

島根原子力発電所 3 号炉 審査資料	
資料番号	S3-EP-004 改 01
提出年月日	2022 年 10 月 11 日

島根原子力発電所 3 号炉

LANCR/AETNA コード説明書

2022 年 10 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 主要機能
 - 1.3.1 LANCR の主要機能
 - 1.3.2 AETNA の主要機能
 - 1.4 解析モデル概要
 - 1.4.1 LANCR 解析モデルの概要
 - 1.4.2 AETNA 解析モデルの概要
 - 1.5 燃料及び炉心幾何形状について
 - 1.5.1 集合体形状 (LANCR)
 - 1.5.2 炉心形状 (AETNA)
 - 1.5.3 燃料集合体タイプ (AETNA)
 - 1.5.4 燃料タイプ (AETNA)
 - 1.5.5 オリフィスタイプ (AETNA)
 - 1.5.6 制御棒タイプ (AETNA)
 - 1.5.7 炉心内計装位置 (AETNA)
 - 1.5.8 反射体領域 (AETNA)
 - 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 モデル化と妥当性確認の網羅性について
 - 2.1.1 検証及び妥当性確認の考え方
 - 2.1.2 確認方法の概略
 - 2.1.3 PIRT 作成方針と作成プロセスについて
 - 2.2 モデル化の網羅性確認
 - 2.2.1 ライブラリ処理に関するモデル化の網羅性の確認
 - 2.2.2 F-table のモデル化の網羅性の確認
 - 2.2.3 LANCR の数学モデル化の網羅性の確認
 - 2.2.4 核定数テーブルの各種依存性に対する確認
 - 2.2.5 AETNA の数学モデルについての確認
 - 2.3 妥当性確認の網羅性確認
 - 2.3.1 LANCR の妥当性確認の網羅性確認
 - 2.3.2 AETNA の妥当性確認の網羅性確認

3. 解析モデル

- 3.1 LANCER 解析モデル
 - 3.1.1 核データライブラリ
 - 3.1.2 実効断面積計算
 - 3.1.3 燃料集合体 2 次元中性子輸送計算
 - 3.1.4 燃焼計算
- 3.2 AETNA 解析モデル
 - 3.2.1 核計算
 - 3.2.2 燃料棒出力計算
 - 3.2.3 断面積計算
 - 3.2.4 燃焼履歴計算
 - 3.2.5 熱水力計算
 - 3.2.6 熱的余裕計算
 - 3.2.7 炉内核計装応答計算
 - 3.2.8 照射量計算
 - 3.2.9 動特性計算
 - 3.2.10 高次モード計算
 - 3.2.11 物性値
- 4. 検証及び妥当性確認
 - 4.1 はじめに
 - 4.2 LANCER の検証及び妥当性確認
 - 4.2.1 概要
 - 4.2.2 ベンチマーク問題による検証
 - 4.2.3 試験による妥当性確認
 - 4.2.4 連続エネルギーモンテカルロ計算による妥当性確認
 - 4.3 AETNA の検証及び妥当性確認
 - 4.3.1 概要
 - 4.3.2 検証及び妥当性確認の構成
 - 4.3.3 ベンチマーク問題による検証
 - 4.3.4 連続エネルギーモンテカルロ計算等による妥当性確認
 - 4.3.5 プラント運転実績による妥当性確認
 - 4.3.6 試験による妥当性確認
- 5. 許認可解析への適用
 - 5.1 妥当性確認の実施条件と不確かさのまとめ
 - 5.2 許認可解析への LANCER/AETNA コード適用
- 6. 参考文献

添付資料

- 添付資料 1 : 旧許認可解析コードとの比較について
- 添付資料 2 : LANCR/AETNA の重要度ランキングテーブルについて
- 添付資料 3 : 連続エネルギーモンテカルロ計算コード MCNP について
- 添付資料 4 : 反応度係数の保守因子について
- 添付資料 5 : 制御棒落下解析での落下制御棒価値の保守性
- 添付資料 6 : LANCR/AETNA を用いた SLC 解析について

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、炉内で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。主に定常状態の炉心特性を解析する炉心核熱水力特性解析システム¹は、燃料集合体核特性計算コード^{2,3}及び三次元沸騰水型原子炉模擬計算コード^{4,5}から構成されている。

本書は、島根原子力発電所 3 号炉チャンネルボックス厚変更に伴う許認可解析に用いられた、燃料集合体核特性計算コード LANCR Ver. 1（以下、「LANCR」という。）と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。）について、以下をまとめたものである。

- ・対象とする主な解析機能と炉心燃料の概要
- ・炉心特性解析において重要となる現象とモデル化
- ・LANCR 及び AETNA の解析モデル
- ・妥当性確認
- ・許認可解析への適用性

なお、島根原子力発電所 3 号炉の評価における解析コードの変更による影響に関しては、LANCR 及び AETNA と旧許認可コードとのモデルの比較並びにチャンネルボックス厚変更前の同一条件での解析結果の比較を添付資料 1 に示す。

1.2 概要

炉心核熱水力特性解析システムによる炉心解析の目的は、対象とする燃料集合体を装荷した炉心に対して、主に、原子炉設置変更許可申請書添付書類八に示される炉心及び燃料の静的な核・熱水力特性を評価することと、添付書類十における運転時の異常な過渡変化や設計基準事故の解析等に必要な各種反応度係数や反応度価値を算出することにある。

LANCR と AETNA を用いた炉心解析の流れを図 1.2-1 に示す。添付書類八における静的な核・熱水力特性や添付書類十の解析に必要な各種反応度に関する評価は AETNA による 3 次元核熱結合炉心計算によって得られる。AETNA による炉心体系の計算のためには、炉心内の燃料配置や運転条件等に加えて、核定数と呼ばれる燃料集合体断面ごとの平均的な核反応断面積等のデータが必要となる。この核定数を求めるために LANCR を用いる。LANCR では 2 次元燃料集合体核特性計算により各燃料集合体の詳細な核特性を計算する。この計算では、燃料集合体の形状や組成のほかに、核データライブラリと呼ぶ核種ごとの中性子反応断面積データが必要となるが、これは評価済み核データ (ENDF/B-VII.0⁶) と LANCR に必要な処理条件に基づき、広く利用されている公開コードである NJOY⁷で処理することで得る。

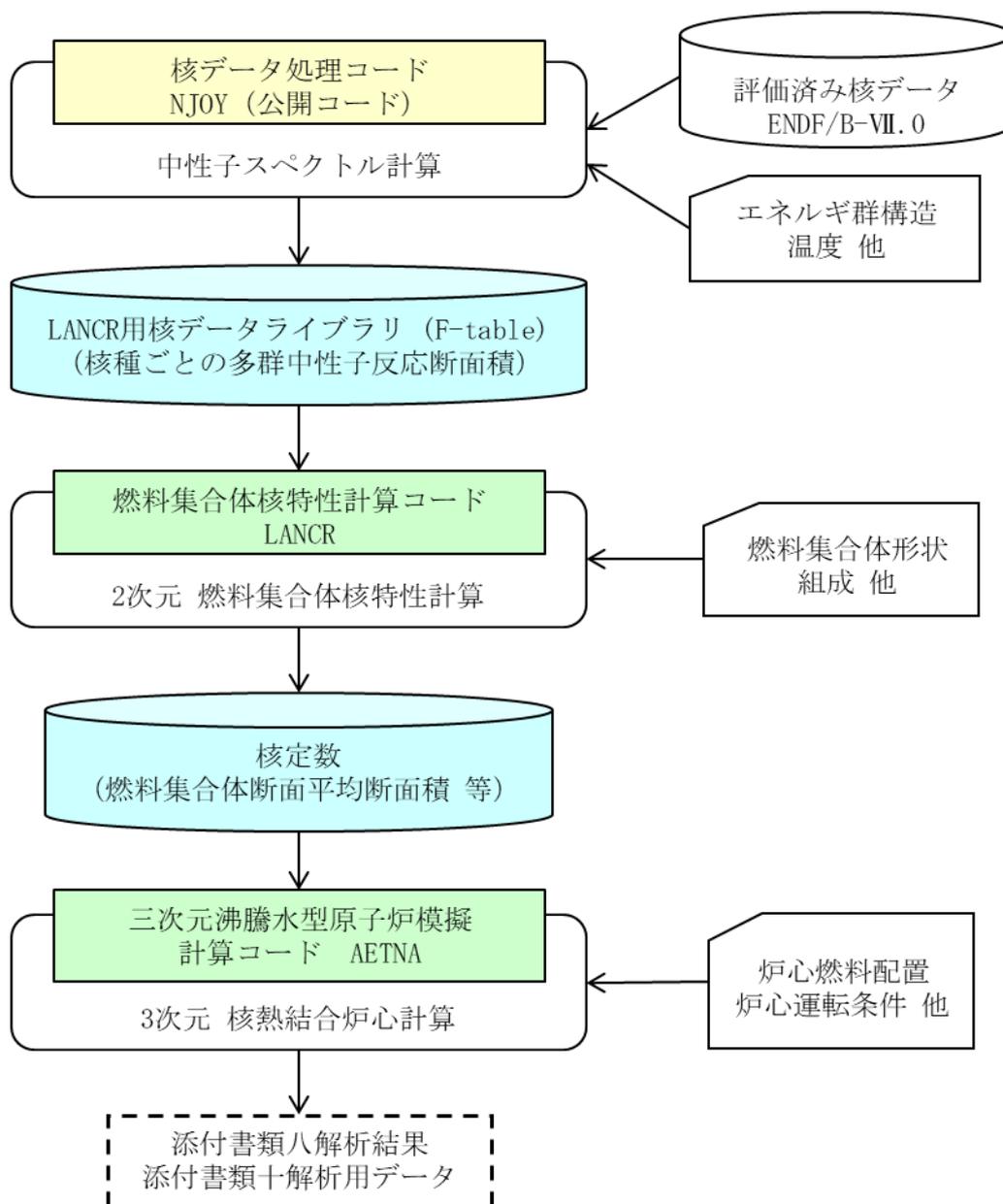


図 1.2-1 LANCR と AENA を用いた炉心解析の流れ

1.3 主要機能

1.3.1 LANCER の主要機能

1.3.1.1 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値的に解き、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。

1.3.1.2 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ごと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。

1.3.1.3 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ごと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、LANCER 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。

1.3.1.4 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。

1.3.2 AETNA の主要機能

1.3.2.1 出力運転時計算

出力運転時計算は、炉心燃料構成、制御棒パターン、炉心熱出力及び炉心流量などを与えられて炉心内の減速材ボイド（以下、「ボイド」という。）分布、出力分布及び中性子実効増倍率(炉心固有値)を決定する。それをもとに熱的余裕計算及び燃料燃焼計算を行う。熱的余裕計算では、最小限界出力比（以下、「MCPR」という。）及び最大線出力密度（以下、「MLHGR」という。）を評価する。燃焼計算においてはキセノン、サマリウム、ガドリニウム及びプルトニウムなど、その生成及び崩壊が炉心の反応度に及ぼす影響が大きい核種の追跡も行う。また、目標臨界固有値を与えて炉心出力又は流量の探索計算も可能である。

1.3.2.2 冷温時計算

冷温時計算の目的は、冷温状態において減速材ボイド及びドップラフィードバックのない炉心状態を計算することである。キセノンについてはあり又はなしを考慮できる。冷温時計算では炉心の冷却材（減速材）温度、炉圧、制御棒パターン及び安定炉周期（ペリオド）を与えられて炉心出力分布と実効増倍率及び炉停止余裕を計算する。

1.3.2.3 ほう酸水注入時計算

ほう酸水注入系（以下、「SLC」という。）のほう素濃度を与えられ、ほう素ありの冷温時核定数を用いて、ほう素反応度を3次元中性子束計算で評価する。

1.3.2.4 断熱近似動特性計算

定常状態からスタートし、断熱近似の動特性モデルを用いて、スクラム反応度を時間の関数として計算する。また、制御棒落下による反応度投入事象を模擬し、燃料棒エンタルピを時間の関数として評価する。遅発中性子群を6群まで考慮する。固定源のある未臨界状態の解析も可能である。断熱近似であるので、過渡時の燃料棒から冷却材への熱伝達による熱水カフィードバックは無視され、断熱燃料温度変化によるドップラ反応度フィードバックのみが考慮される。ただし、スクラム反応度に対する熱水カフィードバックを入力テーブルにより補正できる。

1.3.2.5 高次モード計算

空間次元を縮約した1点近似中性子動特性解析手法による炉心の領域安定性評価のために必要となる、高次モードと基本モードの固有値間隔及び高次モード中性子束分布を計算する。

1.4 解析モデル概要

本節では LANCR 及び AETNA による計算の流れと主要な計算の内容について示す。

1.4.1 LANCR 解析モデルの概要

1.4.1.1 LANCR 解析の概要

LANCR における計算の流れを図 1.4-1 に示す。

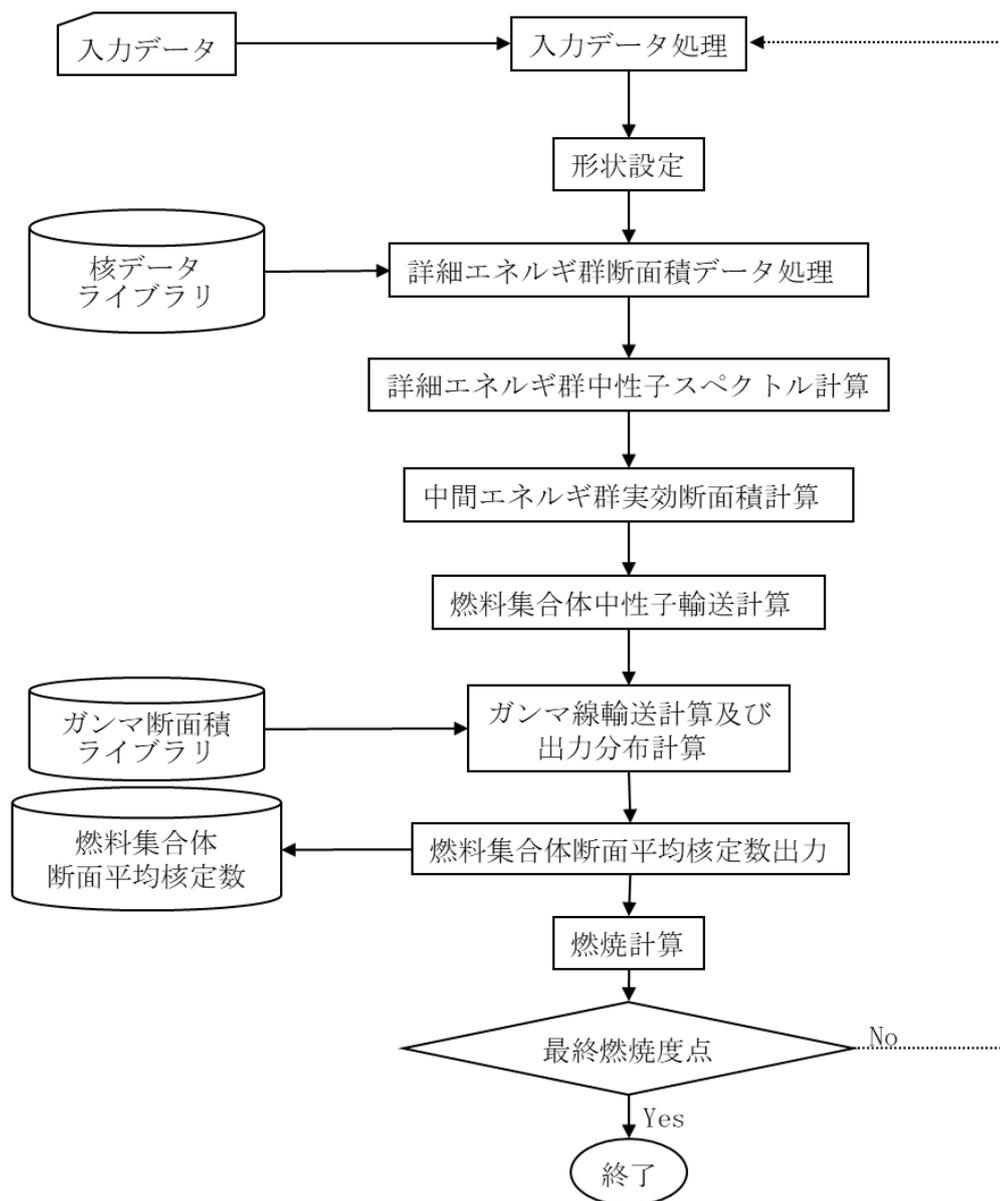


図 1.4-1 LANCR の計算の流れ

1.4.1.2 入力データ処理

燃料集合体の形状, 燃料棒ごと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。

1.4.1.3 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ごとの物質組成データを設定する処理である。

1.4.1.4 詳細エネルギー群断面積データ処理

詳細エネルギー群断面積データ処理の起点は、Bondarenko 形式⁸の 190 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 ENDF/B-VII.0 から核データライブラリ処理コード NJOY により事前に生成したものである。断面積データの読み込みに続いて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。ここで実効断面積は、物質組成領域ごとに入力で指定された温度点と、東稔の方法⁹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。

1.4.1.5 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では、詳細エネルギー群の実効断面積を 1.4.1.7 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。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¹⁰に基づく衝突確率法により 190 群中性子輸送計算を実施して中性子スペクトルを算出する。

1.4.1.6 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、前項の円筒クラスタ体系で求めた詳細エネルギー群中性子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、次項に示す実形状燃料集合体体系に対する中性子輸送計算で用いる 35 群実効断面積を求める処理である。ここでは、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。

1.4.1.7 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 法（以下、「CCCP 法」という。）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、ノードごと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。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¹¹。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。

1.4.1.8 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ごとの出力として求め合算する。

1.4.1.9 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、燃料棒ごとの相対出力・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。

1.4.1.10 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¹²。

起源別管理機能のため、主な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。

1.4.2 AETNA 解析モデルの概要

1.4.2.1 AETNA 解析の概要

AETNA における計算の流れを図 1.4-2 に示す。

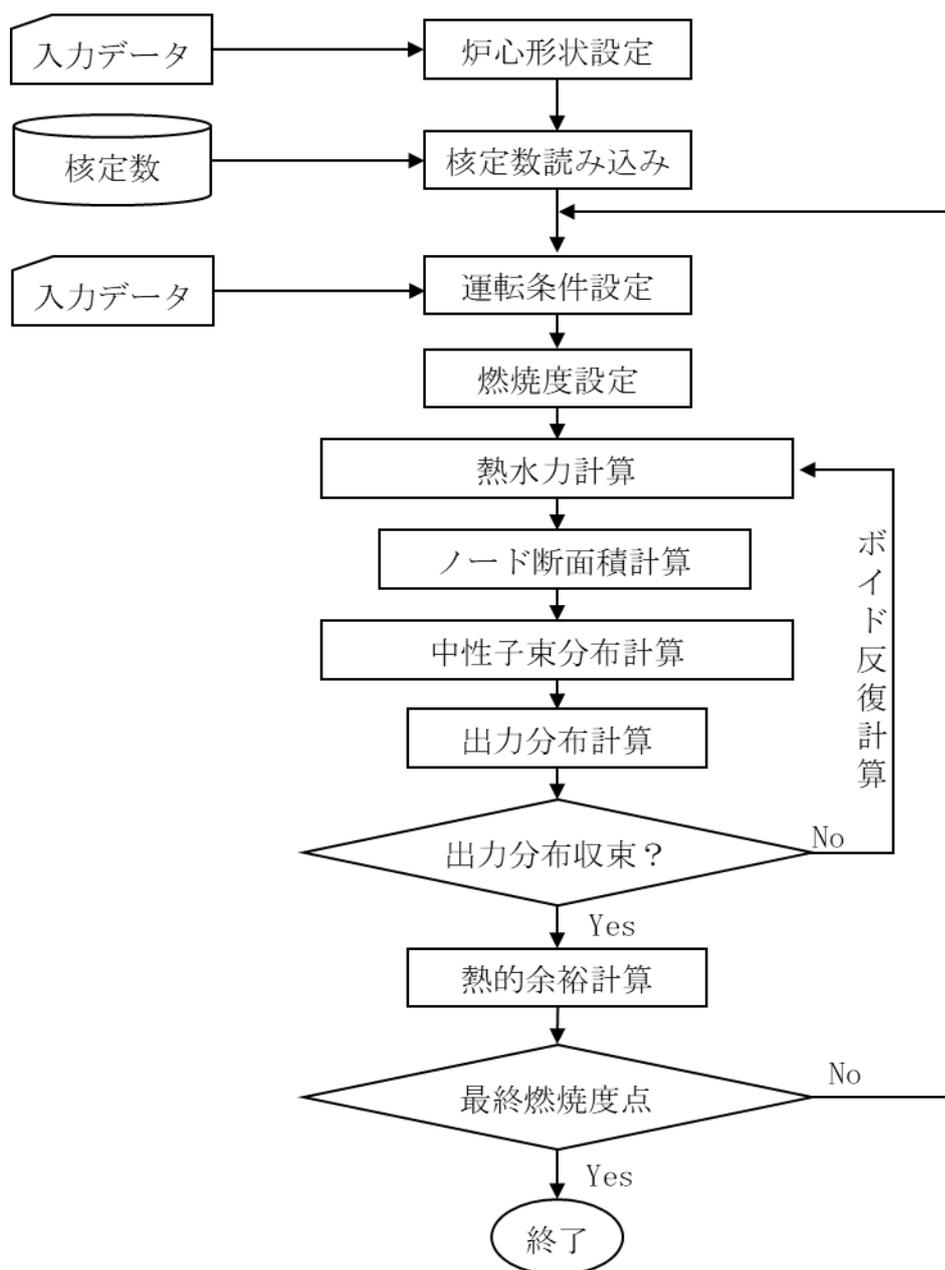


図 1.4-2 AETNA の計算の流れ

1.4.2.2 中性子束分布計算

エネルギー群として3群構成を採用し、高速群、共鳴群及び熱群を陽に扱うことにより、MOX炉心や大きな中性子スペクトルミスマッチを持つ炉心への適用性向上を図る。なお、特殊な目的のために中性子2群計算及び改良修正1群計算¹を行うことも可能である。

ノード内中性子源分布を多項式で近似し、ノード内の中性子束分布を解析的に解く解析的多項式ノード法を用いて、炉心内の中性子束分布を計算する。燃料集合体均質化による誤差を補正するため中性子束不連続因子を用いる。またノード内の中性子束の傾きによる燃焼履歴の影響を、ノード内均質断面積の分布を考慮して補正する。

1.4.2.3 ノード断面積計算

ノード法計算に用いる各ノードの巨視的断面積は燃焼度区間ごとに燃焼度、瞬時水密度及び実効履歴水密度を考慮した2次式で表現される。制御棒挿入効果は多種類の制御棒タイプについて補正できる。制御棒履歴効果、ドップラ効果及びほう素効果は別途補正される。

制御棒履歴（以下、「CBH」という。）効果は、制御棒を挿入して燃焼した燃料集合体計算結果を直接的に利用して補正する。CBH効果は、反応度（断面積）、燃料棒局所出力、燃料棒燃焼度分布、検出器応答及び同位体重量計算に適用される。

出力密度の履歴に依存する過渡キセノン、サマリウム、プロメシウム、ロジウム、ガドリニウム、プルトニウム及びアメリカシウムの効果は、これらの核種の数密度を追跡し、微視的燃焼モデルを用いて補正する。

各ノードからの中性子の漏れを考慮したスペクトルによる燃焼履歴効果を取り入れるため、履歴水密度を等価なスペクトル履歴を与える実効履歴水密度に補正して、断面積テーブルを参照する。

1.4.2.4 熱水力計算

二相流に対する3保存式、ドリフトフラックスモデルを適用する。ボイド率の計算には、修正 Zuber-Findlay 相関式が用いられる。チャンネル流量は、代表チャンネルモデルを用いて、各チャンネルの圧力損失（以下、「圧損」という。）を等しくするようにインチャンネル流量配分を調整する繰り返し計算によって計算する。本手法では、バイパス領域は1チャンネルとして扱い、バイパス流量は入力又はヒートバランステーブル参照値とする。

1.4.2.5 熱的余裕計算

熱的制限値に対する余裕の評価として、MCPRとMLHGR¹³を計算する。これに必要な各ノードの燃料棒出力は、燃料棒出力再構築計算により隣接ノードの影響を考慮して算出される。

限界出力比の計算は、限界クオリティと沸騰長さの関係を用いる沸騰遷移相関

式（以下、「GEXL」^{40, 41, 42}という。）に基づく。MCPR に関しては、サイクル燃焼度並びに出力及び流量に依存した制限値に対する制限値比（以下、「FLCPR」という。）を評価できる。線出力密度に関しては、燃料棒最大線出力密度に対する制限値比（以下、「FLPD」という。）のほか、燃料棒ごとに設計出力履歴に対する比を評価できる。

1.4.2.6 炉心内核計装応答計算

炉心管理においては、移動式炉心内計装系（以下、「TIP」という。）又は局部出力領域モニタ（以下、「LPRM」という。）計数測定値を用いて出力分布を監視する。このモデルでは、中性子束・出力分布計算の結果から炉内核計装の応答を計算し、測定値との比較に適用する。

1.4.2.7 照射量計算

炉心運転管理で必要となる各種の中性子照射量の計算を行う。熱中性子照射量は核的寿命を、高速中性子照射量は機械的寿命を監視するために用いられる。チャンネルボックス曲がり評価に用いるチャンネルフルエンスは、チャンネルボックス表面における 1 MeV 以上の高速中性子照射量である。チャンネルボックス曲がり量は、対向する面の照射量及びジルカロイの照射成長モデルを用いて評価できる。

1.5 燃料及び炉心幾何形状について

1.5.1 集合体形状 (LANCR)

LANCR の燃料集合体核特性計算が対象とする燃料集合体の水平断面形状の一例を図 1.5-1 と図 1.5-2 に示す。燃料集合体核特性計算においては、図中紙面垂直方向（燃料集合体の上下方向）に一様で無限に続くと仮定して、2次元断面に着目した計算を実施する。LANCR は、燃料棒が正方格子状に配列されていることを前提とし、燃料集合体を燃料棒配列格子の境界線で区画された燃料棒セル（以下、「ノード」という。）に分割して取り扱う。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、チャンネルボックス、ギャップ水領域及び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。

燃料棒配列は 1×1 から 10×10 までに対応する。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だけが正方格子状に配列し、アウトチャンネル領域をもたない体系にも対応する。水ロッド形状については、既存の 7×7 、 8×8 、 9×9 及び 10×10 燃料集合体における形状及び配置に適用できる。制御棒の中性子吸収材については、炭化ほう素 (B_4C) とハフニウム (Hf) を対象とし、 B_4C 棒型、Hf 棒型、Hf 板型、及び、Hf 楕円管型の各制御棒型式に適用可能である。計装管は制御棒挿入位置と反対側コーナーに設定され、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。

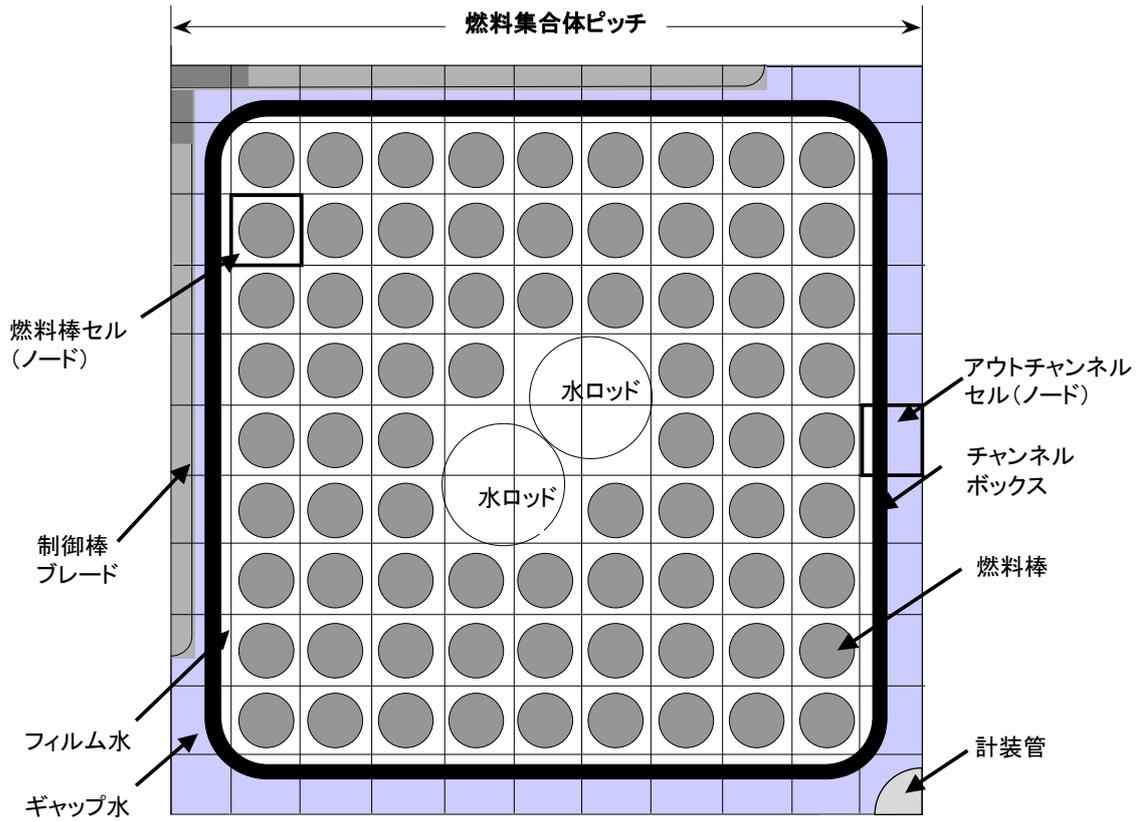


図 1.5-1 燃料集合体形状と各部名称 (9×9配列の例)

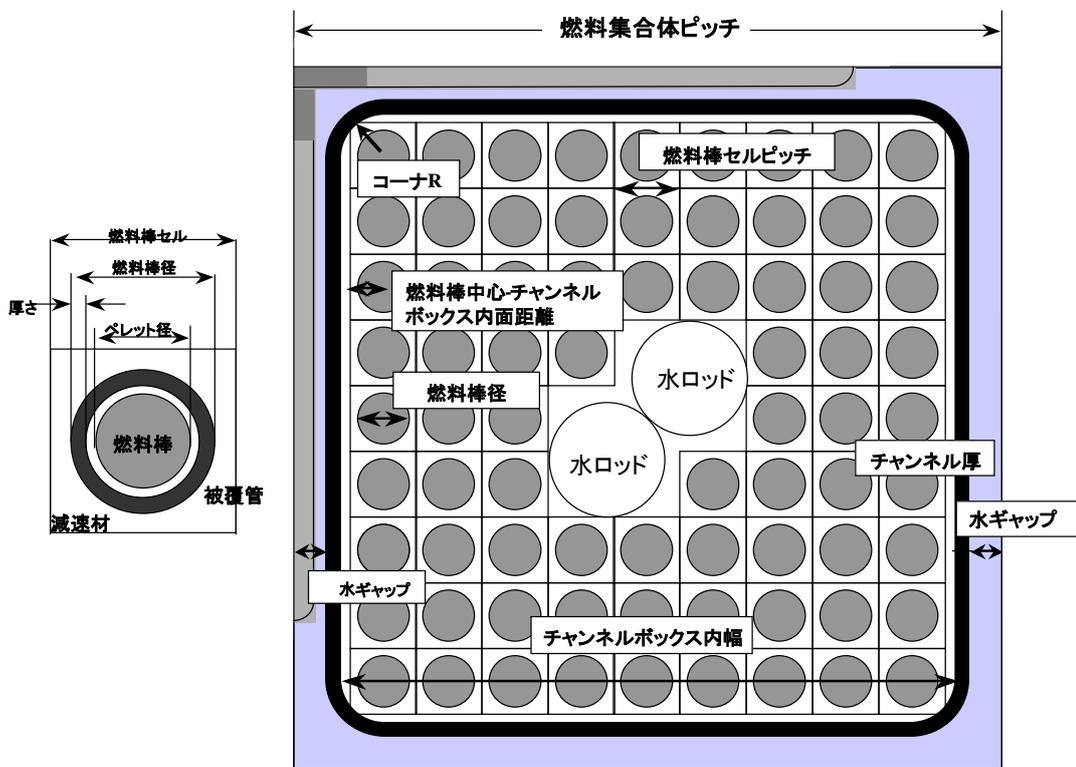


図 1.5-2 燃料集合体形状と各部寸法パラメータ (9×9配列の例)

1.5.2 炉心形状 (AETNA)

炉心は X-Y-Z の 3次元メッシュの幾何形状で記述され、X-Y 方向は等メッシュサイズで、X, Y, Z メッシュはそれぞれ i, j, k インデクスで表される (図 1.5-3 及び図 1.5-4 参照)。水平方向面では、各燃料集合体はノード中心の 1 メッシュで記述される。

垂直方向は、サイズ ΔZ の等間隔メッシュで最初の点 ($k=1$) は炉底から ($\Delta Z/2$) の距離の点であり、最後の点 ($k=KMAX$) は炉頂から ($\Delta Z/2$) の距離の点である。全炉心計算に加えて、鏡面又は回転対称性を考慮した 1/4 炉心計算及び 1/2 炉心計算が可能である (図 1.5-4 参照)。なお、ベンチマーク問題など特殊な目的のため、2次元あるいは3次元の X-Y 方向 4面鏡面反射又は周期境界条件も適用可能である。

1.5.3 燃料集合体タイプ (AETNA)

異なる燃料集合体特性は燃料集合体タイプ依存の量として与えることができる。冷温時計算では、燃料装荷中の炉心内の水領域を考慮でき、水集合体として扱うことで計算できる。

燃料集合体の幾何特性は燃料集合体タイプ依存である。局所圧損係数などの流量特性は熱水力チャンネルタイプ依存である。ここで、熱水力チャンネルとは炉内における幾つかの物理的な燃料集合体の平均的な熱水力特性を代表する燃料集合体タイプである。

1.5.4 燃料タイプ (AETNA)

異なる燃料集合体断面特性は燃料タイプの定義として与えられる。燃料タイプは各燃料集合体の軸方向で変化する。軸方向メッシュの境界と燃料断面が整合しない場合は、複数個の燃料断面 (軸方向反射体含む) からなるハイブリッド燃料タイプが生成される。ハイブリッド燃料タイプの核定数は、構成する燃料断面の体積平均及び出力発生燃料棒本数荷重の体積平均で与えられる。

燃料の核特性は燃料タイプごとに変化する。燃料タイプは、幾何形状及び同位元素組成 (初期ウラン 235 (U-235) 濃縮度, プルトニウム含有率, 及びガドリニア濃度など) に依存する。

1.5.5 オリフィスタイプ (AETNA)

オリフィスタイプは燃料集合体位置ごとに指定され、オリフィスタイプ別に入口圧損データが定義される。

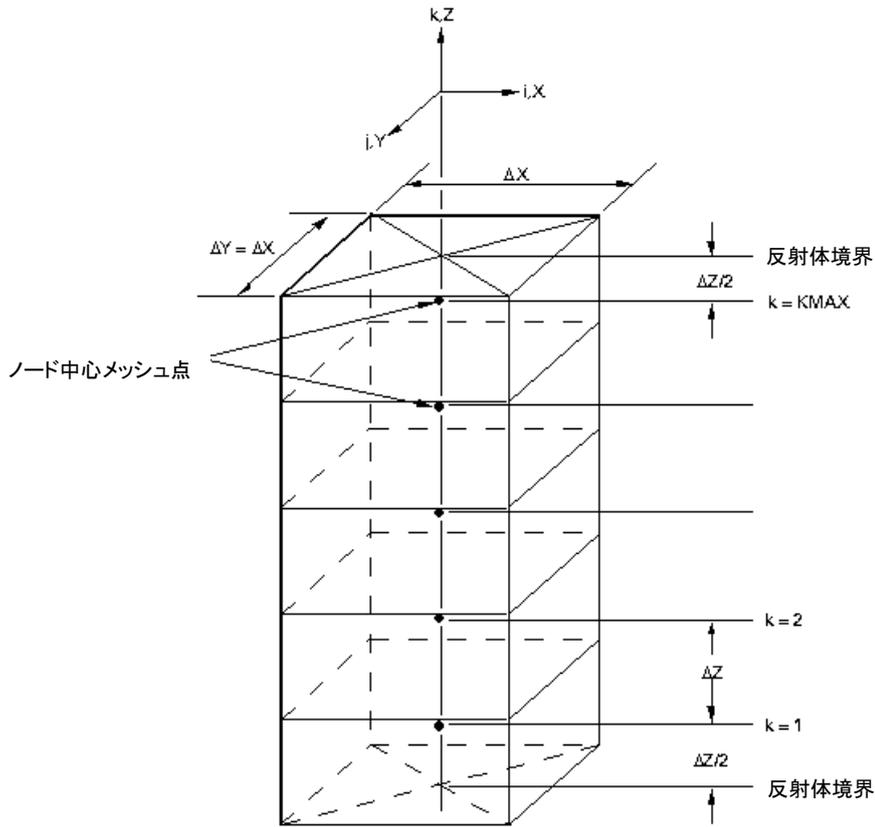


図 1.5-3 チャンネルに対するノード及びメッシュの配置

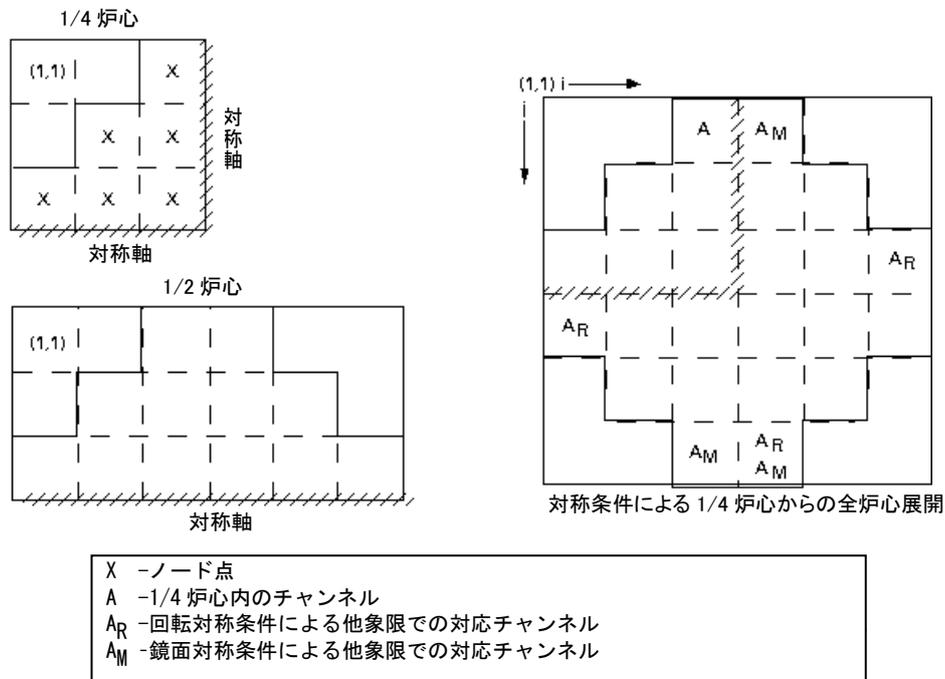


図 1.5-4 炉心対称性オプション

1.5.6 制御棒タイプ (AETNA)

BWR の制御棒は、図 1.5-5 で示されるように、燃料集合体 4 体に囲まれた位置に挿入される。炭化ほう素（以下、「 B_4C 」という。）を中性子吸収材とする制御棒の他、軸方向に中性子吸収特性の異なる制御棒及び制御棒フォロワなどの多種類の制御棒タイプを扱える。制御棒の軸方向構成は制御棒タイプごとに指定される。

1.5.7 炉心内計装位置 (AETNA)

局部出力領域モニタ（以下、「LPRM」という。）及び移動式炉心内計装系（以下、「TIP」という。）の位置は、TIP/LPRM 応答を計算するために用いられる。

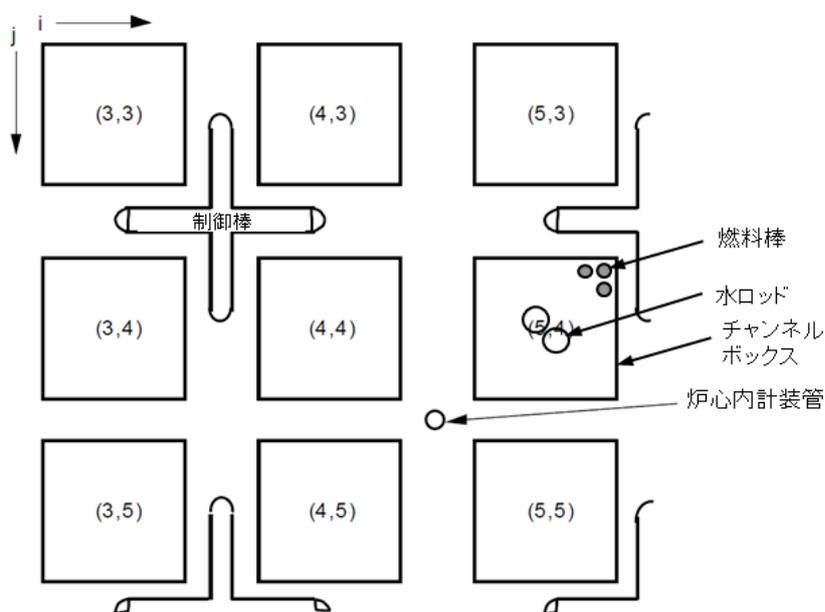


図 1.5-5 制御棒及び炉心内計装位置

1.5.8 反射体領域 (AETNA)

反射体領域は、水及び構造材を均質化した、炉心を取り囲む 1 層分の反射体ノードで表現される。水の密度は、炉心下部では炉心入口のサブクール状態を考慮し、炉心上部では各燃料集合体の出口条件を考慮する。径方向は炉心入口条件に基づく。反射体ノードの外側表面に対してはアルベド境界条件ⁱが課される。アルベド境界条件は、各群と各方向に与えられる。

ⁱ アルベドとは、ノード外側表面から計算体系外へ出て行く部分中性子流と入ってくる部分中性子流の比である。

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。

表 1.6-1 LANCER の適用範囲

項目	適用範囲
燃料棒配列	1×1～10×10
燃料棒	UO ₂ 燃料棒及び MOX 燃料棒 ²³⁵ U 濃縮度：0.2～6wt% Gd ₂ O ₃ 含有量：0～15 wt% プルトニウム含有率：0～15.5 wt% 核分裂性プルトニウム富化度：0～10.4 wt%
温度	燃料棒：10℃～2300℃ 水素，軽水：10℃～286℃
ボイド率	0～100%
減速材中 ほう素濃度	0～2230 ppm
燃焼度	0～80 GWd/t
制御棒吸収材	B ₄ C，ハフニウム

AETNA の適用範囲を表 1.6-2 に示す。7×7，8×8，9×9 及び 10×10 燃料を装荷した BWR 炉心の設計解析及び許認可解析に適用することを意図している。通常運転状態に加え，冷温停止状態，部分出力運転状態，SLC 作動時等の炉心の解析に適用する。

表 1.6-2 AETNA の適用範囲

項目	適用範囲
燃料棒配列	7×7 ～ 10×10 ⁱ
炉型	BWR, ABWR
燃料	UO ₂ , MOX
減速材温度	低温 ～ 出力運転時
炉圧	大気圧 ～ 8.6 MPa
吸収材	制御棒 (B ₄ C, ハフニウム)，ほう酸水 (SLC)

ⁱ ソフトウェアの能力としてはメモリの許す範囲で上限はない。

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、取り扱う現象の重要度をランキングしたPIRT (Phenomena Identification and Ranking Table) を利用する方法がある¹⁴。本章では、3章で詳細を述べるLANCR/AETNAの核定数モデル及び数学モデルについて、重要な現象に対する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章で詳細を述べる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的に実施されていることを確認する。

2.1 モデル化と妥当性確認の網羅性について

2.1.1 検証及び妥当性確認の考え方

本書における検証及び妥当性確認を以下のように位置付ける。

「妥当性確認」

プログラムが必要な信頼性を有することを確認するとともに不確かさを定量的に把握すること。試験や実機プラントにおける測定値等と比較する事で達成する。測定データは限られるため、連続エネルギーモンテカルロコード等の詳細モデルによる計算結果との比較は、信頼性確認を補完できる「妥当性確認に準ずる確認」と位置付ける¹⁵。

「検証」

妥当性確認の前提として、プログラムが仕様に従い必要な数値計算誤差で正しく解を算出することを確認すること。開発元における品質マネジメントシステムに従い達成する。本書では、ソフトウェアの品質確保を目的とする検証結果については説明を省略し、コードの信頼性確認の参考として一部の検証結果を記載する。

上記を踏まえ、LANCR/AETNAの検証及び妥当性確認として以下を説明する。

- ・ベンチマーク問題による検証（信頼性確認に参考となる結果を記載）
- ・実機運転データによる妥当性確認（AETNAのみ）
- ・試験による妥当性確認
- ・連続エネルギーモンテカルロコード(等)による妥当性確認

2.1.2 確認方法の概略

島根原子力発電所3号炉チャンネルボックス厚変更に伴う許認可解析へのLANCR/AETNAコード適用性を示すため、以下を示す。（括弧内手順番号は表2.1-1参照）

コードが解析に必要なモデルを有すること

- ・炉心体系に関する全ての物理現象の中から重要なものが特定されていること（手順①）
- ・特定された重要な物理現象に対して、対応するモデルが網羅的に実装されている

こと（手順②）

試験等の妥当性確認によりコードの信頼性が確認されていること

- ・重要な物理現象について、妥当性確認が網羅的に実施されていること

（手順③）

- ・妥当性確認に用いた試験等の条件範囲がコードの適用範囲を包絡していること

（手順④）

島根 3 号炉許認可解析に必要な信頼性を達成していること

- ・許認可解析で想定した不確かさの設定値に対し、コードの不確かさが下回っていること（手順⑤）

上記の説明手順として、使用するツールと判断方法について、5 章における適用範囲の確認及び最終的な LANCR/AETNA 適用性判断と合わせて表 2. 1-1 に示す。

表 2. 1-1 LANCR/AETNA 適用性判断の手順

手 順		使用するツール / 判断方法
①	炉心解析で重要な現象を特定する。	重要度ランキングテーブル (PIRT, 添付資料 2) → 重要な現象が特定されていること
②	①で抽出された重要な現象のモデル化の有無を確認し、モデル化されていないものについて取り扱いを説明する。	モデル性能比較表 (表 2. 2-1～表 2. 2-6) → 各現象に対し“○”が一つ以上あること
③	②で示された現象に対して、もれなく妥当性確認が実施されていることを確認する。	モデル性能評価表 (表 2. 3-1～表 2. 3-3) → 各現象に対し“○”が一つ以上あること
④	LANCR/AETNA の適用範囲に対し、上記で示された妥当性確認の試験条件が包絡していることを確認する。	LANCR/AETNA の適用範囲と妥当性確認範囲の対応表 (5. 1 節, 表 5. 1-1～表 5. 1-2) → 適用範囲が妥当性確認範囲に含まれること
⑤	妥当性確認を通して整理された不確かさ又はこれらの積算値が、設計における設定値を下回っていることを確認する。	不確かさと設計における設定値との比較表 (5. 2 節, 表 5. 2-1) → 不確かさが設定値を下回ること

手順①では、LANCR/AETNA コードが扱うべき重要な現象を特定することを目的として、炉心解析の流れにおいて、個々の解析や引き渡されるデータのテーブル化処理で取り扱う現象の時間・空間・エネルギー解像度に留意して現象をランキングした PIRT を作成する。ここで PIRT とは、対象コードのシミュレーションにおいて重要な現象を特定するためのテーブルであり、該当しうる物理現象群に対し着目した評価項目での影響をランキングしている。ランキングの考え方を表 2. 1-2 に示す。本書では上記解析並びに引き渡すデータのテーブル化で考慮すべき現象としてランク M 以上を対象としている。ランク L, I を含むすべての現象群と判定に対する詳細は添付資料 2 に示す。

手順②（表 2. 2-1～表 2. 2-6）では、上記で特定された現象に対するモデル化の状況を確認することを目的に、ランク M 以上の現象を抜粋した PIRT に付記されたモデル性能比較表によって、重要な現象とモデルの対応を示している。ここで、モデル性能比較表とは、コードが内蔵する全モデル群を右上に示した上で、個々の現象に対しそれを模擬するためのモデルが○印で示された現象とモデルの対応表であり、重要とされた現象に対し対応するモデルが存在しない（○印が存在しない）現象に対しては N/A として示している。N/A とした現象については、モデルが存在しなくともよいと考える理由を述べる。このように、手順①と②を通してモデル構成の妥当性を示す。現象と評価指標の関係（手順①）及び現象とモデルの関係（手順②）のつながりを見やすするため、本書では PIRT とモデル性能比較表を結合して示す。

手順③（表 2. 3-1～表 2. 3-3）では、上記で示した現象及びモデルに対する妥当性確認の網羅性を確認することを目的に、モデル性能比較表に付記されたモデル性能評価表で、個々の重要現象に対する妥当性確認試験がもれなく実施されていることを説明している。ここで、モデル性能評価表とは、実施された全ての妥当性確認の試験群を右上に示したうえで、これらの試験で確認できる現象との対応関係を示すもので、個々の現象に対応する試験が○印で示されている。なお、手順②でモデルとして実装されていない（N/A）とされた現象に対しては妥当性確認を実施しておらず“/”の印で区別している。直接的な妥当性確認が実施されていない現象に対しては、そのような状態で問題ないと考える理由を説明する。重要な物理現象と関連するモデル及び妥当性確認の関係を見やすくするため、本書ではモデル性能比較表とモデル性能評価表を結合し、物理現象の最高ランクを含めて示す。

上記の手順③の説明では、個々の妥当性確認について対象とする個別の現象との関係から個別効果試験の観点で説明しているが、これに加え、AETNA の高温運転状態に対する試験は、総合効果試験としての意味もある。すなわち、LANCR を含めた AETNA に対する全ての上流側処理の結果は、核定数として AETNA のすべての計算で参照されており、AETNA 内部においても核熱結合状態における炉心計算にほぼすべてのモデルが関与する。従って、AETNA の高温運転状態に対する妥当性確認は LANCR/AETNA システム全体に対する総合効果試験としての意味を持ち、これでもってシステム全体の妥当性も確認できる。なお、総合効果試験において、モデル間での偶然のキャンセレーションによる結果となっている懸念に対しては、上述した個々の現象に対する個別効果試験の観点での確認が有効となる。

手順④（5. 1 節、表 5. 1-1、表 5. 1-2）では、上記で示した妥当性確認試験の条件設定の妥当性を確認することを目的に、LANCR/AETNA の適用範囲と妥当性確認の実施条件の範囲の対応を確認する。このように、手順③及び④を通して妥当性確認試験選定の妥当性を示す。

手順⑤（5. 2 節）では、最終的な LANCR/AETNA の島根原子力発電所 3 号炉チャンネルボックス厚変更に伴う許認可解析への適用性を述べることを目的に、選定された項目ごとに、LANCR/AETNA の各種不確かさ又は不確かさを積み上げた保守因子

等が、設計において設定している値を下回っていることを示す。詳細は5章で述べる。

表 2.1-2 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	該当するモデルを実装する。実装されたモデルに対して、試験・実機もしくは連続エネルギーモンテカルロコード等の信頼性の高いモデルによる妥当性確認を実施する。妥当性確認が実施できない場合、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	
L	評価指標に対する影響が小さいと考えられる現象	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。これらの現象は重要度が低いことから、本文 PIRT 等では記載を省略している。(添付資料2に詳細を示す)
I	評価指標に対して影響を与えないか、無視できる程度の現象	

2.1.3 PIRT 作成方針と作成プロセスについて

LANCR/AETNA を用いた炉心解析を実施する場合の上流から下流に渡る処理と解析の概要の関係を図 2.1-1 に示す。

図 1.2-1 で示すように炉心核熱特性解析システムを用いた解析では、評価済み核データが最上流の入力端であり、これを核データ処理コード NJOY により処理することで背景断面積と温度に依存したテーブル形式(以下、「F-table」という。)に中性子反応断面積をまとめる。LANCR はこの F-table を読み込むことで集合体核特性解析を行い、燃料集合体断面ごとの核定数を作成する。これを AETNA が読み込み炉心解析を行う。

これら一連の処理で重要な現象を特定するため、本書では(a)NJOY (ライブラリの処理方法) , (b)F-table (テーブル化処理) , (c)LANCR, (d)核定数 (テーブル化処理) , (e)AETNA の各段階に着目し、それぞれで取り扱う時間・空間・エネルギーの解像度に応じた物理現象を対象とした PIRT 関連帳票を、前章で述べた表 2.1-1 に示す手順により作成し各種の確認を行った。各コードとテーブルに対する PIRT 作成の目的と妥当性確認の概要を表 2.1-3 に示す。

PIRT の作成における現象の抽出とランキングの判定は、(株)グローバル・ニュークリア・フュエル・ジャパンの関連分野の複数の専門家による議論によって行われた。この時、図 2.1-1 が示す対象とする事象の時間・空間・エネルギーの解像度に注意しつつ、関連する現象群をグルーピングすることで関連する現象がもれなく抽出できるよう留意している。実際に作成した PIRT と抽出された物理現象及び判定

結果の詳細は添付資料 2 に示す。この後の本文では、表 2.1-1 に示す各手順における確認のしやすさを考慮し、添付資料 2 で整理された現象群からモデル化が必要となるランク M 以上の現象を抜粋して示している。

表 2.1-3 では、(a)の NJOY から (e)の AETNA 段階に至る各段階での妥当性確認の実施の考え方についても示している。複雑な数学モデルを多数有する(c)LANCR 及び(e)AETNA については、重要な現象に着目した個別の妥当性確認を実施しており、これらは個別効果試験としての意味を持つ。

一方、(a)NJOY、(b)F-table 及び(d)核定数においては、対象とする現象の数が限られ、複雑かつ多数の数学モデルに対する確認は含まれない。また、これらの成果は最終的には F-table や核定数を通じ LANCR 及び AETNA のあらゆる計算に反映されており、これらの妥当性確認を通じて(a)、(b)、(d)の妥当性も合わせて確認できる。つまり(c)LANCR に対する妥当性確認は、LANCR を含む上流全て((a)～(c)) に対する総合効果試験としての意味を持ち、(e)AETNA に対する妥当性確認は AETNA を含めたすべての LANCR/AETNA システムに対する総合効果試験としての意味を併せ持つこととなる。

コード	時間	空間			中性子エネルギー	主な解析項目 (例)	コード間入出力情報
		次元	大きさ	境界			
NJOY	-	ゼロ	原子	-	連続	中性子=原子核反応、 中性子減速、群縮約、 熱中性子散乱則 (分子結合)	評価済み核データ (ENDF/B-VII.0) 核種毎の 温度・背景断面積依存 ミクロ断面積 (F-table)
LANCR	燃焼 (日～年)	2次元	燃料棒 集合体	反射	多群	中性子スペクトル、領域毎多群断面積、 中性子・ガンマ線輸送計算、 核種毎燃焼計算、少数群縮約断面積 等	断面積、拡散係数、 局所出力分布 (核定数)
AETNA	Xe過渡 (時)、 燃焼 (日～年)	3次元	集合体 炉心	有限	小数群	マクロ断面積計算、ミクロ燃焼計算、 中性子拡散計算、局所出力 (定常)、 流量配分 (定常)、ポイド率計算 (定常)	

図 2.1-1 LANCRA/AETNA を用いた解析処理の流れと対象とする現象の解像度

表 2.1-3 PIRT 等の作成目的と妥当性確認の概要

対象	概要	PIRT 等を作成する目的	妥当性確認の概要
(a) NJOY	核データ処理コード (公開コード)	公開コードの使用において、重要度の高い現象が考慮されることを説明する	世界的に実績のある公開コード。妥当性確認は LANCR/AETNA の妥当性確認を通じて総合的に行うことから、個々の物理モデルの妥当性確認は省略する。
(b) F-table	核データライブラリ (LANCR 用)	重要度の高い現象（依存性）がテーブルに反映され、テーブル参照を可能としていることを説明する	妥当性確認は LANCR/AETNA の妥当性確認で総合的に行うことから、個々の物理的依存性に対するテーブル参照性の妥当性確認を省略する。
(c) LANCR	燃料集合体核特性計算 コード	コードの作成・使用において、重要度の高い現象がもれなく考慮されること及びモデルに対する妥当性確認の網羅性を説明する	ランキングの高い現象に対して、妥当性確認を行う。妥当性確認においては、NJOY・F-table・LANCR モデルをまとめて総合的に確認する。AETNA の妥当性確認でも総合的に確認される。
(d) 核定数	燃料集合体断面の核特性 テーブル (AETNA 用)	重要度の高い現象（依存性）がテーブルに反映され、テーブル参照を可能としていることを説明する	AETNA と合わせて妥当性確認がなされることから、個々の依存性に対するテーブル参照性の妥当性確認を省略する。
(e) AETNA	三次元沸騰水型原子炉模 擬計算コード	コードの作成・使用において、重要度の高い現象がもれなく考慮されること及びモデルに対する妥当性確認の網羅性を説明する	ランキングの高い現象に対して、妥当性確認を行う。すべての上流コードに対する総合効果試験としての意味を持つ。

2.2 モデル化の網羅性確認

2.2.1 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の詳細については3章で述べる。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2.2-1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）の中で考慮されていないものは以下である。

① 共鳴群の上方散乱効果

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できない影響をもたらすことが指摘されている^{16, 17}。NJOYは、この効果を考慮する機能を持たないため、LANCRにこの効果を取り込むことができない。この影響は処理結果のライブラリを通じて下流コードに伝播し、下流コードによる計算結果の不確かさを拡大させる。LANCR/AETNAではこの影響を定量的に把握して得られる不確かさについて、炉心の設計において設定する値を下回ることを確認することで設計に悪影響が無いことを確認する。

② 非均質性

図2.1-1に示す通り、NJOYの処理の段階では、時間と空間（体系の形状による非均質性）の影響は考慮せず、単一核種の均質体系を対象に計算を実施する。BWR燃料集合体体系の形状の影響は、LANCRの実効断面積モデル(3.1.2.2)によって考慮され、この段階でモデル化されていないことは問題ではない。

2.2.2 F-tableのモデル化の網羅性の確認

LANCRは、中性子の各種相互作用を対象とした中性子輸送計算とガンマ線輸送計算の主に二種類の計算を行うが、特に前者が燃料の反応度特性に重要な影響を持ちうる。F-tableは上記の中性子輸送計算に必要な中性子反応断面積を計算するために必要なテーブルであり、着目核種ごとに温度と背景断面積でテーブル化されている。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。着目する体系に対応する温度と背景断面積をもとにF-tableから内挿計算により必要なf値（自己遮蔽因子）を計算する。この時これらのテーブルに欠陥（内外挿が必要な物理的依存性に対し適切なデータ軸が存在しない）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2.2-2に示す。LANCRが読み込むF-tableは中性子反応に対し、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。F-tableで考慮していない非均質性は、2.2.1で述べたとおりLANCRの実効断面積モデルによって考慮される。F-tableの背景断面積、温度点数データ点数の妥当性は、本データを用いたLANCRの妥当性確認を通して確認される。

2.2.3 LANCER 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 及びモデル性能比較表を表 2.2-3 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。

① 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仮定して計算している。これは従来からの 2 次元集合体コードに共通する手法上の制約による。3 次元詳細解析による検討から、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いこと¹⁸から、この影響は安全上問題にならないと考える。集合体内ボイド率の均一分布の仮定は、LANCR/AENTA で評価されたバンドル及び燃料棒の出力分布と TIP 及びガンマスキャンとの比較により間接的に確認される。上記より、3 章で述べる LANCER の数学モデルは、重要な現象についてモデル化により考慮されているといえる。

2.2.4 核定数テーブルの各種依存性に対する確認

集合体核定数計算と炉心核熱水力計算から構成される 2 段階手法を前提とした AETNA の解析では、参照する核定数テーブルが、利用目的の範囲において起こりうる状態の変化に対して、計算に必要なデータを包含する必要がある。このためには、核定数テーブルを構成するパラメータについて必要な物理効果に対する依存性を保持している必要がある。本節では AETNA の核定数テーブルが、BWR の状態変化に対する依存性を網羅的に具備していることを、PIRT の考え方を準用することで確認する。すなわち、核定数のテーブル化に関する PIRT 及びモデル性能比較表を作成することで確認する。

核定数テーブルの依存性確認のための PIRT 及びモデル性能比較表を表 2.2-4 に示す。この表では、ノードの状態を変化させうるさまざまな現象をランキングにより特定するとともに、それらの依存性がテーブル化により表現されている。

この表で特定された重要な依存性の内、AETNA の核定数テーブルにおいてテーブル化によるモデル化がなされていない現象としては、以下の項目があげられる。これらは、現時点においては以下に示す理由で依存性を維持しなくともよいと考えられる。その理由を以下に示す。

① 制御棒価値の減損効果

制御棒吸収材の照射に伴う減損により制御棒価値は減損しうる。しかし、プラント運転管理において、制御棒照射量に対して適切に管理を行うことにより、一定の制御棒価値が維持されている。このため、吸収材の減損をテーブルとして考慮する必要性は低い。

② ほう素価値の減速材温度依存性

ほう素の価値は減速材温度条件に依存し変化しうる。ただし、炉心管理・安全解析における SLC 作動時の解析では、プラントごとに最も厳しい評価結果となる温度点 1 点で評価を行っている。このため、当該温度点のデータを用意すれば核定数において温度依存性をテーブル化する必要がない。

なお、核定数テーブルのプラント過渡時の冷温時ボイド・温度依存性（インチャンネル・アウトチャンネル独立性考慮）に関しては本書では適用範囲外のため説明を省いているが、PIRT 等には参考に記載している。

以上より、AETNA の核定数テーブルは、必要な依存性に対するテーブルによるモデル化を網羅的に有しているといえる。

2.2.5 AETNA の数学モデルについての確認

その他の AETNA の数学モデルに関して、重要現象の特定と対応する数学モデルの確認を目的とした PIRT 及びモデル性能比較表を表 2.2-5、表 2.2-6 に示す。これらの表に示すように、重要度ランキングは、通常運転時に着目すべき各種の特性値に対して、核的及び熱・水力・材料・熱機械に関する現象を対象とし、重要と考えられる現象（ランク M 以上）を抽出した。個々のモデルの詳細は 3 章で示す。

抽出された現象に対し該当する数学モデルがないものとその扱いを以下に示す。

① スクラム時ボイド反応度（核的現象）

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許認可解析では対応する機能を適用していない。

② 集合体内ボイド分布（水力的現象）

LANCR による集合体核特性計算は 2 次元計算の結果に基づく。2.2.3 で示した通り LANCR では集合体内ボイド率分布について均一分布を想定するが、ボイド分布の存在を無視することによる影響は、現行の燃料では限定的である¹⁸。集合体内ボイド率の均一分布の仮定については 4.3.5.3 章 出力分布（移動式炉心内計装系 TIP との比較）、4.3.5.4 章 出力分布（ガンマスキャンとの比較）及び 4.3.5.5 章 燃料棒出力分布（ガンマスキャンとの比較）により妥当性が間接的に確認される。

③ 炉心熱出力（熱的現象）

外部評価値の入力としている。

なお、“バイパス流量”，“スペーサ（GEXL 関連式）”，“水ロッド流量”，“減速材直接発熱”，“構造材直接発熱”及び“燃料平均温度”については、物理現象を考慮した評価に基づいて適切な依存性を有する設定値（係数）を入力している。以上より、上記①～③以外のすべての物理現象に対し必要なモデルを有しており、重要な現象は考慮されている。

表 2.2-1-1 ライブラリ処理のPIRT及びモデル性能比較表

核的現象	物理現象	重要度ランキング (PIRT)		モデル性能比較表										
		中性子微視的断面積	光子生成微視的断面積	中性子エネルギースペクトル	光子反応微視的断面積	光子エネルギースペクトル	最高ランク	詳細エネルギー群ごとの生成	中性子反応共鳴断面構築	中性子反応共鳴断面温度拡張	中性子反応熱領域断面構築	中性子エネルギースペクトル生成	中性子反応断面積エネルギー多群化	光子反応断面積エネルギー多群化
核分裂反応	核分裂反応	臨界性, 核分裂発熱		H										
	捕獲反応	臨界性		H										
	散乱反応	中性子減速		H										
	遅発中性子	遅発中性子割合		H										
中性子反応	ガンマ線吸収			H										
	ガンマ線散乱	ガンマ線発熱		H										
	ガンマ線スペクトル			H										
散乱	ドップラ効果	共鳴吸収		H										
	共鳴群の上方散乱効果	ドップラ係数		M										
	分子結合	熱中性子散乱則		H										
異変	非共鳴核種	中性子の減速		H										
	非均質性	自己遮蔽		H										

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 2.2-2 F-table データ形式の PIRT 及びモデル性能比較表

核的現象	(物理現象)		(補足説明)		重要性ランキング (PIRT)	モデル性能比較表 "ー": 関連しない, "○": 関連する, "N/A": モデル無				
	中性子反応	温度	核分裂反応	臨界性, 核分裂発熱		核種・反応	エネルギー積分ペナルティ	背景断面積ペナルティ	温度点ペナルティ	多群エネルギー群数
核的現象	中性子反応	核分裂反応	臨界性	臨界性, 核分裂発熱	最高ランク	ー	ー	ー	ー	ー
		捕獲反応	臨界性	臨界性						
	散乱反応	中性子減速	中性子減速							
	ドップラ効果	共鳴吸収	共鳴吸収							
	分子結合	熱中性子散乱則	熱中性子散乱則							
	非共鳴核種	中性子の減速	中性子の減速							
	非均質性	自己遮蔽	自己遮蔽							

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. 2-3 LANCER の PIRT 及びモデル性能比較表

		重要度ランキング (PIRT)										モデル性能比較表 “-”：関連しない, “○”：関連する, “N/A”：モデル無													
		無限増倍率	局所出力分布	ガマニア値	ホイ反応度	トウリア反応度	ほう素値	制御棒値	減速材温度係数	運発中性子割合	燃焼後核種組成	最高シフト	ライオンモデル (中性子・ガンマ線)	エネルギー群構造	実効断面積計算	詳細エネルギー・シフト計算	中間レベル 2次元中性子輸送計算	2次元ガンマ線輸送計算	出力分布計算 (MeV/fiss. 含む)	均質化定数計算 (beta 含む)	燃焼計算 (燃焼エラー・領域分割)	燃焼スベクトル調整			
核的現象	(物理現象)	中性子反応断面積	核分裂, 吸収, 散乱																						
		非均質性	自己遮蔽																						
		中性子束分布																							
		ガンマ線反応断面積																							
		ガンマ線束分布																							
	熱的・水力的現象	(補足説明)	冷却材 化学組成変化	SLC																					
			三次元効果	燃焼スベクトル																					
			核分裂発熱																						
			ガンマ線発熱																						
			冷却材密度分布	集合体内ポイド率分布																					
燃料組成	Gd燃料棒																								

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。

表 2.2-4 核定数データベースのPIRT及びモデル性能比較表

PIRT	モデル性能比較表	
	重要度カテゴリー (PIRT)	"-" : 関連しない, "○" : 関連する, "N/A" : モデル無効
燃料減損	組成変化に伴う燃焼度依存性	燃焼度依存性
スペクトル履歴	履歴ポイド効果	燃焼度依存性
核分裂生成物反応度	長期停止効果 (マイクロ燃焼モデル) 含む	燃焼度依存性
ポイド反応度	ポイド率 (瞬時) 依存性	燃焼度依存性
制御棒価値	燃焼度/ポイド/運転条件 (高温/低温) 依存性	燃焼度依存性
制御棒履歴	CBH効果の燃焼度依存性	燃焼度依存性
制御棒多種類効果	制御棒タイプ	燃焼度依存性
制御棒価値の減損	照射による吸収材の減損	燃焼度依存性
トップラ反応度	燃焼度/温度/ポイド依存性	燃焼度依存性
減速材温度	燃焼度/温度 依存性 (低温)	燃焼度依存性
ほう素価値	燃焼度/ほう素量 依存性	燃焼度依存性
ほう素価値の減速材温度依存性	SLC作動時の減速材温度効果	燃焼度依存性
過渡時冷温ポイド/温度効果*1	冷温時減速材のポイド及び温度依存性*2	燃焼度依存性

*1 : プラント過渡解析コードで使用 *2 : インチャンネルとアウトチャンネルの独立性を考慮

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 2.2-5 AETNA の PIRT 及びモデル性能比較表 (1/2, 核的現象)

核的現象		重要度ランキング (PIRT)				モデル性能比較表 ("-" : 関連しない, "O" : 関連する, "N/A" : モデル無)																																	
		通常運転時		過渡時		基礎方程式			移計算					熱水力計算							その他																		
		核的制限値		熱的制限値		設計制限値		熱的制限値		設計制限値		熱水力計算			熱水力計算							その他																	
		炉停止余裕	最大制御棒価値	反応度係数	スクラム反応度	炉壁注入系停止機能	熱機械 (LHGR)	設計出力履歴	焼損 (MCP)	未燃劣化	表面熱流率	熱的制限値	最高シフト	中性子拡散方程式 (定常)	中性子拡散方程式 (過渡)	中性子束計算 (定常)	中性子束計算 (過渡)	高次モード計算	燃料棒出力再構築	燃料棒燃焼度再構築	断面積モデル	燃焼履歴モデル	三口燃焼モデル	燃料温度モデル	反射体モデル	エネルギー計算	サブクール蒸騰モデル	ボイド相図式	壁面熱伝達	圧力損失	サブメカニクス配分	パワートリプル	熱的余裕計算	沸騰遷移相図式	核計装及び炉	学習モデル (プロセス計算機編)			
核的現象	(1) 中性子増倍特性*	集合体核設計, 燃料配置	H																																				
	(2) 遅発中性子割合*	スクラム反応度	H																																				
	(3) 3 次元出力分布 (定常)		H																																				
	(4) 3 次元高次モード分布 (定常)		H																																				
	(5) 3 次元出力分布 (過渡)	スクラム反応度	H																																				
	(6) 局所出力分布 *	燃料棒出力再構築, R因子	H																																				
	(7) 局所燃焼度分布	設計出力履歴	H																																				
	(8) 制御棒価値 *		H																																				
	(9) ボイド反応度 *		H																																				
	(10) ドップラー反応度 *		H																																				
(11) まう酸価値 *		H																																					
(12) 減速材温度 *		M																																					
(13) 燃料減損 *		H																																					
(15) 移分裂生成物反応度	毒物効果, 長明停止効果	M																																					
(17) スクラム時 制御棒価値	スクラム反応度	M																																					
(18) スクラム時 ボイド反応度	スクラム反応度, 断熱反応 (補正)	H																																					
(20) 制御棒履歴	CBH効果 (片燃え)	M																																					
(21) 多種制御棒		M																																					
(25) 水ロッド形状	断面効果はLANCR, 隣接燃料効果はBDF因子	M																																					
(26) 炉内計算管応答	TIP/LPRM学習 (プロセス計算機編)	H																																					

(物理現象)
(*はLANCRのPIRTにあるもの)
(補足説明)

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 2.2-6 AETNA の PIRT 及びモデル性能比較表 (2/2, 熱・水力・材料現象)

モデル性能比較表 (“-”: 関連しない, “○”: 関連する, “N/A”: モデル無)	重要度ランキング (PIRT)				物理モデルまたは構成式																																		
	通常運転時		過渡時		基礎方程式		核計算		その他																														
核的現象	熱的現象	流動現象	構造現象	多相流現象	その他	多相流現象	熱的現象	流動現象	構造現象	その他																													
											核的制限値	熱的制限値	核計算	その他																									
											核的制限値	熱的制限値	核計算	その他																									
(30) 3次元ボイド分布	(31) インチャンネルボイド	(32) 集合体内ボイド分布*	(33) PRM感度制限 (7%)	(34) サブチャンネルボイドモデル	(35) チャンネル圧損	(36) チャンネル圧損 (チャンネル圧損依存)	(37) チャンネル流量	(38) パイプ内流量	(39) 水ロッド形状	(40) スペーサ	(41) 減速材直接発熱	(42) 構造材直接発熱	(43) 炉心熱出力	(44) 沸騰遷移	(45) 燃料平均温度	(46) チャンネル曲りのR因子	中性子拡散方程式 (待)	中性子拡散方程式 (過渡)	中性子束計算 (待)	中性子束計算 (過渡)	高次元PI計算	燃料棒出力再構築	燃料棒燃焼履歴再構築	断面積モデル	燃焼履歴モデル	ミクロ燃焼モデル	燃料温度モデル	反射体モデル	エルミ計算	スクエア熱モデル	ボイド相関式	壁面熱伝達	圧力損失	チャンネル流量配分	パイプモデル	熱的余裕計算	沸騰遷移相関式	核計算誤差	学習モデル (マシナリー学習)

(注1)

物理現象 (*はLANCRのPIRTにあるもの) (補足説明)

①(パイプ内流量、水ロッド)、②(沸騰遷移相関式における係数)、③(減速材直接発熱、構造材直接発熱)、④(燃料平均温度)は、いずれも現象を考慮した解析もしくは試験での評価に基づき入力値を設定している。
注1 集合体内ボイド分布の仮定の妥当性は、AETNAの妥当性確認(ガンスキャン)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。

2.3 妥当性確認の網羅性確認

2.3.1 LANCR の妥当性確認の網羅性確認

本節では、モデル性能評価表を用いて、重要な現象ごとに、対応する数学モデルの妥当性確認が網羅的に実施されていることを確認する。2.2 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のモデル化の状況について、それぞれの PIRT を利用して確認するとともに、モデル化により考慮されていない現象に対する対応について説明した。ここで、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（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、LANCR に対する妥当性確認でもって間接的に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、個別に妥当性確認を行うことは省略する。以降では、NJOY 処理～LANCR までの範囲における数学モデルに対する妥当性確認は、LANCR のモデルに絞り、これに対して重要な現象について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、それらの妥当性確認の網羅性について、モデル性能評価表を表 2.3-1 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、網羅的に妥当性確認が実施されている（抜けがない）ことが分かる。

なお、NJOY から LANCR までの処理は AETNA に核定数を提供することを目的としており、後述する AETNA の高温運転状態の結果に対して実施される妥当性確認を通じて総合的な確認はなされる。（熱水力試験等の一部モデルに対する妥当性確認は除く。）

2.3.2 AETNA の妥当性確認の網羅性確認

3章に示すモデルに対する個々の妥当性確認の詳細は4章で示す。ここでは、LANCR と同様にモデル性能評価表を用いた確認を行う。なお、核定数テーブルは、核計算を行うすべての妥当性確認で使用されることとなる。そこで、本章で示した核定数テーブルの依存性に関する個別の妥当性確認は省略し、4章に示す AETNA のモデルにおける妥当性確認でもって合わせて確認されることとする。

AETNA の重要な現象に対応したモデルごとの妥当性確認に関する状況として、モデル性能比較表及びモデル性能評価表を表 2.3-2、表 2.3-3 に示す。これらの表から、重要な現象として特定された項目で本書にて直接の妥当性確認が言及されていない現象としては以下がある。

① チャンネル流量（熱的・水力的現象）

チャンネル流量は、チャンネルごとの圧力損失が等しくなるよう配分される。したがって、圧力損失モデルの妥当性確認がなされれば、チャンネル流量

も正しい値となると考えられる。圧力損失モデルについては試験による妥当性確認を実施しており、代表チャンネルに基づく流量配分モデルについては全集合体を独立チャンネルとして扱う詳細コードとの比較による妥当性確認を実施している。以上より本現象に対しては間接的な妥当性確認により信頼性は確認されている。

② スペーサ効果及び沸騰遷移（熱的・水力的現象）

沸騰遷移モデルとしては GEXL 相関式に基づくモデルを有しており、スペーサによる影響も含まれている。この相関式の妥当性は、参考文献 41, 42 に示されている。

以上より、AETNA の数学モデルは網羅的に妥当性確認が実施されている。

また、入力値とすることで AETNA 内部では考慮していない現象については、利用時に適切な入力値を設定することで解を得ることができると考えられるため、妥当性確認は実施していない。

なお、評価済み核データを上流端とする一連の LANCR/AETNA の解析手順において、AETNA の内部モデルも含め、すべての上流側で実施される解析やデータのテーブル化は、最終的に AETNA の核熱結合解析で使用されている。このため、高温運転時における AETNA 解析結果に対する妥当性確認は、LANCR/AETNA を含むすべてのモデルに対する総合確認としての意味も持つ。

表 2.3-1 LANCER のモデル性能比較表及び評価表

		モデル性能比較表												モデル性能評価表																				
		"ー": 関連しない, "○": 関連する, "N/A": モデル無												試験による妥当性確認																				
核的現象	(物理現象)	中性子反応断面積	中性子・ガンマ線	重要度ランキング	ラトリモデル (中性子・ガンマ線)	エルク群構造	実効断面積計算	詳細エネルギー・スプレッド計算	中間1群* 2次元中性子輸送計算	2次元ガンマ線輸送計算	出力分布計算 (MeV/fss, 含む)	均質化定数計算 (beta含む)	燃焼計算 (燃焼ゾーン・領域分割)	燃焼入・出力調整	Babcock & Wilcox臨界試験	NCA臨界試験	BASAL臨界試験	Helstrand美効共鳴積分の実験式	MISTRAL臨界試験	福島第二号炉の照射後試験 (ウラン燃料)	Dodewaard炉の照射後試験 (MOX燃料)	未燃焼組成燃料集合体に対する妥当性確認	ウラン濃縮度変化に対する妥当性確認	フルニウム濃縮度変化に対する妥当性確認	ガリウム値	減速材ホド係数	ほう素値	制御棒値	等温温度係数	トウラ係数	ガンマ熱量	モナカルロ燃焼計算		
		核分裂, 吸収, 散乱	H																															
		非均質性	H																															
		中性子束分布	H																															
		ガンマ線反応断面積	N																															
		ガンマ線束分布	N																															
	熱的・水力的現象	(補足説明)	冷却材 化学組成変化	SLC																														
			三次元効果	燃焼スベクトル																														
			核分裂発熱																															
	燃料		ガンマ線発熱																															
			冷却材密度分布	集合体内ポイド率分布																														
	燃料組成			Gd燃料棒																														

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 2.3-2 AETNA のモデル性能比較及び評価表 (1/2, 核的現象)

核的現象	モデル性能比較表 "●": 関連しない, "○": 関連する, "N/A": モデル無												モデル性能評価表																																																																				
	核計算						その他						試験による妥当性確認						運転工ネルギーモンテカルロ計算等による妥当性確認																																																														
重要度ランク	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H	H																																							
核的現象	*はLANCR PIRTにあるもの																																						中性子束計算 (定常)	中性子束計算 (過渡)	高次モード計算	燃料棒出力再構築	燃料棒燃焼度再構築	断面積モデル	燃焼履歴モデル	ミロ燃焼モデル	燃料温度モデル	反射体モデル	エネルギー計算	サケール沸騰モデル	ボイド相関式	壁面熱伝達	圧力損失	チャネル流量配分	パイプモデル	熱的余裕計算	沸騰遷移相関式	核計装心算	学習モデル (プロセス計算機)	令温時境界固有値 (制御棒固有値)	出力運転時境界固有値	出力分布 (TIPとの比較)	出力分布 (V&K2)	出力分布 (V&K2)	燃料棒出力分布 (V&K2)	照射後試験	MOX装荷心	長期停止運転	部分出力運転	ボイド率測定 (ボイド率を比較)	チャネル圧損試験	SPERT実験	安定性試験高次モード分布	均質円筒炉心高次モード問題	局所出力 (初装荷多難燃度炉心)	局所出力 (MOX燃料部分炉心)	局所出力 (10X10燃料平衡炉心)	燃焼履歴問題	燃料棒燃焼履歴問題	全炉心体系モンテカルロ	チャネル流量配分
																																							中性子増倍特性 (ノード) *	運発中性子割合 (ノード) *	3次元 出力分布 (定常)	3次元 高次モード分布 (定常)	3次元 出力分布(過渡)	局所出力分布 *	局所燃焼度分布	制御棒値 *	ボイド反応度 *	トップアラ反応度 *	ほう酸値 *	減速材温度 *	燃料減損 (ノード)	核分裂生成物反応度 (ノード)	スクラム時 制御棒値 *	スクラム時 ボイド反応度 *	制御棒履歴	多種類制御棒効果	水ロッド形状	炉内計装管芯管																							

① (SPERT実験) では、炉心出力の時間依存応答のみ確認している。

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。

3. 解析モデル

3.1 LANCER 解析モデル

3.1.1 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 (3.1.3.5.1 に後述) を除き、全て評価済核データ ENDF/B-VII.0 である。

3.1.1.1 ENDF/B-VII.0 について

ENDF/B-VII.0⁶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である。

3.1.1.2 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 NJOY⁷ 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。

3.1.2 実効断面積計算

3.1.2.1 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 3.1-1 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¹⁰による衝突確率の計算では、図 3.1-2 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、プルトニウム含有率、ガドリニア濃度などの違いにより複数種類が存在する。

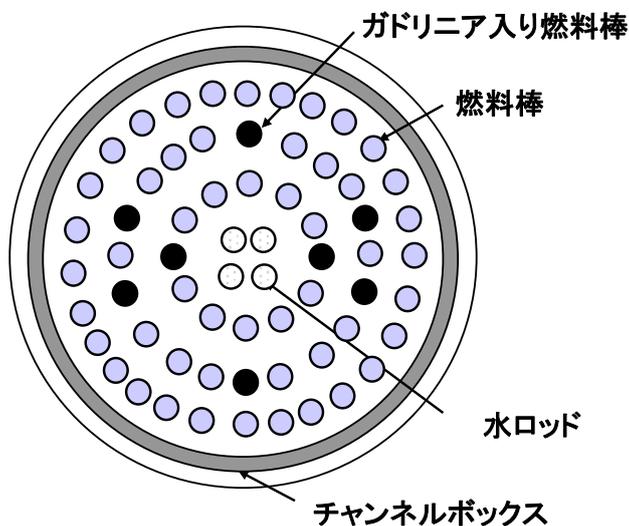


図 3.1-1 円筒クラスタ

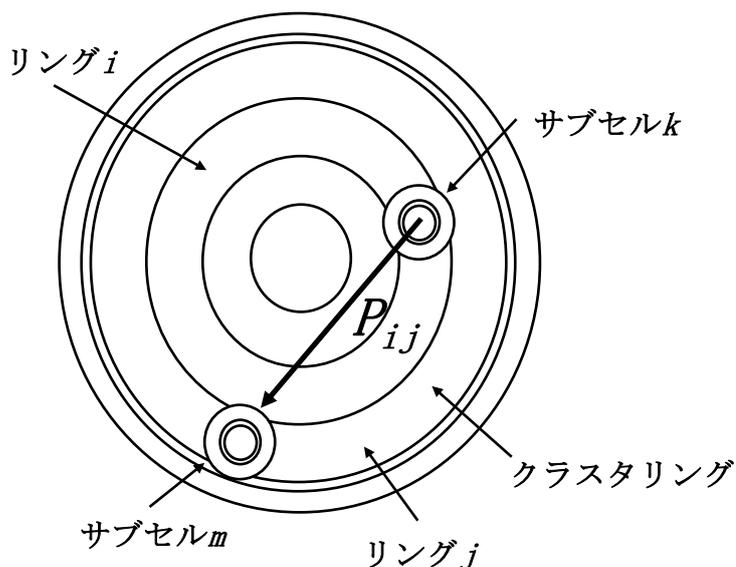


図 3.1-2 円筒クラスタ中のサブセル

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

$$P_{i \rightarrow i}(k, l \rightarrow m, n) = P'_{i \rightarrow i}(k, l \rightarrow m, n) + P''_{i \rightarrow i}(k, l \rightarrow m, n) \quad (3.1-1)$$

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。

$$P'_{i \rightarrow i}(k, l \rightarrow m, n) = p_{ikl \rightarrow imn} \delta_{km} + \frac{p_{ikl \rightarrow ikB} \gamma_{im} p_{imB \rightarrow imn}}{1 - \sum_K \gamma_{iK} p_{iKB \rightarrow iKB}} \quad (3.1-2)$$

$$P''_{i \rightarrow i}(k, l \rightarrow m, n) = P_i(k, l \rightarrow S_{(i-1)}) (1 - P_{S_{(i-1), in}}) G_{i-1 \rightarrow i} \alpha_{imn} \quad (3.1-3)$$

ここで，右辺の各項は以下で与えられる。

$$\delta_{km} = \begin{cases} 1 (k = m) \\ 0 (k \neq m) \end{cases} \quad (3.1-4)$$

$$\alpha_{imn} = \frac{\gamma_{im}}{\sum_K \gamma_{iK}} \frac{p_{imB \rightarrow imn}}{1 - p_{imB \rightarrow imB}} \quad (3.1-5)$$

$$\gamma_{im} = \frac{\gamma_i n_{im}}{\sum_K n_{iK}} \quad (3.1-6)$$

$$P_i(k, l \rightarrow S_{(i-1)}) = \frac{p_{ikl \rightarrow ikB} (1 - \gamma_i) (1 - O_i)}{1 - \sum_K \gamma_{iK} p_{iKB \rightarrow iKB}} \quad (3.1-7)$$

式(3.1-5)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(3.1-6)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(3.1-7)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¹⁰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

$$P_{i \rightarrow j}(k, l \rightarrow m, n) = P'_{i \rightarrow j}(k, l \rightarrow m, n) + P''_{i \rightarrow j}(k, l \rightarrow m, n) \quad (3.1-8)$$

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。

$$P'_{i \rightarrow j}(k, l \rightarrow m, n) = P_i(k, l \rightarrow S_{(i-1)}) (1 - P_{S_{(i-1), in}}) G_{i-1 \rightarrow j} \alpha_{jmn} \quad (3.1-9)$$

$$P''_{i \rightarrow j}(k, l \rightarrow m, n) = P_i(k, l \rightarrow S_{(i)}) G_{i \rightarrow j} \alpha_{jmn} \quad (3.1-10)$$

$$P_i(k, l \rightarrow S_{(i)}) = \frac{p_{ikl \rightarrow ikB} (1 - \gamma_i) O_i}{1 - \sum_K \gamma_{iK} p_{iKB \rightarrow iKB}} \quad (3.1-11)$$

(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。

$$\Sigma_K V_K P_{K \rightarrow L} = \Sigma_L V_L P_{L \rightarrow K} \quad (3.1-12)$$

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。

3.1.2.2 詳細エネルギー群実効断面積計算モデル

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*に対する背景断面積 $\sigma_{b,i}^k$ の計算方法について述べる。背景断面積 $\sigma_{b,i}^k$ は、よく知られているように、燃料棒格子体系に対し式(3.1-13)で与えられる¹⁹。

$$\sigma_{b,i}^k = \frac{1}{N_i^k} \left\{ \sum_{l \neq k} N_i^l \sigma_{p,i}^l + \Sigma_{e,i} \right\} \quad (3.1-13)$$

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積、 $\Sigma_{e,i}$ は脱出断面積である。

脱出断面積 $\Sigma_{e,i}$ 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⁹により式(3.1-14)により計算する。

$$C_{0,i} = 1 - 2R_i \frac{\sum_{j \in \text{fuel}} \Sigma_j V_j P_{j \rightarrow i}}{\sum_{j \in \text{fuel}} V_j P_{j \rightarrow i}} \quad (3.1-14)$$

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²⁰を適用することで、脱出断面積 $\Sigma_{e,i}$ は式(3.1-15)、(3.1-16)で与えられる。

$$\Sigma_{e,i} = \frac{a(1 - C_i)}{2R_i} \quad (3.1-15)$$

$$C_i = 1 - \frac{1 - C_{0,i}}{1 + (a - 1)C_{0,i}} \quad (3.1-16)$$

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積は、背景断面積 $\sigma_{b,i}^k$ 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積より計算される。

一方、式(3.1-14)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積が60(b)に設定されている。これを同位体ごとの背景断面積に換算すると表3.1-6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 3.1-6 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

3.1.2.3 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(3.1-17)を解くことで計算される。

$$\Sigma_i^g \phi_i^g V_i = \sum_j \sum_{g'} \left(\Sigma_j^{g' \rightarrow g} \phi_j^{g'} + \chi_j^g Q_j \right) P_{j \rightarrow i}^g V_j \quad (3.1-17)$$

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。

3.1.2.4 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3.1.2.3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3.1-3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。

$$\Sigma_i^g \phi_i^g V_i = \sum_j \sum_{g'} \Sigma_j^{g' \rightarrow g} \phi_j^{g'} P_{j \rightarrow i}^g V_j + P_{S \rightarrow i}^g \phi_{cluster}^g \quad (3.1-18)$$

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。

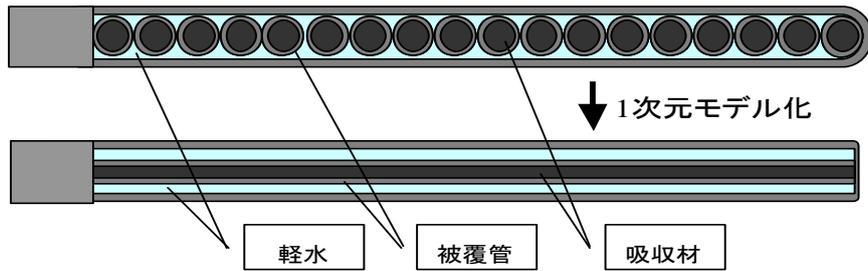


図 3.1-3 B₄C 棒型制御棒ブレードの 1 次元平板形状モデル化

3.1.2.5 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ごとの中間群（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(3.1-13)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(3.1-19)によりエネルギー縮約され、テーブル化される。

$$\sigma_{r,j}^g = \frac{\sum_{h \in g} \sigma_{r,j}^h \phi_j^h}{\sum_{h \in g} \phi_j^h} \quad (3.1-19)$$

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。

$$H_{r,j}^{g' \rightarrow g} = \frac{\sum_{h' \in g'} \sum_{h \in g} \sigma_{r,j}^{h' \rightarrow h} \phi_j^{h'}}{\sum_{h' \in g'} \sum_{h \in g} \sigma_{r,j}^{h' \rightarrow h} \phi_j^{h'}} \quad (3.1-20)$$

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。

3.1.2.6 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、3.1.2.2 項に述べたものと同様の方法(式(3.1-14)～(3.1-16))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(3.1-14)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(3.1-14)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。

3.1.2.7 中間群実効断面積計算モデル

燃料ペレット内の核種ごとの実効断面積は、3.1.2.6項のダンコフ係数から背景断面積を計算し、これに対し3.1.2.5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。

3.1.3 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。

3.1.3.1 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3.1-4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。

$$P_{i \rightarrow j} = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} dV \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int ds' \exp\left(-\int_0^{|r-r'|} \Sigma(s) ds\right) \Sigma_j \quad (3.1-21)$$

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(3.1-21)は次のような2次元積分に書き換えることができる。

$$P_{i \rightarrow j} = \frac{1}{2\pi \Sigma_i V_i} \int d\varphi \int dh [K_{i3}(\tau_{ij}) - K_{i3}(\tau_{ij} + \tau_i) - K_{i3}(\tau_{ij} + \tau_j) + K_{i3}(\tau_{ij} + \tau_i + \tau_j)] \quad (3.1-22)$$

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 $\tau_i, \tau_j, \tau_{ij}$ 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。

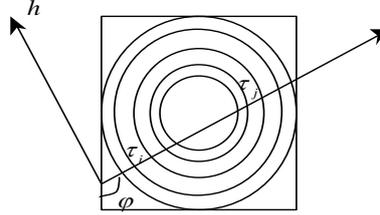


図 3.1-4 燃料ノード内の中性子パス

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。

$$P_{i \rightarrow S, l} = \frac{1}{2\pi \Sigma_i V_i} \int_{\varphi_{l-1}}^{\varphi_l} d\varphi \int dh [K_{i3}(\tau_{iS}) - K_{i3}(\tau_{iS} + \tau_i)] \quad (3.1-23)$$

$$\varphi_l = \frac{\pi}{2} l \quad (3.1-24)$$

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。

$$\frac{S}{8} \Gamma_{S, l \rightarrow i} = \Sigma_i V_i P_{i \rightarrow S, 3-l} \quad (3.1-25)$$

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。

$$\Gamma_{S, l \rightarrow S', l'} = \frac{2}{\pi S} \int_{\varphi_{l-1}}^{\varphi_l} d\varphi \int dh K_{i3}(\tau_{SS'}) \quad (3.1-26)$$

3.1.3.2 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 3.1-5 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)。

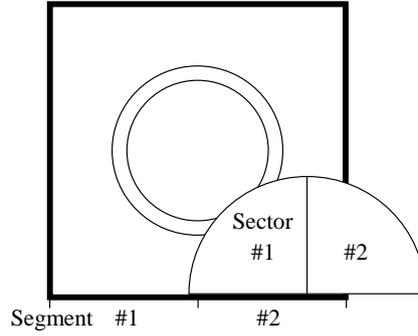


図 3. 1-5 ノード表面及び角度領域の分割

解くべき中性子バランス方程式は以下で与えられる。

$$\Sigma_i^g \phi_i^g V_i = \sum_{n,m,l} \Gamma_{nml \rightarrow i}^- J_{nml}^- A_{nm} + \sum_j P_{j \rightarrow i}^g \sum_{g'} \left(\Sigma_j^{g' \rightarrow g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j \quad (3. 1-27)$$

$$J_{nml}^+ A_{nm} = \sum_j P_{j \rightarrow nml}^g \sum_{g'} \left(\Sigma_j^{g' \rightarrow g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j \quad (3. 1-28)$$

$$+ \sum_{n',m',l'} \Gamma_{n'm'l' \rightarrow nml}^g J_{n'm'l'}^- A_{n'm'} \quad (3. 1-29)$$

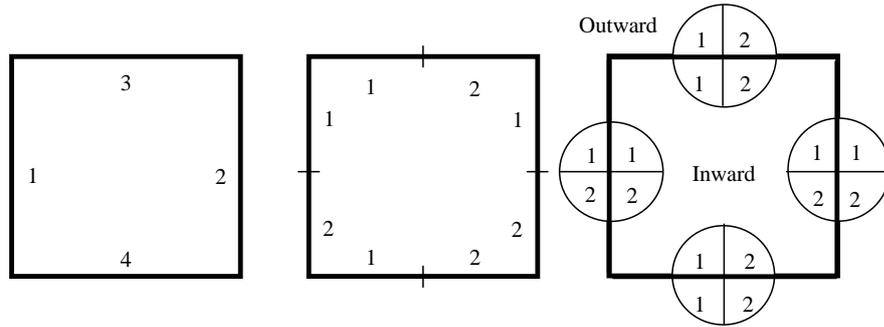
$$J_{nml}^- = J_{n'm'l'}^+ (\text{adjacent node})$$

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(3.1-22), (3.1-23), (3.1-25), (3.1-26)で表される空間2次元積分により与えられる。式(3.1-27)と(3.1-28)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(3.1-29)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(3.1-27)～(3.1-29)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、ノード内に流入又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(3.1-29)における流入中性子流を修正する。この方法を改良 CCCP 法¹¹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3.1-6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3.1-6 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(3.1-30)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(3.1-31)のとおり整理する。

$$\begin{aligned} A_{00} &= \frac{1}{4} (J_{n'11}^{+,g} + J_{n'12}^{+,g} + J_{n'21}^{+,g} + J_{n'22}^{+,g}) \\ A_{10} &= \frac{1}{4} (J_{n'11}^{+,g} + J_{n'12}^{+,g} - J_{n'21}^{+,g} - J_{n'22}^{+,g}) \end{aligned} \quad (3.1-30)$$

$$\begin{aligned} A_{01} &= \frac{1}{4} (J_{n'11}^{+,g} - J_{n'12}^{+,g} + J_{n'21}^{+,g} - J_{n'22}^{+,g}) \\ A_{11} &= \frac{1}{4} (J_{n'11}^{+,g} - J_{n'12}^{+,g} - J_{n'21}^{+,g} + J_{n'22}^{+,g}) \\ J_{n11}^{-,g} &= A_{00} + A_{10} + A_{01} + A_{11} \\ J_{n12}^{-,g} &= A_{00} + A_{10} - A_{01} - A_{11} \\ J_{n21}^{-,g} &= A_{00} - A_{10} + A_{01} - A_{11} \\ J_{n22}^{-,g} &= A_{00} - A_{10} - A_{01} + A_{11} \end{aligned} \quad (3.1-31)$$

式(3.1-10)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 ごと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3.1-7に示す。

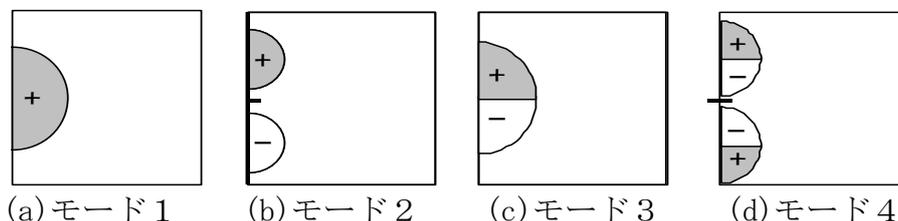


図 3.1-7 入射中性子流のモード

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(3.1-32)の B という成分を導入している。

$$B = -\beta(J_n^{-,g} - J_n^{+,g}) \quad (3.1-32)$$

したがって，式(3.1-31)は式(3.1-33)に修正される。

$$\begin{aligned} J_{n11}^{-,g} &= A_{00} + A_{10} + A_{01} + B \\ J_{n12}^{-,g} &= A_{00} + A_{10} - A_{01} - B \\ J_{n21}^{-,g} &= A_{00} - A_{10} + A_{01} - B \\ J_{n22}^{-,g} &= A_{00} - A_{10} - A_{01} + B \end{aligned} \quad (3.1-33)$$

$$J_n^{\pm,g} = \frac{1}{4} \sum_{m,l=1}^2 J_{nml}^{\pm,g} \quad (3.1-34)$$

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(3.1-32)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つ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²¹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。

3.1.3.3 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(3.1-27)，(3.1-28)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 $J_{nl}^{-,G}$ 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 $J_{nl}^{-,G}$ は式(3.1-35)により関係づけられる。

$$J_{nml}^{-,g} = f_{nml}^g J_{nl}^{-,G} \quad (3.1-35)$$

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。

$$f_{nml}^g = \frac{J_{nml}^{-,g} A_{nm}}{\sum_{m' \in n} \sum_{g' \in G} J_{nm'l}^{-,g'} A_{nm'}} \quad (3.1-36)$$

3.1.3.4 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(3.1-27), (3.1-28)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。

$$\Sigma_I^G \phi_I^G V_I = \sum_{nl} \Gamma_{nl \rightarrow I}^G J_{nl}^{-,G} A_n + P_{I \rightarrow I}^G \sum_{G'} \left(\Sigma_{s,I}^{G' \rightarrow G} + \frac{\chi_I^G}{\lambda} \nu \Sigma_{f,I}^{G'} \right) \phi_I^{G'} V_I \quad (3.1-37)$$

$$J_{nl}^{+,G} A_n = P_{I \rightarrow nl}^G \sum_{G'} \left(\Sigma_{s,I}^{G' \rightarrow G} + \frac{\chi_I^G}{\lambda} \nu \Sigma_{f,I}^{G'} \right) \phi_I^{G'} V_I \quad (3.1-38)$$

$$+ \sum_{n',l'} \Gamma_{n'l' \rightarrow nl}^G J_{n'l'}^{-,G} A_{n'} \\ J_{nl}^{-,G} = J_{nl'}^{+,G} \quad (3.1-39)$$

