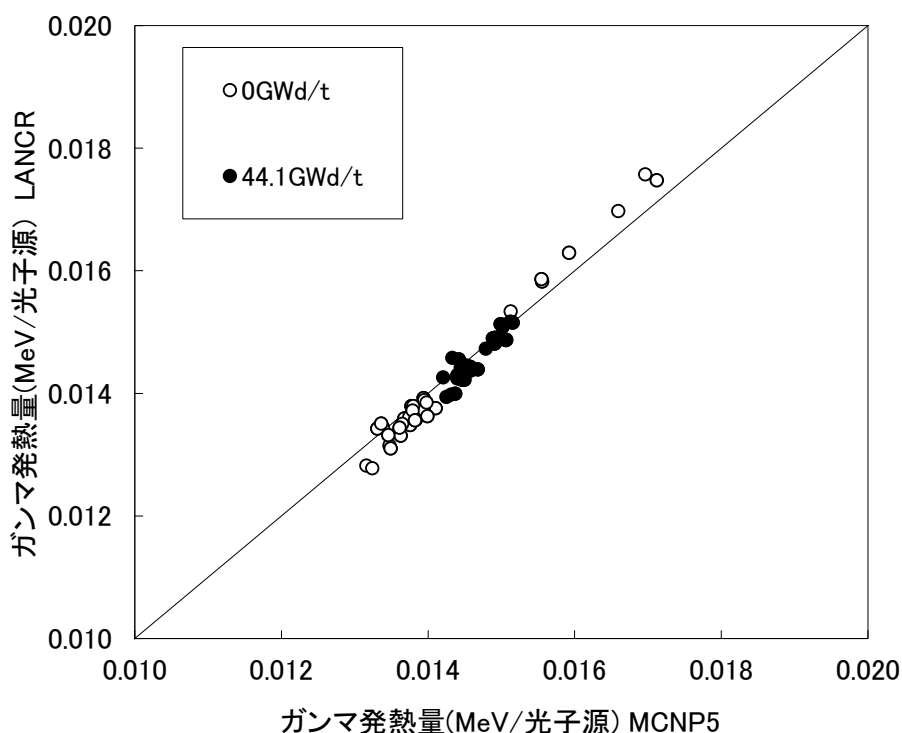


図 4.4-18 ガンマ発熱量のモンテカルロ計算との比較

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

5. 許認可解析への適用

5.1 検証及び妥当性確認結果のまとめ

4章で示した検証及び妥当性確認結果より、LANCRはBWRの設計及び評価に使用することが妥当である。

検証及び妥当性確認結果を表5.1-1にまとめるが、これらの結果より得られる不確かさを安全設計において適切に考慮する必要がある。

表 5.1-1 検証及び妥当性確認結果のまとめ

パラメータ	結果
実効増倍率または無限増倍率	試験データ、ベンチマーク問題及びモンテカルロ計算との比較を実施し、MOX体系もウラン体系も同等かつ良好な評価性能を有することを確認した。
出力分布のRMS(二乗平均平方根)誤差	試験データ及びモンテカルロ計算との比較を実施し、RMS誤差は概ね□%以下であり、良好な評価性能を有することを確認した。
ガドリニア価値	試験データとは測定誤差の範囲内で一致し、モンテカルロ計算との誤差は□%であり、良好な評価性能を有することを確認した。
減速材ボイド係数	試験データとは測定誤差の範囲内でほぼ一致し、モンテカルロ計算との誤差は□%であり、良好な評価性能を有することを確認した。
ドップラ係数	Hellstrandらの実験式とはばらつきの範囲内でほぼ一致し、モンテカルロ計算との誤差は□%であり、良好な評価性能を有することを確認した。
ほう素価値	試験データとは測定誤差の範囲内で一致し、モンテカルロ計算との誤差は□%であり、良好な評価性能を有することを確認した。
制御棒価値	試験データとは測定誤差の範囲内で一致し、モンテカルロ計算との誤差は□%であり、良好な評価性能を有することを確認した。
等温温度係数	試験データとは概ね測定誤差の範囲内で一致し、モンテカルロ計算との差は□(% $\Delta k/k/\Delta^\circ C$)であり、良好な評価性能を有することを確認した。
実効遅発中性子割合(β_{eff})	試験データとの比較を実施し、良好な評価性能を有することを確認した。
燃焼後の核種組成	試験データとの比較を実施し、ウラン燃料もMOX燃料も同等かつ良好な評価性能を有することを確認した。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