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(3.1-40)～(3.1-43)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。

$$\Gamma_{nl \rightarrow I}^G = \frac{\sum_{g \in G} \sum_{m \in n} \sum_{i \in I} \Gamma_{nml \rightarrow i}^g J_{nml}^{-,g} A_{nm}}{\sum_{g \in G} \sum_{m \in n} J_{nml}^{-,g} A_{nm}} \quad (3.1-40)$$

$$\Gamma_{n'l' \rightarrow nl}^G = \frac{\sum_{g \in G} \sum_{m \in n} \sum_{m' \in n'} \Gamma_{n'm'l' \rightarrow nml}^g J_{n'm'l'}^{-,g} A_{n'm'}}{\sum_{g \in G} \sum_{m' \in n'} J_{n'm'l'}^{-,g} A_{n'm'}} \quad (3.1-41)$$

$$P_{I \rightarrow I}^G = \frac{\sum_{g \in G} \sum_{j \in I} \sum_{i \in I} P_{j \rightarrow i}^g \left(\Sigma_{s,j}^{g' \rightarrow g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j}{\sum_{g \in G} \sum_{j \in I} \Sigma_{g'} \left(\Sigma_{s,j}^{g' \rightarrow g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j} \quad (3.1-42)$$

$$P_{I \rightarrow nl}^G = \frac{\sum_{g \in G} \sum_{j \in I} \sum_{m \in n} P_{j \rightarrow nml}^g \left(\Sigma_{s,j}^{g' \rightarrow g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j}{\sum_{g \in G} \sum_{j \in I} \Sigma_{g'} \left(\Sigma_{s,j}^{g' \rightarrow g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j} \quad (3.1-43)$$

式(3.1-37)と(3.1-38)をノード表面 n について和をとり式(3.1-44), (3.1-45)の関係を利用すると, 着目するノードではバランス式(3.1-46)が成り立つ。

$$\Gamma_{nl \rightarrow I}^G + \sum_{n',l'} \Gamma_{nl \rightarrow n'l'}^G = 1, (n, n' \in I) \quad (3.1-44)$$

$$P_{I \rightarrow I}^G + \sum_{nl} P_{I \rightarrow nl}^G = 1, (n \in I) \quad (3.1-45)$$

$$\sum_I \sum_{n \in I, l} (J_{nl}^{+,G} - J_{nl}^{-,G}) A_n + \Sigma_{r,l}^G \phi_l^G V_l$$

$$= \sum_I \sum_{G' \neq G} \Sigma_{s,l}^{G' \rightarrow G} \phi_l^G V_l + \frac{1}{\lambda} \sum_G \sum_I \chi_l^G v \Sigma_{f,l}^{G'} \phi_l^{G'} V_l$$
(3.1-46)

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(3.1-47)にて求まる。

$$\lambda = \frac{\sum_I \sum_G \sum_{G'} \chi_l^G v \Sigma_{f,l}^{G'} \phi_l^{G'} V_l}{\sum_I \sum_G (\Sigma_{a,l}^G \phi_l^G V_l + \sum_{n \in I, l} (J_{nl}^{+,G} - J_{nl}^{-,G}) A_n)}$$
(3.1-47)

3.1.3.5 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。

3.1.3.5.1 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 3.1-7 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)²²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 3.1-7 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		

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。

3.1.3.5.2 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。

$$\Sigma_i^g \phi_i^g V_i = \sum_j \left\{ \sum_{g'} \Sigma_{s,j}^{g' \rightarrow g} \phi_j^{g'} + Q_j^g \right\} P_{j \rightarrow i}^g V_j + \sum_n J_n^{-,g} A_n P_{n \rightarrow i}^g \quad (3.1-48)$$

$$J_n^{+,g} A_n = \sum_i \left\{ \sum_{g'} \Sigma_{s,i}^{g' \rightarrow g} \phi_i^{g'} + Q_i^g \right\} P_{i \rightarrow n}^g V_i + \sum_{n'} J_{n'}^{-,g} A_{n'} P_{n' \rightarrow n}^g \quad (3.1-49)$$

$$J_n^{-,g} = J_{n'}^{+,g} (\text{adjacent node}) \quad (3.1-50)$$

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 $g' \rightarrow g$ 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。

3.1.3.6 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。

$$E_{\gamma,i} = V_i \sum_g \Sigma_{\gamma,i}^g \phi_i^g \quad (3.1-51)$$

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。

3.1.3.7 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。

$$E_{\gamma,ij} = V_{ij} \sum_g \Sigma_{\gamma,ij}^g \phi_{ij}^g \quad (3.1-52)$$

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。

$$E_{ij} = \frac{E_{\gamma}^{tot}}{\sum_{ij} E_{\gamma,ij}} E_{\gamma,ij} + \frac{E_n^{tot} - E_{\gamma}^{tot}}{(\text{燃料棒本数})} P_{f,ij} \quad (3.1-53)$$

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。

3.1.3.8 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 (barn⁻¹cm⁻¹)

$$ADBI(m) = \frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} N_m(r) dV \quad (3.1-54)$$

(2) ALAMDA: 遅発中性子先行核時定数 (s⁻¹)

$$ALAMDA(h) = \frac{\sum_{m=fissiles} \nu \Sigma_{f,m} \phi \beta(h, m)}{\sum_{m=fissiles} \frac{\nu \Sigma_{f,m} \phi \beta(h, m)}{\lambda(h, m)}} \quad (3.1-55)$$

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: 群ごとの実効遅発中性子割合

$$BETA(h) = \frac{\sum_{m=fissile} \nu \Sigma_{f,m} \phi \beta(h, m)}{\sum_{m=fissile} \nu \Sigma_{f,m} \phi} \quad (3.1-56)$$

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

$$BETAT = \sum_{h=1}^6 BETA(h) \quad (3.1-57)$$

(5) BDF : 境界拡散フォームファクタ

$$b_{G=3}^{\infty}(x, y) = f_{G=3}^{\infty}(x, y) \left(\frac{\phi_{G=3}^{hom}(x, y)}{\phi_{G=3}^{het}(x, y)} \right)^{\infty} \quad (3.1-58)$$

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,

$$f_G^{\infty}(x, y) = \frac{\sum_{s=1}^4 \omega_s^G \left(\frac{\phi_G^{het}(x_s, y_s)}{\phi_G^{homo}(x_s, y_s)} \right)^{\infty}}{\sum_{s=1}^4 \omega_s^G} \quad (3.1-59)$$

$$\omega_s^G = \exp(-\kappa_G^i |x - x_s|) \exp(-\kappa_G^i |y - y_s|) \quad (3.1-60)$$

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) コーナーの 3 群中性子束不連続因子

$$CDFNN(G) = \frac{\phi_G(\vec{r}_{NN})}{\frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} \phi_G(\vec{r}) dV} \quad (3.1-61)$$

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

$$CDFNW(G) = \frac{\phi_G(\vec{r}_{NW})}{\frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} \phi_G(\vec{r}) dV} \quad (3.1-62)$$

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

$$CDFWW(G) = \frac{\phi_G(\vec{r}_{WW})}{\frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} \phi_G(\vec{r}) dV} \quad (3.1-63)$$

(9) D : 3 群の拡散係数 (cm)

$$D_G = \left[w_1^G \frac{1}{3\Sigma_{tr}^G} + (1 - w_1^G) D_0^G \right] w_2^G \quad (3.1-64)$$

$$\Sigma_{tr}^G = \frac{\sum_{g \in G} \int_{ass'y} \Sigma_{tr,g}(r) \phi(\vec{r}) dV}{\sum_{g \in G} \int_{ass'y} \phi_g(\vec{r}) dV} \quad (3.1-65)$$

$$D_0^G = \frac{\sum_{g \in G} \left\{ \int_{ass'y} 3\Sigma_{tr,g}(r) \phi_g(\vec{r}) dV / \sum_{g \in G} \int_{ass'y} \phi_g(\vec{r}) dV \right\}^{-1} \Phi_g}{\sum_{g \in G} \Phi_g} \quad (3.1-66)$$

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)

$$EPF = \frac{E_n^{tot}}{\sum_g \int_{ass'y} \Sigma_f(g, r) \phi_g(\vec{r}) dV} \quad (3.1-67)$$

(11) FDFN : N ギャップ の 3 群中性子束不連続因子

$$FDFN(G) = \frac{\frac{1}{S_{f,N}} \int_{s \in S_{f,N}} \phi_G(\vec{s}) d\vec{s}}{\frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} \phi_G(\vec{r}) dV} \quad (3.1-68)$$

(12) FDFW : W ギャップ の 3 群中性子束不連続因子

$$FDFW(G) = \frac{\frac{1}{S_{f,W}} \int_{s \in S_{f,W}} \phi_G(\vec{s}) d\vec{s}}{\frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} \phi_G(\vec{r}) dV} \quad (3.1-69)$$

(13) KINF : 無限増倍率

式(3.1-47) 参照

(14) REB10 : B-10 反応度価値

$$REB10 = REALL(m = B10) \quad (3.1-70)$$

$$REALL(m) = \frac{\text{(production rate of nuclide } m\text{)}}{\text{(total production rate)}} \quad (3.1-71)$$

$$= \frac{\text{(absorption rate of nuclide } m\text{)}}{\text{(total absorption rate)}}$$

(15) REGD : Gd 反応度価値

$$REGD = \frac{REALL(m = Gd155) + REALL(m = Gd157)}{1 - REALL(m = Xe135)} \quad (3.1-72)$$

(16) RESM : Sm-149 反応度価値

$$RESM = \frac{REALL(m = Sm149)}{1 - REALL(m = Xe135)} \quad (3.1-73)$$

(17) REXE : Xe-135 反応度価値

$$REXE = \frac{REALL(m = Xe135)}{1 - REALL(m = Xe135)} \quad (3.1-74)$$

(18) RPR : 燃料棒の相対出力

式(3.1-53)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

$$RTIPA(G) = \frac{\sum_{g \in G} \phi_g(\vec{r}_{TIP})}{\frac{1}{V_{ass'y}} \sum_{g \in G} \int_{ass'y} \phi_g(\vec{r}) dV} \quad (3.1-75)$$

(20) V : 3 群平均中性子速度 (cm/s)

$$V(G) = \frac{\sum_{g \in G} \int_{ass'y} \phi_g(r) dV}{\sum_{g \in G} \int_{ass'y} \frac{\phi_g(r)}{v_g(r)} dV} \quad (3.1-76)$$

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})

$$XA(G) = \frac{\sum_{g \in G} \int_{ass'y} \Sigma_{a,g}(r) \phi_g(r) dV}{\sum_{g \in G} \int_{ass'y} \phi_g(r) dV} \quad (3.1-77)$$

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

$$XAMXE = XA(G = 3) - SAXE \times ADBI(m = Xe135) \quad (3.1-78)$$

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})

$$XF(G) = \frac{\sum_{g \in G} \int_{ass'y} \Sigma_{f,g}(r) \phi_g(r) dV}{\sum_{g \in G} \int_{ass'y} \phi_g(r) dV} \quad (3.1-79)$$

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

$$XFCRT(G) = \frac{\sum_{g \in G} \sigma_{f,U235}^g(r_{mon}) \phi_g(r_{mon})}{\sum_g \phi_g(r_{mon})} \quad (3.1-80)$$

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})

$$XNF(G) = \frac{\sum_{g \in G} \int_{ass'y} \nu \Sigma_{f,g}(r) \phi_g(r) dV}{\sum_{g \in G} \int_{ass'y} \phi_g(r) dV} \quad (3.1-81)$$

3.1.4 燃焼計算

3.1.4.1 燃焼基礎方程式

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

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & \sum_j u_{ij} \lambda_j N_j + \sum_j v_{ij} \left(\sum_G \sigma_{c,j}^G \phi^G \right) N_j \\ & + \sum_j w_{ij} \left(\sum_G \sigma_{n2n,j}^G \phi^G \right) N_j \\ & + \sum_j \gamma_{ij} \left(\sum_G \sigma_{f,j}^G \phi^G \right) N_j \\ & - \left\{ \lambda_i + \left(\sum_G \sigma_{a,i}^G \phi^G \right) + \left(\sum_G \sigma_{n2n,i}^G \phi^G \right) \right\} N_i \end{aligned} \quad (3.1-82)$$

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。

3.1.4.2 数値積分法

3.1.4.2.1 予測子・修正子法

燃焼方程式 (3.1-82) 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。

3.1.4.2.2 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 (3.1-82) 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。

$$N_i(\Delta t) - N_i(0) = (Q_i - \tilde{\lambda}_i N_i(0)) \frac{1 - \exp(-\tilde{\lambda}_i \Delta t)}{\tilde{\lambda}_i} \quad (3.1-83)$$

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

$$\tilde{\lambda}_i = \lambda_i + \sum_G \sigma_{a,i}^G \phi^G + \sum_G \sigma_{n2n,i}^G \phi^G \quad (3.1-84)$$

式(3.1-83), (3.1-84)から式(3.1-82)は次のように表される。

$$\frac{dN_i}{dt} = \frac{N_i(\Delta t) - N_i(0)}{\Delta t} = (Q_i - \tilde{\lambda}_i N_i(0)) \frac{1 - \exp(-\tilde{\lambda}_i \Delta t)}{\tilde{\lambda}_i \Delta t} \quad (3.1-85)$$

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3.1.4.3にて述べる方法で更新される。

3.1.4.2.3 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。

$$\frac{dN_i}{dt} = -(\lambda_{0,i} + \lambda_{1,i}t)N_i + Q_{av,i} \quad (3.1-86)$$

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。

$$\begin{aligned} N_i(t) = & N_i(0) \exp(-\lambda_{av,i}t) \\ & + 2 \left(\frac{\lambda_{0,i}}{\sqrt{2\lambda_{1,i}}} \right) \frac{Q_{av,i}}{\lambda_{0,i}} \left[F \left(\frac{\lambda_{0,i} + \lambda_{1,i}t}{\sqrt{2\lambda_{1,i}}} \right) \right. \\ & \left. - \exp(-\lambda_{av,i}t) F \left(\frac{\lambda_{0,i}}{\sqrt{2\lambda_{1,i}}} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.1-87)$$

$\lambda_{av,i}$ 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。

$$F(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(u^2) du \quad (3.1-88)$$

3.1.4.3 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。

$$\Phi_{fast} = \frac{6.241506 \times 10^{12} P_0}{\sum_k \sum_i w_i N_{i,k} \sum_G \sigma_{f,i,k}^G \left(\frac{\phi_k^G}{\Phi} \right) V_k} \quad (3.1-89)$$

ここで G は3.1.3.3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。

$$\begin{pmatrix} v\Sigma_{f1} - (\Sigma_{r1} + D_1 B^2) & v\Sigma_{f2} & v\Sigma_{f3} & v\Sigma_{f4} \\ \Sigma_{1 \rightarrow 2} & -(\Sigma_{r2} + D_2 B^2) & \Sigma_{3 \rightarrow 2} & \Sigma_{4 \rightarrow 2} \\ \Sigma_{1 \rightarrow 3} & \Sigma_{2 \rightarrow 3} & -(\Sigma_{r3} + D_3 B^2) & \Sigma_{4 \rightarrow 3} \\ \Sigma_{1 \rightarrow 4} & \Sigma_{2 \rightarrow 4} & \Sigma_{3 \rightarrow 4} & -(\Sigma_{r4} + D_4 B^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} = 0 \quad (3.1-90)$$

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(3.1-90)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。

3.1.4.4 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¹²。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 12 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。

$$\bar{\sigma}_a^{PFPi} = \frac{\int_E \sigma_a^{PFPi}(e) \phi(e) de}{\int_E \phi(e) de}, (i = 1, 2) \quad (3.1-91)$$

$$\sigma_a^{PFPi}(e) = C_i \frac{1}{\sqrt{e}}, (i = 1, 2) \quad (3.1-92)$$

ここで、 e は中性子のエネルギーである。以上から、文献 12 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(3.1-93)で表される。

$$\bar{\sigma}_a^{PFP1} = \bar{\sigma}_a^{PFP2} = 0.148(\text{barn}) \quad (3.1-93)$$

これから擬似 FP 核種の断面積は一意的に定まる。

$$C_i = 0.1166, (i = 1, 2) \quad (3.1-94)$$

擬似 FP 核種の核分裂収率は式(3.1-95)、(3.1-96)にて定義される。

$$FY_l^{PFP1} = 2 - \sum_{i \in \text{explicit FPs}} FY_{i,l} \quad (3.1-95)$$

$$FY_l^{PFP2} = 0 \quad (3.1-96)$$

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

(3.1-95)に従い評価した擬似 FP 核種 PFP1 の核分裂収率を表 3.1-8 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 3.1-8 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 3.1-8 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 3.1-8 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 3.1-9 に示す。これから、擬似 FP 核種の相対中性子吸収

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。

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 3.1-8 に示す程度の誤差となる。

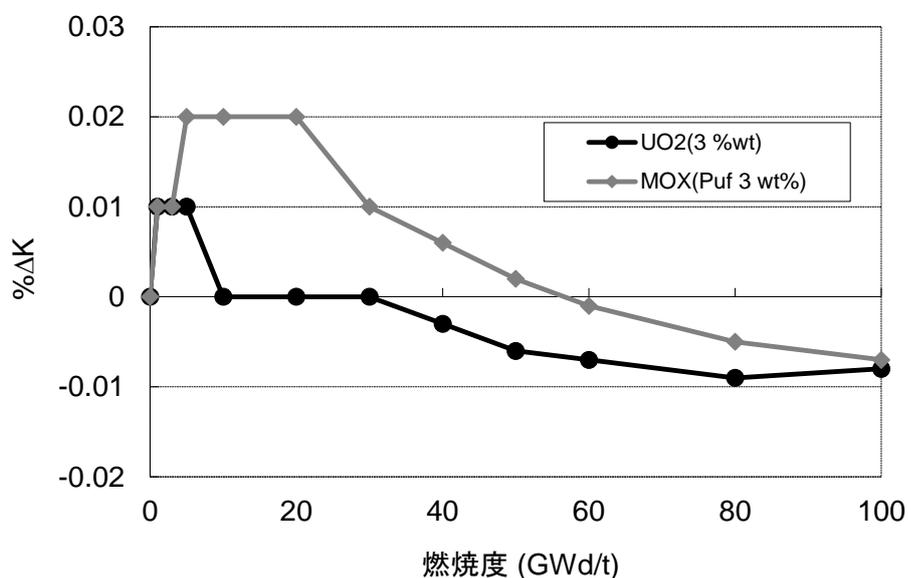


図 3.1-8 FP チェーンモデル誤差

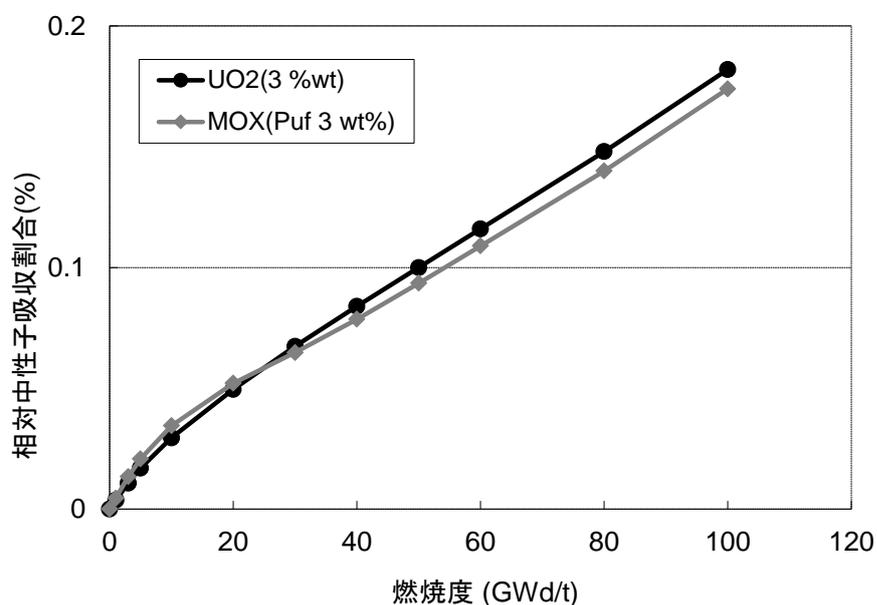


図 3.1-9 全中性子吸収に占める擬似 FP 核種の相対吸収割合

核種の生成・崩壊チェーンを図 3.1-10～図 3.1-14 に示す。
 アクチニド核種の生成・崩壊チェーン：図 3.1-10
 核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン：図 3.1-11～図 3.1-13
 制御棒吸収材核種の生成・崩壊チェーン：図 3.1-14

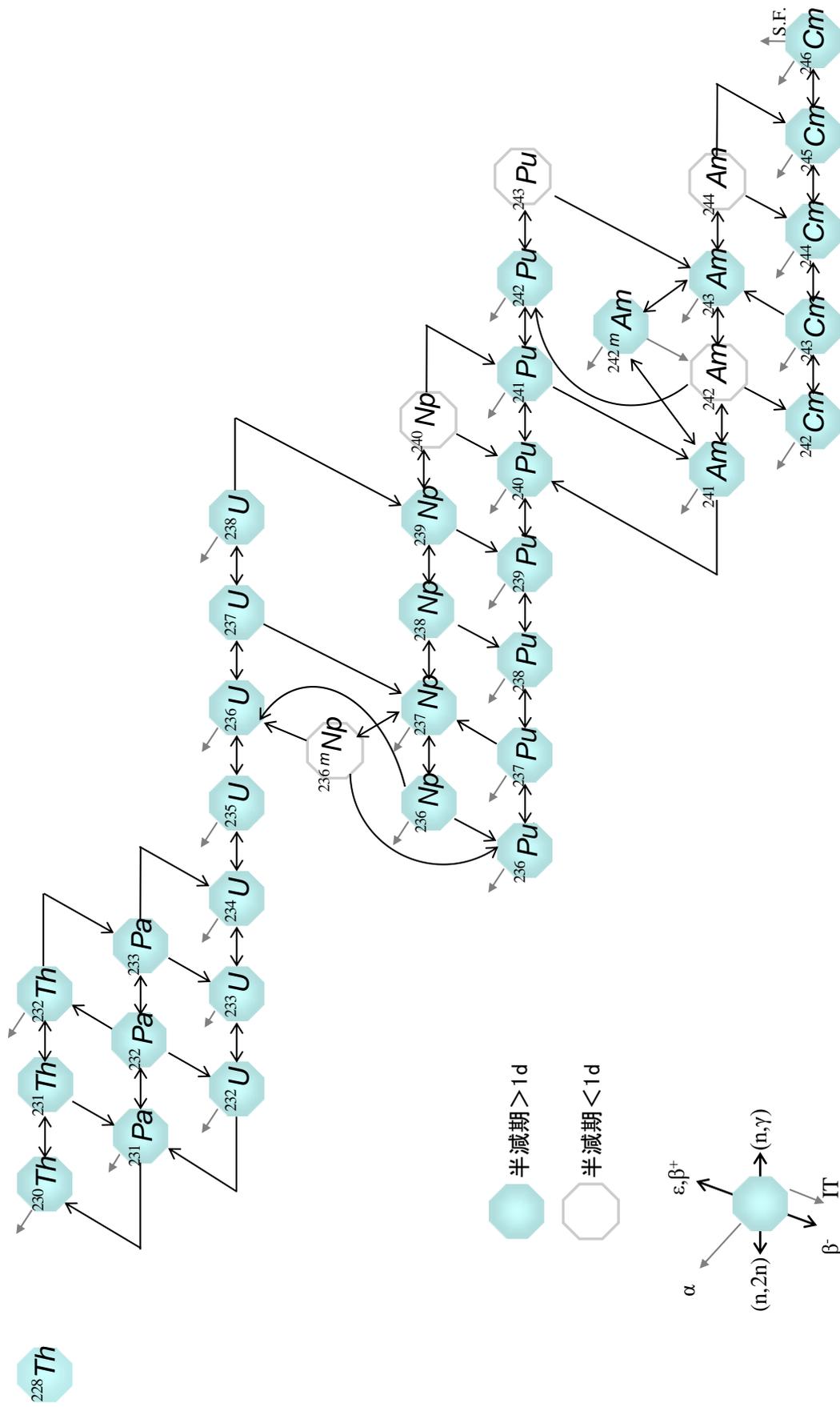


図 3.1-10 アクチノイド核種の生成・崩壊チェーン

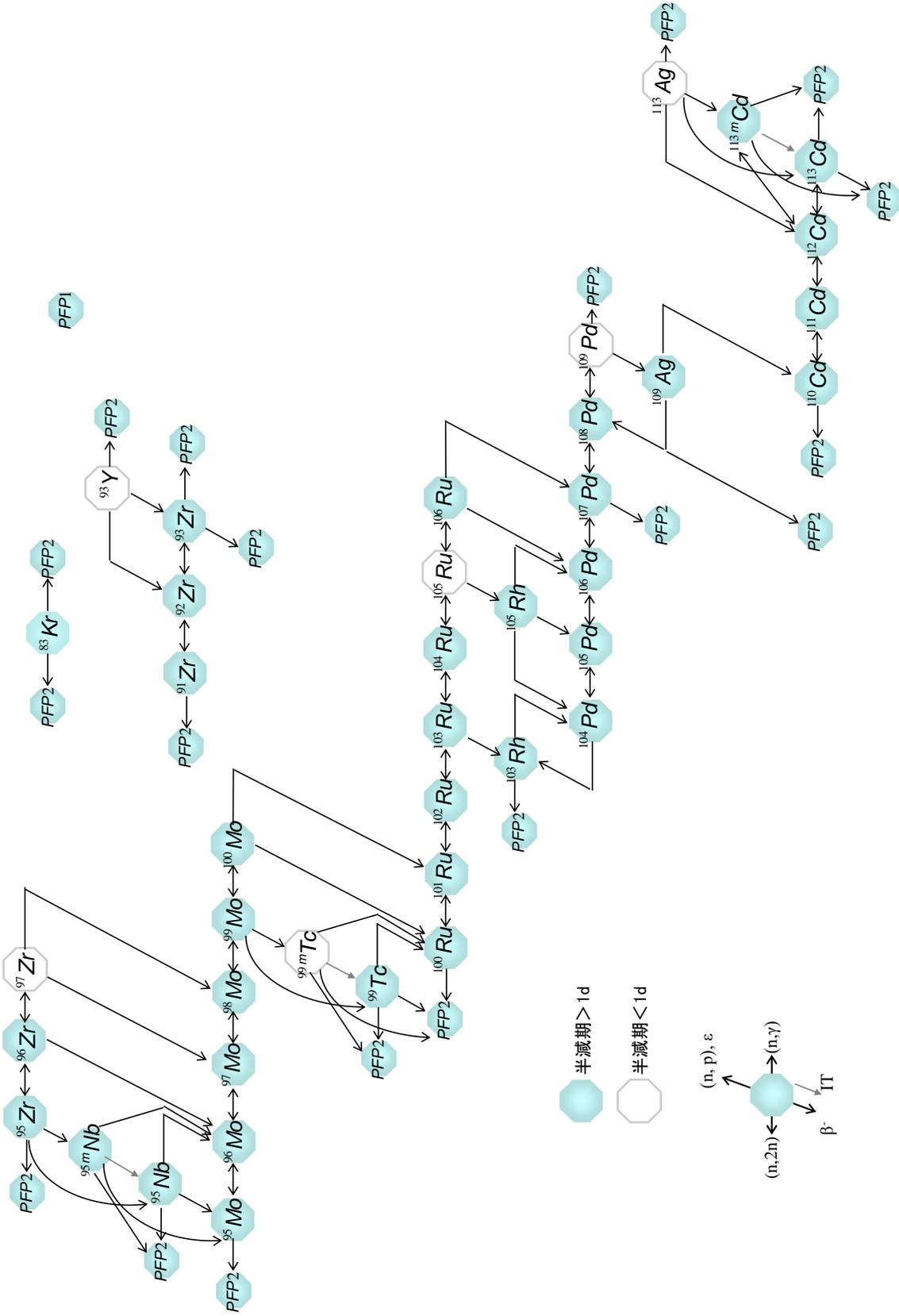


図 3.1-11 核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン (その1)

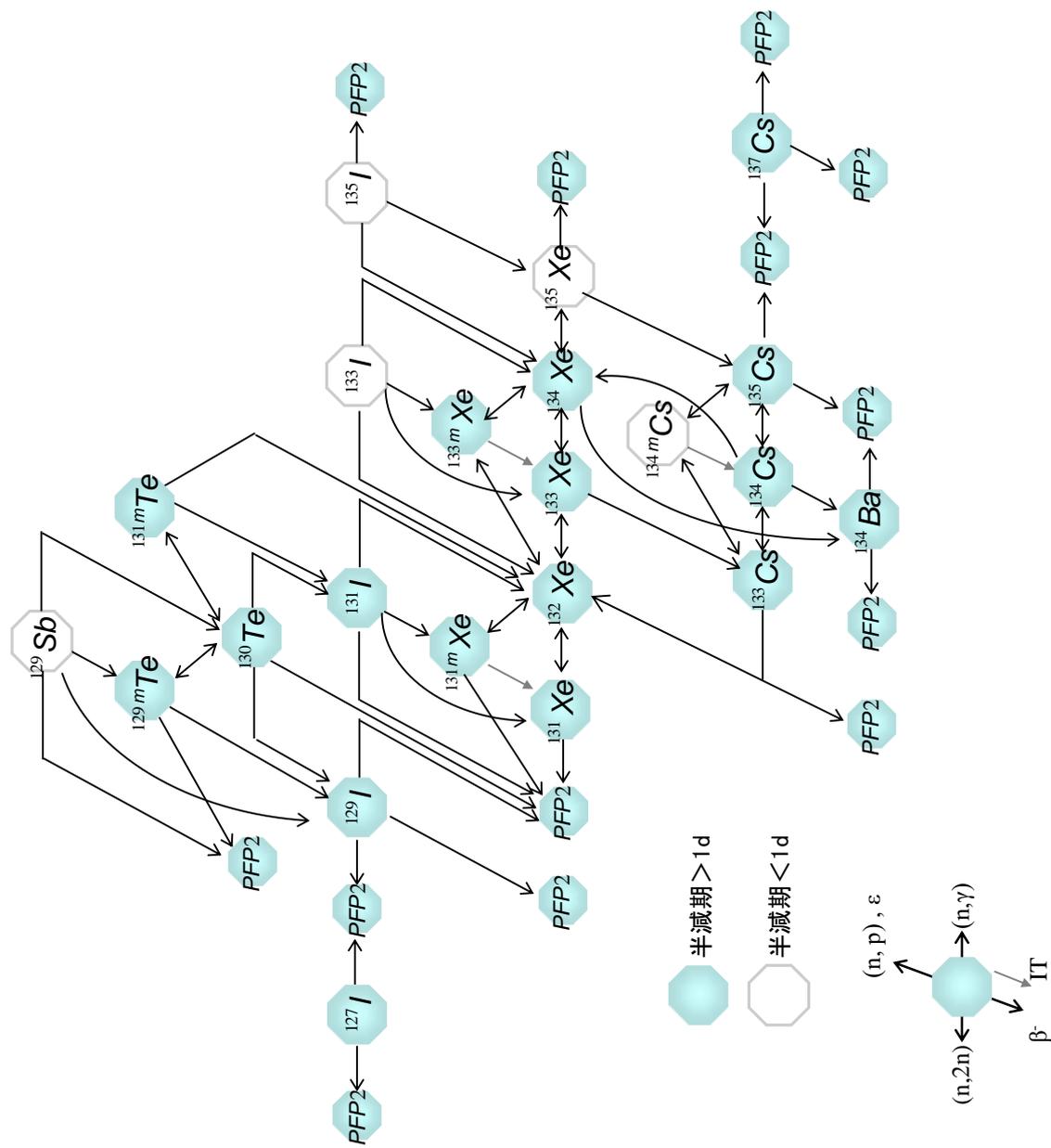


図 3.1-12 核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン (その 2)

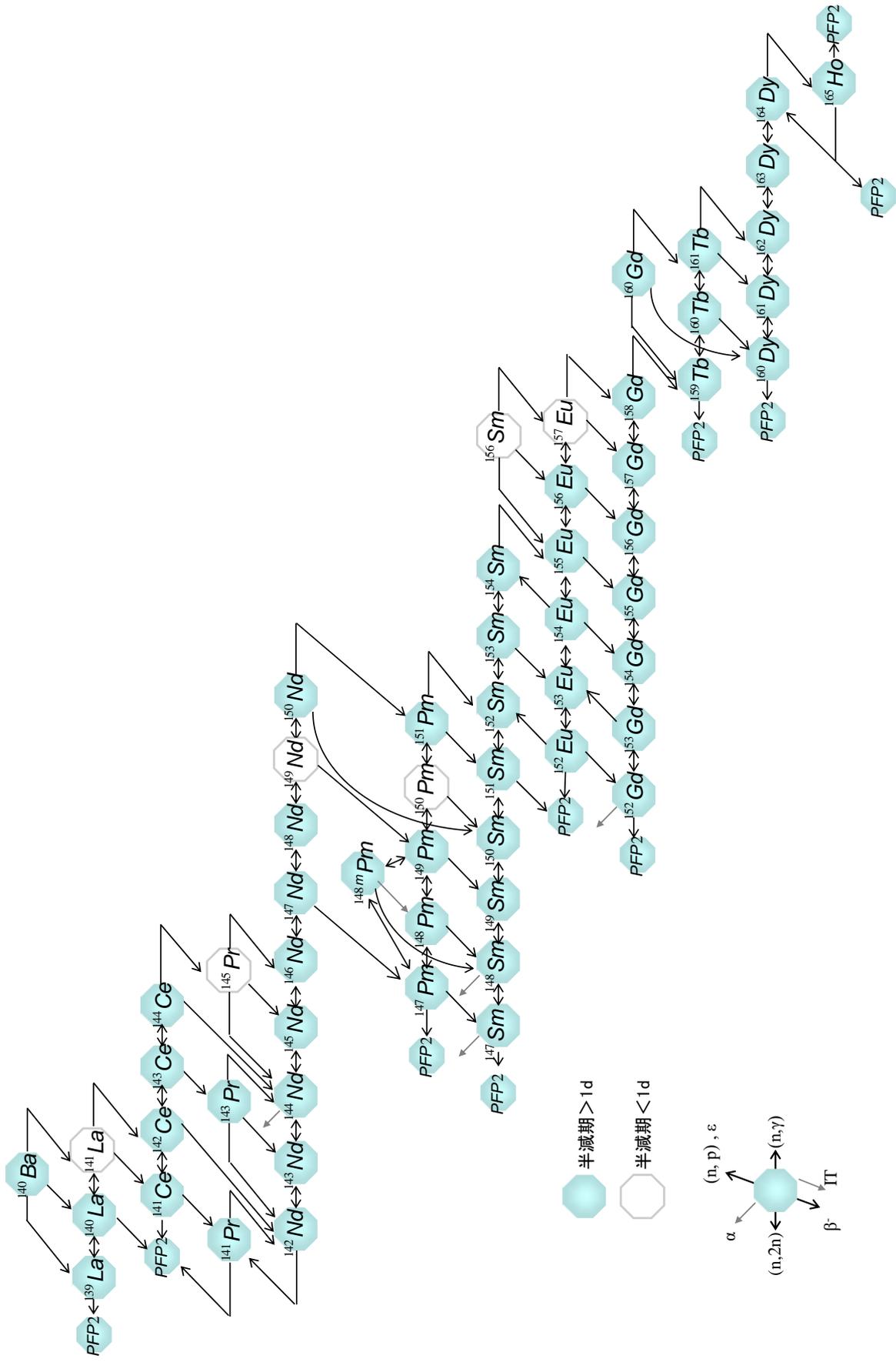


図 3.1-13 核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン (その 3)

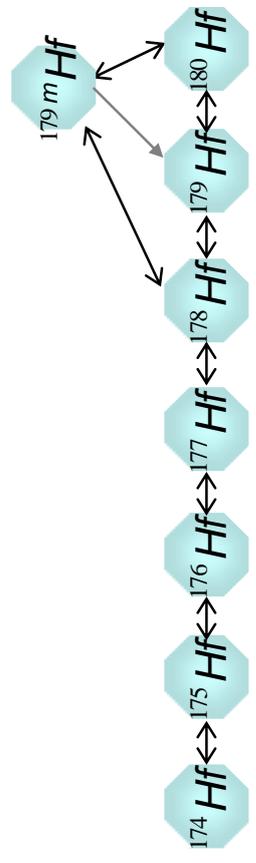
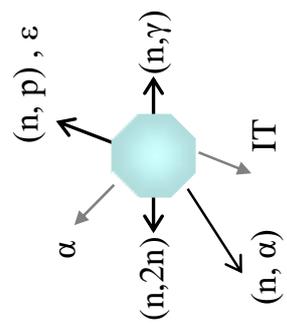
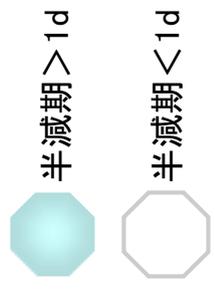
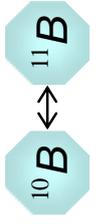


図 3.1-14 制御棒吸収材核種の生成・崩壊チェーン

3.1.4.5 特殊機能, オプション

3.1.4.5.1 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 3.1-15 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。

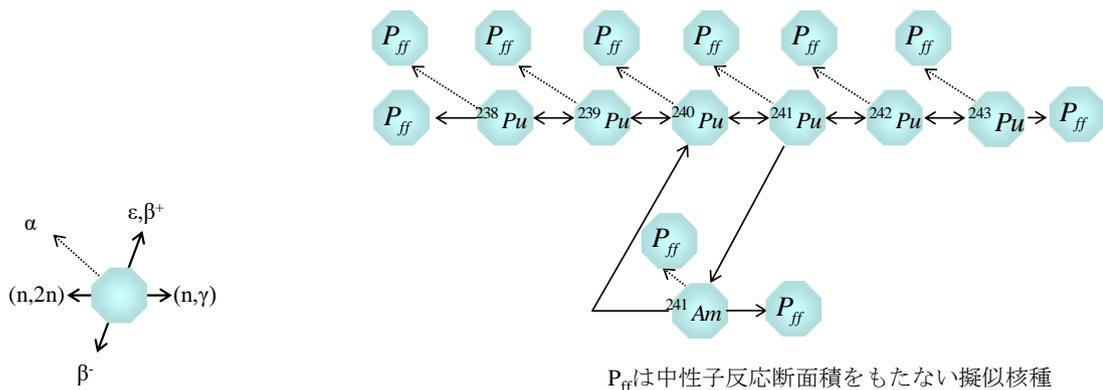


図 3.1-15 プルトニウム起源対象核種チェーン

3.1.4.5.2 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 次元又は 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（4.2.2.2, 4.2.2.3, 4.2.2.5 参照）。表 3.1-9 に示す諸量を出力する。

表 3.1-9 ノード平均定数出力

シンボル名	説明
BETCOL	ノードごとの遅発中性子割合
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 (cm)
DY	Y 方向ノード幅 (cm)
FSRCOL	ノードごとの核分裂中性子源
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	ノードごとの散乱中性子源
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

3.2 AETNA 解析モデル

3.2.1 核計算

BWR 炉心では出力分布とボイド分布の相互のフィードバックを考慮するため、3次元の核熱水力結合計算を行う。核計算では、炉心に装荷されている各燃料集合体を軸方向に分割し、径方向には均質化した小体積（ノード）に対する拡散ノード法を用いて中性子束・出力分布を計算する。ノード法はノード内中性子束分布を関数展開することにより、差分法に比べて正確な出力分布を計算できる。出力分布計算結果を基に熱水力計算によりボイド分布とチャンネル流量配分が計算される。

本手法では、中性子エネルギー3群スキームを採用し、高速群、共鳴群及び熱群を陽に解く。またノード境界のスペクトルミスマッチによる熱中性子束の分布を精度良く扱えるように解析的多項式ノード法²³を採用している。この手法ではノード内中性子源を多項式近似し、中性子束を解析的に解く。計算効率向上のため、中性子束計算は従来の応答係数法²³ではなく非線形反復法を採用し、2ノード問題を解析的多項式ノード法で解いてノード平均中性子束に対する差分形式に導いている。中性子束反復計算では、非線形反復に最適な Krylov 部分空間法を用いて計算時間の短縮を実現している。

3.2.1.1 基本方程式

炉心計算では、中性子エネルギー群を高速、共鳴及び熱群の3群で扱う。均質なノード i に対する中性子3群構成での拡散方程式は、次式で表される。

$$\nabla \cdot J_g^i(x, y, z) + \Sigma_{rg}^i \phi_g^i(x, y, z) = Q_g^i(x, y, z) \quad (3.2-1)$$

中性子流及び中性子源は、それぞれ

$$J_g^i(x, y, z) = -D_g^i \nabla \phi_g^i(x, y, z) \quad (3.2-2)$$

$$Q_g^i(x, y, z) = \sum_{g' \neq g} \Sigma_{g' \rightarrow g}^i \phi_{g'}^i(x, y, z) + \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i \phi_{g'}^i(x, y, z) \quad (3.2-3)$$

ここで、 λ は炉心固有値（実効増倍率）であり、炉心内の中性子発生率と除去率の釣り合いを表す。また、

∇ : ナブラ演算子（空間微分を表す）

$\phi_g^i(x, y, z)$: 第 g 群中性子束（ $g=1, 2, 3$ がそれぞれ高速、共鳴、熱群）

$D_g^i(x, y, z)$: 第 g 群拡散係数

$\Sigma_{rg}^i(x, y, z)$: 第 g 群除去断面積

$\nu \Sigma_{fg}^i(x, y, z)$: 第 g 群核分裂生成断面積（ ν は核分裂当たり発生中性子数）

$\Sigma_{g' \rightarrow g}^i(x, y, z)$: 第 $g' \rightarrow g$ 群散乱断面積

χ_g : 核分裂スペクトル

方程式の離散化のため、式(3.2-1)をノード体積で積分すると次の中性子バランス式を得る。

$$\sum_{u=x,y,z} \frac{1}{h_u^i} (J_{gu+}^i - J_{gu-}^i) + \Sigma_{rg}^i \bar{\phi}_g^i = \bar{Q}_g^i \quad (3.2-4)$$

ここで、 $\bar{\phi}_g^i$ と $J_{gu\pm}^i$ はノード平均中性子束とノードの u ±方向表面の境界中性子流であり、 h_u は u 方向のノード幅である。 x 方向を例に、ノードインデクスとノード境界中性子流の関係を図3.2-1に示す。

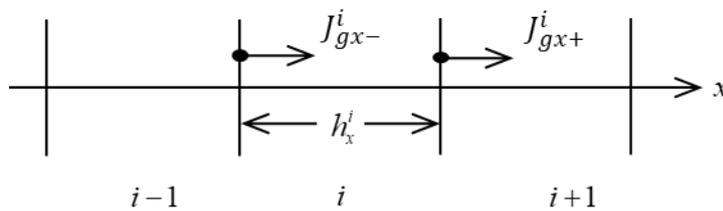


図 3.2-1 ノードインデクスとノード境界中性子流 ($u = x$ の場合)

式(3.2-4)において境界中性子流を、境界を挟む2ノードのノード平均中性子束を用いて表わすことができれば、ノード平均中性子束を未知ベクトルとする固有値方程式が与えられる。この離散化された固有値方程式を、反復計算手法を用いて数値的に解くことにより、ノード平均中性子束と、炉心固有値が求められる。

3.2.1.2 解析的多項式ノード法

従来の差分法では、境界中性子流を隣接2ノードの平均中性子束の差分から計算するが、ノード幅が大きい場合に精度が悪化する。ノード法では、より精度良く求めるために、ノード内の中性子束分布を関数展開して、境界中性子流を計算する²⁴。本手法では、ノード内で変化の大きい熱中性子束分布をより正確に表せるように解析的展開を用いる²⁵。境界中性子流を求めるために拡散方程式(3.2-1)を着目 x 方向以外の横方向について積分し、次の1次元方程式を得る。なお、 y, z 方向の中性子流についても同様である。

$$-D_g^i \frac{d^2}{dx^2} \phi_{gx}^i(x) + \Sigma_{rg}^i \phi_{gx}^i(x) = Q_{gx}^i(x) - L_{gx}^i(x) \quad (3.2-5)$$

ここで、

$$\phi_{gx}^i(x) = \frac{1}{h_y^i h_z^i} \int_0^{h_y^i} dy \int_0^{h_z^i} dz \phi_g^i(x, y, z) \quad (3.2-6)$$

横方向の漏れ項は以下で定義される。

$$L_{gx}^i(x) = \frac{1}{h_y^i h_z^i} \int_0^{h_z^i} dz \{J_{gy}^i(x, y+, z) - J_{gy}^i(x, y-, z)\} + \frac{1}{h_z^i h_y^i} \int_0^{h_y^i} dy \{J_{gz}^i(x, y, z+) - J_{gz}^i(x, y, z-)\} \quad (3.2-7)$$

解析的多項式ノード法では、横方向積分された式(3.2-5)の中性子源項と横方向の漏れ項を多項式で展開する。

$$Q_{gx}^i(x) = \sum_{n=0}^2 Q_{gxn}^i w_n(x/h_x^i) \quad (3.2-8)$$

$$L_{gx}^i(x) = \sum_{n=0}^2 L_{gxn}^i w_n(x/h_x^i) \quad (3.2-9)$$

ここで、 $w_n(u)$ ($0 \leq u \leq 1$)は n 次のルジャンドル関数である。

$$w_0(u) = 1$$

$$w_1(u) = 2u - 1 \quad (3.2-10)$$

$$w_2(u) = 6u(1-u) - 1$$

これらの多項式は次の直交関係を満たす。

$$\int_0^1 du w_n(u) w_m(u) = \frac{1}{2n+1} \delta_{mn} \quad (3.2-11)$$

これにより、式(3.2-5)の1次元中性子束は解析的に解かれ、 x 方向について次のように表される。

$$\phi_{gx}^i(x) = A_{gx}^i \cosh \kappa_g^i x + B_{gx}^i \sinh \kappa_g^i x + \sum_{n=0}^2 a_{gxn}^i w_n(x/h_x^i) \quad (3.2-12)$$

ここで、 $\kappa_g^i = \sqrt{\Sigma_{rg}^i / D_g^i}$ は拡散距離の逆数である。展開係数は式(3.2-12)が式(3.2-5)を満足するよう定めるが、まず a_{gxn}^i は中性子源の分布形より定まる。式(3.2-12)の特殊解を式(3.2-5)に代入すると、

$$D_g^i \frac{12}{h_x^i} a_{gx2}^i + \Sigma_{rg}^i \sum_{n=0}^2 a_{gxn}^i w_n(x/h_x^i) = \sum_{n=0}^2 (Q_{gxn}^i - L_{gxn}^i) w_n(x/h_x^i) \quad (3.2-13)$$

ルジャンドル多項式の係数を比較することにより、 a_{gxn}^i は中性子源モーメント Q_{gxn}^i と漏洩モーメント L_{gxn}^i により表される。一方、式(3.2-12)の一般解の展開係数 A, B は、境界条件としてノード境界中性子流とノード平均中性子束を与えることで決定される。

このようにして得られた中性子束分布(3.2-12)をノード内で積分することにより、ノード平均中性子束 $\bar{\phi}_g^i$ 、ノード境界中性子束 ϕ_{gx-}^i 、ノード境界中性子流 J_{gx-}^i に対する次の関係式を得る。

$$\phi_{gx-}^i = \gamma_{gx}^i \bar{\phi}_g^i + (1 - \gamma_{gx}^i) a_{gx0}^i - (1 - \theta_{gx}^i) a_{gx1}^i - (1 - 3\theta_{gx}^i) a_{gx2}^i + \frac{\theta_{gx}^i h_x^i}{2D_g^i} J_{gx-}^i \quad (3.2-14)$$

ここで、

$$\gamma_{gx}^i = \kappa_g^i h_x^i / (\sinh \kappa_g^i h_x^i) \quad (3.2-15)$$

$$\theta_{gx}^i = \tanh(\kappa_g^i h_x^i / 2) / (\kappa_g^i h_x^i / 2) \quad (3.2-16)$$

3.2.1.3 不連続因子を用いた差分ノード結合式

中性子束不連続因子は燃料集合体均質化による誤差を補正するように導入されたものであり、非均質計算によるノード平均中性子束とノード境界中性子流を、均質計算で再現するように均質中性子束に対してノード境界での不連続性を許容するものである。不連続因子はノード境界での非均質中性子束と均質中性子束の比として定義されるが、実際には非均質炉心計算を行わないと求まらないため、本手法では近似値として、単一燃料集合体計算による非均質中性子束と均質中性子束の燃料集合体境界での比 ADF(集合体不連続因子)を径方向の中性子束不連続因子として与える²⁶。軸方向については、後述の制御棒部分挿入ノードを除いてノード内組成分布が均質と近似できるため、不連続因子は1.0とする。

隣接する2ノードについて、式(3.2-17)で与えられる境界での中性子束連続条件を用いてノード境界中性子束を消去すれば、境界中性子流と境界を挟む2ノードの平均中性子束の関係が得られる。

$$f_{gx+}^{i-1} \phi_{gx+}^{i-1} = f_{gx-}^i \phi_{gx-}^i \quad (3.2-17)$$

ここで、 $f_{gx\pm}^i$ は $x \pm$ の集合体不連続因子 ADF である。

式(3.2-14)とノード $i-1$ に対する同様の式を式(3.2-17)に代入して境界中性子流について解くことにより、ノード法による境界中性子流の表現を得る。

$$J_{gx-}^i = \left[\frac{f_{gx-}^i \theta_{gx}^i h_x^i}{2D_g^i} + \frac{f_{gx+}^{i-1} \theta_{gx}^{i-1} h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}} \right]^{-1} \\ \times [f_{gx+}^{i-1} \{ \gamma_{gx}^{i-1} \bar{\phi}_g^{i-1} + (1 - \gamma_{gx}^{i-1}) a_{gx0}^{i-1} + (1 - \theta_{gx}^{i-1}) a_{gx1}^{i-1} - (1 - 3\theta_{gx}^{i-1}) a_{gx2}^{i-1} \} \\ - f_{gx-}^i \{ \gamma_{gx}^i \bar{\phi}_g^i + (1 - \gamma_{gx}^i) a_{gx0}^i - (1 - \theta_{gx}^i) a_{gx1}^i - (1 - 3\theta_{gx}^i) a_{gx2}^i \}] \quad (3.2-18)$$

本手法では、差分法のノード結合係数に対するノード法による補正係数を用いて、中性子束反復計算を差分形式に変換することにより、計算の効率化を実現している。この手法では差分式は、次のように表される。

$$J_{gx-}^i = - \left[\frac{h_x^i}{2D_g^i} + \frac{h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}} \right]^{-1} \left[(\bar{\phi}_g^i - \bar{\phi}_g^{i-1}) - C_{gx}^{i-1/2} (\bar{\phi}_g^i + \bar{\phi}_g^{i-1}) \right] \quad (3.2-19)$$

ここで、 $C_{gx}^{i-1/2}$ は隣接ノードに共通の補正係数で、式(3.2-19)の中性子流が式(3.2-18)を再現するように定義される。ノード結合補正係数は中性子束に依存するので、これらの係数は中性子束反復計算中に収束するまで更新されることから非線形反復法²⁷と称する。

式(3.2-4)に、式(3.2-19)及び式(3.2-3)から与えられるノード平均中性子源を代入すると、最終的にノード平均中性子束を未知数とする差分方程式が得られる。

3.2.1.4 中性子源モーメントとノード出力の計算

中性子源モーメントの計算においては、炉心内での燃焼にともなうノード内の燃焼度とスペクトル履歴の分布による均質断面積の空間変化を考慮する。中性子源モーメントは次のようにノード内中性子源分布に対する直交展開により得る。

$$Q_{gxn}^i = \frac{2n+1}{h_x^i} \int_0^{h_x^i} dx \, w_n \left(\frac{x}{h_x^i} \right) \frac{1}{h_y^i h_z^i} \int_0^{h_y^i} dy \int_0^{h_z^i} dz \left[\sum_{g' \neq g} \Sigma_{g' \rightarrow g}^i \phi_{g'}^i(x, y, z) \right. \\ \left. + \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i(x, y, z) \phi_{g'}^i(x, y, z) - \delta \Sigma_{ag}^i(x, y, z) \phi_g^i(x, y, z) \right] \quad (3.2-20)$$

ここで、最後の項は吸収断面積のノードの平均からのずれである。これは、解析的多項式ノード法では式(3.2-5)の左辺の除去断面積が定数でなければならないためである。積分内の均質断面積と中性子束は x, y, z 方向の分離型展開を仮定して近似される。

$$\nu \Sigma_{fg}^i(x, y, z) \cong \nu \Sigma_{fgx}^i(x) + \nu \Sigma_{fgy}^i(y) + \nu \Sigma_{fgz}^i(z) - 2\nu \bar{\Sigma}_{fg}^i \quad (3.2-21)$$

$$\nu \Sigma_{fgx}^i(x) = \sum_{n=0}^2 \nu \Sigma_{fgxn}^i w_n(x/h_x^i) \quad (3.2-22)$$

$$\phi_g^i(x, y, z) \cong \phi_{gx}^i(x) + \phi_{gy}^i(y) + \phi_{gz}^i(z) - 2\bar{\phi}_g^i \quad (3.2-23)$$

$$\phi_{gx}^i(x) = \sum_{n=0}^2 \phi_{gxn}^i w_n(x/h_x^i) \quad (3.2-24)$$

本手法では断面積の展開係数はノード平均値及びノード境界平均値を用いて計算される。

$$\nu \Sigma_{fgx0}^i = \bar{\nu \Sigma}_{fg}^i \quad (3.2-25)$$

$$\nu \Sigma_{fgx1}^i = (\nu \Sigma_{fgx+}^i - \nu \Sigma_{fgx-}^i)/2 \quad (3.2-26)$$

$$v\Sigma_{fgx2}^i = \overline{v\Sigma_{fg}^i} - (v\Sigma_{fgx+}^i + v\Sigma_{fgx-}^i)/2 \quad (3.2-27)$$

断面積のノード平均値及びノード境界値は、ノード及びノード境界表面の平均燃焼度とスペクトル履歴から計算される。ノード燃焼度及びスペクトル履歴については後述する。

中性子束モーメントは中性子束に対する解析解(3.2-12)に対する直交展開により得る。

$$\phi_{gxn}^i = \frac{2n+1}{h_x^i} \int_0^{h_x^i} dx w_n(x/h_x^i) \phi_{gx}^i(x) \quad (3.2-28)$$

この結果、展開係数は次のようにノード平均中性子束と境界中性子流を用いて表される。

$$\phi_{gx0}^i = \overline{\phi}_g^i \quad (3.2-29)$$

$$\phi_{gx1}^i = -\frac{1}{2} \eta_{gx}^i \frac{h_x^i}{2D_g^i} (J_{gx+}^i + J_{gx-}^i) + (1 - \eta_{gx}^i) a_{gx1}^i \quad (3.2-30)$$

$$\phi_{gx2}^i = -\frac{1}{6} \zeta_{gx}^i \frac{h_x^i}{2D_g^i} (J_{gx+}^i - J_{gx-}^i) + (1 + \zeta_{gx}^i) a_{gx2}^i \quad (3.2-31)$$

ここで、

$$\eta_{gx}^i = \frac{12}{(\kappa_g^i h_x^i)^2} (1 - \theta_{gx}^i) \quad (3.2-32)$$

$$\zeta_{gx}^i = \frac{60}{(\kappa_g^i h_x^i)^2} (-1 - \tau_{gx}^i) \quad (3.2-33)$$

$$\tau_{gx}^i = \frac{12}{(\kappa_g^i h_x^i)^2} \left(1 - \frac{\kappa_g^i h_x^i}{2} \coth \frac{\kappa_g^i h_x^i}{2} \right) \quad (3.2-34)$$

本手法では、中性子束反復計算中に便利なようにノード境界中性子束でなく境界中性子流を用いたモーメント表現にしている。

中性子束の直交展開は最小二乗近似の意味でノード内分布を近似する。二乗誤差を

$$F[\phi_{gxn}^i] = \int_0^{h_x^i} dx \{ \phi_{gx}^i(x) - \sum_{n=0}^2 \phi_{gxn}^i w_n(x/h_x^i) \}^2 \quad (3.2-35)$$

と定義したとき、誤差を最小にする係数は汎関数を ϕ_{gxn}^i について変分を取って得られる。

$$\frac{\partial F}{\partial \phi_{gxn}^i} = -2 \int_0^{h_x^i} dx w_n(x/h_x^i) \phi_{gx}^i(x) + 2 \phi_{gxn}^i \int_0^{h_x^i} dx \{w_n(x/h_x^i)\}^2 = 0 \quad (3.2-36)$$

この結果は式(3.2-28)を与える。直交展開法は従来²³のノード境界中性子束と平均中性子束から中性子束モーメントを求める方法よりも正確である²⁵。

中性子源モーメントは式(3.2-21)と(3.2-23)を式(3.2-20)に代入し、積分を行って得られる。例えば、核分裂モーメントは、

$$Q_{fgx0}^i = \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \left[\nu \Sigma_{fg'x0}^i \phi_{g'x0}^i + \sum_{u=x,y,z} \left(\frac{1}{3} \nu \Sigma_{fg'ru1}^i \phi_{g'ru1}^i + \frac{1}{5} \nu \Sigma_{fg'ru2}^i \phi_{g'ru2}^i \right) \right] \quad (3.2-37)$$

$$Q_{fgx1}^i = \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \left[\nu \Sigma_{fg'x0}^i \phi_{g'x1}^i + \nu \Sigma_{fg'x1}^i \phi_{g'x0}^i - \frac{2}{5} \nu \Sigma_{fg'x1}^i \phi_{g'x2}^i - \frac{2}{5} \nu \Sigma_{fg'x2}^i \phi_{g'x1}^i \right] \quad (3.2-38)$$

$$Q_{fgx2}^i = \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \left[\Sigma_{fg'x0}^i \phi_{g'x2}^i + \nu \Sigma_{fg'x2}^i \phi_{g'x0}^i - \frac{2}{3} \nu \Sigma_{fg'x1}^i \phi_{g'x1}^i - \frac{2}{7} \nu \Sigma_{fg'x2}^i \phi_{g'x2}^i \right] \quad (3.2-39)$$

減速モーメントについても同様の式が得られる。除去モーメントについては平均値からのずれなので、0次の項がない。また、ノードバランス方程式(3.2-4)におけるノード平均中性子源も0次モーメント Q_{gx0}^i により与えられる。

中性子源モーメントそのものは群中性子束に依存するため、中性子束展開係数 a_n は非線形反復計算中に収束するまで更新する。

ノード平均出力は、核分裂密度をノード平均して得られる。

$$P^i = \frac{1}{h_x^i h_y^i h_z^i} \int_0^{h_x^i} dx \int_0^{h_y^i} dy \int_0^{h_z^i} dz \varepsilon \Sigma_g \Sigma_{fg}^i(x,y,z) \phi_g^i(x,y,z) = \varepsilon^i \Sigma_g (\Sigma_{fg}^i + \delta \Sigma_{fg}^i) \bar{\phi}_g^i \quad (3.2-40)$$

ここで、 ε は核分裂あたりの放出エネルギーであり、 Σ_{fg} は核分裂断面積である。また上式でノード内燃焼分布による補正項は、式(3.2-37)と同様にして、

$$\delta \Sigma_{fg}^i \bar{\phi}_g^i = \sum_{u=x,y,z} \left(\frac{1}{3} \Sigma_{fg'ru1}^i \phi_{g'ru1}^i + \frac{1}{5} \Sigma_{fg'ru2}^i \phi_{g'ru2}^i \right) \quad (3.2-41)$$

3.2.1.5 横方向漏洩モーメントの計算

横方向漏洩モーメントは2次式で近似した $L_{gx}^i(x)$ を x 方向の隣り合うノードにも拡張したとき、各ノードで積分するとノードの平均横方向漏れを再現するように決められる。

x 方向の横方向漏れは y 及び z 方向の漏れにより、

$$L_{gx}^i(x) = \frac{1}{h_y^i} L_{gy}^i(x) + \frac{1}{h_z^i} L_{gz}^i(x) \quad (3.2-42)$$

y方向の漏れは次のように定義され,

$$L_{gy}^i(x) = \frac{1}{h_z^i} \int_0^{h_z^i} dz \{J_{gy}^i(x, y+, z) - J_{gy}^i(x, y-, z)\} \quad (3.2-43)$$

次のように2次の多項式で展開される。

$$L_{gy}^i(x) = \sum_{n=0}^2 L_{gxn}^{iy} w_n(x/h_x^i) \quad (3.2-44)$$

展開係数は隣接する3ノードの各平均漏れから決定される。ノード*i*のy方向平均漏れは,

$$\begin{aligned} \bar{L}_{gy}^i &= \frac{1}{h_x^i} \int_0^{h_x^i} dx L_{gy}^i(x) = \frac{1}{h_x^i h_z^i} \int_0^{h_x^i} dx \int_0^{h_z^i} dz \{J_{gy}^i(x, y+, z) - J_{gy}^i(x, y-, z)\} \\ &= J_{gy+}^i - J_{gy-}^i \end{aligned} \quad (3.2-45)$$

仮にy方向の漏れが隣接3ノードに渡って式(3.2-44)で表されるとすると、各ノードの平均漏れについて次の式が与えられる。

$$h_x^i \bar{L}_{gy}^i = \int_0^{h_x^i} dx L_{gy}^i(x) \quad (3.2-46)$$

$$h_x^{i-1} \bar{L}_{gy}^{i-1} = \int_{-h_x^{i-1}}^0 dx L_{gy}^i(x) \quad (3.2-47)$$

$$h_x^{i+1} \bar{L}_{gy}^{i+1} = \int_{h_x^i}^{h_x^i+h_x^{i+1}} dx L_{gy}^i(x) \quad (3.2-48)$$

式(3.2-44)を代入して積分を評価し、得られた結果を展開係数について解くと、

$$L_{gx0}^{iy} = \bar{L}_{gy}^i \quad (3.2-49)$$

$$L_{gx1}^{iy} = h_x^i \frac{(h_x^i+h_x^{i+1})(h_x^i+2h_x^{i+1})(\bar{L}_{gy}^i-\bar{L}_{gy}^{i-1})-(h_x^i+h_x^{i-1})(h_x^i+2h_x^{i-1})(\bar{L}_{gy}^i-\bar{L}_{gy}^{i+1})}{2(h_x^i+h_x^{i-1})(h_x^i+h_x^{i+1})(h_x^i+h_x^{i-1}+h_x^{i+1})} \quad (3.2-50)$$

$$L_{gx2}^{iy} = h_x^i \frac{2(h_x^i+h_x^{i+1})(\bar{L}_{gy}^i-\bar{L}_{gy}^{i-1})+(h_x^i+h_x^{i-1})(\bar{L}_{gy}^i-\bar{L}_{gy}^{i+1})}{2(h_x^i+h_x^{i-1})(h_x^i+h_x^{i+1})(h_x^i+h_x^{i-1}+h_x^{i+1})} \quad (3.2-51)$$

z方向の漏れについても同様にして得られる。ただし、AETNAでは水平方向及び軸方向ノード幅はそれぞれ一定である条件で上式を用いる。

3.2.1.6 炉心外側境界条件

本手法では反射体ノードも陽に解くため、炉心体系の境界条件は最外周反射体ノードの外側表面におけるアルベドで与えられる。

最外周左側境界について、

$$J_{gx-}^i = -\beta_{gx-}^i \phi_{gx-}^{i,het} = -\beta_{gx-}^i f_{gx-}^i \phi_{gx-}^i \quad (3.2-52)$$

$$\beta_{gx-}^i = (1 - \alpha_{gx-}^i) / \{2(1 + \alpha_{gx-}^i)\} \quad (3.2-53)$$

ここで、 $\phi_{gx-}^{i,het}$ 、 α_{gx-}^i は x -境界での非均質中性子束とアルベドである。上式は次のアルベドの定義式から導かれる。

$$\alpha_{gx-}^i = j_{gx-}^{i,in} / j_{gx-}^{i,out} = \frac{\phi_{gx-}^{i,het} / 4 + J_{gx-}^i / 2}{\phi_{gx-}^{i,het} / 4 - J_{gx-}^i / 2} \quad (3.2-54)$$

ここで、 $j_{gx-}^{i,in}$ と $j_{gx-}^{i,out}$ は x -境界での流入及び流出部分中性子流である。他の最外周境界面についても同様である。

3.2.1.7 出力分布反復計算

核・熱水力計算は核定数及び熱出力を通じて互いに依存するので、図 3.2-2 に示すようにノードの出力分布とボイド分布が互いに矛盾無くなるまでボイド反復計算を行って収束解を得る。本手法の出力分布反復計算はボイド反復計算、非線形ノード法反復計算、中性子源(外側)反復計算、及び中性子束(内側)反復計算から構成される。非線形ノード法反復計算はノード法結合補正係数を更新するもので、通常はボイド反復計算と同期される。目標固有値に対する臨界探索を行う場合は、ボイド反復中で臨界調節因子を更新する。

3.2.1.7.1 内側反復計算

少数群計算においては、内側／外側反復が必要である。外側反復計算により核分裂源を計算し、内側反復計算では少数群計算では上方散乱を直接考慮しないので、高速群から熱群の順に減速中性子源を計算し、エネルギー群ごとに差分法で表現された非同次方程式を解いてノード平均中性子束を求めていくことができる。

中性子束反復計算では、非線形反復に最適な Krylov 部分空間法を用いて計算時間の短縮を実現している²⁸。

3.2.1.7.2 外側反復計算

外側反復計算では内側反復計算による中性子束をもとに核分裂中性子源を更新して炉心固有値と出力分布を求める。ここでは固有値問題をべき乗法(3.2.10 参照)で解くが、チェビシエフ加速法²⁹を適用して中性子源を外挿することで計算時間の短縮を実現している。

出力分布反復計算の収束は、出力分布の一点収束誤差 *DIFP*、平均収束誤差 *SUMP*、固有値の収束誤差 *DELK* を用いて判定する。

$$DIFP = \{ \max_i P_i^{(L)} / P_i^{(L-1)} - \min_i P_i^{(L)} / P_i^{(L-1)} \} \quad (3.2-55)$$

$$SUMP = \sqrt{ \sum_i (P_i^{(L)} - P_i^{(L-1)})^2 / \sum_i 1 } \quad (3.2-56)$$

$$DELK = |\lambda^{(L)} - \lambda^{(L-1)}| \quad (3.2-57)$$

臨界調節計算選択時において、目標臨界固有値を実現する炉心出力、流量又は燃焼度増分(ヘーリング計算)の探索を行う場合は、固有値の収束誤差を次式で判定する。

$$DELK = |\lambda^{(L)} - \lambda^{target}| \quad (3.2-58)$$

ここで、 λ^{target} は目標臨界固有値であり、サイクル燃焼度・炉心流量の関数として入力できる。目標臨界固有値に収束していない場合、臨界調節因子の新しい値 s_L は、固有値誤差と前回までの反復過程で得られた反応度係数($d\lambda/ds$)を用いて線形内外挿で推定し、ボイド反復内で更新する。

$$s_L = s_{L-1} + (\lambda^{target} - \lambda^{(L)}) / (d\lambda/ds)_{L-1} \quad (3.2-59)$$

3.2.1.7.3 炉内核計装計数応答計算及び熱的余裕計算

オプションにより出力分布から炉内核計装応答を計算し実測値との比較により出力分布を学習補正する。以上より得られた出力分布をもとに燃料の熱的余裕を計算し出力分布反復計算を終了する。

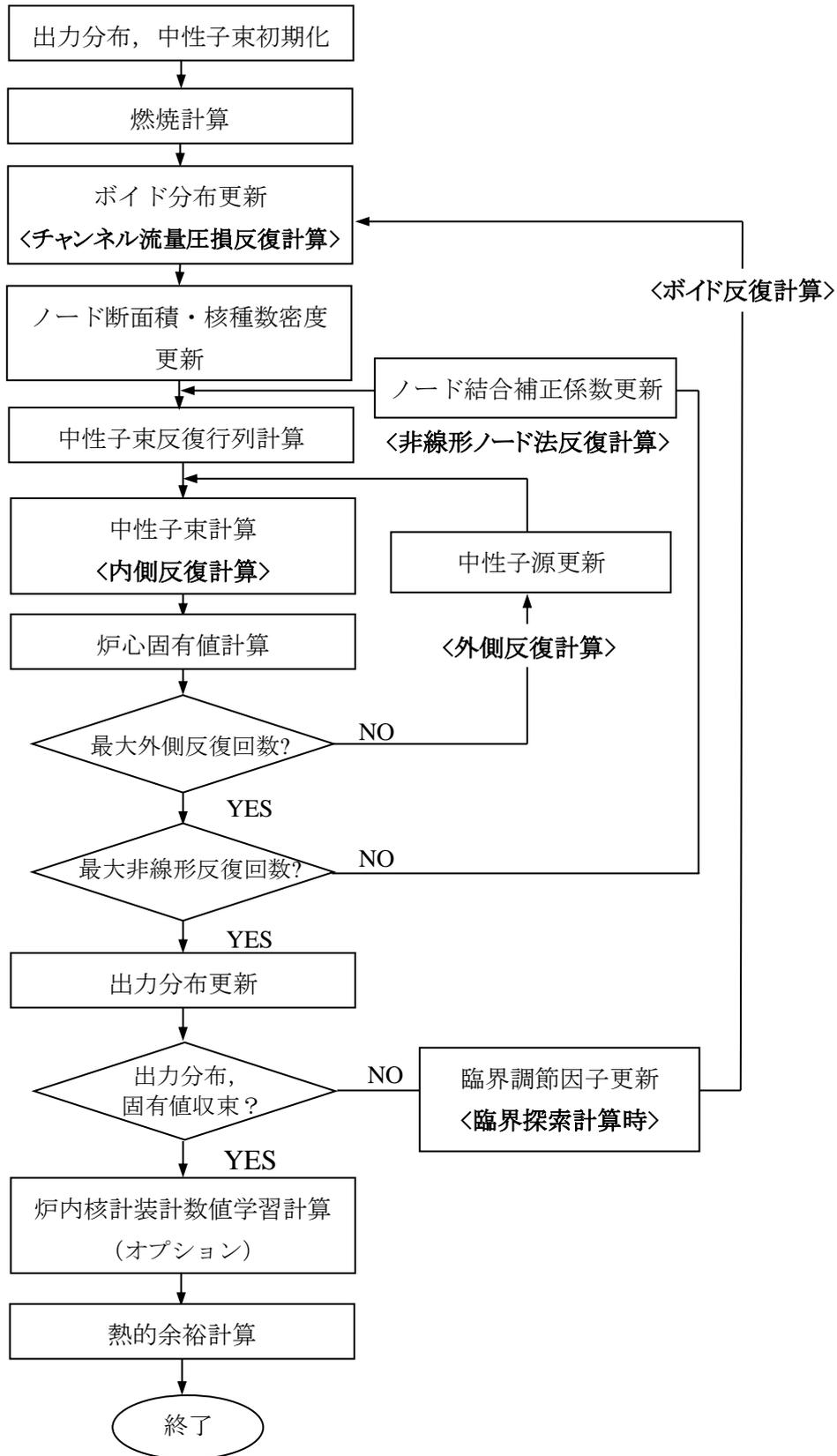


図 3.2-2 出力分布反復計算

3.2.1.8 随伴中性子束計算

随伴中性子束は摂動表現に必要であり，高次モード中性子束計算にも用いられる。物理的随伴解は空間的に連続な随伴方程式を差分化して得られる。一方，数学的随伴解は前進解の中性子束反復行列の転置を取って得られる。ノード法の場合，2つの随伴解は同等でなく，摂動における1次の誤差を除去するためには数学的随伴が要求される²⁴。本手法では非線形反復法を用いるので，前進解に対する収束したノード法結合補正係数を用いて中性子束反復行列を転置し，容易に数学的随伴解を得ることができる。

前進解の中性子束反復行列は均質なノード $V^i = h_x^i h_y^i h_z^i$ に対する拡散方程式を差分化して得られる。

$$\sum_{u=x,y,z} \frac{1}{h_u^i} (J_{gu+}^i - J_{gu-}^i) + \Sigma_{rg}^i \bar{\phi}_g^i = \sum_{g' \neq g} \Sigma_{g' \rightarrow g}^i \bar{\phi}_{g'}^i + \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i \bar{\phi}_{g'}^i \quad (3.2-60)$$

ここで， λ は炉心固有値， $\bar{\phi}_g^i$ と $J_{gu\pm}^i$ はそれぞれノード平均中性子束と u ±表面の中性子流であり，他の記号は標準的である。ここで， $x+$ と $x-$ は x 正方向(右側)及び x 負方向(左側)の面を表し， y 及び z 方向についても同様とする。

非線形反復法を用いたノード法では，ノード平均中性子束が主要な未知数であり， $x-$ 表面中性子流はノード平均中性子束を用いた差分形式により次のように表される。

$$\begin{aligned} J_{gx-}^i &= - \left[\frac{h_x^i}{2D_g^i} + \frac{h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}} \right]^{-1} \left[(\bar{\phi}_g^i - \bar{\phi}_g^{i-1}) - C_{gx}^{i-1/2} (\bar{\phi}_g^i + \bar{\phi}_g^{i-1}) \right] \\ &= - \left[\frac{h_x^i}{2D_g^i} + \frac{h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}} \right]^{-1} \left[(1 - C_{gx}^{i-1/2}) \bar{\phi}_g^i - (1 + C_{gx}^{i-1/2}) \bar{\phi}_g^{i-1} \right] \end{aligned} \quad (3.2-61)$$

ここで， $C_{gx}^{i-1/2}$ は隣接ノードに共通のノード結合補正係数であり，2ノード問題をノード法で解いたとき，差分形式の中性子流がノード法表現を保存するように決定される。これらの補正係数は収束するまで反復更新される。同様の式が $x+$ 表面についても与えられる。

$$J_{gx+}^i = - \left[\frac{h_x^{i+1}}{2D_g^{i+1}} + \frac{h_x^i}{2D_g^i} \right]^{-1} \left[(1 - C_{gx}^{i+1/2}) \bar{\phi}_g^{i+1} - (1 + C_{gx}^{i+1/2}) \bar{\phi}_g^i \right] \quad (3.2-62)$$

前進解のシステムは行列形式で次のように形式的に書かれる。

$$L\phi = (1/\lambda)M\phi \quad (3.2-63)$$

ここで， L と M はそれぞれ中性子除去及び生成演算子である。随伴演算子は，次式で定義される。

$$\langle \phi^*, L\phi \rangle = \langle \phi, L^* \phi^* \rangle \quad (3.2-64)$$

ここで、内積 $\langle \rangle$ は空間及びエネルギー変数に関する積分を表す。差分された方程式系では随伴行列は前進解の方程式系を空間とエネルギーのインデックスについて転置して得られる。

$$L^* \phi^* = (1/\lambda^*) M^* \phi^* \quad (3.2-65)$$

ここで、 λ^* と ϕ^* は随伴固有値と中性子束である。前進解と随伴解の固有値は等しいことが示される³⁰。

式(3.2-65)で散乱行列はエネルギーについて転置され、 $v\Sigma_{fg}$ は χ_g と互いに置換される。空間行列要素については、随伴系の非対角要素は前進解のノード結合係数の転置により得られる。したがって、随伴行列は次のように陽に書かれる。

$$\sum_{u=x,y,z} \frac{1}{h_u^i} (J_{gu+}^{i*} - J_{gu-}^{i*}) + \Sigma_{rg}^i \bar{\phi}_g^{i*} = \sum_{g' \neq g} \Sigma_{g \rightarrow g'}^i \bar{\phi}_{g'}^{i*} + \frac{v\Sigma_{fg}^i}{\lambda^*} \sum_{g'} \chi_{g'} \bar{\phi}_{g'}^{i*} \quad (3.2-66)$$

$$J_{gx-}^{i*} = - \left[\frac{h_x^i}{2D_g^i} + \frac{h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}} \right]^{-1} \left[(1 - C_{gx}^{i-1/2}) \bar{\phi}_g^{i*} - (1 - C_{gx}^{i-1/2}) \bar{\phi}_g^{*(i-1)} \right] \quad (3.2-67)$$

ここで、 $C_{gx}^{i-1/2}$ は前進解の収束値に固定される。同様な式が $x+$ 表面に対しても得られる。

$$J_{gx+}^{i*} = - \left[\frac{h_x^{i+1}}{2D_g^{i+1}} + \frac{h_x^i}{2D_g^i} \right]^{-1} \left[(1 + C_{gx}^{i+1/2}) \bar{\phi}_g^{*(i+1)} - (1 + C_{gx}^{i+1/2}) \bar{\phi}_g^{i*} \right] \quad (3.2-68)$$

ここで、非線形反復では空間結合の行列は、もはや自己随伴ではないことに注意する。

随伴固有値問題は、前進解と同様の反復手続きで解くことができる。散乱行列が転置され散乱方向が逆転するので、エネルギー群は前進解とは逆順で解かれる。随伴計算は、前進解に引き続いて行なわれる。全ての断面積とノード結合補正係数は前進解の収束値に固定される。

3.2.2 燃料棒出力計算

MLHGR や MCPR などの熱的余裕の計算には、ノード内の燃料棒単位の出力密度が必要となる。このためには、ノード平均出力密度に単一燃料集合体計算で得られた燃料棒ごとの局所ピーキング係数を乗じるのが最も単純な方法である。しかしながら、炉心内の局所ピーキングは無限体系とは異なるため、炉心計算で得られた情報をもとに、燃料集合体内中性子束の歪みを考慮した局所ピーキング分布を計算する。これを、一般に燃料棒出力再構築と呼ぶが、本手法では、ノード中性子束計算と一貫したモデルに基づいて燃料棒ごとの出力分布を計算する³¹。

本手法の燃料棒出力及び燃料棒燃焼度計算においては、燃料集合体内中性子束の勾配による燃焼度やスペクトル履歴の燃料集合体内分布の効果を考慮する。これには制御棒が挿入されて燃焼した制御棒履歴効果も含まれる。また、チャンネルの曲がり効果も取り入れることが可能である。AETNA では炉内の全ての燃料棒についてノードごとの燃料棒出力と燃料棒燃焼度を計算する。

3.2.2.1 ノード法燃料棒出力再構築

ノード法では中性子束計算結果からノード内均質中性子束分布を構築することが可能である。非均質なノード内燃料棒出力分布を得るには、単一燃料集合体計算と炉心計算で、非均質中性子束分布と均質中性子束分布の比が変わらないと仮定するのが一般的である。この仮定によれば、非均質燃料棒出力分布は、次のように計算できる。

$$p(x, y) = p^\infty(x, y) \left\{ \sum_{g=1}^G \Sigma_{fg}^{hom}(x, y) \phi_g^{hom}(x, y) \right\} \quad (3.2-69)$$

ここで、 $p^\infty(x, y)$ は単一燃料集合体計算による非均質燃料棒出力で、形状因子とも呼ばれる。 $\Sigma_{fg}^{hom}(x, y)$ と ϕ_g^{hom} はノード内均質核分裂断面積と中性子束である。ここで、群ごとでなく、全出力の形状因子を用いることができるのは、熱群の寄与が支配的であるためである。ノード内均質断面積の分布はノード内燃焼度分布に起因する。なお、燃料棒出力 $p(x, y)$ は、最終的に局所ピーキング分布とするため、ノード内の熱出力を発生する燃料棒での平均が 1 となるようにノードごとに規格化される。単一集合体計算による $p^\infty(x, y)$ には制御棒履歴効果も含む。

本手法のノード法では、中性子束のノード内 1 次元分布は式(3.2-12)のように表されるが、燃料棒出力計算に必要な 2 次元分布は直接には得られない。ノード法では均質中性子束 2 次元分布を、多項式又は解析式を用いた x, y 非分離型の展開で近似するのが一般的である。展開係数はノード法で得られるノード境界中性子束、中性子流、ノード平均中性子束などから決定できるが、本手法の解析的多項式ノード法では精度良くこれらを計算できる。

高速群と共鳴群は基本モード分布で近似できるが、熱群についてはノード境界からの過渡成分を考慮する必要がある。これより本手法では各群を次のように展開する。高速、共鳴群について、

$$\phi_g(x, y) = \sum_{n,m=0}^4 c_{nm}^g x^n y^m, \quad (g \leq G-1) \quad (3.2-70)$$

熱群について,

$$\phi_g(x, y) = c_{00}^g \phi_{g-1}(x, y) + \sum_{\substack{n,m=0 \\ n=m \neq 0}}^4 c_{nm}^g F_n(\kappa_g^i x) F_m(\kappa_g^i y) \quad (g=G) \quad (3.2-71)$$

$$F_0(x) = 1$$

$$F_1(x) = \cosh x, \quad F_2(x) = \sinh x \quad (3.2-72)$$

$$F_3(x) = \cosh 2x, \quad F_4(x) = \sinh 2x$$

ここで、熱群に対する展開式は式(3.2-12)と類似であり、第1項が上位群からの減速による漸近分布を、第2項が熱群の拡散による境界からの過渡成分を表している。

式(3.2-70), (3.2-71)において、 $n \geq 3$ 又は $m \geq 3$ のクロス項は無視する。各群に対して全部で13の展開係数は、4つのノード表面中性子束、4つの境界中性子流、4つのノードコーナー中性子束、1つのノード平均中性子束から決定できる。

境界中性子流とノード平均中性子束は中性子束計算結果から直接得られる。ノード表面中性子束は、中性子束モーメントにより次のように表される。

$$\phi_{gx-}^i = \bar{\phi}_g^i - \phi_{gx1}^i - \phi_{gx2}^i \quad (3.2-73)$$

$$\phi_{gx+}^i = \bar{\phi}_g^i + \phi_{gx1}^i - \phi_{gx2}^i \quad (3.2-74)$$

ここで、 $\bar{\phi}_g^i$ 及び $\phi_{gx\pm}^i$ はノード平均中性子束と $x \pm$ 境界の中性子束である。上式中中性子束モーメントは直交展開によるものでなく、ノード表面中性子束とノード平均中性子束を再現するものでなければならないことに注意する。これらは、次のように与えられる。

$$\phi_{gx1}^i = -\frac{1}{2} \theta_{gx}^i \frac{h_x^i}{2D_g^i} (J_{gx+}^i + J_{gx-}^i) + (1 - \theta_{gx}^i) a_{gx1}^i \quad (3.2-75)$$

$$\phi_{gx2}^i = -\frac{1}{6} \tau_{gx}^i \frac{h_x^i}{2D_g^i} (J_{gx+}^i - J_{gx-}^i) + (1 + \tau_{gx}^i) a_{gx2}^i \quad (3.2-76)$$

ここで、 $J_{gx\pm}^i$ はノード表面 $x \pm$ における中性子流である。また θ, τ はそれぞれ式(3.2-16), 式(3.2-34)で与えられる。

ノードコーナー中性子束はノード法からは直接得られないが、次のように中性子束が x 及び y 方向に分離できると仮定して構築できる。コーナー c を囲むノード j の中性子束を用いて、

$$\phi_{gc}^i = \frac{1}{4f_{gc}^i} \sum_{j=1}^4 \frac{f_{gc}^j \phi_{gx}^j(x_c) \phi_{gy}^j(y_c)}{\bar{\phi}_g^j} \quad (3.2-77)$$

ここで、 $\phi_{gx}^j(x)$ は式(3.2-12)で与えられる1次元分布である。また f_{gc}^i はノードコーナー中性子束に対する集合体不連続因子であり、コーナーでの非均質中性子束の連続性を仮定している。

3.2.2.2 熱群境界過渡成分に対する補正

前項の手法をBWR炉心に直接適用すると誤差が無視できない場合がある。これは、前提である「単一燃料集合体計算と炉心計算で、非均質中性子束分布と均質中性子束分布の比が変わらない」とする仮定が、燃料集合体外側に水ギャップや十字型制御棒が存在し、非均質性の大きいBWR燃料集合体について不十分なためである。

ノード法の仮定から、熱群1次元中性子束の境界過渡成分について、非均質計算と均質計算のノード境界での比例係数が中性子束不連続因子で与えられるはずである。着目ノードの x -表面について、

$$\delta\phi_{gx}^{het}(x) = f_{gx-}^{\infty} \delta\phi_{gx}^{hom}(x) \quad (3.2-78)$$

ここで、 f_{gx-}^{∞} は x -表面の集合体不連続因子である。これより、熱群非均質中性子束は、

$$\begin{aligned} \phi_{gx}^{het}(x) &= \phi_{gx}^{het,\infty}(x) + \delta\phi_{gx}^{het}(x) \\ &= \left(\frac{\phi_{gx}^{het}(x)}{\phi_{gx}^{hom}(x)} \right)^{\infty} \left[\phi_{gx}^{hom,\infty}(x) + \left(\frac{\phi_{gx}^{hom}(x)}{\phi_{gx}^{het}(x)} \right)^{\infty} \delta\phi_{gx}^{het}(x) \right] \\ &= \left(\frac{\phi_{gx}^{het}(x)}{\phi_{gx}^{hom}(x)} \right)^{\infty} \left[\phi_{gx}^{hom,\infty}(x) + f_{gx-}^{\infty} \left(\frac{\phi_{gx}^{hom}(x)}{\phi_{gx}^{het}(x)} \right)^{\infty} \delta\phi_{gx}^{hom}(x) \right] \end{aligned} \quad (3.2-79)$$

2次元への拡張では、境界過渡成分が $\exp(-\kappa_g r_s)$ で減衰することを考慮して、4境界面 s からの寄与を以下で近似する。

$$f_g^{\infty}(x, y) = \sum_{s=1}^4 \omega_s^g \left(\frac{\phi_g^{het}(x_s, y_s)}{\phi_g^{hom}(x_s, y_s)} \right)^{\infty} / \sum_{s=1}^4 \omega_s^g \quad (3.2-80)$$

$$\omega_s^g = \exp(-\kappa_g |x - x_s|) \exp(-\kappa_g |y - y_s|) \quad (3.2-81)$$

ここで、 (x_s, y_s) は燃料棒 (x, y) から境界面 s へ降ろした垂線の座標である。これより、燃料棒出力について以下の補正された式を得る。

$$\begin{aligned} p(x, y) &= p^{\infty}(x, y) \left\{ \sum_{g=1}^{G-1} \Sigma_{fg}(x, y) \phi_g(x, y) + \Sigma_{fG}(x, y) \left[c_{00}^G \phi_{G-1}(x, y) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. b_G^{\infty}(x, y) \sum_{\substack{n,m=0 \\ n=m \neq 0}}^4 c_{nm}^G F_n(\kappa_G x) F_m(\kappa_G y) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.2-82)$$

ここで、 G は熱群を表し、

$$b_G^\infty(x, y) = f_G^\infty(x, y) \left(\frac{\phi_G^{hom}(x, y)}{\phi_G^{het}(x, y)} \right)^\infty \quad (3.2-83)$$

は熱群境界過渡成分に対する補正形状因子(BDF)である。式(3.2-71)で表される通常の燃料棒出力再構築モデルは $b_G^\infty(x, y) = 1$ に相当する。

3.2.2.3 ノード内燃焼度分布補正

燃料棒出力に対するスペクトルミスマッチの履歴効果や片燃え効果も無視できない影響がある。後述する断面積計算におけるスペクトル履歴効果は、燃料集合体燃焼計算と異なるスペクトルで燃焼した効果を補正するものであるが、燃料棒出力計算においても同様に、燃焼度とスペクトル履歴のノード内分布が燃料集合体計算からずれた影響を均質断面積の変化として考慮する。

着目ノードのノード内均質断面積分布は高速及び共鳴群の x, y 方向の多項式を用いた分離型展開で近似する。

$$\Sigma_{fg}(x, y) \cong \Sigma_{fgx}(x) + \Sigma_{fgy}(y) - \bar{\Sigma}_{fg}, \quad (3.2-84)$$

$$\Sigma_{fgx}(x) = \sum_{n=0}^2 \Sigma_{fgxn} w_n(x/h_x) \quad (3.2-85)$$

展開係数はノード平均及び表面平均の均質断面積から決定する。

$$\Sigma_{fgx0} = \bar{\Sigma}_{fg} \quad (3.2-86)$$

$$\Sigma_{fgx1} = (\Sigma_{fgx+} - \Sigma_{fgx-})/2 \quad (3.2-87)$$

$$\Sigma_{fgx2} = \bar{\Sigma}_{fg} - (\Sigma_{fgx+} + \Sigma_{fgx-})/2 \quad (3.2-88)$$

ここで、 $\bar{\Sigma}_{fg}$ と $\Sigma_{fg\pm}$ はノード平均及び $x \pm$ 表面平均の均質断面積であり、それぞれノード平均及び表面平均の燃焼度、並びにスペクトル履歴から計算される。

熱群については、ノード内燃焼度分布については高速群と同様に多項式で近似するが、スペクトル履歴成分については熱中性子束分布と同様に指数関数を用いて展開する。

$$\delta \Sigma_{fgx}^{sh}(x) = \sum_{n=0}^2 \delta \Sigma_{fgxn}^{sh} F_n(\kappa_g x) \quad (3.2-89)$$

ここで、 $F_n(x)$ は式(3.2-72)で与えられる。展開係数はノード平均及び $x \pm$ 表面平均の均質断面積から決定する。

燃料棒燃焼度については、ノード平均及び表面平均の燃焼度を用いて、ノード内均質燃焼度分布を式(3.2-84)と同様に展開する。

$$E(x, y) \cong E_x(x) + E_y(y) - \bar{E} \quad (3.2-90)$$

$$E_x(x) = \sum_{n=0}^2 E_{xn} w_n(x/h_x) \quad (3.2-91)$$

燃料棒の非均質燃焼度は単一燃料集合体計算の燃料棒相対燃焼度に均質燃焼度分布を掛けて得られる。ここで、単一燃料集合体計算結果は、制御棒履歴効果を含む。

$$E^{het}(x, y) = E^{het, \infty}(x, y) \cdot E(x, y) \quad (3.2-92)$$

燃料棒相対燃焼度は、 $E^{het}(x, y)$ をノード内の熱出力を発生する燃料棒で規格化して得る。

3.2.2.4 制御棒履歴及びチャンネル曲がり補正

制御棒挿入によるスペクトル変化は、スペクトルミスマッチに比べて格段に大きいから、制御棒履歴はBWR炉心計算で大きな効果を持つ。制御棒挿入により、特に制御棒翼近傍においてウラン 235 (U-235) の燃焼が抑制され、プルトニウム 239 (Pu-239) 生成が促進される。この結果、制御棒近傍の燃料棒出力が大幅に増加する。制御棒履歴効果の予測は、その効果が大きいためスペクトル履歴補正モデルでは難しい。

本手法では制御棒を挿入して燃焼した燃料集合体計算と通常の燃焼計算の2つから、有効制御棒挿入期間を重みとした内挿計算により断面積と単一燃料集合体燃料棒出力分布を得る。制御棒履歴補正は無限体系の燃料棒出力に対して行うので、燃料棒出力再構築モデルとは矛盾しない。制御棒履歴モデルの詳細は後項で説明する。

チャンネル曲がりを考慮した場合、燃料棒出力は水ギャップ幅の変化に影響される。チャンネル曲がりによる燃料棒出力変化は、あらかじめ評価した感度テーブルを用いて行う。曲がりによる感度は、ノードごとのボイド率、燃焼度、燃料タイプ、及び曲がり量のテーブルとして与えられる。このモデルの詳細については熱的余裕計算モデルの節にて説明する。

3.2.3 断面積計算

本手法では、単一燃料集合体燃焼計算による断面積データを取り込んでテーブルを作成する巨視的燃焼モデルを用いる。BWRにおける燃焼変化において特性に大きな影響を与えるのは中性子スペクトルを決定する水密度である。そのため、フィッティングには燃料集合体断面平均の水密度を用いるが、通常、アウトチャンネルにボイドが発生しないため、チャンネル内のボイド率を異なる3点（例えば0, 40, 80%）とした燃料集合体燃焼計算を行う。

さらに、燃料集合体計算では各燃焼度点において瞬時に制御棒を挿入したケース、燃料温度を変えたケース、ボイド率を変えたケース、冷温状態としたケース、及び減速材にほう素を添加したケースをブランチケースとして行う。なお、燃料集

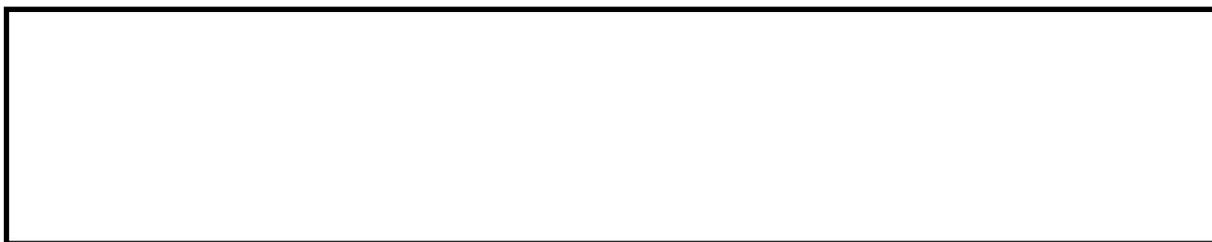
合体燃焼計算は、制御棒なしの一定出力密度を仮定して行うため、炉心内でこの条件からずれた効果は各種の反応度補正として取り込む必要がある。

3.2.3.1 燃料ノード断面積

本手法では、ノードの全ての断面積は同じ形式で、燃焼区間ごとの多項式を用いて表される。テーブルの各燃焼区間において、出力運転時、制御棒なしの断面積データ X は燃焼度 E 、瞬時相対水密度 U 、履歴相対水密度 UH の関数として次の多項式で与えられる。ここで、相対水密度とは、水密度を基準値で規格化した無次元量であり、炉心計算では、インチャンネルとバイパスを体積平均したノード平均水密度を用いてテーブルを参照する。通常、バイパスボイド率は低いので平均化の影響は小さい。



(3.2-93)



スペクトル履歴モデルを用いる場合は、上式においてスペクトル履歴相対水密度 $UHSPH$ を UH のかわりに用いる。断面積テーブルの燃焼度点 E_n は、燃料集合体計算の燃焼度点とは独立に与えられる。テーブルの各燃焼度点 n について、 E_n より小さい2つの燃料集合体計算の燃焼度点及び E_n より大きい1つの燃焼度点が E に関する2次フィットに用いられる。

出力運転時、制御棒ありのデータは、制御棒なしのデータとの比として、同じ形式でフィットされる。これは比とした方が燃焼度依存性が小さいためである。なお、制御棒ありとは、制御棒なしの燃料集合体燃焼計算で瞬時に制御棒を挿入したブランチケースであり、後節で説明する制御棒履歴のケースとは異なる。

冷温時のデータも同様にフィットされるが、瞬時水密度及び履歴水密度依存性についてより一般性を持たせる。



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。



(3.2-94)

制御棒ありのデータは，出力運転時と同じく制御棒なしのデータとの比として，同じ形式でフィットされる。



(3.2-95)

局所出力ピーキングデータ及び局所燃焼度ピーキングデータも，断面積と同様に燃料棒ごとにフィットされる。

CBH データは各断面積に対して与えられる。出力運転時の制御棒なし CBH データ（制御棒あり燃焼から瞬時に制御棒を引き抜いたケース：*CBU*）及び出力運転時の制御棒あり CBH データ（常に制御棒を挿入して燃焼したケース：*CBC*）は，出力運転時の制御棒なし（*UBU*），あり（*UBC*）データと同様にフィットされる。

3.2.3.2 反射体ノード断面積

炉心領域を囲む反射体は，与えられた炉心外条件に対応する 1 つの水及び構造材を均質化したノードとして表される。炉心下部では炉心の入口サブクール条件に，上部反射体は出口のボイド率条件に基づく。また，径方向反射体は炉心の入口条件に基づく。

反射体定数としては群ごとの拡散係数，減速断面積，及び吸収断面積を与える。また動特性計算用に反射体の中性子速度も与える。

3.2.3.3 反応度補正

AETNA では各種の反応度補正は直接 3 群断面積に対して行われ，参考データとして各反応度も出力される。

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。

3.2.3.3.1 キセノン毒作用モデル

キセノン 135 (Xe-135) 数密度は出力密度履歴に大きく依存するため、実際の出力密度履歴が燃料集合体計算と異なる効果を、微視的燃焼モデルを用いて補正する。燃料集合体計算は Xe-135 あり及びなしの熱群吸収断面積をライブラリとして生成する。本手法では、Xe-135 なしの熱群巨視的除去断面積と追跡計算した Xe-135 数密度を用いて、熱群の除去断面積を計算する。

$$\Sigma_{r3} = \Sigma_{r3}^{noXe} + N_{Xe} \sigma_a^{Xe} \quad (3.2-96)$$

ここで、 Σ_{r3}^{noXe} は Xe-135 なしの巨視的断面積、 σ_a^{Xe} は Xe-135 微視的断面積、 N_{Xe} は Xe-135 数密度である。反応度補正を考慮した無限増倍率は 3 群断面積から再構築される。

$$k_{\infty} = \frac{\nu_1 \Sigma_{f1} + \nu_2 \Sigma_{f2} SI_2 + \nu_3 \Sigma_{f3} SI_3}{\Sigma_1} \quad (3.2-97)$$

ここで、 SI_2 及び SI_3 はそれぞれ共鳴群、熱群のスペクトルインデクスである。

$$SI_2 = \frac{\phi_2^{\infty}}{\phi_1^{\infty}} = \frac{\Sigma_{1 \rightarrow 2}}{\Sigma_{r2}}, \quad SI_3 = \frac{\phi_3^{\infty}}{\phi_1^{\infty}} = \frac{\Sigma_{1 \rightarrow 2} \Sigma_{2 \rightarrow 3}}{\Sigma_{r2} \Sigma_{r3}} \quad (3.2-98)$$

キセノン反応度は、熱群吸収断面積の変化による無限増倍率変化から計算される。

$$\rho^{Xe} = \frac{\Delta k_{\infty}^{Xe}}{k_{\infty}} = \frac{(\Sigma_{r3}^{noXe} / \Sigma_{r3} - 1)}{FFF} \quad (3.2-99)$$

ここで、上式における k_{∞} 及び FFF はキセノン補正前の値である。

$$FFF = \frac{\nu_1 \Sigma_{f1} + \nu_2 \Sigma_{f2} SI_2 + \nu_3 \Sigma_{f3} SI_3}{\nu_3 \Sigma_{f3} SI_3} \quad (3.2-100)$$

本手法では、Xe-135 以外にも比較的短半減期で毒作用の大きい、プロメシウム 147 (Pm-147) ~ サマリウム 149 (Sm-149) 系列、サマリウム 152 (Sm-152) ~ ガドリニウム 155 (Gd-155)、ロジウム 105 (Rh-105)、及びプルトニウム 239 (Pu-239) ~ プルトニウム 241 (Pu-241) ~ アメリシウム 241 (Am-241) の系列について微視的燃焼モデルを用いて出力履歴の影響を補正する。ただし、これらの系列は Xe-135 に比べて反応度が小さく、燃料集合体燃焼計算の巨視的断面積にその効果が含まれているため、炉心計算において一定出力密度を仮定して追跡した数密度と、実際の出力履歴で追跡した数密度の差により、巨視的断面積を補正する。Xe-135 などの核種の数密度の追跡計算法については後述する。

3.2.3.3.2 ドップラモデル

ドップラ反応度は次のように計算される。

$$\rho^{Dop} = C_T(\sqrt{T_{fuel}} - \sqrt{T_{base}}) \quad (3.2-101)$$

ここで、 C_T はドップラ反応度を表す定数であり、燃料集合体計算で燃料温度を変化させて計算する。例えば、ベース温度 520°Cから 1,500°Cに燃料温度を上昇させ、その無限増倍率の差から、 C_T を燃料タイプ、燃焼度、ボイド率に対して決定できる。定常炉心計算において、実効的な燃料温度 T_{fuel} [K]は燃料タイプ別にノード出力密度 P の2次式で表される。

$$T_{fuel} = a_0 + a_1P + a_2P^2 \quad (3.2-102)$$

ここで、 $a_i, i=0, 1, 2$ は燃料棒熱・機械設計コード³²による熱流束テーブルから得られる係数である。PRIME03 ベースの場合、燃料温度は燃焼度 E と出力密度 P 依存で与える。

$$\quad (3.2-103)$$

ドップラ反応度を共鳴群の除去断面積に転換することにより、除去断面積は、

$$\Sigma_{r2}^{Dop} = \frac{\Sigma_{r2}}{1 + \rho^{Dop} \cdot FFF2} \quad (3.2-104)$$

となる。ここで、

$$FFF2 = \frac{v_1 \Sigma_{f1} + v_2 \Sigma_{f2} S_{l2} + v_3 \Sigma_{f3} S_{l3}}{v_2 \Sigma_{f2} S_{l2} + v_3 \Sigma_{f3} S_{l3}} \quad (3.2-105)$$

3.2.3.3.3 CBH 反応度モデル

CBH 反応度は、制御棒が挿入されないノードに対して

$$\rho^U = w(k^{\infty CBU} - k^{\infty UBU})/k^{\infty UBU} \quad (3.2-106)$$

また制御棒が挿入されたノードに対して

$$\rho^C = w(k^{\infty CBC} - k^{\infty UBC})/k^{\infty UBC} \quad (3.2-107)$$

ここで、 w はCBH 期間に依存した荷重因子であり、また、

$k^{\infty CBU}$: 制御棒挿入状態 (以下、「制御された」という。)での燃焼から、瞬時に制御棒を引き抜いた無限増倍率

$k^{\infty UBU}$: 常に制御棒引抜状態 (以下、「非制御」という。)で燃焼した無限増倍率

$k^{\infty UBC}$: 常に非制御で燃焼し、瞬時に制御棒を挿入した無限増倍率

$k^{\infty CBC}$: 常に制御されて燃焼した無限増倍率

ノードの制御棒割合 (CFK) を考慮すると、CBH 反応度は、

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。

$$\rho^{CBH} = CFK \cdot \rho^C + (1 - CFK)\rho^U \quad (3.2-108)$$

本手法では、CBH 補正は全ての断面積について、式(3.2-108)と同様に考慮される。CBH モデルの詳細は燃焼履歴計算の節で説明する。

3.2.3.3.4 ほう素モデル

燃料集合体計算によるほう素ありデータは、1つの減速材温度について2つの異なるほう素濃度に対して与えられる。例えば、ほう素濃度 660 ppm($BPPM1=660$)と 935 ppm($BPPM2=935$)である。任意のほう素濃度($BORON$)に対するほう素反応度は、次のように計算される。

制御棒なしノードに対し、 $BPPM1$ 及び $BPPM2$ に対する無限増倍率を K_{∞}^{U1} , K_{∞}^{U2} として、

$$\rho^U = \frac{BORON - BPPM1}{BPPM2 - BPPM1} \left(\frac{K_{\infty}^{U2}}{K_{\infty}^{U1}} - 1 \right) \quad (3.2-109)$$

制御棒ありノードに対して同様に、

$$\rho^C = \frac{BORON - BPPM1}{BPPM2 - BPPM1} \left(\frac{K_{\infty}^{C2}}{K_{\infty}^{C1}} - 1 \right) \quad (3.2-110)$$

ノードの制御棒割合を考慮するとノードのほう素反応度は、

$$\rho^{Boron} = CFK \cdot \rho^C + (1 - CFK)\rho^U \quad (3.2-111)$$

ほう素反応度を補正した熱群除去断面積は、

$$\Sigma_{r3}^{Boron} = \frac{\Sigma_{r3}}{1 + \rho^{Boron} \cdot FFF} \quad (3.2-112)$$

ここで、 FFF は式(3.2-100)で与えられる。

3.2.3.4 多種類制御棒モデル

本手法では通常の B_4C 制御棒以外にも、長寿命制御棒及びフォロー付制御棒などの多種類制御棒を扱うことができる。これらに対しては、 B_4C 制御棒に対する断面積の比は燃焼に対してほとんど変化しないことが知られているため、燃料集合体計算は燃料の未燃焼時(BOL)だけの評価でも十分である。

多種類制御棒に対する断面積テーブルのフィットは通常の制御棒ありの断面積の場合と同様である。多種類制御棒に対する断面積は、通常は BOL で評価された断面積比を B_4C 制御棒に対する断面積に掛けて得られる。ノードが2つ以上の制御棒タイプに接している場合は、体積割合で平均する。

多種類制御棒に対する制御棒履歴の補正は、普通、直接には得られないが、CBH 効果が制御棒挿入時のスペクトルの変化の履歴に比例すると仮定して、有効制御棒挿入燃焼期間を調節することで近似的に補正することが可能である。

3.2.3.5 部分制御棒挿入ノード

制御棒が部分的に挿入されたノードについては、制御棒先端が燃料ノードの切れ目に一致しない効果を考慮するため、ノード内の軸方向中性子束分布を用いた平均断面積を計算する。このため、体積割合を用いる場合よりも、制御棒の移動に対して滑らかな反応度効果が得られる。

任意の断面積に対して、部分制御棒挿入ノードの断面積は、

$$\Sigma'_{xg} = (1 - C_g)\Sigma_{xg}^{UNC} + C_g\Sigma_{xg}^{CON} = [1 - C_g + C_g(\Sigma_{xg}^{CON}/\Sigma_{xg}^{UNC})] \cdot \Sigma_{xg}^{UNC} \quad (3.2-113)$$

ここで、 C_g は荷重因子である。本手法では、ノード内軸方向の空間的スペクトル変化を考慮して反応率を保存するように、中性子束体積荷重を用いる。すなわち、 z_{tip} を制御棒先端、 $H(z - z_{tip})$ をHeaviside ステップ関数として、

$$C_g = \langle \phi_g, H(z - z_{tip}) \rangle / \langle \phi_g \rangle \quad (3.2-114)$$

ここで、 $\langle \rangle$ はノード体積での積分を表す。ノード内軸方向中性子束分布は、ノードを軸方向に詳細メッシュに分割し、拡散方程式を解いて得られる。

$$\frac{d}{dz}J_g(z) + \Sigma_{rg}(z)\phi_g(z) = S_g(z) \quad (3.2-115)$$

$$S_g(z) = \frac{\lambda_g}{\lambda} \Sigma_{g'} v \Sigma_{fg'}(z)\phi_{g'}(z) + \Sigma_{g'} \Sigma_{g' \rightarrow g}(z)\phi_{g'}(z) \quad (3.2-116)$$

境界条件は反射あるいはノード上下端の中性子流で与える。

荷重因子 C_g とともに、ノード上下端での中性子束不連続因子を計算し、以降の中性子束計算に適用する。

$$f_g^+(z_{k+1}) = \frac{\phi_g^+(z_{k+1})}{\phi_{g,k}^{+,hom}}, \quad f_g^-(z_k) = \frac{\phi_g^-(z_k)}{\phi_{g,k}^{-,hom}} \quad (3.2-117)$$

3.2.4 燃焼履歴計算

3.2.4.1 燃焼度積算

燃焼期間 c の終わりのノードの燃焼度分布 E_i^c は、時間に対して出力を積分し、前期間 $c-1$ での燃焼度に加えて得られる。

$$E_i^c = E_i^{c-1} + \int_{t^{c-1}}^{t^c} dt \frac{RP(t) P_i^c(t)}{N m_i} \quad (3.2-118)$$

ここで、 $P(t)$ は炉心熱出力、 $P_i^c(t)$ はノードの相対出力、 m_i はノードの全重元素初期重量、そして、 N は炉心内のノード数である。

燃焼度の積算は、前ケースの出力分布を用いて行えるが、現ケースの出力分布を用いて行うことも選択できる。炉心平均の燃焼度増分を $DELWRD$ 、炉心の全重元素初期重量を $WCORE$ とすると、式(3.2-118)から今ケースのノード燃焼度 E_i^c はノード相対出力 P_i を用いて、次のように表される。

$$E_i^c = E_i + DELWRD \cdot \frac{WCORE P_i}{N m_i} \quad (3.2-119)$$

3.2.4.2 履歴相対水密度

スペクトル履歴モデルを用いない場合、同位元素の燃焼に対するスペクトル効果の追跡計算は履歴相対水密度を用いて行う。履歴相対水密度 UH は相対水密度の燃焼度荷重平均値として定義される。

$$UH_{ijk} = \int_0^{E_{ijk}} \omega(E') U_{ijk}(E') dE' / \int_0^{E_{ijk}} \omega(E') dE' \quad (3.2-120)$$

ここで、 $U_{ijk}(E)$ はノードの瞬時相対水密度であり、 $\omega(E)$ は経験的に定める荷重因子である。燃焼ステップでノード燃焼度が E_1 から E_2 に変化した場合、ノードの履歴相対水密度は、式(3.2-120)から次のように更新される。

$$UH_2 = \frac{UH_1 E_1 + U(E_2 - E_1)}{E_2}, \quad \omega(E) = 1$$

(3.2-121)

第1の式は燃焼度平均法である。第2の式はアニーリング法で、直近の水密度により重要度を与えるものであり、定数 c はウラン又はMOXの燃料種別ごとに経験的に定める。

3.2.4.3 スペクトル履歴モデル

スペクトル履歴反応度は実効ボイド履歴モデルを用いて考慮される。燃焼に伴う同位元素の蓄積は水密度よりもスペクトルの関数として表すほうがより適切で

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。

ある³³。このモデルは、燃料集合体計算における水密度と中性子スペクトル（高速群と熱群の中性子束比）の関係式を用いて、各燃焼ステップにおけるノードの実際のスペクトルを実効的な水密度に変換することにより、ノードのスペクトル履歴効果を実効履歴水密度として計算する。このモデルでは断面積の参照に用いる履歴水密度を実効履歴水密度に置き換えるのみであり、熱水力計算で与えられる瞬時水密度は変更を受けない。

スペクトル履歴を補正した相対水密度（以下、「UHSPH」という。）は、式(3.4-3)で表される履歴相対水密度と同様に更新される。

$$\rho_{UHSPH} = \rho_{eff} \frac{\phi_{UHSPH}}{\phi_{ref}}$$

$$\rho_{UHSPH} = \rho_{UHSPH}^{old} \frac{\phi_{UHSPH}}{\phi_{UHSPH}^{old}} \quad (3.2-122)$$

実際のノードスペクトル比 $\bar{\phi}_3/\bar{\phi}_1$ に対応する水密度 U_0 は、次式で与えられる。

$$U_0 = \rho_{UHSPH} \frac{\bar{\phi}_3/\bar{\phi}_1}{\bar{\phi}_3/\bar{\phi}_1^{UHSPH}} \quad (3.2-123)$$

推定値 U_0 に対しては、数値解析的に許容しうる上下限值を設ける。このようにして計算されたUHSPHは断面積計算に用いられた時、スペクトル履歴効果を含む。

3.2.4.4 ノード表面燃焼度及びスペクトル履歴

本手法では、ノード内の燃焼勾配の効果を、中性子束、出力分布計算、及び熱的制限値計算で考慮する。ノード内の均質燃焼度分布及びスペクトル履歴分布は、ノード平均及びノード表面平均の燃焼度、並びにスペクトル履歴を用いて展開される。

ノード表面燃焼度とスペクトル履歴は、ノード表面出力及び中性子束を用いて、ノード平均燃焼度、スペクトル履歴と同様に更新される。ノード表面の定義は燃料集合体の制御棒コーナーに対して相対的に定義され、燃料シャッフリングにより変化しない。

3.2.4.5 キセノン追跡計算

本手法では、比較的半減期が短く反応度の大きいキセノン 135 (Xe-135) について、炉心計算で数密度を追跡計算し、断面積計算において微視的燃焼モデルを用いて巨視的断面積を補正する。追跡計算では、時間幅を入力するか、又は燃焼度増分を時間幅に転換する。なお、Xe-135 の数密度は、今ケースの出力密度分布に依存するので、一般に出力分布とキセノン分布が互いに収束するまでボイド反復計算内でキセノン分布を更新する。

3.2.4.5.1 キセノン核分裂生成毒作用モデル

Xe-135 は部分的にヨウ素 135 (I-135) のベータ崩壊により生じ、また直接核分裂生成物としても生じる。I-135 と Xe-135 の半減期はそれぞれ 6.7 時間と 9.2 時間である。ノード i の平均 I-135 及び Xe-135 数密度は以下の過渡方程式を解いて与えられる。

$$\frac{dI^i(t)}{dt} = \gamma_I^i(t)F(t) - \lambda_I I^i(t) \quad (3.2-124)$$

$$\frac{dX^i(t)}{dt} = \lambda_I I^i(t) + \gamma_X^i(t)F(t) - \lambda_X X^i(t) - \sigma_{X3}^i(t)\phi_3^i(t)X^i(t) \quad (3.2-125)$$

ここで、

γ_I : I-135 実効核分裂収率

λ_I : I-135 崩壊定数

γ_X : Xe-135 実効核分裂収率

λ_X : Xe-135 崩壊定数

σ_X : Xe-135 実効微視的熱群吸収断面積

ϕ_3 : 熱群中性子束

$F(t) = \sum_g \Sigma_{fg}^i(t)\phi_g^i(t)$: 核分裂密度

実効微視的断面積は、燃料集合体平均反応率を保存するように定義される。燃料集合体平均中性子束及び核種 n の数密度を以下で定義する。

$$\bar{N}_n^i = \frac{1}{V^i} \int dr N_n^i(r) \quad (3.2-126)$$

$$\bar{\phi}_g^i = \frac{1}{V^i} \int dr \phi_g^i(r) \quad (3.2-127)$$

V^i は燃料集合体体積である。次式で定義される実効微視的断面積を用いれば、炉心計算は燃料集合体計算を再現する。

$$\bar{\sigma}_{gn}^i \bar{N}_n^i \bar{\phi}_g^i = \frac{1}{V^i} \int dr \sigma_{gn}^i(r) N_n^i(r) \phi_g^i(r) \quad (3.2-128)$$

出力密度に平衡な I-135 及び Xe-135 数密度は時間微分を 0 と置いて得られる。

$$I^\infty(t) = \frac{\gamma_I F(t)}{\lambda_I} \quad (3.2-129)$$

$$X^\infty(t) = \frac{\lambda_I I^\infty + \gamma_X F(t)}{\lambda_X + \sigma_{X3} \phi_3(t)} = \frac{(\gamma_I + \gamma_X) F(t)}{\lambda_X + \sigma_{X3} \phi_3(t)} \quad (3.2-130)$$

3.2.4.5.2 過渡キセノン解

(1) 一定出力に対する解

時間幅が相対的に短い場合、核分裂密度は一定で時間平均値に等しいと仮定できる。

$$F(t) = \bar{F} \quad (3.2-131)$$

この場合、積分は解析的に実行でき、以下を得る。

$$I(t) = I_0 e^{-\lambda_I t} + \frac{\gamma_I \bar{F}}{\lambda_I} (1 - e^{-\lambda_I t}) \quad (3.2-132)$$

$$X(t) = X_0 e^{-\delta_X t} + \frac{\lambda_I I_0 - \gamma_I \bar{F}}{\delta_X - \lambda_I} (e^{-\lambda_I t} - e^{-\delta_X t}) + \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \bar{F}}{\delta_X} (1 - e^{-\delta_X t}) \quad (3.2-133)$$

$$\delta_X = \lambda_X + \sigma_{X3} \bar{\phi}_3 \quad (3.2-134)$$

ここで、 t は時間幅、 I_0 と X_0 は $t=0$ の数密度である。

炉心熱出力が 0 の場合、核分裂密度を 0 として炉停止計算を行う。

(2) 線形時間変化出力に対する解

一定出力モデルは大きな時間幅に対して適用できない。ノードの出力変化が時間に対して線形と仮定できる場合、キセノン方程式の積分は解析的に実行でき、精度を損なうことなく大きな時間幅を取ることができる。

$$F(t) = at + p \quad (3.2-135)$$

過渡方程式は定数変化法を用いて積分でき、I-135 は解析式で、Xe-135 は a の符号に応じて Dawson 積分と相補誤差関数を用いて表される。

3.2.4.6 サマリウム追跡計算

3.2.4.6.1 サマリウム毒作用モデル

サマリウム 149 (Sm-149) はプロメシウム 149 (Pm-149) の崩壊で生成される。また Pm-149 は主として直接核分裂で生成される。Sm-149 は安定であり、中性子吸収により消滅する。ノード平均 Sm-149 数密度は以下の過渡方程式を解いて得られる。

$$\frac{dN_{Pm149}(t)}{dt} = \gamma_{Pm149}(t)F(t) - \lambda_{Pm149}N_{Pm149}(t), \quad (3.2-136)$$

$$\frac{dN_{Sm149}(t)}{dt} = \lambda_{Pm149}N_{Pm149}(t) - \sigma_{Sm149}(t)\phi_3(t)N_{Sm149}(t). \quad (3.2-137)$$

ここで,

γ_{Pm149} : Pm-149 実効核分裂収率

λ_{Pm149} : Pm-149 崩壊定数

σ_{Sm149} : Sm-149 実効微視的熱群吸収断面積

$F(t) = \sum_g \Sigma_{fg}(t)\phi_g(t)$: 核分裂密度

Pm-149 の実効核分裂収率は、後述するプロメシウム 148 (Pm-148) の中性子吸収の寄与を含む。一定出力密度に対する Pm-149 及び Sm-149 の平衡値は、時間微分を 0 と置いて得られる。

$$N_{Pm149}^{\infty} = \frac{\gamma_{Pm149}F}{\lambda_{Pm149}} \quad (3.2-138)$$

$$N_{Sm149}^{\infty} = \frac{\gamma_{Pm149}F}{\sigma_{Sm149,3}\phi_3} \quad (3.2-139)$$

Sm-149 の吸収断面積は Xe-135 に比べて小さく、Pm-149 の半減期(54.4 時間)は I-135 に比べて長いので、サマリウムが平衡に達するには時間がかかる。過渡解に対しては、ノードの核分裂密度が一定と近似し、積分を解析的に実行できる。

Sm-149 の反応度は燃料集合体計算の断面積に含まれているので、燃料集合体計算を模擬したベース出力密度での追跡計算を行う必要がある。Sm-149 の過渡変化の影響は実際の数密度とベース数密度の差から評価できる。ベース出力密度での過渡時間はノード燃焼度からベース出力密度を用いて逆算できる。

冷温時計算においては、燃料集合体計算で仮定した炉停止後の時間幅だけベース数密度の崩壊計算を行う必要がある。

Sm-149 の反応度効果を含む断面積は以下のように計算する。

$$\Sigma_{a3} = \Sigma_{a3,r} + \sigma_{Sm149}(N_{Sm149} - N_{Sm149,r}) \quad (3.2-140)$$

ここで、 $N_{Sm149,r}$ は Sm-149 のベース数密度である。

3.2.4.6.2 Pm-149 実効収率モデル

Pm-149 のある部分は Pm-148 の中性子吸収で生成される。この効果は燃焼とともに増加し、無視できなくなる。この寄与を、図 3.2-3 に示すネオジム 147 (Nd-147) ~ Pm-149 系列を考慮して、Pm-149 の実効収率としてモデル化する。

Pm-149 実効収率は Sm-149 反応度を正確に与えるが、長期停止では、この系列において、他にも半減期 2.6 年の Pm-147 や 41.3 日の Pm-148m が無視し得ない反応度寄与をする。従って、Pm-149 の実効収率モデルでは、これらの核種についても合わせて追跡計算を行い（式は省略）、毒作用を考慮する必要がある。

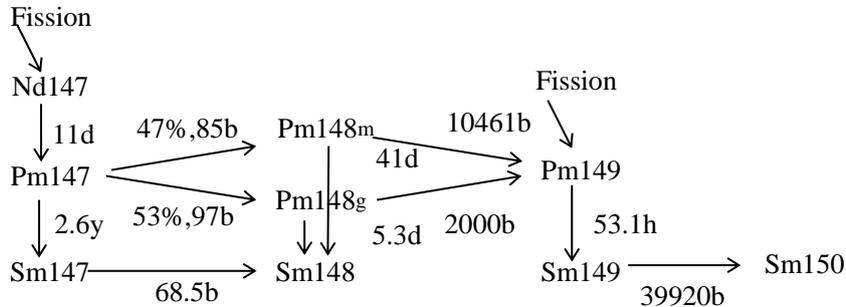


図 3.2-3 Nd-147～Sm-150 崩壊系列 (2, 200m/sec 断面積)

3.2.4.7 ガドリニウム追跡計算

3.2.4.7.1 ガドリニウム毒作用モデル

核分裂生成物起源のガドリニウム 155 (Gd-155) は、主にユーロピウム 155 (Eu-155) の半減期 4.9 年のベータ崩壊により生成される。Gd-155 は大きな熱中性子吸収断面積を有している。したがって、3 年を超える長期の炉停止期間の場合は、サマリウム 152 (Sm-152)～Gd-155 のチェーンによる反応度効果を原子炉起動時において考慮することが必要となる。ガドリニア入り燃料棒においては燃焼初期より Gd-155 が存在し、ノード平均の Gd-155 微視的吸収断面積は燃焼初期では Gd-155 の自己遮蔽効果の影響を受けるが、Eu-155 の崩壊による Gd-155 反応度効果は高燃焼度での寄与が大きいために問題はない。

Sm-152～Gd-155 チェーンを図 3.2-4 に示す。ユーロピウム 153 (Eu-153) は部分的に Sm-152 の中性子捕獲により、また直接的に核分裂により生成される。ただし、核分裂収率は小さい。Eu-153 は安定核種であるため、燃焼度のみ依存すると見なせる。ユーロピウム 154 (Eu-154) は Eu-153 の中性子吸収により生成され、自身の中性子吸収とガドリニウム 154 (Gd-154) へのベータ崩壊で除去される。Eu-154 は安定核種ではないが、その半減期は相対的に長い (8.5 年) ので、実用的には燃焼度のみ依存すると見なせる。

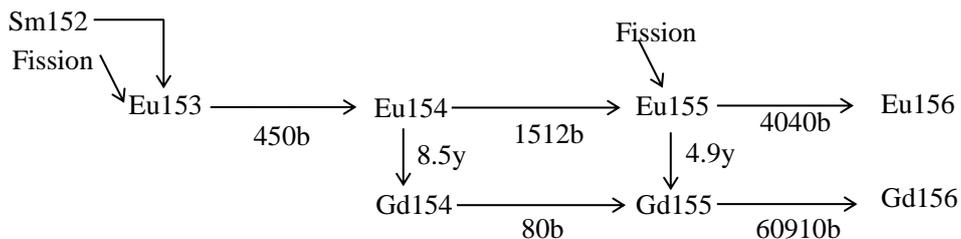


図 3.2-4 Sm-152～Gd-155 崩壊系列 (2, 200m/sec 断面積)

したがって、Eu-155 及び Gd-155 の過渡方程式は 1 群形式で以下のように書ける。

$$\frac{dN_{Eu155}}{dt} = \gamma_{Eu155}F + \sigma_{Eu154}N_{Eu154}\phi - \sigma_{Eu155}N_{Eu155}\phi - \lambda_{Eu155}N_{Eu155} \quad (3.2-141)$$

$$\frac{dN_{Gd155}}{dt} = \lambda_{Eu155}N_{Eu155} + \sigma_{Gd154}N_{Gd154}\phi - \sigma_{Gd155}N_{Gd155}\phi \quad (3.2-142)$$

ここで、

γ_{Eu155} : Eu-155 実効核分裂収率

λ_{Eu155} : Eu-155 崩壊定数

σ_{Eu154} : Eu-154 実効微視的 1 群吸収断面積

σ_{Eu155} : Eu-155 実効微視的 1 群吸収断面積

σ_{Gd154} : Gd-154 実効微視的 1 群吸収断面積

σ_{Gd155} : Gd-155 実効微視的 1 群吸収断面積

ガドリニアでは、Gd-154 が燃焼初期より 2%の天然存在比で存在する。Gd-154 の吸収断面積は小さいが、高燃焼度では右辺第 2 項は無視できない寄与がある。しかしながら、Gd-154 は安定核種であり、その寄与は燃焼度のみに依存すると見なせる。したがって、この項は Eu-155 の崩壊による Gd-155 反応度効果を計算する際には無視してかまわない。

3.2.4.7.2 Gd-155 過渡解

時間幅の間で核分裂密度が一定と仮定すると、Eu-155 数密度は解析的に解かれる。燃料集合体計算では、ベース出力一定燃焼の仮定で Gd-155 の反応度寄与が含まれている。ノード平均の Gd-155 数密度は、炉停止を含む期間について実際の出力密度とベース出力密度のそれぞれに対して追跡する。巨視的断面積は、2つの数密度の差を用いて補正される。

ベース出力密度に対する Gd-155 数密度は上式で F を F_r で置き換えて得られる。Eu-155 のベース出力密度に対する数密度も追跡する必要がある。停止時は、ベース数密度は一定に保たれる。冷温時計算においては、燃料集合体計算で仮定した炉停止後の時間幅だけベース数密度の崩壊計算を行う必要があるが、Eu-155 の半減期は長いため、無視して差し支えない。

Gd-155 の反応度補正は、各群の巨視的吸収断面積に対して、

$$\Sigma_{ag} = \Sigma_{ag,r} + \sigma_{Gd155,g}(N_{Gd155} - N_{Gd155,r}) \quad (3.2-143)$$

ここで、 $N_{Gd155,r}$ は Gd-155 のベース数密度である。未燃焼時は、Gd-155 数密度

はコード内でライブラリデータに初期化される。Eu-154 と Eu-155 の反応度変化は無視できる。

なお, Gd-154 の中性子吸収の寄与を含む実際の Gd-155 数密度は下式で近似的に得られる。

$$N_{Gd155}(t) = N_{Gd155}(E) + (N_{Gd155}(t) - N_{Gd155,r}(t)) \quad (3.2-144)$$

ここで, $N_{Gd155}(E)$ は燃料集合体コードによる Gd-155 数密度である。

3.2.4.8 プルトニウム追跡計算

プルトニウム 241 (Pu-241) はプルトニウム 240 (Pu-240) の中性子吸収で生成され, 中性子吸収に加えて半減期 14.4 年のアメリシウム 241 (Am-241) へのベータ崩壊で消滅する。燃料集合体計算では, ベース出力一定燃焼の仮定で Pu-241 の反応度寄与が含まれている。出力履歴に依存した Pu-241 崩壊の反応度寄与は特に MOX 炉心の解析では重要である。また, ネプツニウム 239 (Np-239) は U-238 の中性子捕獲で生成され, 半減期 56.5 時間でプルトニウム 239 (Pu-239) に β 崩壊する。Np-239 の反応度効果は無視できるが, Pu-239 の反応度効果は無視できず, 特に原子炉の起動時に影響がある。Pu-239~Am-241 を含む崩壊系列を図 3.2-5 に示す。

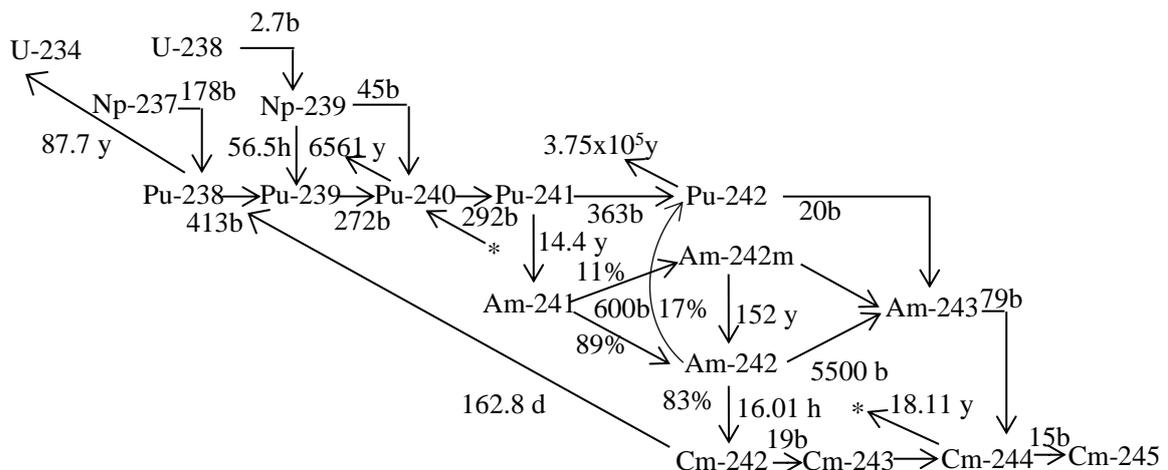


図 3.2-5 Pu-239~Am-241 を含む崩壊系列 (2, 200m/sec 断面積)

ノード平均の Pu-241/Pu-239 数密度は, 炉停止を含む期間について実際の出力密度とベース出力密度のそれぞれに対して追跡する。巨視的断面積は, 2つの数密度の差を用いて補正される。

Pu-241/Pu-239 の反応度寄与と多くの短半減期の核分裂生成物の反応度寄与が相殺し合うため, Pu-241/Pu-239 モデルはこれら Sm-149, Gd-155 モデルと合わせて用いられる。

3.2.4.8.1 Pu-241 過渡解

Pu-240 は安定核種として扱えるので、その数密度は燃焼度だけに依存すると仮定する。これにより、ノード平均 Pu-241 数密度は次の過渡方程式を解いて得られる。

$$\frac{dPu_{241}^i(t)}{dt} = \{\sum_g \sigma_{Pu240,g}^i \phi_g^i(t)\} Pu_{240}^i(t) - \{\sum_g \sigma_{Pu241,g}^i \phi_g^i(t) + \lambda_{Pu241}\} Pu_{241}^i(t) \quad (3.2-145)$$

ここで、

λ_{Pu241} : Pu-241 崩壊定数

σ_{Pu241} : Pu-241 実効微視的吸収断面積

σ_{Pu240} : Pu-240 実効微視的捕獲断面積

ベース出力密度に対する Pu-241 の生成及び消滅係数を以下で定義する。

$$P_{Pu241,r}^i(t) = Pu_{240}^i(t) \sum_g \sigma_{Pu240,g}^i(t) \phi_{g,r}^i, \quad (3.2-146)$$

$$D_{Pu241,r}^i(t) = \sum_g \sigma_{Pu241,g}^i(t) \phi_{g,r}^i. \quad (3.2-147)$$

$\phi_{g,r}$ はベース出力密度に対する中性子束である。式(3.2-145)は次のように書ける。

$$\frac{dPu_{241}^i(t)}{dt} = P_{Pu241,r}^i(t) p^i(t) - \{D_{Pu241,r}^i(t) p(t) + \lambda_{Pu241}^i\} Pu_{241}^i(t) \quad (3.2-148)$$

ここで、 $p^i(t)$ はベース出力密度に対する相対出力である。上式の係数は時間幅内で一定と見なす。Pu-241 の半減期は長いので、時間幅内で核分裂密度は一定と見なせ、式(3.2-148)は解析的に積分できる。

ベース出力密度に対する Pu-241 数密度は $p^i(t) = 1$ とおいて得られる。ベース出力密度に対する時間幅は、各ノードについて実際の時間幅に相対出力 $p^i(t)$ を掛けて得られる。すなわち、 $t_{base} = t \times p^i(t)$ となる。炉停止中は、ベース数密度は一定に保たれる。

一方、Am-241 の過渡方程式は、以下のように表される。

$$\frac{dAm_{241}(t)}{dt} = \lambda_{Pu241} Pu_{241}(t) - \{\sum_g \sigma_{Am241,g} \phi_g(t)\} Am_{241}(t) \quad (3.2-149)$$

ここで、

σ_{Am241} : Am-241 実効微視的吸収断面積

Am-241 数密度は、上式に Pu-241 数密度の解を代入して解析的に解かれる。

3.2.4.8.2 Pu-241 反応度補正

Pu-241 の崩壊による巨視的核分裂及び吸収断面積に対する補正は、それぞれ、

$$\Delta\Sigma_{fg,Pu241}^i = \sigma_{fg,Pu241}^i(Pu_{241}^i - Pu_{241,r}^i) \quad (3.2-150)$$

$$\Delta\Sigma_{ag,Pu241}^i = \sigma_{ag,Pu241}^i(Pu_{241}^i - Pu_{241,r}^i) \quad (3.2-151)$$

ここで、 $Pu_{241,r}^i$ はベース Pu-241 数密度である。一方、Am-241 による吸収断面積に対する補正は、

$$\Delta\Sigma_{ag,Am241}^i = \sigma_{ag,Am241}^i(Am_{241}^i - Am_{241,r}^i) \quad (3.2-152)$$

ここで、 $Am_{241,r}^i$ はベース Am-241 数密度である。

3.2.4.9 Pu-239 過渡解

Np-239～Pu-239 の崩壊チェーンを図 3.2-5 に示す。これより、Np-239 及び Pu-239 に対する過渡方程式は、

$$\frac{dNp_{239}^i(t)}{dt} = \{\sum_g \sigma_{U238,g}^i \phi_g^i(t)\} U_{238}^i(t) - \{\sum_g \sigma_{Np239,g}^i \phi_g^i(t) + \lambda_{Np239}\} Np_{239}^i(t) \quad (3.2-153)$$

$$\frac{dPu_{239}^i(t)}{dt} = \{\sum_g \sigma_{Pu238,g}^i \phi_g^i(t)\} Pu_{238}^i(t) + \lambda_{Np239} Np_{239}^i(t) - \{\sum_g \sigma_{Pu239,g}^i \phi_g^i(t)\} Pu_{239}^i(t) \quad (3.2-154)$$

ここで、

λ_{Np239} : Np-239 崩壊定数

σ_{Np239} : Np-239 実効微視的吸収断面積

σ_{U238} : U-238 実効微視的捕獲断面積

σ_{Pu238} : Pu-238 実効微視的捕獲断面積

σ_{Pu239} : Pu-239 実効微視的吸収断面積

U-238 と Pu-238 は安定核種として扱えるので、その数密度は燃焼度だけに依存すると仮定すると上式の係数は時間幅内で一定と見なせ、数密度は解析的に積分できる。AETNA では、重核種の α 崩壊に伴う自発核分裂源の計算のため、図 3.2-5 におけるキュリウム 242 (Cm-242) の α 崩壊による Pu-238 の数密度変化を評価できる (図 3.2-5 参照)。この場合、Pu-239 過渡方程式における Pu-238 数密度は次のように補正される。

$$Pu_{238}(t) = Pu_{238}(E) + (Pu_{238}^a(t) - Pu_{238}^b(t)) \quad (3.2-155)$$

ここで $Pu_{238}^a(t)$ と $Pu_{238}^b(t)$ は、それぞれ実際とベース出力密度の Pu-238 数密度

であり, $Pu_{238}(E)$ は燃焼度だけに依存すると仮定した場合の Pu-238 数密度である。

3.2.4.9.1 Pu-239 反応度補正

燃料集合体計算では、ベース出力一定燃焼の仮定で Pu-239 の反応度寄与が含まれているので、Pu-239 数密度を実際の運転履歴と、ベースの連続運転履歴（添え字 r）で計算し、その数密度の差から、下式で巨視的核分裂及び吸収断面積を補正する。

$$\Delta \Sigma_{fg, Pu239}^i = \sigma_{fg, Pu239}^i (Pu_{239}^i - Pu_{239,r}^i) \quad (3.2-156)$$

$$\Delta \Sigma_{ag, Pu239}^i = \sigma_{ag, Pu239}^i (Pu_{239}^i - Pu_{239,r}^i) \quad (3.2-157)$$

3.2.4.10 制御棒履歴モデル

3.2.4.10.1 CBH 反応度

制御棒が挿入されて燃焼すると、燃料集合体の核分裂性核種と可燃性毒物の燃焼が抑制される一方、プルトニウム同位体の生成（特に制御棒周りの燃料棒）が相対的に促進される。この結果、コントロールセル運転のように長期間制御棒が同じ場所に挿入された場合、反応度及び局所ピーキングの増加をもたらす。

本手法の CBH モデルは、燃料集合体計算で制御棒を挿入したまま燃焼させたケースと通常の制御棒なしで燃焼したケースの内挿により 3 群断面積³⁴及び燃料棒局所出力分布を補正する。内挿はノードの制御棒履歴を取り入れた荷重因子を用いて行う。これらの荷重因子 (W_i) は制御及び非制御の期間と、全実効燃焼期間 (T_i) の関数である。燃焼ステップ i での実効制御燃焼度は次式で定義される。

$$B_i = (B_{i-1} + \delta_i \cdot CFK_i \cdot \Delta E_i) e^{-\Delta E_i / C} \quad (3.2-158)$$

ここで、

B_{i-1} : 燃焼ステップ $i-1$ での実効制御燃焼度

δ_i : ノードが燃焼ステップ i で制御状態のとき 1, その他は 0

ΔE_i : $E_i - E_{i-1}$

CFK_i : 燃焼ステップ i でノードの制御割合

C : 燃料タイプ依存の（一般にはガドリニア濃度の関数）CBH回復期間を表す定数

上式は、制御棒が挿入されたノードの最新の燃焼ステップが最も B_i に寄与することを示している。また同時に、以前の燃焼ステップの寄与は燃焼とともに減少させられること、この減少は経験的な定数 C により決定されることを示す。

全実効燃焼度は δ_i を1と置いて定義される。

$$T_i = (T_{i-1} + \Delta E_i) e^{-\Delta E_i/C} \quad (3.2-159)$$

内挿に用いる荷重因子は次式で定義される。

$$W_i = B_i/T_i \quad (3.2-160)$$

(1) 制御状態から非制御状態になった場合

CBH 断面積補正($\Delta X S_i^{c \rightarrow u}$)は、常に非制御で燃焼した場合の断面積($X S_i^{UBU}$)に対して、

$$\Delta X S_i^{c \rightarrow u} = W_i (X S_i^{CBU} - X S_i^{UBU}) \quad (3.2-161)$$

ここで、

$X S_i^{CBU}$: 制御された燃焼から、燃焼度点*i*で瞬時に制御棒を引き抜いた断面積

$X S_i^{UBU}$: 常に非制御で燃焼した燃焼度点*i*の断面積

(2) 非制御状態から制御状態になった場合

CBH 断面積補正($\Delta X S_i^{u \rightarrow c}$)は、瞬時に制御棒が挿入された断面積($X S_i^{UBC}$)に対して、

$$\Delta X S_i^{u \rightarrow c} = W_i (X S_i^{CBC} - X S_i^{UBC}) \quad (3.2-162)$$

ここで、

$X S_i^{UBC}$: 常に非制御で燃焼し、燃焼度点*i*で瞬時に制御棒を挿入した断面積

$X S_i^{CBC}$: 常に制御されて燃焼した燃焼度点*i*の断面積

(3) 部分的に制御されたノードの場合

部分制御棒挿入ノードについては、制御棒挿入割合 CFK_i を用いて、

$$\Delta X S_i = (1 - CFK_i) \cdot \Delta X S_i^{c \rightarrow u} + CFK_i \cdot \Delta X S_i^{u \rightarrow c} \quad (3.2-163)$$

補正された断面積は、

$$X S_i = X S_i^{base} + \Delta X S_i \quad (3.2-164)$$

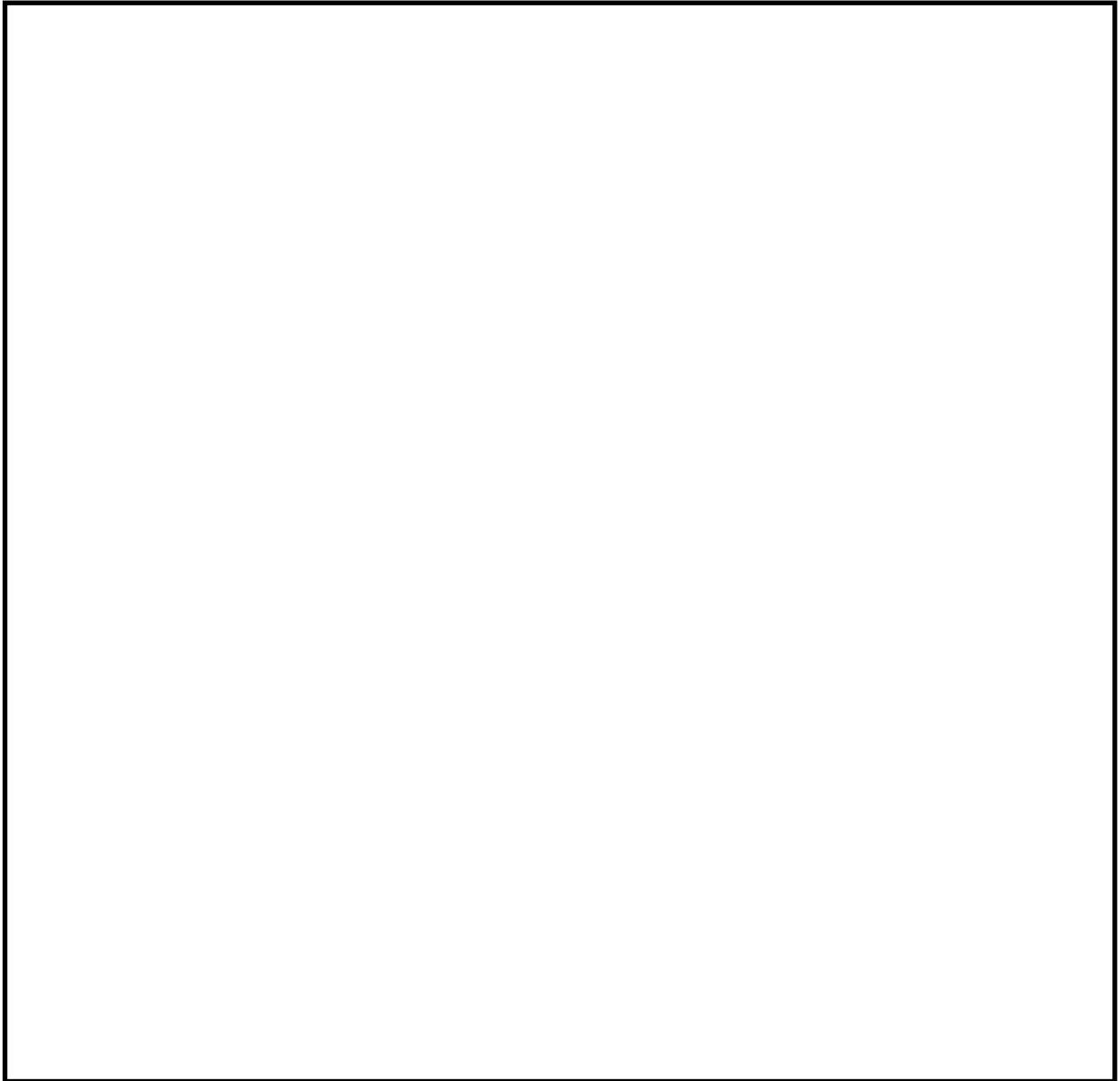
ここで

$X S_i^{base}$: CBH補正なしの断面積

3.2.4.10.2 CBH 局所ピーキング

CBH 局所ピーキングモデルは、CBH 反応度補正モデルの拡張である。本手法では、ある期間制御されて燃焼した燃料集合体内の燃料棒ごとの相対出力を、2つの燃料集合体燃焼計算から再構築する。1つは常に非制御で燃焼したケースであり、もう1つは常に制御されて燃焼し、瞬時に制御棒を引き抜いたケースである。

燃料棒 i, j についてある燃焼度の局所ピーキングは，CBH 反応度補正の場合と同様の実効制御燃焼度を用いた燃料棒位置の関数である荷重因子 W_{ij} を用いて内挿計算される。



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。

3.2.5 熱水力計算

3.2.5.1 熱水力計算

炉心流量，炉心熱出力，炉心圧力，冷却材入口エンタルピ（又は温度），炉内出力分布などは与えられたものとする。

炉心に流入する冷却材は，通常炉心底部で各燃料集合体インチャンネルとバイパス領域にわかれ，炉心頂部出口で再び合流する。バイパス流では，ほとんどボイドが発生しないことから，本手法ではバイパス領域は1チャンネルとして扱う。

チャンネル流量は，各チャンネルの圧力損失を等しくするようにインチャンネル流量配分を調整する繰返し計算によって計算する。計算の収束を早めるため各燃料集合体が属する特性チャンネルを定め，まず，特性チャンネルに対して流量配分計算を行う。特性チャンネルに対する流量配分は，各特性チャンネルの圧力損失が等しくなるように反復計算により流量を変化させて決定される。熱水力計算の流れを図 3.2-6 に示す。

特性チャンネルは，チャンネル出力，軸方向出力分布，入口オリフィスタイプ，及びチャンネル形状（特性チャンネル）タイプの組み合わせにより決定される。個々のチャンネルへの流量配分は，同じ特性チャンネルタイプ，オリフィスタイプの間で，チャンネル出力と軸方向出力分布の関数として内外挿計算される。

個々のチャンネル流量を計算した後，その和が炉心流量からバイパス流量を差し引いた全インチャンネル流量に等しくなるように規格化を行う。バイパス流路での冷却材に加わる熱量はインチャンネルに比して少なく，したがって流路抵抗が一定しているので，本手法ではバイパス流量は入力値としている。

本手法で流体の物性は，1967 ASME 蒸気表³⁵に基づいて評価する。これらの物性値は境界条件として炉圧 P 及び入口エンタルピ h_{IN} から決定される。

以下に本節で用いる記号の意味を説明する。

記号の説明

A or A_F	: 流路面積
C_p	: 比熱
D_H	: 水力等価直径
D_Q	: 熱的等価直径
f	: 単相摩擦抵抗係数
G	: 質量流束
g	: 重力加速度
g_c	: 重力系換算係数
h	: エンタルピ
h_{fg}	: 気化潜熱 = $h_g - h_f$
j	: 体積流束
K	: 局所圧損係数
k	: 熱伝導率

P	: 圧力
Pe	: ペクレ数
P_H	: 加熱周長
Pr	: プラントル数
P_W	: 濡れぶち長さ
q'	: 線出力密度
q''	: 熱流束
q'''	: 体積出力密度
Re	: レイノルズ数
T	: 温度
v	: 速度
W	: 流量
x	: クオリティ
z	: z 方向座標

ギリシャ文字及びその他

α	: ボイド率
γ	: 飽和蒸気水密度比 (ρ_g/ρ_f)
Δh_s	: 入口サブクール
Δz	: 軸方向ノード幅
ε	: 表面粗さ, 核分裂当たり放出エネルギー
μ	: 粘性係数
ν	: 比体積
ρ	: 密度
$\bar{\rho}$: 混合流密度
σ	: 表面張力
τ	: 壁面せん断応力
ϕ_{TPF}^2	: 二相摩擦抵抗倍率
ϕ_{TPL}^2	: 二相局所圧損倍率
$\langle \rangle$: 領域平均

添え字

byp	: バイパス
ch	: チャンネル
f	: 飽和水
g	: 飽和蒸気
i	: x 方向ノードインデクス
ic	: インチャンネル
j	: y 方向ノードインデクス

k : z 方向ノードインデックス
 l : 液相
 ld : 液相離脱
 v : 気相
 w : 壁面
 wr : 水棒

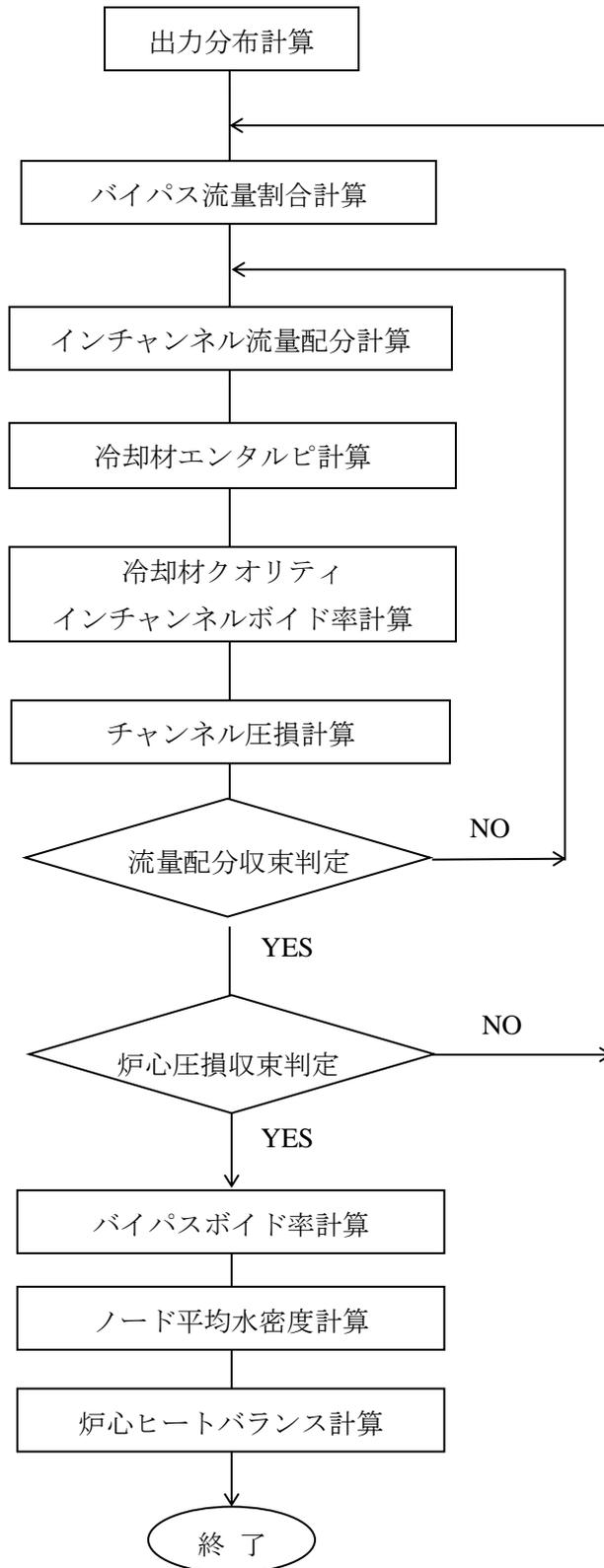


図 3.2-6 熱水力計算の流れ

3.2.5.2 混合流体保存式

本手法の熱水力モデルは垂直方向の強制流を仮定する。バイパス領域（アウトチャンネルと水ロッド）は、インチャンネルとは独立のチャンネルとして扱う。本手法では、燃料集合体内の二相流を、定常状態の混合流に対する3保存式とドリフトフラックスモデルを用いて解く³⁶。

1次元の均質流に対する質量保存式は、

$$\frac{\partial}{\partial z} \{ \rho_g \alpha v_g + \rho_f (1 - \alpha) v_f \} A_F = 0 \quad (3.2-169)$$

下記の物理量、混合流密度 $\bar{\rho}$ 、蒸気質量流束 G_g 、蒸気クオリティ x 、液相質量流束 G_f 、混合流質量流束 \bar{G} 、蒸気体積流束 j_g 、及び液相体積流束 j_f を定義する。

$$\bar{\rho} = \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_f \quad (3.2-170)$$

$$G_g = \rho_g v_g \alpha = \bar{G} x \quad (3.2-171)$$

$$G_f = \rho_f v_f (1 - \alpha) = \bar{G} (1 - x) \quad (3.2-172)$$

$$\bar{G} = G_g + G_f \quad (3.2-173)$$

$$j_g = \frac{G_g}{\rho_g} = \frac{\bar{G} x}{\rho_g} \quad (3.2-174)$$

$$j_f = \frac{G_f}{\rho_f} = \frac{\bar{G} (1 - x)}{\rho_f} \quad (3.2-175)$$

これより、質量保存式は次のように書かれる。

$$\frac{\partial}{\partial z} \{ G_g + G_f \} A_F = 0 \quad \text{又は} \quad \frac{\partial}{\partial z} (\bar{G} A_F) = 0 \quad (3.2-176)$$

対応する運動量保存式は、

$$\frac{1}{A_F} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\bar{G}^2 A_F}{\rho^+} \right) = - \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\tau_{Pw}}{A_F} - \bar{\rho} g \cos \theta \quad (3.2-177)$$

ここで、

$$\frac{1}{\rho^+} = \frac{1}{\bar{G}^2} (\rho_g \alpha v_g^2 + \rho_f (1 - \alpha) v_f^2) \quad (3.2-178)$$

混合流のエネルギー保存式は、運動エネルギーを無視すると、

$$\frac{\partial}{\partial z} (\bar{G} A_F \bar{h}) = q' + \iint_{A_F} q''' dA_F + \frac{\bar{G} A_F}{\bar{\rho}} \left(\frac{\tau_{Pw}}{A_F} + \frac{\partial P}{\partial z} \right) \quad (3.2-179)$$

ここで、混合流エンタルピは、

$$\bar{h} = \frac{1}{G}(\rho_g \alpha h_g v_g + \rho_f (1 - \alpha) h_f v_f) \quad (3.2-180)$$

3.2.5.3 圧力損失計算

積分演算を式(3.2-177)に適用すると、混合流の運動量保存式は以下で表される。

$$P_k - P_{k+1} = \Delta P_{friction} + \Delta P_{local} + \Delta P_{acceleration} + \Delta P_{elevation} \quad (3.2-181)$$

ここで、摩擦圧損、局所圧損、位置圧損成分はそれぞれ、

$$\Delta P_{friction} = f \frac{W^2}{2g_c \rho_\ell} \frac{\Delta z}{D_H A_F^2} \phi_{TPF}^2 \quad (3.2-182)$$

$$\Delta P_{local} = \sum_l \frac{K_l}{A_l^2} \frac{W^2}{2g_c \rho_\ell} \phi_{TPL,l}^2 \quad (3.2-183)$$

$$\Delta P_{elevation} = \bar{\rho} g \Delta z_k / g_c \quad (3.2-184)$$

局所圧損は、オリフィス、下部及び上部タイプレート、燃料集合体のスペーサなどによる流路内の面積変化により起こる圧力損失であり、局所圧損係数 K_l と局所圧損係数に対する参照流路面積 A_l で与えられる。

加速圧損成分は、流路面積及び密度の変化の両方を説明する。単相流領域では、面積変化による可逆的圧力損失は、

$$\Delta P_{acceleration} = (1 - \sigma_A^2) \frac{W^2}{2g_c \rho_\ell A_F^2} \quad (3.2-185)$$

$$\sigma_A = \frac{A_{k+1}}{A_k} \quad (3.2-186)$$

二相流では、流体密度は可逆的圧力損失を与えるように密度比で置き換えられる。

$$\Delta P_{acceleration} = (1 - \sigma_A^2) \frac{W^2 \rho_H}{2g_c \rho_{KE}^2 A_F^2} \quad (3.2-187)$$

ここで、

$$\frac{1}{\rho_H} = \frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_f} \quad (3.2-188)$$

$$\frac{1}{\rho_{KE}^2} = \frac{x^3}{\rho_g^2 \alpha^2} + \frac{(1-x)^3}{\rho_f^2 (1-\alpha)^2} \quad (3.2-189)$$

ここで、 x, α 及び A_F は A_{k+1} での値である。

二相流領域での密度変化による不可逆的な加速圧損成分に対しては、

$$\Delta P_{acceleration} = \frac{W^2}{g_c A_F^2} \left[\left(\frac{1}{\rho_H} \right)_{out} - \left(\frac{1}{\rho_H} \right)_{in} \right] \quad (3.2-190)$$

チャンネル流量配分、圧力損失計算の境界条件、及び局所圧損を計算するオリフィス、上下タイプレート、スパーサなどの位置並びに加速圧損計算領域を図 3.2-7 に示す。（チャンネル幾何形状の上面図例は図 1.5-5 を参照）

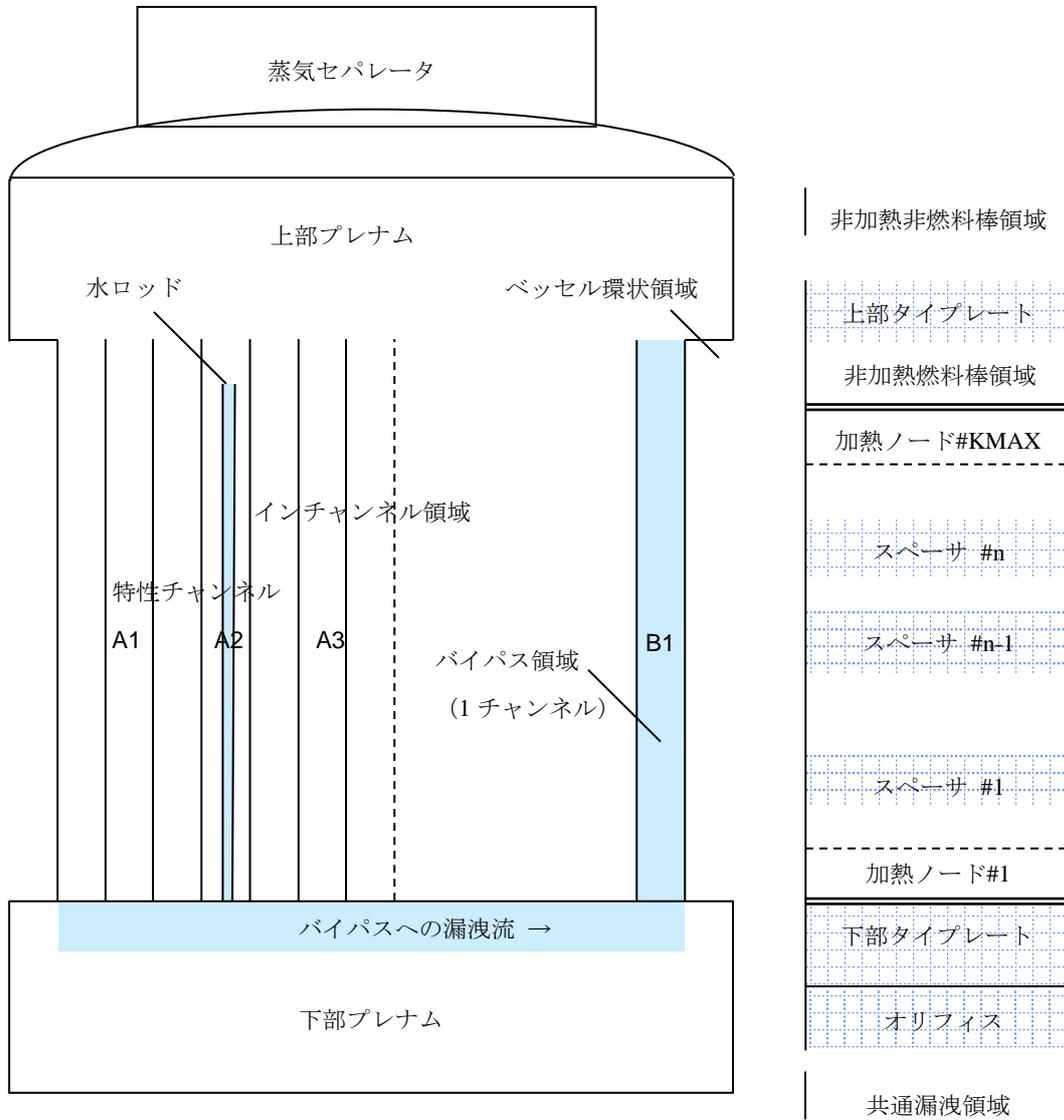


図 3.2-7 熱水力ノード分割と圧損計算領域

3.2.5.4 エネルギー計算

中性子束計算によるノード内の全核分裂出力は、

$$Q_k = \int_{\Delta V_k} d^3r \varepsilon \sum_g \Sigma_{fg} \phi_g(r) \quad (3.2-191)$$

この核分裂出力は、燃料被覆管、減速材、及び構造材内に局所的に直接与えられる中性子減速及びガンマ発熱成分を含む。中性子減速及びガンマ発熱エネルギーは全発生エネルギーに対する割合としてモデル化される。

- (1) 燃料ペレット及び被覆管内で発生する核分裂出力の割合 F_f
 - (2) 水ロッド被覆管内のガンマ発熱で発生する核分裂出力の割合 F_{wr}
 - (3) 燃料集合体のチャンネル壁のガンマ発熱で発生する核分裂出力の割合 F_{ch}
 - (4) 制御棒内の (n, α) 及び (n, γ) 反応で発生する核分裂出力の割合 F_{cb}
 - (5) ガンマ発熱・中性子減速により直接減速材で発生する核分裂出力の割合 F_{DMH}
- 各寄与を合計すると 1 になる。

$$F_f + F_{DMH} + F_{wr} + F_{ch} + F_{cb} = 1.0 \quad (3.2-192)$$

減速材直接発熱はインチャンネル、バイパス(アウトチャンネル)、及び水ロッド内の減速材の体積に分配される。

積分演算を式(3.2-179)に適用し、燃料集合体内の定常二相流では右辺第3項の寄与が小さいため、これを無視すると、チャンネルのエンタルピー増分は次のように評価される。

$$h_{k+1} = h_k + \frac{\Delta z}{G_k A_F} [q'_f + q'_{DMH} + q'_{wr} + q'_{ch} + q'_{byp} + q'_{cb}] \quad (3.2-193)$$

ここで、 k は軸方向ノードである。各加熱成分は、同じ形式で与えられる。

$$q'_x = \left(\frac{Q_{k+1} + Q_k}{2\Delta z} \right) F_x \chi \quad (3.2-194)$$

ここで、 χ は各成分を適用の場合の、インチャンネル、水ロッド、又はバイパス領域への寄与割合を表す。例えば、減速材直接発熱のインチャンネルへの寄与は、

$$F_{DMH}\chi = f_{DMH} \cdot \rho_{ijk} \cdot \left(\frac{A_F}{A_F + A_{byp} + A_{wr}} \right) \quad (3.2-195)$$

ここで、 f_{DMH} は水の単位密度当たりの直接発熱割合である。また、チャンネル壁のガンマ発熱で発生する核分裂出力のインチャンネル水への寄与割合は、

$$F_{ch}\chi = F_{ch} \cdot U_{ijk} \left\{ \frac{1}{h_o^{byp}} + \frac{d_{ch}}{2k_{ch}} \right\} \quad (3.2-196)$$

ここで、 U_{ijk} はインチャンネルからバイパスへの全熱通過率、 h_o^{byp} はバイパス水への熱伝達率、 d_{ch} はチャンネル壁肉厚、 k_{ch} はチャンネル熱伝導率である(次項参

照)。

エンタルピ計算では、次項に示すようにインチャンネルからチャンネル壁を通してバイパス領域への伝熱 q'_H も考慮する。エンタルピ計算用の熱水力ノード分割を図 3.5-2 に示す。

3.2.5.5 バイパス熱伝達

バイパス領域 (アウトチャンネル及び水ロッド) に適用する熱水力相関式はインチャンネルと同様である。ただし、バイパス領域はほとんどボイドが発生しないことから流量は入力値で与えられ、圧力損失バランスによる流量配分計算は行わない。バイパス領域は一つのチャンネルにまとめて扱う。

バイパス領域へのエネルギー配分はノードベースで、先に述べたガンマ発熱、中性子減速による直接発熱とともに、インチャンネル水からの伝熱も考慮する。熱伝達の計算では軸方向ノードごとの対流熱伝達率を用いる。

バイパス領域内及びインチャンネルの単相の対流熱伝達率は Dittus-Boelter 相関式³⁶と飽和流体の値を用いて計算する。

$$h_o = 0.023 Re_f^{0.8} Pr_f^{0.4} \frac{k_f}{D_f} \quad (3.2-197)$$

ここで、 k_f は飽和水の熱伝導率である。レイノルズ数、プラントル数はそれぞれ、

$$Re = G \cdot D_H / \mu_f \quad (3.2-198)$$

$$Pr = \mu_f C_{pf} / k_f \quad (3.2-199)$$

バイパス領域への伝熱に対する全熱通過率は、

$$U_{ijk} = \left\{ \frac{1}{h_o^{ic}} + \frac{1}{h_o^{byp}} + \frac{d_{ch}}{k_{ch}} \right\}^{-1} \quad (3.2-200)$$

ここで、

d_{ch} : チャンネル壁肉厚

k_{ch} : チャンネル壁の熱伝導率

h_o^{ic} : インチャンネル水への熱伝達率

h_o^{byp} : バイパス水への熱伝達率

インチャンネルからバイパス領域への伝熱は、

$$q'_{H,k} = P_H^{ch} \cdot U_{ijk} \cdot (T_{l,k}^{ic} - T_{l,k}^{byp}) \quad (3.2-201)$$

ここで、

P_H^{ch} : チャンネルの加熱周長

T_l^{ic} : インチャンネル水温度

T_l^{byp} : バイパス水温度

バイパス領域からシュラウドを通してベッセル環状領域への熱伝達も、シュラウド領域の熱伝達率を用いて同様に計算される。

3.2.5.6 燃料集合体流量配分反復

熱水力計算の未知数の中に各チャンネルへの流量配分と炉心の全圧損がある。各特性チャンネルへの流量は計算された炉心圧損が保存されるように決定される。炉心圧損は、与えられた全炉心流量が保存されるように決定される。新しい推定値を選ぶアルゴリズムは、チャンネル流量配分と炉心圧損で同様である。

3.2.5.6.1 チャンネル流量反復

流量配分反復においては、境界条件として全圧力損失推定値(ΔP^*)が課される。収束の判定条件は、

$$\varepsilon_{dp} = \frac{|\Delta P_n^{m+1} - \Delta P^*|}{\Delta P^*} < PCOND \quad (3.2-202)$$

$$\varepsilon_w = \frac{|W_n^{m+1} - W_n^m|}{W_n^{m+1}} < BCOND \quad (3.2-203)$$

ここで、 m は反復回数、 n は特性チャンネルである。反復計算の推定値は、

$$W_n^{m+1} = W_n^m \left(\frac{\Delta P^* - \Delta P_n^m}{\Delta P_n^{m-1} - \Delta P_n^m} \right) \quad (3.2-204)$$

で更新される。ここで、 W_n は特性チャンネル流量である。

特性チャンネル流量の収束後、個々のチャンネルへの流量配分は、同じチャンネルタイプ、オリフィスタイプの間で、チャンネル出力と軸方向出力分布の関数として内外挿計算される。

3.2.5.6.2 炉心圧損反復

圧損計算反復においては、境界条件として全炉心流量の入力値(WCT)が課される。インチャンネル及びバイパス流量を合計後(W_{sum})、収束判定条件は、

$$\varepsilon_{wct} = \frac{|W_{sum}^{l+1} - WCT|}{WCT} < WCOND \quad (3.2-205)$$

$$\varepsilon_{cdp} = \frac{|\Delta P^{*l+1} - \Delta P^{*l}|}{\Delta P^{*l}} < CCOND \quad (3.2-206)$$

3.2.5.7 圧損計算に対する相関式

3.2.5.7.1 単相摩擦抵抗係数

単相摩擦係数はレイノルズ数と摩擦係数の関係を表した Moody 線図の相関に対する次の Moody の近似式を基にする³⁷。

$$f = b_1 \left\{ 1 + \left(b_2 \frac{\varepsilon}{D_H} + \frac{b_3}{Re_f} \right)^{b_4} \right\} \quad (3.2-207)$$

ここで、 ε は表面粗さである。

3.2.5.7.2 二相摩擦抵抗倍率

本手法の二相摩擦倍率は以下で与えられる修正 Chisholm 相関式³⁹である。

(3.2-208)

(3.2-209)

$$\Gamma^2 = (\rho_f/\rho_g)(f_g/f_f) \quad (3.2-210)$$

f_f と f_g は単相摩擦係数の式でレイノルズ数にそれぞれ飽和水及び飽和蒸気の値を用いて評価される。

3.2.5.7.3 単相局所圧損係数

単相局所圧損係数 K_l は各局所圧損成分に対して入力する。

3.2.5.7.4 二相局所圧損倍率

局所圧損に対する二相倍率は均質流モデル³⁸で与えられる。

$$\phi_{TPL}^2 = 1 + x \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} - 1 \right) \quad (3.2-211)$$

3.2.5.8 混合流体の熱水力特性に対する相関式

3.2.5.8.1 ボイド-クオリティモデル

ボイド-クオリティ相関式は軸方向ノードごとのボイド率を予測するために用いられる。二相流に対する一般的な Zuber-Findlay のドリフトフラックスモデル³⁶では蒸気と混合流体の体積流量の差をドリフト速度 \bar{V}_{gj} と定義するが、この関係をボイド率 α で整理すると次の関係が与えられる。

$$\alpha = \frac{j_g}{C_0 j + \bar{V}_{gj}} = \frac{x}{C_0 \left\{ x + (1-x) \frac{\rho_g}{\rho_f} \right\} + \frac{\rho_g \bar{V}_{gj}}{G}} \quad (3.2-212)$$

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,

C_0 : 分布パラメータ

\bar{V}_{gj} : ドリフト速度

j : 混合流体の体積流束

j_g : 蒸気の体積流束

C_0 は流路断面内で気液の流速が異なる分布を持つことを表すパラメータ, 又 \bar{V}_{gj} は流路断面内のボイド率分布の重みを考慮した蒸気と混合流体のみかけの速度差であり, それぞれ次式で定義される。

$$C_0 = \frac{\langle j\alpha \rangle}{\langle j \rangle \langle \alpha \rangle} \quad (3.2-213)$$

$$\bar{V}_{gj} = \frac{\langle (v_g - j)\alpha \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (3.2-214)$$

本手法では参考文献 36 に類似の修正 Zuber-Findlay (Dix-Findlay) 相関式が用いられる³⁹。このモデルでは C_0 , \bar{V}_{gj} に流動様式への依存性を持たせ, 実験的に定めた相関式を用いる。

分布パラメータは低ボイド率 ($0 \leq \alpha \leq \alpha_1$) 及び高ボイド率 ($\alpha_1 \leq \alpha \leq 1.0$) の 2 領域にわけて与えられる。

$$(3.2-215)$$

ここで,

γ : 飽和密度の比 ρ_g/ρ_f

Re : 式(3.2-198)で与えられるレイノルズ数

関数 $f_1(\gamma)$, $f_2(Re)$, 及び $f_3(\alpha)$ に対する表現は表 3.2-1 に与えられる。

ドリフト速度は流動様式別に与えられる。

(1) 気泡流-チャーレン流領域 ($0 \leq \alpha \leq \alpha_2$)

$$\bar{V}_{gj} = K_\ell \cdot \left[\frac{g\sigma(\rho_f - \rho_g)g_c}{\rho_f^2} \right]^{1/4} \quad (3.2-216)$$

(2) 遷移領域 ($\alpha_2 \leq \alpha \leq \alpha_2 + 0.1$)

$$(3.2-217)$$

(3) 環状噴霧流領域 ($\alpha_2 + 0.1 \leq \alpha \leq 1.0$)

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。

$$\text{[Redacted Equation]}$$

(3. 2-218)

ここで、

σ : 表面張力

K_l, K_g, α_2, f_4 はレイノルズ数 Re の関数として表 3. 2-2 で与えられる。

$$\text{[Redacted Equation]}$$

$$\text{[Redacted Equation]}$$

(3. 2-219)

(3. 2-220)

流動様式を通して、相関パラメータ \bar{V}_{gj} 及び C_0 は局所的にボイド率の関数で一般的に表わされる。

$$\text{[Redacted Equation]}$$

(3. 2-221)

(3. 2-222)

ここで、係数 K_1, K_2, K_3 , 及び K_4 は、領域ごとに、表 3. 2-3 に与えられる。
式 (3. 2-221) 及び (3. 2-222) を式 (3. 2-212) に代入するとボイド率に対する方程式を得る。

$$\text{[Redacted Equation]}$$

(3. 2-223)

ここで、

$$\text{[Redacted Equation]}$$

これから各領域について解くと、 $0 \leq \alpha \leq 1$ の条件より、

$$\text{[Redacted Equation]}$$

(3. 2-224)

上式により与えられるボイド率は係数 K_1, K_2, K_3 , 及び K_4 に依存する。これらの係数はボイド率により変化するから、反復法によりボイド率を決定する。

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 3.2-1 分布定数 C_0 に対する相関関数

--

表 3.2-2 ドリフト速度 \bar{V}_{gj} に対する相関関数

--

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。

表 3.2-3 ボイド率相関関数

	領域 1 $0 \leq \alpha \leq \alpha_1$	領域 2 $\alpha_1 \leq \alpha \leq \alpha_2$	領域 3 $\alpha_2 < \alpha \leq (\alpha_2 + 0.10)$	領域 4 $(\alpha_2 + 0.10) < \alpha \leq 1.0$
K_1				
K_2				
K_3				
K_4				

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。

3.2.5.8.2 サブクール沸騰

(1) サブクール沸騰開始点

燃料棒被覆管表面からサブクール水へ気泡が離脱を開始するエンタルピは Saha-Zuber モデル³⁶を用いて計算する。

$$h_f - h_{\ell d} = \begin{cases} q'' \frac{C_{pf} D_H}{455.0 k_f} & (Pe < 70,000) \\ \frac{q''}{0.0065 G} & (Pe \geq 70,000) \end{cases} \quad (3.2-225)$$

ここで、ペクレ数は、

$$Pe = \frac{G D_H C_{pf}}{k_f} \quad (3.2-226)$$

(2) サブクール沸騰ボイド率

サブクール沸騰領域における液相と気相へのエネルギー分配はサブクール沸騰開始点と飽和沸騰に到達する点で決定される。これから、ボイド率を求めるための液相のエンタルピを決定する。

Zuber-Staub によるプロファイル・フィット³⁶は混合相エンタルピから、液相エンタルピとサブクール沸騰開始点 $h_{\ell d}$ からの距離を決定する有効な方法である。

$$\left(\frac{h_f - h_\ell}{h_f - h_{\ell d}} \right) = 1 - \tanh \left(\frac{\bar{h} - h_{\ell d}}{h_f - h_{\ell d}} \right) \quad (3.2-227)$$

ここで、

$h_{\ell d}$: サブクール沸騰開始点エンタルピ

h_ℓ : 液相エンタルピ

3.2.5.8.3 流れのクオリティ

平衡クオリティは混合相エンタルピ、並びに気相及び液相の飽和エンタルピから定まる。

$$x_{eq} = \frac{\bar{h} - h_f}{h_g - h_f} \quad (3.2-228)$$

ボイド率と二相倍率を計算するのに必要な流れのクオリティは、混合相エンタルピを飽和蒸気エンタルピ及び液相エンタルピに関係付ける。

$$x = \frac{\bar{h} - h_\ell}{h_g - h_\ell} \quad (3.2-229)$$

軸方向位置が高まるにつれ液相エンタルピが飽和エンタルピに近づくので、流れのクオリティは平衡クオリティに近づく。

出口クオリティも熱バランス計算に対して有用である。

$$x_{exit} = \frac{h_{exit} - h_f}{h_g - h_f} \quad (3.2-230)$$

3.2.5.9 ノード平均水密度計算

3.2.5.9.1 インチャンネル流

エンタルピが飽和エンタルピ以下の場合、インチャンネル水の密度は次式で与えられる。

$$\rho_{ijk} = (C_1 + C_2 \cdot h_{ijk}) (1 - \alpha_{ijk}) + \alpha_{ijk} \rho_g \quad (3.2-231)$$

一方、飽和エンタルピ以上の場合、

$$\rho_{ijk} = \rho_f (1 - \alpha_{ijk}) + \alpha_{ijk} \rho_g \quad (3.2-232)$$

ここで、

$$C_1 = \rho_l^{inlet} - C_2 \cdot h_l^{inlet} \quad (3.2-233)$$

$$C_2 = \frac{\rho_f - \rho_l^{inlet}}{h_f - h_l^{inlet}} \quad (3.2-234)$$

インチャンネルの相対水密度は

$$UI_{ijk} = \rho_{ijk} / \rho_{base} \quad (3.2-235)$$

ここで、 ρ_{base} は規格化に用いる基準となる水密度である。

3.2.5.9.2 バイパス流

バイパス領域の水密度計算はインチャンネルの場合と同様である。バイパス領域の軸方向ノード k の相対水密度は、次式で与えられる。

$$UB_k = \rho_k / \rho_{base} \quad (3.2-236)$$

3.2.5.9.3 ノード相対水密度

核計算に用いられるノードの瞬時平均相対水密度 U_{ijk} は、次式で与えられる。

$$U_{ijk} = \left(\frac{A_F}{A_F + A_{byp} + A_{wr}} \right) UI_{ijk} + \left(\frac{A_{byp} + A_{wr}}{A_F + A_{byp} + A_{wr}} \right) UB_k \quad (3.2-237)$$

3.2.5.10 炉心ヒートバランス

炉心の全発生熱出力は、インチャンネル流のエンタルピ全上昇とバイパス流の

その和としても計算できる。チャンネル内で生成される出力は、

$$P_{ic} = \sum_{i,j}(h_{ij}^{exit} - h_{ij}^{inlet}) \cdot W_{ij} \quad (3.2-238)$$

バイパス領域で生成される出力は、

$$P_{byp} = (h_{byp}^{exit} - h_{byp}^{inlet}) \cdot W_{byp} \quad (3.2-239)$$

全発生出力は、

$$P_T = P_{ic} + P_{byp} \quad (3.2-240)$$

インチャンネル出力割合は、

$$F_{ic} = \frac{P_{ic}}{P_T} \quad (3.2-241)$$

バイパス出力割合は、

$$F_{byp} = \frac{P_{byp}}{P_T} \quad (3.2-242)$$

3.2.6 熱的余裕計算

BWR の炉心設計及び監視では、熱的制限値に対する炉心性能の余裕を評価する必要がある。評価すべき熱的余裕としては、MCPR^{40, 41, 42}と MLHGR^{43, 44}がある。

3.2.6.1 限界出力比

限界出力比制限比（以下、「FLCPR」という。）は、燃料集合体内冷却材のドライアウトを避けるための余裕に対する比を与える。この制限比は燃料集合体の限界出力比（以下、「CPR」という。）及び燃料集合体の設計とサイクル燃焼度の関数である CPR 制限値 (*CPRLIM*) から計算される。

$$FLCPR(i,j) = CPRLIM(i,j)/CPR(i,j) \quad (3.2-243)$$

限界出力比 CPR は、燃料集合体が沸騰遷移に至るまでの熱的余裕を示す指標であり、次式で定義される。

$$CPR(i,j) = CP(i,j)/BP(i,j) \quad (3.2-244)$$

ここで、*CP* は燃料集合体の限界出力であり、*BP* は実際の燃料集合体出力である。限界出力 *CP* は計算対象になっている燃料集合体が沸騰遷移を起こすと予測される出力であり、実際の燃料集合体を模擬する実験から得られた GEXL 相関式を用いて計算される⁴⁰。以下に、CPR の運転制限値及びそれを用いた FLCPR の計算手続きと手法の詳細について記述する。

3.2.6.1.1 CPR 予測法

対象となる燃料集合体について、燃料集合体出力をパラメータとしてクオリティ対沸騰長の曲線を計算し、また限界クオリティ相関式から対応する限界クオリティ曲線を計算した時、限界出力は両曲線が接する出力の値として与えられる。本手法では、GEXL 相関式を各燃料集合体の CPR を決定するのに用いる。GEXL 相関式は BWR 燃料集合体の限界出力を評価する手段を与える⁴⁰。

3.2.6.1.2 限界クオリティ計算

限界クオリティ相関式⁴⁰は、燃料集合体平均の限界出力を沸騰長、環状流長、熱的等価直径、加熱長さ、炉心圧力、局所ピーキングのパターン(R 因子)、及び質量流束の関数として格子形状ごとに表現する。R 因子は燃料集合体設計及びスペーサ形状に依存する。

GEXL 相関式は一般的な形として次式で表される。

$$x_c = f(L_B, L_A, D_Q, G, L_H, P, R) \quad (3.2-245)$$

ここで、

x_c : 限界クオリティ

P : 圧力

D_Q : 熱的等価直径 ($= 4A/P_H$)

G : 質量流束

L_B : 沸騰長

L_A : 環状流長

R : R因子

L_H : 加熱長さ

3.2.6.1.3 R 因子計算

(1) 燃料集合体設計 R 因子

燃料集合体の設計 R 因子は、設計出力分布及びボイド分布を仮定し、単一燃料集合体計算による軸方向ノードごとの燃料棒局所出力の軸方向積分値及びスペーサ効果などを補正する燃料棒ごとの付加定数を用いて、燃料棒ごとの R 因子を計算し、燃料棒中の最大値として定義する。設計 R 因子は燃料集合体の燃焼度と制御棒挿入割合の関数として与えられる。

チャンネル曲がりを考慮する場合は、燃料集合体の軸方向最大曲がり量 $BOWCHT$ に関して燃料集合体設計 R 因子を補正する。各燃料集合体の曲がり量はコーナーを囲む4燃料集合体セルの平均値で定義される。曲がりの方向は、制御棒に対する方向で定義される。各燃料集合体について、制御棒から離れる方向の曲がりに対する数セットの燃料集合体 R 因子が準備される。

ここで、 BW_1 と BW_2 を R 因子テーブルの最も近い2点の曲がり量とし、対応する R 因子をそれぞれ、 RFB_1 と RFB_2 とする。燃料集合体 R 因子は $BOWCHT$ について直線内挿で求める。

$$RF(i, j) = ((BW_2 - BOWCHT) \cdot RFB_1 + (BOWCHT - BW_1) \cdot RFB_2) / (BW_2 - BW_1) \quad (3.2-246)$$

(2) 再構築 R 因子

本手法では、実際の炉心における軸方向出力分布、ボイド分布、及び再構築された燃料棒局所出力分布を用いて、コード内で R 因子を計算する。この手法では GEXL 相関式に対してスペーサ効果などを補正する燃料棒ごとの付加定数の入力が必要とする。チャンネル曲がりを考慮する場合は、予め用意された曲がり量に対する燃料棒出力の補正テーブルを用いて内挿により軸方向ノードごとに局所燃料棒出力の補正を行う。

軸方向出力分布と軸方向ノードごとの再構築された局所出力分布を用いて軸方向に積分された相対燃料棒出力 r_i を得る。

$$r_i = \frac{1}{BP/F} \int_0^H dz P(z) p_i(z) / N_r(z) \quad (3.2-247)$$

ここで、 H は燃料棒有効長であり、

$P(z)$: 軸方向出力分布

$p_i(z)$: 軸方向ノードごとの燃料棒 i の再構築された局所出力分布

$N_r(z)$: 軸方向ノードごとの熱出力を発生する燃料棒本数

BP : 燃料集合体出力

F : 燃料集合体の熱出力を発生する燃料棒本数

ただし、部分長燃料棒については、燃料充填部まで積分する。

燃料棒 R 因子は、 r_i と燃料集合体格子ごとに R 因子の定義式を用いて計算される。

(3.2-248)

チャンネル曲がりに対する補正乗数は、標準的曲がり量について燃料集合体タイプごとに用意される。チャンネルの最大曲がり量を B 、チャンネル長さを H とするとき、軸方向ノード z における曲がり量はサイン形状を仮定して、

$$b(z) = B \sin(\pi z/H) \quad (3.2-249)$$

最終的にチャンネル曲がり乗数は、 RFM_i を燃料集合体タイプ IB に対する標準曲がり $BOWVAL$ における燃料棒 i の乗数とするとき、次のように直線内挿される。

$$BOWMLT_i(z) = [RFM_i - 1.0] \cdot b(z) / BOWVAL(IB) + 1.0 \quad (3.2-250)$$

また、軸方向ノード z の燃料棒 i の局所出力は次のように補正される。

$$p_i(z) = p_i(z) \cdot BOWMLT_i(z) \quad (3.2-251)$$

3.2.6.1.4 CPR 制限値

CPR 制限値は、炉心状態を監視する各パラメータ（プラントデータ及びコードの不確かさ）の標準偏差を考慮し、統計的に炉心内の燃料棒の 99.9% が沸騰遷移に至らない基準炉心の MCPR である安全限界最小限界出力比（以下、「SLMCPR」⁴⁰ という。）に、プラント過渡時の Δ MCPR を加えた運転制限最小限界出力比（以下、「OLMCPR」

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。

という。) で与えられる。ΔMCPR は燃料設計及びスクラム曲線に依存することから、サイクル燃焼度の関数として燃料集合体タイプごとに定義する CPRLIM で CPR 制限値を与えることができる。

炉心流量、出力依存の制限値を適用する場合は、次式で制限値を計算する。

$$MCPR_{lim} = \text{Max}\{MCPR_p, MCPR_f, OLMCPR\} \quad (3.2-252)$$

ここで、 $MCPR_p$ は出力依存制限値であり、高流量領域又は低流量領域ごとに定格出力比の曲線で与えられ、中間流量では炉心流量について内挿を行う。また、 $MCPR_f$ は流量依存の制限値であり、定格流量比の曲線で与えられる。

3.2.6.2 熱機械的制限値

熱機械的制限値は、燃料の機械的健全性を維持するための余裕の評価に用いられる。MLHGR 制限値は、ペレット被覆管干渉により被覆管に1%以上の塑性歪みを生じさせない限界値である。ノードごと線出力密度の制限比(以下、「FLPD」という。)は、炉心内の各ノードの線出力密度の運転制限値への最小余裕を表す。以下に線出力密度に対する運転制限値及びそれを用いた FLPD の計算手続きと手法の詳細について記述する。

3.2.6.2.1 燃料棒線出力密度

ノード ijk 内の燃料棒 ir, jr の線出力密度は、

$$KW_{ijk}^{ir, jr} = APLHGR_{ijk} \cdot LPF_{ijk}^{ir, jr} \quad (3.2-253)$$

ここで、 LPF は燃料棒 ir, jr の局所出力ピーキング、 $APLHGR$ はノードの平均燃料棒線出力である。

$$APLHGR_{ijk} = \frac{RPF \cdot RP \cdot 10^3}{PNODES \cdot \Delta z} \left(\frac{P_{ijk}}{N_r, ijk} \right) \quad (3.2-254)$$

ここで、 RPF は炉心熱出力 RP の内、燃料棒から冷却材へ熱流束として伝わる割合で、炉心ヒートバランスから計算される。また、 N_r はノード内の熱出力を発生する燃料棒本数、 P はノードの相対出力、 $PNODES$ は炉内ノード総数、 Δz は軸方向ノード幅である。

ノード内の燃料棒の最大線出力密度は、

$$PKW_{ijk} = APLHGR_{ijk} \cdot RLPF_{ijk} \quad (3.2-255)$$

ここで、 $RLPF$ はノードの最大局所ピーキングであり、燃料棒出力再構築から得られる。

$$RLPF_{ijk} = \max_{ir, jr} (LPF_{ijk}^{ir, jr}) \quad (3.2-256)$$

本手法では、ノード内燃料棒の MLHGR に対する運転制限比 FLPD を計算する。また、燃料棒ごとの燃焼履歴を考慮して、設計出力履歴に対する燃料棒ごとの余裕も計算する。

3.2.6.2.2 FLPD 制限値

(1) ノードの線出力密度制限比

ノードの線出力密度制限比は、ノードの最大線出力密度 PKW と運転制限値の比で計算される。運転制限値は、保守的な余裕を見た被覆管の健全性に対する線出力密度の限界値で、ノードの燃料タイプとノード燃焼度の関数で与えられる。炉心流量、出力依存の制限値を適用する場合は、CPR 制限値の場合と同様な補正曲線を用いる。

(2) 燃料棒ごとの設計出力履歴余裕

燃料棒の設計出力履歴は、燃料被覆管の統計的応力評価に用いられ、炉内の燃料棒が寿命中に経験する出力を包絡し、かつこれに余裕を見た出力履歴である。設計出力履歴のテーブルは、燃料集合体タイプ別に燃料棒燃焼度の関数として与えられる。ガドリニア入り燃料棒の場合は、燃料棒断面ごとのガドリニア濃度 $GADCON(ir, jr)$ と軸方向の最大ガドリニア濃度 $GADMAX(ir, jr)$ を用いて参照することができる。

炉心内の各ノードの設計出力履歴余裕の評価では、各燃料棒の線出力の設計出力履歴に対する余裕を計算し、その中で最も厳しい燃料棒の余裕と燃料棒座標を求める。各燃料棒の設計出力履歴はペレット燃焼度についてテーブルを直線内挿して求める。ペレット燃焼度には制御棒履歴及び中性子束の傾きによるノード内の片燃え効果を考慮する。

3.2.6.2.3 最大ペレット燃焼度

設計出力履歴に対するペレット燃焼度の余裕を燃料棒単位で計算する。ペレット燃焼度は、ノード燃焼度と、スペクトル履歴依存の単一燃料集合体計算による相対燃料棒燃焼度とから計算される。燃料棒燃焼度には制御棒履歴及び中性子束の傾きによるノード内の片燃え効果を考慮する。

3.2.7 炉内核計装応答計算

BWR の炉心管理においては移動式炉心内計装系 (TIP) / 局所出力領域モニタ (LPRM) といった炉内核計装データを利用して炉心の出力分布を監視する。ここでは、この測定値と比較するための TIP/LPRM 応答の計算法について述べる。

3.2.7.1 TIP 応答

TIP 応答計算では、ガンマ及び熱中性子 TIP の 2 つのタイプが用いられる。TIP 応答 $CALTIP$ は、検出器ストリング l の軸方向ノード k に対して取り囲む 4 燃料ノードの平均値で推定される。

$$CALTIP_{k,l} = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 C_{nk} P_{nk} \quad (3.2-257)$$

ここで、 n は 4 ノードの径方向インデクスであり、 P_{nk} は相対ノード出力である。また、 C_{nk} はノードの検出器応答係数であり、燃料タイプ、燃焼度、水密度、履歴水密度、制御棒割合及び検出器タイプの関数である。検出器位置と燃料ノードの軸方向位置が一致しない場合は、2 次内挿計算を行う。

熱中性子検出器の応答は以下のように計算される。

$$C_{nk} = A/D_{nk} / A/JN_{nk} \quad (3.2-258)$$

ここで、

$$\begin{aligned} A/JN_{nk} &= \sum_g \Sigma_{fg}^{nk} \bar{\phi}_g^{nk} \\ A/D_{nk} &= ADTIP_{nk} \cdot FDTIP_{nk} \sum_g \left(\frac{\hat{\phi}}{\bar{\phi}} \right)_g^{\infty, nk} \hat{\sigma}_{fg}^{U235} \bar{\phi}_g^{nk} \end{aligned} \quad (3.2-259)$$

ここで、 Σ_{fg} は核分裂断面積、 $\bar{\phi}$ はノード平均中性子束、 $\hat{\phi}$ は検出器位置の中性子束、 $\hat{\sigma}_{fg}^{U235}$ は検出器の U-235 微視的核分裂断面積、 $ADTIP$ は検出器の U-235 数密度、 $FDTIP$ は計装管影響補正である。検出器位置の中性子束には単一集合体計算あるいは集合体コーナー部の中性子束再構築モデルを適用できる。

ガンマ TIP 応答は、燃料集合体のガンマ輸送計算により与えられる。

3.2.7.2 LPRM 応答

検出器ストリング l の検出器位置 ns の LPRM 応答 $CALPRM$ は、熱中性子検出器モデルを用いて計算される。LPRM 検出器位置を挟む軸方向 2 燃料ノードについて直線内挿計算を行う。

$$CALPRM_{ns,l} = \sum_{k=kl,ku} W_k \cdot \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 C_{nk} P_{nk} \quad (3.2-260)$$

ここで、 $k = kl, ku$ は LPRM 検出器位置 ns を挟む 2 燃料ノードであり、 W_k はその重みである。

3.2.8 照射量計算

炉心運転管理で必要となる各種の中性子照射量の計算を行う。熱中性子照射量は核的寿命を、高速中性子照射量は機械的寿命を監視するために用いられる。

3.2.8.1 LPRM 照射量

LPRM 照射量は、実測 LPRM 計数の感度劣化補正に用いられる。検出器ストリング l の位置 ns の LPRM 照射量 $EXLPRM_{ns,l}$ は、検出器位置の熱中性子フルエンスである。

$$EXLPRM_{ns,l} = \frac{\sum_{n=1}^4 RTIP A_3^n \bar{\phi}_3^n}{4} \cdot \Delta t \cdot 10^{-21} \cdot FDFAC_{ns,l} \cdot (P_n^a / P_n^c) \quad (3.2-261)$$

ここで、 $RTIP A_3^n$ は燃料集合体計算による TIP 位置熱中性子束の燃料集合体平均中性子束に対する比であり、 $\bar{\phi}_g^n$ は検出器を囲むノード n の中性子束である。

P_n^a, P_n^c はそれぞれ学習及び非学習出力を表す。また、 $FDFAC$ は各 LPRM に対する中性子束のくぼみ補正係数であり、 Δt は時間ステップである。

LPRM 計装管の高速中性子 (> 1 MeV) の照射量 $EXSTRG$ を以下で計算する。

$$EXSTRG_{ns,l} = \frac{1}{4} FDFDT \cdot \sum_{n=1}^4 FFXR_1^n \bar{\phi}_1^n \cdot \Delta t \cdot 10^{-21} \quad (3.2-262)$$

ここで、

$FFXR_1^n$: 1 MeV 以上の高速中性子束割合

$FDFDT$: ストリング位置の高速中性子束くぼみ係数

起動領域モニタ (以下、「SRNM」という。) の照射量も LPRM と同様に計算される。

3.2.8.2 制御棒照射量

AETNA では、初期ほう素 $10(B-10)$ 原子数 N_{B10} に対するほう素数減損割合、熱中性子及び高速中性子 (1 MeV 以上) 照射量を計算する。ほう素数減損割合及び照射量フルエンスは全引抜き位置についても反射体中性子束を用いて計算する。制御棒ハンドル・フォロワ部については、独立に高速中性子照射量を計算する。

制御棒熱中性子照射量は、次式で定義される。

$$CREX = \frac{C2}{3600} \cdot RP \cdot \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 K_{CR} \cdot P_n^a \cdot \Delta t \cdot 10^{-21} \quad (3.2-263)$$

ここで、

$C2$: 炉心熱エネルギー 1 MWh あたりの平均熱中性子フルエンス

K_{CR} : 制御棒内の熱中性子束/制御棒周り 4 燃料集合体の平均熱中性子束

RP : 炉心熱出力 [MW]

P_n^a : 学習後の相対ノード出力 (全引抜き位置に対するノード出力は反射体中性子束と燃料ノード中性子束の比を用いて計算)

制御棒高速中性子 (1 MeV 以上) 照射量は、次式で定義される。

$$FCREX = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 FDFCB \cdot FFXR_1^n \cdot \bar{\phi}_1^n \cdot \Delta t \cdot 10^{-21} \quad (3.2-264)$$

ここで、

$FFXR$: 1 MeV以上の高速中性子束割合

$FDFCB$: 制御棒内の高速中性子束/制御棒周り 4 燃料集合体の平均高速中性子束 (入力)

反射体内での照射も考慮し、反射体中での $FFXR$ は入力定数で与える。制御棒ハンドル・フォロワ部は 2 ノード以上に分割でき、ハンドル・フォロワ部ノードの軸方向長さを与えて、別途独立に計算する。

初期ほう素原子数 N_{B10} に対するほう素原子数減損割合 B^{10} は次式で計算される。

$$B^{10} = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 \frac{FSDN_n \cdot \mu_n \cdot f(\%B) \cdot \Delta t}{N_{B10}} \quad (3.2-265)$$

$FSDN$ は制御棒ノードに隣接する燃料ノードの核分裂率であり、

μ : B^{10} による中性子吸収量/燃料セル内での核分裂量

$f(\%B)$: 炉内条件及びほう素減損率 ($\%B$) を考慮した補正係数

3.2.8.3 チャンネルボックス照射量

ノードの径方向 4 面ごとのチャンネルボックス位置での、1 MeV 以上の高速中性子照射量フルエンスを計算する。チャンネルボックス位置の高速中性子束は、隣接 2 ノードの平均中性子束から、水ギャップ幅を用いて内挿で求める。フルエンスの計算は LPRM 高速中性子照射量の場合と同様である。

AETNA では、チャンネルボックス照射量に基づくチャンネル曲がり量を、照射成長モデルに基づき、軸方向断面ごとに対向面の伸びの差から計算される曲がり量を積み上げて計算できる。ノードごとの曲がり量は製造時の初期軸方向曲がり量に加えらる。制御棒とチャンネル間の摩擦干渉量計算については、チャンネルバルジの効果を考慮でき、各曲がり量の不確かさを考慮して統計的に干渉摩擦力を評価する。

3.2.8.4 同位元素重量計量管理

AETNA では、MOX 炉心に対応して、初期ウラン起源と初期プルトニウム (Pu) 起源同位体の元素重量を区別して計算できる。例えば、プルトニウム 239 (Pu-239) が初期に含まれている場合、燃焼後には減損 Pu-239 と初期ウランから生成された Pu-239 が存在する。この分離は、減損プルトニウム及びウラン量の管理に必要である。MOX 固有の同位元素重量計算は、燃料集合体計算による燃焼度依存の同位元素重量割合のテーブル WFHEV を異なる起源に対して持つことで、実現できる。AETNA では、標準で次の同位元素 NHEV を追跡する。

NHEV : ウラン 234 (U-234), ウラン 235 (U-235), ウラン 236 (U-236), ウラン 238 (U-238), プルトニウム 238 (Pu-238), プルトニウム 239 (Pu-239), プルトニウム 240 (Pu-240), プルトニウム 241 (Pu-241), プルトニウム 242 (Pu-242), ネプツニウム 237 (Np-237), アメリシウム 241 (Am-241), キュリウム 242 (Cm-242), キュリウム 244 (Cm-244) 及びアメリシウム 243 (Am-243)。

初期重元素重量 (全起源) に対する同位元素 NHEV の重量割合 WFR は、ノードごとに燃料集合体燃焼計算結果から、断面積と同様に、燃料タイプ IFT, 燃焼度 EK, スペクトル履歴水密度 UHK, 及び瞬時水密度 UK のテーブルで与えられる (実際には UK には依存しない)。

$$WFR(NHEV,K,I,J) = WFHEV(IFT,NHEV,EK,UHK,UK) \quad (3.2-266)$$

ここで、(K, I, J) はノードの座標である。

また、断面積と同様に制御棒履歴の補正を行うことができる。さらに、運転履歴による出力密度の変化を考慮し、図 3.2-5 に示す崩壊系列から重元素の数密度を追跡計算することにより、ネプツニウム 239 (Np-239), Pu-238, Pu-239, Pu-240, Pu-241, Am-241, Cm-242, Cm-244 の重量を補正することも可能である。

燃料集合体 (I, J) の重元素重量設計値 FMISO (kg) は、これより、

$$FMISO(NHEV,I,J) = \sum_{K=1}^{KMAX} WTNODE(K,I,J) \cdot 1000 \cdot WFR(NHEV,K,I,J) \quad (3.2-267)$$

ここで、

WTNODE : ノード (K, I, J) の初期重元素重量 (g)