5.2 許認可解析における不確かさの適用

検証及び妥当性確認結果で示したように LANCR による計算値は測定値と傾向として良い一致を示しているものの、計算値と測定値との間にばらつきがあり、これらの不確かさを安全設計において適切に考慮する必要がある。

LANCR と AETNA を組み合わせることで構成された炉心核熱水力特性解析システムは、設置（変更）許可申請書における添付書類八に記載される核設計評価、並びに添付書類八及び添付書類十に記載される動特性解析や過渡・設計基準事故解析の評価に適用する。

原子炉設置（変更）許可申請書における解析評価内容と適用する不確かさを表 5.2-1 に示す。

表 5.2-1 原子炉設置（変更）許可申請書における解析評価内容と不確かさの適用

申請書区分	解析対象	不確かさ	評価内容
添付書類 八関連	核設計	実効増倍率（出力運転時，冷温時，及びほう酸水注入時） 制御棒価値 出力分布	反応度（炉停止余裕） 反応度係数 出力分布 など
	熱水力設計	出力分布 局所出力ピーキング係数 ボイド率	M CPR（許容設計限界も含む） MLHGR 出力分布
	動特性	未臨界度	安定性
添付書類 十関連	過渡解析 「出力運転中の制御棒の異常な引き抜き」解析 「原子炉起動時における制御棒の異常な引き抜き」解析の入力条件 「炉心内の熱発生又は熱除去の異常な変化」及び「原子炉冷却材圧力又は原子炉冷却材保有量の異常な変化」解析の入力条件	出力分布 局所出力ピーキング係数 制御棒価値 スクラム反応度 ドップラ係数 ボイド係数 実効遅発中性子割合	M CPR MLHGR（表面熱流束） 原子炉平均出力 平均中性子束 燃料エンタルピ 炉圧 など
	設計基準事故解析 「制御棒落下」「原子炉冷却材の喪失又は炉心冷却状態の著しい変化」解析の入力条件	ドップラ係数 制御棒価値 スクラム反応度 実効遅発中性子割合	平均中性子束 燃料エンタルピ 炉圧 など

6. 参考文献

- ¹ General Electric Company, “Steady-State Nuclear Methods”, Licensing Topical Report, NEDO-30130P-A (1985)
- ² 株式会社グローバル・ニュークリア・フュエル・ジャパン「炉心核熱水力特性解析システム(2) 三次元沸騰水型原子炉模擬計算コードAETNAについて」GLR-005 AETNA 編(平成27年4月)
- ³ 株式会社東芝「沸騰水型原子力発電所 燃料集合体核特性計算手法」TLR-006 改訂1(平成20年9月)
- ⁴ 日立GEニュークリア・エナジー株式会社「沸騰水型原子力発電所 2次元単位セル計算手法について」, HLR-005 訂1(平成20年4月)
- ⁵ 日立GEニュークリア・エナジー株式会社「沸騰水型原子力発電所 3次元核熱水力計算手法について」, HLR-006, 訂2(平成20年4月)
- ⁶ 株式会社東芝「沸騰水型原子力発電所 三次元核熱水力計算コードの概要」TLR-007 改訂1(平成20年9月)
- ⁷ M. Sugawara, T. Iwamoto, M. Tamitani, J. Andersen, C. Heck, B. Moore, “Development of a BWR Plant Transient Analysis Code TRACG05 with Few-Group Advanced Nodal Method”, Advances in Nuclear Fuel Management III, Hilton Head Island, South Carolina (2003)
- ⁸ 株式会社日立製作所「沸騰水型原子力発電所 安定性解析手法について」, HLR-013 訂4(平成18年12月)
- ⁹ 株式会社グローバル・ニュークリア・フュエル・ジャパン 「燃料棒熱・機械設計コードPRIME03について」GLR-002 改訂2(平成22年4月)
- ¹⁰ I. I. Bondarenko, “Group Constants for Nuclear Reactor Calculations”, Consultants Bureau, New York (1964)
- ¹¹ M. B. Chadwick, et. al., “ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology”, Nuclear Data Sheets, 107, 12 2006
- ¹² R. E. MacFarlane and D. W. Muir, “The NJOY Nuclear Data Processing System Version 91,” LA-12740-M (October 1994)
- ¹³ 小林 啓祐, 原子炉物理, コロナ社(1996)
- ¹⁴ K. YAMAMOTO and M. ISHIDA, “A New Approximation in the Calculation of Collision Probabilities in Cluster-Type Fuel Lattices,” J. Nucl. Sci. Technol., 8, 458 (1971)
- ¹⁵ K. Azekura, H. Maruyama, T. Ikehara and M. Yamamoto, “Development of a BWR Lattice Analysis Code LANCER Based on Improved CCCP Method”, Advances in Nuclear Fuel Management III, Hilton Head Island, South Carolina (2003)
- ¹⁶ T. Ikehara et al., “Fission Product Model for BWR Analysis with Improved Accuracy in High Burnup”, J. Nucl. Sci. Technol., 35, 527 (1998)
- ¹⁷ 日本原子力学会, 「シミュレーションの信頼性確保に関するガイドライン: 2015」, AESJ-SC-A008: 2015 (2016年7月)