初期プルトニウム同位体から派生する同位元素重量割合 WFRP は、燃料集合体計算で初期プルトニウムから派生するチェーンのみを追跡して得られる別テーブル WFHEVP を用いて計算される。

$$WFRP(NHEV,K,I,J) = WFHEVP(IFT,NHEV,EK,UHK,UK) \quad (3.2-268)$$

ここで、

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。

WFHEVP : 初期プルトニウム同位体から派生した重元素重量割合

初期プルトニウム同位体から派生した燃料集合同位体重元素重量設計値 FMISOP は、これより、

$$FMISOP(NHEV,I,J) = \sum_{K=1}^{KMAX} WTNODE(K,I,J) \cdot 1000 \cdot WFRP(NHEV,K,I,J) \quad (3.2-269)$$

MOX燃料集合同位体において、初期ウラン同位体より派生した重元素重量FMISOUは、FMISO から FMISOP を引いて得られる。

$$FMISOU(NHEV,I,J) = FMISO(NHEV,I,J) - FMISOP(NHEV,I,J) \quad (3.2-270)$$

燃料集合同位体重元素重量計算値は、燃料集合同位体ごとに実測された初期 U-235 重量 W25 又は初期プルトニウム重量 WPU を用いて崩壊チェーンを考慮し、U-235 系列、U-238 系列、及びプルトニウム系列ごとに補正できる。ENRNOM(I, J, 1)を設計濃縮度、WBUN を燃料集合同位体初期重元素重量とすると、補正係数 GAMA はウラン起源の U-235, U-236, Pu-238, 及び Np-237 に対し、

$$GAMA = \{W25(I,J) / WBUN(I,J)\} / ENRNOM(I,J,1) \quad (3.2-271)$$

また、ウラン起源の U-238, Pu-239, Pu-240, Pu-241, Pu-242 及び Am-241 に対し、

$$GAMA = \{1-W25(I,J) / WBUN(I,J)\} / \{1-ENRNOM(I,J,1)\} \quad (3.2-272)$$

初期プルトニウム起源の核種に対し、ENRNOM(I, J, 3)を設計 Pu 重量割合とし、

$$GAMA = \{WPU(I,J) / WBUN(I,J)\} / (ENRNOM(I,J,3)) \quad (3.2-273)$$

で、それぞれ与えられる。

3.2.9 動特性計算

3.2.9.1 はじめに

炉心の過渡解析を目的とした断熱動特性モデルは時間依存の多群拡散方程式を解く。空間解法には、静特性解析と同じ解析的多項式ノード法を採用した。時間解法には、完全陰解法後退差分スキームを周波数変換法とともに採用した。これは、実効的に安定で比較的に大きな時間ステップを可能とする。過渡時の拡散方程式に固有の即発中性子束と遅発中性子先行核の時間スケールの違いによる扱いにくさを解決するため、遅発中性子先行核密度は、時間ステップ内の核分裂源の線形変化を仮定して解析的に解かれる⁴⁵。非線形反復におけるノード法結合補正係数の更新ステップを大きく取ることで更なる計算時間短縮が図られる。

3.2.9.2 時間依存拡散方程式

時間依存の多群3次元拡散方程式は均質ノード i について、以下のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g^i} \frac{\partial}{\partial t} \phi_g^i(x, y, z, t) &= \nabla \cdot D_g^i(x, y, z, t) \nabla \phi_g^i(x, y, z, t) - \Sigma_{rg}^i(x, y, z, t) \phi_g^i(x, y, z, t) \\ &+ \frac{\chi_g^p}{k_{eff}^p} (1 - \beta^i) \Sigma_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i(x, y, z, t) \phi_{g'}^i(x, y, z, t) + \Sigma_{g' < g} \Sigma_{sg' \rightarrow g}^i(x, y, z, t) \phi_{g'}^i(x, y, z, t) \\ &+ \Sigma_{m=1}^6 \chi_g^m \lambda_m^i C_m^i(x, y, z, t) + \chi_g^{ext} q_{ext}^i(x, y, z, t) \end{aligned} \quad (3.2-274)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} C_m^i(x, y, z, t) = \frac{\beta_m^i}{k_{eff}^i} \Sigma_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i(x, y, z, t) \phi_{g'}^i(x, y, z, t) - \lambda_m^i C_m^i(x, y, z, t) \quad (3.2-275)$$

ここで、

- $D_g^i(x, y, z, t)$: 第 g 群拡散係数 (時刻 t)
- $\Sigma_{rg}^i(x, y, z, t)$: 第 g 群除去断面積 (時刻 t)
- $\nu \Sigma_{fg}^i(x, y, z, t)$: 第 g 群核分裂断面積 (時刻 t)
- $\Sigma_{sg' \rightarrow g}^i(x, y, z, t)$: 第 $g' \rightarrow g$ 群散乱断面積 (時刻 t)
- $C_m^i(x, y, z, t)$: 第 m 群遅発中性子先行核密度 (時刻 t)
- $\phi_g^i(x, y, z, t)$: 第 g 群中性子束 (時刻 t)
- $q_{ext}^i(x, y, z, t)$: 外部中性子源 (時刻 t)
- v_g : 第 g 群中性子速度
- χ_g^p : 即発核分裂スペクトル

k_{eff}	: 初期実効増倍率
β_m^i	: 第 m 群遅発中性子割合 ($\beta^i = \sum_{m=1}^6 \beta_m^i$)
χ_g^m	: 第 m 群遅発中性子核分裂スペクトル
λ_m^i	: 第 m 群遅発中性子先行核崩壊定数
χ_g^{ext}	: 外部中性子源エネルギースペクトル

初期実効増倍率 k_{eff} は、臨界計算から過渡計算を継続する場合に必要となるものであり、外部中性子源を考慮する場合は目標固有値にセットされる。

関数の時間依存性を弱くして時間ステップ幅を大きくするために、周波数変換法 (frequency transform method) を導入する²⁷。ここでは、連続する2つの時間ステップの間での中性子束は、時間に弱く依存する関数とノード周波数 Ω を持つ指数関数の積で表される。

$$\phi_g^i(x, y, z, t) = e^{\Omega^i(t-t_n)} \psi_g^i(x, y, z, t) \quad (t_n \leq t \leq t_{n+1}) \quad (3.2-276)$$

ここで、 $t = t_n$ では、中性子束と弱い時間依存性の関数の関係は、次式で与えられる。

$$\phi_g^i(x, y, z, t_n) = \psi_g^i(x, y, z, t_n) \quad (3.2-277)$$

式(3.2-276)を式(3.2-274)及び(3.2-275)に代入すると、動特性方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \psi_g^i(x, y, z, t) &= \nabla \cdot D_g^i(x, y, z, t) \nabla \psi_g^i(x, y, z, t) - \left(\Sigma_{rg}^i(x, y, z, t) + \frac{\Omega^i}{v_g} \right) \psi_g^i(x, y, z, t) \\ &+ \frac{\chi_g^p}{k_{eff}} (1 - \beta^i) \sum_{g'} v \Sigma_{fg'}^i(x, y, z, t) \psi_{g'}^i(x, y, z, t) + \sum_{g' < g} \Sigma_{sg' \rightarrow g}^i(x, y, z, t) \psi_{g'}^i(x, y, z, t) \\ &+ e^{-\Omega^i(t-t_n)} \left(\sum_{m=1}^6 \chi_g^m \lambda_m^i C_m^i(x, y, z, t) + \chi_g^{ext} q_{ext}^i(x, y, z, t) \right) \end{aligned} \quad (3.2-278)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} C_m^i(x, y, z, t) = \frac{\beta_m^i}{k_{eff}} \sum_{g'} e^{\Omega^i(t-t_n)} v \Sigma_{fg'}^i(x, y, z, t) \psi_{g'}^i(x, y, z, t) - \lambda_m^i C_m^i(x, y, z, t) \quad (3.2-279)$$

3.2.9.3 解析的多項式ノード法

静特性方程式の空間解法の場合と同じく、着目 x 方向の中性子流に対するノード法表現を得るため、式(3.2-278)をノード内の y 及び z 方向に積分することで、1次元の方程式を得る。なお、 y 及び z 方向の中性子流についても同様である。

時間依存の拡散方程式を解く場合、式(3.2-278)の左辺の時間微分項が静特性方程式との基本的な差である。着目方向1次元の方程式を解析的に解くことは一般に困難であるが、時間ステップを大きくとることのできる陰的手法を適用するこ

とを目的に、後退差分を用いて時間微分項を差分化する。

$$\frac{1}{v_g} \frac{\psi_{gx}^i(x, t_{n+1}) - \psi_{gx}^i(x, t_n)}{\Delta t_n} = \bar{D}_g^i(t_{n+1}) \frac{d^2}{dx^2} \psi_{gx}^i(x, t_{n+1}) - \left(\bar{\Sigma}_{rg}^i(t_{n+1}) + \frac{\Omega^i}{v_g} \right) \psi_{gx}^i(x, t_{n+1}) + Q_{gx}^i(x, t_{n+1}) - L_{gx}^i(x, t_{n+1}) \quad (3.2-280)$$

ここで、 t_n 及び t_{n+1} はそれぞれステップ n と $n+1$ の時間を表し、 $\Delta t_n = t_{n+1} - t_n$ である。上式の右辺の全ての断面積は時刻 t_{n+1} で評価される。この完全陰解法スキームは解の実効的な安定を保証する²⁷。

式(3.2-280)において時間ステップ n の中性子束を中性子源項に繰り込むと、定常状態の拡散方程式と同様の式が得られる。

$$-\bar{D}_g^i(t_{n+1}) \frac{d^2}{dx^2} \psi_{gx}^i(x, t_{n+1}) + \bar{\Sigma}_{rg}^{ti}(t_{n+1}) \psi_{gx}^i(x, t_{n+1}) = Q_{gx}^{ti}(x, t_{n+1}) - L_{gx}^i(x, t_{n+1}) \quad (3.2-281)$$

ここで、

$$\bar{\Sigma}_{rg}^{ti}(t_{n+1}) = \bar{\Sigma}_{rg}^i(t_{n+1}) + \frac{1}{v_g} \left(\Omega^i + \frac{1}{\Delta t_n} \right) \quad (3.2-282)$$

$$Q_{gx}^{ti}(x, t_{n+1}) = Q_{gx}^i(x, t_{n+1}) + \frac{1}{v_g \Delta t_n} \psi_{gx}^i(x, t_n). \quad (3.2-283)$$

式(3.2-281)は定常状態の解析的多項式ノード法と同じ形式を有するので、静特性解析と同様の非線形ノード法反復計算を用いて解かれ、収束した中性子束を得る。計算の流れを図3.2-8に示す。

ノード周波数及び遅発中性子先行核密度も中性子束に依存するため、同じ非線形ノード法反復において更新する。ノード法結合係数の計算には計算時間を要する。計算時間の短縮のため、ノード法結合係数の計算を大きな時間ステップで行う。中性子束の収束は、1点及び炉心平均核分裂中性子源誤差で判定する。

3群計算におけるノード周波数に関しては、熱群のノード周波数で代用でき、時間ステップ t_{n+1} の熱中性子束を用いて次のように反復更新する。

$$\Omega^{i(k)}(t_{n+1}) = \Omega^i(t_n) + \frac{1}{\Delta t_n} \ln \left(\frac{\bar{\psi}_3^{-i(k)}(t_{n+1})}{\bar{\phi}_3^i(t_n)} \right) \quad (3.2-284)$$

ここで、 k は時間ステップ t_{n+1} での非線形反復回数であり、 $\Omega^i(t_n)$ は前時間ステップから来る最初の推定値である。

3.2.9.4 遅発中性子先行核密度の計算

遅発中性子先行核密度は、式(3.2-279)に示されるが、中性子束の時間変化に比べて変化が緩やかなため解析的に解くことができる。まず、式(3.2-279)を積分し

て先行核密度に対する着目方向 1 次元方程式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial t} C_{mx}^i(x, t) = \sum_{g'} e^{\Omega^i(t-t_n)} F_{g'x}^i(x, t) - \lambda_m^i C_{mx}^i(x, t) \quad (3.2-285)$$

ここで,

$$C_{mx}^i(x, t) = \frac{1}{h_y^i h_z^i} \int_0^{h_y^i} dy \int_0^{h_z^i} dz C_m^i(x, y, z, t) \quad (3.2-286)$$

$$F_{g'x}^i(x, t) = \frac{\beta_m^i(t)}{k_{eff}} \frac{1}{h_y^i h_z^i} \int_0^{h_y^i} dy \int_0^{h_z^i} dz v \Sigma_{fg'}^i(x, y, z, t) \psi_g^i(x, y, z, t) \quad (3.2-287)$$

これにより, 式(3.2-285)は解析的に解かれる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ C_{mx}^i(x, t) e^{\lambda_m^i t} \right\} = \sum_{g'} F_{g'x}^i(x, t) e^{(\lambda_m^i + \Omega^i)t - \Omega^i t_n} \quad (3.2-288)$$

式(3.2-288)を時刻 t_n から t_{n+1} まで積分すると,

$$C_{mx}^i(x, t_{n+1}) = C_{mx}^i(x, t_n) e^{-\lambda_m^i \Delta t_n} + \sum_{g'} \int_{t_n}^{t_{n+1}} F_{g'x}^i(x, t) e^{(\lambda_m^i + \Omega^i)t - \lambda_m^i t_{n+1} - \Omega^i t_n} dt \quad (3.2-289)$$

ここで, 核分裂率が時間に対して線形に変化すると仮定できると

$$F_{g'x}^i(x, t) = F_{g'x}^i(x, t_n) + \frac{t-t_n}{\Delta t_n} (F_{g'x}^i(x, t_{n+1}) - F_{g'x}^i(x, t_n)) \quad (t_n \leq t \leq t_{n+1}) \quad (3.2-290)$$

式(3.2-290)は最終的に,

$$C_{mx}^i(x, t_{n+1}) = C_{mx}^i(x, t_n) e^{-\lambda_m^i \Delta t_n} + \sum_{g'} \frac{e^{\Omega^i \Delta t_n}}{(\lambda_m^i + \Omega^i)} \left\{ F_{g'x}^i(x, t_{n+1}) (1 - T_m^i) + F_{g'x}^i(x, t_n) \left(-e^{-(\lambda_m^i + \Omega^i) \Delta t_n} + T_m^i \right) \right\} \quad (3.2-291)$$

ここで,

$$T_m^i = \frac{1}{(\lambda_m^i + \Omega^i) \Delta t_n} \left(1 - e^{-(\lambda_m^i + \Omega^i) \Delta t_n} \right) \quad (3.2-292)$$

遅発中性子先行核の初期密度は, 周波数を 0 と置いて,

$$C_m^i(x, 0) = \frac{\beta_m^i(0)}{k_{eff} \lambda_m^i} \sum_{g'} F_{g'x}^i(x, 0) \quad (3.2-293)$$

これらの先行核密度は, 中性子源モーメントの計算に用いられる。ただし, 先行核密度のノード内分布が小さいことを考慮し, ノード平均先行核密度だけを陽に追跡し, 高次モーメントについては次のように動的周波数を導入して近似する。

$$\Omega_m^i(t) = \frac{1}{C_m^i(t)} \frac{\partial}{\partial t} C_m^i(t) \quad (3.2-294)$$

これらの周波数は方向によらない。これから、式(3.2-285)より、先行核密度の高次モーメントは核分裂モーメントを用いて次式で与えられる。

$$C_{mxl}^i(x, t) = \frac{\beta_m^i(t)}{k_{eff}(\Omega_m^i(t) + \lambda_m^i)} \sum_{g'} e^{\Omega^i(t-t_n)} F_{g'xl}^i(x, t), \quad l \geq 1 \quad (3.2-295)$$

3.2.9.5 出力分布計算

ノード平均出力は次式で計算される。

$$P^i(t) = \varepsilon^i \sum_{g'} \left\{ \Sigma_{fg'o}^i(t) \bar{\phi}_{g'}^i(t) + \sum_{u=x,y,z} \left(\frac{1}{3} \Sigma_{fg'ru1}^i(t) \phi_{g'ru1}^i(t) + \frac{1}{5} \Sigma_{fg'ru2}^i(t) \phi_{g'ru2}^i(t) \right) \right\} \quad (3.2-296)$$

ここで、 ε^i は核分裂当たりの放出エネルギーであり、第2項は均質核分裂断面積のノード内片燃え効果を表す。崩壊熱を含める場合は、発生熱の遅れ成分を考慮する⁴⁶。

$$P^i(t) = (1 - \sum_k f_{d,k}) P_p^i(t) + \sum_k P_{d,k}^i \quad (3.2-297)$$

ここで、 P_p^i は第1の式で計算される即発出力であり、 $f_{d,k}$ は崩壊熱グループ k の割合である。

3.2.9.6 反応度計算

過渡時の反応度は1点動特性モデルを用いて導かれる³⁰。3群動特性方程式(3.2-274)に左側から初期随伴中性子束を掛け、群の和を取って炉心体積で積分すると、

$$\int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \frac{1}{v_g} \frac{\partial \phi_g}{\partial t} dV = \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \nabla D_g \nabla \phi_g dV - \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \Sigma_{ag} \phi_g dV + \int \sum_{g=1}^2 (\phi_{g+1}^* - \phi_g^*) \Sigma_{slg} dV \\ + \frac{1}{k_{eff}(0)} \int (1 - \beta) \phi_1^* \sum_{g=1}^3 \nu \Sigma_{fg} \phi_g dV + \int \phi_1^* \sum_{m=1}^6 \lambda_m C_m dV + \int \phi_1^* q_{ext} dV \quad (3.2-298)$$

上式を $\int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* dV$ で割り整理すると、最終的に1点動特性方程式は、次式で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle n \rangle = \frac{(\rho(t) - \bar{\beta})}{\Lambda(t)} \langle n \rangle + \sum_{m=1}^6 \bar{\lambda}_m \langle C_m \rangle + \langle q_{ext} \rangle \quad (3.2-299)$$

ここで、炉内平均の中性子数、実効遅発中性子割合、遅発中性子先行核崩壊定数、遅発中性子先行核密度、及び外部中性子源はそれぞれ、

$$\langle n \rangle = \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \frac{1}{v_g} \phi_g dV / \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* dV \quad (3.2-300)$$

$$\bar{\beta} = \int \beta \phi_1^* \sum_{g=1}^3 v \Sigma_{fg} \phi_g dV / \int \phi_1^* \sum_{g=1}^3 v \Sigma_{fg} \phi_g dV \quad (3.2-301)$$

$$\bar{\lambda}_m = \int \phi_1^* \lambda_m C_m dV / \int \phi_1^* C_m dV \quad (3.2-302)$$

$$\langle C_m \rangle = \int \phi_1^* C_m dV / \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* dV \quad (3.2-303)$$

$$\langle q_{ext} \rangle = \int \phi_1^* q_{ext} dV / \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* dV \quad (3.2-304)$$

実効増倍率，反応度，中性子生成時間は次式で定義される。

$$k_{eff}(t) = \frac{\langle v \Sigma_f \phi \rangle}{-(\nabla D \nabla \phi) + \langle \Sigma_a \phi \rangle} = \frac{\int \phi_1^* \sum_{g=1}^3 v \Sigma_{fg} \phi_g dV}{-\int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \nabla D_g \nabla \phi_g dV + \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \Sigma_{ag} \phi_g dV} \quad (3.2-305)$$

$$\begin{aligned} \rho(t) &= \frac{k_{eff}(t) - k_{eff}(0)}{k_{eff}(t)} + k_{eff}(0) \frac{\langle \Sigma_{sl} \phi \rangle}{\langle v \Sigma_f \phi \rangle} \\ &= \frac{k_{eff}(t) - k_{eff}(0)}{k_{eff}(t)} + \frac{\int \sum_{g=1}^2 (\phi_{g+1}^* - \phi_g^*) \Sigma_{slg}}{\frac{1}{k_{eff}(0)} \int \phi_1^* \sum_{g=1}^3 v \Sigma_{fg} \phi_g dV} \end{aligned} \quad (3.2-306)$$

$$\Lambda(t) = \frac{\int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \frac{1}{v_g} \phi_g dV}{\frac{1}{k_{eff}(0)} \int \phi_1^* \sum_{g=1}^3 v \Sigma_{fg} \phi_g dV} \quad (3.2-307)$$

周波数変換法を用いる場合は，反応度は式(3.2-305)と(3.2-306)で ϕ_g を $\psi_g e^{\Omega \Delta t}$ で置き換えて計算できる。

ドップラ，ボイド，制御棒などの反応度成分を分離したい場合は，各反応度に伴随するノードパラメータ（ノード燃料温度，水密度，制御棒割合など）を反応度成分ごとに順次初期値に置き換えてノード断面積を計算し直して，仮想的な実効増倍率を計算し，それぞれの実効増倍率の差分から各反応度成分を計算する。ただし，中性子束は全反応度を計算したときのものを用いる。

スクラム反応度については，AETNAは断熱近似のため熱水力フィードバックを考慮できないが，プラント過渡解析コードを参照解とした補正乗数を適用することができる。

$$\int \rho(C) SM(C) dC = \sum_{n=1}^{N-1} \frac{(C_{n+1} - C_n)}{2} [\rho^n SM^n(C) + \rho^{n+1} SM^{n+1}(C)] \quad (3.2-308)$$

ここで， n は時間ステップ， N は最大時間ステップ， C_n はスクラム制御棒挿入割合， $SM^n(C)$ はスクラム制御棒挿入割合の関数として与えるスクラム反応度補正乗数である。

3.2.9.7 ノードエンタルピ計算

燃料温度の時間変化は中性子束変化よりも緩やかであるので，燃料温度フィー

ドバックは前時間ステップのエンタルピに基づいて計算される。ノードの燃料温度とエンタルピは、過渡中に燃料棒から冷却材への熱伝達が無視できるとした断熱モデルに基づいて計算される。ノード*i*の燃料エンタルピ (h_i) は、次式から与えられる。

$$\frac{dh_i}{dt} = \frac{(1-\gamma)}{\rho_f} (P_i(t)PD(t) - P_i(0)PD(0)) \quad (3.2-309)$$

ここで、

PD : 出力密度

ρ_f : 燃料ノード*i*の燃焼初期平均 UO_2 密度

γ : 減速材直接発熱割合

$P_i(t)$: 時刻*t*における相対出力分布

式(3.2-309)を時刻 t^{n-1} から t^n まで積分すると、時刻 t^n のエンタルピは、

$$h_i^n = h_i^{n-1} + \frac{(1-\gamma)}{2\rho_f} [(P_i^n + P_i^{n-1})PD^n - 2P_i^0PD^0]\Delta t^n \quad (3.2-310)$$

過渡初期 $t = 0$ においては、燃料から冷却材への熱伝達が定常状態であると仮定する。燃料温度は、 UO_2 に対するエンタルピと温度の関係のテーブルを用いて決定される。

3.2.9.8 燃料棒エンタルピ計算

燃料棒エンタルピ計算では、燃料棒ごとにエンタルピを積分する。燃料棒“*r*”に対して、

$$h_{i,r}^n = h_{i,r}^{n-1} + \frac{(1-\gamma)}{2\rho_f} (P_i^n \cdot LPF_{i,r}^n \cdot PD^n + P_i^{n-1} \cdot LPF_{i,r}^{n-1} \cdot PD^n - 2P_i^0 \cdot LPF_{i,r}^0 \cdot PD^0)\Delta t^n \quad (3.2-311)$$

ここで、LPF は燃料棒出力再構築を考慮した時刻*t*における燃料棒局所ピーキングである。また、ノード平均エンタルピと同様に上式の ρ_f はノード“*i*”の燃焼初期の平均 UO_2 密度である。AETNA では各燃料棒の UO_2 密度を持たないので、燃料集合体内の各燃料棒をモデル化するのに、平均密度を用いることが十分であるという近似をしている。

3.2.9.9 中間領域モニタ及び起動領域モニタモデル

中間領域モニタ（以下、「IRM」という。）及び起動領域モニタ(SRNM)の応答は検出器位置を囲むノードの出力から計算される。

$$R_s = \frac{C_s}{4} (C_{ijk}P_{ijk} + C_{i+1jk}P_{i+1jk} + C_{ij+1k}P_{ij+1k} + C_{i+1j+1k}P_{i+1j+1k}) \cdot PD \quad (3.2-312)$$

ここで、 P_{ijk} はノードの相対出力、 C_{ijk} は検出器位置ピーキングであり、 PD は炉心平均出力密度である。 C_{ijk} には単一集合体計算あるいは集合体コーナー部の中性子束再構築モデルを適用できる。水集合体に対応するため、ノードの相対出力でなく中性子束を用いることもできる。

計数値は各検出器に対して入力されたスケール因子 C_s を用いて補正される。これにより、過渡開始時の IRM のレンジの差に対応できる。

3.2.9.10 固定源計算

固定源計算においては、外部中性子源に加え、照射済み燃料集合体からの自発核分裂源及びランタン 140 (La-140) からの強ガンマ線による $D(\gamma, n)H$ 光核反応による中性子源^{47,48}を考慮できる⁴⁹。これにより、照射済み燃料集合体からの核分裂源による炉停止及び燃料装荷・移動中の SRNM 計数率を予測することが可能である。

AETNA では、図 3.2-5 の崩壊系列に示す重核種の α 崩壊に伴う自発核分裂源を、これら核種のノードごと数密度を追跡計算することにより計算する。キュリウム 242 (Cm-242) は、アメリシウム 242 (Am-242) の半減期が短いことからアメリシウム 241 (Am-241) の中性子捕獲により直接生成されるとみなし、次の過渡方程式を解いて得られる。

$$\begin{aligned} \frac{dN_{Cm242}(t)}{dt} = & BR_{Am242} \cdot BR_{Cm242} \cdot \sigma_{Am241} \phi(t) N_{Am241}(t) \\ & - (\lambda_{Cm242} + \sigma_{Cm242} \phi(t)) N_{Cm242}(t) \end{aligned} \quad (3.2-313)$$

ここで、

BR_{Am242} : Am-241 崩壊の Am-242 基底状態への分岐比

BR_{Cm242} : Am-242 崩壊の Cm-242 への分岐比

σ_{Am241} : Am-241 微視的中性子捕獲断面積

σ_{Cm242} : Cm-242 微視的中性子吸収断面積

λ_{Cm242} : Cm-242 崩壊定数

なお、上式中の Am-241 の数密度は、プルトニウム 241 (Pu-241) の崩壊を考慮した過渡方程式から解析的に得る (3.2.4.8 節参照)。次にキュリウム 244 (Cm-244) の過渡方程式は、アメリシウム 243 (Am-243) が安定核種であるので、その数密度は燃焼度のみ依存するとし、以下の方程式より得る。

$$\frac{dN_{Cm244}(t)}{dt} = \sigma_{Am243} \phi(t) N_{Am243}(E) - (\lambda_{Cm244} + \sigma_{Cm244} \phi(t)) N_{Cm244}(t) \quad (3.2-314)$$

ここで、

σ_{Am243} : Am-243 微視的中性子捕獲断面積

σ_{Cm244} : Cm-244 微視的中性子吸収断面積

λ_{Cm244} : Cm-244 崩壊定数

プルトニウム 238 (Pu-238) は、ネプツニウム 237 (Np-237) の中性子捕獲と Cm-242 の α 崩壊により生成されるから、次の過渡方程式により与えられる。なお、式中の Np-237 は安定核種であるので数密度は燃焼度のみ依存すると仮定し、Cm-242 の数密度は、式(3.2-313)の解析解を代入する。

$$\begin{aligned} \frac{dN_{Pu238}(t)}{dt} = & \sigma_{c,Np237}\phi(t)N_{Np237}(E) + \lambda_{Cm242}N_{Cm242}(t) \\ & -(\lambda_{Pu238} + \sigma_{Pu238}\phi(t))N_{Pu238}(t) \end{aligned} \quad (3.2-315)$$

ここで、

$\sigma_{c,Np237}$: Np-237 微視的中性子捕獲断面積

σ_{Pu238} : Pu-238 微視的中性子吸収断面積

λ_{Pu238} : Pu-238 崩壊定数

プルトニウム 240 (Pu-240) 及びプルトニウム 242 (Pu-242) については半減期が長いことから、その数密度は燃焼度のみ依存すると仮定する。

以上より、自発核分裂源は Cm-242 を例にとると次式で計算される。

$$q_{Cm242}(t) = R_{Cm242} \cdot \lambda_{Cm242} \cdot N_{Cm242}(t) \quad (3.2-316)$$

$$R_{Cm242} = \nu_{Cm242} \cdot SF_{Cm242} + F_{Cm242}^{(\alpha,n)} \quad (3.2-317)$$

ここで、

R_{Cm242} : Cm-242 の α 崩壊により放出される全中性子数

ν_{Cm242} : Cm-242 の自発核分裂に伴う中性子発生数

SF_{Cm242} : Cm-242 の α 崩壊における自発核分裂割合

$F_{Cm242}^{(\alpha,n)}$: Cm-242 の α 崩壊による (α, n) 反応率

他の自発核分裂核種についても同様に自発核分裂源が計算される。

最後に La-140 の親核であるバリウム 140 (Ba-140) の数密度は次の過渡方程式により与えられる。

$$\frac{dN_{Ba140}(t)}{dt} = Y_e F(t) - \lambda_{Ba140} N_{Ba140}(t) \quad (3.2-318)$$

ここで,

$F(t)$: 核分裂密度

Y_e : Ba-140 実効収率

λ_{Ba140} : Ba-140 崩壊定数

これより, 放射平衡にある La-140 の光核反応による中性子源は,

$$q_{La140}(t) = R_{La140} \cdot \lambda_{La140} \cdot \frac{\lambda_{Ba140}}{\lambda_{La140} - \lambda_{Ba140}} N_{Ba140}(t) \quad (3.2-319)$$

ここで,

R_{La140} : La-140 のガンマ崩壊に伴って放出される光中性子数

λ_{La140} : La-140 崩壊定数

個々の反応による中性子のエネルギースペクトラムは異なるが, すべて高速中性子として生成されると仮定できる。

固定源計算では, 未臨界体系における中性子束反復の収束加速のため, 中性子束スケーリング法²⁹を適用する。この手法では, 時間ステップの最初において中性子バランスに基づき中性子束を中性子源に対して規格化する。固定源問題は, 以下のように書ける。

$$A\phi = F\phi + S \quad (3.2-320)$$

ここで, A と F は除去及び生成演算子であり, S は外部中性子源である。上式を炉心体積で積分することにより, 中性子束のスケーリング因子は, 次式で与えられる。

$$f = \frac{\int S dV}{\int A\phi dV - \int F\phi dV} \quad (3.2-321)$$

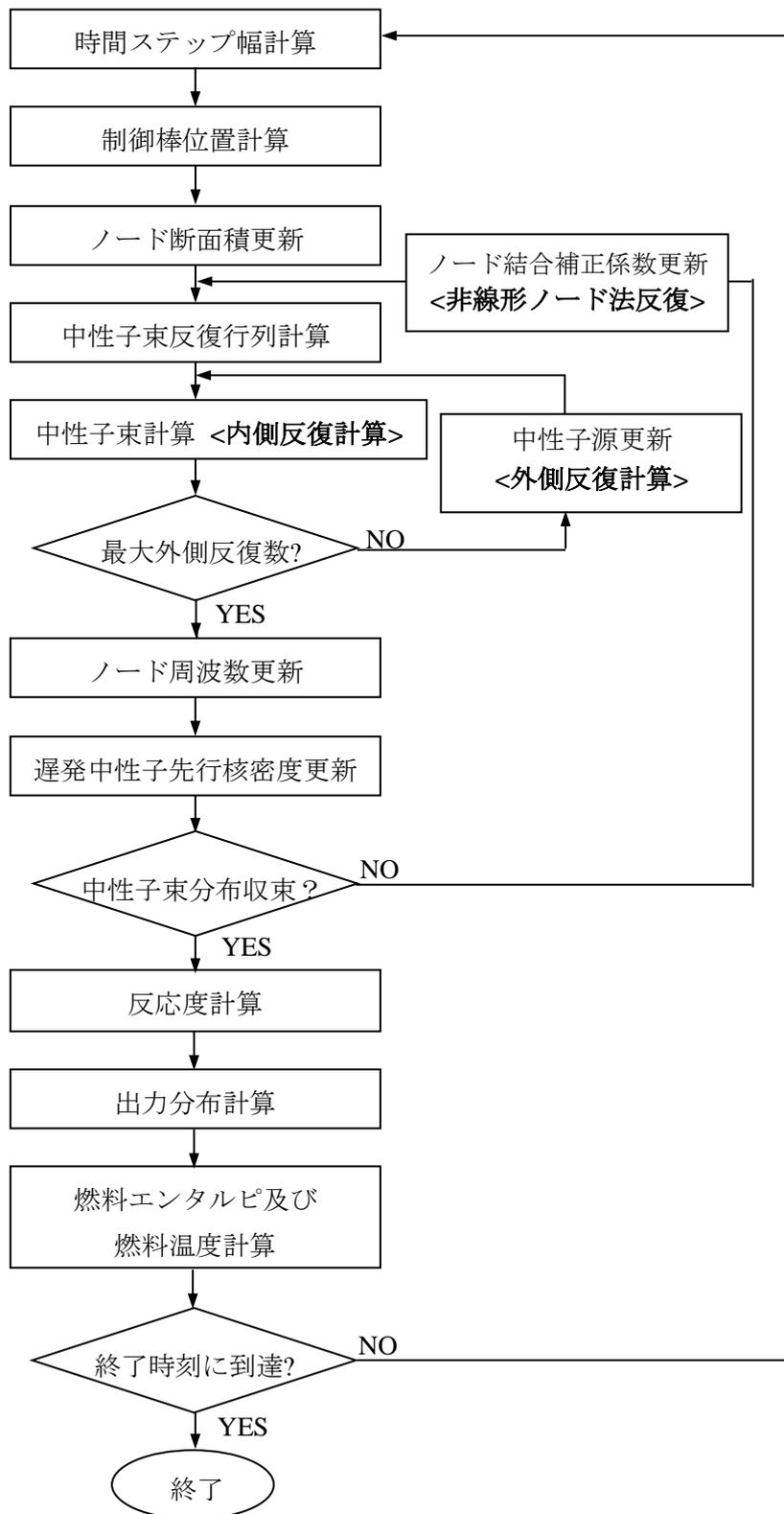


図 3.2-8 過渡時中性子束計算の流れ

3.2.10 高次モード計算

3.2.10.1 高次モード

BWR における領域振動は核熱水力結合フィードバックによる空間依存の現象である。それは炉心の各半面領域の位相がずれた中性子束振動で特徴付けられ、熱水力フィードバックにより中性子束高次モードが励起される現象として説明される。

領域安定性解析では、高次モードに対する未臨界度(固有値間隔)を、静的(λ)モード計算により精度良く評価する必要がある。基本モード中性子束は、三次元沸騰水型原子炉模擬計算コードにより与えられる。次に、ノードごと断面積を基本モードに固定して(すなわち、高次モードでは熱水力フィードバックを行わないで)、拡散方程式から Gram-Schmidt 直交化法により低次モードの寄与を抜き取ることで高次モードが計算される⁵⁰。

3.2.10.2 高次モード中性子束計算

多群中性子拡散方程式は、

$$-\nabla \cdot D_g \nabla \phi_g + \Sigma_{rg} \phi_g = \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'} \phi_{g'} + \sum_{g'} \Sigma_{g' \rightarrow g} \phi_{g'} \quad (3.2-322)$$

ここで、 λ は炉心固有値であり、他の記号は標準的である。式(3.2-322)は高次モードに対して形式的に、次のように書ける。

$$L \phi_m = \frac{1}{\lambda_m} M \phi_m \quad (3.2-323)$$

全除去演算子と生成演算子、 L 及び M はそれぞれ次のように定義される。

$$L = -\nabla \cdot D_g \nabla + \Sigma_{rg} - \sum_{g'} \Sigma_{g' \rightarrow g} \quad (3.2-324)$$

$$M = \chi_g \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'} \quad (3.2-325)$$

随伴方程式は次のように書かれる(3.2.1.8 参照)。

$$L^* \phi_m^* = \frac{1}{\lambda_m} M^* \phi_m^* \quad (3.2-326)$$

式(3.10-2)の固有関数は、完全系を形成し、次の直交関係を満たす³⁰。

$$\langle \phi_n^*, M \phi_m \rangle = 0, \quad n \neq m \quad (3.2-327)$$

ここで、内積は炉心内の全ノードと群に関する和で定義される。固有値が次のように降順に並んでいると仮定する。

$$\lambda_0 > \lambda_1 > \dots > \lambda_m > \dots > \lambda_n, \quad m < n \quad (3.2-328)$$

固有値方程式は、べき乗法で解かれる。任意のベクトル $\psi^{(0)}$ は固有関数の1次結

合で表わされる。

$$\psi^{(0)} = \sum_m a_m \phi_m \quad (3.2-329)$$

反復手続きを以下のように定義する。

$$\psi^{(t)} = \frac{1}{\lambda^{(t-1)}} L^{-1} M \psi^{(t-1)} \quad (3.2-330)$$

$$\lambda^{(t)} = \lambda^{(t-1)} \frac{\langle M \psi^{(t)}, M \psi^{(t)} \rangle}{\langle M \psi^{(t)}, M \psi^{(t-1)} \rangle} \quad (3.2-331)$$

ここで、 t は反復回数である。式(3.2-323)より、

$$L^{-1} M \phi_m = \lambda_m \phi_m \quad (3.2-332)$$

多数回の反復を行って、 λ が λ_0 に十分に収束していると仮定すると、任意の反復ベクトルに対して、

$$\begin{aligned} \psi^{(t)} &= \frac{1}{\lambda_0} (L^{-1} M)^t \psi^{(0)} = \sum_{m=0} a_m (L^{-1} M / \lambda_0)^t \phi_m = \sum_{m=0} a_m (\lambda_m / \lambda_0)^t \phi_m \\ &= a_0 \phi_0 + \sum_{m=1} a_m (\lambda_m / \lambda_0)^t \phi_m \end{aligned} \quad (3.2-333)$$

ここで、 $\lambda_m / \lambda_0 < 1$ であるから任意のベクトルは基本モードに収束する。

高次モード次数 n のベクトルを得るには、反復プロセスを次のように変更して低次のモードを除去する。

$$\psi_n^{(t)} = \frac{1}{\lambda^{(t-1)}} L^{-1} M \left[\psi_n^{(t-1)} - \sum_{m=0}^{n-1} a_{nm}^{(t-1)} \phi_m \right] \quad (3.2-334)$$

$$a_{nm}^{(t-1)} = \frac{\langle \phi_m^*, M \psi_n^{(t-1)} \rangle}{\langle \phi_m^*, M \phi_m \rangle} \quad (3.2-335)$$

つまり、 n 次の固有ベクトルは基本モードから $(n-1)$ 次までのモードを直交関係の式(3.2-327)を用いて引き去って得る。

3.2.10.3 多群ノード法

中性子束反復行列はノード $V^i = h_x^i h_y^i h_z^i$ に対する拡散方程式を差分化して得られる。

$$\sum_{u=x,y,z} \frac{1}{h_u^i} (J_{gu+}^i - J_{gu-}^i) + \Sigma_{rg}^i \bar{\phi}_g^i = \sum_{g' \neq g} \Sigma_{g' \rightarrow g}^i \bar{\phi}_{g'}^i + \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i \bar{\phi}_{g'}^i \quad (3.2-336)$$

ここで、 λ は炉心固有値、 $\bar{\phi}_g^i$ と $J_{gu\pm}^i$ はそれぞれノード平均中性子束と u ±表面の中性子流であり、他の記号は標準的である。ここで、 $x+$ と $x-$ は x 正方向(右側)及

びx負方向(左側)の面を表し、y及びz方向についても同様とする。

非線形反復法を用いたノード法では、ノード平均中性子束が主要な未知数であり、x-表面中性子流はノード平均中性子束を用いた差分形式により、次のように表される。

$$J_{gx-}^i = - \left[\frac{h_x^i}{2D_g^i} + \frac{h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}} \right]^{-1} \left[(\bar{\phi}_g^i - \bar{\phi}_g^{i-1}) - C_{gx}^{i-1/2} (\bar{\phi}_g^i + \bar{\phi}_g^{i-1}) \right] \quad (3.2-337)$$

ここで、 $C_{gx}^{i-1/2}$ は隣接ノードに共通のノード結合補正係数であり、2ノード問題をノード法で解いたとき、差分形式の中性子流がノード法表現を保存するように決定される。これらの補正係数は収束するまで反復更新される。高次モード計算では、ノード結合補正係数は、断面積と同様に基本モードの値が保持される。

モード間の直交関係より、中性子源反復t-1回の中性子束から低次のモードを抜き取るための展開係数は、次式で計算される。

$$a_{nm}^{(t-1)} = \frac{\langle \bar{\phi}_m^* M \bar{\psi}_n \rangle}{\langle \bar{\phi}_m^* M \bar{\phi}_m \rangle} = \frac{\sum_i \Sigma_g \bar{\phi}_{g,m}^* \chi_g \Sigma_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i \bar{\psi}_{g',n}^{i(t-1)}}{\sum_i \Sigma_g \bar{\phi}_{g,m}^* \chi_g \Sigma_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i \bar{\phi}_{g',m}^i} \quad (3.2-338)$$

これより、n次モード計算では、中性子源反復t回の低次モードの抜き取りは次式で行なわれる。

$$\bar{\psi}_{g,n}^{i(t)} = \bar{\psi}_{g,n}^{i(t-1)} - \sum_{m=0}^{n-1} a_{nm}^{(t-1)} \bar{\phi}_m^i \quad (3.2-339)$$

各モードについて、初期中性子束分布として全ての高次モード成分を含めるために乱数分布が選ばれる。

$$\psi_{g,n}^{i(0)} = R_n^i - 1/2, \quad (g = 1,2,3) \quad (3.2-340)$$

ここで、 R_n^i は0から1の間の一様乱数である。

高次モード固有値は、レイリー商を用いて計算される。

$$\lambda_n^{(t)} = \lambda_n^{(t-1)} \frac{\langle M \psi_n^{(t)}, M \psi_n^{(t)} \rangle}{\langle M \psi_n^{(t)}, M \psi_n^{(t-1)} \rangle} \quad (3.2-341)$$

高次モード中性子束の収束は次の判定で行われる。

$$DIFP = (Max_i M \bar{\psi}_n^{i(t)} / M \bar{\psi}_n^{i(t-1)} - Min_i M \bar{\psi}_n^{i(t)} / M \bar{\psi}_n^{i(t-1)}) \leq EPS5 \quad (3.2-342)$$

$$SUMF = \sqrt{\sum_i (M \bar{\psi}_n^{i(t)} - M \bar{\psi}_n^{i(t-1)})^2} / \sum_i |M \bar{\psi}_n^{i(t)}| \leq EPS1 \quad (3.2-343)$$

$$DELK = |\lambda_n^{(t)} - \lambda_n^{(t-1)}| \leq EPSK \quad (3.2-344)$$

収束後、高次モード中性子束は次のように規格化される。

$$\bar{\psi}_{gn}^i = \bar{\psi}_{gn}^i / (\sum_i |\bar{\psi}_{1n}^i| / \sum_i 1), \quad (g = 1, 3) \quad (3.2-345)$$

随伴解の高次モードも同様にして計算される。

3.2.10.4 固有値間隔，未臨界度

前進解に対して高次モード n の出力分布は，

$$\bar{P}_n^i = \varepsilon^i \sum_g \Sigma_{fg}^i \bar{\psi}_{gn}^i \quad (3.2-346)$$

ここで， ε は核分裂当たりの放出エネルギーであり，出力分布は絶対値の炉心平均が1になるように規格化される。

高次モード n の固有値間隔は，次式で定義される。

$$ES_n = \lambda_0 - \lambda_n \quad (3.2-347)$$

高次モードの未臨界度は，次式で与えられる。

$$\rho_n = 1/\lambda_n - 1/\lambda_0 \cong (\lambda_0 - \lambda_n)/\lambda_n \quad (3.2-348)$$

また，ドル単位では，

$$\rho_n[\$] = (\lambda_0 - \lambda_n)/\lambda_n / \bar{\beta}_0 \quad (3.2-349)$$

1点動特性モデルによる領域安定性解析に必要な，炉心平均の遅発中性子割合と即発中性子寿命（中性子生成時間）は，多群計算では3.2.9.6に示したとおり，次のように計算される³⁰。ここで， v_g は中性子速度である。

$$\bar{\beta}_n = \frac{\sum_i \beta^i \sum_g \chi_g \bar{\psi}_{gn}^{i*} \sum_{g'} v_{g'} \Sigma_{fg'}^i \bar{\psi}_{g'n}^i}{\sum_i \sum_g \chi_g \bar{\psi}_{gn}^{i*} \sum_{g'} v_{g'} \Sigma_{fg'}^i \bar{\psi}_{g'n}^i} \quad (3.2-350)$$

$$\bar{\Lambda}_n = \frac{\sum_i \sum_g \bar{\psi}_{gn}^{i*} (1/v_g^i) \bar{\psi}_{gn}^i}{\sum_i \sum_g \chi_g \bar{\psi}_{gn}^{i*} \sum_{g'} v_{g'} \Sigma_{fg'}^i \bar{\psi}_{g'n}^i} \quad (3.2-351)$$

なお， n, L, M をそれぞれ炉内中性子数，中性子除去（吸収＋もれ）率，及び中性子生成率とすると，即発中性子寿命 $\ell = n/L$ ，中性子生成時間 $\Lambda = n/M$ ，実効増倍率 $\lambda = M/L$ であるから， $\Lambda = \ell/\lambda$ の関係があり，臨界に近い体系では Λ は ℓ に等しい。

3.2.10.5 安定性出力分布指標

炉心安定性及び領域安定性の指標として，基準状態の径方向出力分布に関する炉心安定性指標（以下，「R 値」という。）及び領域安定性指標（以下，「RL 値」という。）が，また高次モードの径方向出力分布に関する領域安定性指標（以下，

「R1 値」という。) が用いられる。

R 値は燃料集合体出力の 2 乗値の平均値であり，次式で定義する。

$$R0 = \sum_{ij} PB_0(i,j) \cdot PB_0(i,j) / N \quad (3.2-352)$$

ここで， N は炉心の全燃料集合体数である。一方，RL 値は次式で定義される。

$$RL = \sum_{ij} PB_0(i,j) \cdot PB_0(i,j) L_{ij} / \sum_{ij} L_{ij} \quad (3.2-353)$$

ここで， L_{ij} は，炉心中心と (i,j) 位置の燃料集合体の間の距離である。R1 値は高次モード n と基本モードの出力分布の積を含む。

$$R1(n) = \sum_{ij} PB_0(i,j) \cdot |PB_n(i,j)| / \sum_{ij} PB_n(i,j) \cdot PB_n(i,j) \quad (3.2-354)$$

3.2.11 物性値

3.2.11.1 蒸気表

AETNA で流体の物性は、1967 ASME 蒸気表³⁵に基づいて評価する。これらの物性値は境界条件として、炉圧 P 及び入口エンタルピ h_{IN} から決定される。

3.2.11.2 熱伝導度

熱水力計算ではステンレス鋼 304 (SS304) とジルカロイの熱伝導度を用いる。熱伝導度の単位は (Btu/hr-ft-°F) である。

SS304 の熱伝導度の関数形は、

(3.2-355)

ここで、 $500^{\circ}\text{F} \leq T \leq 600^{\circ}\text{F}$ である。

ジルカロイの熱伝導度の関数形は、

(3.2-356)

3.2.11.3 燃料温度とエンタルピ

AETNA の定常計算では、ノード出力と燃料温度の関係は、燃料棒熱機械コードの計算した結果をフィットして用いる。一方、断熱動特性モデルでは、燃料エンタルピとケルビン単位の温度の関係を示すテーブルを用いる⁴⁶。

4. 検証及び妥当性確認

4.1 はじめに

本章では LANCR 及び AETNA に対して実施した検証及び妥当性確認の結果を示す。

本書においては実機プラントや試験による測定値などとの比較をコード性能の信頼性を確認するための「妥当性確認」、妥当性確認の前提としてベンチマーク問題に対する他コード等との比較による確認をコード性能の品質確認としての「検証」と位置付け、LANCR/AETNA コードの許認可解析への適用性判断には妥当性確認結果を参照している。この際、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、試験のデータ数に対する制約下において、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」として「準妥当性確認」（以降では単に妥当性確認と称することがある）と位置付けている。準妥当性確認において参照解を提供するコードとして用いられている連続エネルギーモンテカルロコード MCNP については、添付資料 3 に詳細を示す。連続エネルギーモンテカルロコードを妥当性確認に準ずる行為に位置付けることに関する技術的な議論は詳細が参考文献 15 に示される。

個々の妥当性確認が LANCR もしくは AETNA のいずれのモデル及び取り扱う現象を対象とした確認行為に該当するかについては、2 章における PIRT 及びモデル性能評価表を用いた議論にて示す。

AETNA で示すチャンネル圧損試験のように特定モデルの機能のみを用いた妥当性確認は、上述したモデル性能評価表で示される対応モデルに対する個別効果試験として定義できる。一方、同じく AETNA の燃料棒出力分布（ガンマスキャン）などのように、高温運転時の核熱結合状態における解析結果に対する妥当性確認については、上述したモデル性能評価表で示した対応モデルに対する個別効果試験としての意味に加え、評価済み核データを上端とするすべての上流データと処理結果が評価に関与していることから、これらに対する総合的な妥当性確認としての意味もある。

1 章で示した LANCR/AETNA の適用範囲に対して、4 章で示す妥当性確認の実施条件が網羅されていることの確認は 5 章で示す。また、本章で述べた妥当性確認の結果得られた不確かさについては、同じく 5 章において設計時に確保した裕度を適切に下回っていることを示しており、2 章で示した重要現象に対するモデル・妥当性確認の網羅性の確認と合わせて、島根原子力発電所 3 号炉チャンネルボックス厚変更に伴う許認可解析に対する LANCR/AETNA の適用性を示す。

4.2 LANCER の検証及び妥当性確認

4.2.1 概要

LANCER 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) **ベンチマーク問題による検証**

妥当性確認の前提として実施した検証結果のうち、信頼性確認の参考となるベンチマーク問題による検証結果を示す。

(b) **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、LANCER の核特性の妥当性を確認した。

(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との比較により妥当性を確認した。

各評価の詳細とその結果について、次節以降に示す。

4.2.2 **ベンチマーク問題による検証**

4.2.2.1 **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、**現行燃料の性能を超えた**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⁵¹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、LANCER の**信頼性の**確認に参考となる。

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4.2-1及び図4.2-2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。各ケースとも燃料温度は900K、減速材、構造材温度は600Kである。

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
② MOX 燃料棒セル問題 (Pu 含有率:17.2wt%, Puf:11.0wt%, 母材 U:0.2wt%)	14～15
③ BWR-ウラン燃料集合体	6
④ BWR-MOX 燃料集合体	4～6

ボイド率 0～70%の各問題のうち、ベンチマーク参加コードとの40%ボイド無限増倍率の比較を図4.2-3から図4.2-6に示す。いずれの問題においても、LANCER 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%及び70%へ変化させた減速材ボイド係数問題のうち0%から40%に変化させた場合、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、ベンチマーク参加コードとの比較を図4.2-7から図4.2-14に示す。ここに、減速材ボイド係数は式(4.2-1)、ドップラ係数は式(4.2-2)に示す定義に基づいて算出した。

$$C_{void} = \frac{k_{HV}^{\infty} - k_{LV}^{\infty}}{k_{LV}^{\infty} \times (V_{HV} - V_{LV})} \times 100 \quad (4.2-1)$$

ここに、 C_{void} ：減速材ボイド係数 (% $\Delta k/k/\Delta\%V$)

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(%)

$$C_{Doppler} = \frac{k_{HT}^{\infty} - k_{LT}^{\infty}}{k_{LT}^{\infty} \times (\sqrt{T_{HT}} - \sqrt{T_{LT}})} \times 100 \quad (4.2-2)$$

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

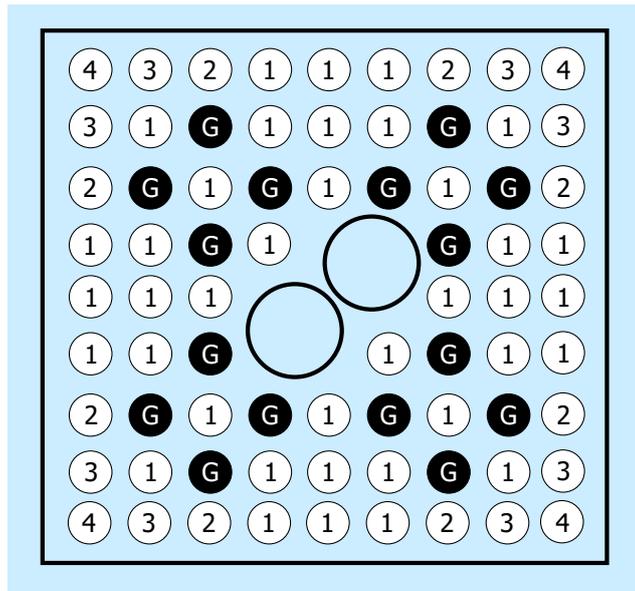
k_{LT}^{∞} ：燃料温度上昇前の無限増倍率

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)

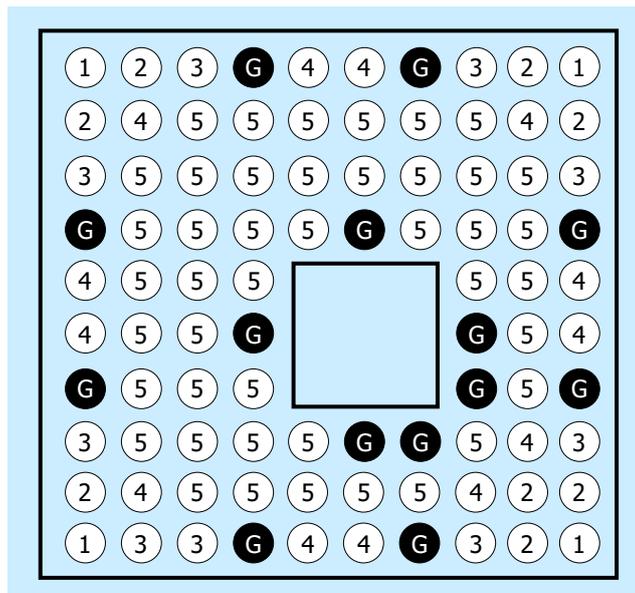
LANCRを除く全ベンチマーク参加コードの平均値からの各反応度の差異は、概ね参加コード間のばらつきの 2σ 以内であった。MOX燃料集合体体系の燃焼度70GWd/tにおけるドップラ係数のみ 2σ を超えたが、MOX燃料集合体体系の反応度計算へのベンチマーク参加コードはLANCRを除いて4コードと少なく、それぞれのコード間でも10%程度の差異が存在することから、有意な差ではないと考えられる。

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。



- ① 6.3wt% UO₂ ③ 4.0wt% UO₂ ● 6wt% Gd - 5.0wt% UO₂
 ② 5.0wt% UO₂ ④ 3.0wt% UO₂

図 4. 2-1 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



- ① 4.0wt% Pu ③ 10.0wt% Pu ⑤ 6wt% Gd - 16.0wt% Pu
 ② 6.0wt% Pu ④ 12.0wt% Pu ● 3.5wt% Gd - 4.0wt% UO₂

図 4. 2-2 軽水炉次世代燃料ベンチマーク問題 BWR-MOX 燃料集合体

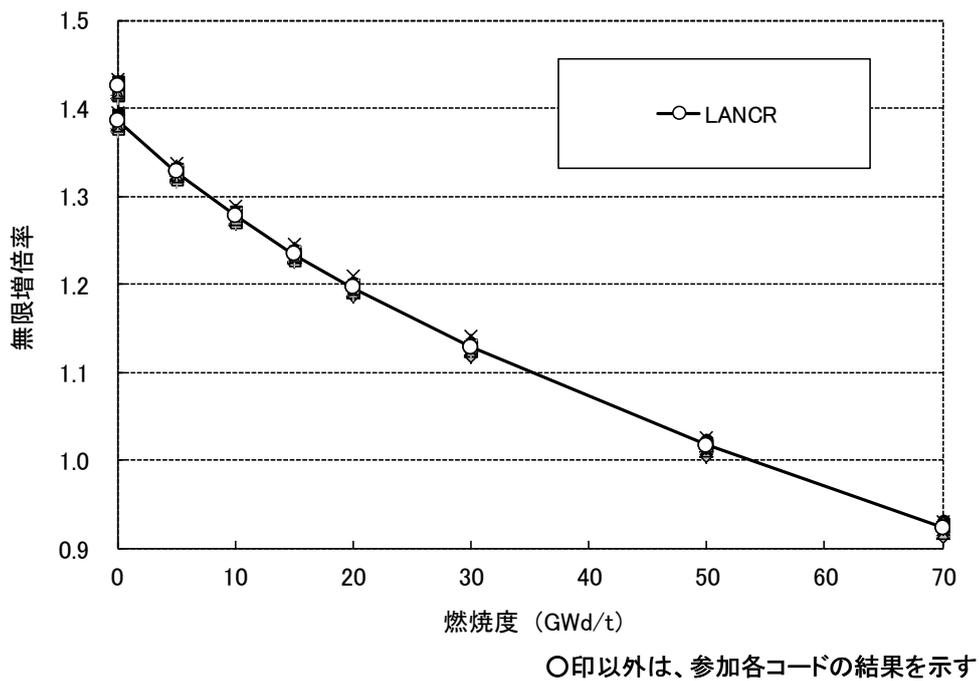


図 4.2-3 ウラン燃料棒セル問題における無限増倍率の比較

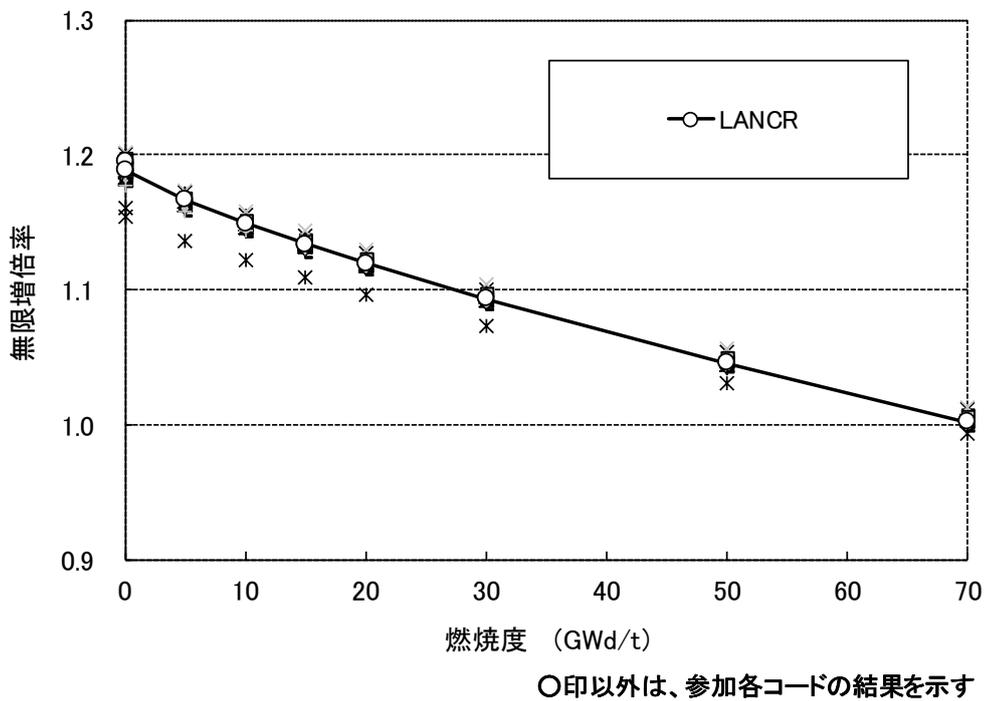


図 4.2-4 MOX 燃料棒セル問題における無限増倍率の比較

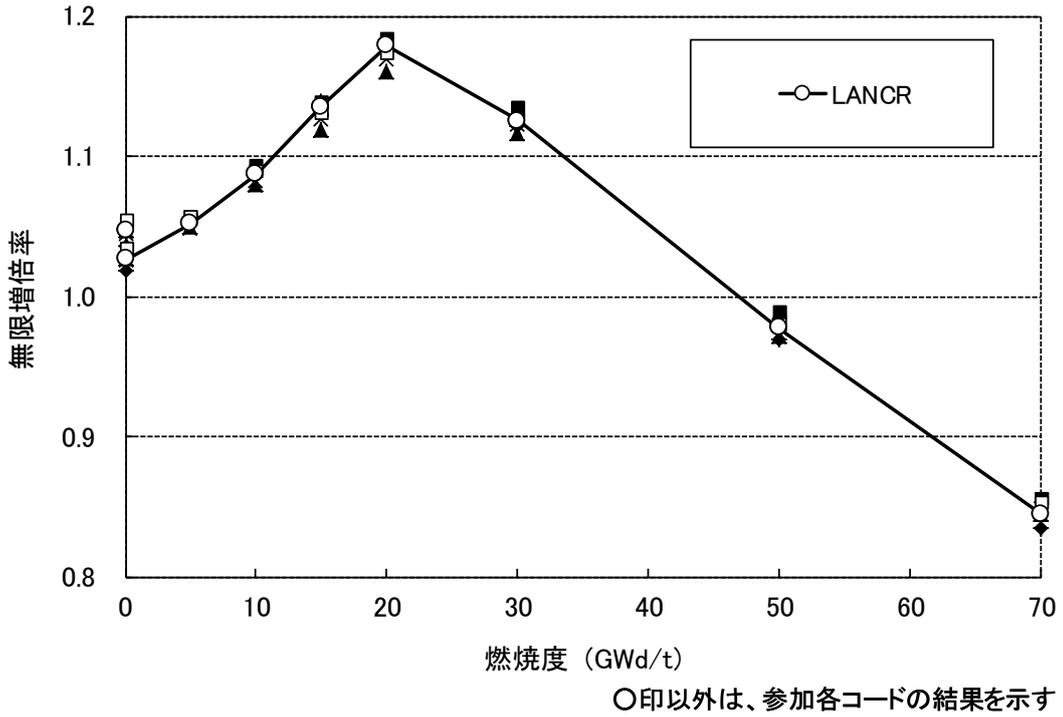


図 4.2-5 ウラン燃料集合体問題における無限増倍率の比較

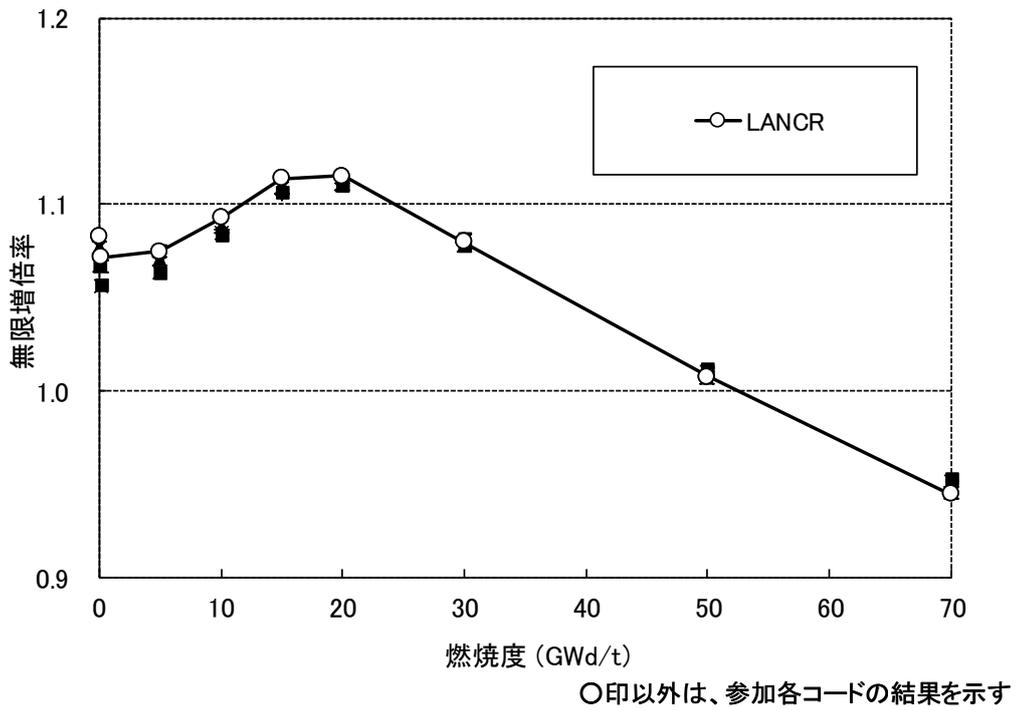
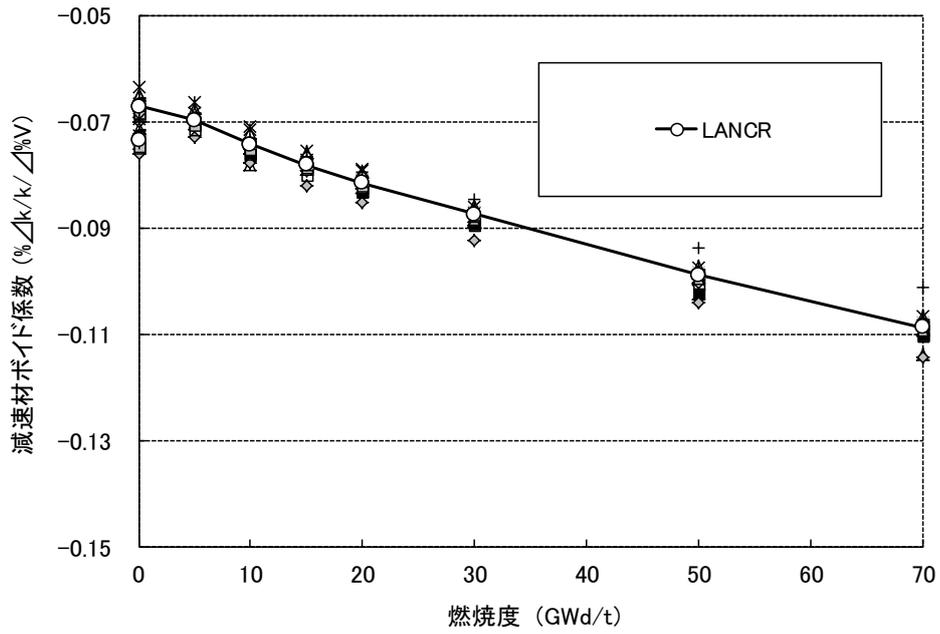
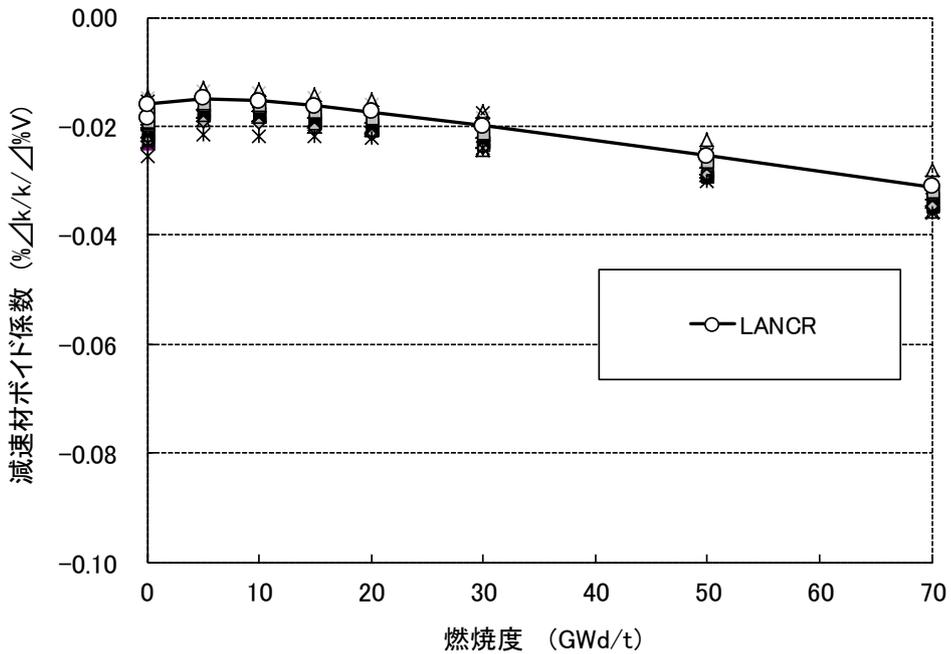


図 4.2-6 MOX 燃料集合体問題における無限増倍率の比較



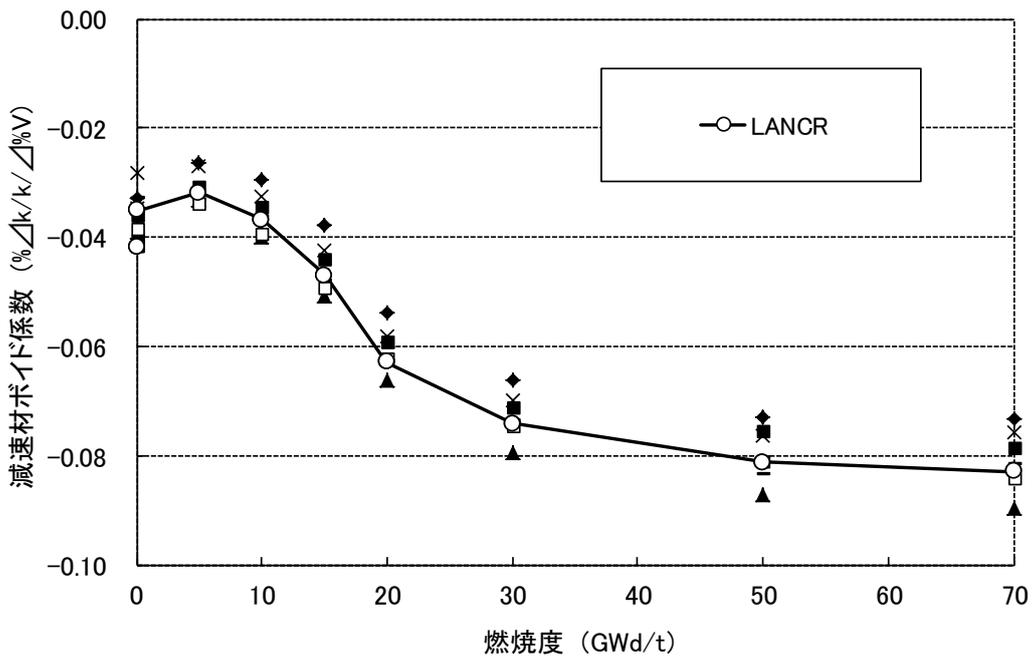
○印以外は、参加各コードの結果を示す

図 4.2-7 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



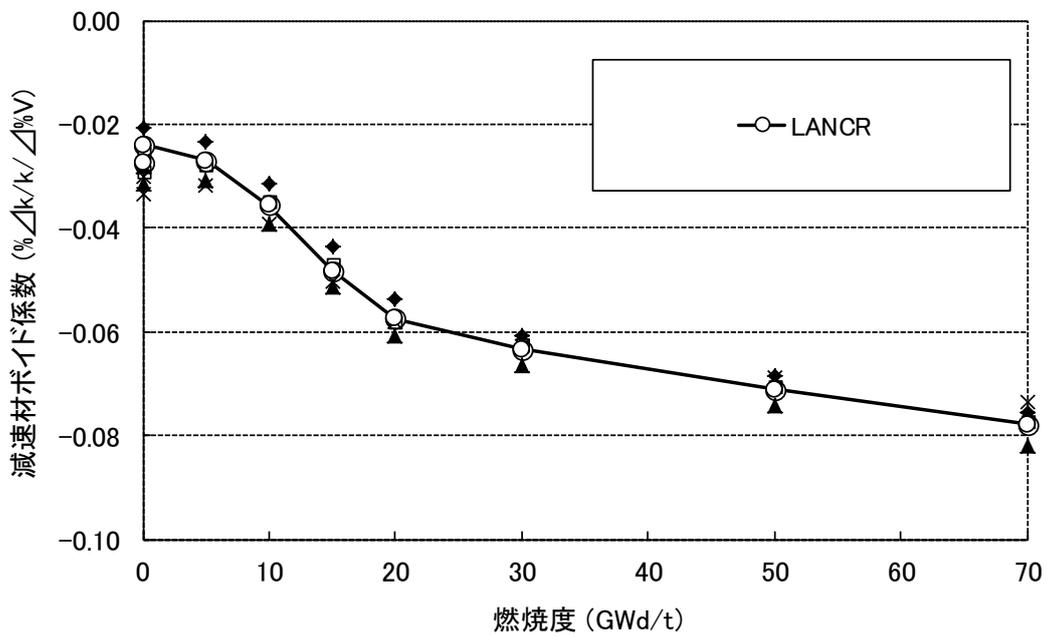
○印以外は、参加各コードの結果を示す

図 4.2-8 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 4.2-9 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 4.2-10 MOX 燃料集合体問題における減速材ボイド係数の比較

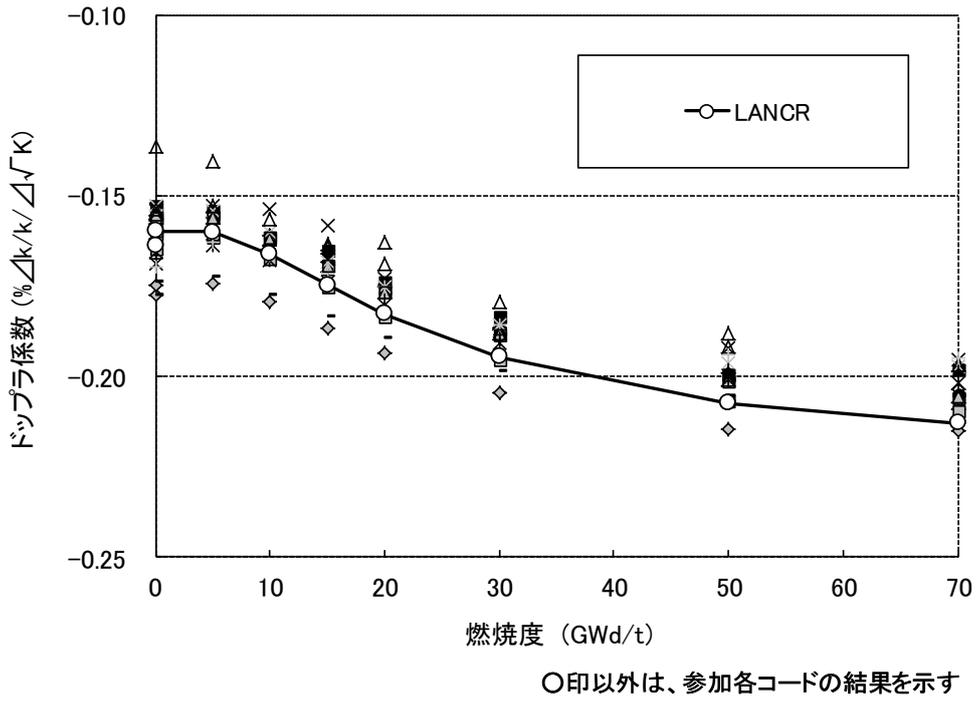


図 4. 2-11 ウラン燃料棒セル問題におけるドップラ係数の比較

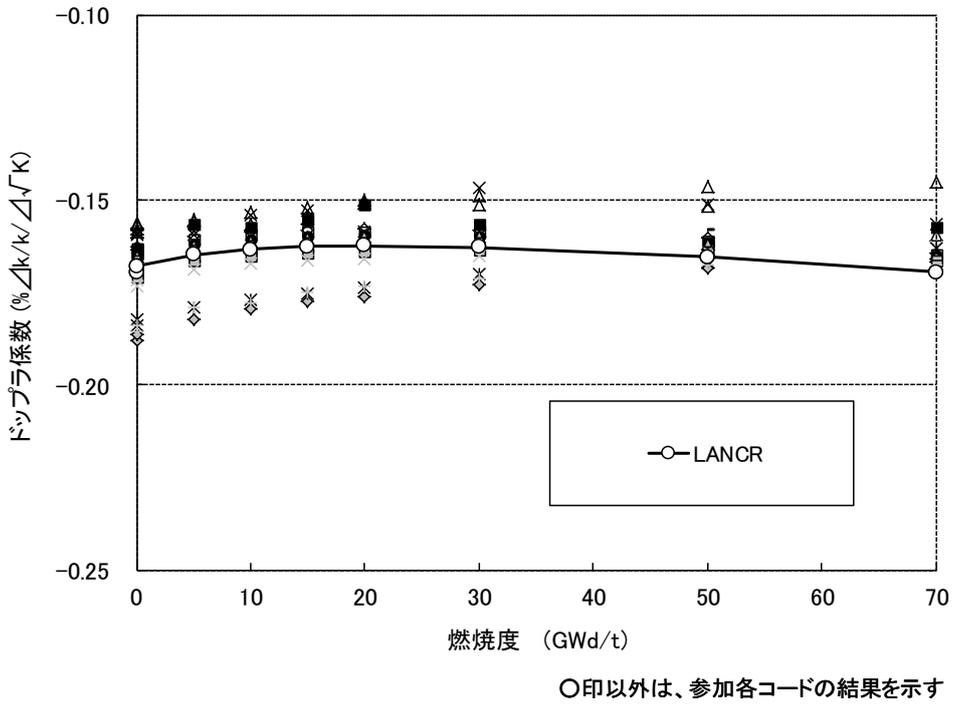
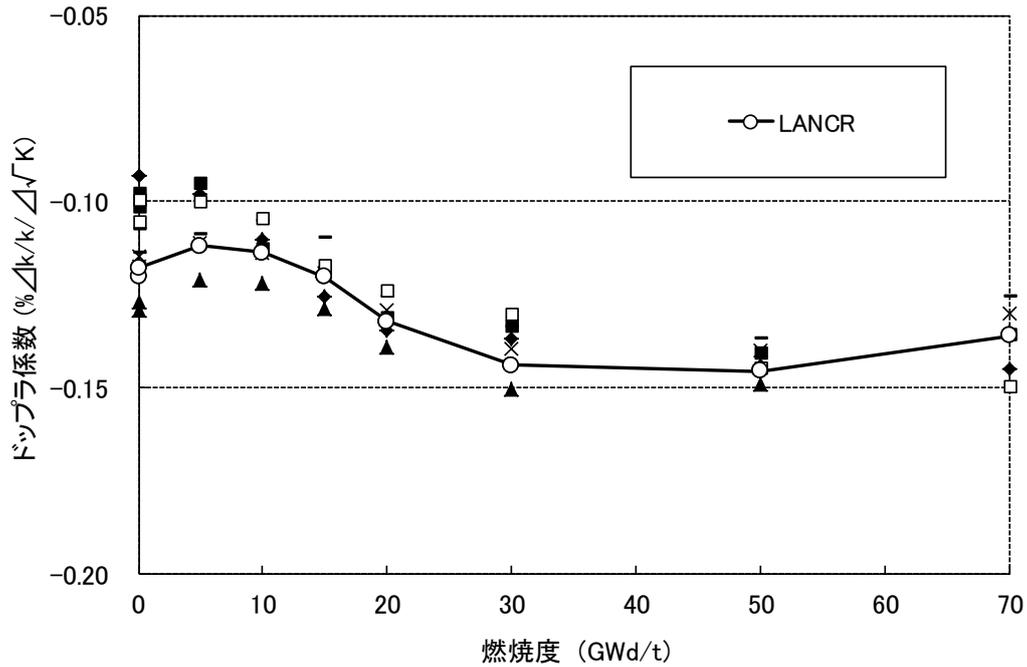
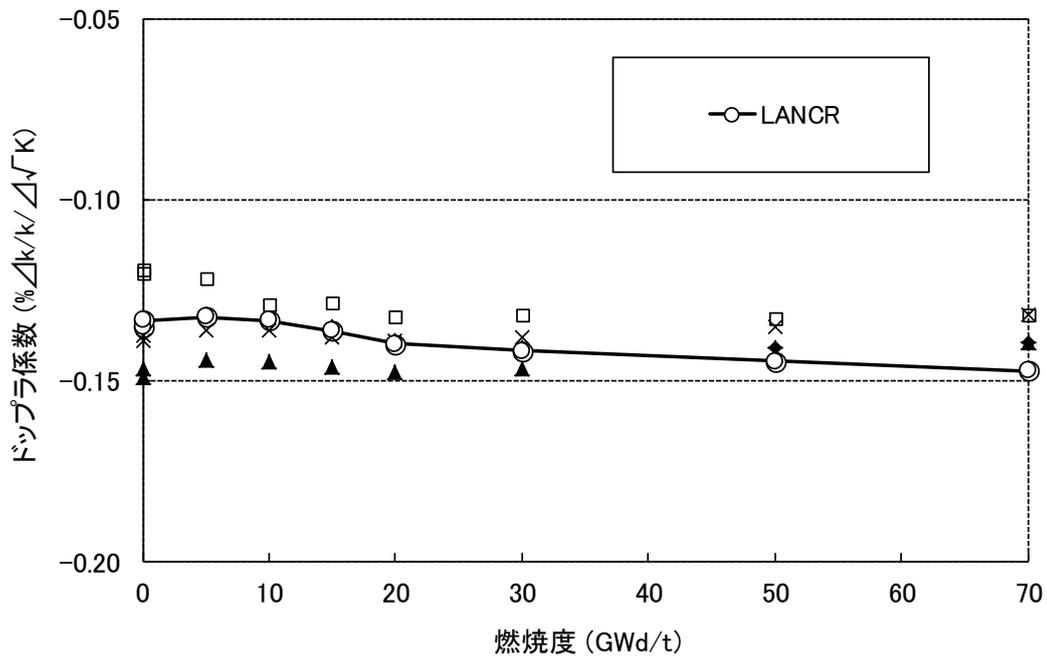


図 4. 2-12 MOX 燃料棒セル問題におけるドップラ係数の比較



○印以外は、参加各コードの結果を示す

図 4.2-13 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 4.2-14 MOX 燃料集合体問題におけるドップラ係数の比較

4.2.2.2 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⁵²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 4.2-15 に示すように、4×4燃料格子にガドリニアを3wt%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0GWd/tからガドリニアが燃え尽きる10GWd/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 4.2-16 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 4.2-15 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 4.2-17 及び図 4.2-18 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。

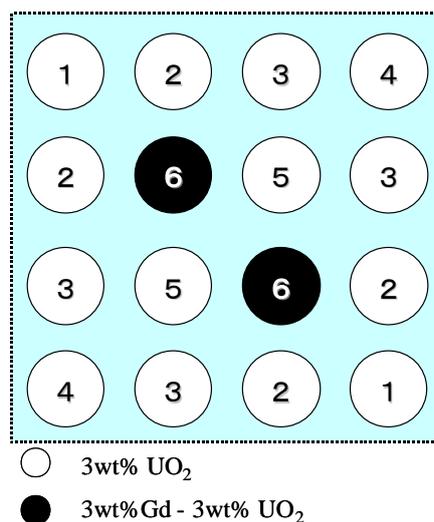


図 4.2-15 NEACRP-L-271 国際ベンチマーク問題体系

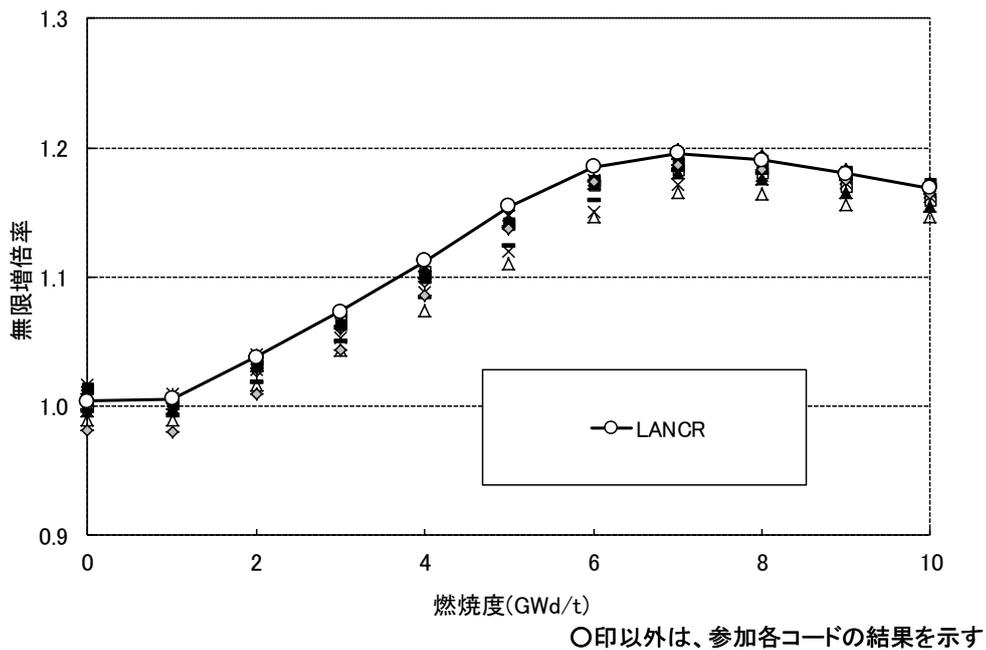


図 4.2-16 NEACRP-L-271 ベンチマークにおける無限増倍率の比較

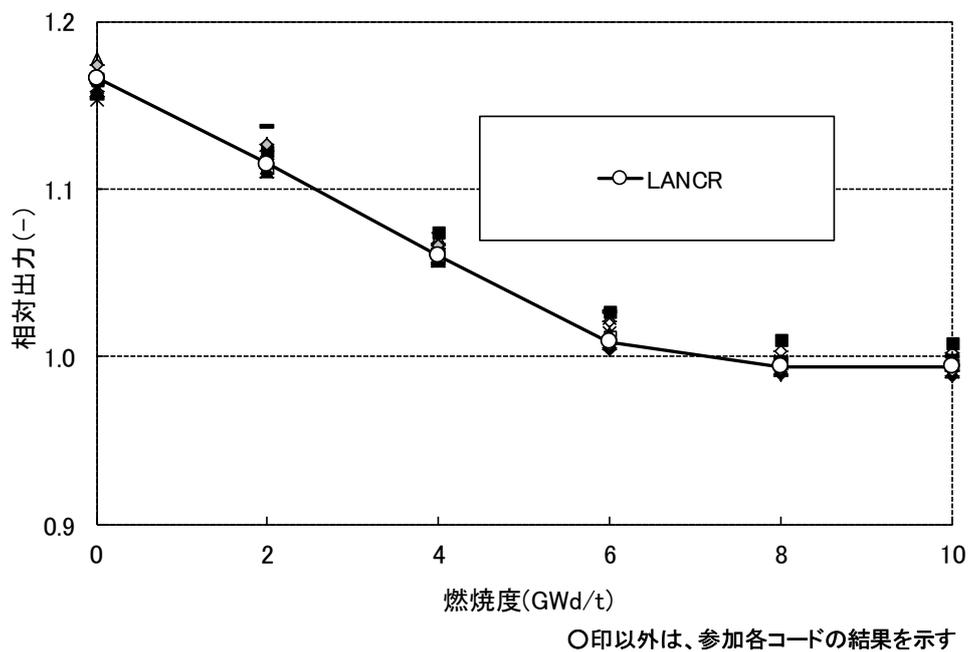
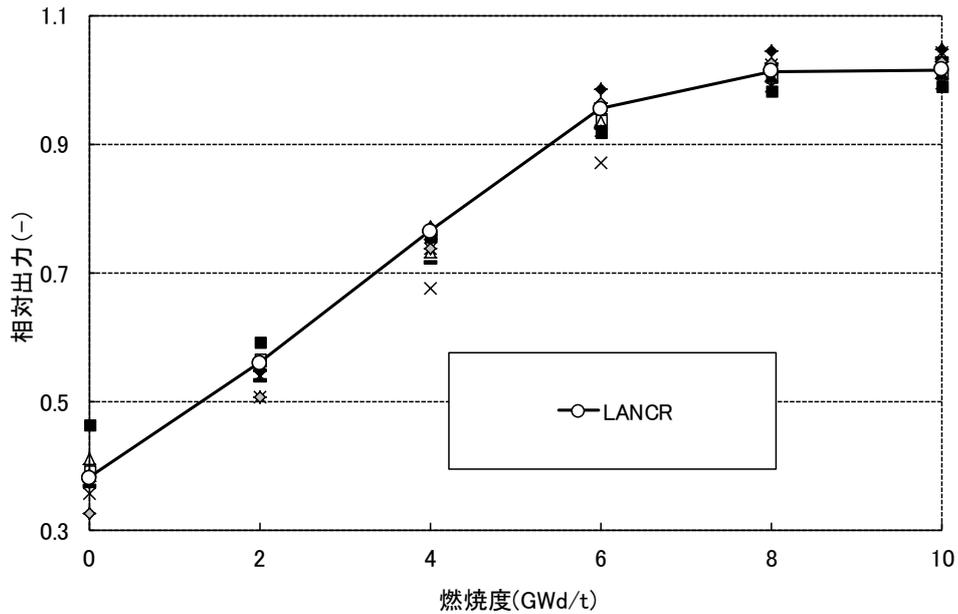


図 4.2-17 NEACRP-L-271 ベンチマークにおける燃料棒相対出力の比較
(U₂燃料棒, 燃料棒番号4番)



○印以外は、参加各コードの結果を示す

図 4.2-18 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)

4.2.3 試験による妥当性確認

以下の試験データを用いて LANCER の妥当性確認を行った。

1. Babcock & Wilcox 臨界試験^{53, 54, 55}
2. NCA 臨界試験⁶⁴
3. BASALA 臨界試験^{56, 57}
4. Hellstrand 実効共鳴積分の実験式⁵⁸
5. MISTRAL 臨界試験^{56, 59, 60}
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^{61, 62, 63}

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%) *1	ウラン : 2.46 MOX : 1.50 (Puf : 1.25)	2.0~4.9	3.0~8.7 (Puf : <input type="text"/>)	ウラン : 約 3.7 MOX : 約 7.0, 一部 8.7 (Puf : <input type="text"/>)
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*2	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_4C , 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	

*1 MOX 燃料の母材のウランの濃縮度は 0.2wt% である。

*2 水素対重金属原子数比

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。

4.2.3.1 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 1.50wt% 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 (ウラン燃料棒体系: 2029ppm, MOX 燃料棒体系: 2230ppm)。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 % Δk , MOX 燃料棒では % Δk であった。

4.2.3.2 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⁶⁴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 4.2-19 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) ごとの均質化核定数 (中性子エネルギー群は 35 群, 不連続因子含む) を有限差分法に基づく 2 次元拡散コード (PDQ-5⁶⁵ 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⁶⁶。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。

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 \square % Δk 、低温模擬試験において \square % Δk であった。高温模擬試験及び低温模擬試験について、燃料棒ごとの相対出力分布を実験値と比較した。図 4.2-20 及び図 4.2-21 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 4.2-22 及び図 4.2-23 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 \square %、低温で \square % であった。なお、RMS 誤差は、以下の式により求めた。

$$RMS = 100 \times \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (X_{L,i} - X_{R,i})^2} \quad (4.2-3)$$

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

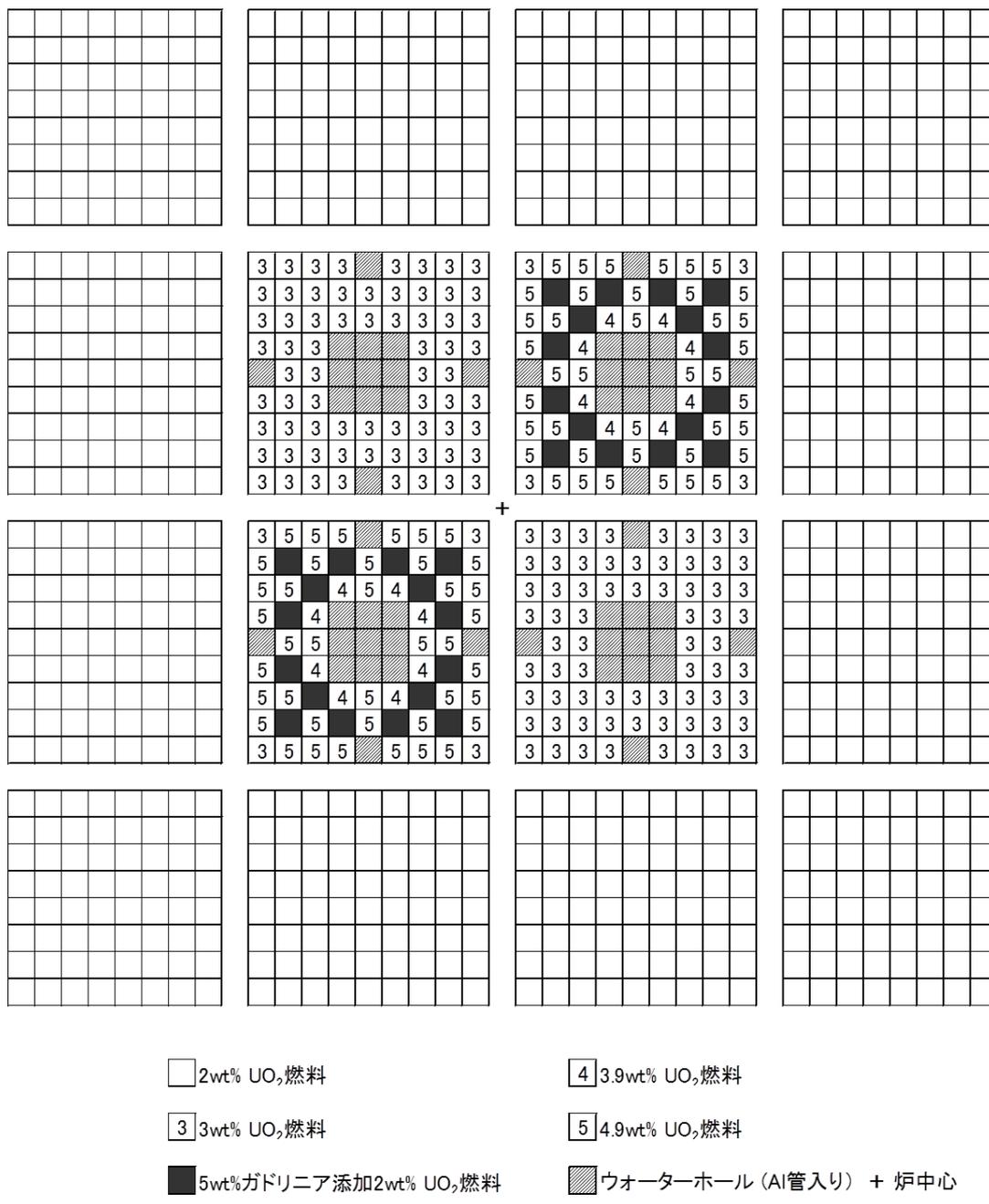


図 4. 2-19 NCA 臨界試験体系列 (高温模擬試験)

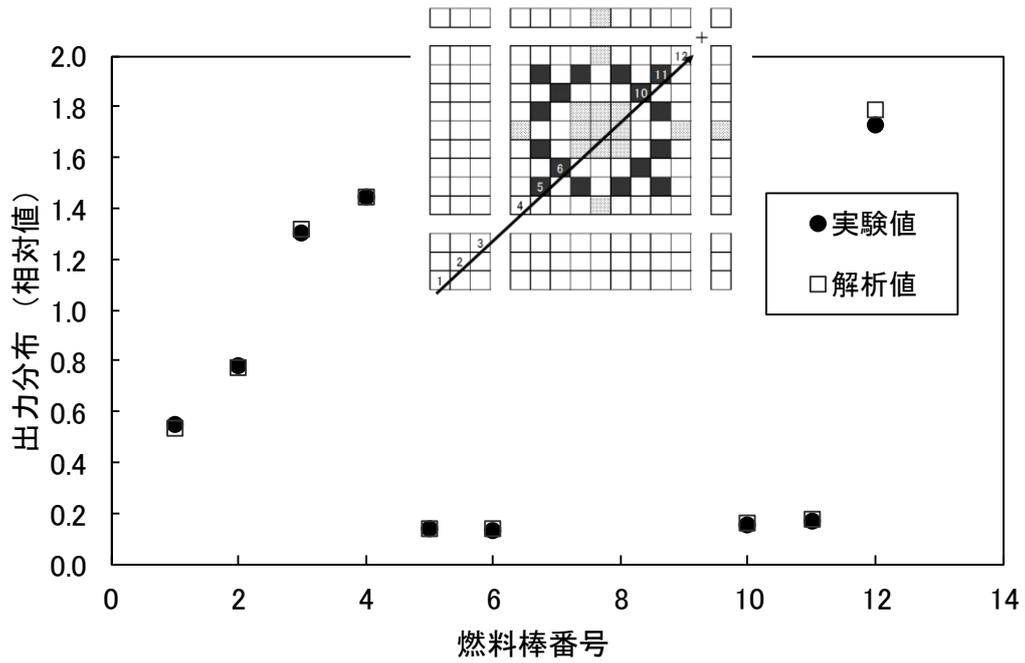


図 4.2-20 NCA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較（高温模擬試験）

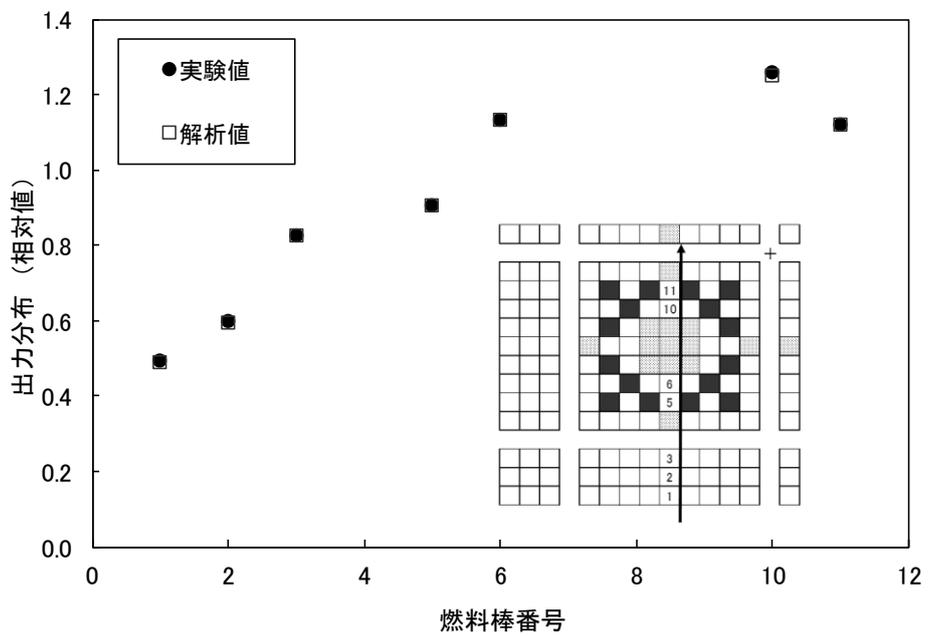


図 4.2-21 NCA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較（低温模擬試験）

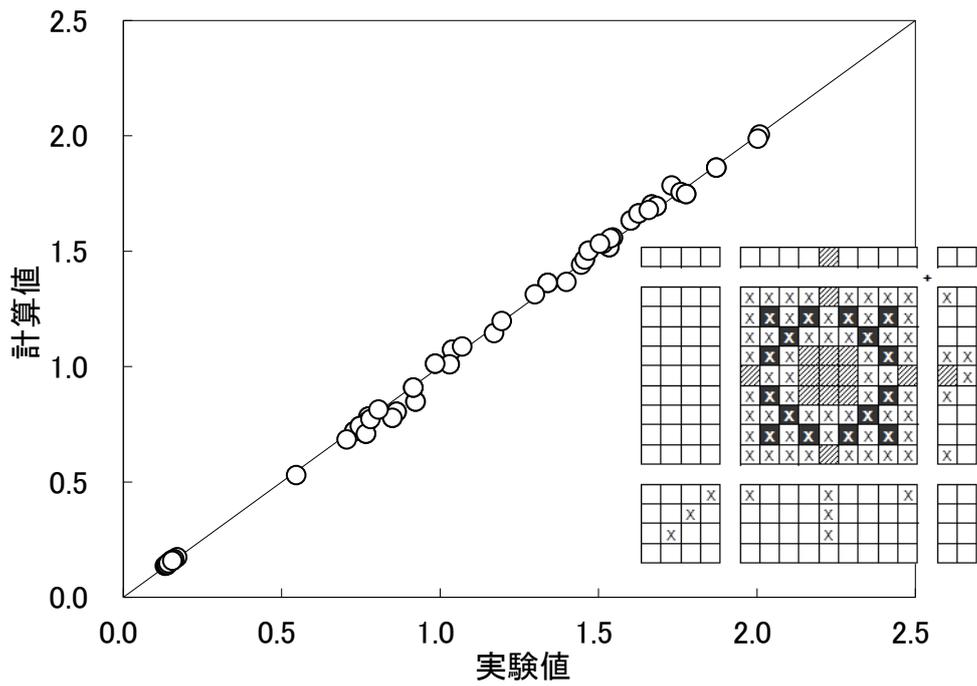


図 4.2-22 NCA 臨界試験における相対出力分布の比較
(全測定点対象, 高温模擬試験)

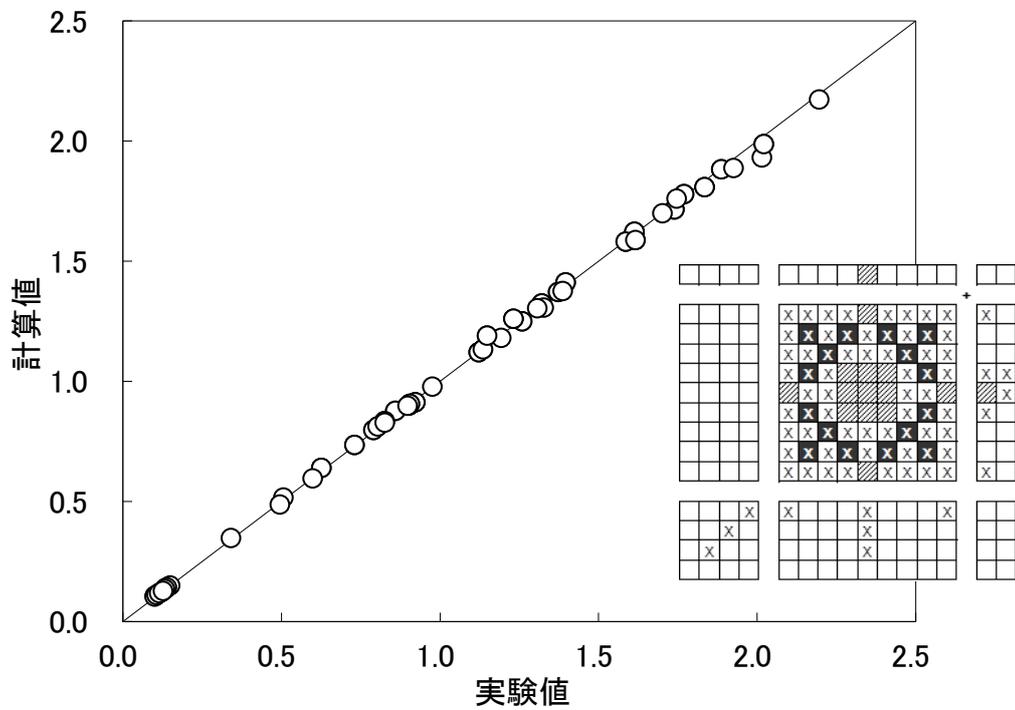


図 4.2-23 NCA 臨界試験における相対出力分布の比較
(全測定点対象, 低温模擬試験)

4.2.3.3 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 4.2-24 及び図 4.2-25 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 で作成したノードごとの均質化核定数（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。なお，バックリングが測定されていない試験は，基準炉心のバックリングを使用した。

4.2.3.3.1 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）の数を変え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 体における MOX 燃料棒 8 本又は 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 又は 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 4.2-26 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 4.2-27 及び図 4.2-28 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 4.2-29 及び図 4.2-30 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。

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。

4.2.3.3.2 各種反応度

4.2.3.3.1 に示した臨界試験を対象とし、ウォータロッド反応度、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 56 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 で作成したノードごとの均質化核定数（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(4.2-4)に示す定義式に基づき反応度を導出した。

$$\rho = \frac{k_R^{eff} - k_P^{eff}}{k_R^{eff} \times k_P^{eff}} \times 10^5 \quad (4.2-4)$$

ここに、 ρ ：各種反応度 (pcm) （*ウォータロッド反応度のみ-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 4.2-31 及び図 4.2-32 に示す。確認した反応度は、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、測定値に対して %であった。

4.2.3.3.3 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、等温温度係数の妥当性確認を行った。実験値は、参考文献 56 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 で作成したノードごとの均質化核定数（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(4.2-5)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。

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

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 4.2-33 に示す。10°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。

4.2.3.3.4 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56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で作成したノードごとの均質化核定数（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(4.2-6)に示す定義式に基づき導出した。

$$\rho = \frac{k_{XB}^{eff} - k_{0B}^{eff}}{k_{XB}^{eff} \times k_{0B}^{eff} \times \beta_{eff}} \times 10^5 \quad (4.2-6)$$

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4.2-34に示す。計算値は、実験誤差の範囲内で実験値と一致している。

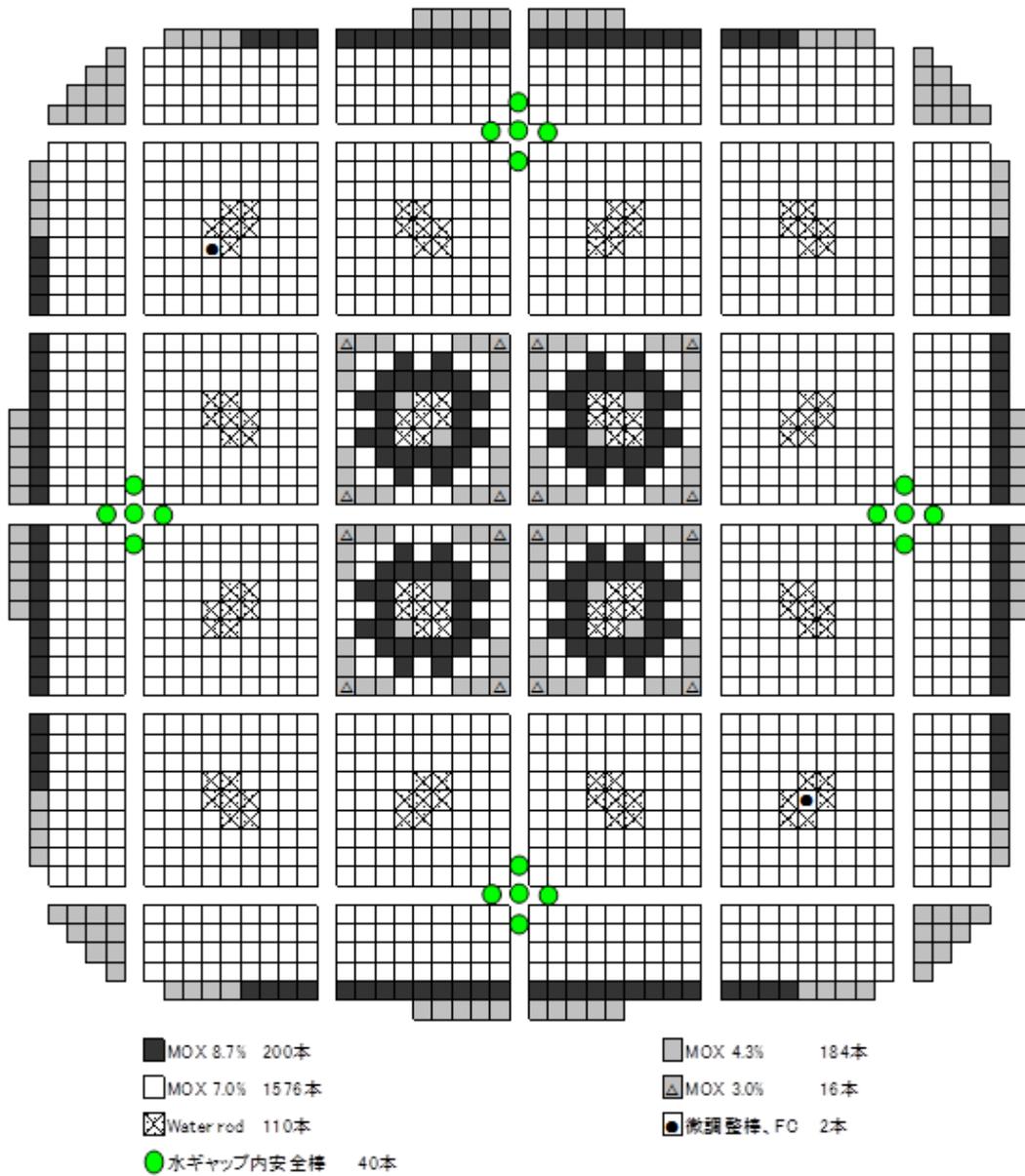


図 4.2-24 BASALA 臨界試験の炉心構成 (炉心 1, 基準炉心)

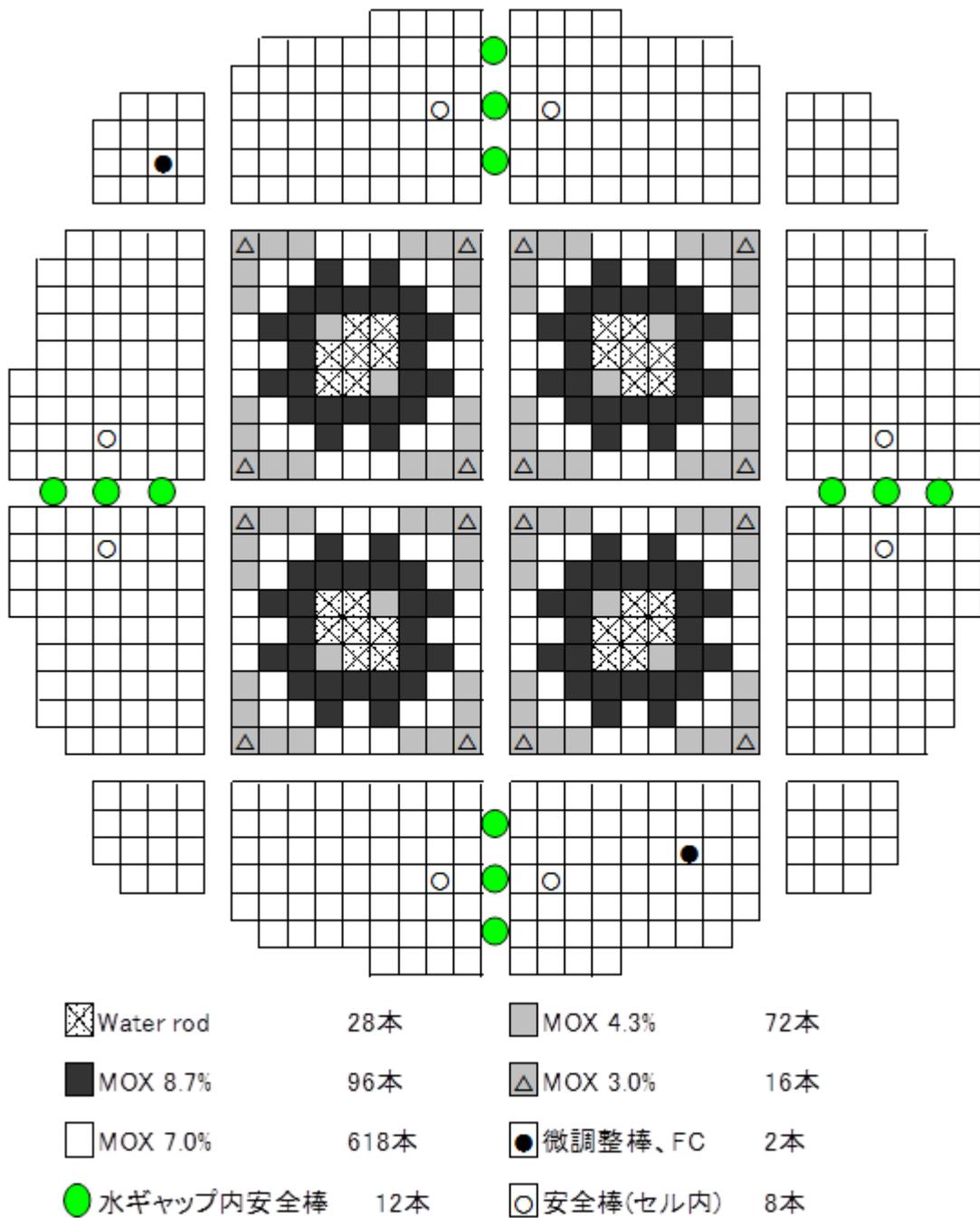


図 4.2-25 BASALA 臨界試験の炉心構成 (炉心 2, 基準炉心)

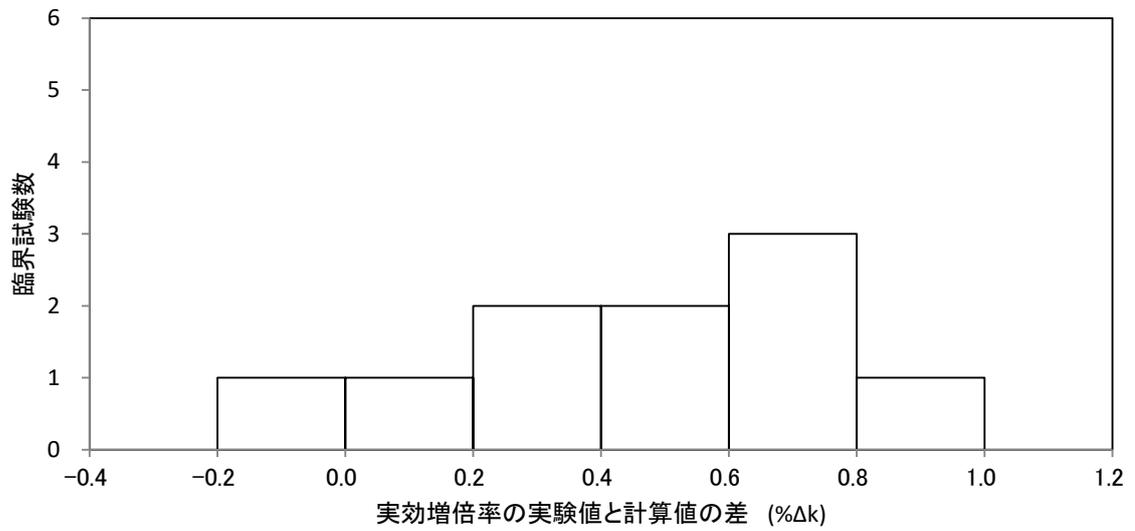


図 4.2-26 BASALA 臨界試験の実効増倍率誤差

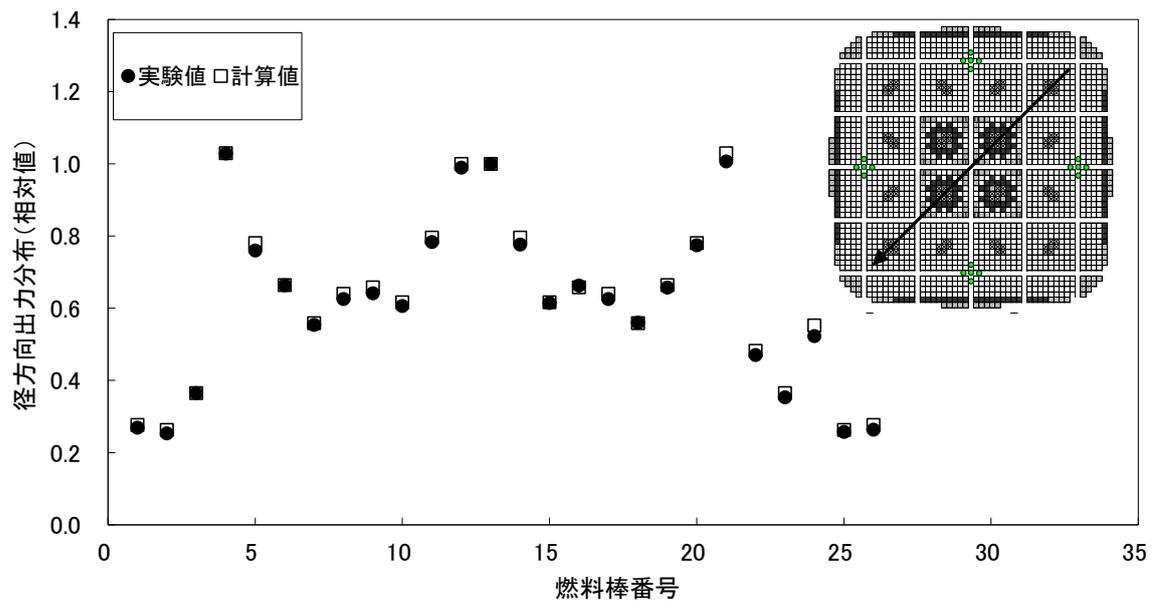


図 4.2-27 BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較
(炉心 1, 基準炉心)

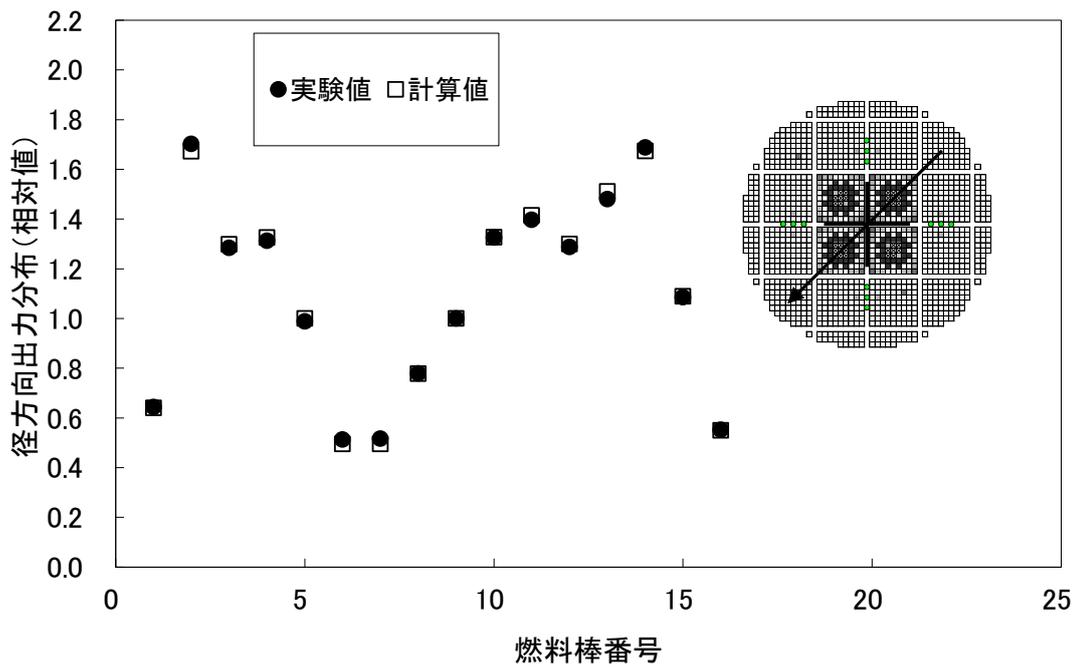


図 4.2-28 BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較 (炉心 2, B₄C 制御棒挿入炉心)

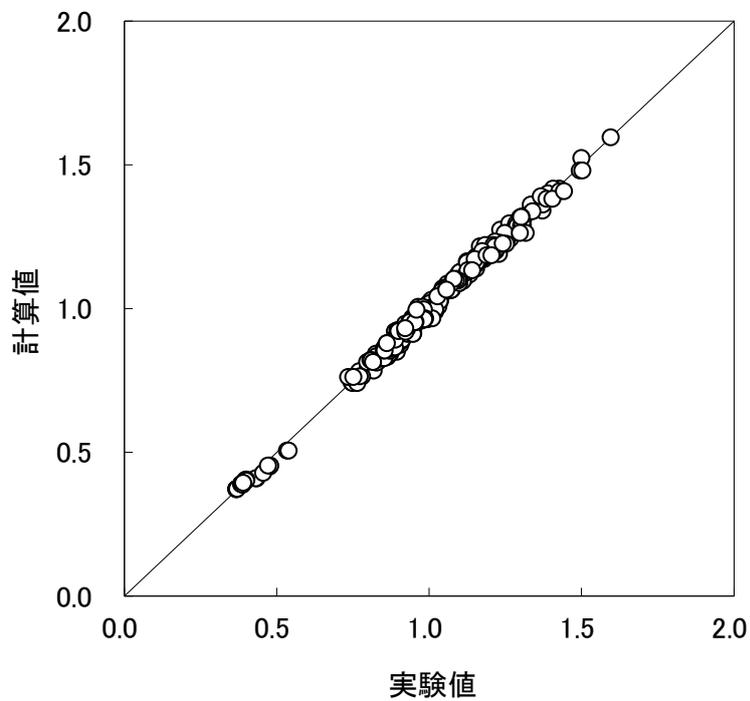


図 4.2-29 BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較 (炉心 1)

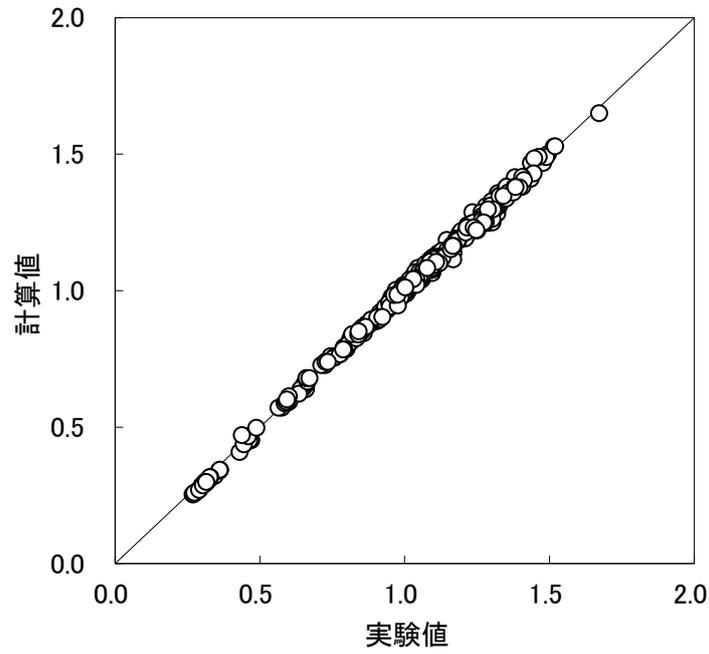


図 4. 2-30 BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較 (炉心 2)

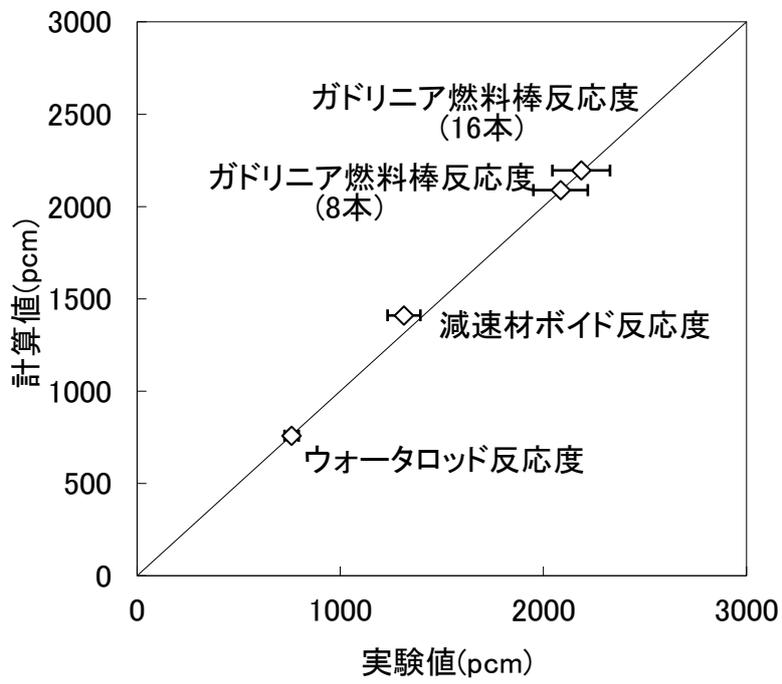


図 4. 2-31 BASALA 臨界試験における反応度の比較 (炉心 1)

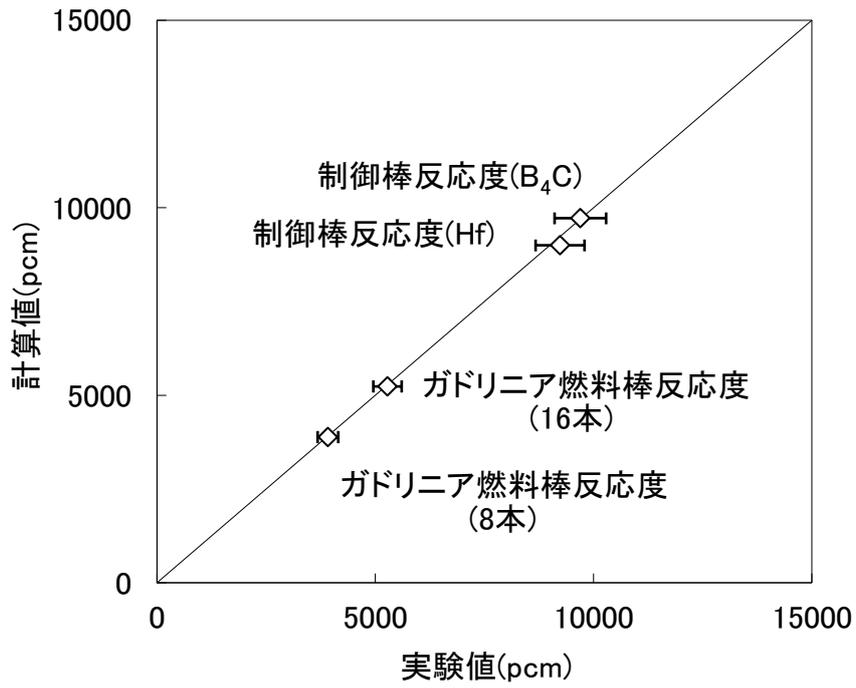


図 4.2-32 BASALA 臨界試験における反応度の比較 (炉心 2)

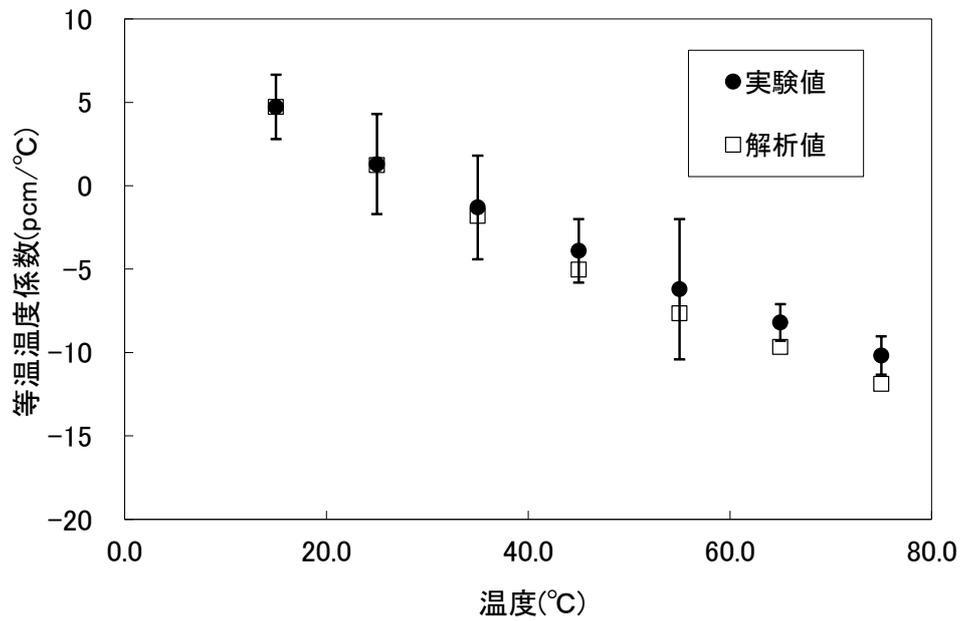


図 4.2-33 BASALA 臨界試験における等温温度係数の比較

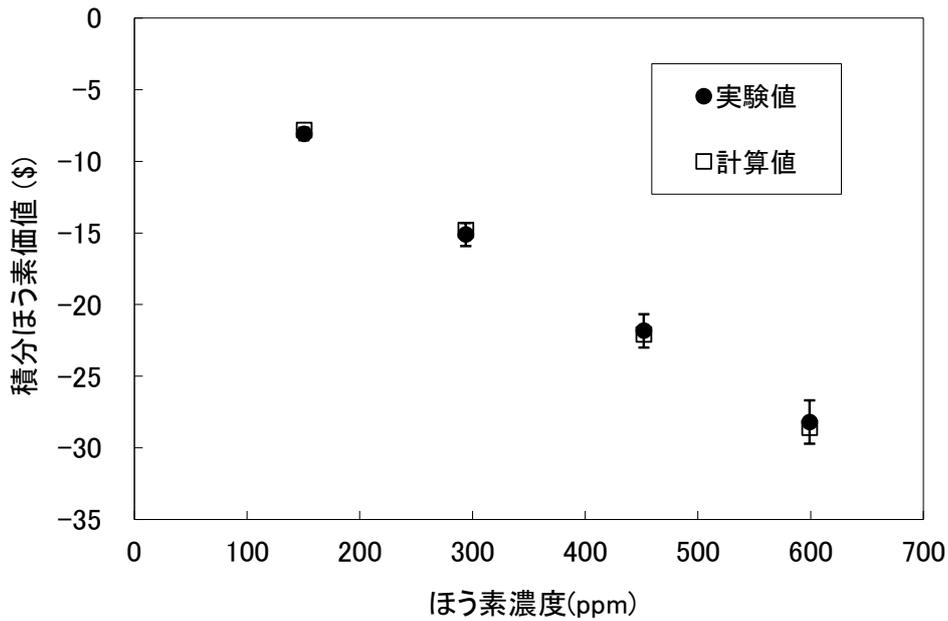


図 4.2-34 BASALA 臨界試験における積分ほう素価値の比較

4.2.3.4 Hellstrand らの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妥当性確認を行った。実験式と LANCR による計算値の比較を図 4.2-35 に示す。Hellstrand らの実効共鳴積分は以下で与えられる。式中の係数は、参考文献 58 で与えられる 4 つの実験式を使用し、参照解はその平均値とした。

$$RI(T) - \delta = (RI(T_0) - \delta) \{1 + \beta(\sqrt{T} - \sqrt{T_0})\}$$

$$RI(T_0) = A + B \sqrt{\frac{S}{M}}$$

$$\beta = 10^{-2} \left(C + D \frac{S}{M} \right)$$

$RI(T)$:	実効共鳴積分 (barn)
T	:	燃料温度 (K)
T_0	:	基準燃料温度 (K) , ここでは $T_0 = 293K$
δ	:	共鳴積分の内の $1/v$ 吸収の寄与 (1.2barn)
S	:	格子効果を考慮した燃料表面積 (cm^2)
M	:	燃料質量 (g)
β	:	温度依存係数

実験式係数

No.	実験式	A	B	$\sqrt{S/M}$
1	Hellstrand & Lundgren	5.35	26.6	0.4 - 0.65
2	Baumann & Pellarin	6.45	24.35	0.4 - 0.76
3	Hardy, Smith & Klein	6.09	24.8	0.28 - 0.85
4	Pettus, Baldwin & Samuel	4.2	28.0	0.44 - 0.94

温度依存係数 β

No.	実験式	A	B	S/M
1	Hellstrand, Blomberg and Horner	0.58	0.5	0.14 - 0.49
2				
3				
4	Pettus, Baldwin & Samuel	0.53	0.5	0.21 - 0.45

4つの実験式間のばらつきを実験式の持つ不確かさとする、温度条件に依存した相対標準偏差は %である。2.2.1において示したように LANCR/AETNA では共鳴群における上方散乱効果を考慮していない。この影響により、図 4.2-35 において 実験式のばらつきの 2σ 以内には収まることを確認した。

実効共鳴積分(U-238)の温度依存性
293/900/1200K

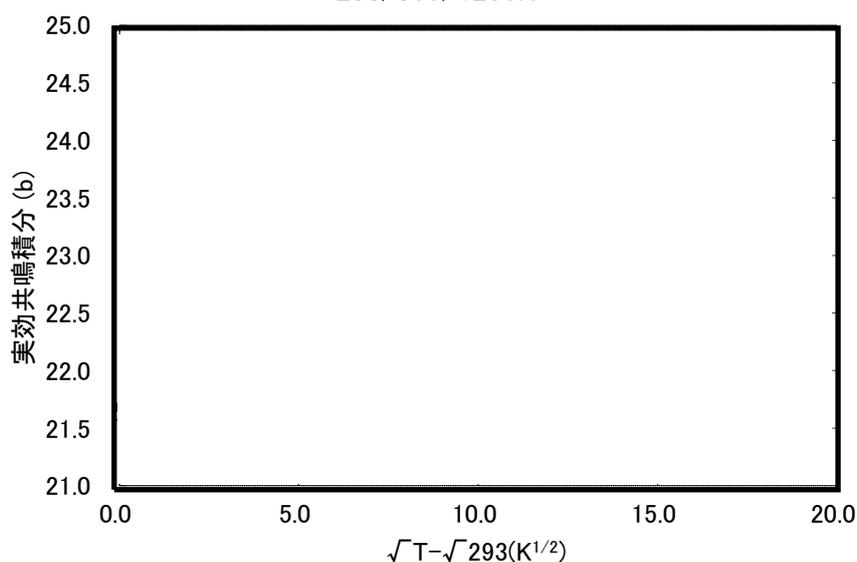


図 4.2-35 U-238 の実効共鳴積分の実験式と計算値の比較

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。

4.2.3.5 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 で作成したノードごとの均質化核定数 (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 4.2-36 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。

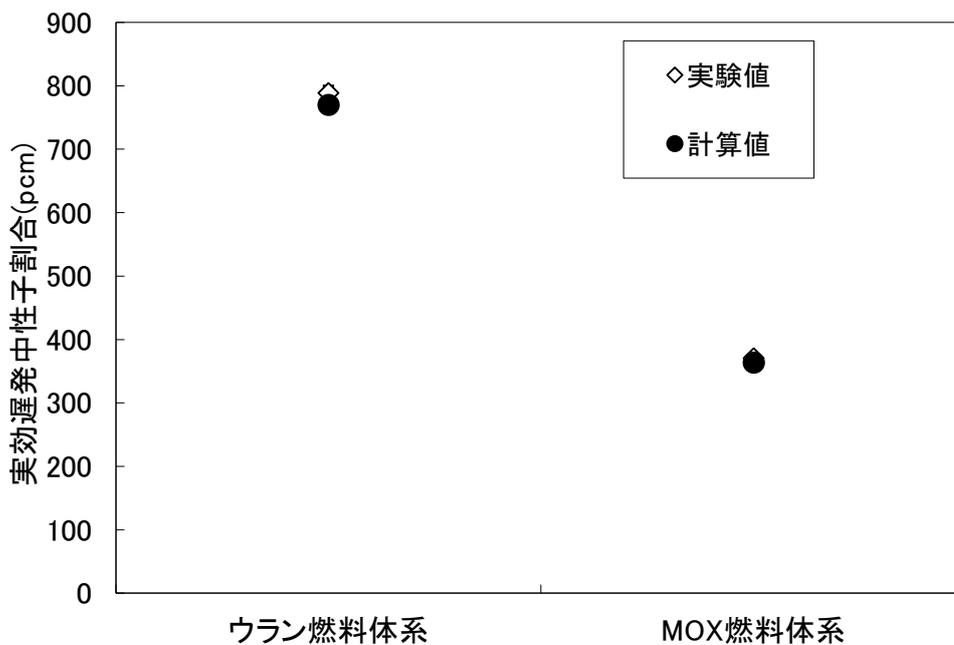


図 4.2-36 MISTRAL 臨界試験における実効遅発中性子割合の比較

4.2.3.6 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	約 17~44GWd/t 程度	約 37~59GWd/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 4.2-37 から図 4.2-41 に示す。測定値との RMS 誤差はウラン燃料で %未満、MOX 燃料で %未満であった。

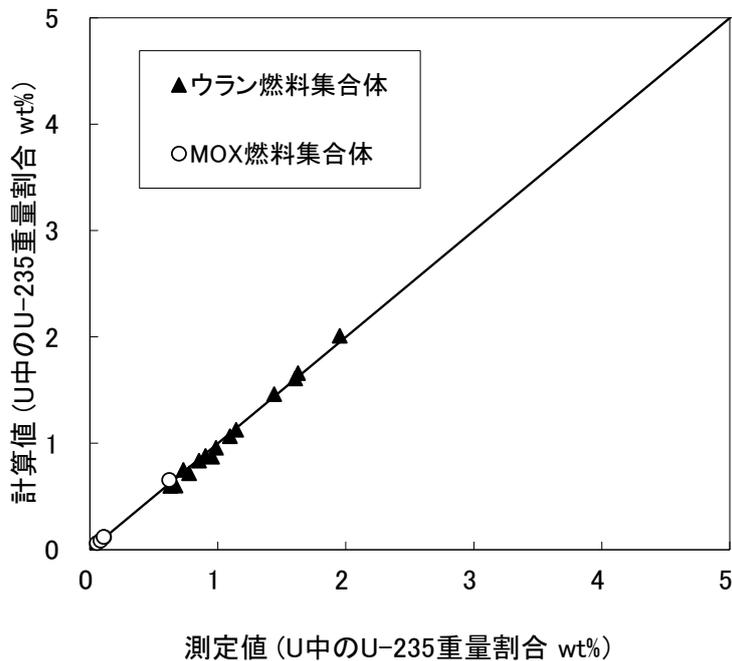


図 4.2-37 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (U-235)

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。

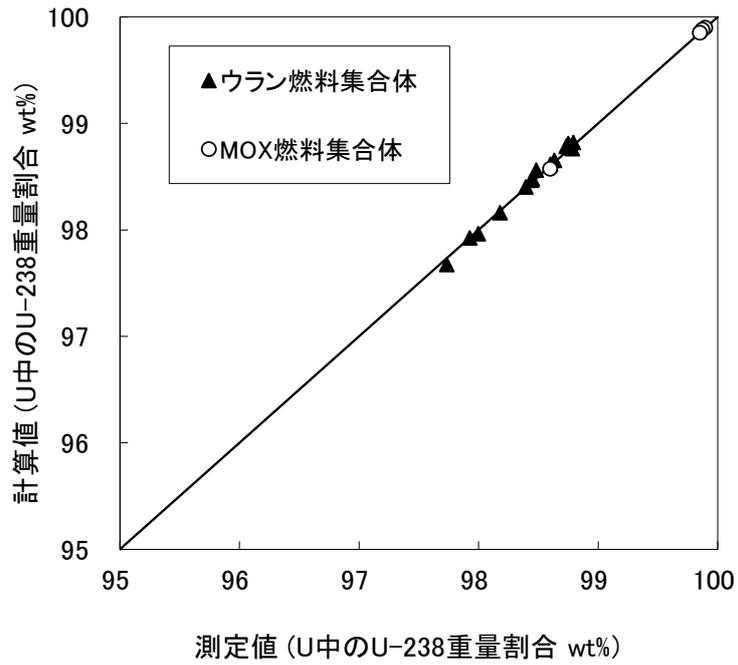


図 4.2-38 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (U-238)

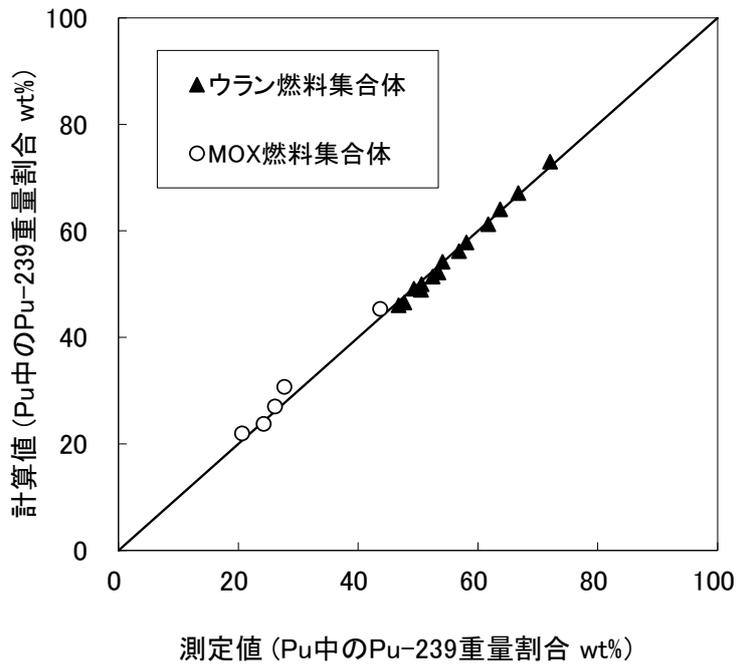


図 4.2-39 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (Pu-239)

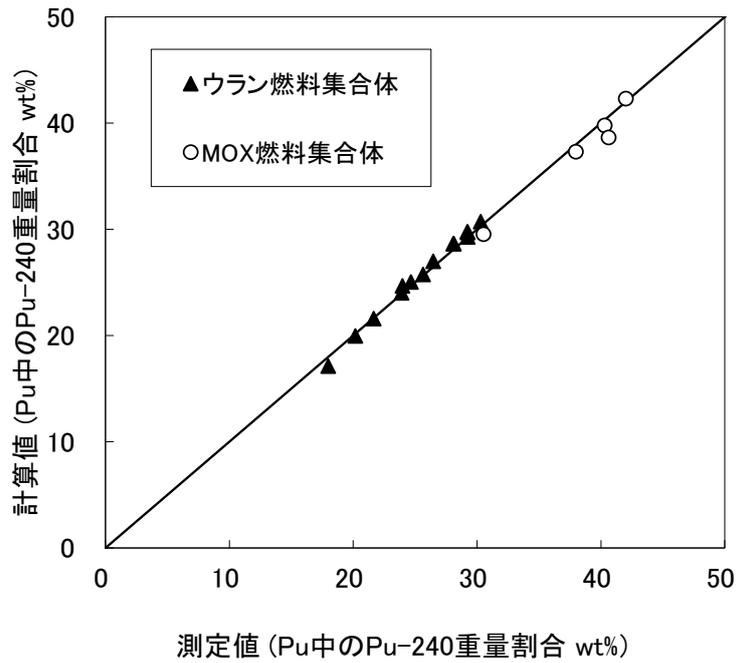


図 4.2-40 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (Pu-240)

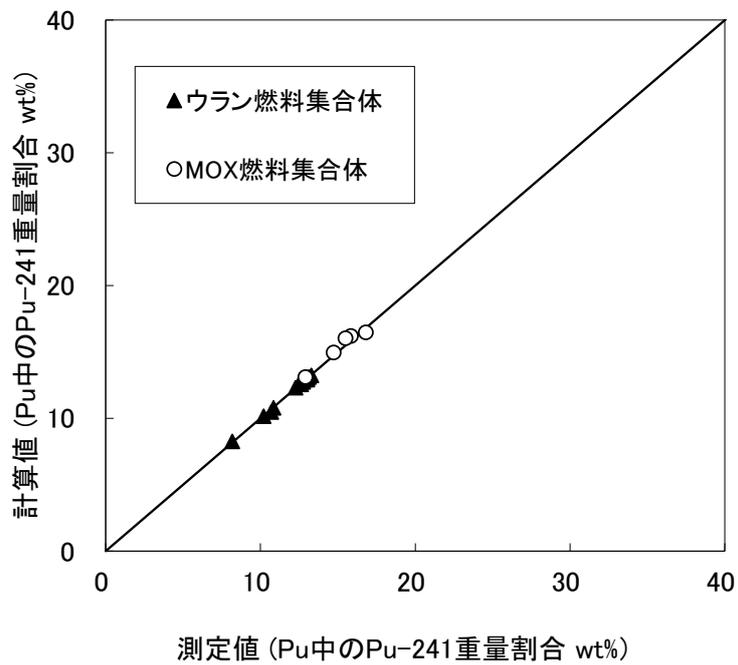


図 4.2-41 燃焼後組成の測定値と計算値の比較 (Pu-241)

4.2.4 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 MCNP5⁶⁷又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 Monteburns2⁶⁸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（以下、「DBRC 効果」という。）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^{16, 17}。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 MCNP5¹⁷（以下、「MCNP5_DBRC」という。）を一貫して使用している。

4.2.4.1 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表 4.2-3 に示す。

表 4.2-3 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 ^{69, 70} 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	MOX 棒の母材 U は 0.2wt%	

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
- ・低温での制御棒引抜状態及び挿入状態
- ・低温でのほう素（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 4.2-42 から図 4.2-44 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(4.2-3)に基づき

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。

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。

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℃ (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 4.2-45 に示す。

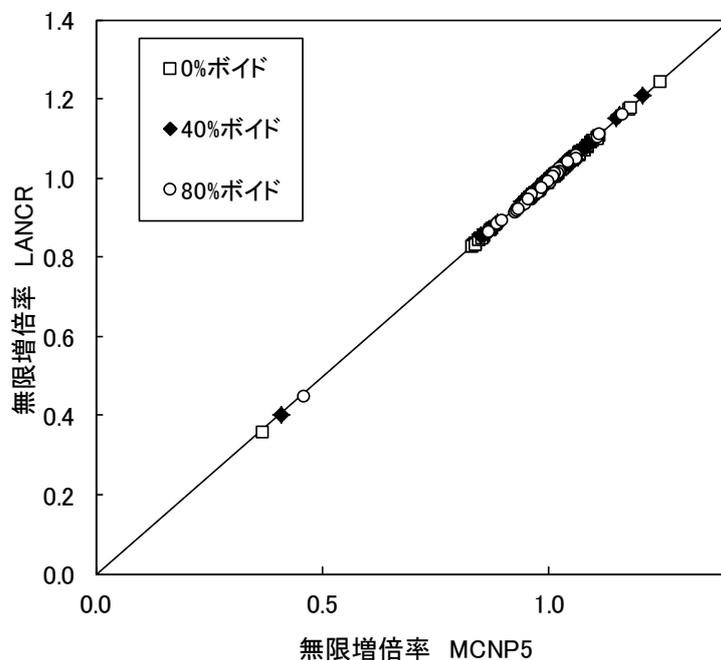


図 4.2-42 未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較
(高温，制御棒引抜状態)

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。

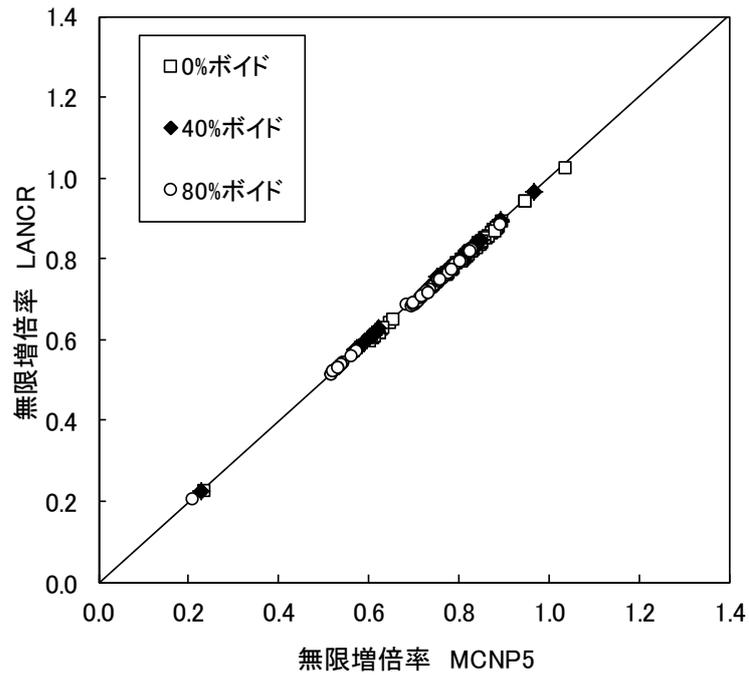


図 4.2-43 未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較
(高温, 制御棒挿入)

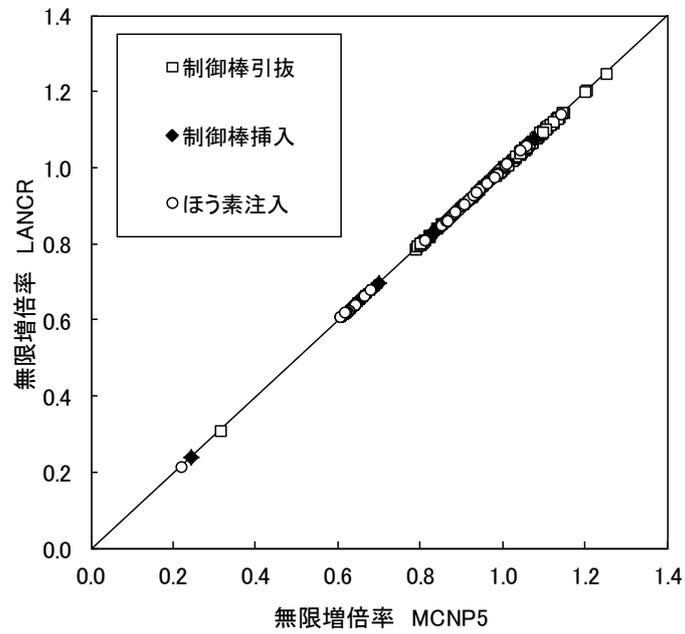


図 4.2-44 未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較 (低温)

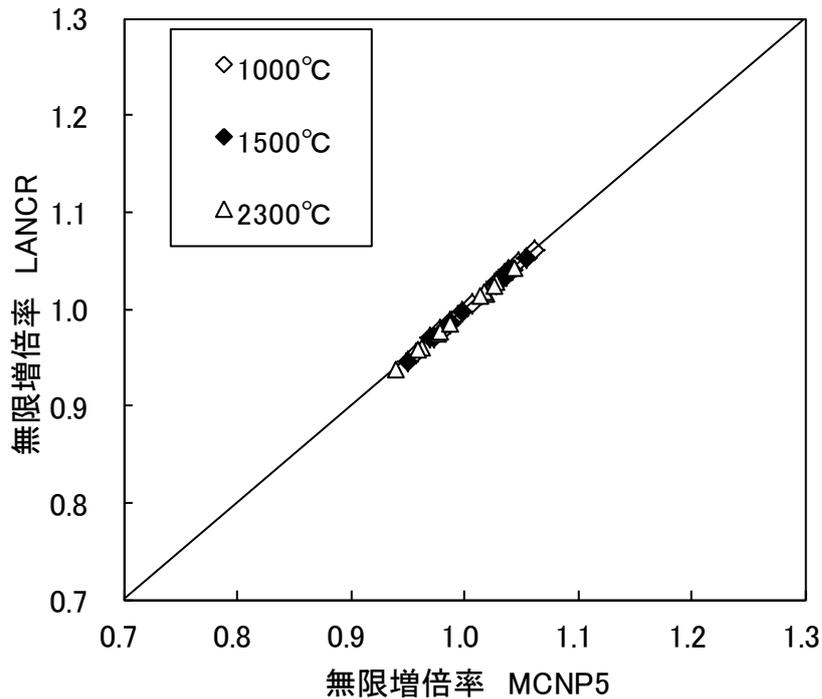


図 4.2-45 未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較
(燃料温度を中性子反応断面積ライブラリ温度テーブル上限まで変化)

4.2.4.2 ウラン濃縮度の変化及びプルトニウム含有率の変化に対する妥当性確認

4.2.4.2.1 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 0.71wt%、2.0wt%、4.0wt% 及び 6.0wt% の 4 種類とし、それぞれについて、まず LANCRC 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 4.2-46 に示す。無限増倍率の差はウラン濃縮度に依存せず同程度であり、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 % 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。

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。

4.2.4.2.2 プルトニウム含有率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含有率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 燃料集合体形状でプルトニウム含有率を全て均一にした（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%（プルトニウム含有率は最大 15.5wt%）の 5 種類とし、それぞれについて、まず LANCER 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 4.2-47 に示す。無限増倍率の差は Puf 富化度に依存せず同程度であり、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 \square % 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 \square %であった。

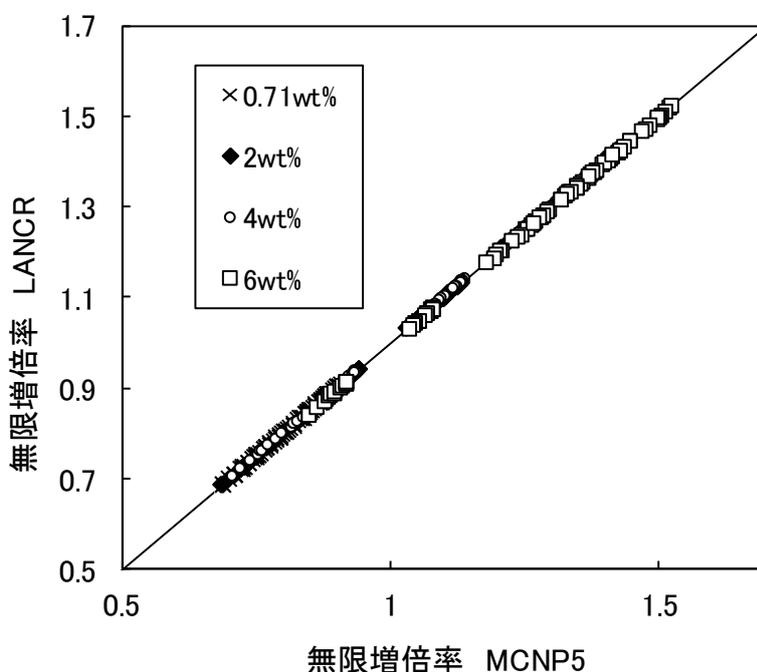


図 4.2-46 ウラン濃縮度ごとの無限増倍率のモンテカルロ計算との比較

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。

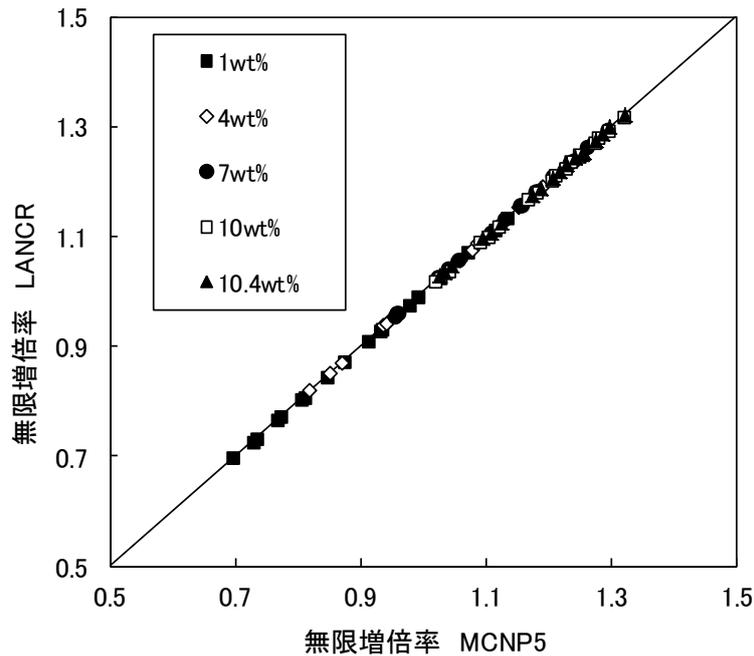


図 4.2-47 Pu 富化度ごとの無限増倍率のモンテカルロ計算との比較

4.2.4.3 反応度価値及び反応度係数に対する妥当性確認

4.2.4.3.1 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8×8 MOX 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(4.2-7)に示した定義に基づき評価した。

$$W_{Gd} = (k_x^\infty - k_0^\infty) \times 100 \quad (4.2-7)$$

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 4.2-48 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。

4.2.4.3.2 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8×8 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

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%又は 100%とした計算を行い、式(4.2-1)に示した定義に基づき減速材ボイド係数を評価した。

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 4.2-49 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。

4.2.4.3.3 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8×8MOX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又は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℃、181℃又は286℃とし、減速材中のほう素濃度を0ppmから660ppm又は1,700ppmに変化させ、式(4.2-8)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。

$$W_B = (k_x^\infty - k_0^\infty) \times 100 \quad (4.2-8)$$

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 4.2-50 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。

4.2.4.3.4 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 4.2-3 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 又は MCNP5 により算出し、式(4.2-9)に示す定義により制御棒価値を導出し、比較した。

$$W_{CR} = (k_{con}^\infty - k_{unc}^\infty) \times 100 \quad (4.2-9)$$

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 4.2-51 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、B₄C(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×

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。

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4.2-52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対し特異な依存性は認められない。

4.2.4.3.5 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又は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(4.2-10)に示す定義により導出し、比較した。

$$C_{IT} = \frac{k_{HT}^{\infty} - k_{LT}^{\infty}}{k_{LT}^{\infty} \times (T_{HT} - T_{LT})} \times 100 \quad (4.2-10)$$

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（ $^{\circ}C$ ）

T_{LT} ：温度上昇前の燃料，減速材温度（ $^{\circ}C$ ）

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4.2-53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 (% $\Delta k/k/\Delta^{\circ}C$)であった。

4.2.4.3.6 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、同一の組成条件下でLANCR又はMCNP5によって燃料棒温度が冷温又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℃（又は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(4.2-2)

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。

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 4.2-54 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。

モンテカルロ計算では、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を考慮している。LANCR ではこの効果を考慮しておらず、本効果が LANCR の結果に与える定量的な影響評価はできていないが、LANCR/AETNA ではドップラ係数の不確かさを定量的に把握し、設計時に設定する裕度を下回ることを確認することで設計に悪影響が無いことを確認している。

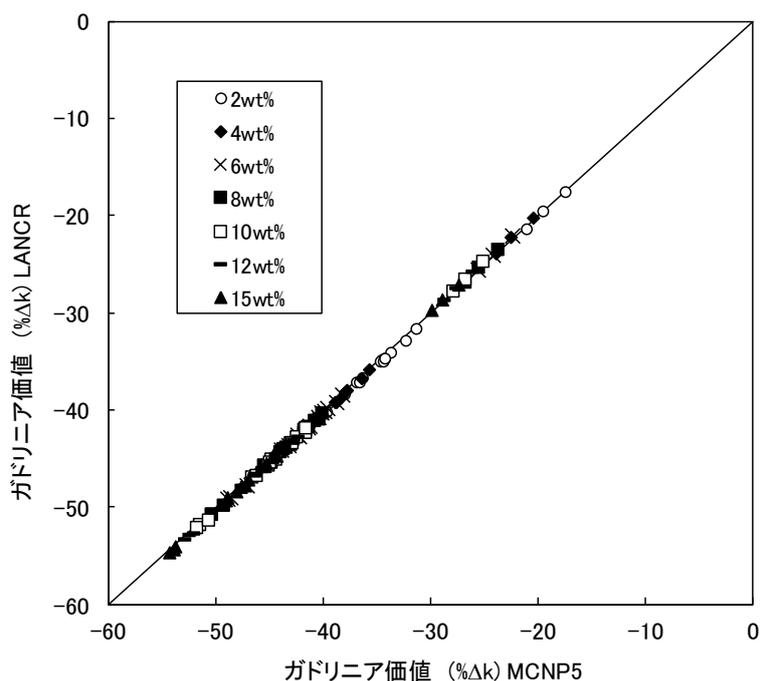


図 4.2-48 ガドリニア値のモンテカルロ計算との比較

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。

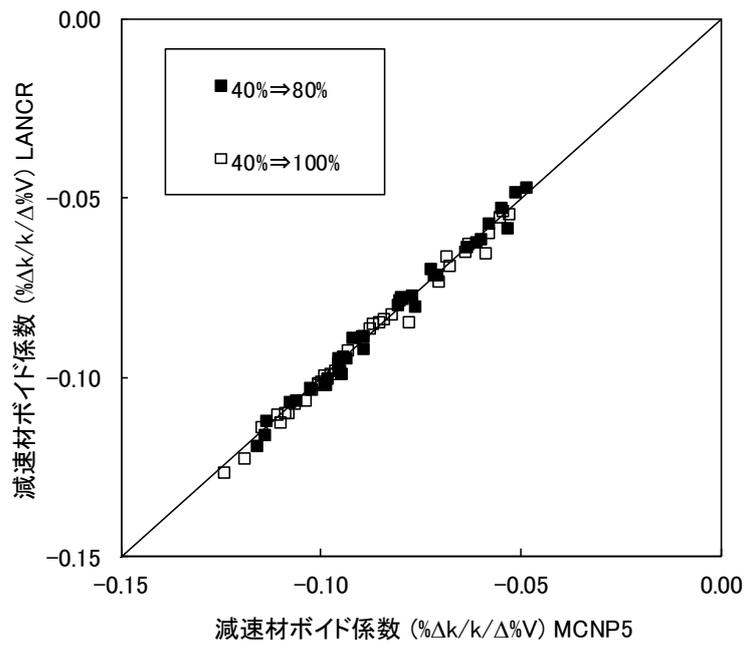


図 4.2-49 減速材ボイド係数のモンテカルロ計算との比較

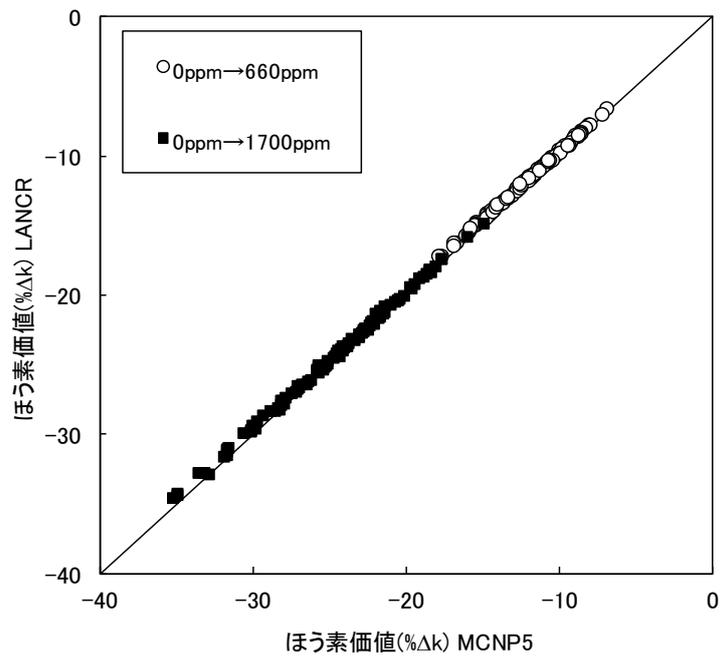


図 4.2-50 ほう素価値のモンテカルロ計算との比較

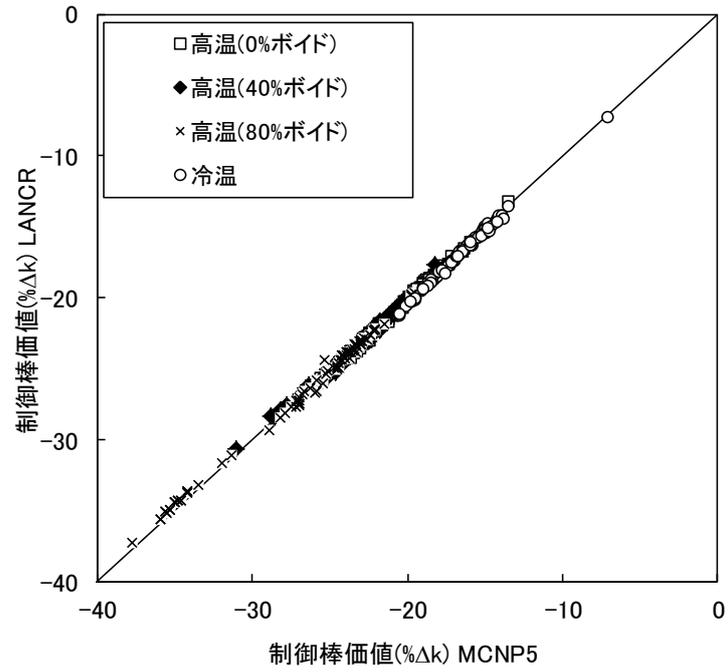


図 4.2-51 制御棒価値のモンテカルロ計算との比較

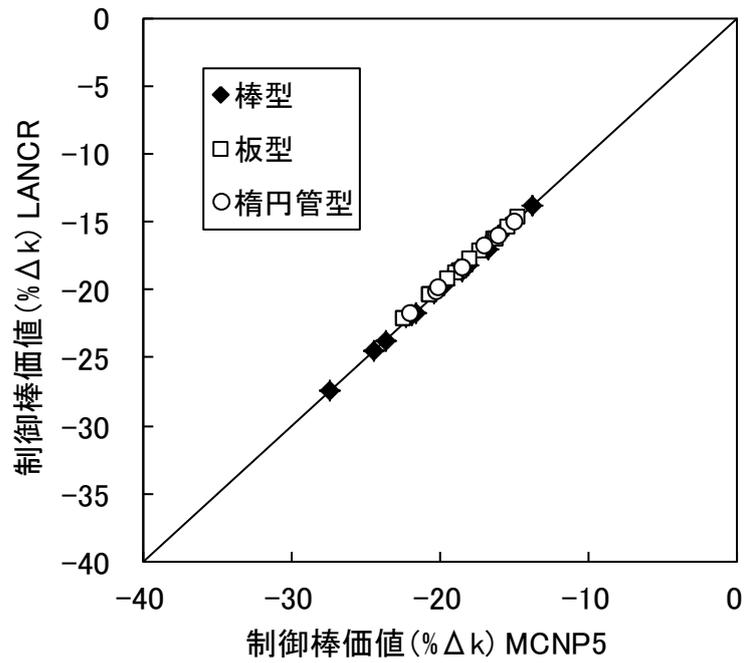


図 4.2-52 形状の異なる制御棒価値のモンテカルロ計算との比較

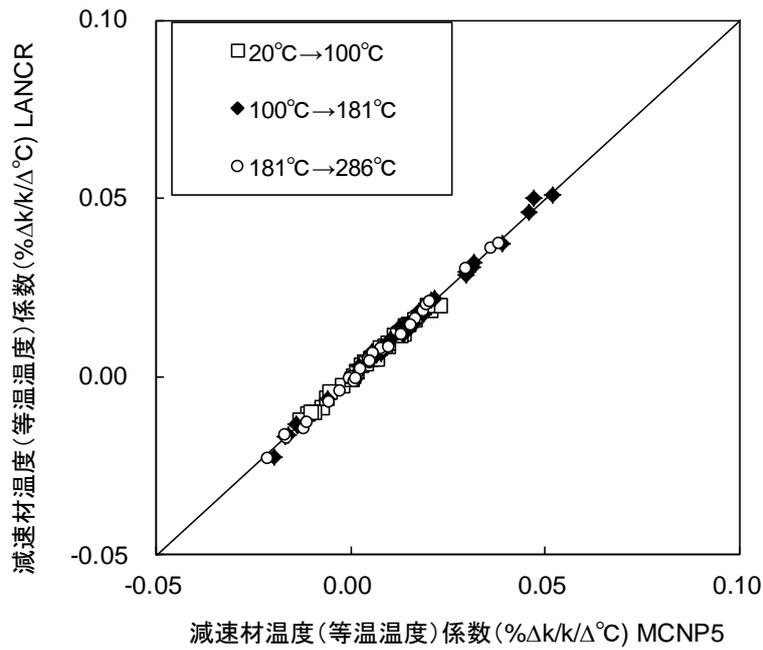


図 4.2-53 等温温度係数のモンテカルロ計算との比較

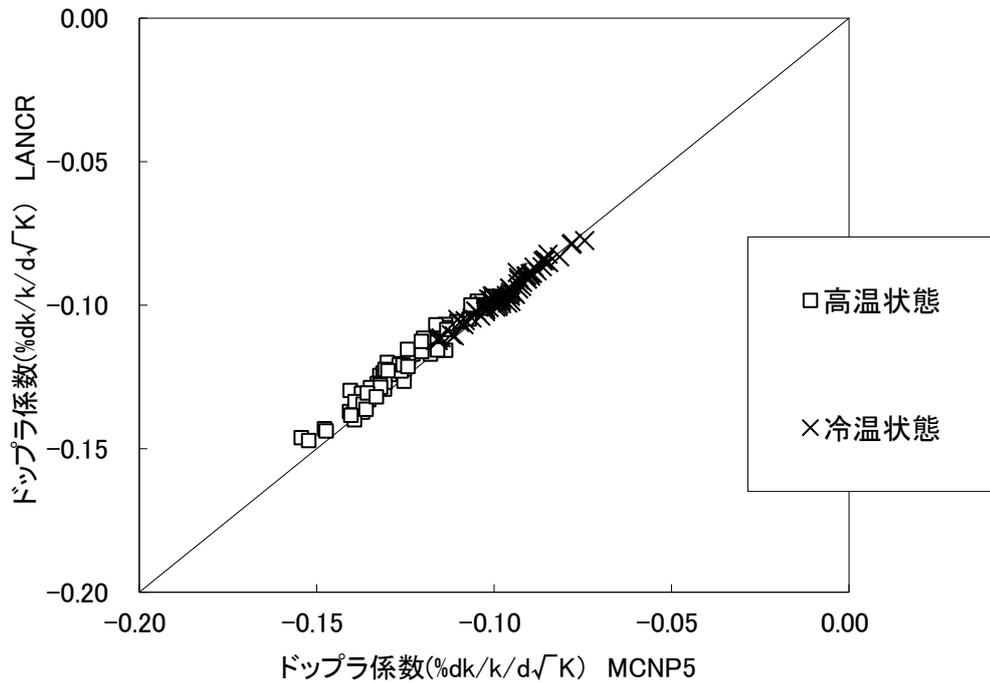


図 4.2-54 ドップラ係数のモンテカルロ計算との比較

4.2.4.4 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4.2-55から図4.2-58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 \square % Δk ~ \square % Δk の範囲内で一致した。

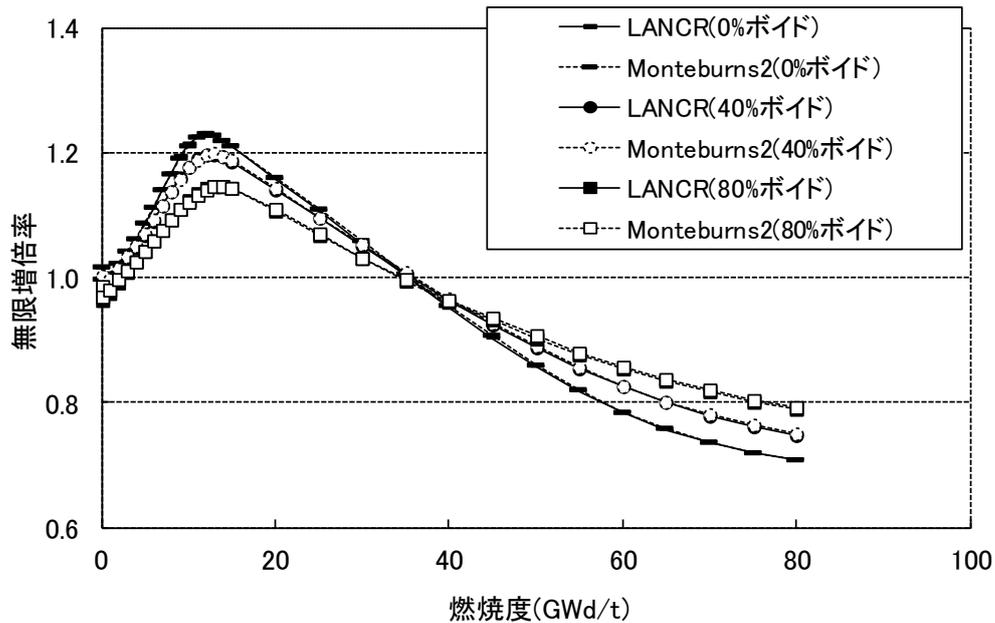


図 4.2-55 燃焼特性のモンテカルロ計算との比較
(9×9ウラン燃料集合体)

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。

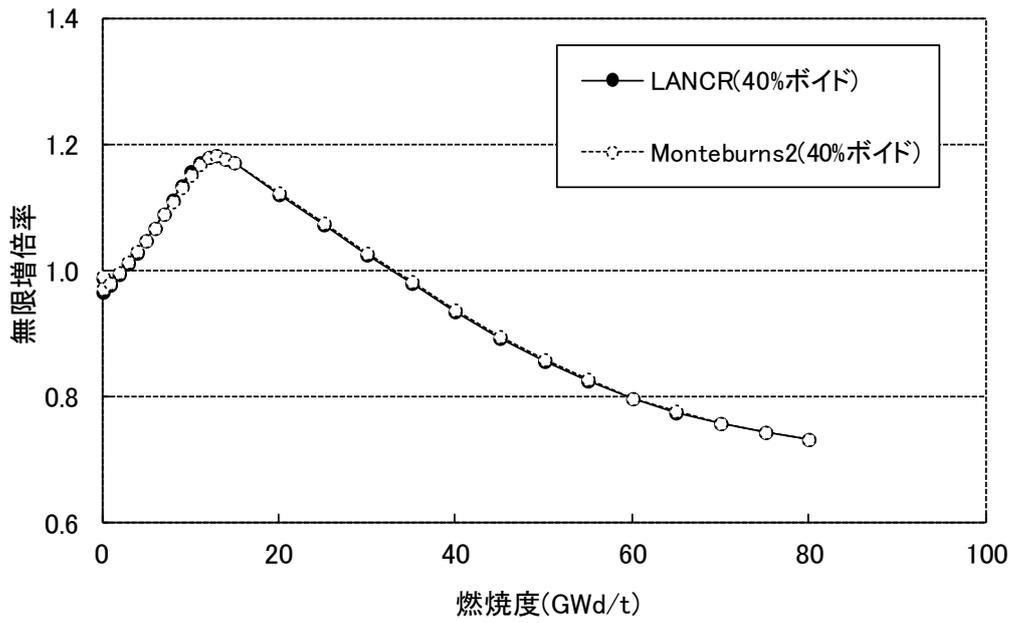


図 4.2-56 燃焼特性のモンテカルロ計算との比較
(8×8 ウラン燃料集合体)

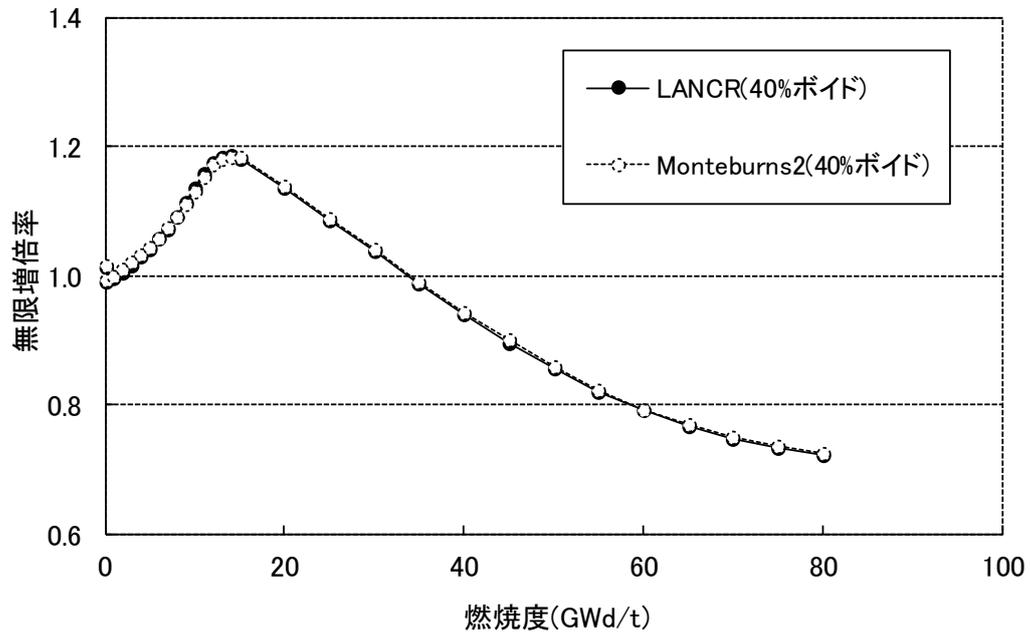


図 4.2-57 燃焼特性のモンテカルロ計算との比較
(10×10 ウラン燃料集合体)

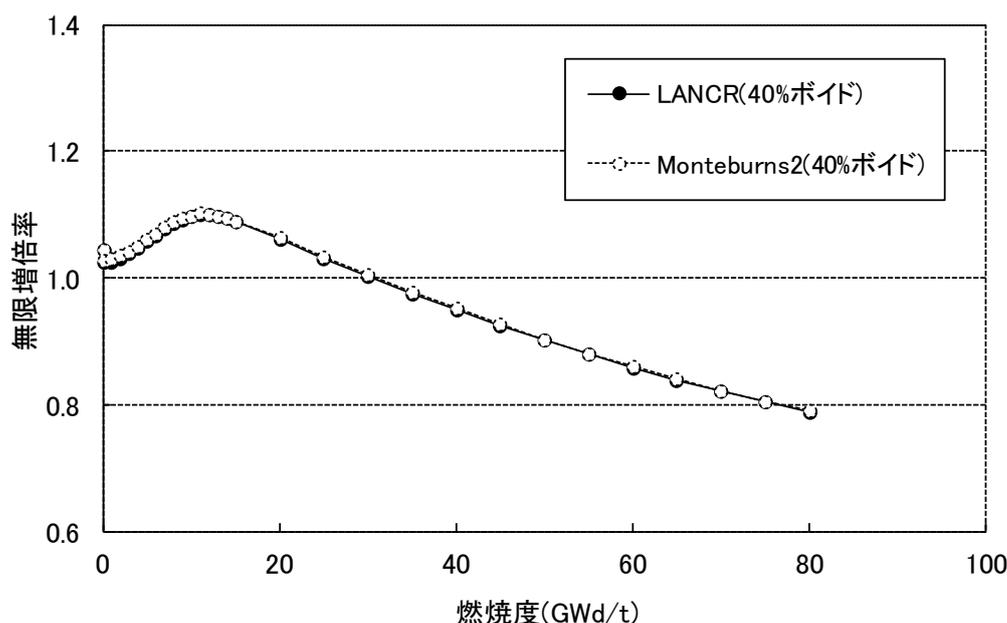


図 4.2-58 燃焼特性のモンテカルロ計算との比較
(8 × 8 MOX 燃料集合体)

4.2.4.5 ガンマ発熱量に対する妥当性確認

LANCR では、3.1.7 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 LANCER 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 4.2-59 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。

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。

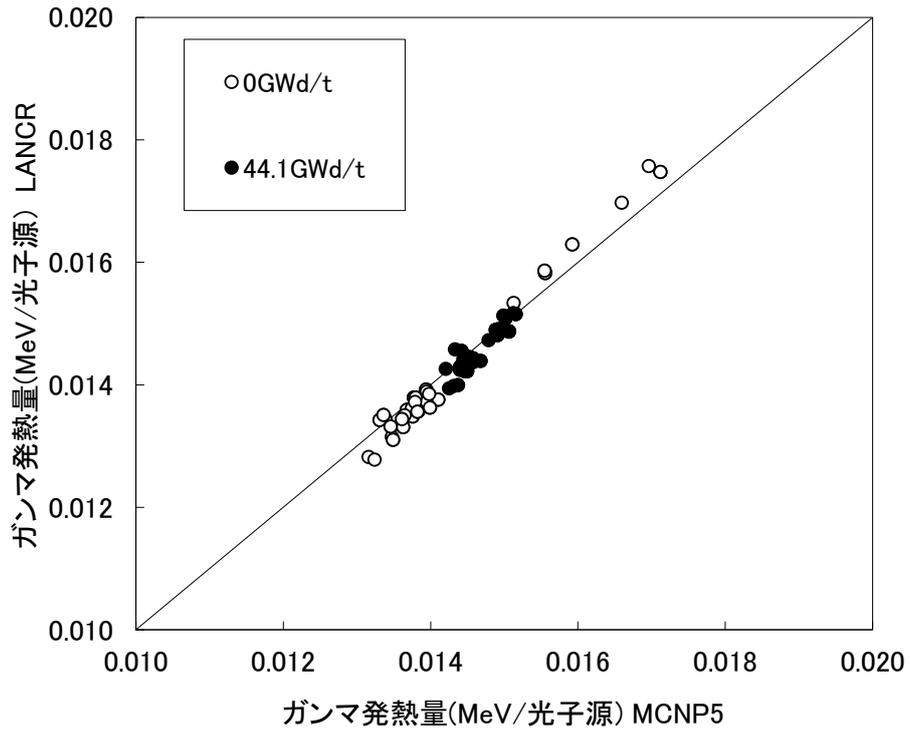


図 4.2-59 ガンマ発熱量のモンテカルロ計算との比較

4.3 AETNA の検証及び妥当性確認

4.3.1 概要

AETNA の検証及び妥当性確認は、以下の4通りの観点で実施した。

(a) ベンチマーク問題による検証

妥当性確認の前提として実施した検証結果のうち、信頼性確認の参考となる国際ベンチマーク問題による検証結果を示す。

(b) 連続エネルギーモンテカルロ計算等による妥当性確認

連続エネルギーモンテカルロ計算等を参照解とする妥当性確認に準ずる確認。

(c) 実機運転データによる妥当性確認

BWR プラント運転中の TIP 信号、運転後のガンマスキャン測定結果などを参照解として実施する妥当性確認で総合効果試験としての意味を持つ。

(d) 試験による妥当性確認

集合体に対する熱水力試験や安定性試験など実機体系に対する測定試験の結果を参照解とする妥当性確認で個別効果試験としての意味を持つ。

詳細を次節以降に述べる。

4.3.2 検証及び妥当性確認の構成

実施した検証及び妥当性確認は以下の通り。

(1) ベンチマーク問題による検証

(2) 連続エネルギーモンテカルロ計算等による妥当性確認

(3) プラント運転実績による妥当性確認

- ① 冷温時臨界固有値（制御棒価値を含む）
- ② 出力運転時臨界固有値
- ③ 出力分布（移動式炉心内計装系 TIP との比較）
- ④ 出力分布（ガンマスキャンとの比較）
- ⑤ 燃料棒出力分布（ガンマスキャンとの比較）
- ⑥ 照射後試験の測定ペレット燃焼度と計算燃焼度との比較
- ⑦ MOX 燃料装荷炉心
- ⑧ 長期停止運転
- ⑨ 部分出力運転

(4) 試験による妥当性確認

- ① 減速材ボイド分布の試験との比較
- ② 燃料集合体圧力損失の試験との比較
- ③ SPERT 実験との比較
- ④ 安定性試験高次モード分布との比較

上記(3)と(4)④について、実施プラント及びサイクル数データを表 4.3-1 から表 4.3-9 に示す。8×8、9×9及び10×10燃料集合体が装荷されたウラン及び

MOX 炉心の至近の 4～5 サイクルの運転実績データを使用した。表に示す格子形状の定義は参考文献 69 及び 70 に示される。炉圧は 7.3MPa まで含まれている。

(3)③～⑤の出力分布特性については、ウラン燃料装荷炉心における TIP、ガンマスキャン測定値との比較評価により妥当性確認を実施している。

(3)①冷温時臨界固有値(制御棒価値を含む)については、起動試験評価及び各サイクルの起動時の試験評価により妥当性を確認している。

10×10 燃料集合体については国内装荷実績がないため、(1)ベンチマーク計算による妥当性確認例及び(3)⑤の米国プラントの追跡計算による燃料棒ガンマスキャン解析結果の例を示す。AETNA は燃料集合体を均質化したノード法を用い、核計算における信頼性の燃料格子数依存性が低いこと、また、熱水力モデルにおいて燃料格子数によらない均質流をベースとする相関式等を用いて評価する手法としたことから、10×10 燃料にも適用可能である。なお、AETNA とほぼ同じ物理モデルを持つ AETNA Ver. 2 コードによる、10×10 燃料集合体が装荷された海外プラントの運転実績に対する妥当性確認結果が参考文献 71 に示されている。

7×7 燃料集合体が装荷された炉心については、本書では妥当性確認例を示していないが、参考文献 72 及び 73 に AETNA Ver. 1 及び AETNA と核モデルが同一の TRACG Ver. 5 による BWR 4 炉心のプラント過渡解析への適用実績が示されている。

120%までの増出力運転に対しては、LANCR による核定数は 100%ボイドまで適用可能なこと、また AETNA では核定数テーブルの水密度に対する外挿誤差の低減のため、高ボイド率での LANCR 核定数をデータベースに含めていること、さらに AETNA のボイド相関式及び GEXL 相関式は、試験データとの比較に示されるように高ボイド率まで適用できることから、本書で示す妥当性確認により増出力運転に対する適用性も判断できる。なお、参考ではあるが AETNA と同じ要素モデル(増出力で影響を受けやすい熱水力、及び核定数モデルは AETNA と等しい)を有する NRC 認可の改良修正 1 群コード PANACEA Ver. 11 コード⁷⁴は、120%までの増出力運転に対して 9×9 及び 10×10 燃料装荷の米国プラントの運転実績を用いて妥当性確認⁷⁵がなされている。本報告では約 104%増出力プラントにおけるガンマスキャンによる燃料棒出力の妥当性確認が含まれている。

MOX 炉心については、上記(1)ベンチマーク問題による検証、(2)連続エネルギーモンテカルロ計算による妥当性確認及び(3)⑦に示す MOX 燃料を装荷した BWR 荷炉心の実績データによる妥当性評価を実施しており、冷温時臨界固有値(制御棒価値を含む)、運転時臨界固有値、及び出力分布(TIP との比較)について至近のウラン炉心と比較している。

長期炉停止後の運転時の炉心特性については、上記(2)連続エネルギーモンテカルロ計算等による妥当性確認(燃焼履歴問題の炉停止問題)に加えて、(3)⑧に示すプラントの実績データによる臨界固有値及び出力分布(TIP との比較)の妥当性評価を実施した。

部分出力運転時の炉心特性については、(3)⑨に示すプラントの炉心流量予測及び出力分布(TIP との比較)について妥当性評価を実施した。

MLHGR と MCPRⁱについては、(3)⑤燃料棒出力ガンマスキャン結果とともに(2)連続エネルギーモンテカルロ計算を用いた燃料棒局所出力のベンチマーク計算による妥当性確認結果を示す。

SLC 作動模擬状態については(2)にて3次元全炉心 MCNP との比較による妥当性確認を行った。

(4)の①減速材ボイド分布及び②燃料集合体圧力損失については、旧(財)原子力発電技術機構(以下、「NUPEC」という。)で実施された8×8及び9×9燃料に対する熱水力試験の結果との比較による妥当性評価を行った。チャンネル流量配分モデルについては、炉心内のチャンネル圧力損失が等しいという仮定に基づきチャンネルの流量は配分されるため、チャンネル圧力損失試験結果でその妥当性を確認しており、(2)にて詳細熱水力計算コードとの比較による妥当性確認も実施した。

動特性モデルについては、(1)で制御棒落下事故に対するベンチマーク問題及び(4)③SPERT 実験の解析を示す。SPERT 実験では、制御棒反応度及びドップラ反応度の妥当性も確認される。スクラム反応度の実績データ解析については、AETNA 単独では熱水力フィードバックを考慮できないため本書には示さないが、AETNA と核モデルが同一の TRACG Ver. 5 と組み合わせて評価した例が、BWR 4 炉心のプラント過渡解析^{76, 77}について示されている。

高次モード計算モデルの未臨界度、及び高次モード出力分布の妥当性については、(2)での円筒炉心に対する高次モードの解析解による妥当性確認及び(4)④の実機安定性試験で得られた結果との比較による妥当性確認を実施した。

AETNA による運転実績追跡計算においては、断面積及び燃焼計算モデルとして、多種類制御棒モデル(B₄C 及びハフニウム型制御棒)、部分制御棒挿入モデル、及びドップラ反応度モデル、並びに制御棒履歴モデル、燃焼度平均法の履歴相対水密度モデル、スペクトル履歴モデル、キセノンモデル、及びノード内燃焼度分布補正モデルを標準的に使用しており、長期停止後の炉心特性の解析では、キセノン以外の微視的燃焼モデルも使用した。なお、特に断らない限り、核定数は燃料集合体核特性計算コード LANCR を用いて作成している。また、参照解として使用したモンテカルロコードは、DBRC 効果を考慮した MCNP5_DBRC⁶⁷であり、モンテカルロ燃焼コードは、中性子束ソルバーとして MCNP5_DBRC を使用する Monteburns2⁶⁸である。

照射量計算は許認可解析には使用しないため妥当性確認結果を示していない。

ⁱ MCPR の計算では局所出力等を入力とし、妥当性確認済みの相関式^{40, 41, 42}を用いることから、本書では局所出力の妥当性のみを確認する。

表 4.3-1 臨界固有値/TIP 妥当性確認対象プラント

炉型	サイズ (万 kW 級)	格子	プラント	評価サイクル数
BWR 小型炉	50	D	A (BWR3)	4
		S	B (BWR5)	4
BWR 中型炉	80	D	C (BWR4)	4
		S	D (BWR5)	5
BWR 大型炉	110	C	E (BWR5)	4
			F (BWR5)	5
		S	G (BWR5)	4
			H (BWR5)	4
ABWR	135	N	I (ABWR)	4

表 4.3-2 制御棒価値妥当性確認対象プラント

炉型	サイズ (万 kW 級)	格子	プラント	評価サイクル数
BWR 中型炉	80	D	C (BWR4)	2
BWR 大型炉	110	S	J (BWR5)	1

表 4.3-3 ガンマスキャン妥当性確認対象プラント

炉型	サイズ (万 kW 級)	格子	プラント	評価サイクル数
BWR 大型炉	110	S	H (BWR5)	1
ABWR	135	N	L (ABWR)	1

表 4.3-4 燃料棒ガンマスキャン妥当性確認対象プラント

炉型	サイズ (万 kW 級)	格子	プラント	評価サイクル数
BWR 中型炉	80	D	M (BWR4)	1

表 4.3-5 ペレット燃焼度妥当性確認対象プラント

炉型	サイズ (万 kW 級)	格子	プラント	評価サイクル数
BWR 大型炉	110	C	F (BWR5)	2

表 4.3-6 MOX 燃料装荷炉心妥当性確認対象プラント

炉型	サイズ (万 kW 級)	格子	プラント	評価サイクル数
BWR 中型炉	80	D	C (BWR4)	1

表 4.3-7 長期停止後運転時妥当性確認対象プラント

炉型	サイズ (万 kW 級)	格子	プラント	評価サイクル数
BWR 大型炉	110	S	H (BWR5)	5

表 4.3-8 部分出力運転妥当性確認対象プラント

炉型	サイズ (万 kW 級)	格子	プラント	評価サイクル数
BWR 大型炉	110	C	E (BWR5)	1

表 4.3-9 安定性試験高次モード分布妥当性確認対象プラント

炉型	サイズ (万 kW 級)	格子	プラント	評価サイクル数
BWR 大型炉	100	S	N (BWR6)	1

4.3.3 ベンチマーク問題による検証

妥当性確認の前提として実施した検証結果のうち、定常時及び過渡時の2次元及び3次元の軽水炉ベンチマーク問題による検証結果を信頼性確認の参考として示す。AETNAの計算はLMWベンチマーク問題を除き、いずれも1燃料集合体1メッシュで行った。ベンチマーク問題の要約を表4.3-10に、参照及び比較に用いたコードを表4.3-11に示す。また、燃料棒局所出力分布については、連続エネルギーモンテカルロ輸送計算コードMCNP5_DBRCの解析結果との比較による妥当性確認を次節に示す。

4.3.3.1 定常問題

定常問題では、詳細メッシュ計算による参照解に対して、炉心固有値及び燃料集合体出力の比較を行う。

4.3.3.1.1 IAEA PWR ベンチマーク問題

単純化された2次元及び3次元のPWR炉心であり^{83, 87}、20cm幅の燃料集合体2タイプから構成され、一部に制御棒が挿入される。燃料集合体は均質であり、反射体を含めて2群断面積が与えられる。

2次元IAEA問題に対する結果のサマリを他のノード法コードと比較して表4.3-12に、また3次元問題に対するサマリを表4.3-13に、燃料集合体出力の比較を図4.3-1に示す。誤差は、差分法を用いるVENTUREコードによる詳細メッシュ参照解に対して与えられる。ここで本節においては、燃料集合体出力最大誤差 ε_{max} 及び燃料集合体出力平均誤差 ε_{avg} は、参考文献⁸³に従ってそれぞれ以下で定義される。

$$\varepsilon_{max} = \max_i \left\{ \frac{|P_i - P_i^{Ref}|}{P_i^{Ref}} \right\} \quad (4.3-1)$$

$$\varepsilon_{avg} = \frac{1}{V_t} \sum_i V_i \frac{|P_i - P_i^{Ref}|}{P_i^{Ref}} \quad (4.3-2)$$

ここで、 V_i はノード i の体積、 V_t は炉心の全体積である。ノード出力 P_i は、それぞれ平均値が1となるように規格化されている。AETNAの参照解に対する誤差は、他のノード法コードと同等以下である。

4.3.3.1.2 LRA BWR ベンチマーク問題

3次元のBWR冷温炉心を模擬した2群の問題である^{83, 87}。炉心は15cm幅の312の均質な燃料集合体から成る。炉心は3燃料領域から成り、反射体で囲まれる。いくつかの制御棒が全引抜状態にある。定常問題では、過渡問題における落下位置の制御棒が挿入状態又は引抜状態となる。均質燃料集合体及び反射体に対する2群

断面積が与えられる。

3次元 LRA 定常問題について、QUANDRY コードによる詳細メッシュ参照解に対する誤差のサマリを 1/4 対称制御棒挿入炉心について表 4.3-14 に示す。また、燃料集合体出力の比較を図 4.3-2 に示す。次に、1/4 対称制御棒引抜炉心についてのサマリを表 4.3-15 に、また燃料集合体出力の比較を図 4.3-3 に示す。1/4 対称炉心では 4 本の対称位置制御棒が引き抜かれている。最後に、全炉心制御棒引抜ケースについて表 4.3-16 に示す。全炉心ケースでは 1 本の制御棒が引き抜かれている。LRA 問題に対する AETNA と参照解との差異は、制御棒挿入の有無によらず同程度である。

4.3.3.1.3 HAFAS BWR ベンチマーク問題

非均質燃料集合体から構成される 2 次元の BWR 炉心であり⁸⁸、15cm 幅の 2 タイプの燃料集合体から成り、十字型制御棒が一部に挿入される。QUANDRY コードによる単一燃料集合体非均質計算で求められた 2 群均質化断面積と集合体不連続因子 ADF が与えられる。

HAFAS 2 次元問題の結果を表 4.3-17 にまとめる。誤差は、QUANDRY コードを用いた詳細メッシュ非均質計算による参照解に対して与えられる。また、燃料集合体出力の比較を図 4.3-4 に示す。固有値及び燃料集合体出力の誤差は、ノード法の中でも近似の少ない解析的ノード法を用いる QUANDRY コードの均質粗メッシュ計算結果と同等である。

表 4.3-10 国際ベンチマーク問題

名称(文献)	集合体	群数	次元	定常/過渡	体系
IAEA PWR (83, 87)	均質	2	2, 3	定常	単純化された PWR 運転時炉心で 20cm 幅の燃料集合体 2 タイプから構成され, 一部に制御棒が挿入される
LRA BWR (83, 87)	均質	2	3	定常/過渡	BWR 冷温炉心を模擬した 15cm 幅の均質な燃料集合体で構成され, 3 燃料領域から成る。制御棒落下事故を模擬した即発臨界問題であり, 定常問題では落下位置制御棒が挿入又は引抜状態となる
HAFAS BWR (88)	非均質	2	2	定常	2 次元の BWR 運転時を模擬した炉心で, 15cm 幅の 2 タイプの燃料集合体から成り, 十字型制御棒が一部に挿入される
LMW PWR (83)	均質	2	3	過渡	PWR における運転時の制御棒引抜過渡を模擬した 3 次元の遅発臨界問題。炉心は 20cm 幅の燃料集合体から構成される 2 燃料領域から成る

表 4.3-11 ベンチマーク問題参照コード

コード	参考文献	中性子束解法 (時間解法)
ARROTTA	78	2 群解析的ノード法 (θ 法)
CONQUEST	79	2 群 4 次多項式ノード法 (QS 法)
DIF3D/nodal	24	多群 4 次多項式ノード法
IQSBOX	24	2 群 5 次多項式ノード法 (QS 法)
MOSRA-Light	80	多群 4 次多項式ノード法
NEM	24	2 群 5 次多項式ノード法
NESTLE	29, 81	2 群 4 次多項式ノード法
PANTHER	27	2 群解析的ノード法 (FTM 法)
POLCA7	82	2 群解析的ノード法
QUANDRY	83	2 群解析的ノード法 (θ 法)
SIMULATE3	84	2 群 4 次多項式ノード法 (FTM 法)
SKETCH-N	85, 86	多群解析的多項式ノード法 (直接解法)
SPANDEX	27	2 群 5 次多項式ノード法 (GRK 法)
VENTURE	24	多群中性子拡散差分法

QS: 準静近似, FTM: 周波数変換, GRK: Generalized Runge-Kutta

表 4.3-12 IAEA 2次元 PWR 問題サマリ

コード	文献	メッシュ幅 (X, Y, Z)	固有値	固有値 誤差	燃料集合体出力 ^a	
					最大誤差	平均誤差
VENTURE	24	詳細メッシュ	1.02959	Ref.	Ref.	Ref.
IQSBOX (5th)	24	20×20×20cm	1.02966	0.007%	1.40%	N/A
NESTLE	81	20×20×20cm	1.02951	-0.008%	N/A	N/A
POLCA7	82	20×20×20cm	1.02967	0.008%	0.64%	0.23%
MOSRA-Light	80	20×20×20cm	1.02949	-0.010%	1.71%	0.75%
QUANDRY	24	20×20×20cm	1.02962	0.003%	0.94%	0.27%
SKETCH-N	85	20×20×20cm	1.02956	-0.003%	0.5%	0.2%
AETNA	-	20×20×20cm				