-
- ¹⁸ T. Mori et al., “Comparison of Resonance Elastic Scattering Models Newly Implemented in MVP Continuous-Energy Monte Carlo Code”, Journal of Nuclear Science and Technology, 46, .p793-(2009)
- ¹⁹ 池原 他, 「熱中性子散乱カーネルを修正した MCNP5 による上方散乱効果の確認」, 日本原子力学会 2012 年春の年会, C30(2012)
- ²⁰ 東條 他, 「BWR 全炉心非均質核熱結合計算システム(3)チャンネル内ボイド率分布効果の評価」, 日本原子力学会 2012 年春の年会, E27 (2012)
- ²¹ M. L. Williams, “Correction of Multigroup Cross Sections for Resolved Resonance Interference in Mixed Absorbers”, Nucl. Sci. Eng. 83, 37 (1983)
- ²² L. W. Nordheim, “The Theory of Resonance Absorption,” Proc. of the Symposia in Applied Mathematics, Vol. XI, P.58 (1961)
- ²³ T. TAKEDA, K. AZEKURA and T. Ohnishi, “An Improved Response Matrix Method for Calculating Neutron Flux Distributions,” Nucl. Sci. Eng., 62, 709 (1977)
- ²⁴ C. M. Kang et al., “A Monte Carlo Photon/Electron/Positron Transport Program”, NEDE-23695, GE (1977)
- ²⁵ M. N. Baldwin et al., “Physics Verification Program, Part III”, Final Report, BAW-3647-13, Babcock and Wilcox, July 1969
- ²⁶ W. G. Pettus et al., “Physics Verification Program, Part III”, Quarterly Technical Report, BAW-3647-15, Babcock and Wilcox, December 1969
- ²⁷ G. T. Fairburn et al., “Plutonium Lattice Experiment in Uniform Test Lattice of UO₂-1.5% PuO₂ Fuel”, BAW-1357, Babcock and Wilcox, August 1970
- ²⁸ 「平成 15 年度 放射性廃棄物安全対策事業等委託費 プルトニウム有効利用型炉心安全性調査に関する報告書」, (財)原子力発電技術機構 (平成 16 年 3 月)
- ²⁹ 石井, 他, 「高減速 BWR 全 MOX 燃料炉物理試験 BASALA の解析」, 日本原子力学会和文論文誌, Vol. 4, No.1, 45-65, (2005)
- ³⁰ E. Hellstrand, “Measurement of Resonance Integral: Reactor Physics in the Resonance and Thermal Regions, Vol.II”, MIT Press, Cambridge, p.151 (1966)
- ³¹ T. Yamamoto et al., “Analysis of MISTRAL Experiments with JENDL-3.2”, Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (ND2001), Tsukuba, Japan, Oct. 7-12, 2001(2001), J. Nucl. Sci. Technol., Supplement 2, pp.1061 (August 2002)
- ³² 石井 他, 「MOX 燃料炉物理試験 MISTRAL の解析」日本原子力学会和文論文誌, Vol2, No1 pp.39-54 (2003)
- ³³ Y. Nakahara et al., “NUCLIDE COMPOSITION BENCHMARK DATA SET FOR VERIFYING BURNUP CODES ON SPENT LIGHT WATER REACTOR FUELS”, Vol.137, p.111-126, Nuclear Technology, Feb. 2002