^a 燃料集合体出力誤差= (AETNA-Ref)/Ref×100

Ref.: 参照解

N/A: Not Available

表 4.3-13 IAEA 3次元 PWR 問題サマリ

コード	文献	メッシュ幅 (X, Y, Z)	固有値	固有値 誤差	燃料集合体出力 ^a	
					最大誤差	平均誤差
VENTURE	24	詳細メッシュ	1.02903	Ref.	Ref.	Ref.
DIF3D/nodal	24	20×20×20cm	1.02898	-0.005%	1.50%	0.59%
NESTLE	81	20×20×20cm	1.02899	-0.004%	N/A	N/A
NEM (5th)	24	20×20×20cm	1.02911	0.008%	0.90%	0.30%
SIMULATE3	84	20×20×20cm	1.02912	0.009%	N/A	N/A
MOSRA-Light	80	20×20×20cm	1.02897	-0.006%	1.30%	0.59%
QUANDRY	24	20×20×20cm	1.02902	-0.001%	0.69%	0.24%
SKETCH-N	85	20×20×20cm	1.02905	0.002%	0.4%	0.2%
AETNA	-	20×20×20cm				

^a 燃料集合体出力誤差= (AETNA-Ref)/Ref×100

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 4.3-14 LRA 3次元 BWR 問題サマリ, 1/4 炉心制御棒挿入ケース

コード	文献	メッシュ幅 (X, Y, Z)	固有値	固有値 誤差	燃料集合体出力 ^a	
					最大誤差	平均誤差
QUANDRY	83	7.5×7.5×25cm	0.99639	Ref.	Ref.	Ref.
QUANDRY	83	15×15×25cm	0.99644	0.005%	0.24%	0.08%
QUBBOX	83	15×15×30cm	0.99626	-0.013%	N/A	N/A
IQSBOX	83	15×15×30cm	0.99624	-0.015%	N/A	N/A
CONQUEST	79	15×15×25cm	0.99636	-0.003%	1.17%	0.22%
NESTLE	81	15×15×15cm	0.99627	-0.012%	N/A	N/A
SPANDEX	27	15×15×25cm	0.99642	0.003%	N/A	N/A
SKETCH-N	85	15×15×25cm	0.99637	-0.002%	0.4%	0.1%
AETNA	-	15×15×25cm				

^a 燃料集合体出力誤差= (AETNA-Ref)/Ref×100

表 4.3-15 LRA 3次元 BWR 問題サマリ, 1/4 炉心制御棒引抜ケース

コード	文献	メッシュ幅 (X, Y, Z)	固有値	固有値 誤差	燃料集合体出力 ^a	
					最大誤差	平均誤差
QUANDRY	83	7.5×7.5×25cm	1.01549	Ref.	Ref.	Ref.
QUANDRY	83	15×15×25cm	1.01559	0.010%	0.45%	0.23%
IQSBOX	87	15×15×30cm	1.01518	-0.031%	N/A	N/A
QUBBOX	83	15×15×30cm	1.01517	-0.032%	N/A	N/A
AETNA	-	15×15×25cm				

^a 燃料集合体出力誤差= (AETNA-Ref)/Ref×100

表 4.3-16 LRA 3次元 BWR 問題サマリ, 全炉心制御棒引抜ケース

コード	文献	メッシュ幅 (X, Y, Z)	固有値	固有値 誤差	燃料集合体出力 ^a	
					最大誤差	平均誤差
QUANDRY	83	15×15×25cm	1.01494	Ref.	Ref.	Ref.
QUANDRY	83	30×30×33.3cm	1.01510	0.016%	3.20%	0.76%
AETNA	-	15×15×25cm				

^a 燃料集合体出力誤差= (AETNA-Ref)/Ref×100

^b 参照解の出力分布が文献に与えられていない

表 4.3-17 HAFAS 2次元 BWR 問題サマリ

コード	文献	メッシュ幅 (X, Y, Z)	固有値	固有値 誤差	燃料集合体出力 ^a	
					最大誤差	平均誤差
QUANDRY	88	詳細メッシュ	1.04420	Ref.	Ref.	Ref.
QUANDRY (ADF)	88	15.31×15.31cm	1.04360	-0.060%	5.29%	1.33%
AETNA	-	15.31×15.31cm				

^a 燃料集合体出力誤差= (AETNA-Ref)/Ref×100

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。

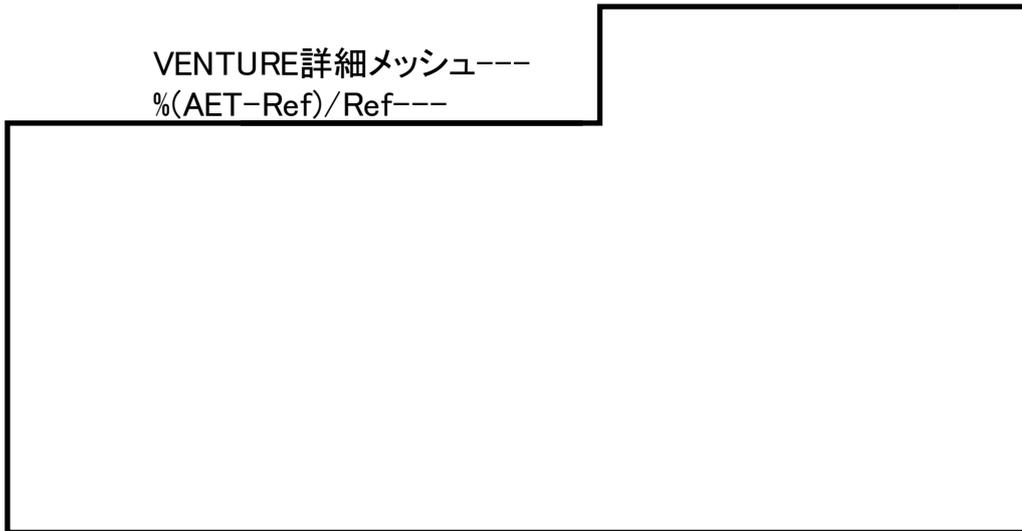


図 4.3-1 IAEA 3次元 PWR 問題 燃料集合体出力の比較
 (1/8 炉心を表示)

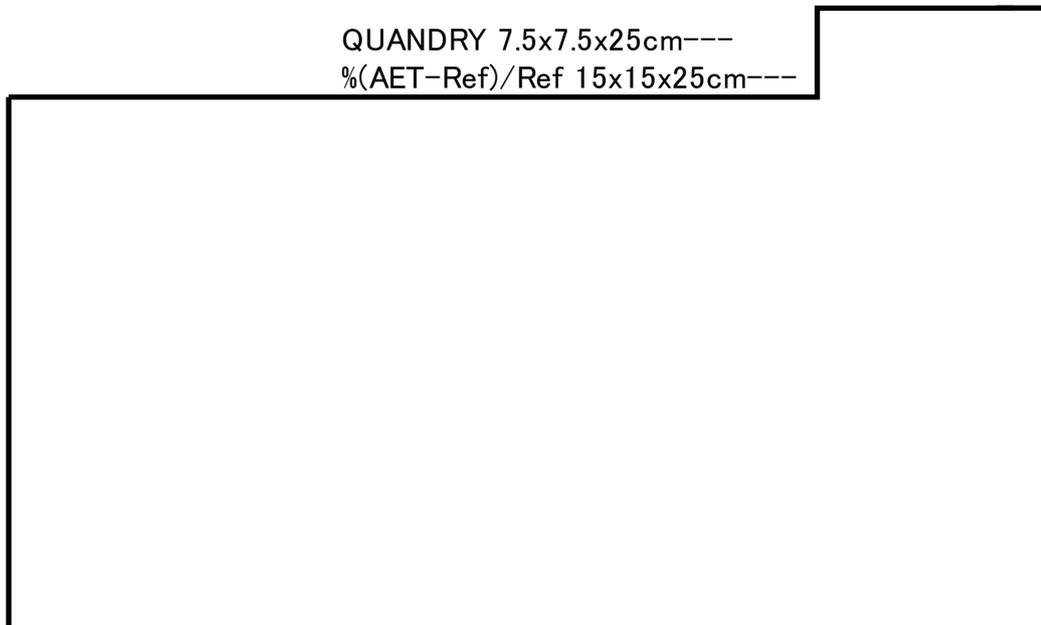


図 4.3-2 LRA 3次元 BWR 問題(1/4 炉心制御棒挿入ケース)
 燃料集合体出力の比較(1/8 炉心を表示)

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。

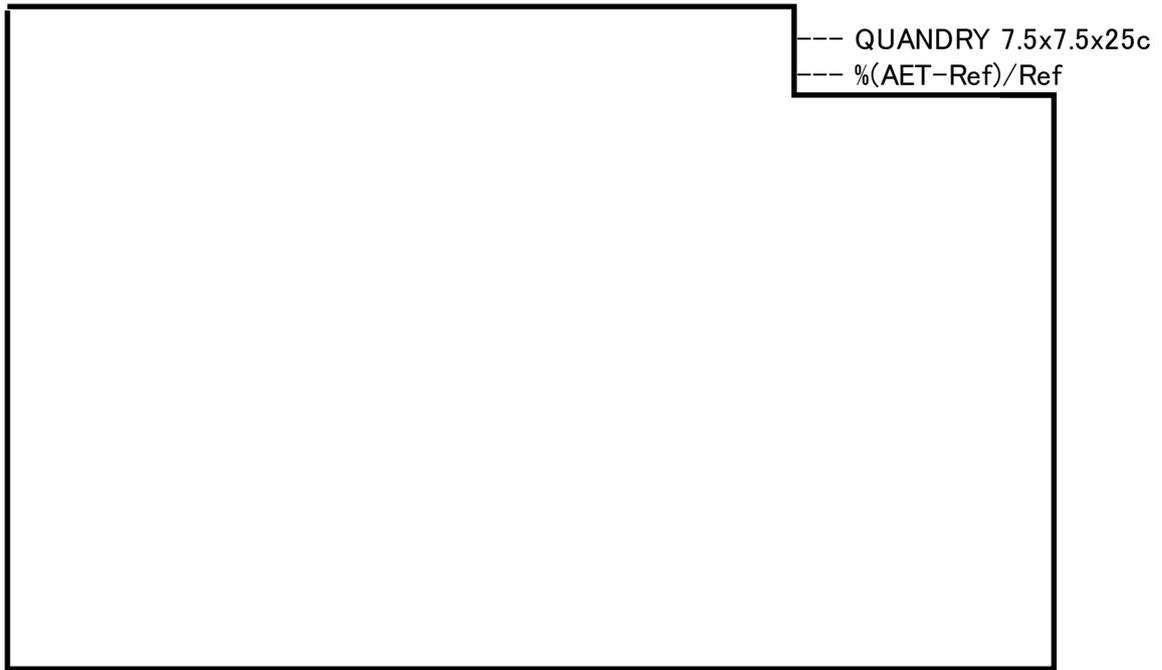


図 4.3-3 LRA 3次元 BWR 問題(1/4 炉心制御棒引抜ケース)
燃料集合体出力の比較 (R: 引抜制御棒位置)

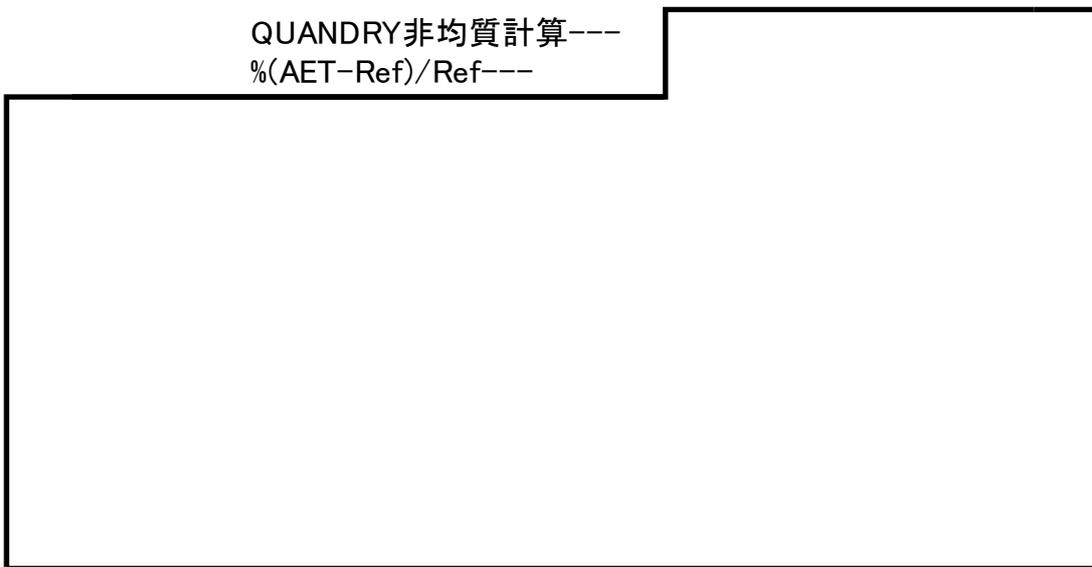


図 4.3-4 HAFAS 2次元 BWR 問題 燃料集合体出力の比較
(1/8 炉心を表示, +は制御棒挿入セル)

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。

4.3.3.2 過渡問題

過渡問題では、詳細メッシュ計算による参照解に対して炉心平均出力密度の応答及びノード燃料エンタルピを比較する。

4.3.3.2.1 LRA BWR ベンチマーク問題

3次元の制御棒落下事故を模擬した即発臨界問題である^{83,87}。炉心は15cm幅の312の均質な燃料集合体から成る。この問題は2群、2遅発中性子先行核群でモデル化され、断熱燃料温度によるドップラフィードバックが考慮される。炉心は3燃料領域から成り、反射体で囲まれる。解析では、与えられた非均一の時間ステップが用いられる。1/4炉心問題では対称位置の4本の制御棒が落下し、全炉心問題では1本だけ落下する。落下制御棒速度は150 cm/sである。

AETNAの解析では、標準モデルとして、時間解法に周波数変換法を用い、非線形ノード法結合補正係数は、5時間ステップごとに更新した。中性子束(出力分布)1点収束誤差の条件は $1.0E-4$ とした。

1/4炉心問題について、炉心平均出力密度の応答を図4.3-5に示す。また、過渡時応答のサマリを、他コードと比較して表4.3-18に示す。第1ピークの炉心平均出力密度のQUANDRYとの差は、820時間ステップの場合で1%未満である。ピーク時間の誤差も1%未満である。過渡時刻3秒におけるピークノードエンタルピの差は-0.8%である。

全炉心問題については、時間空間的な数値計算誤差が大きいことが報告されている²⁷。結果は省略するが、AETNAの第1ピークの炉心平均出力密度及び時刻は他コードと同程度である。

4.3.3.2.2 LMW PWR ベンチマーク問題

PWRにおける運転時の制御棒引抜過渡を模擬した3次元の遅発臨界問題である⁸³。この問題は中性子2群、6遅発中性子先行核群でモデル化され、ドップラフィードバックは考慮されない。炉心は20cm幅の均質な燃料集合体で構成される2燃料領域から成り、反射体で囲まれる。初期定常状態から制御棒グループ1が3 cm/sで全引抜され、7.5秒後に制御棒グループ2が同じ速度で挿入開始される。

AETNAの解析では、標準モデルとして、時間解法に周波数変換法を用い、表4.3-19に示される空間及び時間メッシュを用いた。AETNAではBWR型の炉心形状のみを扱うため、集合体中心に挿入されるPWR用のクラスタ制御棒をモデル化するために1集合体を 2×2 メッシュに分割した。非線形ノード法結合補正係数は、時間ステップごとに更新し、中性子束(出力分布)1点収束誤差の条件は $5.0E-4$ とした。

炉心平均出力密度の応答を図4.3-6に示す。また、過渡時応答のサマリを、他コードと比較して表4.3-19に示す。AETNAの結果は、他コードと同等の結果を示している。

表 4.3-18 LRA 3次元 BWR 過渡問題サマリ (1/4 炉心)

コード	QUANDRY ⁸³		IQSBOX ⁷⁹	ARROTTA ⁷⁸	SKETCH ⁸⁶	AETNA	
メッシュ幅 (cm)	30x30x37.5	30x30x25	15x15x30	15x15x25	15x15x25	15x15x25	15x15x25
固有値 (制御棒挿入時)	0.99652	0.99648	0.99624	N/A	0.99637		
固有値 (制御棒引抜時)	1.01575	1.01579	1.01518	N/A	N/A		
時間ステップ数	410	820	706	410	726		
第1ピーク時間 (s)	0.907	0.903	0.894	0.883	0.919		
第1ピーク出力 (W/cm ³)	5739	5781	5798	5866	5367		
第1最小値時間 (s)	0.988	0.989	1	0.970	1.027		
第1最小値出力 (W/cm ³)	109.0	114.7	100	93.5	129.8		
第2ピーク時間 (s)	1.44	N/A	1.5	1.52	1.63		
第2ピーク出力 (W/cm ³)	412	N/A	400	430	379		
3sec での出力 (W/cm ³)	71.2	N/A	40	67.1	71.0		
3sec での平均燃料温度 (K)	1033	N/A	N/A	N/A	1002		
3sec でのピークノード燃料温度 (K)	4148	N/A	N/A	3962	4038		

N/A: Not Available

表 4.3-19 LMW 3次元 PWR 過渡問題サマリ (フィードバック無)

コード	PANTHER ²⁷	QUANDRY ⁸³	SPANDEX ²⁷		AETNA		
メッシュ幅 (cm)	10x10x5	20x20x20	20x20x20	5x5x2.5	10x10x10		
時間ステップ数	240	240	431	160	30	240	
固有値 (初期)	N/A	0.99974	0.99971	0.99964			
時間 (sec)	出力密度 (W/cm ³)						
0	150.0	150.0	150.0	150.0			
10	202.1	202.0	201.8	201.1			
20	258.9	262.2	259.4	256.9			
30	207.3	210.8	207.9	205.9			
40	122.0	123.0	122.3	121.4			
50	75.7	75.7	76.0	75.4			
60	58.1	57.9	58.4	57.9			

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。

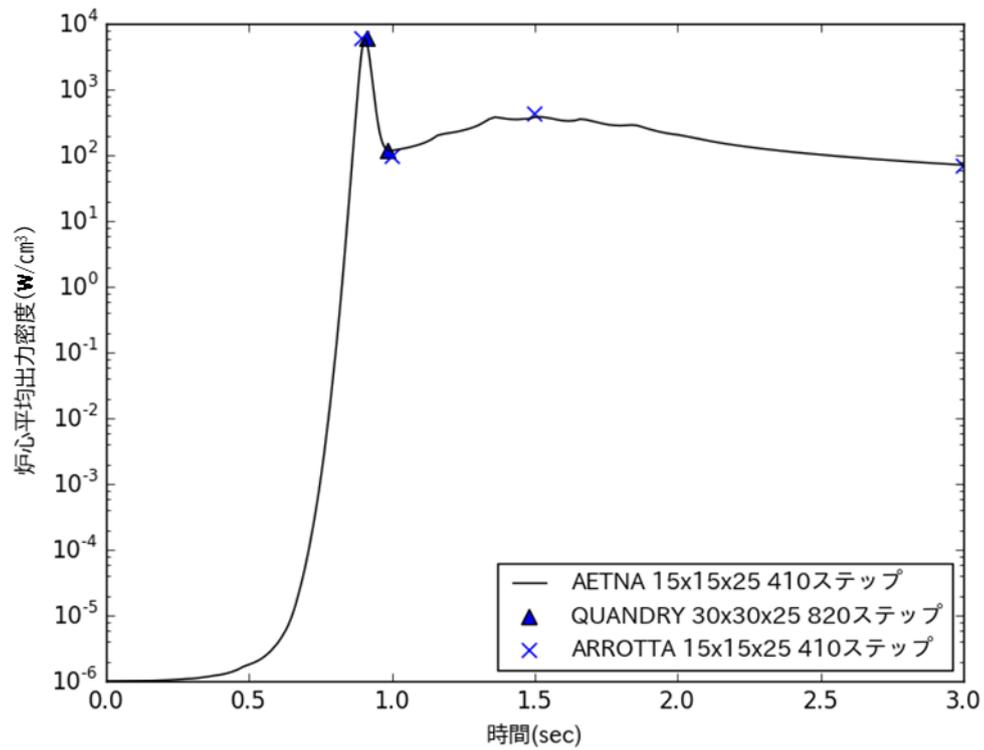


図 4.3-5 LRA 3次元 BWR 過渡問題の炉心熱出力応答(1/4 炉心)

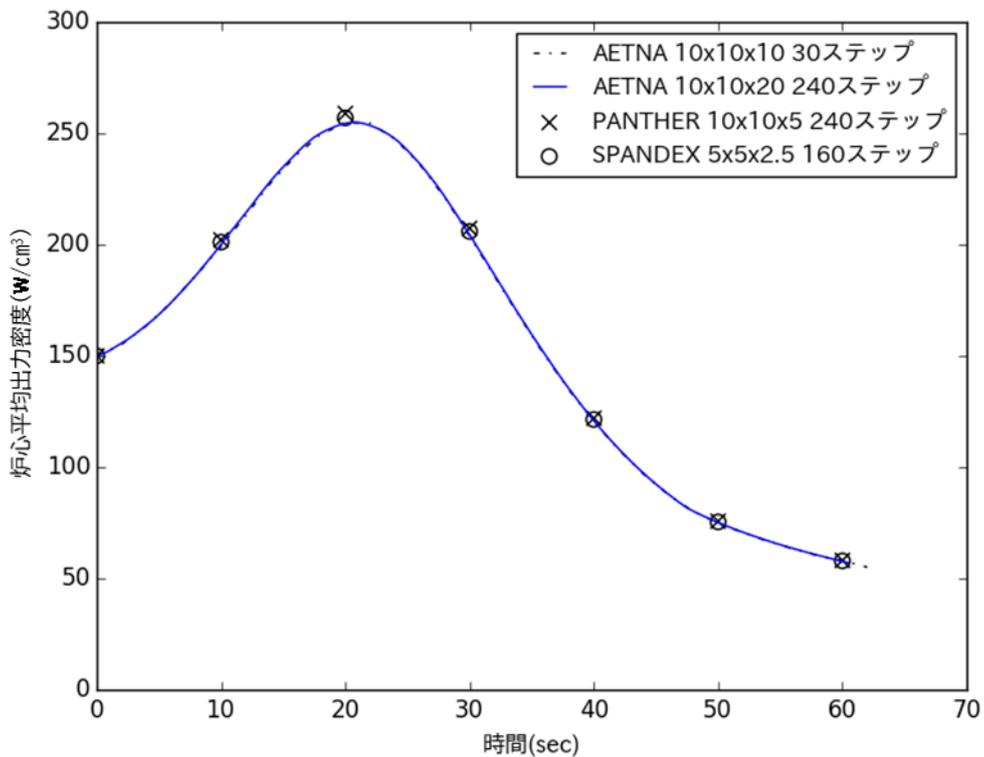


図 4.3-6 LMW 3次元 PWR 過渡問題の炉心熱出力応答

4.3.4 連続エネルギーモンテカルロ計算等による妥当性確認

4.3.4.1 均質円筒炉心高次モード問題

BWR を模擬した均質円筒炉心に対する高次モード解⁸⁹を、解析解と比較して妥当性を確認する。均質円筒炉心の半径 R と高さ H は、反射体節約を考慮して、AETNA の基本モード固有値に一致するように調節する。AETNA の計算における均質円筒炉心のモデル化は、通常の BWR 炉心において全燃料集合体を軸方向に均質な組成を持つ単一の燃料集合体タイプに置き換えることにより近似している。

解析解は、次式で与えられる。

$$\phi(r, \theta, z) = J_{nt}(j_{nt,nr}r/R) \cos(nt\theta) \cos\{(nz + 1)\pi z/H\} \quad (4.3-3)$$

ここで、 nr 、 nt 、 nz は径方向、周方向、軸方向のモードを表す。 $J_{nt}(r)$ は nt 次のベッセル関数、 $j_{nt,nr}$ は nt 次のベッセル関数の $(nz + 1)$ 次 0 点である。モード指標と幾何バックリング及び固有値の関係は、次式で与えられる。

$$B^2 = B_r^2 + B_z^2, \quad B_z H = (nz + 1)\pi, \quad B_r R = j_{nt,nr} \quad (4.3-4)$$

$$\lambda_{nt,nr,nz} = k^\infty / (1 + M^2 B_{nt,nr,nz}^2) \quad (4.3-5)$$

ここで、 k^∞ 及び M^2 は均質燃料の無限増倍率と全移動面積である。均質円筒炉心の燃料特性と幾何形状計算結果は以下の通りである。

均質円筒炉心の仕様

パラメータ	値
無限増倍率 k^∞	1.03696
移動面積 M^2 (cm ²)	86.96
基本モード固有値 λ	1.02391
炉心高さ H (cm)	385.84
炉心半径 R (cm)	267.91

AETNA の 3 群計算で得られた未臨界度 ($\Delta k/k$) と解析解の比較を、表 4.3-20 及び図 4.3-7 に示す。AETNA の結果は、領域安定性で問題となる周方向 1 次モードについて解析解との未臨界度の誤差は $\Delta k/k$ であった。周方向 1 次モードの径方向出力分布を図 4.3-8 に示す。

表 4.3-20 均質円筒炉心に対する高次モード未臨界度の比較

モード	モードインデクス			未臨界度 ($\Delta k/k$)		
	軸方向 nz	径方向 nr	周方向 nt	解析解	AETNA	誤差
0	0	0	0	0.0000		
1	0	0	1	0.0106		
2	0	0	1*	0.0106		
3	1	0	0	0.0170		
4	0	0	2	0.0246		
5	0	0	2*	0.0246		
6	1	0	1	0.0276		
7	1	0	1*	0.0276		
8	0	1	0	0.0282		
9	1	0	2	0.0416		

*縮退しているモード

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。

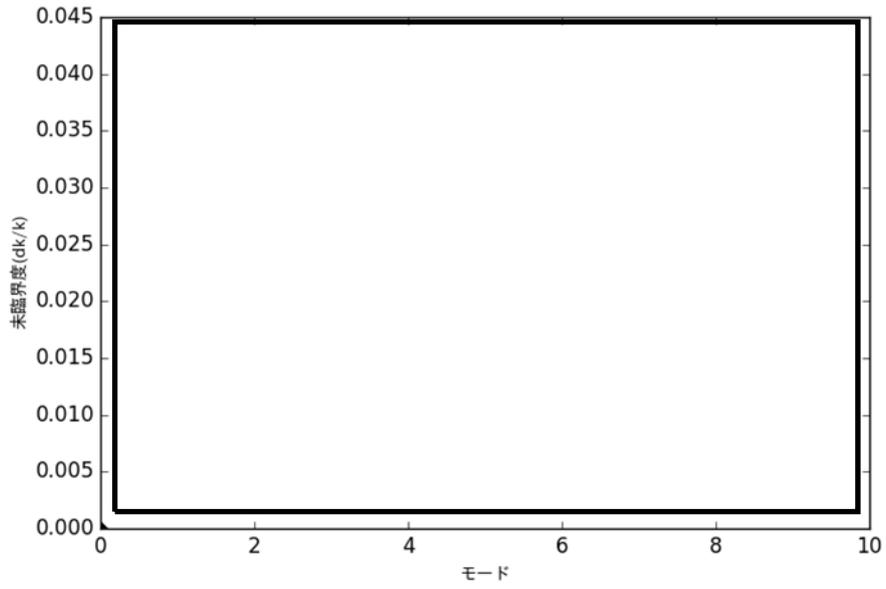


図 4.3-7 均質円筒炉心に対する未臨界度 ($\Delta k/k$) の比較

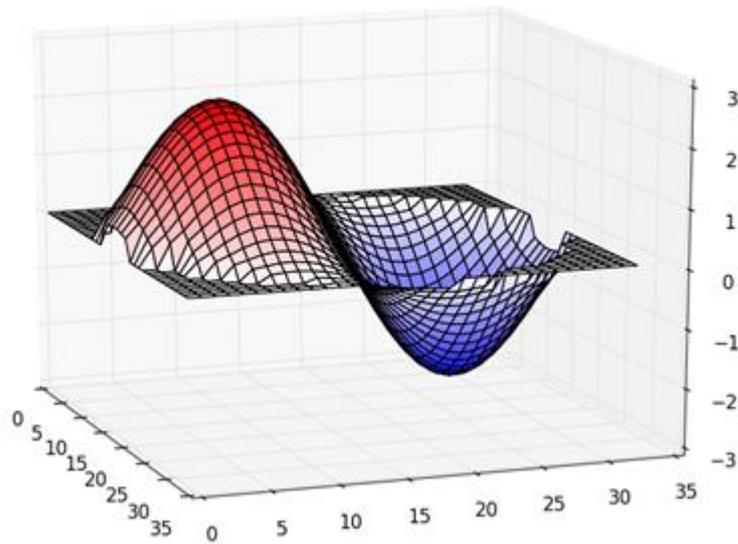


図 4.3-8 周方向 1 次モード径方向出力分布

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。

4.3.4.2 局所出力問題

局所出力分布ベンチマーク問題では、燃料棒出力再構築モデルの妥当性を確認するため、連続エネルギーモンテカルロ輸送計算コードである MCNP5_DBRC によるマルチ燃料集合体 2 次元計算を参照解として、燃料棒局所ピーキングを比較する。比較した局所出力は、ガンマ線輸送効果を含まない核分裂出力である。実施した体系を表 4.3-21 に示す。MCNP5_DBRC の結果は、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。平衡炉心問題における MCNP5_DBRC のセル内核種組成は、LANCR の無限格子燃焼計算結果を入力した。

4.3.4.2.1 初装荷多種類燃料炉心問題

燃料集合体間のスペクトルミスマッチによる局所ピーキングへの影響が大きい、初装荷多種類燃料炉心を模擬した非均質燃料集合体から構成される、2 次元 4×4 炉心問題である。炉心の燃料配置を図 4.3-9 に示す。炉心境界条件は 4 面反射であり、座標原点に燃料集合体の制御棒挿入側が位置する。炉心は中央に太径水棒 1 本を配した高燃焼度 8×8 燃料 S 格子形状の低濃縮、中濃縮、及び高濃縮燃料集合体から成る。中濃縮、高濃縮燃料集合体はガドリニア入り燃料棒を含む。炉心 1 は制御棒セルの制御棒が全引抜状態であり、炉心 2 では炉心右下の 1 本が挿入状態である。インチャンネルボイド率は全て 40%とした。

AETNA の 2 次元 3 群計算では、LANCR の単一燃料集合体計算による燃料集合体均質断面積と燃料棒ごと核分裂出力の局所ピーキングを用いた。サイクル初期 (BOC) 炉心について、燃料集合体最大局所ピーキング (以下、「LPF」という。) 及び燃料棒出力誤差の二乗平均平方根 (以下、「RMS」という。) の計算結果に対するサマリを表 4.3-22 に示す。ここで、燃料集合体最大 LPF の誤差は、AETNA による燃料集合体最大 LPF と参照解による燃料集合体最大 LPF の差である。

$$\varepsilon_{LPF} = \max_i p_i - \max_i p_i^{ref} \quad (4.3-6)$$

ここで、 p_i は燃料棒 i の局所相対出力であり、AETNA 及び参照解それぞれで燃料集合体内の熱出力を発生する燃料棒での平均が 1 となるように規格化されている。燃料集合体最大 LPF の差の炉心平均値は、 ε_{LPF} の絶対値の平均で定義した。また、燃料棒出力の燃料集合体 RMS 誤差は、AETNA による燃料棒出力と参照解による燃料棒出力の差の二乗平均平方根である。

$$\varepsilon_{RMS} = \sqrt{\frac{\sum_i (p_i - p_i^{ref})^2}{N_r}} \quad (4.3-7)$$

ここで、和は燃料集合体内の熱出力を発生する燃料棒について取り、 N_r はその本数である。

図 4.3-10 は、制御棒引抜炉心(炉心 1)の燃料集合体最大 LPF を参照解と比較したものである。図 4.3-11 は制御棒挿入炉心(炉心 2)の燃料集合体最大 LPF の比較である。また炉心 1 内の燃料集合体(1, 2) (高濃縮燃料)について、燃料集合体内局所出力分布の比較を図 4.3-12 に、炉心 2 内の燃料集合体(4, 4) (制御棒が挿入された低濃縮燃料)について、燃料集合体内局所出力分布の比較を図 4.3-13 に示す。誤差は、AETNA 計算値-参照解で定義されている。

4.3.4.2.2 MOX 燃料部分装荷炉心問題

MOX 燃料部分装荷炉心問題は、1/3MOX 炉心の平衡サイクルを模擬した非均質燃料集合体から構成される 2 次元炉心問題である。4 × 4 炉心は、MOX 新燃料と燃焼した UO₂ 燃料から成る。炉心の燃料配置を図 4.3-14 に示す。炉心境界条件は 4 面反射であり、座標原点に燃料集合体の制御棒挿入側が位置する。MOX 燃料集合体は中央に太径水棒 1 本を配した D 格子 8 × 8 燃料集合体形状、UO₂ 燃料集合体は中央に太径水棒 2 本を配した D 格子 9 × 9 燃料集合体形状である。炉心 1 は UO₂ 燃料のみからなり、制御棒セルの制御棒は全引抜状態である。炉心 2 は炉心 1 の UO₂ 新燃料の半数を MOX 新燃料に置き換えたものである。インチャンネルボイド率は全て 40%とした。D 格子は、狭い水ギャップを持つので、MOX と UO₂ 燃料集合体間のスペクトルミスマッチ効果が大きく、また異なる集合体形状の隣接による非均質効果も大きいと予想されるため、本体系を使用した。

AETNA の 2 次元 3 群計算では LANCR による単一燃料集合体計算に基づく燃料集合体均質断面積と燃料棒ごと核分裂出力の局所ピーキングを用いた。参照解は、MCNP5_DBRC のマルチ燃料集合体計算により得た。サイクル初期炉心に対する結果のサマリを表 4.3-23 に示す。図 4.3-15 は、炉心 1 の燃料集合体最大 LPF を参照解と比較したものであり、図 4.3-16 は炉心 2 の燃料集合体最大 LPF を参照解と比較したものである。

MOX 燃料混在炉心内の燃料集合体(2, 1) (9 × 9 UO₂ 新燃料)及び燃料集合体(2, 1) (8 × 8 MOX 新燃料)について、燃料集合体内局所出力分布の比較を図 4.3-17 及び図 4.3-18 に示す。

4.3.4.2.3 10 × 10 燃料装荷炉心問題

10 × 10 燃料平衡炉心問題は、10 × 10 燃料集合体が装荷された炉心の平衡サイクルを模擬した非均質燃料集合体から構成される 2 次元炉心問題である。4 × 4 炉

心は、1 サイクル目(新)燃料, 2 サイクル目燃料, 及び3 サイクル目燃料から成る。炉心の燃料配置を図 4. 3-19 に示す。炉心境界条件は4 面反射であり, 座標原点に燃料集合体の制御棒挿入側が位置する。10×10 燃料はC 格子形状の長期サイクル用燃料集合体で, 中央に太径水棒2 本を配し, また部分長燃料棒とガドリニア入り燃料棒を分散配置する。炉心1 は制御棒セルの制御棒が全引抜状態であり, 炉心2 では炉心右下の1 本が挿入状態である。インチャンネルボイド率は全て40%とした。本炉心は高燃焼度燃料を装荷した長期サイクル炉心のため, 燃料集合体間の燃焼度ミスマッチが大きいことが特徴である。

AETNA の2次元3群計算ではLANCR による単一燃料集合体計算に基づく燃料集合体均質断面積と燃料棒ごと核分裂出力の局所ピーキングを用いた。参照解は, MCNP5_DBRC のマルチ燃料集合体計算により得た。サイクル初期炉心に対する結果のサマリを表4. 3-24 に示す。図4. 3-20 は制御棒引抜炉心(炉心1)の燃料集合体最大LPF の比較を示し, 図4. 3-21 は制御棒挿入炉心(炉心2)の燃料集合体最大LPF の比較を示す。炉心2 において特異的に大きな誤差は制御棒挿入燃料集合体であり, ノード出力自体が低いため熱的制限値上の問題はない。炉心1 内の燃料集合体(1, 2) (新燃料)について, 燃料集合体内局所出力分布の比較を図4. 3-22 に示す。また, 炉心2 内の制御棒挿入燃料集合体に隣接する燃料集合体(3, 4) (新燃料)について, 燃料集合体内局所出力分布の比較を図4. 3-23 に示す。

4. 3. 4. 2. 4 局所出力ベンチマーク計算のまとめ

モンテカルロ輸送計算を参照解とする局所出力ベンチマーク計算のまとめを表4. 3-25 に示す。全問題に対する燃料集合体最大LPF 誤差の平均値は %, また燃料棒出力RMS 誤差の平均値は %である。ここにはLANCR の無限格子計算モデルの誤差とAETNA による燃料棒出力再構築モデルの誤差が含まれるが, 核データライブラリ及び製造公差に起因する不確かさは含まれない。また, 燃焼集合体においてはMCNP の核種数密度はLANCR の値を用いたが, 別途連続エネルギーモンテカルロ燃焼コードMonteburns2 の単集合体燃焼計算で評価した数密度とLANCR の数密度の差によるMCNP 局所出力分布のRMS 誤差は平均 %であり, これを合わせた燃料棒出力RMS 誤差の平均値は %である。

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 4.3-21 局所出力ベンチマーク問題

問題炉心	格子	燃料集合体形状	炉心構成
初装荷多 種類燃料炉心	S	8×8:中央に太径水棒 1 本配置	低濃縮, 中濃縮, 及び高濃縮燃料から構成され る初装荷サイクル初期炉心(4×4 集合体体系) 炉心 1:制御棒無, 炉心 2:制御棒有
MOX 燃料部 分装荷炉心	D	MOX:8×8 中央に太径水 棒 1 本配置 UO ₂ :9×9 中央に太径水棒 2 本配置	平衡サイクル初期炉心(4×4 集合体体系) 炉心 1:UO ₂ 炉心, 炉心 2:MOX 炉心
10×10 燃料 平衡炉心	C	10×10:中央に太径水棒 2 本配置 (長期サイクル 用)	平衡サイクル初期炉心(4×4 集合体体系) 炉心 1:制御棒無, 炉心 2:制御棒有

表 4.3-22 初装荷多種類燃料炉心局所出力問題サマリ

問題炉心	燃料集合体最大 LPF 誤差 ⁱⁱ の平均値	燃料棒出力 RMS 誤差の平均値
(1) 初装荷多種類燃料炉心 制御棒引抜		
(2) 初装荷多種類燃料炉心 制御棒挿入		

表 4.3-23 MOX 燃料部分装荷炉心局所出力問題サマリ

問題炉心	燃料集合体最大 LPF 誤差の平均値	燃料棒出力 RMS 誤差の平均値
(1) UO ₂ 燃料炉心 制御棒引抜		
(2) MOX 燃料部分装荷炉心 制御棒引抜		

表 4.3-24 10×10 燃料平衡炉心局所出力問題サマリ

問題炉心	燃料集合体最大 LPF 誤差の平均値	燃料棒出力 RMS 誤差の平均値
(1) 10×10 燃料平衡炉心 制御棒引抜		
(2) 10×10 燃料平衡炉心 制御棒挿入		

表 4.3-25 局所出力ベンチマーク全問題サマリ

問題炉心	燃料集合体最大 LPF 誤差の平均値	燃料棒出力 RMS 誤差の平均値
全ベンチマーク問題平均 (全 96 集合体)		

ⁱⁱ 燃料集合体最大 LPF (AETNA) - 燃料集合体最大 LPF (参照解)

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。

炉心 1

I/J	1	2	3	4
1	1	3	2	1
2	3	2	3	2
3	2	3	2	3
4	1	2	3	1

炉心 2

I/J	1	2	3	4
1	1	3	2	1
2	3	2	3	2
3	2	3	2	3
4	1	2	3	1

燃料集合体タイプ

- 1 低濃縮燃料
 - 2 中濃縮燃料
 - 3 高濃縮燃料
- 制御棒

図 4.3-9 初装荷多種類燃料炉心問題 燃料配置

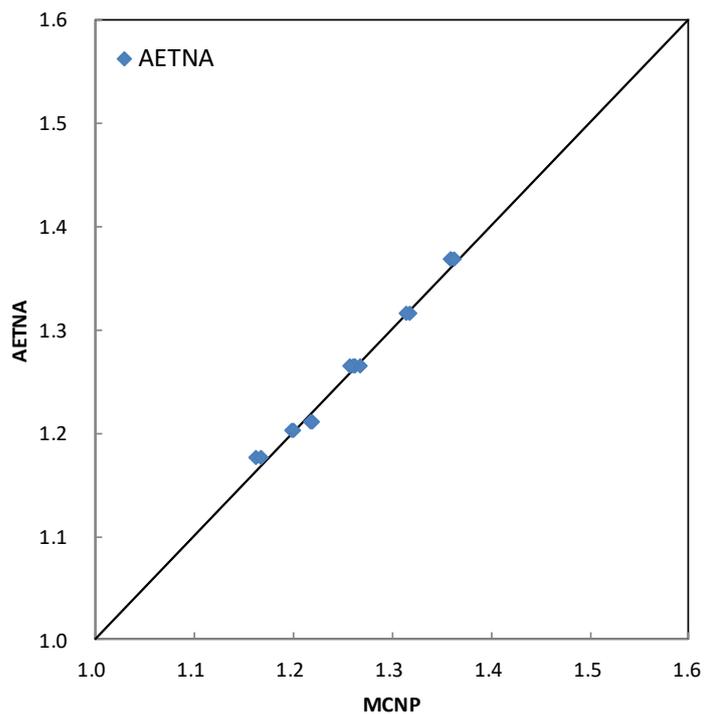


図 4.3-10 初装荷多種類燃料炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 1)

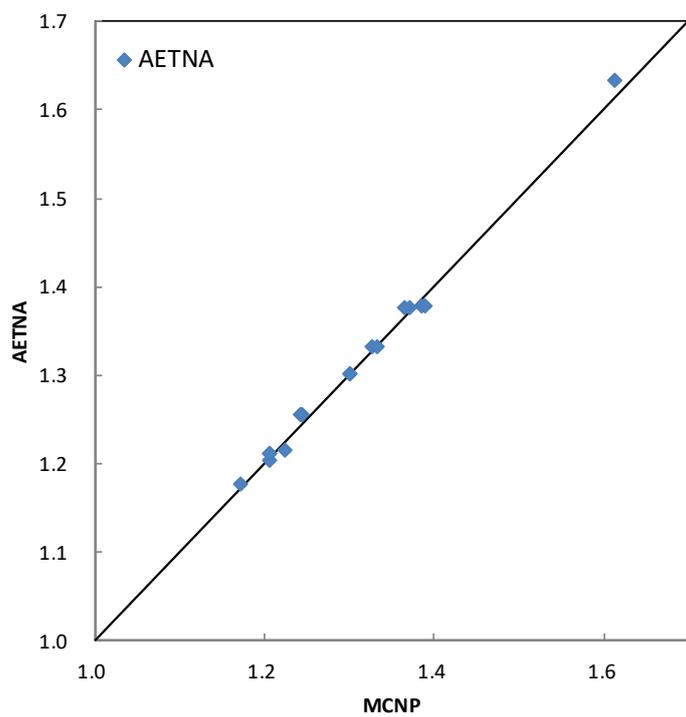


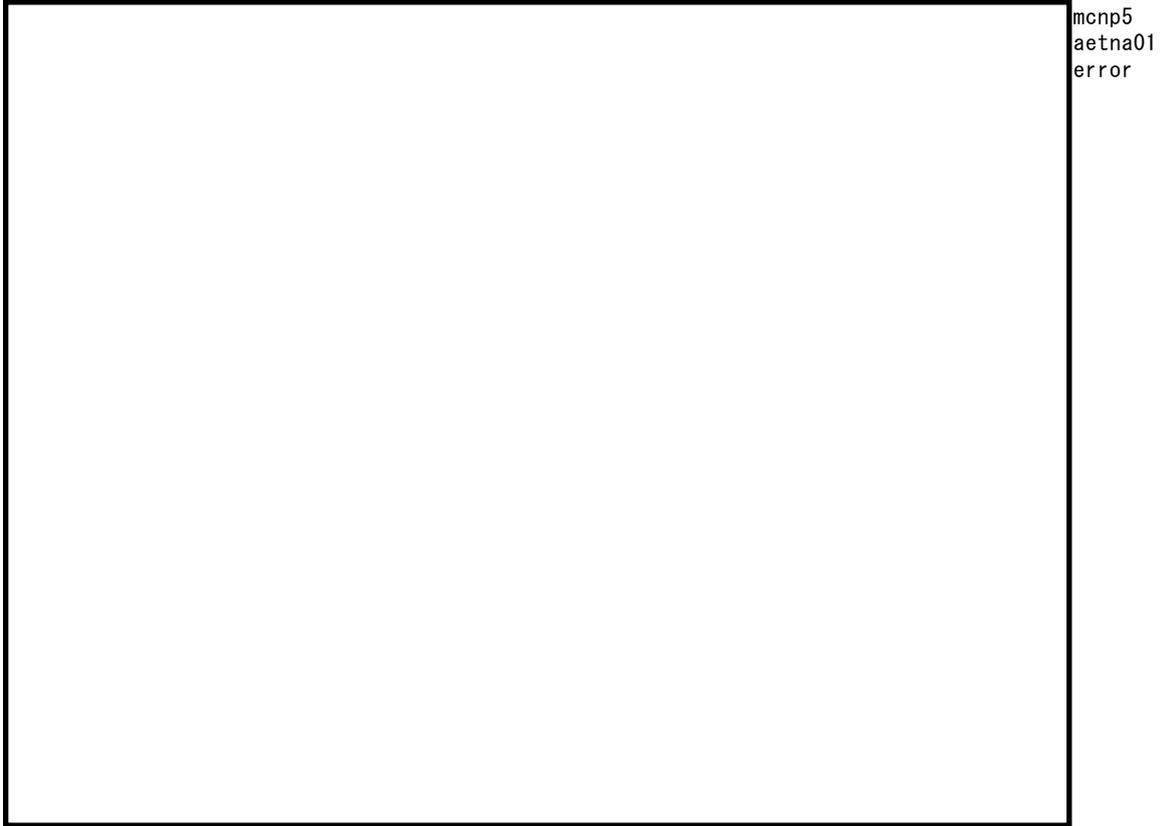
図 4.3-11 初装荷多種類燃料炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 2)



(左上が制御棒挿入側)

図 4.3-12 初装荷多種類燃料炉心 1 局所出力分布の比較 (燃料集合体(1, 2))

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。



(左上が制御棒挿入側)

図 4.3-13 初装荷多種類燃料炉心 2 局所出力分布の比較 (燃料集合体(4, 4))

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。

炉心 1

I/J	1	2	3	4
1	3	1	3	1
2	1	2	1	2
3	3	1	3	1
4	1	2	1	2

炉心 2

I/J	1	2	3	4
1	3	11	3	11
2	1	2	1	2
3	3	11	3	11
4	1	2	1	2

燃料集合体タイプ

- 11 8x8 MOX 燃焼度 0 GWd/t
- 1 9x9 燃焼度 0 GWd/t
- 2 9x9 燃焼度 11 GWd/t
- 3 9x9 燃焼度 22 GWd/t

図 4.3-14 MOX 燃料混在炉心問題の燃料配置

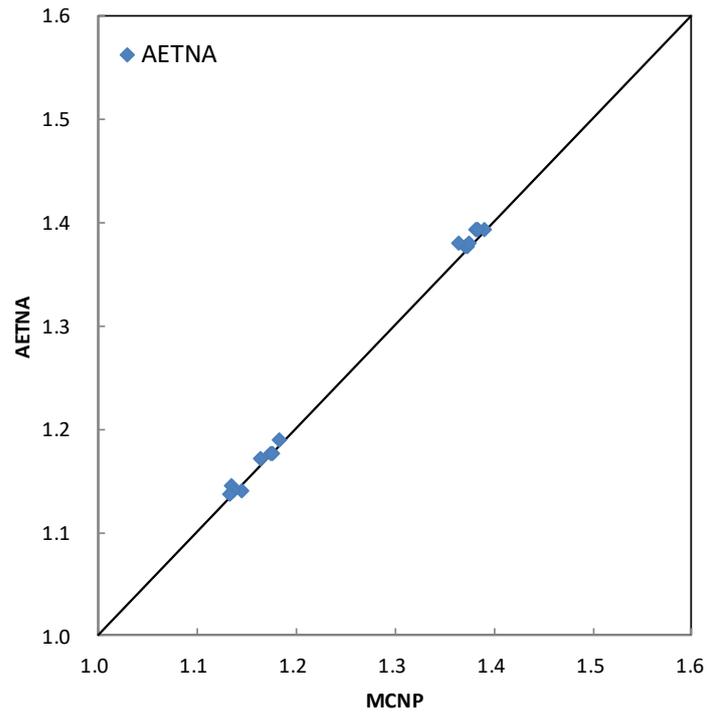


図 4.3-15 MOX 燃料混在炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 1)

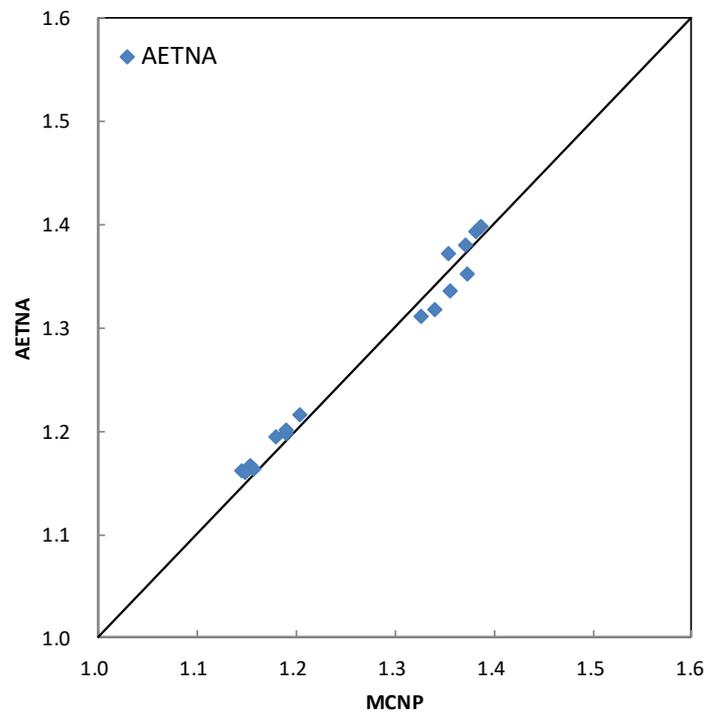
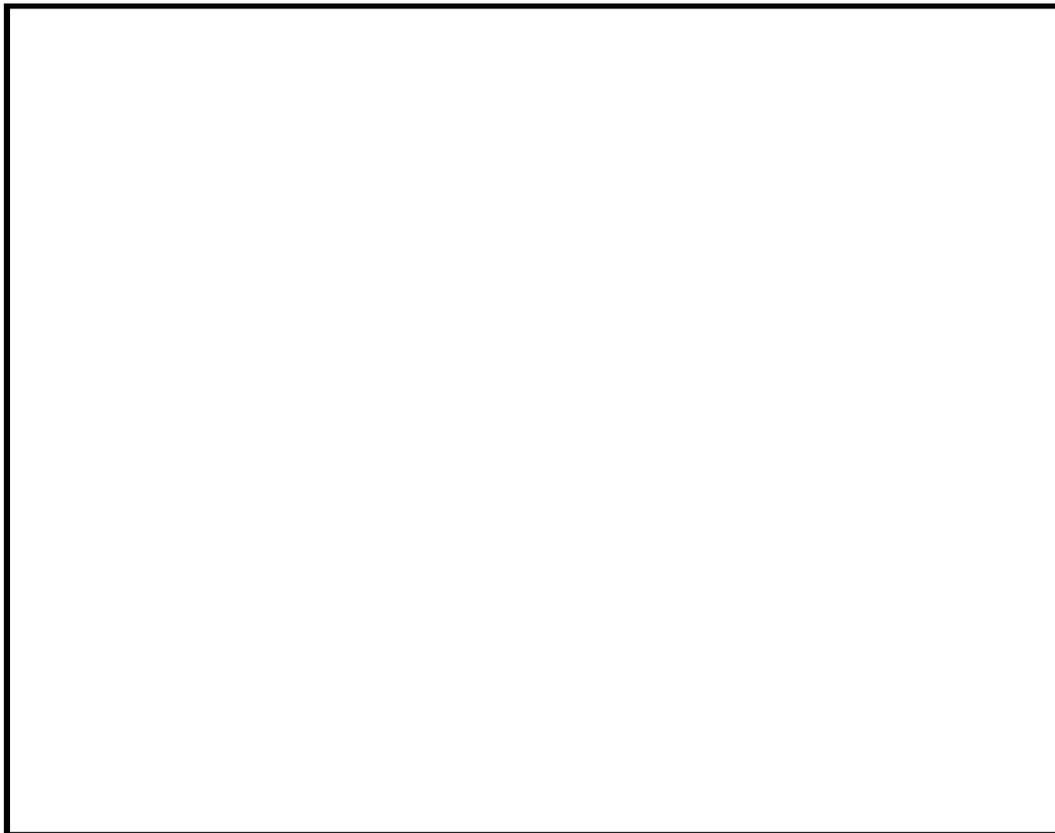


図 4.3-16 MOX 燃料混在炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 2)

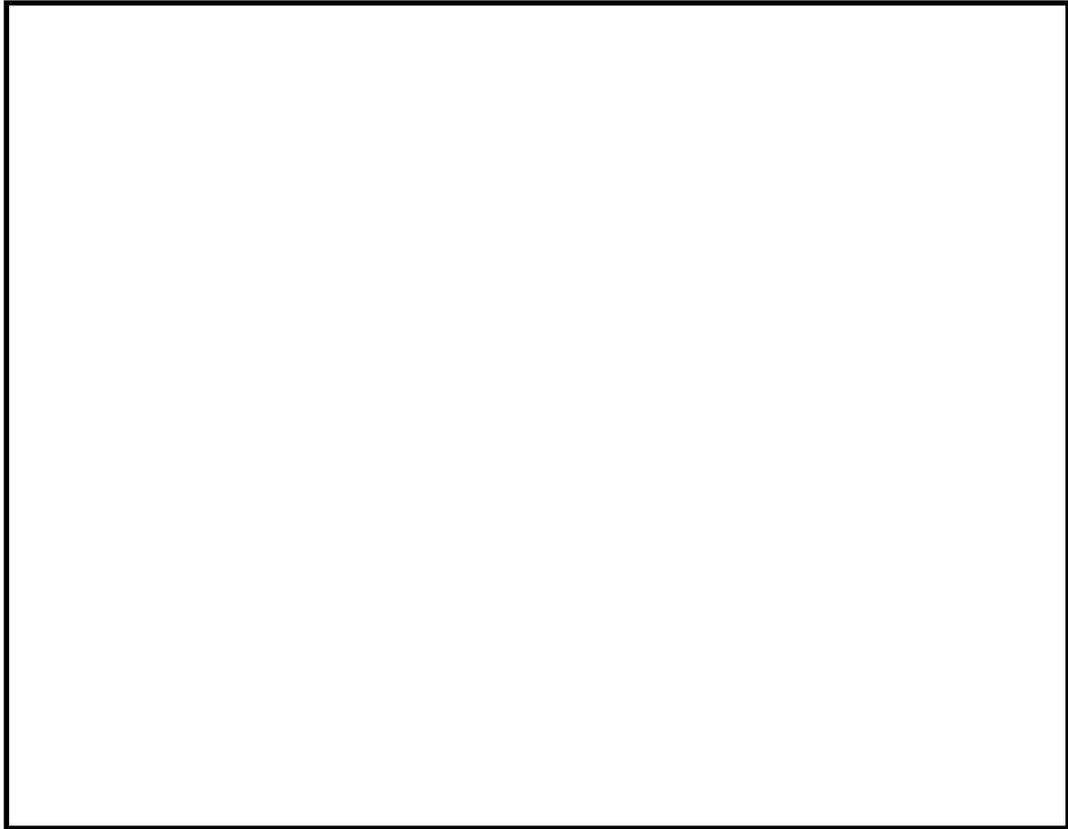


mcnp5
aetna01
error

(左上が制御棒挿入側)

図 4.3-17 MOX 燃料混在炉心 2 局所出力分布の比較 (燃料集合体(1, 2))

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。



mcnp5
aetna01
error

(左上が制御棒挿入側)

図 4.3-18 MOX 燃料混在炉心 2 局所出力分布の比較 (燃料集合体(2, 1))

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。

炉心1

I/J	1	2	3	4
1	2	1	2	1
2	1	3	1	3
3	2	1	2	1
4	1	3	1	3

炉心2

I/J	1	2	3	4
1	2	1	2	1
2	1	3	1	3
3	2	1	2	1
4	1	3	1	3

燃料集合体タイプ

制御棒

- 1 1サイクル目燃料 燃焼度 0.0 GWd/t
- 2 2サイクル目燃料 燃焼度18.7 GWd/t
- 3 3サイクル目燃料 燃焼度38.6 GWd/t

図 4.3-19 10×10 燃料平衡炉心局所出力問題 燃料配置

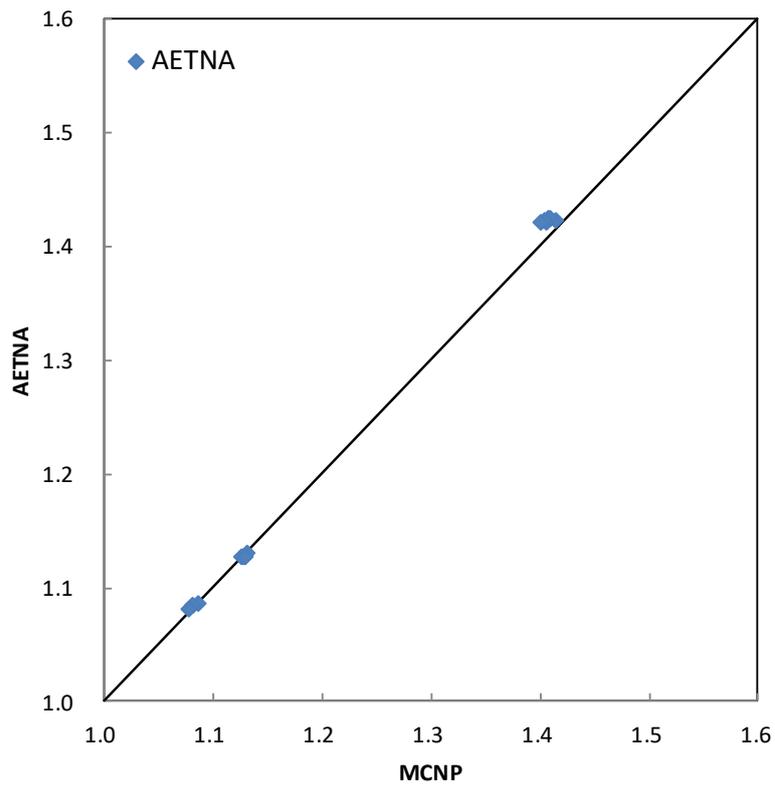


図 4.3-20 10×10 燃料平衡炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 1)

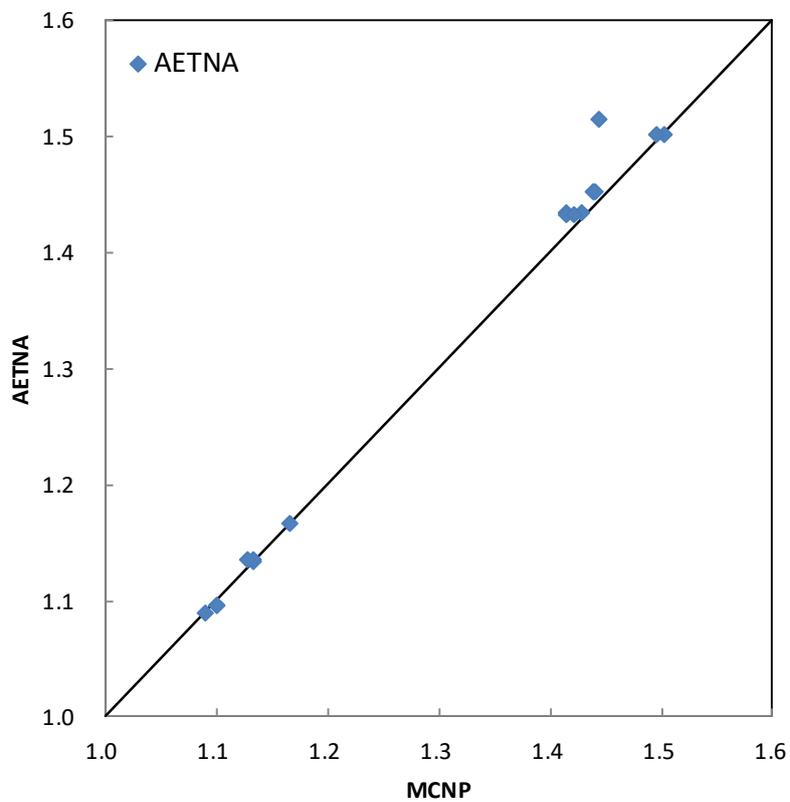
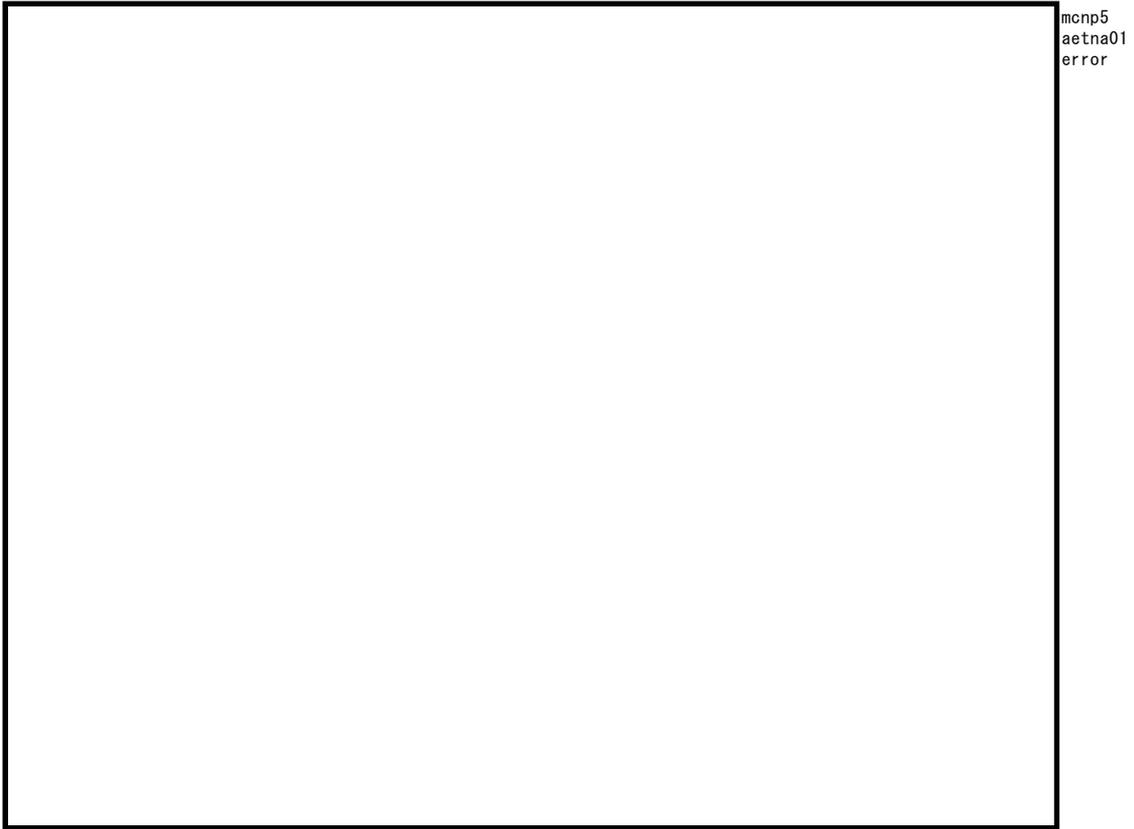


図 4.3-21 10×10 燃料平衡炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 2)



(左上が制御棒挿入側)

図 4.3-22 10×10 燃料平衡炉心 1 局所出力分布の比較 (燃料集合体(1, 2))

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。



(左上が制御棒挿入側)

図 4.3-23 10×10 燃料平衡炉心 2 局所出力分布の比較 (燃料集合体(3,4))

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。

4.3.4.3 燃焼履歴問題

4.3.4.3.1 炉停止問題

AETNA の 2 次元 3 群計算により炉停止を含む燃焼計算を行い、LANCR の単一集合体燃焼計算による参照解と比較することにより、キセノン、プロメシウム、サマリウム、ガドリニウム、プルトニウム及びアメリシウム追跡計算による微視的燃焼モデルに基づく反応度効果を**確認**した。

燃焼計算は、定格出力での連続燃焼計算から、(1) 437 日運転ごとにリスタートし、炉停止 1,600 日後の再起動・定格出力運転と、(2) 437 日運転ごとにリスタートし、炉停止 4,800 日後の再起動・定格出力運転で行った。AETNA の燃焼計算は 2 次元 4×4 炉心の 4 面反射境界条件で行い、燃料集合体は全て同一の高燃焼度 8×8 燃料とした。また、運転時のボイド率は 40%とした。LANCR の参照計算も同一の 8×8 燃料に対して AETNA と同じ燃焼条件で行った。AETNA の燃焼計算ではキセノン、プロメシウム、サマリウム、ガドリニウム、プルトニウム及びアメリシウムの追跡計算モデルを用いた。AETNA の追跡計算には LANCR の単一燃料集合体計算（連続燃焼）による核定数を用いた。

出力運転時実効増倍率の AETNA と LANCR 参照解の比較を、炉停止 1,600 日の場合について図 4.3-24 及び図 4.3-25 に、また炉停止 4,800 日の場合について図 4.3-26 及び図 4.3-27 に示す。なお、図の運転日数には炉停止期間は含まれない。燃焼が進むにつれて、プルトニウム及び核分裂生成物が蓄積されるため、短半減期核種の消滅・生成効果による炉停止期間及び起動後の反応度変化が大きくなるが、AETNA の燃焼履歴モデルはこのような出力変動を伴う運転に対しても反応度変化を予測できる。

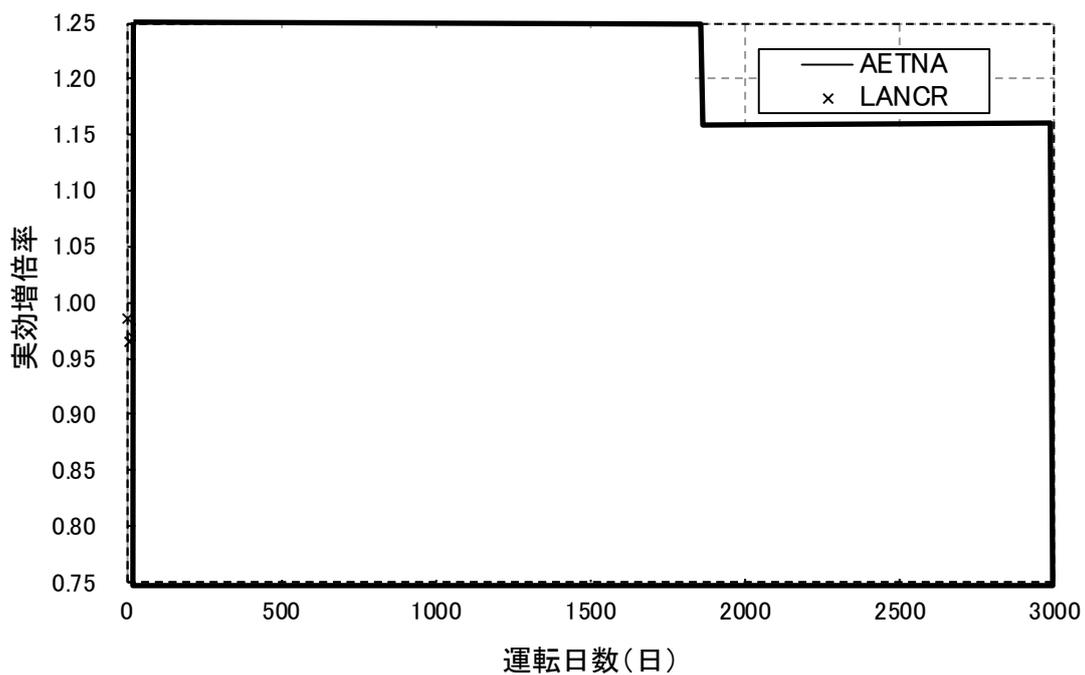


図 4.3-24 出力運転時実効増倍率の比較, 437 日運転ごと 1,600 日停止後再起動

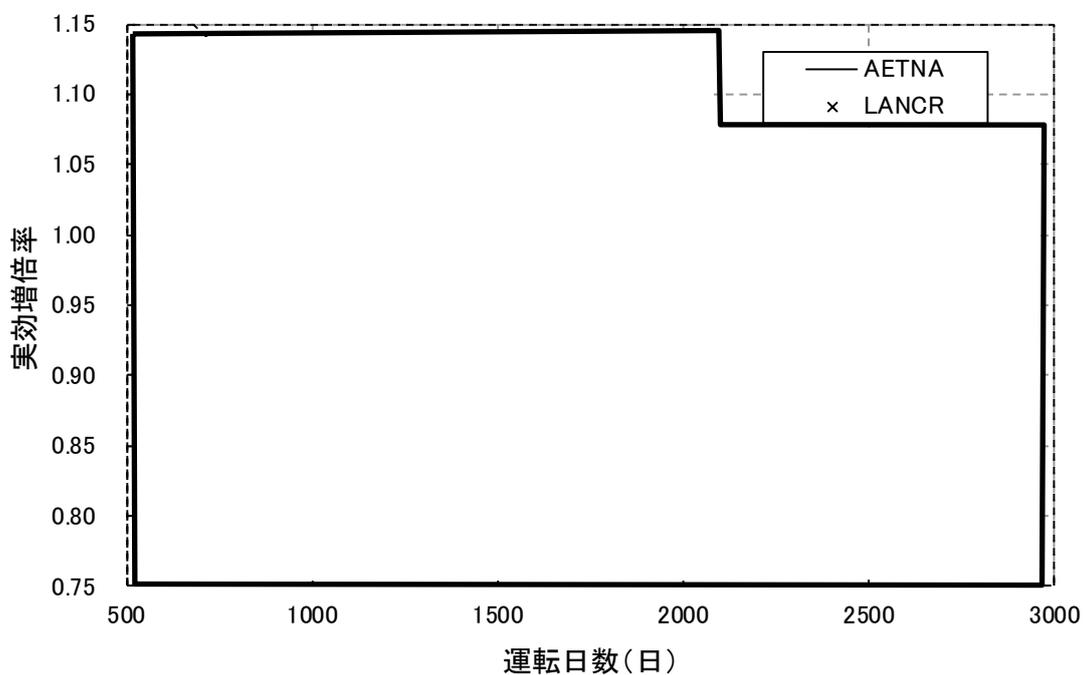


図 4.3-25 出力運転時実効増倍率の比較, 437 日運転ごと 1,600 日停止後再起動 (500 日以後拡大図)

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。

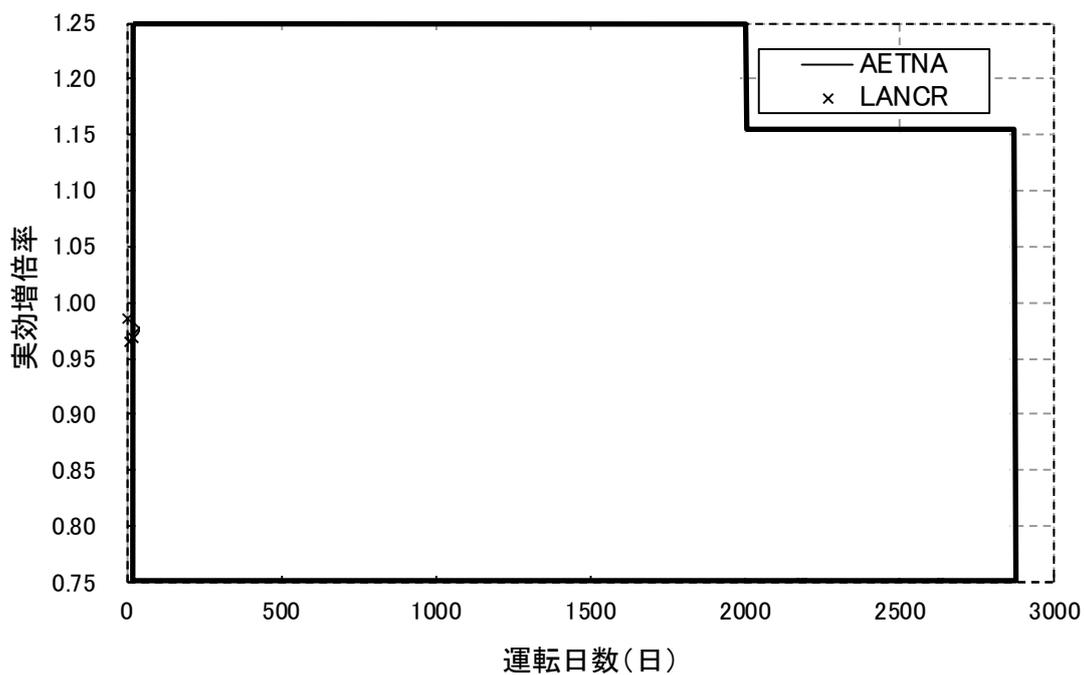


図 4.3-26 出力運転時実効増倍率の比較, 437 日運転ごと 4,800 日停止後再起動

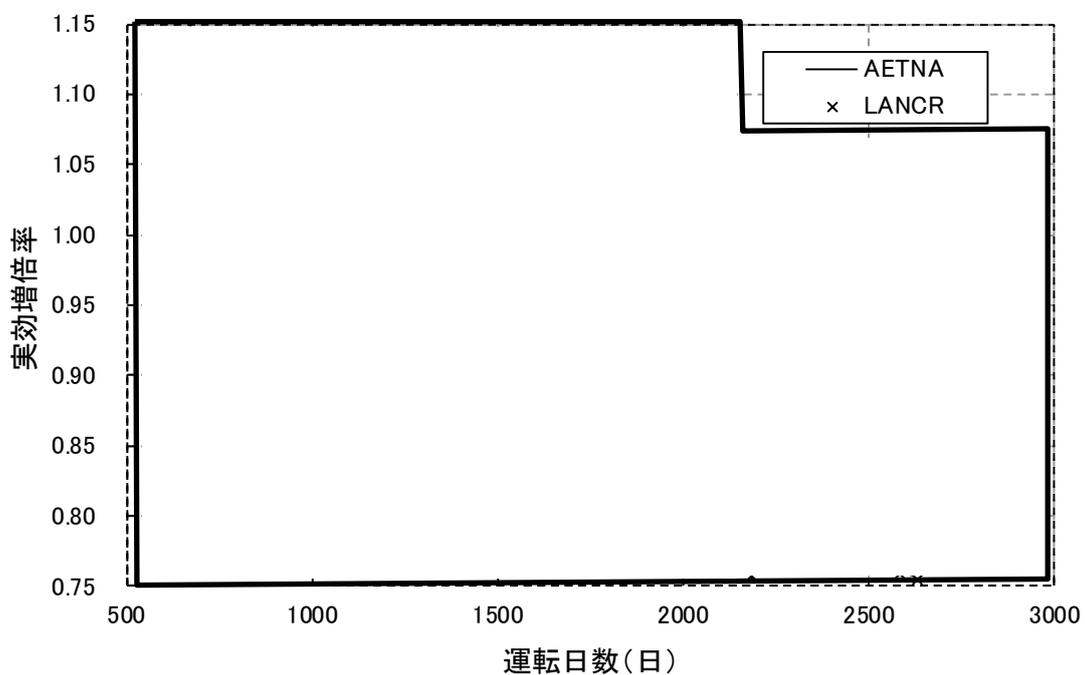


図 4.3-27 出力運転時実効増倍率の比較, 437 日運転ごと 4,800 日停止後再起動 (500 日以後拡大図)

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。

4.3.4.3.2 制御棒履歴問題

AETNA の 2 次元 3 群計算により制御棒挿入を含む燃焼計算を行い、連続エネルギーモンテカルロ燃焼コード Monteburns2 の単一集合体燃焼計算による参照解と比較することにより、制御棒履歴による反応度効果及び集合体局所出力ピーキングの妥当性確認を行った。Monteburns2 の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し、確率統計手法の観点からは、モンテカルロ計算で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。中性子束ソルバーとしては DBRC 効果を考慮したモンテカルロ計算コード MCNP5_DBRC を用いた。

燃焼計算は、局所出力ベンチマーク問題で使用した (1) D 格子 9×9 燃料、(2) C 格子長期サイクル用 10×10 燃料について行った。AETNA の 2 次元炉心燃焼計算は 2×2 炉心の 4 面反射境界条件で行い、燃料集合体は全て同一の燃料とした。また、運転時のボイド率は 40%とした。炉心中央の十字型 B₄C 制御棒を燃焼区間に応じて挿入・引抜を行うことで制御棒履歴運転を模擬した。表 4.3-26 に運転制御棒パターンを示す。制御棒挿入期間（ノード燃焼度）は現実的に取りうる最長ケースとした。Monteburns2 の参照計算も同一の燃料に対して AETNA と同じ運転パターンで行った。AETNA の燃焼計算では LANCR の単一燃料集合体計算（連続燃焼）による核定数を用いた。

出力運転時実効増倍率の AETNA と Monteburns2 参照解の比較を、D 格子 9×9 燃料の場合について図 4.3-28 に、C 格子 10×10 燃料の場合について図 4.3-29 に示す。制御棒引抜直後の臨界固有値誤差は平均 Δk 未満である。次に、制御棒引抜後の AETNA と Monteburns2 参照解の燃料棒最大 LPF 及び燃料棒出力 RMS 誤差を、D 格子 9×9 燃料の場合について図 4.3-30 に、C 格子 10×10 燃料の場合について図 4.3-31 に示す。制御棒引抜直後の燃料棒出力 RMS 誤差は平均 % であった。

表 4.3-26 制御棒履歴問題運転パターン

燃料集合体	制御棒挿入開始燃焼度* (GWd/t)	制御棒挿入終了燃焼度* (GWd/t)	制御棒挿入期間* (GWd/t)
D 格子 9×9 燃料	33.1	38.6	5.5
C 格子 10×10 燃料	38.6	46.8	8.3

*: ノード燃焼度

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。

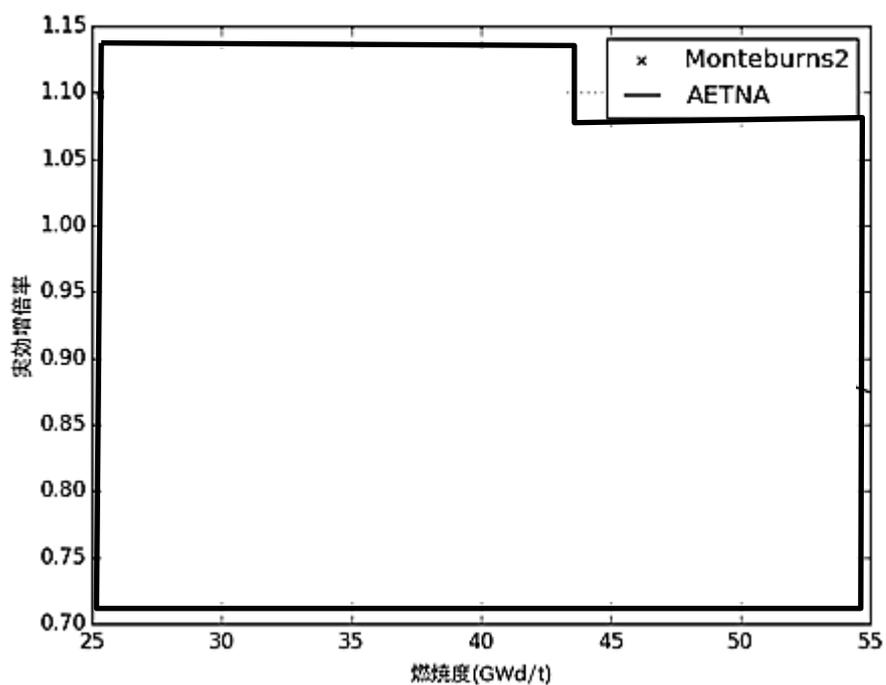


図 4.3-28 制御棒履歴運転時実効増倍率の比較 (D 格子 9 × 9 燃料)

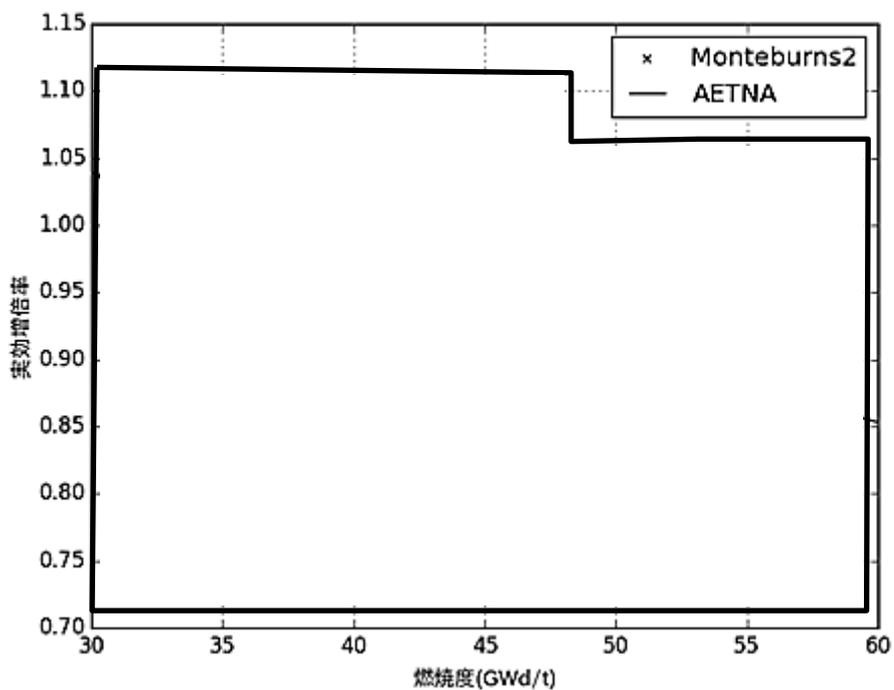


図 4.3-29 制御棒履歴運転時実効増倍率の比較 (C 格子 10 × 10 燃料)

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。

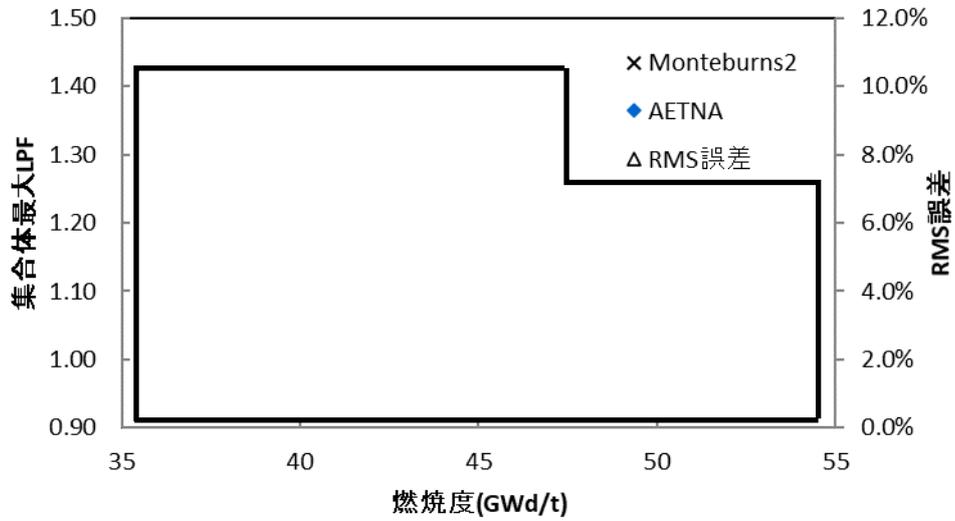


図 4.3-30 制御棒履歴運転時燃料棒最大 LPF 及び RMS 誤差
(D 格子 9 × 9 燃料)

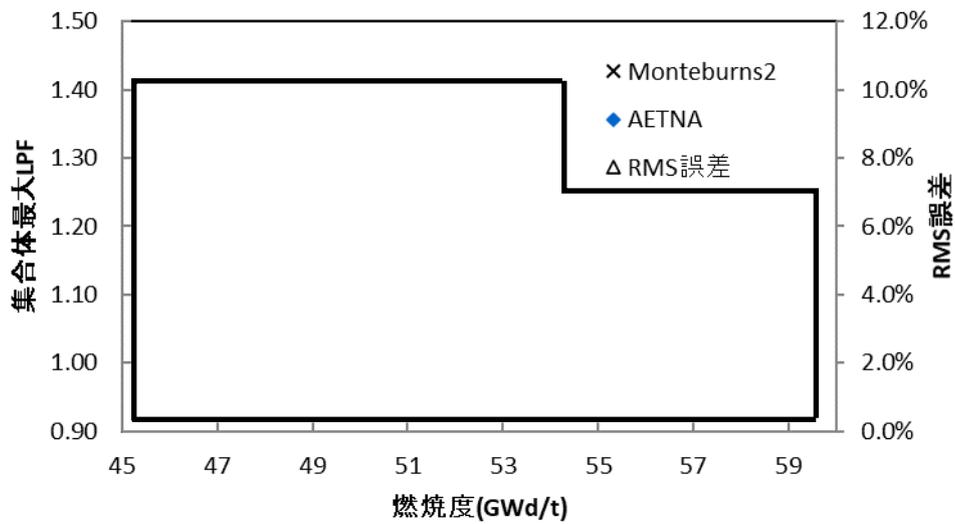


図 4.3-31 制御棒履歴運転時燃料棒最大 LPF 及び RMS 誤差
(C 格子 10 × 10 燃料)

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。

4.3.4.4 MCNPによる全炉心体系の妥当性確認

MOX 燃料を含む初装荷炉心に対する AETNA の全炉心体系計算の適用性を確認するため、連続エネルギーモンテカルロ輸送計算コード MCNP5_DBRC を用いた 3 次元全炉心体系の計算⁹⁰⁾による妥当性確認を実施した。

妥当性確認は高燃焼度初装荷炉心(SUMIT⁹¹⁾を模擬した ABWR 初装荷炉心体系に、MOX 燃料を様々な割合で装荷することで構成した MOX 初装荷炉心について、高温運転状態及びほう酸水注入系 (SLC) 作動状態を模擬した体系で行った。高温運転状態模擬としては運転時に重要と思われる実効増倍率、制御棒価値、ボイド反応度を、SLC 作動状態模擬としては実効増倍率について、MCNP5_DBRC との比較を行った。解析条件を表 4.3-27 に、妥当性確認結果を表 4.3-28 及び図 4.3-32 に示す。

高温運転状態における実効増倍率、制御棒価値、ボイド反応度は、いずれも MCNP5_DBRC と比較して % Δk 以内で一致しており、これは MOX 燃料の装荷割合によらずほぼ同じであった。

SLC 作動状態における実効増倍率については、いずれの MOX 装荷割合に対しても MCNP5_DBRC と比較して % Δk 以内で一致している。

以上より、高温運転状態及び SLC 作動状態における AETNA による実効増倍率等の反応度評価において、MOX 燃料の装荷割合への依存性は認められない。

表 4.3-27 全炉心 MCNP 妥当性確認の解析条件

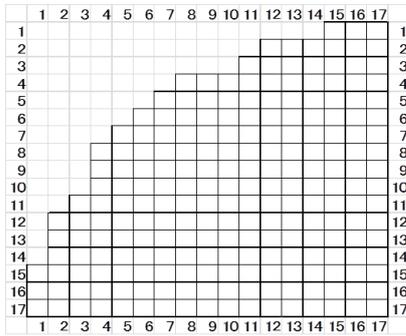
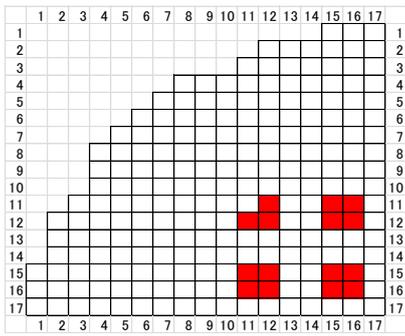
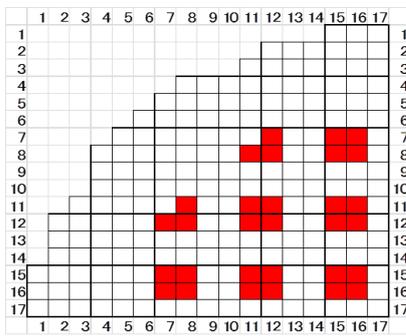
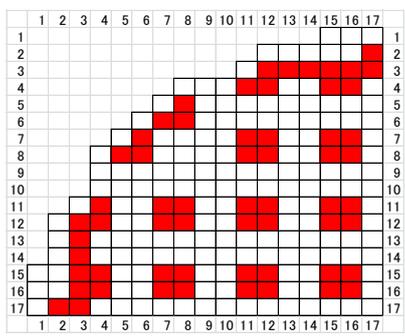
	条件
炉心	ABWR 初装荷炉心 (SUMIT) 模擬
運転状態	① 高温運転状態模擬 ボイド率 : 全燃料炉心下部から 0/40/70 %V 固定 制御棒パターン : 実機初装荷炉心定格パターン模擬 燃料平均温度 : 定格出力密度平均温度一定 (フィードバック無) ② SLC 作動状態模擬 ボイド率 : 0% 制御棒パターン : 実機初装荷炉心定格パターン模擬 ボロン濃度 : 676 ppm 炉水・燃料温度 : 181℃
装荷燃料	全炉心 872 体 ① 初装荷用 9×9 燃料 872 体, 8×8 MOX 燃料 なし ② 初装荷用 9×9 燃料 812 体, 8×8 MOX 燃料 60 体 ③ 初装荷用 9×9 燃料 752 体, 8×8 MOX 燃料 120 体 ④ 初装荷用 9×9 燃料 632 体, 8×8 MOX 燃料 240 体
MOX 燃料* 装荷位置 (1/4 炉心)	<div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <div style="text-align: center;"> <p>0 体ケース</p>  </div> <div style="text-align: center;"> <p>60 体ケース</p>  </div> </div> <div style="display: flex; justify-content: space-around; margin-top: 10px;"> <div style="text-align: center;"> <p>120 体ケース</p>  </div> <div style="text-align: center;"> <p>240 体ケース</p>  </div> </div> <p style="margin-top: 10px;">*赤 : MOX 燃料</p>
燃焼度	全ノード 200MWd/t (高温運転模擬時 Xe 平衡模擬, SLC 作動模擬時 Xe 無) (数密度はともに LANCR 計算値)
MCNP ヒストリ数	30 億ヒストリ (実効増倍率の統計誤差 ±0.001%Δk 程度)

表 4.3-28 全炉心 MCNP 妥当性確認結果

		MOX装荷体数			
		0体	60体	120体	240体
定格出力状態 模擬	MCNP				
	AETNA				
	% Δ k				
全制御棒引抜	MCNP				
	AETNA				
制御棒価値	MCNP				
	AETNA				
	A/M-1				
	% Δ k				
ボイド+5%	MCNP				
	AETNA				
ボイド反応度	MCNP				
	AETNA				
	A/M-1				
	% Δ k				
SLC作動状態 模擬	MCNP				
	AETNA				
	% Δ k				
SLC価値	MCNP				
	AETNA				
	A/M-1				
	% Δ k				

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。

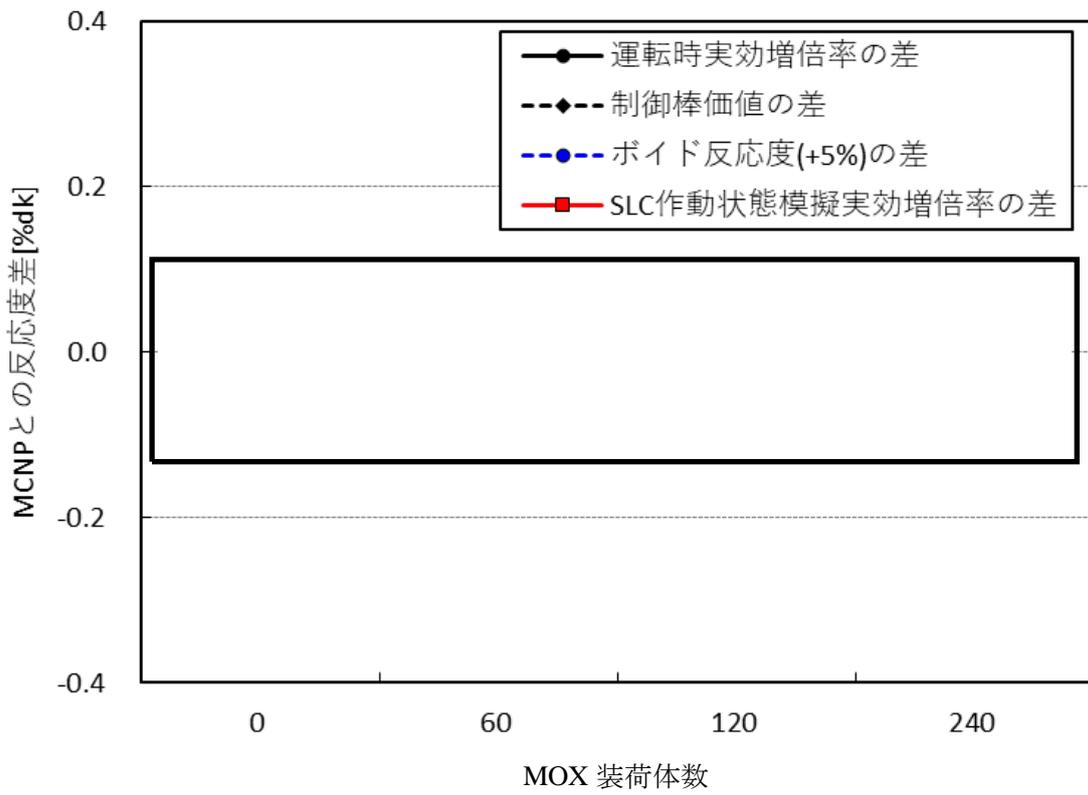


図 4.3-32 全炉心 MCNP 妥当性確認結果 (MCNP との反応度差 [% Δk])

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。

4.3.4.5 チャンネル流量配分の妥当性確認

AETNA のチャンネル流量の配分においては、全チャンネルの圧損計算に基づく詳細な流量配分ではなく、熱水力代表チャンネルにて炉心圧損バランスから流量を計算し、個々のチャンネルへの流量配分は同一の熱水力チャンネル及びオリフィスタイプの間でバンドル出力及び軸方向出力分布への依存性に基づく関数によって割り振られる。

このような縮約モデルに基づく流量配分計算の確認として、全熱水力チャンネル及び流路における圧損計算に基づいてチャンネル及びバイパス流量配分を決定する詳細計算コードを参照とした妥当性確認を行う。参照コードは熱水力計算コード ISCOR の熱水力チャンネル数の上限について1バンドル1熱水力チャンネルまで取り扱えるように拡張した ISCORFC を用いており、計算においては全ての集合体が独立した熱水力チャンネルとして考慮されている。ISCORFC の圧損評価モデルは ISCOR⁹²と等しく、**圧力損失と流量配分の関係は停止プラントのチャンネル流量の測定により確認されている^{93, 94}**。

確認は9×9A型燃料のABWR平衡炉心において、定格出力模擬状態（100%出力90%流量）及び部分出力模擬状態（87%出力50%流量）でAETNAの出力分布条件に対するチャンネル流量配分についてISCORFC評価値をAETNAのチャンネル流量と比較した。インチャンネル相対流量の両者の比較結果について、定格出力時の比較を図4.3-33に、部分出力時の比較を図4.3-34に示す。両者のチャンネル流量の相対RMS差は定格出力時が %、部分出力時が %であり、熱的に厳しい定格出力時の流量差がCPR計算に及ぼす影響は であった。

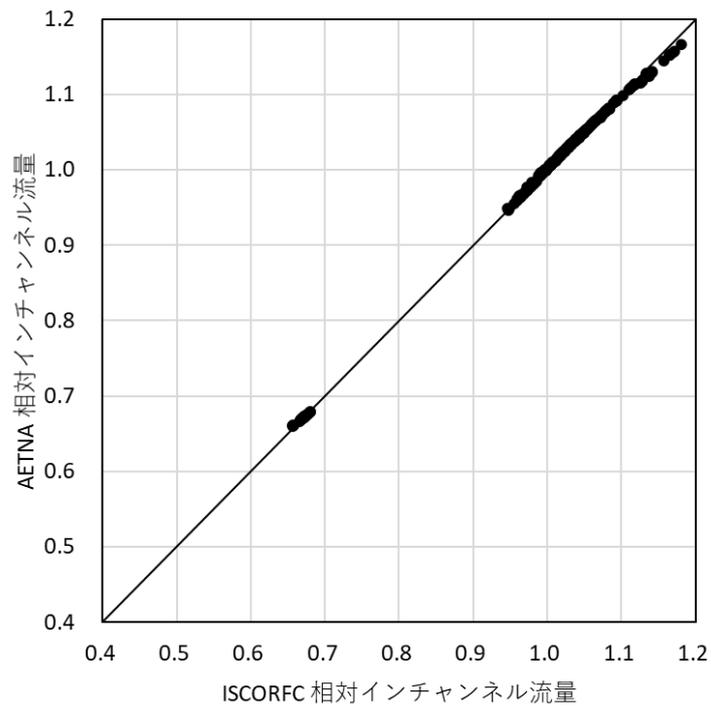


図 4.3-33 定格出力時チャンネル流量の比較

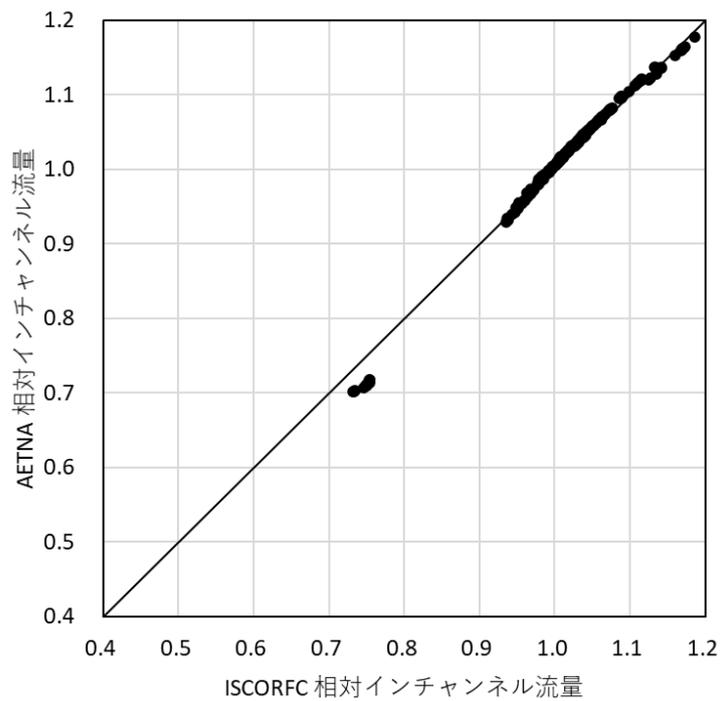


図 4.3-34 部分出力時チャンネル流量の比較

4.3.5 プラント運転実績による妥当性確認

4.3.5.1 冷温時臨界固有値（制御棒価値を含む）

(1) 冷温時臨界固有値

冷温時計算は、追跡計算による出力運転時計算によって求められた積算値を基に、冷温状態においてボイド・ドップラフィードバックのない炉心状態を計算している。このため、冷温時の中性子実効増倍率について評価することで、冷温状態での出力分布計算などの妥当性を評価することができる。冷温時の中性子実効増倍率を適切に評価できることは、炉停止余裕計算の確からしさにつながる。