-
- ³⁴ K. Asahi et al., “Irradiation and Post Irradiation Testing Program of BWR MOX Fuel Rods”, ANS 1994 Int. Topical Meeting on Light Water Reactor Fuel Performance, Proc. (1994) 726-733
- ³⁵ L. A. Hageman, ‘Numerical Methods and Techniques Used in the Two-Dimensional Neutron Diffusion Program PDQ-5’, WAPD-TM-364 (1963)
- ³⁶ K. S. Smith, “Spatial Homogenization Methods for Light Water Reactor Analysis,” PhD Thesis, MIT (1980)
- ³⁷ “ARIANE International Programme Final Report”, ORNL/SUB/97-XSV750-1, May 2003
- ³⁸ 「軽水炉次世代燃料の炉物理に関するベンチマーク問題の提案及び解析結果」, 日本原子力研究所 (現, 日本原子力研究開発機構), JAERI-Research 2001-046 (2001)
- ³⁹ C. Maeder et al., “International Comparison Calculations for a BWR Lattice with Adjacent Gadolinium Pins”, NEACRP-L-271 (1984)
- ⁴⁰ X-5 Monte Carlo Team, “MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 Volume I: Overview and Theory”, LA-UR-03-1987, April 24, 2003
- ⁴¹ D. I. Poston et al., “User’s Manual, Version 2.0 for MonteBurns, Version 1.0”, LA-UR-99-4999, September 1, 1999
- ⁴² 株式会社東芝「沸騰水型原子力発電所 炉心燃料格子形状」, TLR-056 (平成6年4月)
- ⁴³ 株式会社日立製作所「沸騰水型原子力発電所 炉心燃料格子形状」, HLR-049 (平成6年4月)

Bondarenko 形式の核データライブラリ

LANCR の核データライブラリは、Bondarenko 形式であり、詳細エネルギー群毎に無限希釈断面積と共に自己遮蔽因子が温度点と背景断面積をパラメータとしてテーブル化 (F-table) されている。

U-238 の捕獲断面積のエネルギー 69 群の自己遮蔽因子 (f 値) を以下の図に示す。一般に、f 値は無限希釈状態 ($\sigma_0=1.0\times 10^{10}$) を 1.0 とし、自己遮蔽効果が大きくなる (背景断面積が小さくなる) につれて、1.0 よりも小さな値をとる。

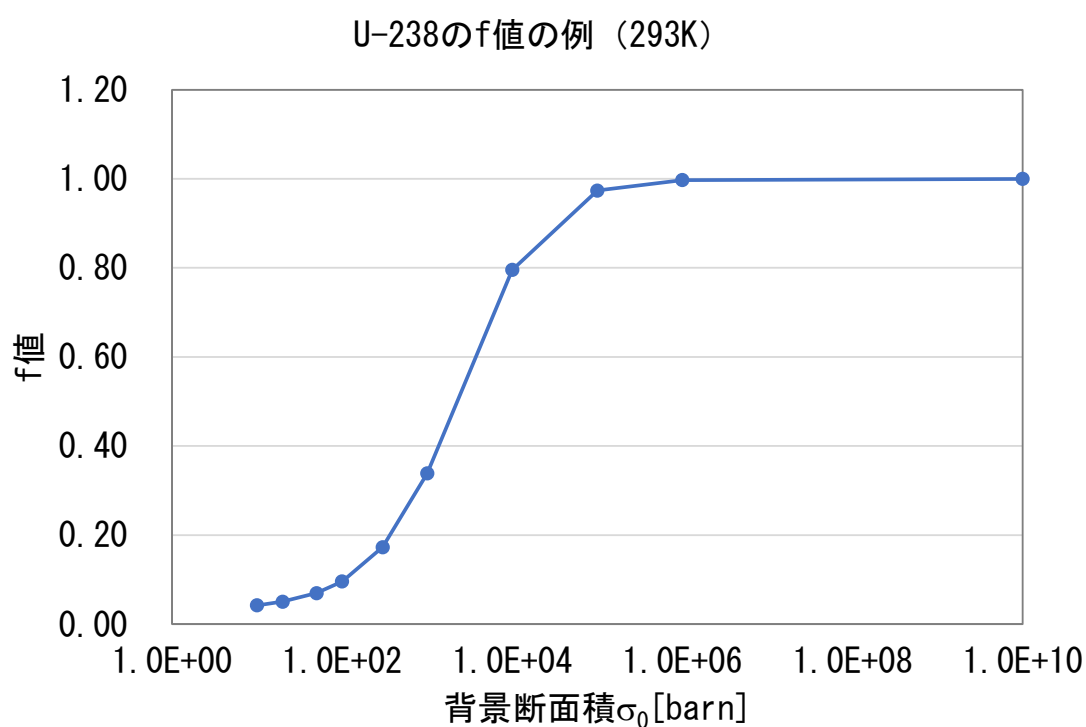


図 U-238 の捕獲断面積の 69 群の自己遮蔽因子 (293K)