冷温時の中性子実効増倍率の計算結果から求めた臨界固有値は、プラントごと、炉心ごとに変動することから、冷温臨界状態を評価するためには、コードの持つ冷温時の臨界固有値のばらつきを把握する必要がある。このばらつきが小さければコードとしては、十分な性能を有していると言える。

このことから、国内プラントにおける9×9燃料採用以降の至近の4～5サイクルの臨界試験結果の実績の偏差について評価を行った。冷温時臨界試験評価は、4.4節に示す炉心追跡燃焼計算をもとに、サイクル初期（一部中間停止時）において実施された臨界試験時の炉心状態（冷却材温度、炉圧、制御棒パターン、ペリオド）を入力して行った。臨界制御棒パターンには、局所臨界パターンと制御棒引抜手順に沿ったインシーケンス（分散引抜）パターンが含まれる。この結果から、プラントごとに、評価サイクルにおける臨界固有値の炉心平均燃焼度増分に対する相関を評価した。すなわち、炉心平均燃焼度増分に対する臨界固有値のトレンドの平均値を多項式近似により求め、各試験点における臨界固有値と平均値との偏差を評価することでコードの妥当性を評価した。プラントごとの偏差について、まとめた結果を図4.3-35に示す。図4.3-35ではBWR炉型ごとに示された一群のデータが、図中の例に示すように横軸を評価サイクルとして、それぞれのプラントごとに平均値からの偏差として示されている。全プラント、全サイクルに対する臨界固有値の変動成分のヒストグラムを図4.3-36に示す。各試験における臨界固有値と平均値との標準偏差は Δk であった。

(2) 冷温時制御棒価値

冷温時制御棒価値の妥当性を評価することで、制御棒引き抜き状態に応じた出力分布計算の妥当性を確認することができる。

ここでは、国内プラントの起動及び炉物理試験時に実施された制御棒価値測定試験結果を用いて、冷温時制御棒価値の計算結果の妥当性を評価する。実機での試験方法の実施例を、以下に示す。

所定のシーケンスに従って制御棒を引き抜き、炉心を臨界にした状態で、反応度調整用制御棒の挿入深さを調整して臨界を少し超過した状態とする。次に制御棒価値測定の対象制御棒を段階的に挿入し、その時の漸近ペリオドの変化、あるいは反応度計による測定値から制御棒価値を積算するものである。

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。

上記の方法でなされた MOX 燃料装荷炉心を含む 110 万 kW 級 BWR 及び 80 万 kW 級 BWR の 2 プラント 8 ケースに対する冷温時制御棒価値測定結果と計算結果の比較例を図 4.3-37 に示す。これらの試験ケースには、原子炉起動試験において炉心全体で制御棒が平均的に引き抜かれたケースと、炉物理試験において炉心の一部領域で制御棒が局所的に引き抜かれたケースとを含む。計算値と測定値の差は平均 $\Delta k/k'$, 標準偏差は $\Delta k/k'$, 相対差の平均値は %, 標準偏差は % である。ここで相対差は (AETNA-測定値) / 測定値で定義される。

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。

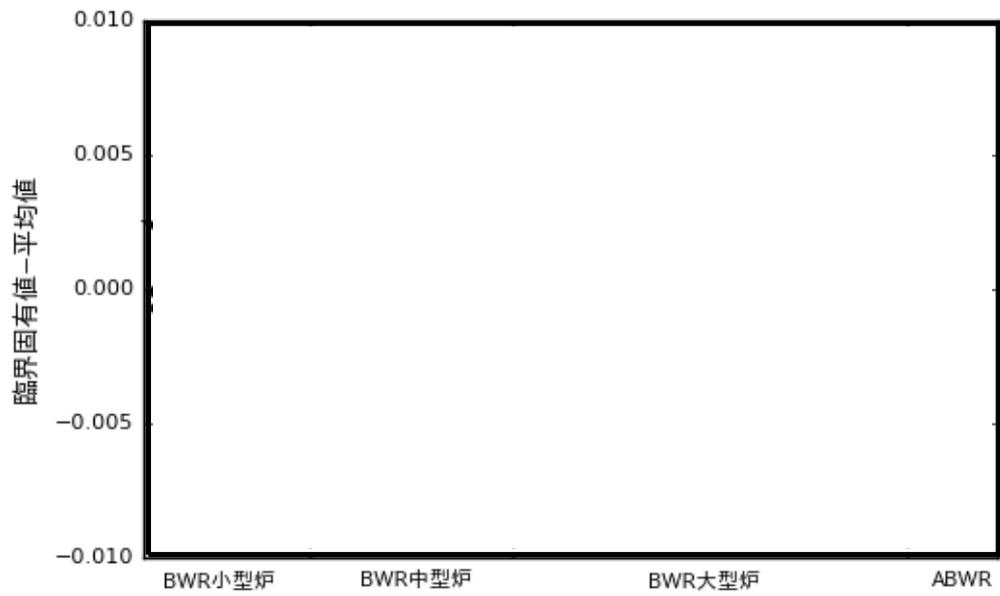


図 4.3-35 冷温時臨界固有値の変動（プラントごと）

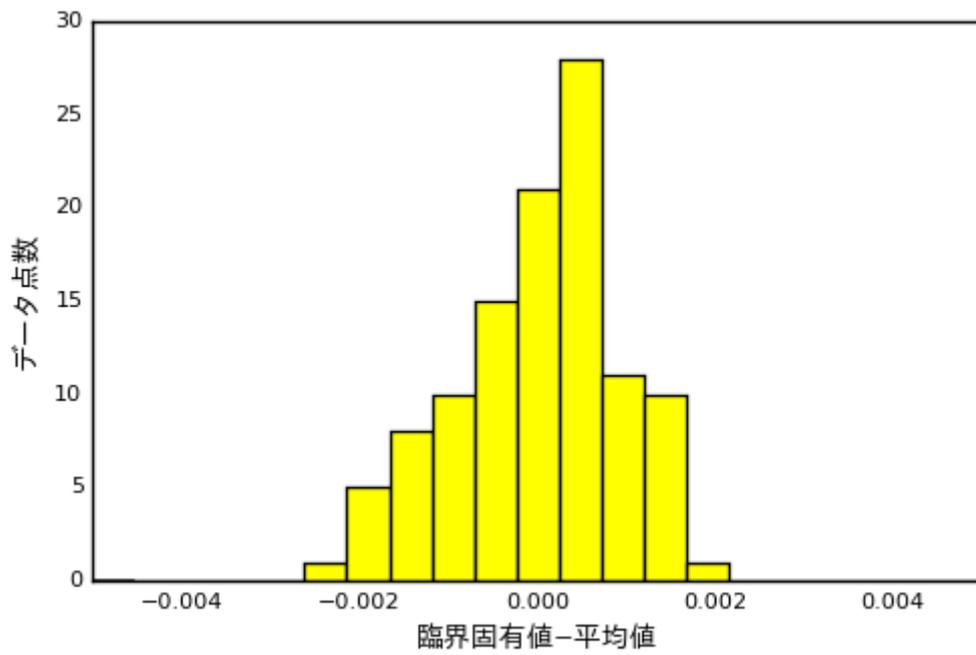


図 4.3-36 冷温時臨界固有値の変動ヒストグラム（全プラント）

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。

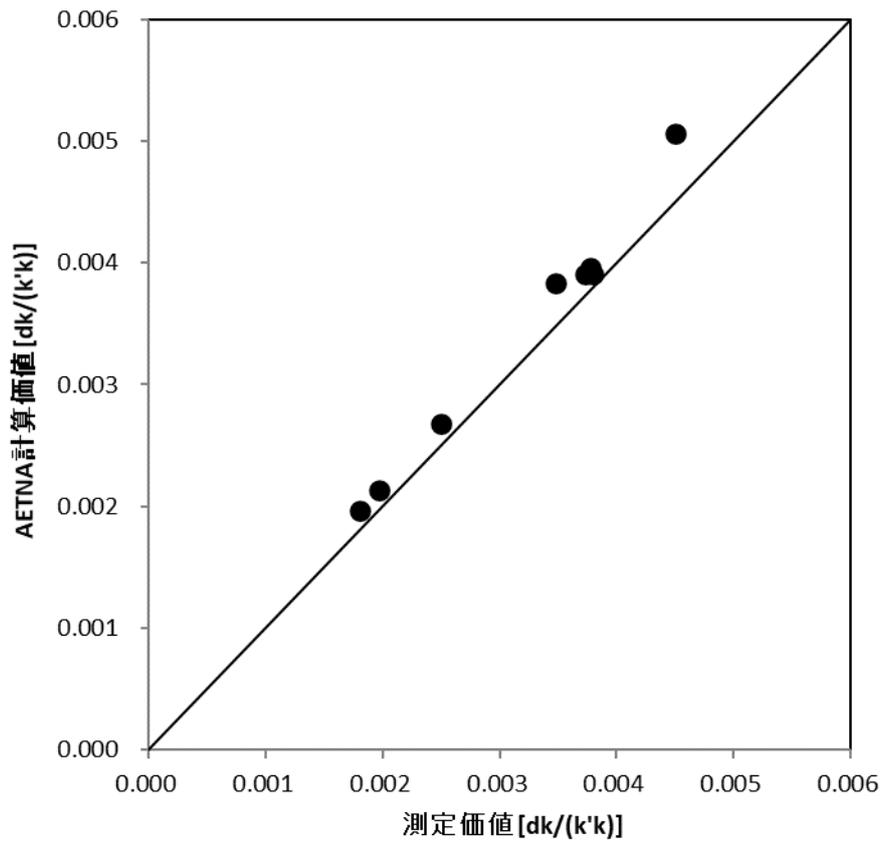


図 4.3-37 制御棒価値の測定結果と解析結果の比較

4.3.5.2 出力運転時臨界固有値

出力運転時計算は、炉心燃料構成、制御棒パターン、炉心熱出力及び流量などを与えられて炉心内出力分布及び中性子実効増倍率(臨界固有値)を決定する。また、燃焼計算によって更新された積算値に基づき、燃焼後の炉心内出力分布及び中性子実効増倍率(臨界固有値)を決定する。

実際の炉心における臨界状態での中性子実効増倍率は 1.0 であるが、コードで計算した中性子実効増倍率(臨界固有値)は、様々な制約により 1.0 とならないことが多い。また、限られた入力で計算された出力運転時の臨界固有値はプラントごと、炉心ごと、またサイクル燃焼度増分により変動する。従って、コードで計算した臨界固有値が安定しているほど、炉心内の状態を正しく計算し、積算値を更新していると言える。

ここでは、コードによる出力運転時の臨界固有値のばらつきを把握するため、国内プラントにおける 9×9 燃料採用以降の至近の 4～5 サイクルの出力運転時臨界固有値の偏差について評価を行った。具体的にはまず、サイクル燃焼度点ごとに実績の炉心熱出力、炉心流量、制御棒パターン、炉心平均燃焼度増分を AETNA に入力して追跡燃焼計算を行い、出力運転時臨界固有値を求めた。この時、炉心ヒートバランス(炉心入口エンタルピ、炉圧、バイパス流量)は設計値を用いている。また、移動式炉心内計装系(TIP)で測定した炉心内の中性子束分布による出力分布の学習は行っていない。

次に、プラントごとに評価サイクルにおける臨界固有値のサイクル燃焼度増分に対する相関を評価した。すなわち、炉心サイクル燃焼度増分に対する臨界固有値のトレンドの平均値を多項式近似により求め、この平均値と各計算点における臨界固有値との偏差をコードのばらつきとして評価した。プラントごとの偏差についてまとめた結果を図 4.3-38 に示す。図 4.3-38 では、BWR 炉型ごとに示された一群のデータが、図中の例に示すように、横軸を評価サイクルのサイクル燃焼度増分として、それぞれのプラントごとに平均値からの偏差として示している。(プラント A の例では 4 評価サイクルに対する 4 本の偏差がプロットされている。) 全プラント、全サイクルに対する臨界固有値の変動のヒストグラムを図 4.3-39 に示すが、プラントごとの平均値からの臨界固有値データの標準偏差は Δk であった。

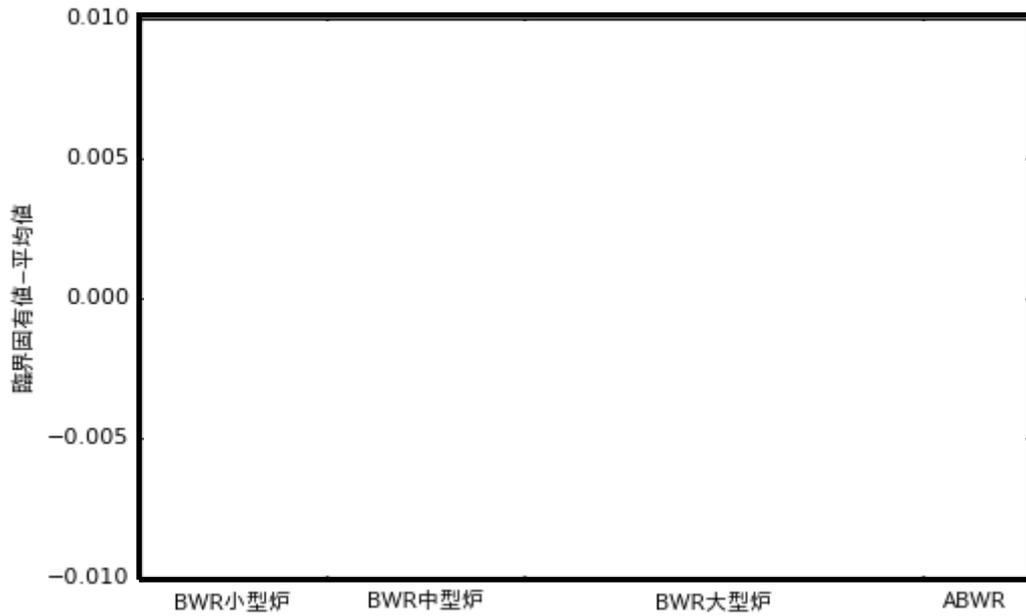


図 4.3-38 出力運転時臨界固有値の変動 (プラントごと)

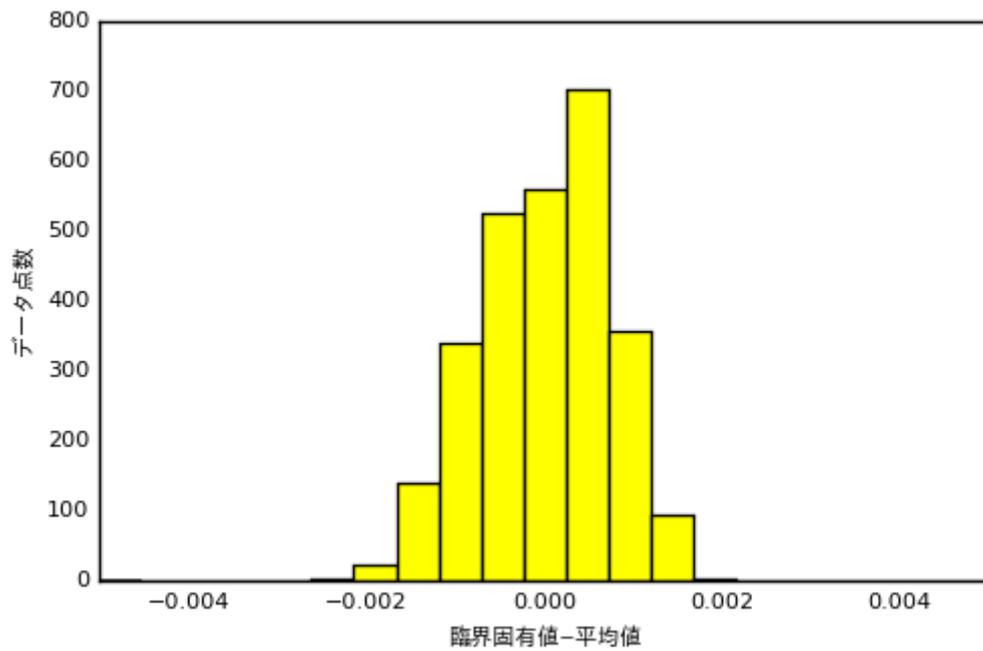


図 4.3-39 出力運転時臨界固有値の変動ヒストグラム (全プラント)

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。

4.3.5.3 出力分布（移動式炉心内計装系 TIP との比較）

AETNA による出力運転時の出力分布の計算精度は、原子炉内の移動式炉心内計装系(TIP)による中性子束分布の測定値（以下、「TIP 測定値」という。）と、AETNA による TIP 位置における中性子束分布の計算値（以下、「TIP 計算値」という。）を比較することで評価できる。

ここでは、国内プラントにおける 9×9 燃料採用以降の至近の 4～5 サイクルにおける TIP 測定値と TIP 計算値の評価を行なった。具体的には、サイクル燃焼度点ごとに実績の炉心熱出力、炉心流量、制御棒パターン、炉心平均燃焼度増分を入力し、AETNA による追跡燃焼計算を行なって、TIP 計算値を求めた。炉心ヒートバランス（炉心入口エンタルピ、炉圧、バイパス流量）は設計値を用い、また TIP 測定値による出力分布の学習は行っていない。なお、評価したプラントの TIP は熱中性子検出器である。

プラントごとの TIP 測定値と TIP 計算値のノード RMS 誤差を図 4.3-40 に示す。BWR 炉型ごとに示された一群のデータが、図中の例に示すように、横軸をそれぞれのプラントにおける評価サイクル及びサイクル燃焼度増分の順番とした評価点ごとの TIP ノード RMS 誤差に対応している。同様に、TIP 径方向 RMS 誤差を図 4.3-41 に、TIP 軸方向 RMS 誤差を図 4.3-42 に示す。なお、TIP は燃料集合体間の水ギャップ位置における熱中性子束を計測するため、測定値には計装管の位置ずれなどによる分布の誤差が含まれ、ノード TIP 測定値の不確かさは 2.6%と評価されている⁴⁰。

図 4.3-43～図 4.3-49 は BWR 炉型ごとに、TIP 測定値と TIP 計算値の炉心平均軸方向分布の比較を全燃焼度点について示した相関図である。軸方向出力の大きさに依らず TIP 計算値は TIP 測定値を良く再現している。また、各炉型に対して、TIP 検出器ストリングごとの TIP 測定値と TIP 計算値の分布の比較を図 4.3-50～図 4.3-56 に示す。図中には TIP 検出器ストリングに隣接する制御棒の挿入深さも示す。図 4.3-40 などからわかるように TIP 誤差のサイクル燃焼度依存性は統計的に小さいため、ここではプラントごとに代表的な例を示している。炉心の種類、燃焼度、制御棒の有無によらず、計算された TIP 分布は、TIP 測定値を良く再現している。全プラント、全燃焼度点の TIP 計算値の TIP 測定値に対する RMS 誤差の平均値を表 4.3-29 に示す。ここで、TIP 測定値及び TIP 計算値は炉心平均が 1.0 になるように、それぞれ規格化されている。ただし、軸方向上下端ノードは TIP 測定値の絶対値が小さく相対誤差が大きいため、統計値より除いている。

ノード、径方向及び軸方向の RMS 誤差の定義は次の通りである。

ノード RMS 誤差：

$$RMS_{nodal} = \sqrt{\frac{\sum_{L=1}^{NICS} \sum_{K=Klow}^{Kup} (T_{KL}^m - T_{KL}^c)^2}{NICS * Km}} \quad (4.3-8)$$

径方向 RMS 誤差：

$$RMS_{radial} = \sqrt{\frac{\sum_{L=1}^{NICS} \left(\frac{\sum_{K=K_{low}}^{K_{up}} T_{K,L}^m}{K_m} - \frac{\sum_{K=K_{low}}^{K_{up}} T_{K,L}^c}{K_m} \right)^2}{NICS}} \quad (4.3-9)$$

軸方向 RMS 誤差：

$$RMS_{axial} = \sqrt{\frac{\sum_{K=K_{low}}^{K_{up}} \left(\frac{\sum_L T_{K,L}^m}{NICS} - \frac{\sum_L T_{K,L}^c}{NICS} \right)^2}{K_m}} \quad (4.3-10)$$

ただし、 $T_{K,L}^m, T_{K,L}^c$ はそれぞれ TIP 測定値と TIP 計算値、 $NICS$ は TIP 計装管総数、 $K_m = K_{up} - K_{low} + 1$ である。 K_{up} と K_{low} は統計に含めるノードの上端と下端を表す。

表 4.3-29 TIP 計算値の測定値との比較 (全プラント測定点平均)

RMS誤差 (ノードル)	
RMS誤差 (径方向)	
RMS誤差 (軸方向)	

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。

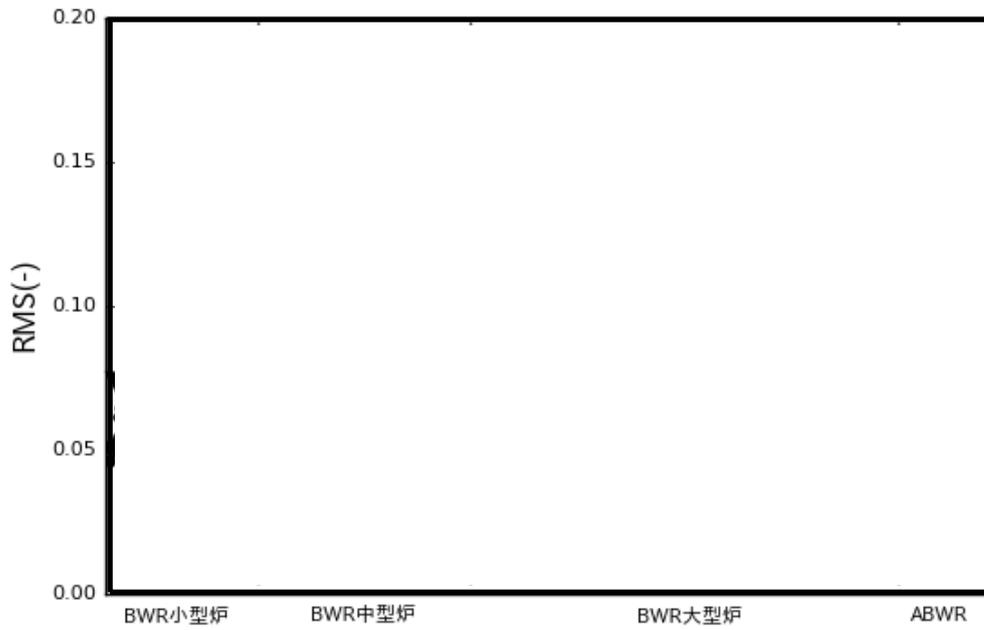


図 4.3-40 TIP 測定値と計算値のノード RMS 誤差



図 4.3-41 TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 誤差

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。

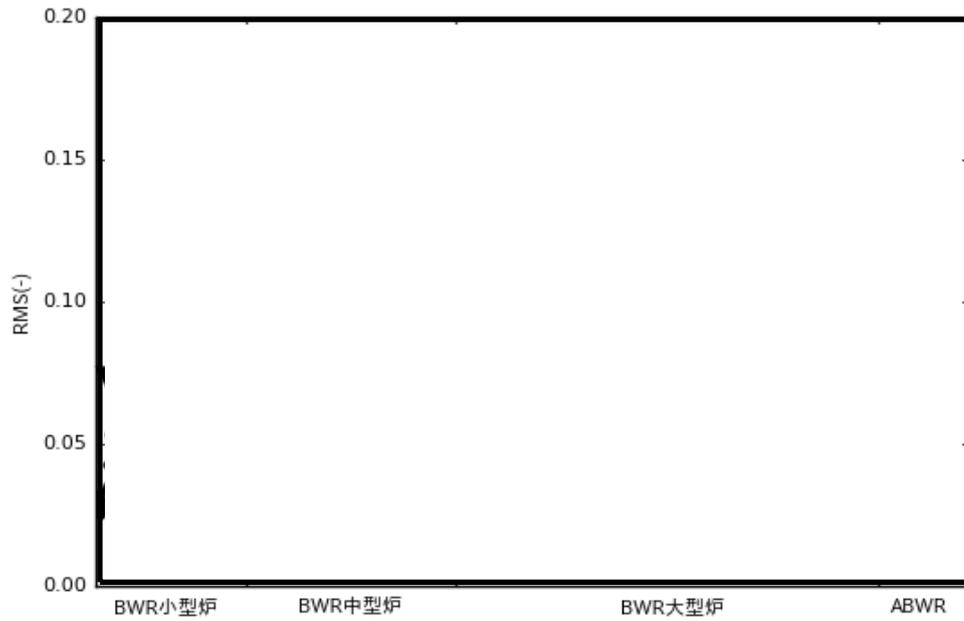


図 4.3-42 TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 誤差

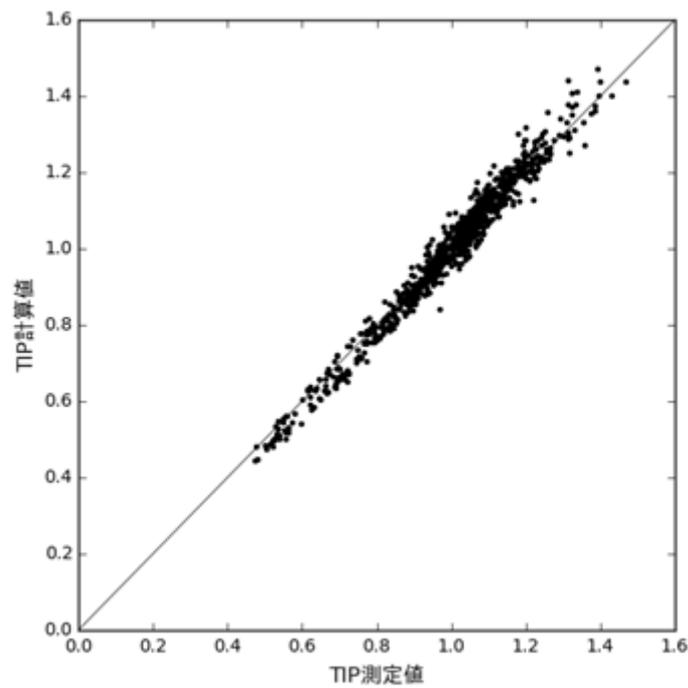


図 4.3-43 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 小型 D 格子炉の例)

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。

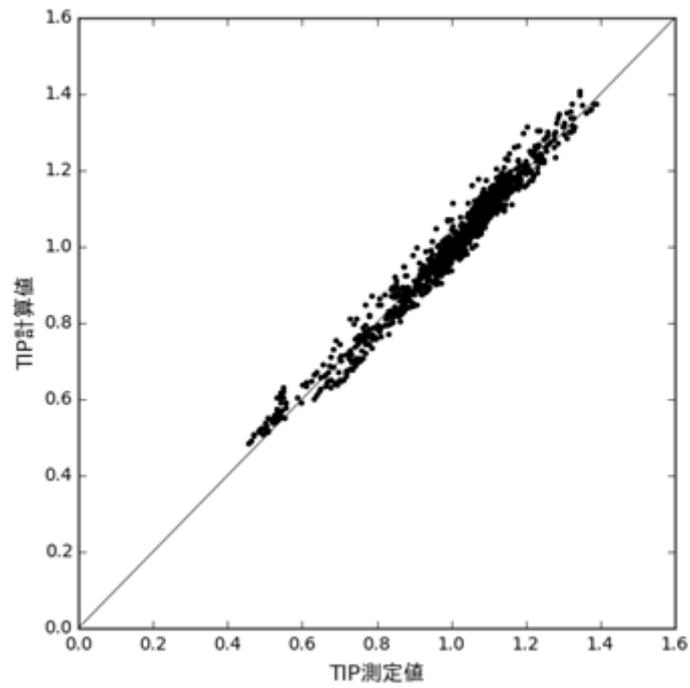


図 4.3-44 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 小型 S 格子炉の例)

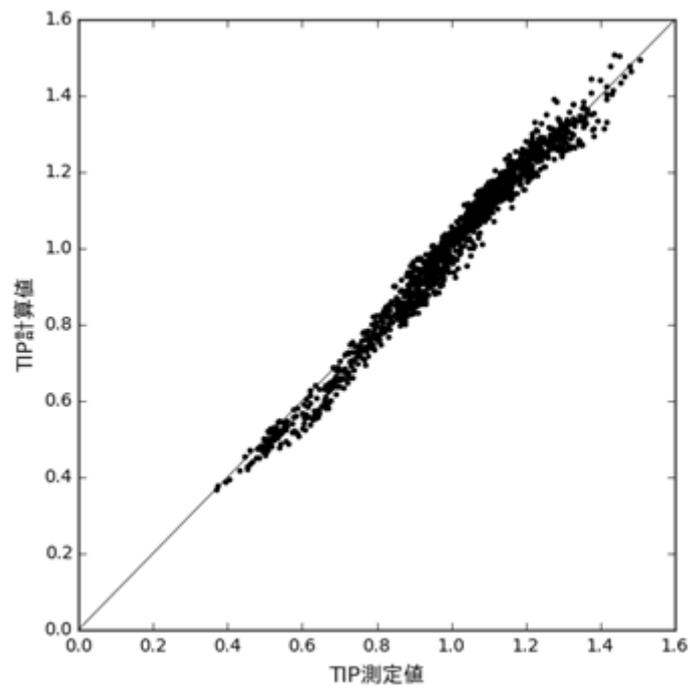


図 4.3-45 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 中型 D 格子炉の例)

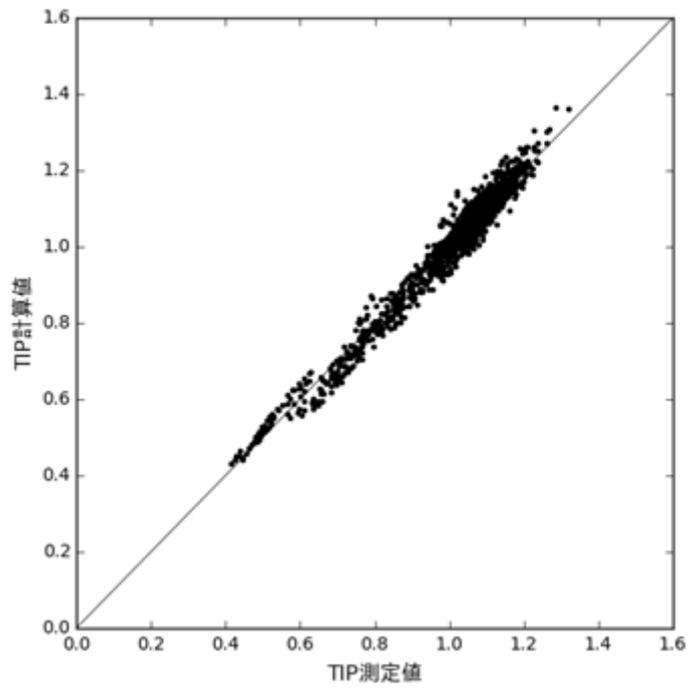


図 4.3-46 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 中型 S 格子炉の例)

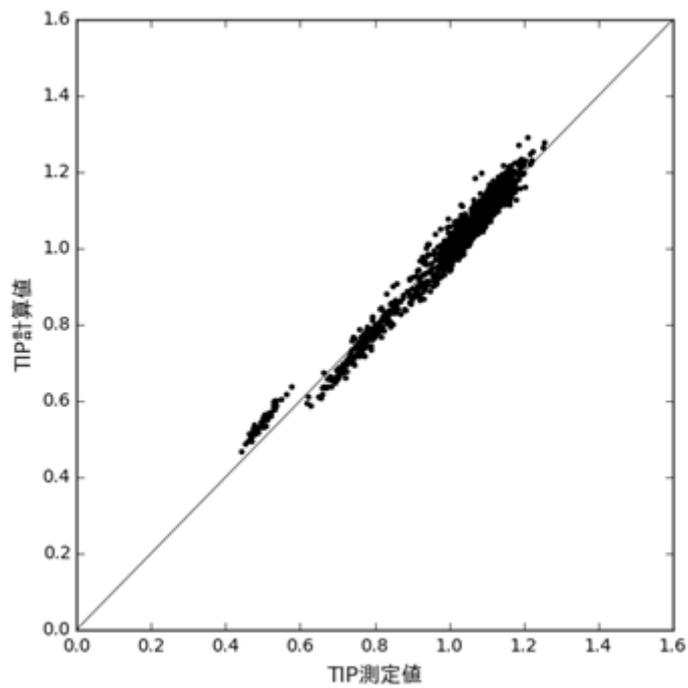


図 4.3-47 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 大型 C 格子炉の例)

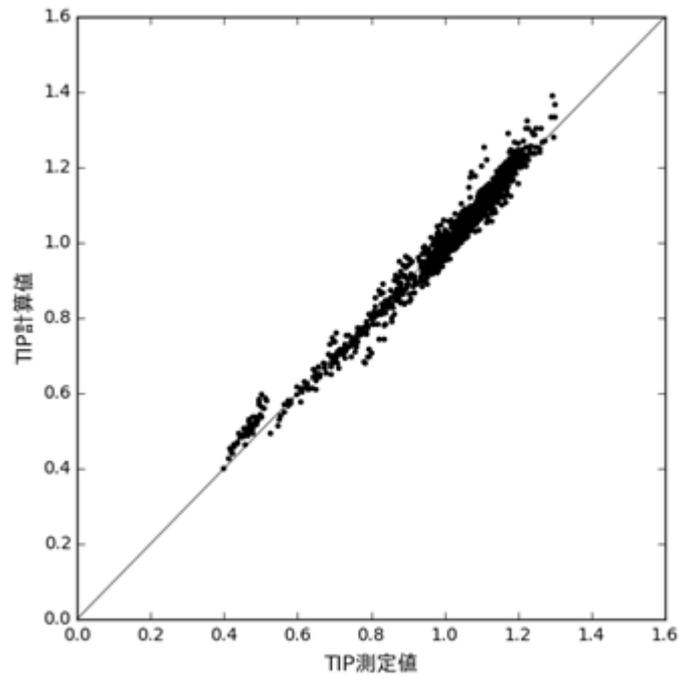


図 4.3-48 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 大型 S 格子炉の例)

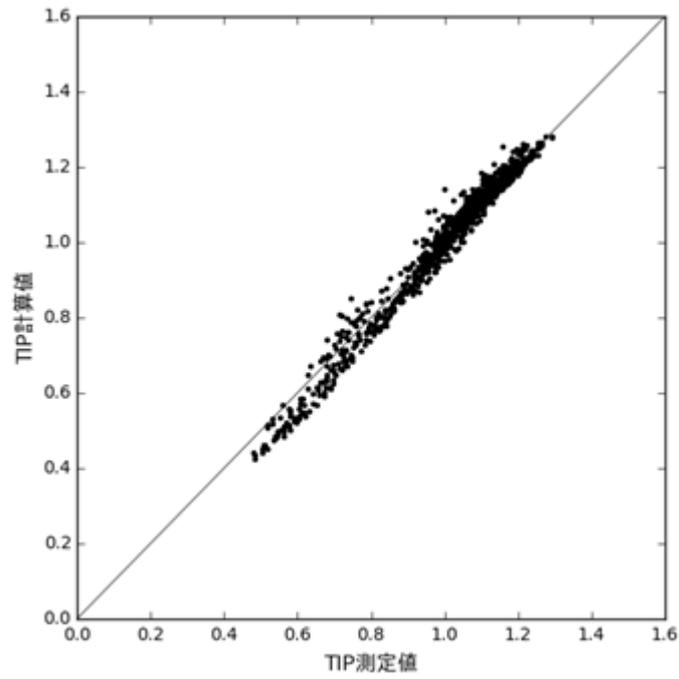


図 4.3-49 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(ABWR の例)

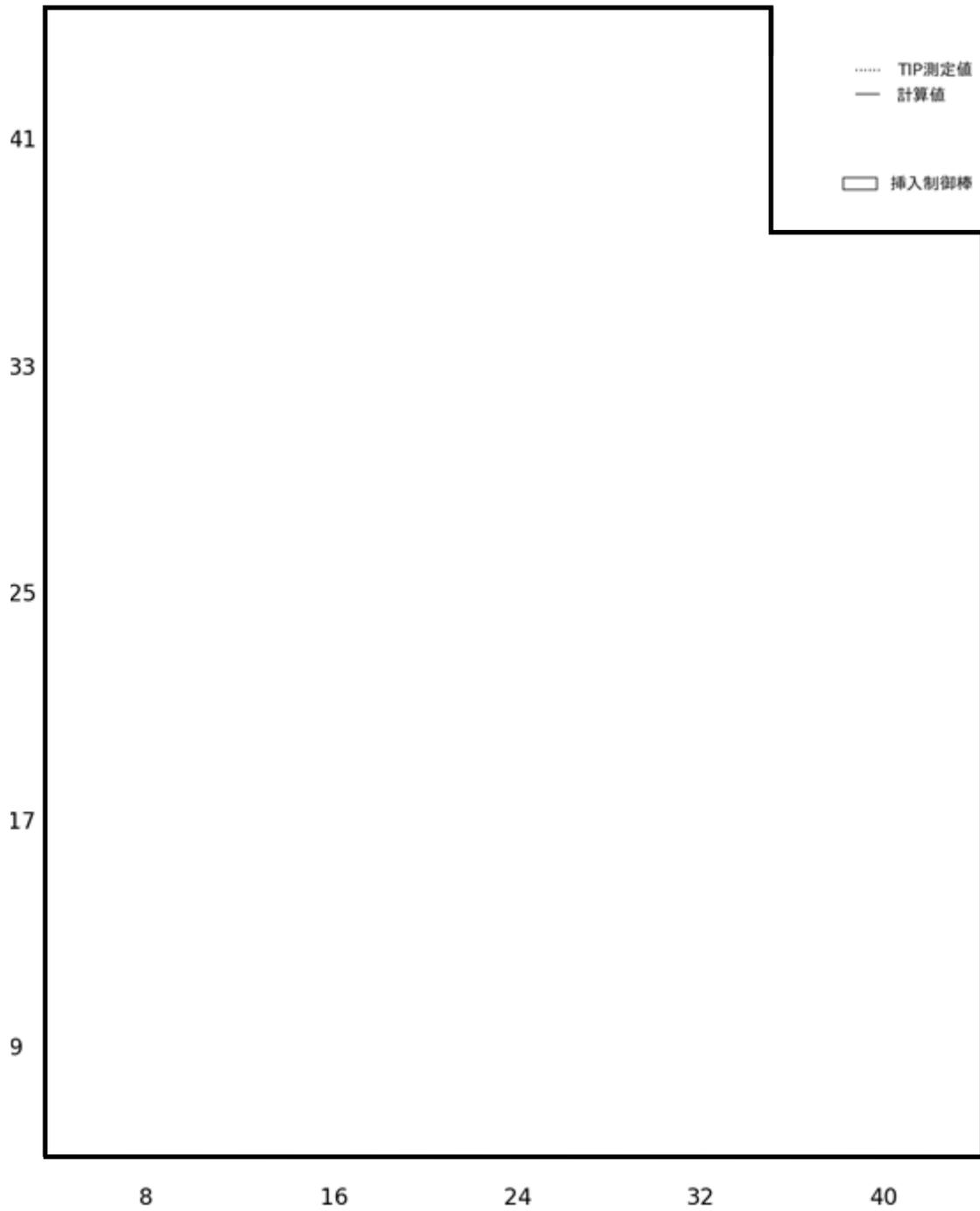


図 4.3-50 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 小型 D 格子炉)

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。

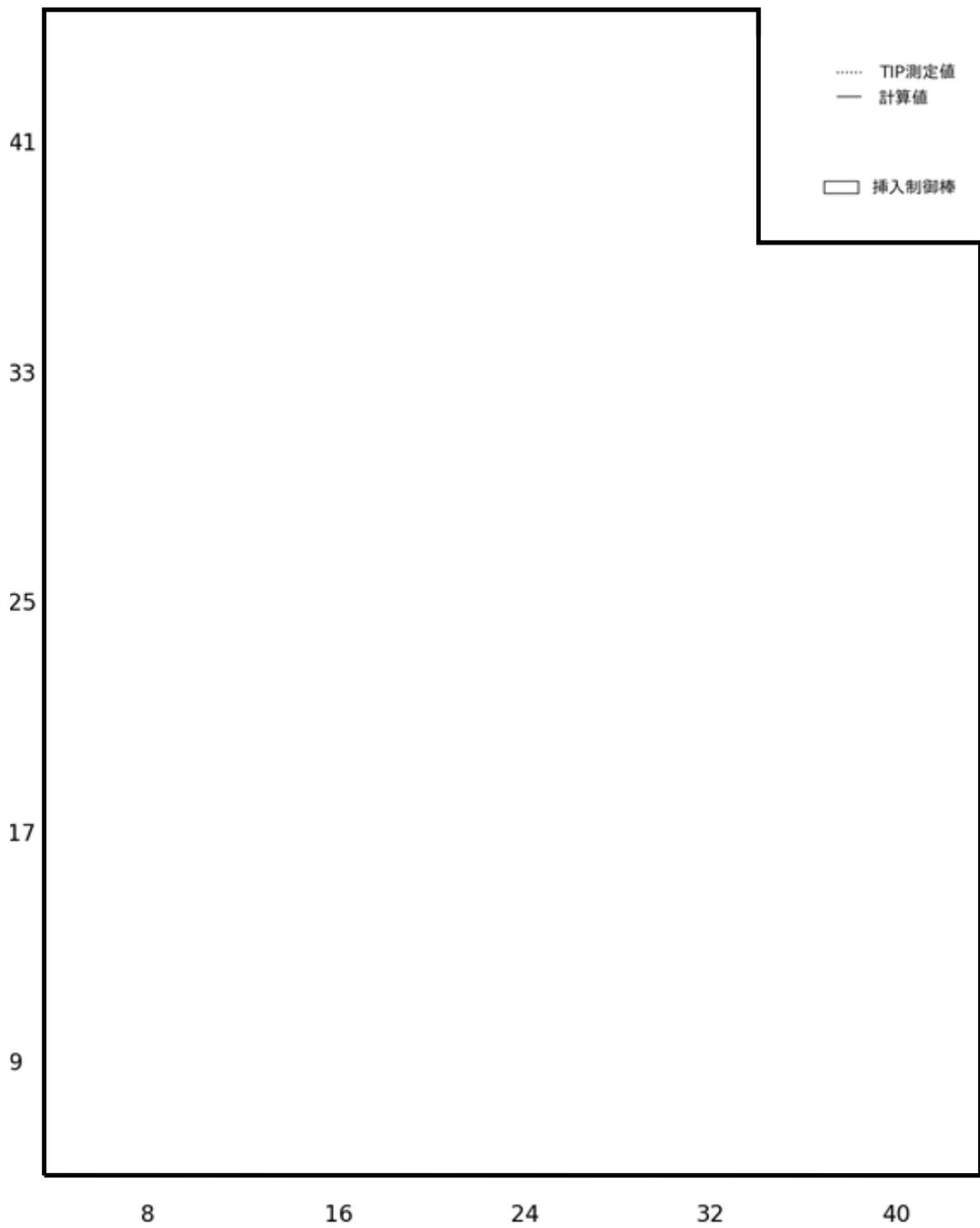


図 4.3-51 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 小型 S 格子炉)

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。

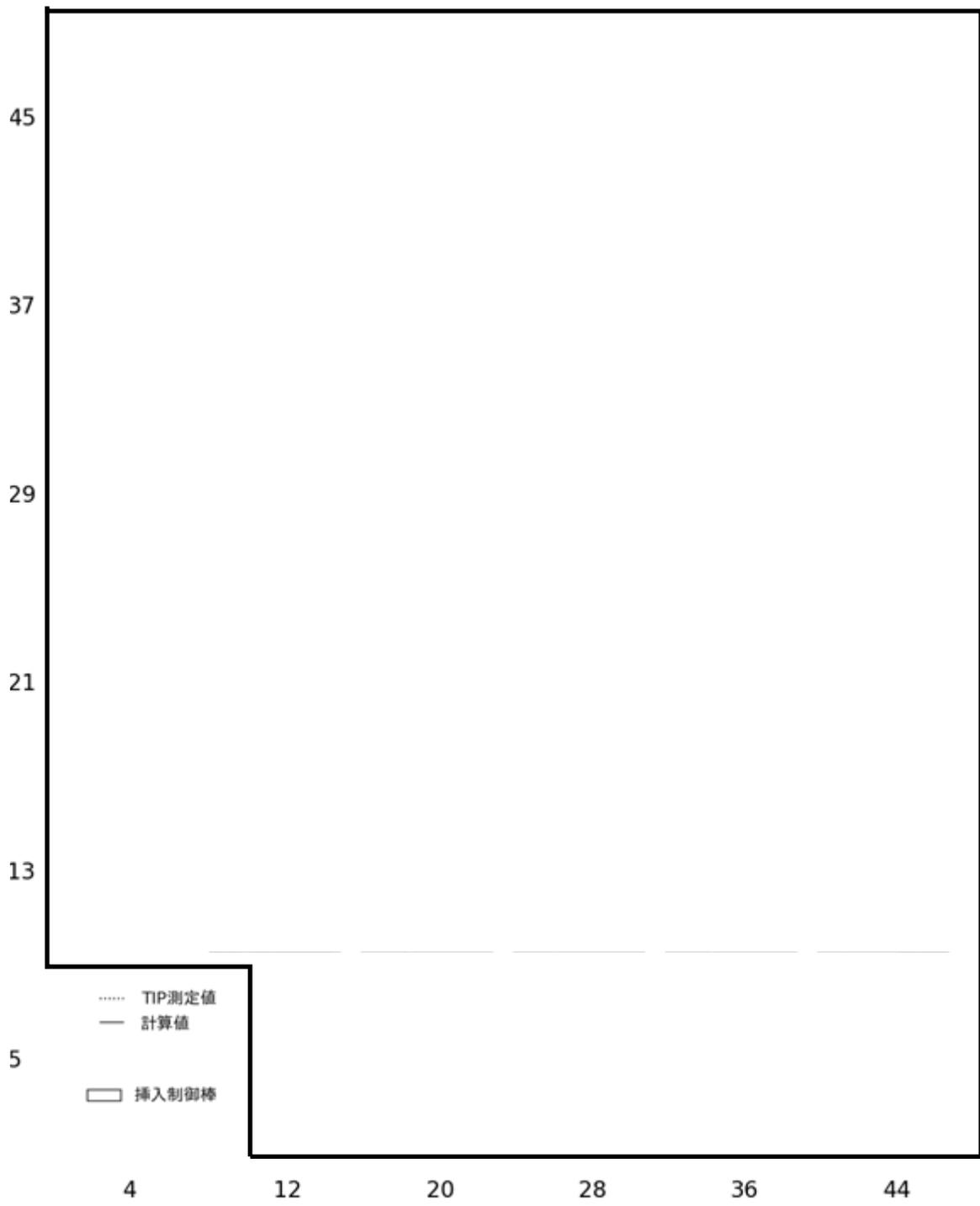


図 4.3-52 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 中型 D 格子炉)

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。

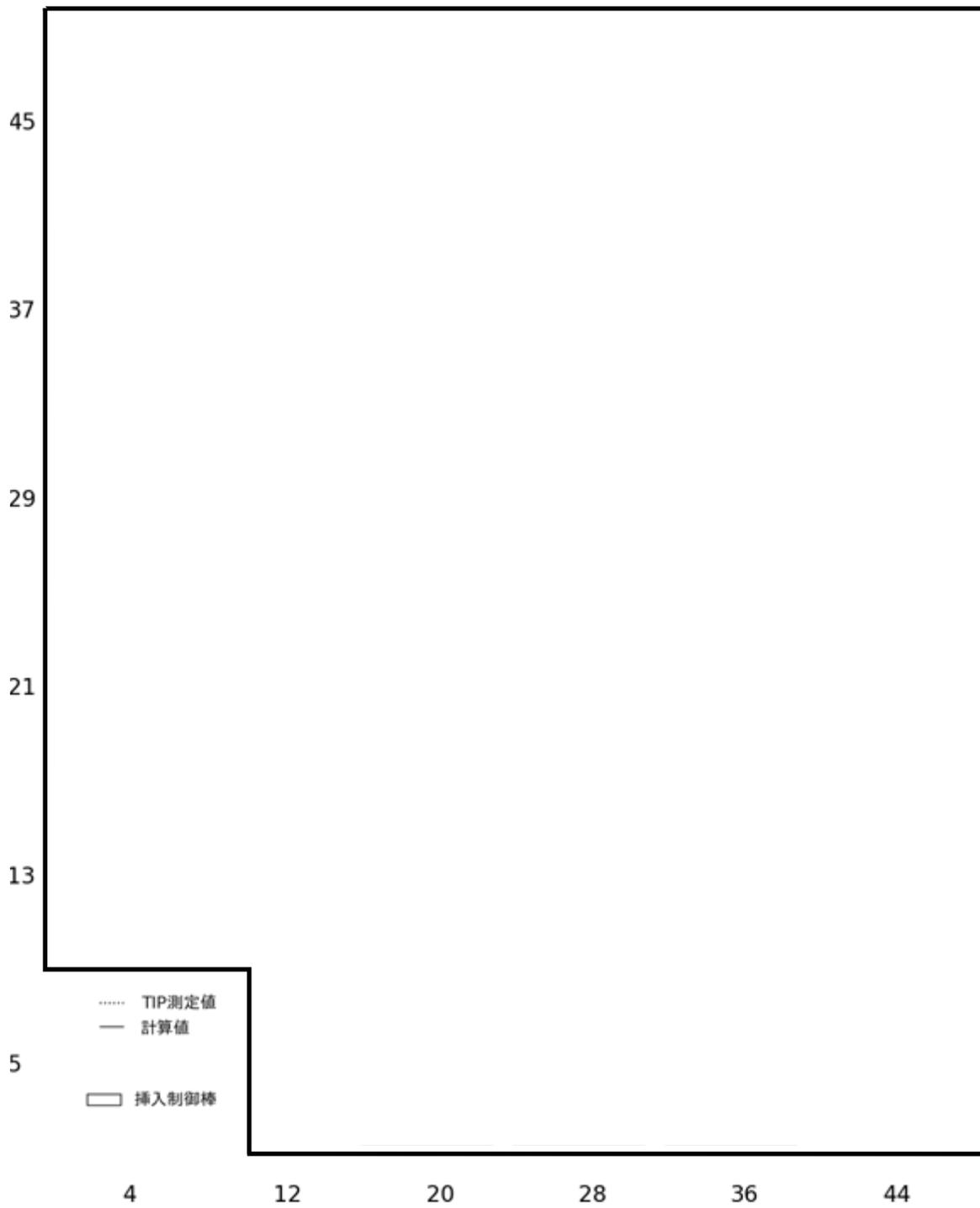


図 4.3-53 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 中型 S 格子炉)

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。

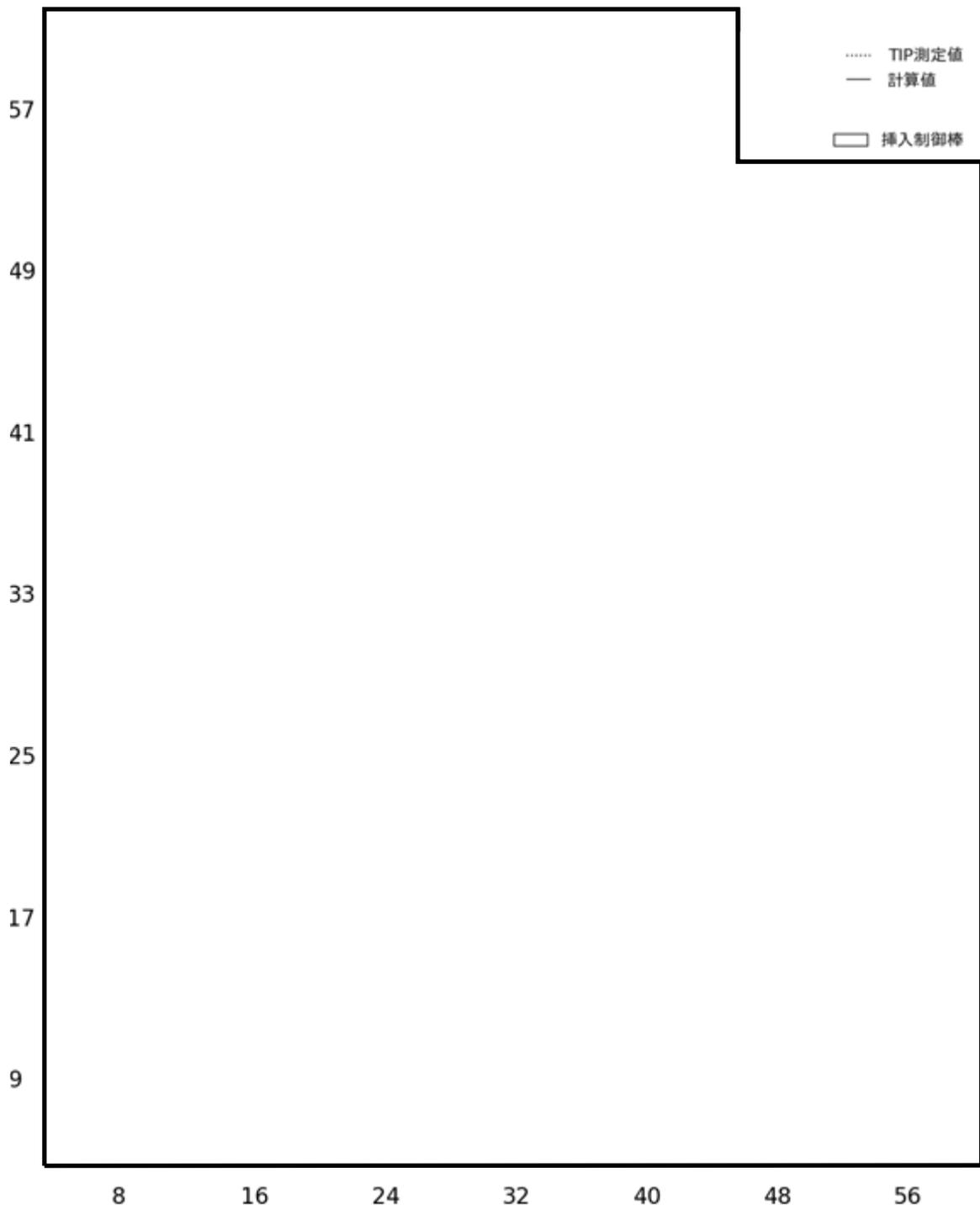


図 4.3-54 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 大型 C 格子炉)

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。

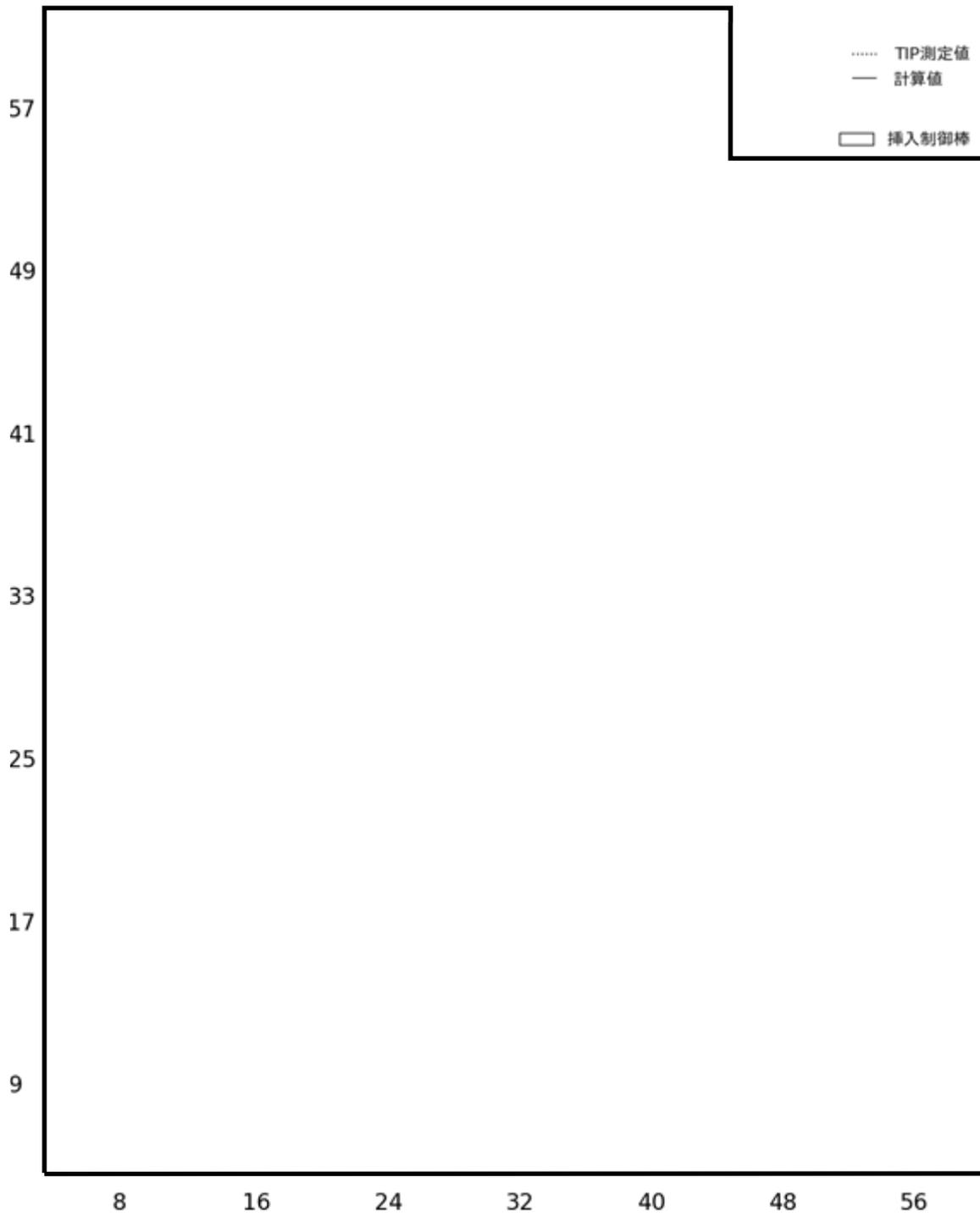


図 4.3-55 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 大型 S 格子炉)

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。

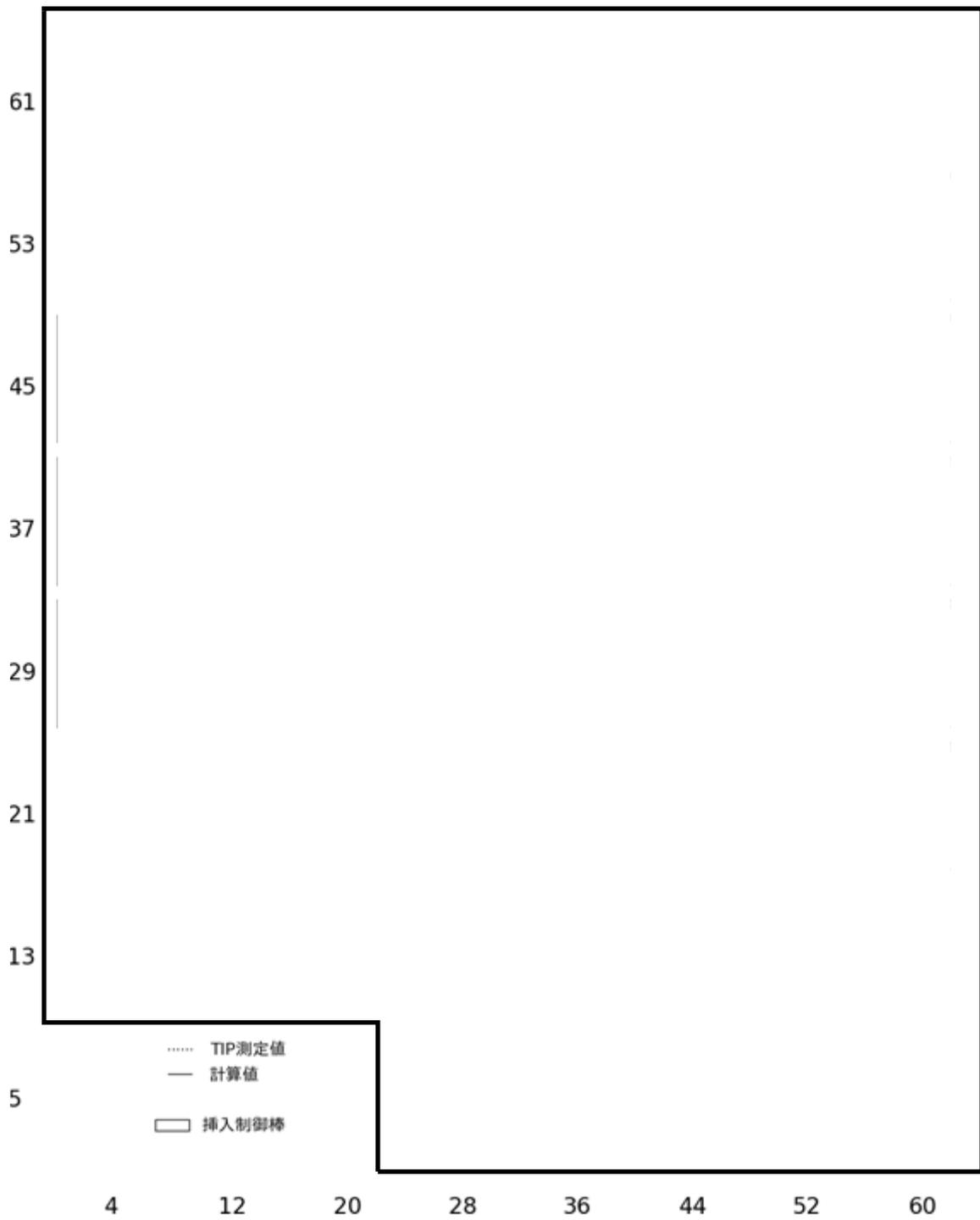


図 4.3-56 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (ABWR)

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。

4.3.5.4 出力分布（ガンマスキャンとの比較）

コードに対する出力運転時の出力分布の妥当性確認には、ガンマスキャン測定を使用した方法が有効である。まず、ガンマスキャン測定による方法を以下に簡単に述べる。

原子炉の運転中に核分裂生成物として生成したバリウム 140 (Ba-140) は、半減期 12.8 日の β 崩壊でランタン 140 (La-140) に変わり、更に半減期 40.2 時間の β 崩壊でセシウム 140 (Ce-140) になる。ガンマスキャンでは、この La-140 の β 崩壊に付随したガンマ線を測定する。ここで La-140 は、原子炉の運転中には平衡状態にあるので、La-140 によるガンマ線強度（以下、「La-140 測定値」という。）を測定することで、サイクル末期の実際の炉心における出力分布を知ることができる。

なお、コードでは La-140 のガンマ線強度を計算するのではなく、La-140 は Ba-140 と放射平衡にあるため、ノードごとに次の Ba-140 の過渡方程式を解いて、Ba-140 数密度を追跡計算している（以下、「La-140 計算値」という。）。

$$\frac{dN_{Ba140}(t)}{dt} = Y_e(t)F(t) - \lambda_{Ba140}N_{Ba140}(t), \quad (4.3-11)$$

ここで、

N_{Ba140} : Ba-140 数密度, atoms/cm³

$Y_e(t)$: Ba-140 実効核分裂収率

$F(t)$: ノードごと核分裂密度

λ_{Ba140} : Ba-140 崩壊定数 = 0.05419 day⁻¹

Ba-140 実効核分裂収率は、LANCR より他断面積と同様に取得する。La-140 の測定値と計算値は、ともに測定ノードの平均が 1.0 になるように規格化して相対分布を比較する。La-140 測定値の信頼性は、同一集合体の再現性確認測定結果より $\pm \square$ % と報告されている。

ここでは、燃焼の進んだ高燃焼度 8 × 8 燃料と新燃料の 9 × 9 燃料を装荷した BWR 大型炉取替炉心（炉心平均燃焼度 28Gwd/t）における燃料集合体に対するガンマスキャン測定値（La-140 測定値）と AETNA による計算値（La-140 計算値）とを比較した。実績評価では、サイクル燃焼度点ごとに実績の炉心熱出力、炉心流量、制御棒パターン、炉心平均燃焼度増分を入力し、AETNA による追跡燃焼計算を行って La-140 計算値を求めた。炉心ヒートバランス（炉心入口エンタルピ、炉圧、バイパス流量）は設計値を用いた。

La-140 計算値の測定値に対する RMS 誤差を表 4.3-30 に、ノードル La-140 分布の比較を図 4.3-57 に示す。図 4.3-58 は径方向分布の比較である。また、図 4.3-59 は測定燃料集合体ごとの La-140 の軸方向分布の比較である。図 4.3-60 及び図 4.3-61 は、隣接制御棒なし及びありの典型燃料集合体についての軸方向 La-140 分

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。

布の比較である。表 4.3-30 より、ノード RMS 誤差は約 % である。燃料集合体タイプ別のノード RMS 誤差を表 4.3-31 に示す。

次に、高燃焼度 8 × 8 燃料の濃縮度多種類燃料を装荷した ABWR 初装荷炉心についての比較結果を表 4.3-32, 図 4.3-62 及び図 4.3-63 に示す。ノード RMS 誤差は約 % である。燃料集合体濃縮度タイプ別のノード RMS 誤差を表 4.3-33 に示す。

BWR 大型炉取替炉心及び ABWR 初装荷炉心について誤差の平均値を表 4.3-34 に示す。ノード RMS 誤差は約 % である。

ノード, 径方向, 及び軸方向の RMS 誤差の定義は以下の通りである。

ノード RMS 誤差:

$$RMS_{nodal} = \sqrt{\frac{\sum_{N=1}^{NBNDL} \sum_{K \in Kmes} (L_{K,N}^m - L_{K,N}^c)^2}{NBNDL * Kmes}} \quad (4.3-12)$$

径方向 RMS 誤差:

$$RMS_{radial} = \sqrt{\frac{\sum_{N=1}^{NBNDL} \left(\frac{\sum_{K \in Kmes} L_{K,N}^m}{Kmes} - \frac{\sum_{K \in Kmes} L_{K,N}^c}{Kmes} \right)^2}{NBNDL}} \quad (4.3-13)$$

軸方向 RMS 誤差:

$$RMS_{axial} = \sqrt{\frac{\sum_{K \in Kmes} \left(\frac{\sum_N L_{K,N}^m}{NBNDL} - \frac{\sum_N L_{K,N}^c}{NBNDL} \right)^2}{Kmes}} \quad (4.3-14)$$

ただし, $L_{K,N}^m, L_{K,N}^c$ はそれぞれ La-140 測定値と計算値, $NBNDL$ は測定集合体体数であり, K_{mes} は軸方向測定点を表す。

表 4.3-30 ガンマスキャン La-140 測定値との比較 (BWR 大型炉取替炉心)

	AETNA
RMS誤差 (ノーダル)	
RMS誤差 (径方向)	
RMS誤差 (軸方向)	

表 4.3-31 ガンマスキャン La-140 測定値との燃料集合体タイプ別ノーダル RMS 誤差 (BWR 大型炉取替炉心)

燃料集合体タイプ	AETNA
高燃焼度8×8燃料 (全燃料)	
高燃焼度8×8燃料 (継続装荷燃料)	
高燃焼度8×8燃料 (新燃料)	
9×9燃料 (新燃料)	

表 4.3-32 ガンマスキャン La-140 測定値との比較 (ABWR 初装荷炉心)

	AETNA
RMS誤差 (ノーダル)	
RMS誤差 (径方向)	
RMS誤差 (軸方向)	

表 4.3-33 ガンマスキャン La-140 測定値との燃料集合体濃縮度タイプ別ノーダル RMS 誤差 (ABWR 初装荷炉心)

燃料集合体濃縮度タイプ	AETNA
低濃縮	
中濃縮	
高濃縮	

表 4.3-34 ガンマスキャン La-140 測定値との比較 (BWR 大型炉取替炉心, ABWR 初装荷炉心平均)

	AETNA
RMS誤差 (ノーダル)	
RMS誤差 (径方向)	
RMS誤差 (軸方向)	

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。

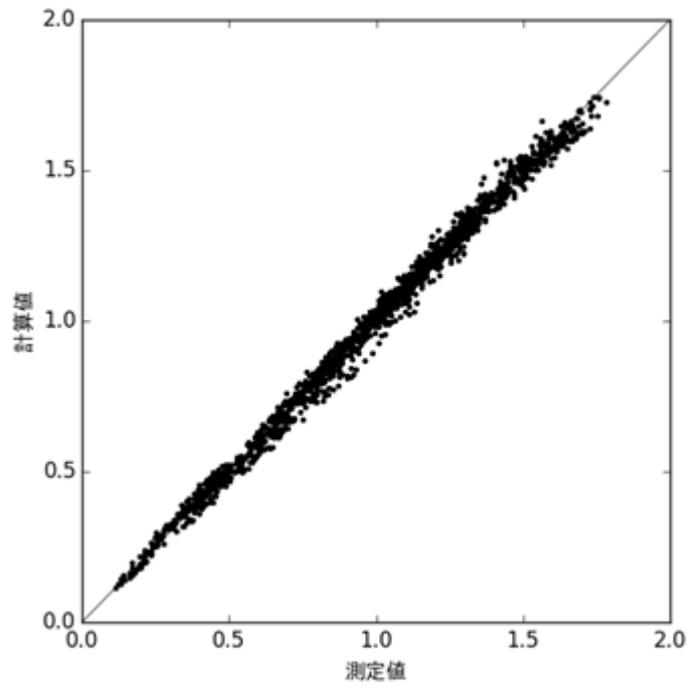


図 4.3-57 ノーダル La-140 の計算値と測定値の比較
(BWR 大型炉取替炉心の例)

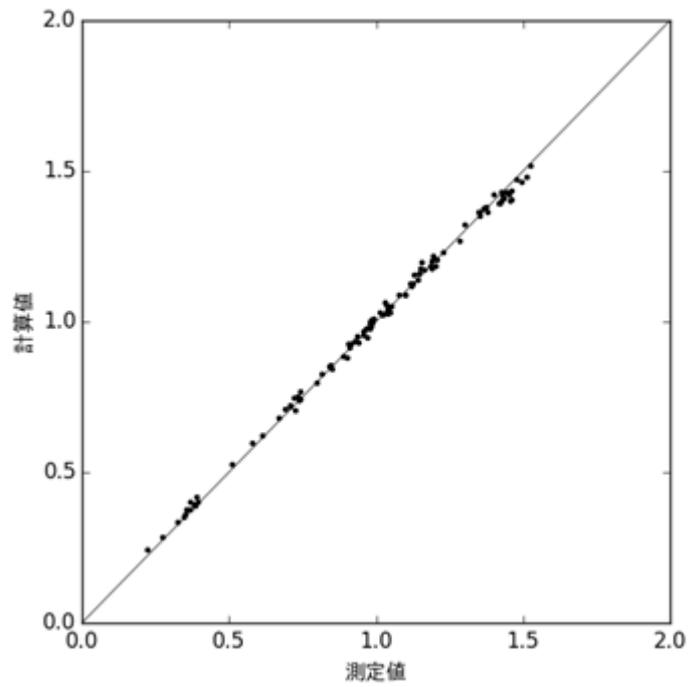


図 4.3-58 径方向 La-140 の計算値と測定値の比較
(BWR 大型炉取替炉心の例)

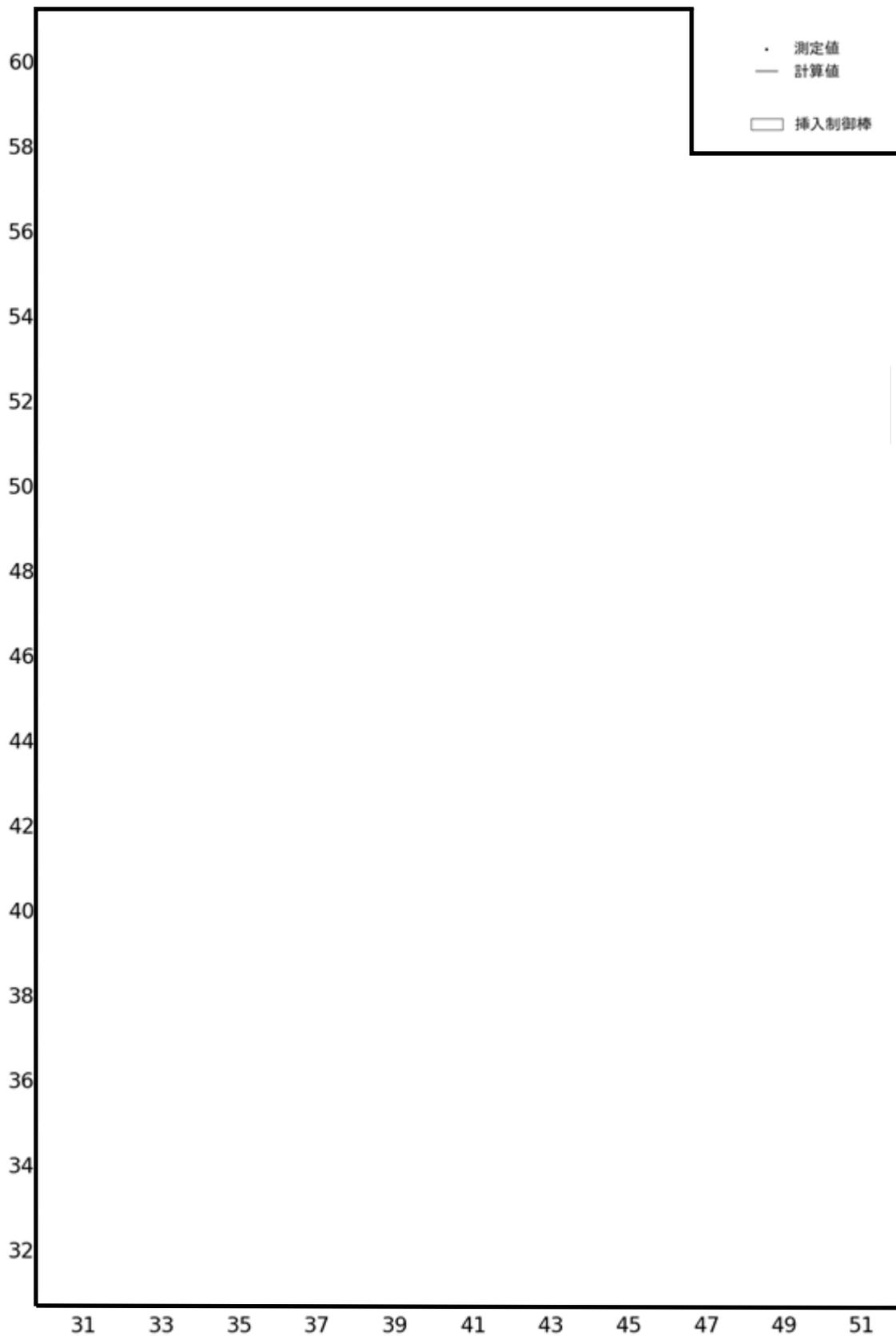


図 4.3-59 La-140 分布の計算値と測定値の比較
(BWR 大型炉取替炉心の例)

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。

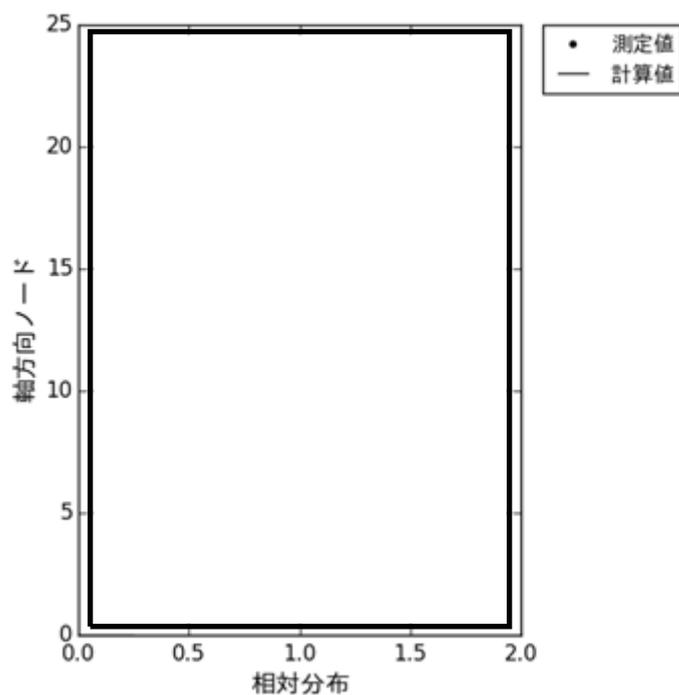


図 4.3-60 La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(1) (BWR 大型炉取替炉心の例)

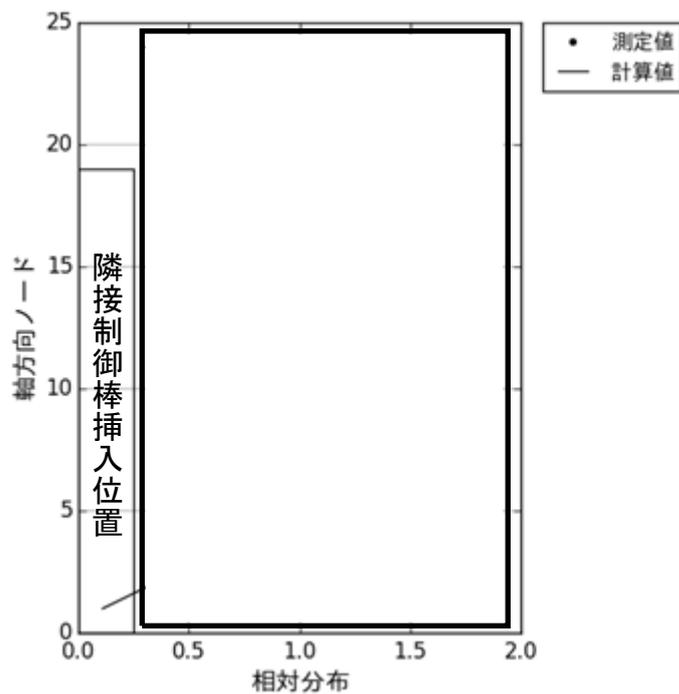


図 4.3-61 La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(2) (BWR 大型炉取替炉心の例)

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。

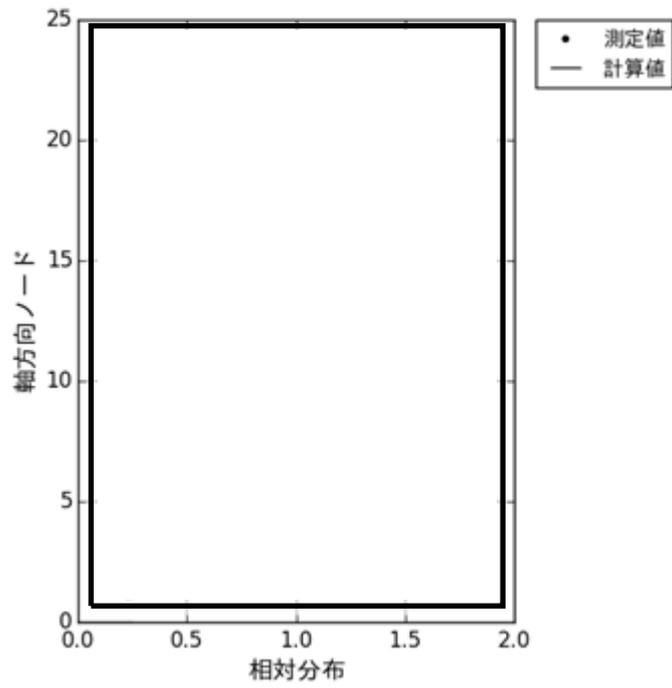


図 4.3-62 La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(1) (ABWR 初装荷炉心の例)

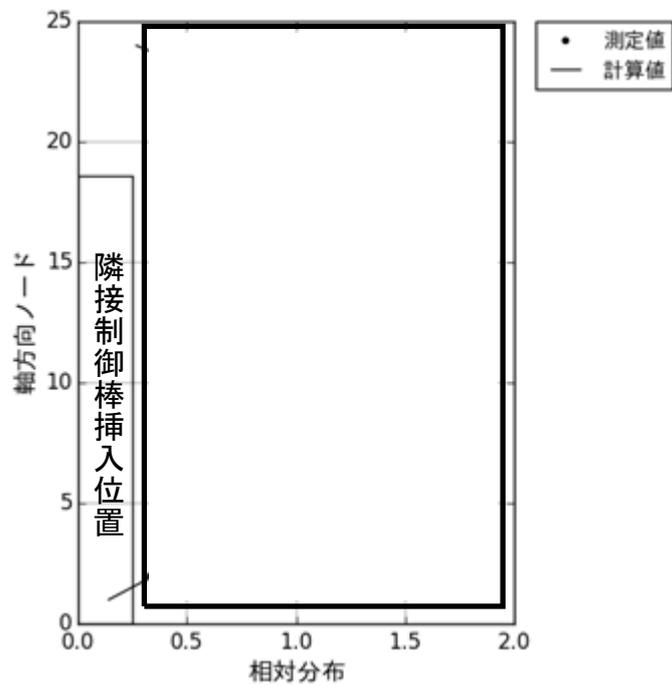


図 4.3-63 La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(2) (ABWR 初装荷炉心の例)

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。

4.3.5.5 燃料棒出力分布（ガンマスキャンとの比較）

ガンマスキャンでは、核分裂生成物バリウム 140 (Ba-140) の半減期 12.8 日の β 崩壊により生成される半減期 40.2 時間のランタン 140 (La-140) の β 崩壊に付随したガンマ線強度 (La-140 測定値) を測定する。炉停止後約 10 日で La-140 は Ba-140 と放射平衡となり、燃料棒中の La-140 はサイクル末期の核分裂分布を特徴づけるものとなる。

米国の中型 BWR プラントのサイクル末期において、燃料棒ごとのガンマスキャンが 2 体の燃料集合体について実施された。1 体目 (集合体 1) は 1 サイクル燃焼の GE14 燃料で測定サイクルにおいて装荷され、2 体目 (集合体 2) は 2 サイクル燃焼の GE14 燃料で前サイクルにおいて装荷された⁹⁵。

このプラントは約 4% の増出力プラントであり、前サイクルは GE12 燃料と GE14 燃料のほぼ均質な装荷で構成された。これらの 10×10 燃料は、部分長燃料棒と 2 本の太径水棒を有するのが特徴である。図 4.3-64 に GE14 燃料集合体の断面図⁹⁶を示す。測定サイクルでの装荷新燃料は GE14 燃料であり、多くの GE12 燃料が置き換えられた。両サイクルともほとんどの区間は定格出力で運転され、サイクル末ではサイクル延長のため出力のコストダウン運転が行われた。測定サイクル末では制御棒は全引抜であった。集合体 1、2 とも炉心の中間領域に装荷され、集合体 2 は 2 サイクル目に炉心中心部に移動された⁹⁷。集合体 1 は測定サイクルにおいて炉心内ガンマ TIP 計装管に隣接したが、集合体 2 は両サイクルとも TIP 計装管に隣接しなかった。また、集合体 1 は測定サイクル中期において制御棒が挿入された。一方、集合体 2 は前サイクルでは複数期間で制御棒が挿入されたが、測定サイクルでは挿入されなかった⁹⁷。

測定集合体は、上部タイプレートを取り外し、個々の燃料ピンは使用済み燃料プール内に設置された水中のガンマスペクトロメータに移され測定が実施された。測定は、集合体内の半数を超える燃料棒について軸方向 11 位置において行われた。同一燃料棒に対する複数回の再現性確認試験により、測定誤差は集合体 1 で 1.4%、集合体 2 は計数率低下のため 2.6% と報告されている⁹⁵。

AETNA の炉心追跡計算による再構築された燃料棒核分裂出力密度と、集合体計算コード LANCR による燃料棒ごとの実効 Ba-140 収率とを用い、前節で述べた Ba-140 の過渡方程式を着目燃料集合体内の全燃料棒の軸方向ノードについて時間積分することで、La-140 計算値を求めた。

測定燃料集合体ごとに規格化した燃料棒 La-140 計算値の測定値に対する RMS 誤差のまとめを表 4.3-35 に示す。燃料棒ノーダル La-140 分布の比較を図 4.3-67 及び図 4.3-68 に、燃料棒径方向 La-140 分布の比較を図 4.3-69 及び図 4.3-70 に示す。また、燃料棒位置ごとの径方向 La-140 分布の予測誤差を、集合体 1 について図 4.3-65 に、集合体 2 について図 4.3-66 に示す。径方向位置と計算誤差との間に特に相関は見られない。図 4.3-71 及び図 4.3-72 は燃料集合体ごとの燃料棒 La-140 の軸方向分布の比較である。軸方向位置と計算誤差との間に特に相関は見られ

ない。表 4.3-35 より、燃料棒ノーダル RMS 誤差は 2 体の平均で約 % である。また、局所出力分布の誤差に相当する燃料棒径方向 RMS 誤差は 2 体の平均で約 % である。また、燃料棒軸方向 RMS 誤差は 2 体の平均で約 % であり、測定誤差と同程度で一致した。

ノーダル、径方向、及び軸方向分布と RMS 誤差の定義は以下の通りである。測定値と計算値の比較では、集合体ごとに全測定点で規格化された燃料棒 j 、測定高さ k の測定値を $M(k, j)$ 、予測値を $C(k, j)$ とする。ここで、 N はすべての燃料棒、軸方向高さでの全測定点数である。燃料ピンのノードごと RMS は、次式で定義される。

$$R_{pin-nodal} = \sqrt{\frac{\sum_j \sum_k (M(k, j) - C(k, j))^2}{N}} \quad (4.3-15)$$

径方向 RMS の計算では、燃料棒ごとに測定点のみについて軸方向に平均した燃料棒出力測定値と予測値を計算する。各燃料棒で異なる軸方向点数がありうる。得られた径方向燃料棒出力の総和が J になるようにそれぞれ規格化して $\bar{M}(j)$ 、 $\bar{C}(j)$ とし、RMS 差を計算する。ここで、 J はこの集合体の測定燃料棒本数である。

$$R_{rod} = \sqrt{\frac{\sum_j (\bar{M}(j) - \bar{C}(j))^2}{J}} \quad (4.3-16)$$

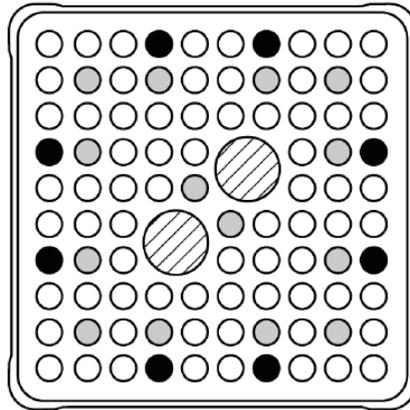
軸方向 RMS の計算では、軸方向測定高さごとに測定点のみについて径方向に平均した測定値と予測値を計算する。各高さで異なる燃料棒数がありうる。得られた軸方向燃料棒出力の総和が K になるようにそれぞれ規格化して $\bar{M}(k)$ 、 $\bar{C}(k)$ とし、RMS 差を計算する。ここで、 K はこの集合体の軸方向測定点数である。

$$R_{axial} = \sqrt{\frac{\sum_k (\bar{M}(k) - \bar{C}(k))^2}{K}} \quad (4.3-17)$$

表 4.3-35 燃料棒ガンマスキャン La-140 測定値との比較
(BWR 中型炉心)

	集合体1	集合体2	平均値
RMS誤差 (ノーダル)			
RMS誤差 (径方向)			
RMS誤差 (軸方向)			

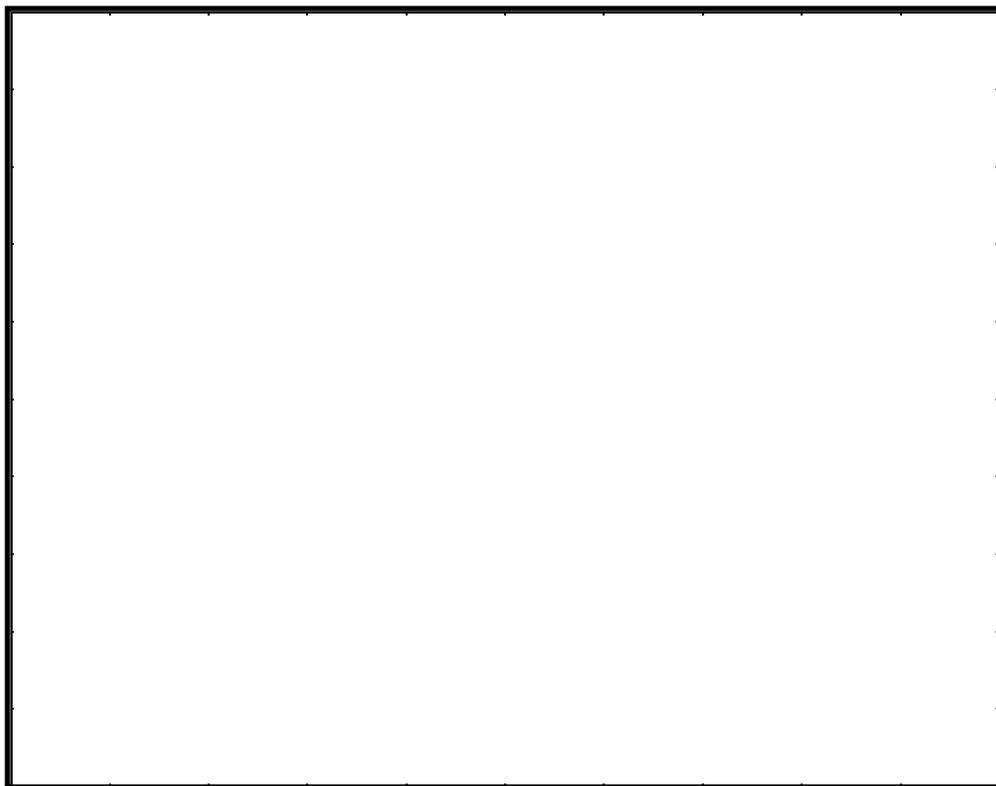
本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。



○燃料棒 ●タイロッド ◐ 部分長燃料棒 ◑ 水棒

(左上が制御棒挿入側)

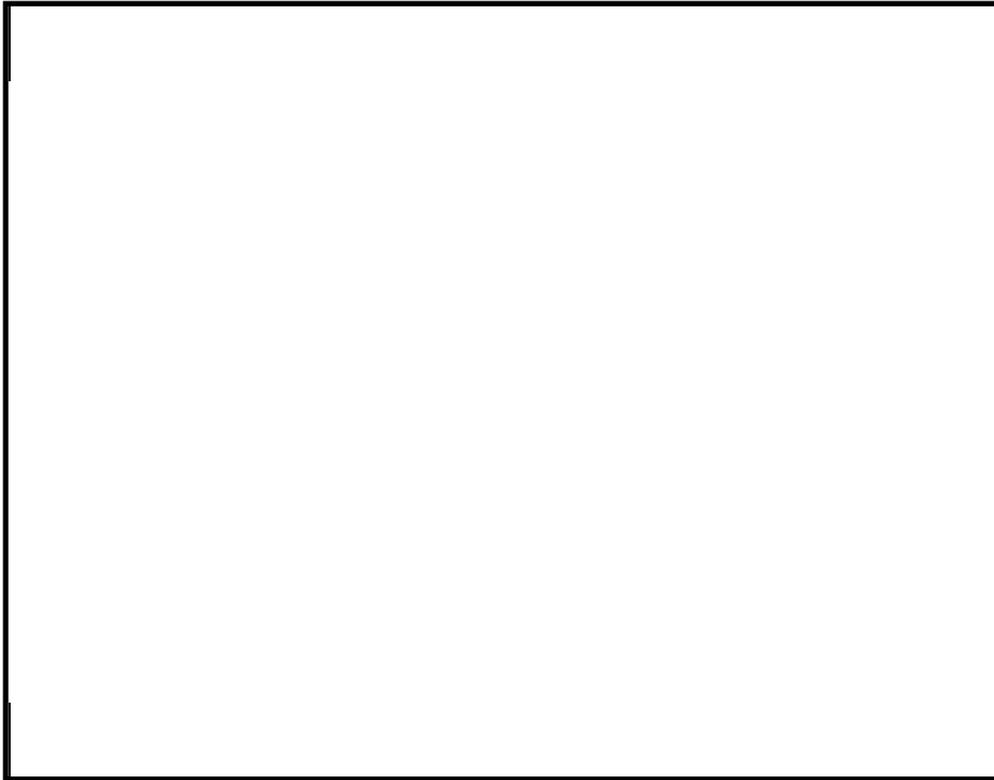
図 4.3-64 GE14 燃料集合体断面図



(左上が制御棒挿入側。空白は非測定棒。数字は予測値-測定値)

図 4.3-65 燃料棒径方向 La-140 分布の予測誤差 (集合体 1)

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。



(左上が制御棒挿入側。空白は非測定棒。数字は予測値-測定値)
図 4.3-66 燃料棒径方向 La-140 分布の予測誤差 (集合体 2)

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。

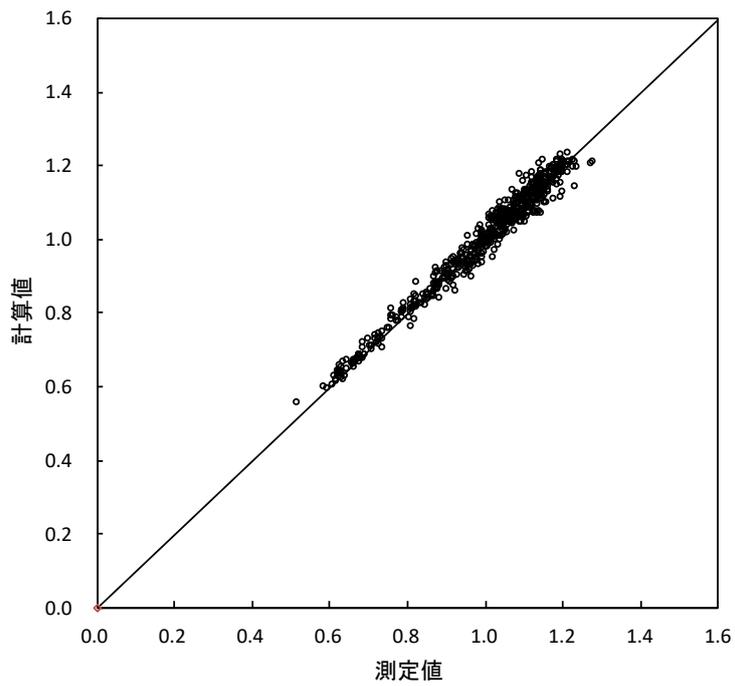


図 4.3-67 燃料棒ノード La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 1)

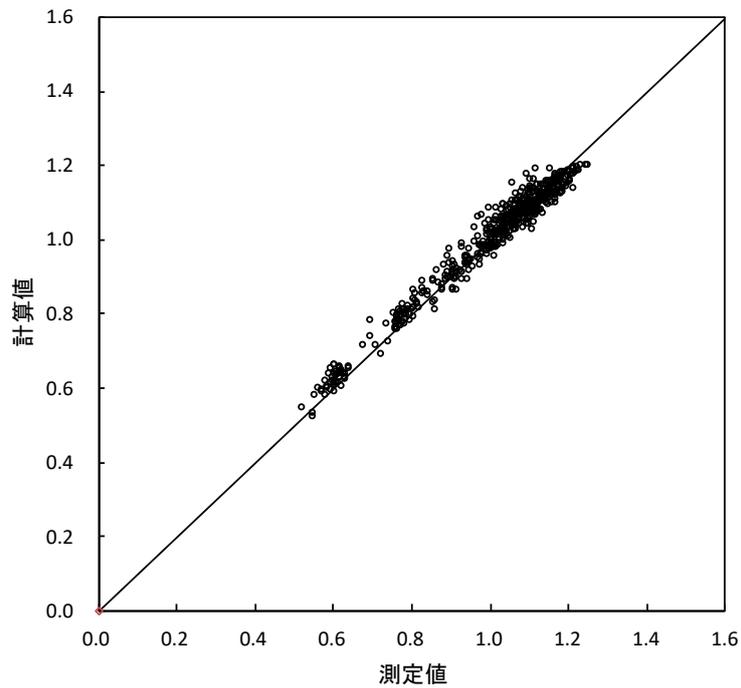


図 4.3-68 燃料棒ノード La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 2)

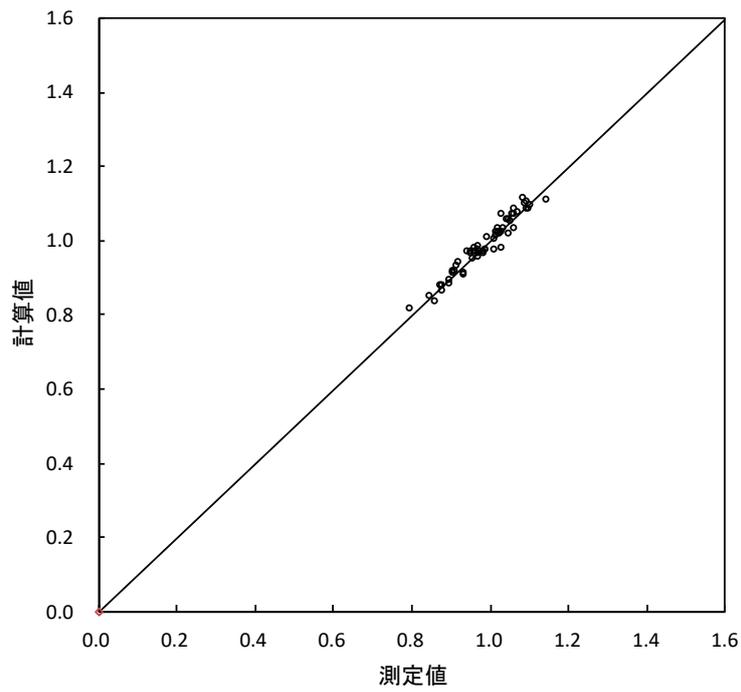


図 4.3-69 燃料棒径方向 La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 1)

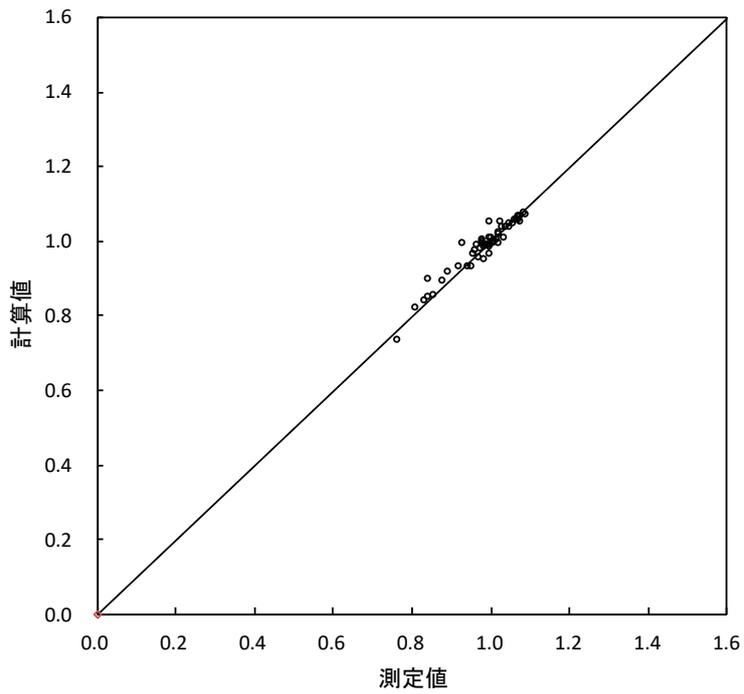


図 4.3-70 燃料棒径方向 La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 2)

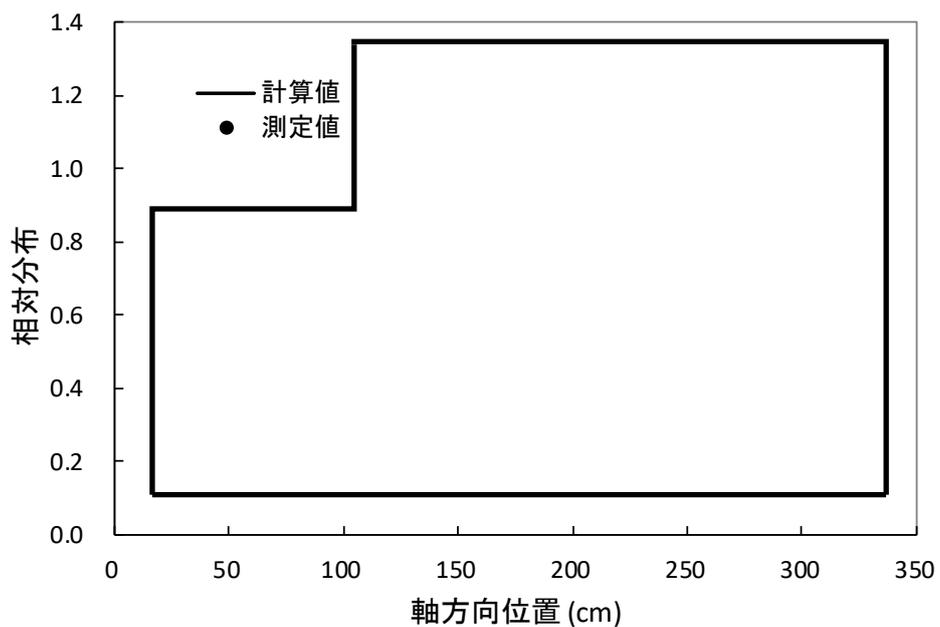


図 4.3-71 燃料棒軸方向 La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 1)

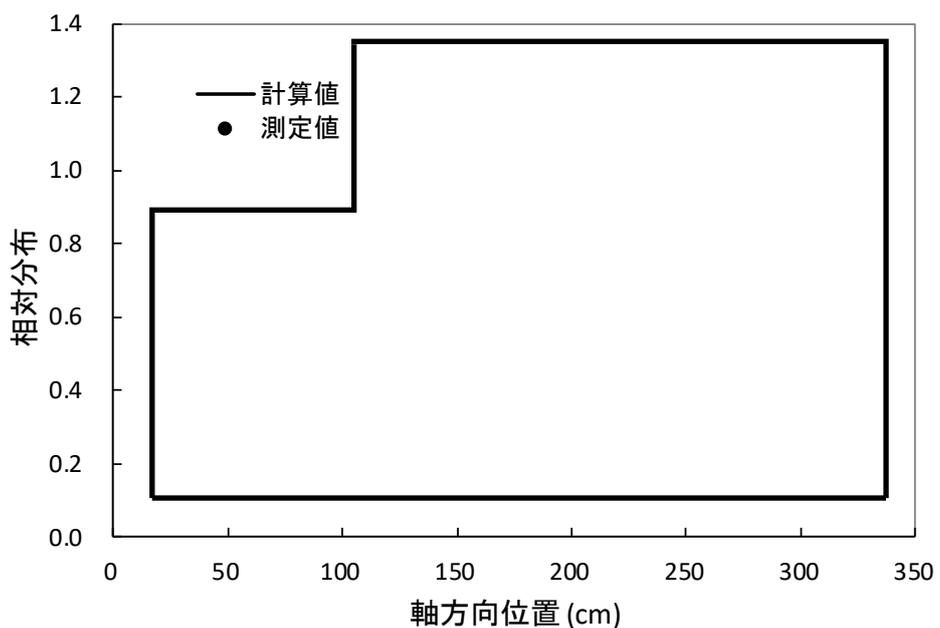


図 4.3-72 燃料棒軸方向 La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 2)

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。

4.3.5.6 照射後試験の測定燃焼度と計算燃焼度との比較

照射後試験(ネオジム 148(Nd-148)測定)により、燃料棒内の特定位置でのペレット燃焼度の試験データが蓄積されてきている^{98,99}。BWR 大型炉取替炉心で3及び5サイクル照射された9×9燃料に対する測定試料を表4.3-36に示す。なお、測定燃焼度の誤差は約6.4%と見積もられている⁹⁹。ペレット燃焼度の計算値は、炉心追跡燃焼計算により、AETNAの燃料棒燃焼度計算モデルを用いてノード内のペレット燃焼度を計算し、試料の採取位置におけるノード間の軸方向内挿計算で得た。燃料棒燃焼度の計算では、中性子束の傾きによるノード内燃焼度分布(片燃え)効果を考慮している。

測定燃焼度と計算燃焼度の比較を、図4.3-73に示す。ペレット測定燃焼度と計算燃焼度の差は、相対差のRMS誤差で約 \square %となっている。なお、計算燃焼度には、LANCRの無限格子体系の燃料棒燃焼度を用いるため、燃料集合体核特性計算コード及び三次元沸騰水型原子炉模擬計算コードの両方の誤差が含まれている。

表 4.3-36 ペレット燃焼度測定試料

燃料集合体	燃料要素位置	ペレット種類	試料番号	採取位置 (上部端栓肩からの距離 mm)	測定燃焼度 (GWd/t)
2F1Z3	A6	UO ₂	A04F1BU01	1300-1320	40.6
2F1Z2	F1	Al-Si-O 添加 UO ₂	A04F2BU01	1280-1300	62.0
			A04F2BU02	3301-3321	68.6
	C2	Gd ₂ O ₃ 入り	A04F2TU01	1244-1264	50.0
			A04F2TU02	3228-3249	54.7
	D9	UO ₂	A04F2TU03	1280-1300	62.6
			A04F2TU04	3300-3320	64.9

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。

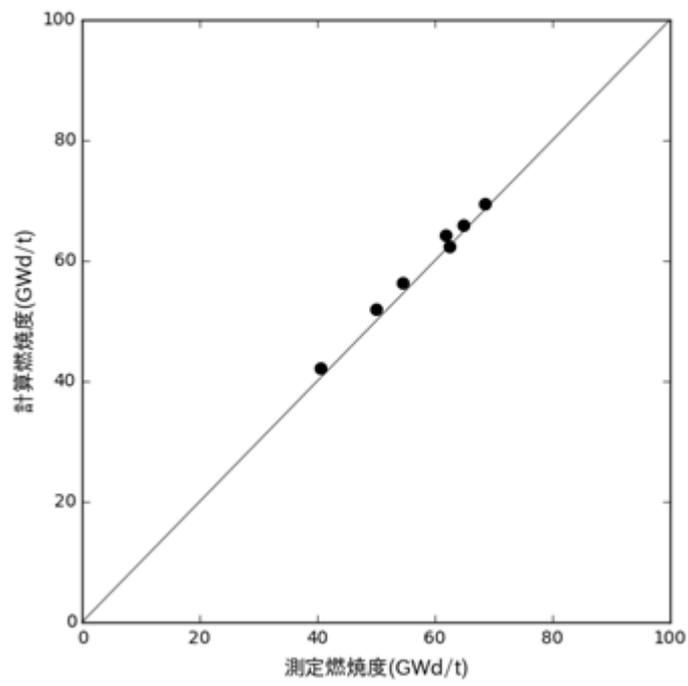


図 4.3-73 ペレット計算燃焼度と測定燃焼度の比較(9×9燃料)

4.3.5.7 MOX 燃料装荷炉心

MOX 燃料では熱中性子吸収の増加による制御棒価値の低下や隣接ウラン燃料とのスペクトルミスマッチ効果の増大といった特徴がある。本節では表 4.3-37 に示す MOX 燃料装荷炉心について、AETNA による計算値と起動時炉物理試験及び出力運転時測定データ（TIP を含む）を比較して示す¹⁰⁰。MOX 燃料は 8 × 8 格子であり、ウラン燃料は 9 × 9 格子である。新燃料中の MOX 燃料割合は 22%、全燃料に対する割合は 6% である。MOX 燃料の平均プルトニウム含有率は約 4 wt% であり、装荷された MOX 燃料は炉心の中心部や周辺部に分散した配置となっている。

冷温臨界試験、制御棒価値測定試験及び出力分布 (TIP) の比較では、MOX 燃料の有り・無しを考慮して評価を行った。解析においては、核定数作成時に約 12 年の MOX 装荷遅れによる反応度の低下を考慮し、MOX 燃料が装荷される前のウラン炉心から継続して追跡計算を行った。

(1) 冷温時制御棒価値測定試験

起動時炉物理試験において、局所臨界 2 ケース、インシーケンス臨界 1 ケースの冷温時制御棒価値測定試験が行われた。この内、局所臨界 1 ケースとインシーケンス臨界 1 ケースは MOX 燃料を含む制御棒セルの制御棒を対象として制御棒価値が測定された。局所臨界での制御棒価値の測定では、対象制御棒を初めに全引抜きとし、数ノッチずつ挿入して、反応度の変化を反応度計で測定して積算した。インシーケンスのケースでは、MOX 燃料が装荷されたセルの制御棒を全挿入状態から数ノッチずつ引き抜いて測定し積算した。測定された動的制御棒価値を Δk に変換する際には、対象制御棒まわりで局所的に平均した遅発中性子割合を用いた。

制御棒価値測定結果と計算値の比較を図 4.3-74 に示す。MOX 燃料を含む制御棒セルと含まないセルとで制御棒価値の誤差は同等である。

(2) 冷温時臨界固有値

MOX 燃料装荷サイクルと至近のウラン炉心 3 サイクルについて、サイクル初期冷温時臨界固有値の平均値からの偏差を評価した。ここで、平均値は上記 4 サイクルにおける全ての臨界ケースの平均値である。結果を図 4.3-75 に、横軸を評価サイクルとして示す。ここで、MOX 燃料装荷サイクルでは 3 ケース実施されているが、その中の 1 ケースでは MOX 燃料に隣接した制御棒を引き抜いて臨界としている。

冷温時局所臨界固有値は、引抜き制御棒に隣接した燃料に大きく影響される可能性があるが、MOX 装荷炉心の冷温臨界固有値は、至近のウラン炉心の平均的偏差の範囲にあることを確認した。過去のサイクルの臨界固有値の平均値からの差の RMS は Δk であった。

(3)出力運転時臨界固有値

MOX 燃料装荷サイクルと至近のウラン炉心 3 サイクルについて、出力運転時臨界固有値の平均値からの偏差を評価した結果を図 4.3-76 に示す。ここで、平均値は上記 4 サイクルにおける全ての出力運転時臨界固有値を、サイクル燃焼度増分に対する多項式近似で求めた。

MOX 装荷炉心の運転時臨界固有値のトレンドは至近のウラン炉心の平均的偏差の範囲にあることを確認した。MOX 燃料装荷サイクルの標準偏差は Δk であった。

(4)出力分布 (TIP)

MOX 燃料装荷サイクル及び至近のウラン炉心 3 サイクルについて TIP 計算値の RMS 誤差を表 4.3-38 に示す。評価したプラントの TIP は熱中性子検出器であり、TIP の RMS 誤差の定義は 4.3.5 節で説明されている。TIP 計算値の RMS 誤差は、全プラントに対する 4.3.5 節の表 4.3-29 とほぼ同等である。なお、4.3.5 節で述べたように、ノーダル TIP 測定値の不確かさは 2.6%と評価されている。

ノーダル、径方向及び軸方向 RMS 誤差のトレンドをそれぞれ図 4.3-77, 図 4.3-78, 図 4.3-79 に示す。ここで、横軸は TIP の累積測定点を表している。TIP 測定点について平均した各 RMS 誤差を UO_2 炉心と MOX 炉心で比較して表 4.3-38 に示す。次に、MOX 燃料装荷サイクルにおいて、定格出力運転時の TIP 検出器ストリングごとの TIP 測定値と TIP 計算値の分布の比較を図 4.3-80 に示す。ここで、MOX 燃料に隣接するストリングは太い青枠で示している。MOX 燃料に隣接したストリングの平均ノーダル RMS 誤差は であり、ウラン燃料に隣接したストリングの平均ノーダル RMS 誤差は である。

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 4.3-37 MOX 燃料装荷炉心

炉型	BWR4
格子	D
燃料体数	
新燃料体数	
MOX燃料体数	
サイクル燃焼度 (MWd/t)	

表 4.3-38 TIP 計算値の測定値との比較 (MOX 燃料装荷炉心)

炉心	UO ₂ 炉心	MOX炉心
RMS誤差 (ノードル)		
RMS誤差 (径方向)		
RMS誤差 (軸方向)		

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。

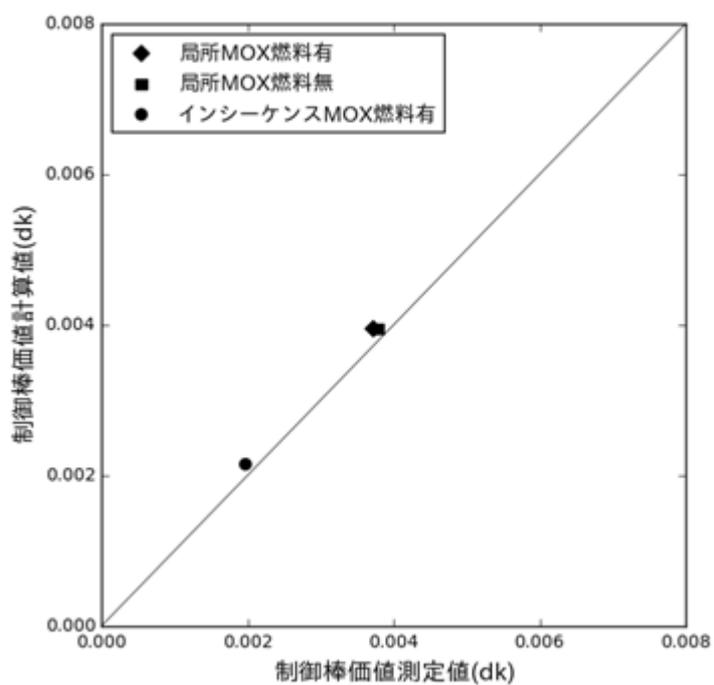


図 4.3-74 制御棒価値の測定結果と解析結果の比較

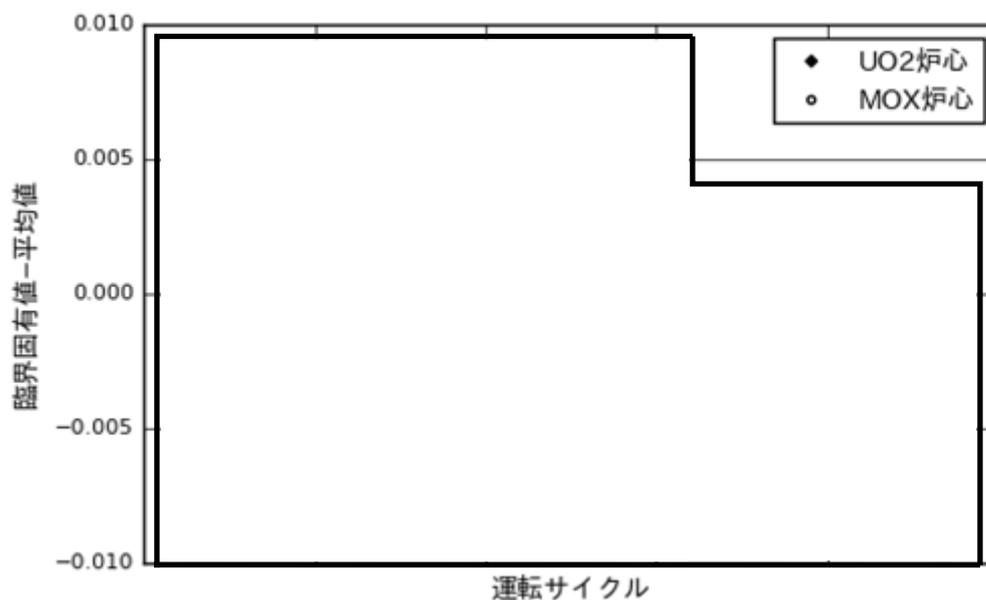


図 4.3-75 冷温時臨界固有値の変動

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。

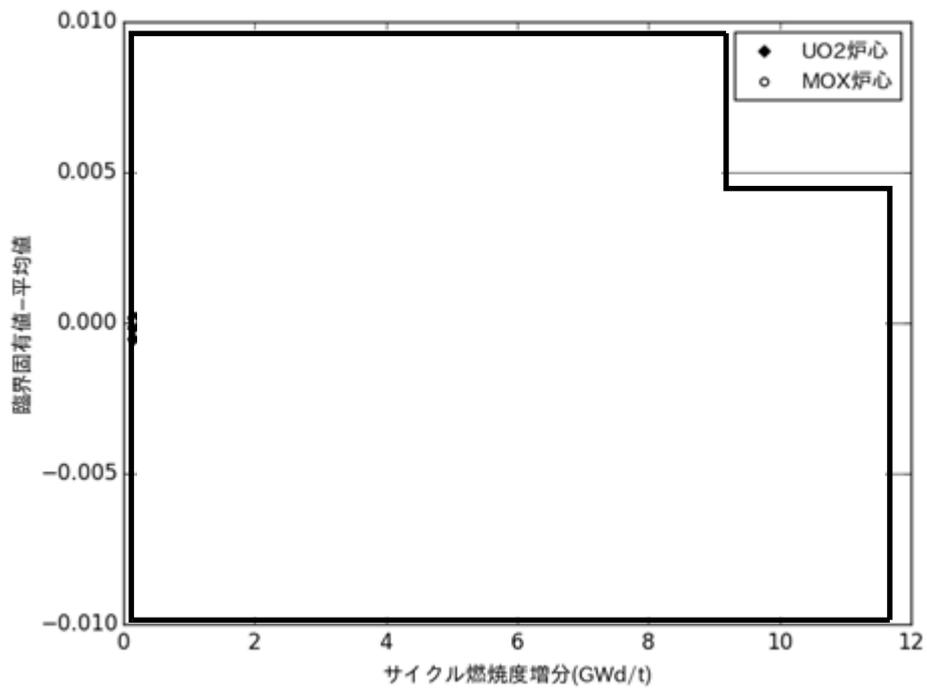


図 4.3-76 出力運転時臨界固有値の変動

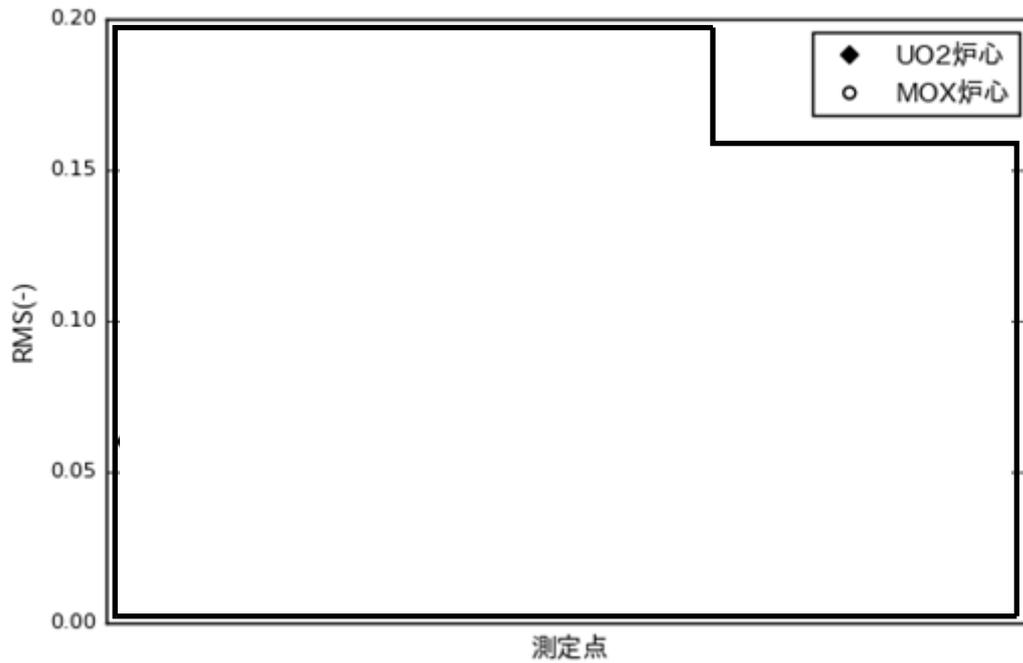


図 4.3-77 TIP 測定値と計算値のノード RMS 誤差

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。

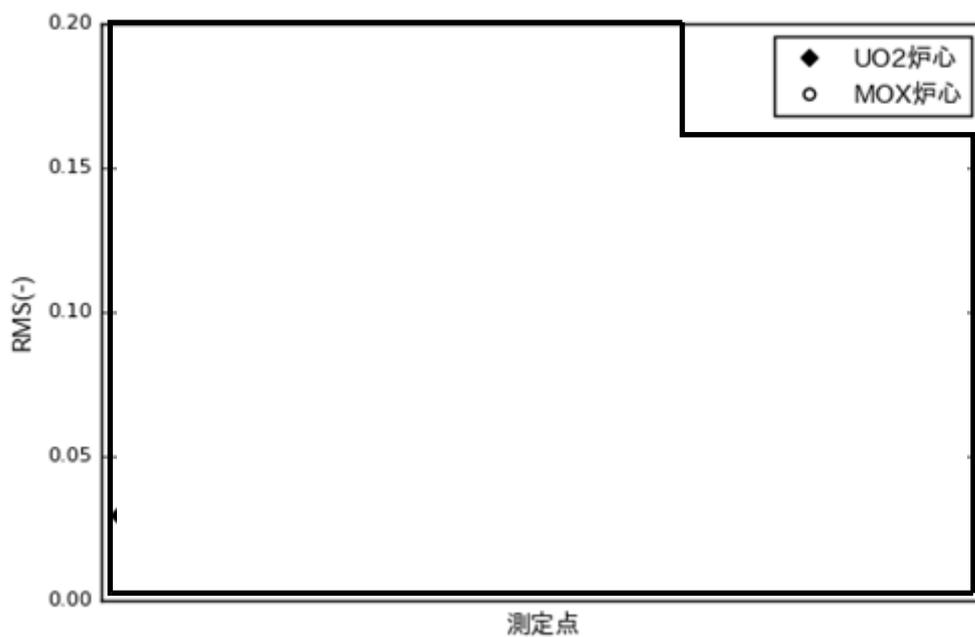


図 4.3-78 TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 誤差

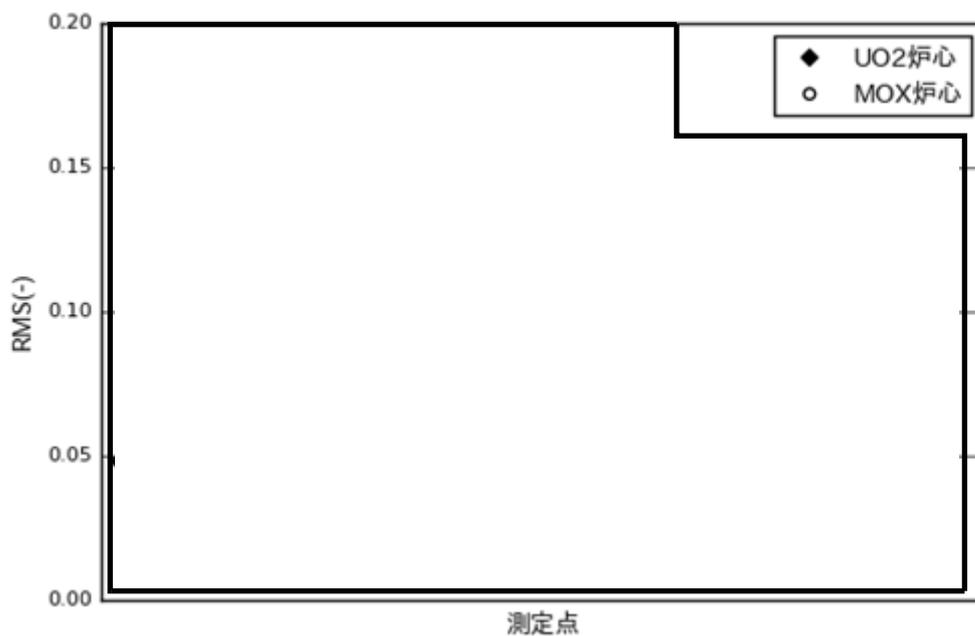
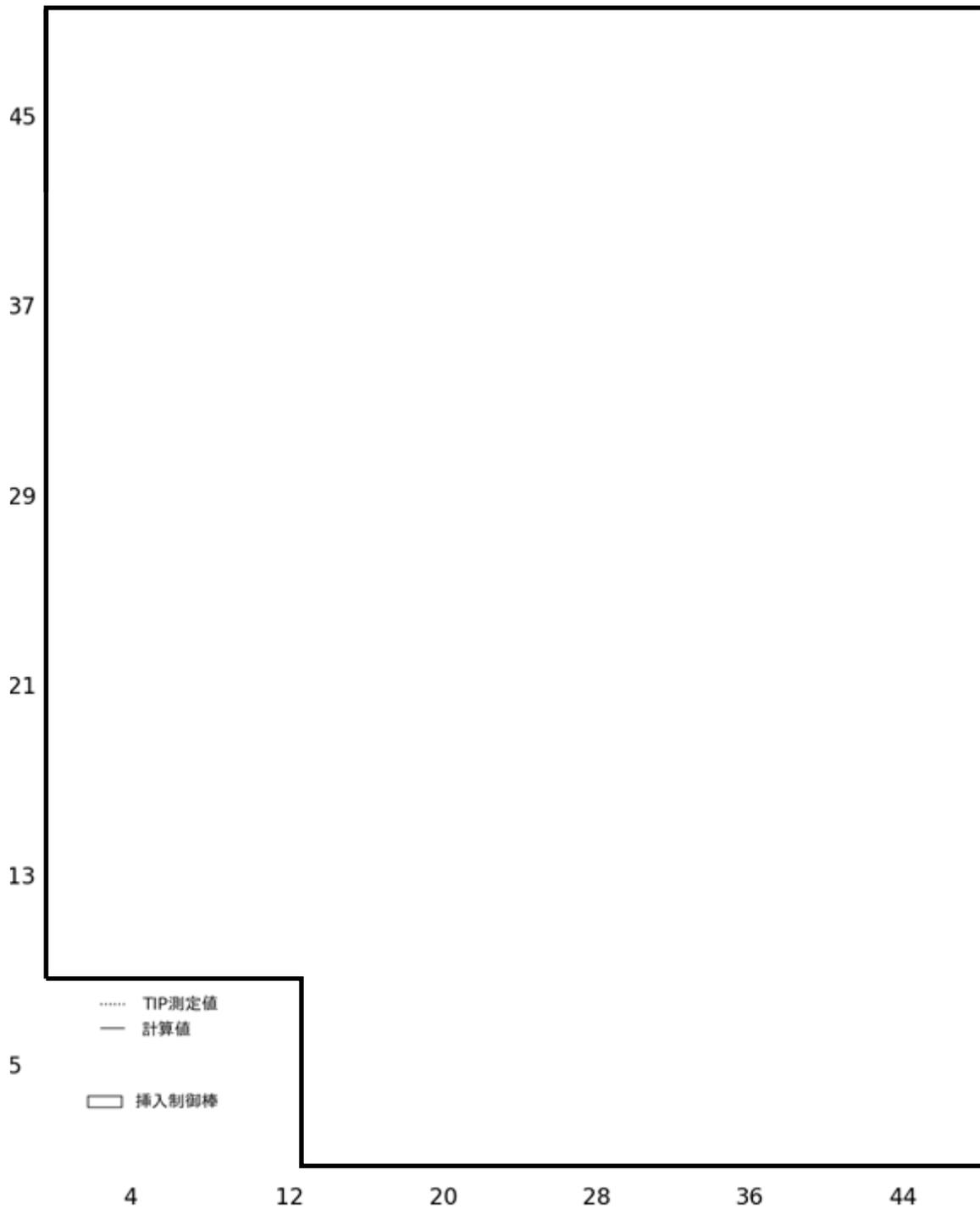


図 4.3-79 TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 誤差

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。



(青太枠は MOX 燃料隣接ストリング)

図 4.3-80 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較

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。

4.3.5.8 長期停止運転

長期停止後の運転時の炉心特性については、表 4.1-7 に示すプラントの実績データによる臨界固有値及び出力分布 (TIP) の妥当性評価を実施した。表 4.3-39 に当該プラントにおける長期停止サイクルと至近のサイクルの運転履歴を示す。サイクル N-4 炉心は 8 × 8 燃料集合体及び少数の 9 × 9 燃料集合体から構成され、サイクル N 炉心で 9 × 9 燃料集合体のみとなる。

評価においては AETNA の微視的燃焼モデルを用いて、停止期間中及び起動後に反応度寄与の大きい比較的短半減期核種のノードごと数密度を追跡しノード断面積を計算した。

(1) 出力運転時臨界固有値

長期炉停止後の運転サイクルについて、出力運転時臨界固有値の平均値からの偏差を評価した結果を図 4.3-81 に示す。ここで、平均値は上記 5 サイクルにおける全ての出力運転時臨界固有値をサイクル燃焼度増分に対する多項式近似で求めた。長期停止サイクル (サイクル N) の運転時臨界固有値のトレンドは、他サイクルと同等であり、臨界固有値の標準偏差は $\square \Delta k$ であった。

(2) 冷温時臨界固有値

次に、冷温時臨界固有値の平均値からの偏差を評価した結果を図 4.3-82 に示す。ここで、平均値は上記 5 サイクルにおける全ての冷温時臨界固有値を炉心平均燃焼度に対する多項式近似で求めた。長期停止サイクル (サイクル N) の冷温時臨界固有値は、評価対象サイクルの全ての臨界固有値の平均値からの偏差の範囲にあり、過去のサイクルの臨界固有値を炉心平均燃焼度に対して線形近似した値からの差は $\square \Delta k$ であった。

(3) 出力分布 (TIP)

長期炉停止後の運転サイクルを含む 5 サイクルにおける TIP 測定値と TIP 計算値の評価を行なった。評価したプラントの TIP は熱中性子検出器である。サイクルごとの TIP 測定値と TIP 計算値のノード RMS 誤差を図 4.3-83 に、径方向 RMS 誤差を図 4.3-84 に、軸方向 RMS 誤差を図 4.3-85 に示す。また、TIP 計算誤差のサイクル平均値の比較を表 4.3-40 に示す。これらより、長期停止サイクル (サイクル N) の TIP 計算誤差のトレンドは、全評価サイクルの平均的偏差の範囲にあり、TIP 計算誤差は十分小さいことを確認した。

表 4.3-39 長期停止運転履歴

サイクル	停止期間* (日)	運転期間 (日)
N-4		
N-3		
N-2		
N-1		
N		

*: 停止期間はサイクル起動前の期間

表 4.3-40 TIP 計算 RMS 誤差サイクル平均値 (長期停止運転)

サイクル	ノードル	径方向	軸方向
N-4			
N-3			
N-2			
N-1			
N			

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。

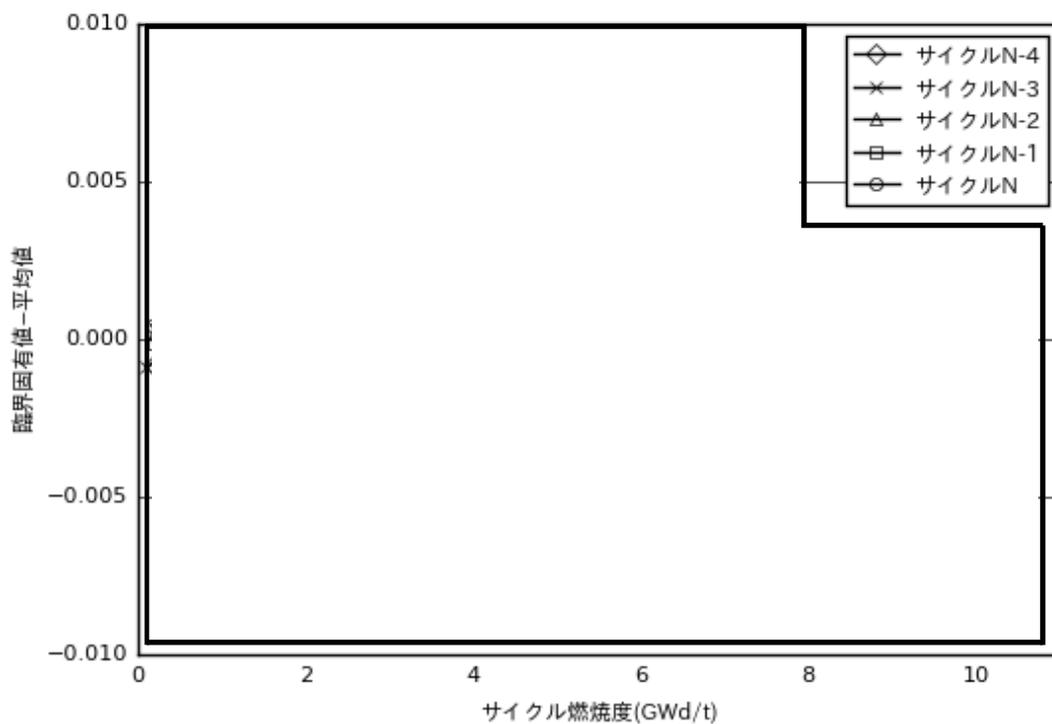


図 4.3-81 出力運転時臨界固有値の変動（長期停止運転）

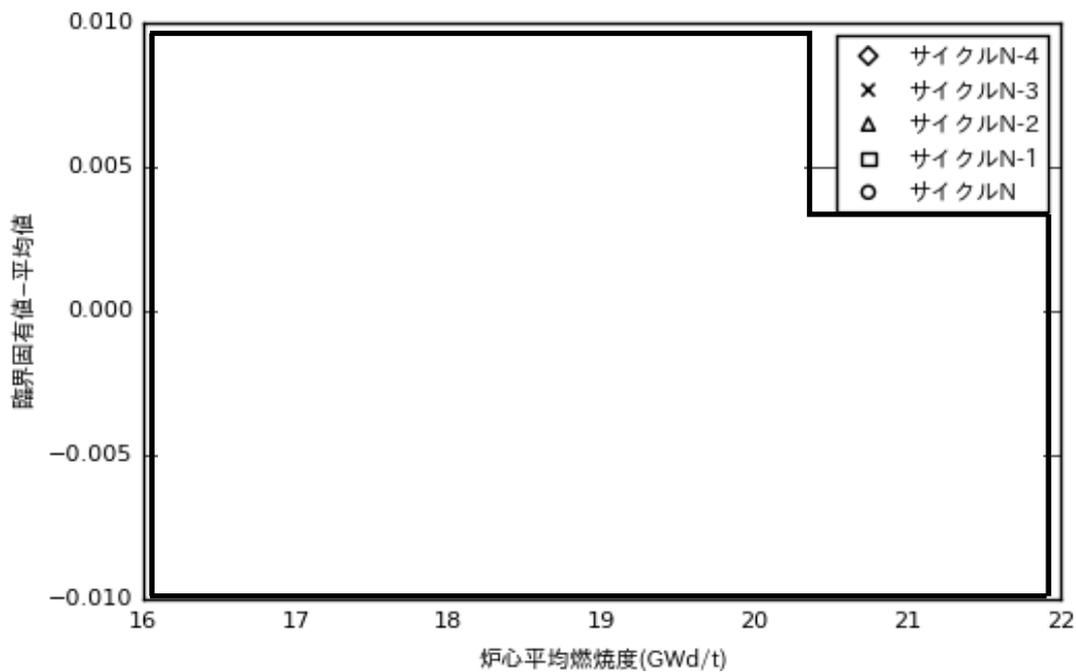


図 4.3-82 冷温時臨界固有値の変動（長期停止運転）

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。

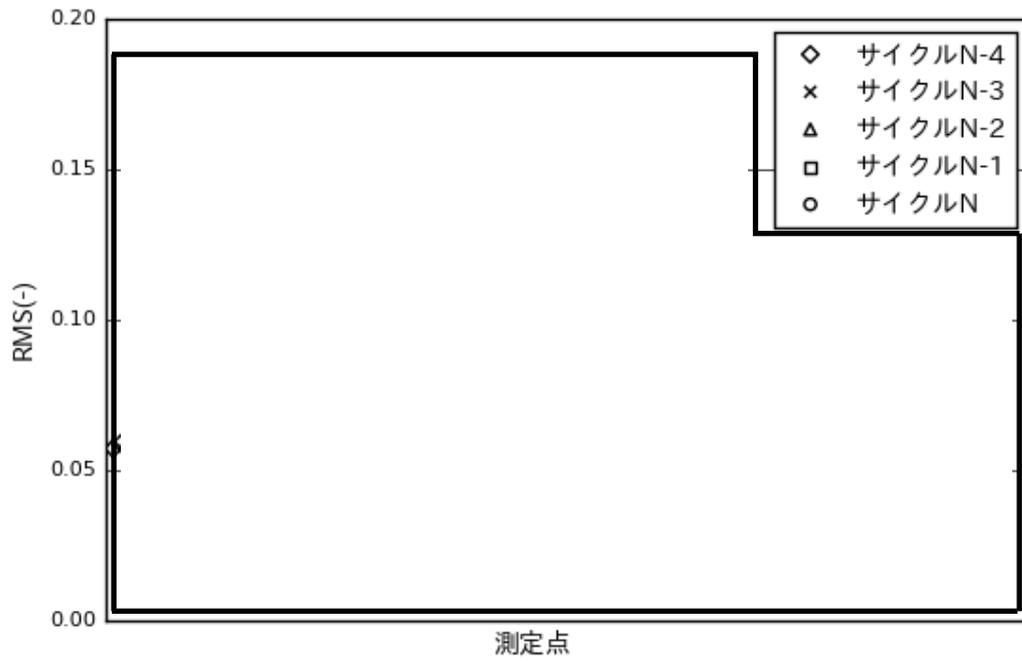


図 4.3-83 TIP 測定値と計算値のノードル RMS 誤差 (長期停止運転)

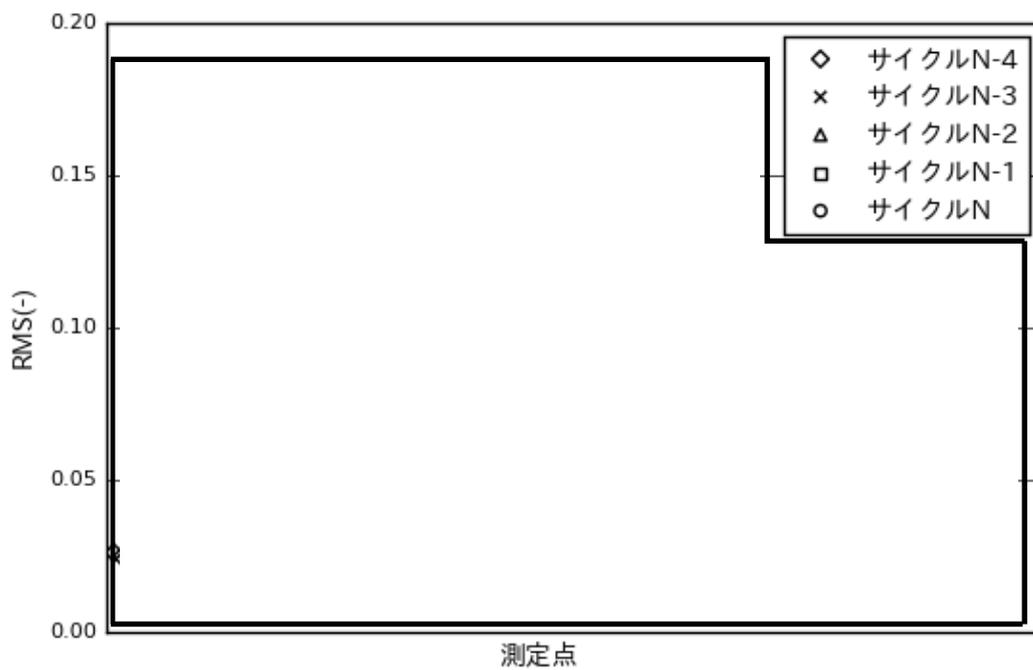


図 4.3-84 TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 誤差 (長期停止運転)

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。

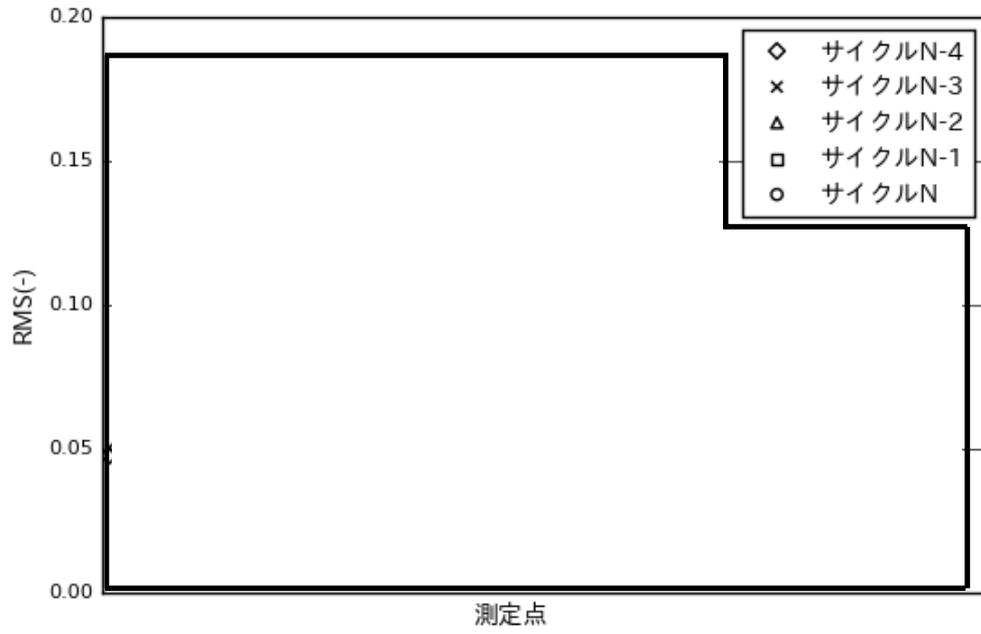


図 4.3-85 TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 誤差 (長期停止運転)

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。

4.3.5.9 部分出力運転

部分出力運転時の炉心特性については、表 4.3-8 に示すプラントのサイクル起動時の炉心流量予測及び TIP 実績データとの比較による出力分布計算の妥当性評価を実施した。当該炉心は、円筒型及び角型水棒を配する 2 タイプの 9 × 9 格子燃料から構成される¹⁰¹。

サイクル起動時における TIP 比較ケースの運転データを表 4.3-41 に示す。ケース 1 とケース 2 は過渡キセノン状態にあり、ケース 3 は定格運転時制御棒パターンに到達後で、ほぼ平衡キセノン状態である。

(1) 炉心流量

ケース 2 を起点とし、ケース 3 に至る炉心流量の予測と実績の比較を図 4.3-86 に示す。固有値は起点時の値が維持されるとした。炉心流量の予測誤差は最大で % (臨界固有値換算で % Δk) 程度であった。

(2) 出力分布 (TIP)

サイクル起動時の TIP 実績データとの比較を表 4.3-42 に示す。定格運転時を含むサイクル全期間における TIP 測定値と TIP 計算値のノードル RMS 誤差を図 4.3-87 に、径方向 RMS 誤差を図 4.3-88 に、軸方向 RMS 誤差を図 4.3-89 に示す。部分出力運転時ケース 2 に対して、TIP 検出器ストリングごとの TIP 測定値と TIP 計算値の分布の比較を図 4.3-90 に示す。図中には TIP 検出器ストリングに隣接する制御棒の挿入深さも示す。部分出力時の TIP 計算値の誤差は定格出力運転時に比較して同程度であることを確認した。

表 4.3-41 サイクル起動時 TIP 比較ケース (部分出力運転)

ケース	起動後時間 (h)	炉心熱出力 (%)	炉心流量 (%)	制御棒密度 (%)
1				
2				
3				

表 4.3-42 TIP 計算 RMS 誤差 (部分出力運転)

ケース	ノードル	径方向	軸方向
1			
2			
3			

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。

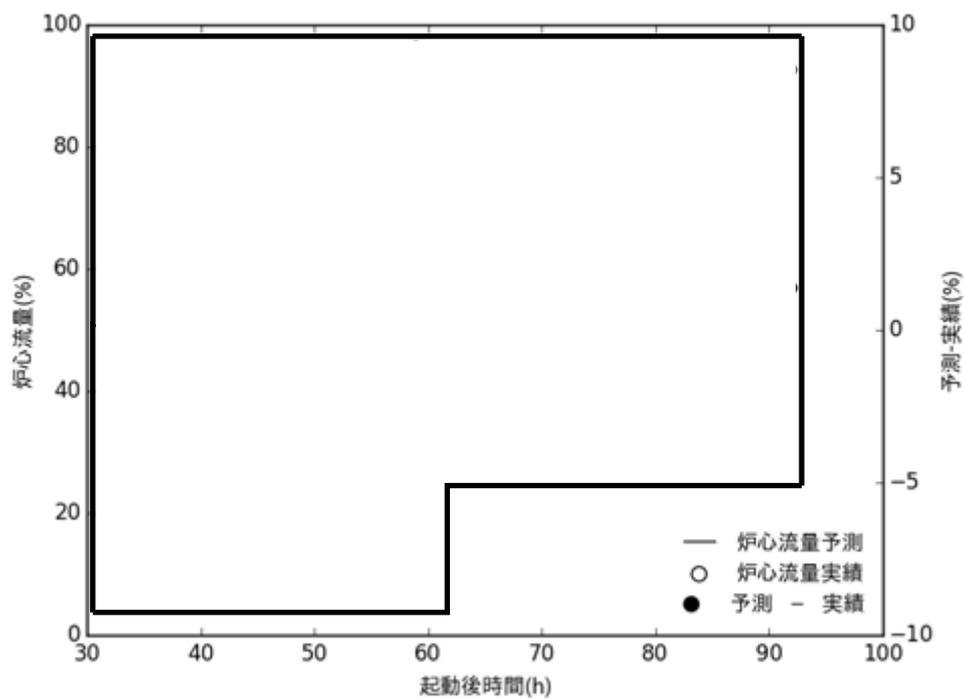


図 4.3-86 サイクル起動時炉心流量の推移（部分出力運転）

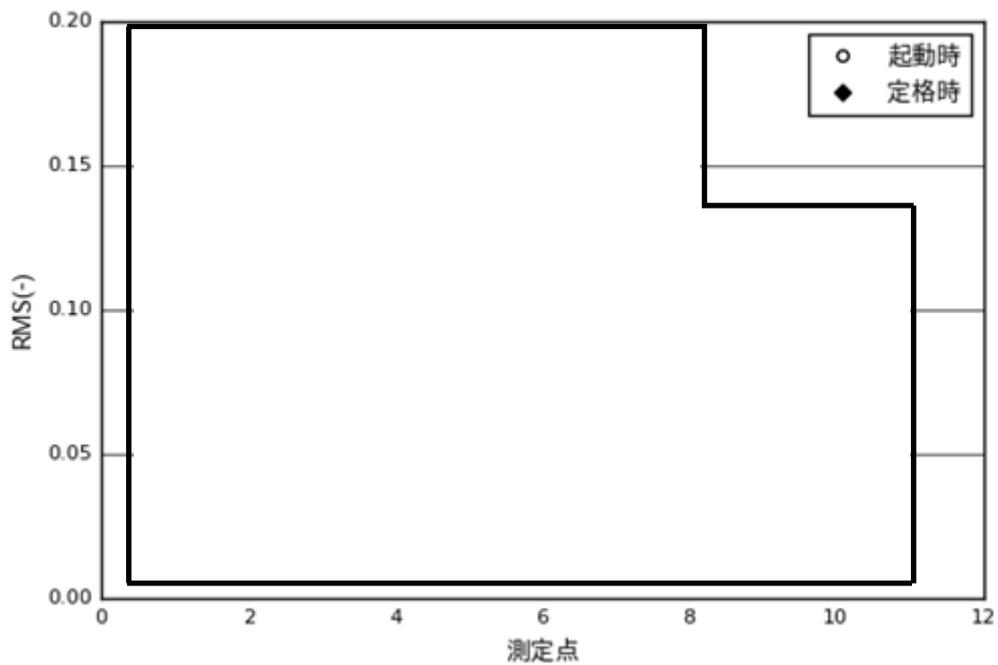


図 4.3-87 TIP 測定値と計算値のノードル RMS 誤差（部分出力運転）

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。

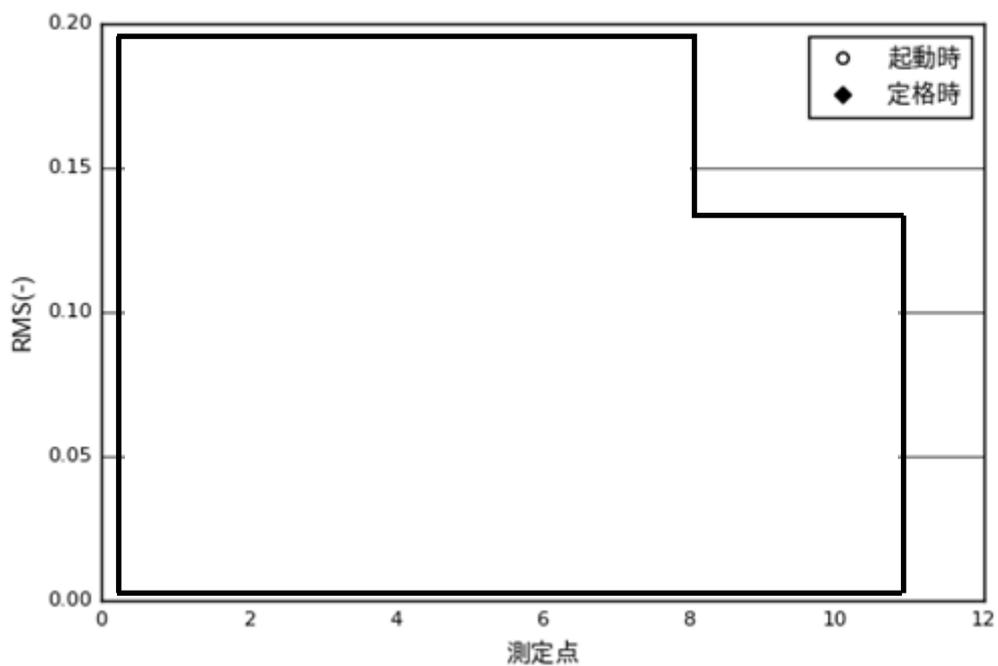


図 4.3-88 TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 誤差 (部分出力運転)

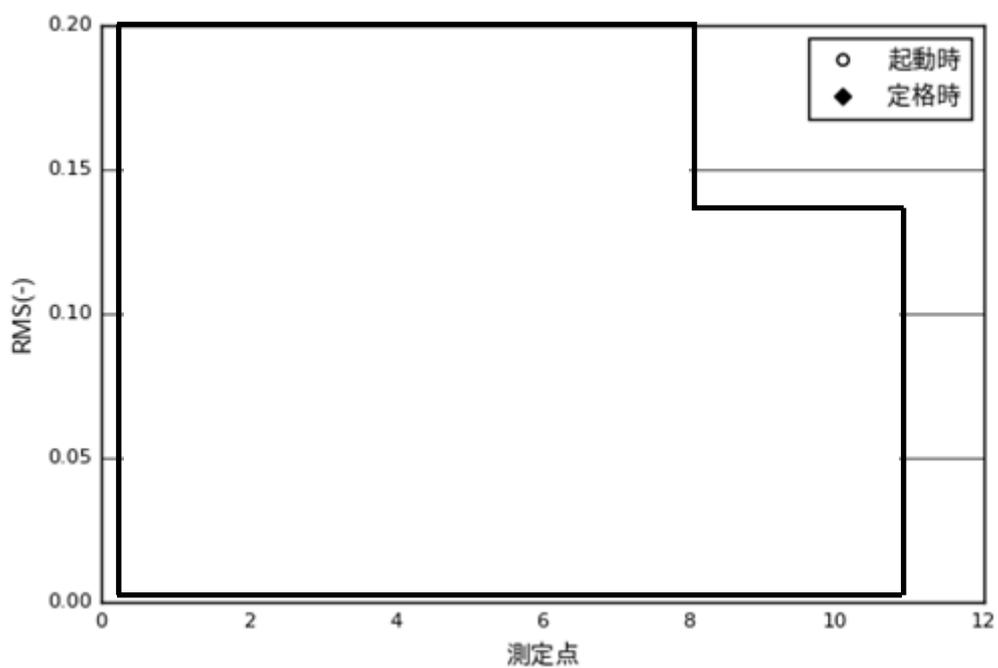


図 4.3-89 TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 誤差 (部分出力運転)

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。

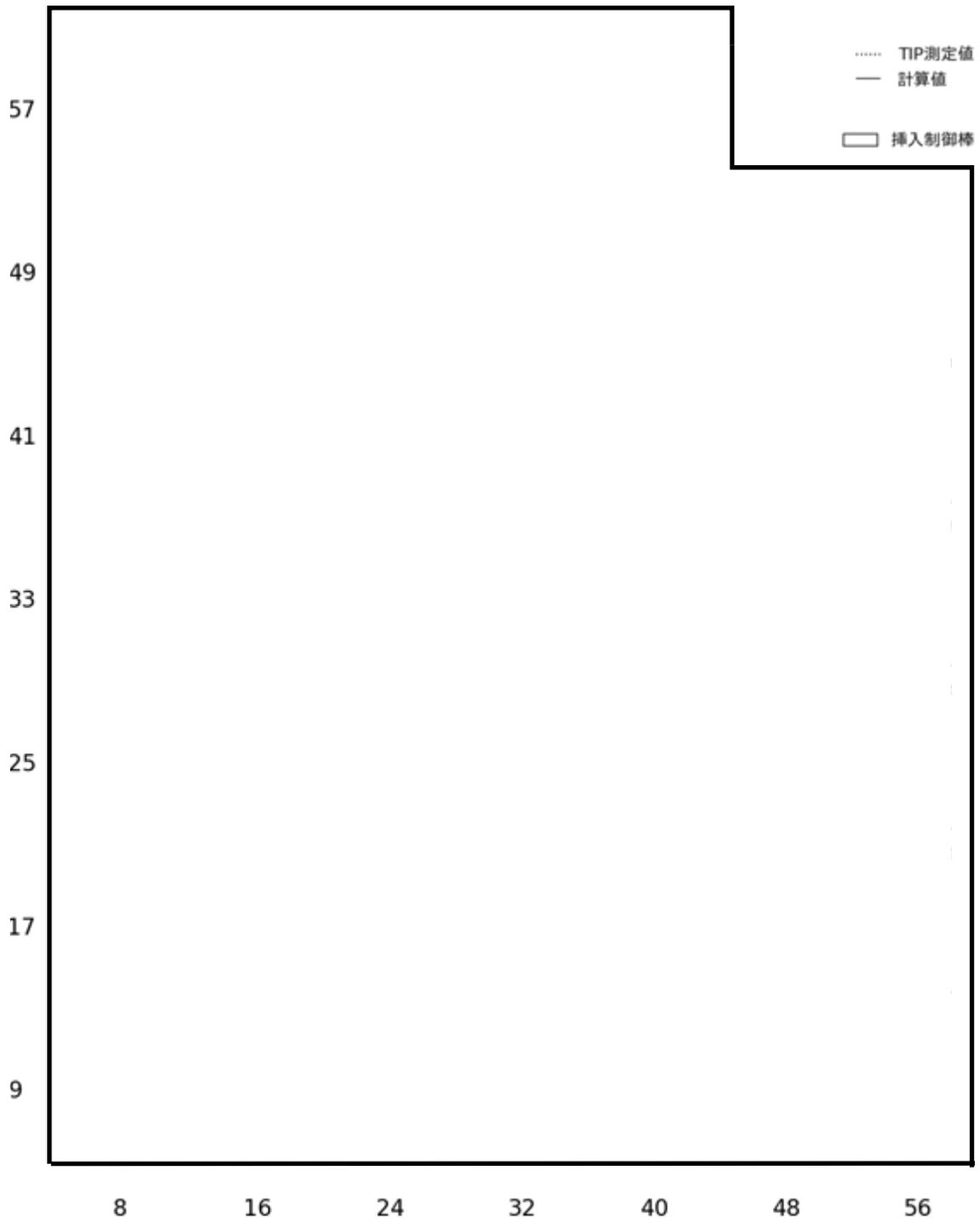


図 4.3-90 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（部分出力運転ケース 2）

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。

4.3.6 試験による妥当性確認

4.3.6.1 減速材ボイド分布

NUPEC で実施された管群ボイド試験^{102,103,104}のうち、BWR 条件に近い試験データに対して AETNA を用いて妥当性確認を実施した結果を示す。評価に用いた試験データは、表 4.3-43 及び表 4.3-44 に示す太径の水棒 1 本を持つ高燃焼度 8×8 燃料を模擬した集合体を用いた試験番号 4101 のうち、1 MPa の低圧データを除いたものであり、比較したデータは燃料棒発熱長上端における断面平均ボイド率である。なお、断面平均ボイド率の測定誤差(ランダム誤差)は±2%以内と報告されている¹⁰²。軸方向出力分布は一様である。

断面平均ボイド率の全試験データとの比較を、図 4.3-91 に示す。全データを対象とした平均誤差と標準偏差を表 4.3-45 に示す。平均誤差は約 % (標準偏差は約) である。なお、Dix-Findlay 相関式のベースとなった測定データに対しては、ゼネラルエレクトリック (GE) 社の評価³⁹では、平均誤差は約 % (標準偏差は約) である。ここで誤差は(計算値-測定値)で定義される。

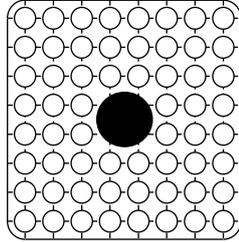
また、圧力 7MPa におけるクオリティとボイド率の関係の例を、図 4.3-92 (高流量時)、図 4.3-93 (中流量時) 及び図 4.3-94 (低流量時) に測定値と計算値で比較して示すが、サブクール沸騰領域から飽和沸騰領域までの幅広いボイド率に対して同程度の誤差である。

表 4.3-43 NUPEC 管群ボイド率測定データ

試験データ	高燃焼度 8×8 燃料集合体
圧力 (MPa)	3.9 ~ 8.6
流量 (t/h)	10 ~ 55
質量流束 (kg/m ² -s)	284 ~ 2055
出力 (MW)	0.22 ~ 7.33
サブクール (kJ/kg)	21 ~ 126
クオリティ (%)	1.0 ~ 25.2
ケース数	72

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 4.3-44 NUPEC 管群ボイド試験仕様 (高燃焼度 8 × 8 燃料)
(参考文献105から引用)

項目	データ		
試験集合体			
	<table border="1"> <tr> <td>4 (ボイド試験)</td> <td>C2A (圧損試験)</td> </tr> </table>	4 (ボイド試験)	C2A (圧損試験)
4 (ボイド試験)	C2A (圧損試験)		
模擬集合体タイプ	高燃焼度 8x8		
発熱燃料棒本数	60		
燃料棒外径 (mm)	12.3		
燃料棒ピッチ (mm)	16.2		
燃料棒発熱長 (mm)	3708		
水棒本数	1		
水棒外径 (mm)	34.0		
チャンネルボックス内幅 (mm)	132.5		
チャンネルボックス半径 (mm)	8.0		
インチャンネル流路面積 (mm ²)	9463		
スペーサタイプ	丸セル型		
スペーサ数	7		
スペーサ局所圧損係数	1.2		
スペーサ下端位置 (mm)	455, 967, 1479, 1991, 2503, 3015, 3527		
径方向出力分布	実機模擬(燃焼初期)		
軸方向出力分布	<table border="1"> <tr> <td>一様 (ボイド試験)</td> <td>コサイン (圧損試験)</td> </tr> </table>	一様 (ボイド試験)	コサイン (圧損試験)
一様 (ボイド試験)	コサイン (圧損試験)		

○ 発熱棒 ●: 水棒 (流量なし)

この表は BWR/5 S 格子炉心のケースを表す

表 4.3-45 ボイド率予測誤差

	NUPEC 試験データ	(参考) GE 社での評価 ³⁹
平均		
標準偏差		

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。

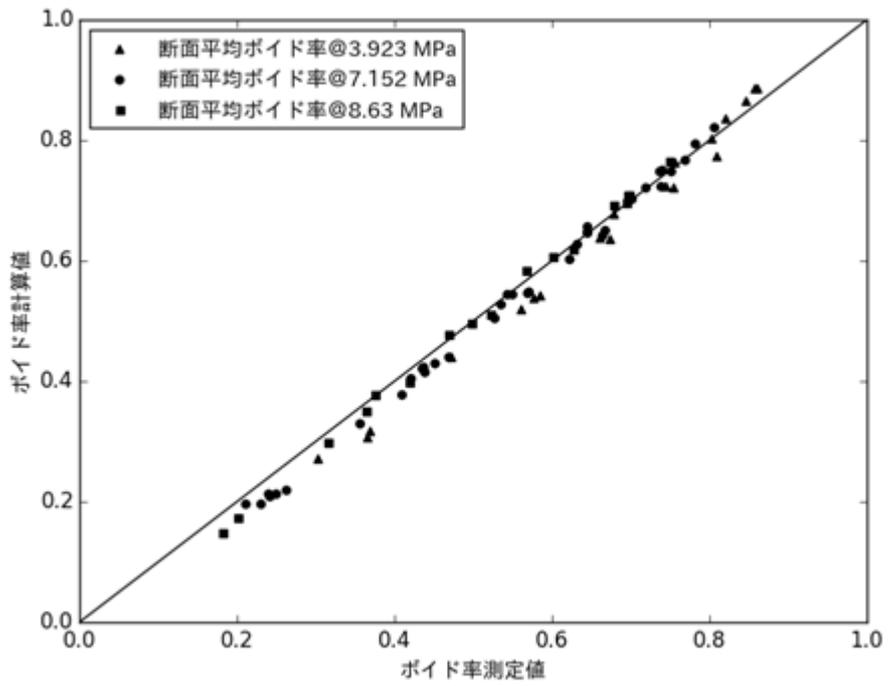


図 4.3-91 NUPEC 管群ボイド試験断面平均ボイド率の比較
(高燃焼度 8 × 8 燃料)

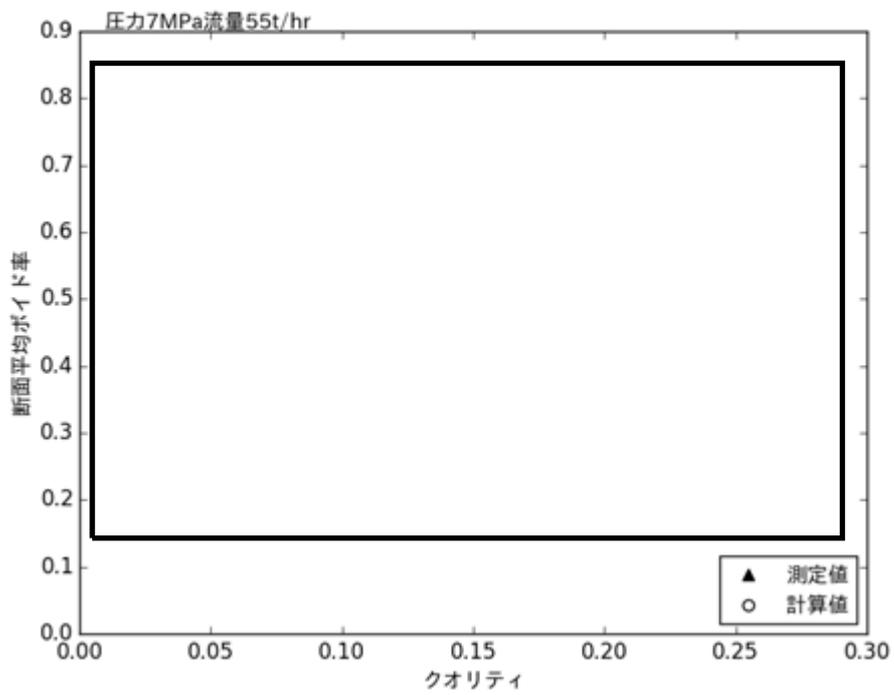


図 4.3-92 NUPEC ボイド試験クオリティボイド率相関
(高流量時)

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。

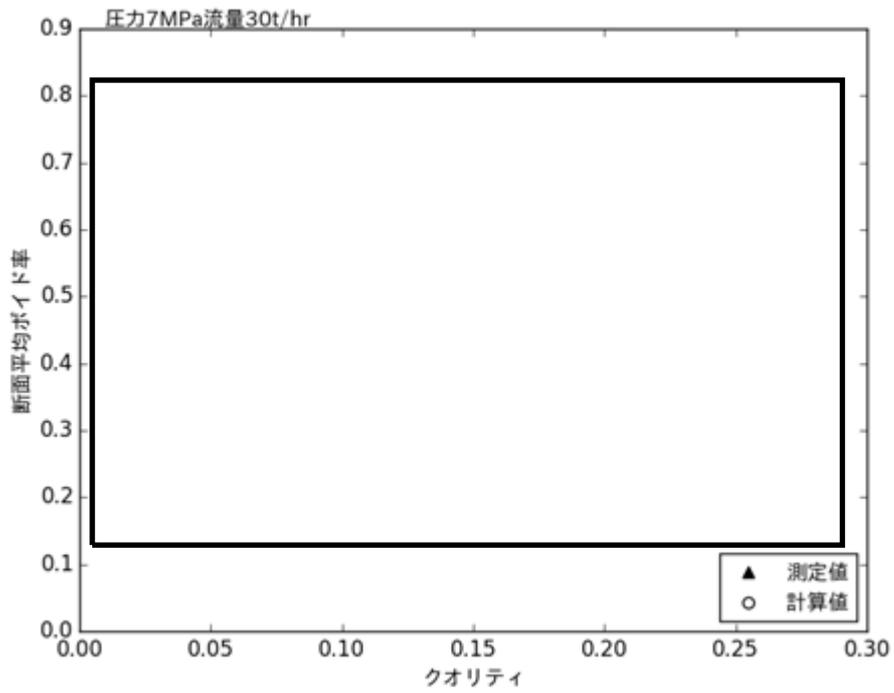


図 4.3-93 NUPEC ボイド試験クオリティボイド率相関
(中流量時)

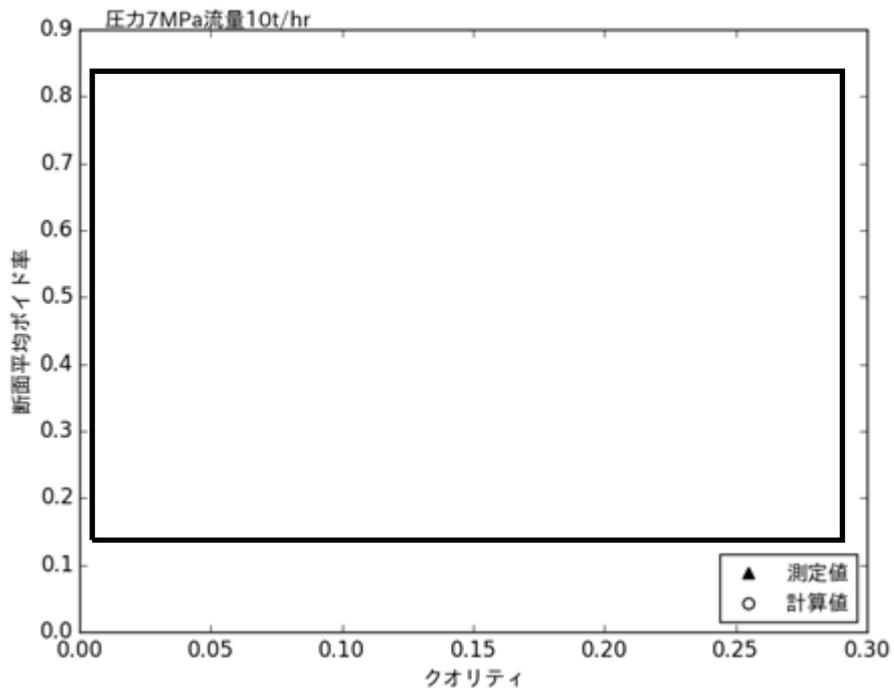


図 4.3-94 NUPEC ボイド試験クオリティボイド率相関
(低流量時)

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。

4.3.6.2 燃料集合体圧力損失

4.3.6.2.1 8×8燃料試験

NUPEC で実施された燃料集合体の圧力損失特性試験^{105,106,107,108}の試験データに対して AETNA を用いて妥当性確認を実施した結果を示す。評価に用いた試験データは、表 4.3-46, 表 4.3-47 及び前節の表 4.3-44 (C2A) に示す太径の水棒 1 本を持つ高燃焼度 8×8 燃料を模擬した集合体を用いた単相及び二相圧力損失特性試験であり、比較したデータは燃料発熱部の圧力損失である。なお、差圧の測定誤差は±1%以内と報告されている¹⁰⁶。軸方向出力分布はコサインである。スペーサの局所圧損係数及び単相摩擦圧損係数は文献¹⁰⁷の値を用い、二相圧損倍率は設計式を用いた。二相圧損特性試験における軸方向平均ボイド率の計算値は 19～51%, 出口ボイド率の計算値は 42 - 82%である。

燃料集合体発熱部圧力損失の計算値と測定値との比較を、単相試験について図 4.3-95 に、二相試験について図 4.3-96 に示す。全データを対象とした平均相対誤差と標準偏差を表 4.3-48 に示す。ここで相対誤差は、(計算値-測定値)/測定値で定義される。平均誤差は、単相及び二相で約 及び % (標準偏差は約 % 及び約 %) である。

また、圧力 7.2MPa における出口クオリティと発熱部圧損の関係の例を図 4.3-97 に、圧力 8.6MPa の場合を図 4.3-98 に、それぞれ集合体流量をパラメータとして測定値と計算値で比較して示す。クオリティは水頭圧と二相圧損倍率に、流量は摩擦・局所及び加速圧損に影響するが、AETNA は広範囲のクオリティ及び流量条件に対応する。

表 4.3-46 NUPEC 8×8燃料集合体単相圧損特性試験

試験データ	高燃焼度 8×8 燃料集合体
圧力 (MPa)	0.2, 1.0, 7.2
流量 (t/h)	10 ~ 70
出力 (MW)	0.0
ケース数	36

表 4.3-47 NUPEC 8×8燃料集合体二相圧損特性試験

試験データ	高燃焼度 8×8 燃料集合体
圧力 (MPa)	7.2, 8.6
流量 (t/h)	20 ~ 70
出力 (MW)	0.9 ~ 6.8
サブクール (kJ/kg)	50.2
出口クオリティ (%)	7 ~ 25
ケース数	33

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 4.3-48 燃料集合体発熱部圧力損失 相対予測誤差 (高燃焼度 8 × 8 燃料)

相対予測誤差*	単相試験	二相試験
平均		
標準偏差		

* (計算値-測定値) / 測定値

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。

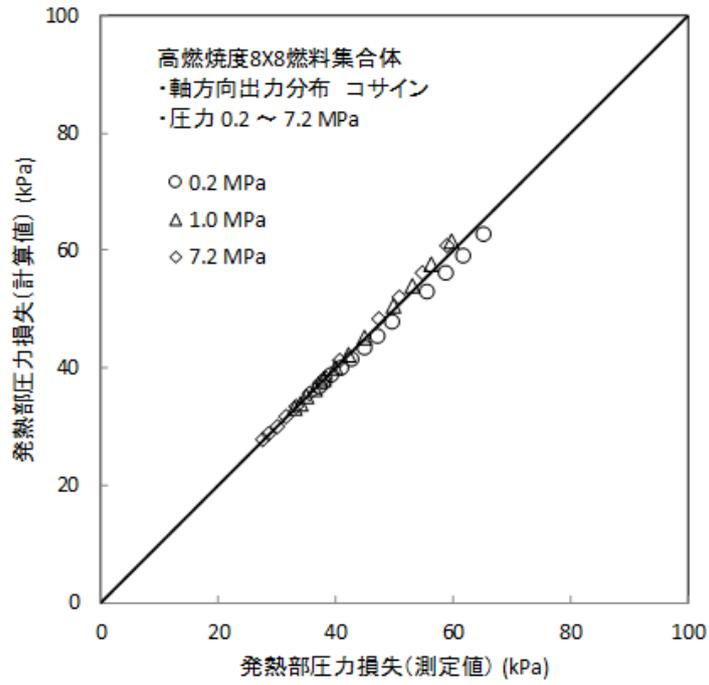


図 4.3-95 NUPEC 8 × 8 燃料熱水力試験 発熱部圧力損失の比較 (単相試験)

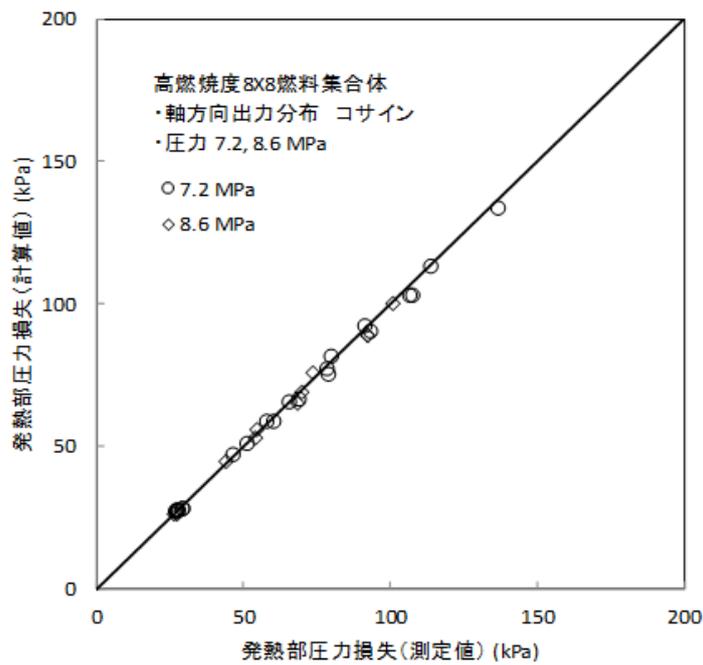


図 4.3-96 NUPEC 8 × 8 燃料熱水力試験 発熱部圧力損失の比較 (二相試験)

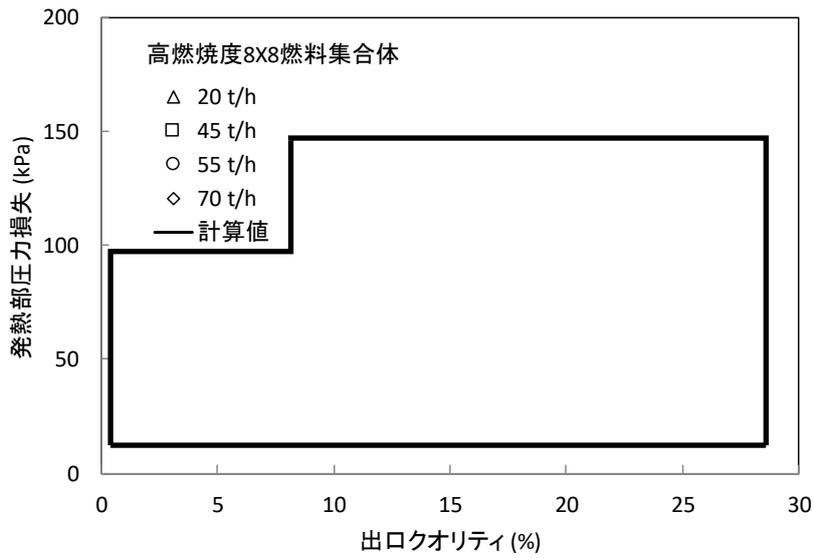


図 4.3-97 NUPEC 8 × 8 燃料熱水力試験 出口クオリティと発熱部圧力損失 (圧力 7.2MPa)

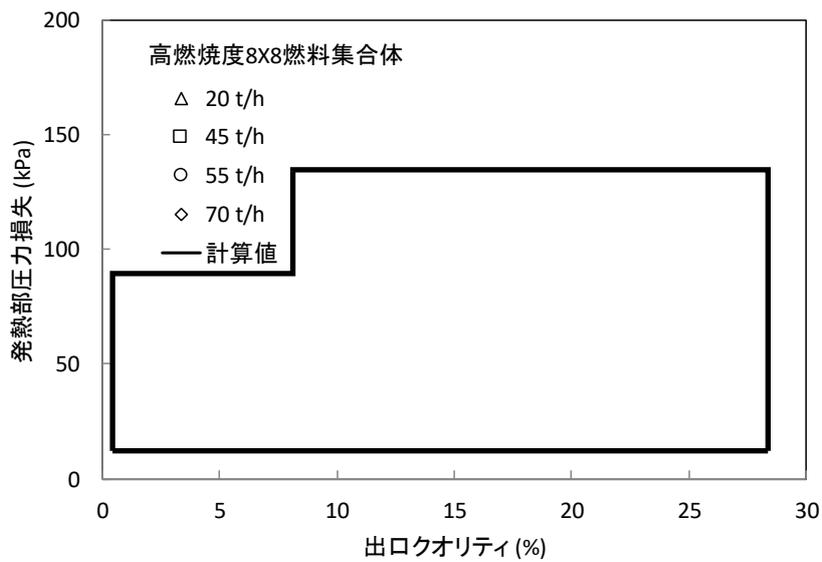


図 4.3-98 NUPEC 8 × 8 燃料熱水力試験 出口クオリティと発熱部圧力損失 (圧力 8.6MPa)

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。

4.3.6.2.2 9×9燃料試験

NUPEC で実施された燃料集合体の圧力損失特性試験^{109, 110, 111}の試験データに対してAETNAを用いて妥当性確認を実施した結果を示す。評価に用いた試験データは、表 4.3-49, 表 4.3-50 及び表 4.3-51(AC1)に示す9×9A型燃料を模擬した集合体を用いた単相及び二相圧力損失特性試験であり、比較したデータは燃料発熱部の圧力損失である。9×9A型燃料では9×9燃料棒配列の中央部分7本の燃料棒は太径水棒2本に置き換えられている。また、チャンネル安定性を向上させるため、有効発熱部約2/3の部分長燃料棒が8本用いられており、高燃焼度8×8燃料とは異なる熱水力形状となっている。軸方向出力分布はコサインである。スペーサの局所圧損係数及び単相摩擦圧損係数は文献¹¹⁰の値を用い、二相圧損倍率は設計式を用いた。

燃料集合体発熱部圧力損失の計算値と測定値との比較を、単相試験について図 4.3-99 に、二相試験について図 4.3-100 に示す。全データを対象とした平均相対誤差と標準偏差を表 4.3-52 に示す。ここで相対誤差は、(計算値-測定値)/測定値で定義される。平均誤差は、単相及び二相で約 及び % (標準偏差は約 %及び約 %) である。

また、圧力7.2MPaにおける出口クオリティと発熱部圧損の関係の例を図4.3-101に、圧力8.6MPaの場合を図4.3-102に、それぞれ集合体流量をパラメータとして測定値と計算値で比較して示す。クオリティは水頭圧と二相圧損倍率に、流量は摩擦・局所及び加速圧損に影響するが、AETNAは広範囲のクオリティ及び流量条件に対応する。

表 4.3-49 NUPEC 9×9A型燃料集合体単相圧損特性試験

試験データ	9×9A型燃料集合体
圧力 (MPa)	0.2, 1.0, 7.2
流量 (t/h)	10 ~ 70
出力 (MW)	0.0
ケース数	36

表 4.3-50 NUPEC 9×9A型燃料集合体二相圧損特性試験

試験データ	9×9A型燃料集合体
圧力 (MPa)	7.2, 8.6
流量 (t/h)	20 ~ 70
サブクール (kJ/kg)	50.2
出口クオリティ (%)	7 ~ 25
ケース数	33

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 4.3-51 NUPEC 熱水力試験仕様 (9×9A 型燃料)
(参考文献 109, 110 から引用)

項目	データ
試験集合体	<p>水棒*1</p> <p>部分長燃料棒*2</p>
	AC1
模擬集合体タイプ	9×9A 型
発熱燃料棒本数	74
部分長燃料棒本数	8
燃料棒外径 (mm)	11.2
燃料棒ピッチ (mm)	14.3
燃料棒発熱長 (mm)	3708
部分長燃料棒発熱長 (mm)	2163
水棒本数	2
水棒外径 (mm)	24.9
チャンネルボックス内幅 (mm)	132.5
スペーサタイプ	丸セル型
スペーサ数	7
径方向出力分布	実機模擬(燃焼初期)
軸方向出力分布	コサイン

*1 水棒 (流量なし) *2 実機と同じく上下プレナムが付く
この表は BWR/5 S 格子炉心のケースを表す

表 4.3-52 燃料集合体発熱部圧力損失 相対予測誤差 (9×9A 型燃料)

相対予測誤差*	単相試験**	二相試験
平均		
標準偏差		

* (計算値-測定値) / 測定値

** AC101-36 を除く

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。

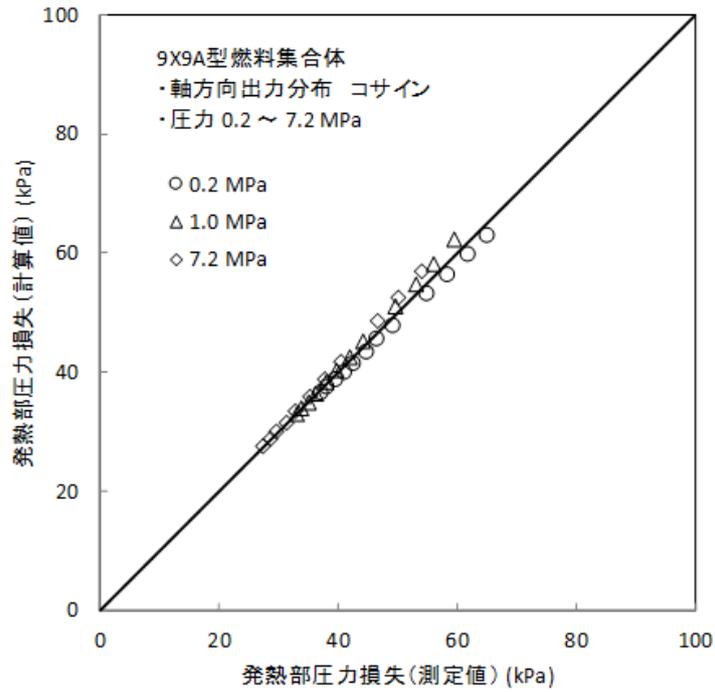


図 4.3-99 NUPEC 9 × 9 A 型燃料熱水力試験 発熱部圧力損失の比較
 (単相試験)

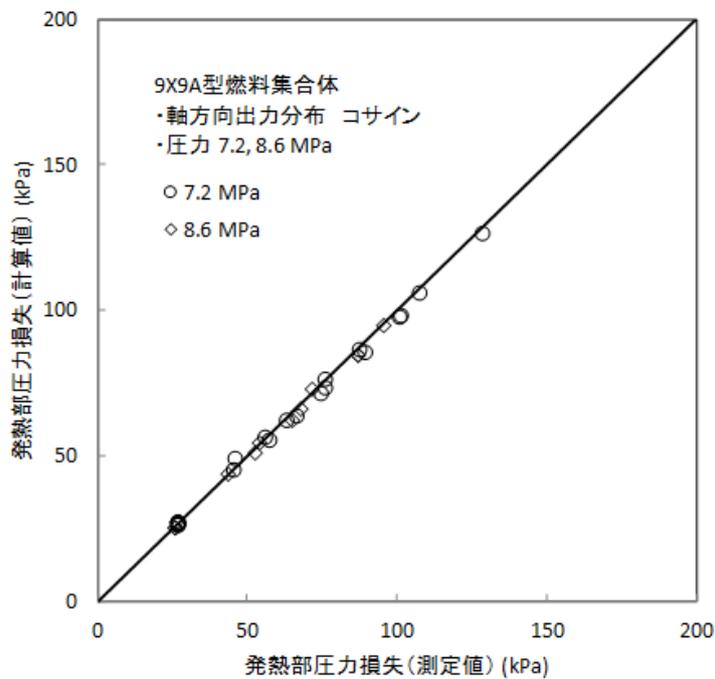


図 4.3-100 NUPEC 9 × 9 A 型燃料熱水力試験 発熱部圧力損失の比較
 (二相試験)

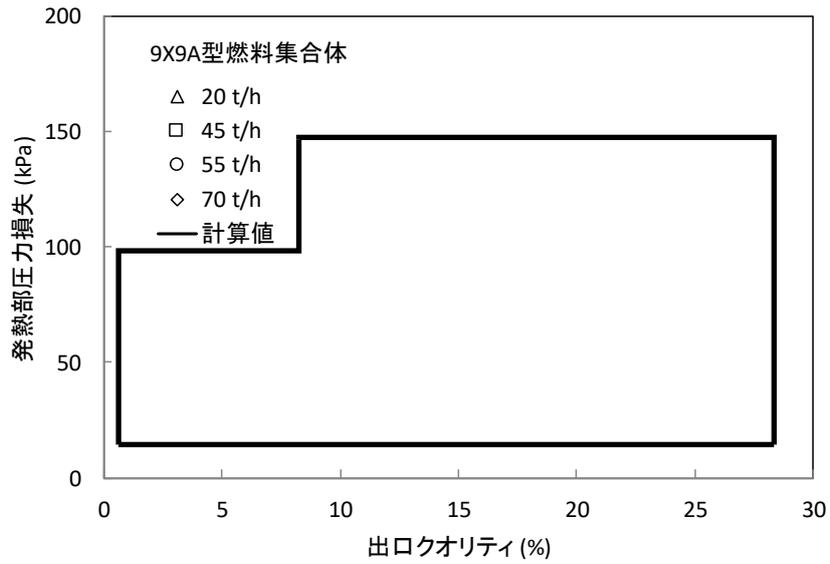


図 4.3-101 NUPEC 9 × 9 A 型燃料熱水力試験
 出口クオリティと発熱部圧力損失 (圧力 7.2MPa)

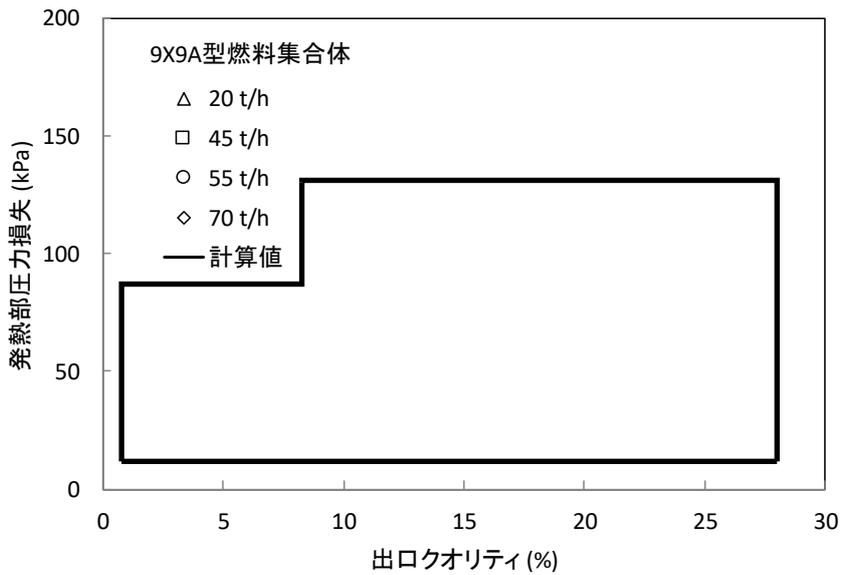


図 4.3-102 NUPEC 9 × 9 A 型燃料熱水力試験
 出口クオリティと発熱部圧力損失 (圧力 8.6MPa)

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。

4.3.6.3 SPERT 実験との比較

AETNA の動特性モデルを、軽水炉における制御棒落下事故を模擬した SPERTⅢ 実験^{112, 113}の解析を行うことによって妥当性確認した。

SPERTⅢ E 炉心の炉心燃料仕様を表 4.3-53 に、断面を図 4.3-103 に示す。燃料集合体ピッチは 7.62cm で炉心高さは 97.28cm である。炉心中央部に十字型の落下制御棒があり、投入反応度に応じて落下位置が与えられる。落下制御棒の上部はフォロワとなっている。炉心の臨界調整にはシム制御集合体がいられ、落下制御棒の挿入量に応じてその軸方向位置が定められている。この集合体は上部が吸収材、下部が燃料で構成され、両者を主にチャンネルボックスから成る中性子束サプレッサでつないでいる。本解析では、この中性子束サプレッサを多種類制御棒モデルで忠実に模擬し、入力段階での不確かさの小さい解析を実現した。

解析は 3 群の固定時間メッシュで行い、空間メッシュは径方向 1 燃料集合体 1 メッシュ、軸方向 24 メッシュとした。遅発中性子は 6 群で扱った。計算には、LANCR による燃料集合体均質化 3 群断面積、集合体不連続因子、及び動特性パラメータ（遅発中性子割合及び遅発中性子先行核崩壊定数）を使用した。

本解析では、熱水カフィードバック効果が無視できる冷温時の制御棒落下を対象とした。冷温時試験では制御棒落下による反応度の投入で炉心熱出力が急昇し、燃料温度上昇によるドップラフィードバックにより事象は終結する。一例として、最大の投入反応度 1.21\$ を与えた試験 43 の結果を示す。実験値のサマリは表 4.3-54 に示される。炉心熱出力の時間変化を図 4.3-104 に、投入反応度の時間変化を図 4.3-105 に示す。ピーク出力は実験誤差 1 σ 内で一致している。投入反応度及び反応度補償量も実験値を同様に再現していた。

表 4.3-53 SPERT III E 炉心燃料仕様

燃料棒直径	1.18 (cm)
濃縮度	4.8 (wt%)
UO ₂ 密度	10.5 (g/cm ³)
被覆管	SUS
チャンネルボックス	SUS
落下制御棒吸収材部	SUS+1.35wt%B-10
落下制御棒フォロワ部	SUS
シム制御集合体吸収材部	SUS+1.35wt%B-10
シム制御集合体中性子束サプレッサ部	SUS+1.35wt%B-10
燃料集合体ピッチ	7.62 (cm)
炉心高さ	97.28 (cm)

表 4.3-54 SPERT III E 炉心実験値のサマリ

試験 番号	投入反応度 (\$)	初期減速材 温度 (°C)	炉心 圧力	ピーク出 力 (MW)	ピーク出力時 間 (sec)	ピーク出力反応 度補償量 (\$)
43	1.21±0.05	25.6±2.2	大気圧	280±42	0.230±0.006	0.22±0.02

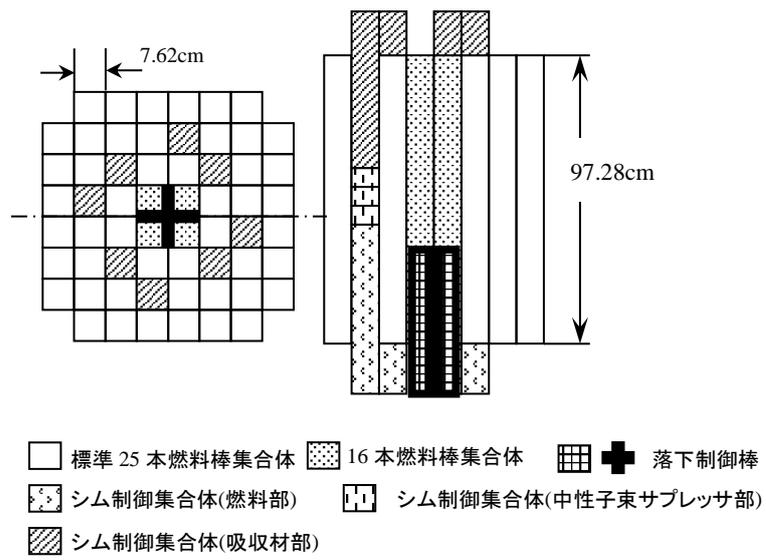


図 4.3-103 SPERT III E 炉心の断面

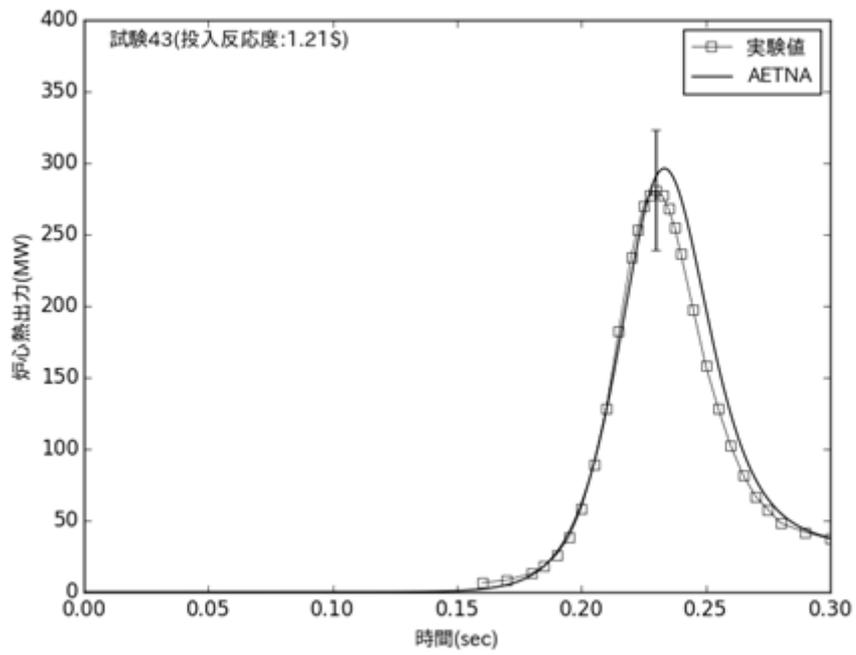


図 4.3-104 炉心熱出力の時間変化 (SPERT III E 炉心試験 43)

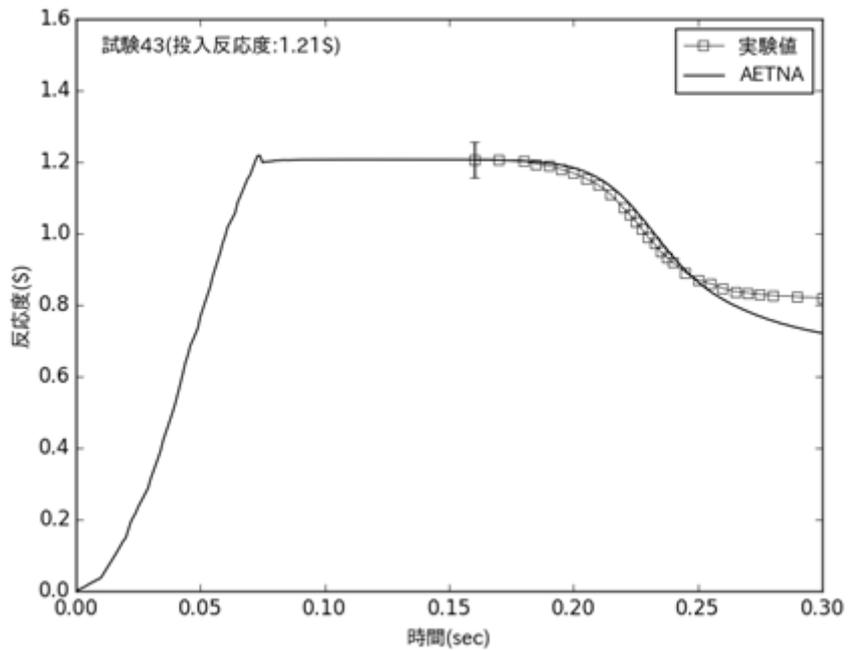


図 4.3-105 投入反応度の時間変化 (SPERT III E 炉心試験 43)

4.3.6.4 安定性試験高次モード分布との比較

AETNAによる高次モード分布を、海外BWR6プラントの低出力時における安定性試験^{114, 115, 116}で得られた局所出力領域モニタ (LPRM) の振動振幅の分布との直接の比較⁸⁹により、その妥当性を確認した。試験が行われた第1サイクル炉心は、多種類濃縮度の8×8燃料集合体で構成されている。様々な出力・流量条件で実施された安定性試験の内、解析した4つのケースを表4.3-55に示す。これらの試験では流量制御弁 (FCV) を絞り流量を低下させていく過程で領域振動が観測され、LPRMデータが測定された。LPRM振幅の範囲は平均値の12~66%であった。試験ケース4のLPRMデータの例を図4.3-106に示すが、炉心の中心線を対称軸とした逆位相の領域振動を表している¹¹⁵。

各試験ケースに対し、AETNAによる4次までの空間モードと未臨界度の計算値を表4.3-56に示す。大型炉では周方向1次モードの未臨界度が小さく、領域不安定が最も生じやすい不安定性事象であることを示す¹¹⁶。試験ケース4に対するAETNAの周方向1次モードの径方向分布を図4.3-107に示す。均質炉心 (図4.3-8) と比べ、ピークが炉心外側にある。局所的な凹凸は制御棒の影響である。図4.3-108は、測定されたLPRMの振幅を炉心の中心線からの距離 (バンドル数) に対し、AETNAの周方向1次モードの径方向分布と比較して示したものである。ここで、測定値と計算値は、ピーク位置で一致するように規格化している。バンドル位置1の測定データは中心線に近くバックグラウンドノイズのため差が大きいが¹¹⁵、それを除くと計算値と測定値の間に特異な差異は認められなかった。

表 4.3-55 BWR6プラントにおける安定性試験ケース

試験ケース	炉心出力 (%)	炉心流量 (%)	ドーム圧 (MPa)	給水温度 (K)
4				
4A				
5				
5A				

表 4.3-56 安定性試験高次モード未臨界度計算値 ($\Delta k/k$)

モード 試験ケース	1	2	3	4
4				
4A				
5				
5A				

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。

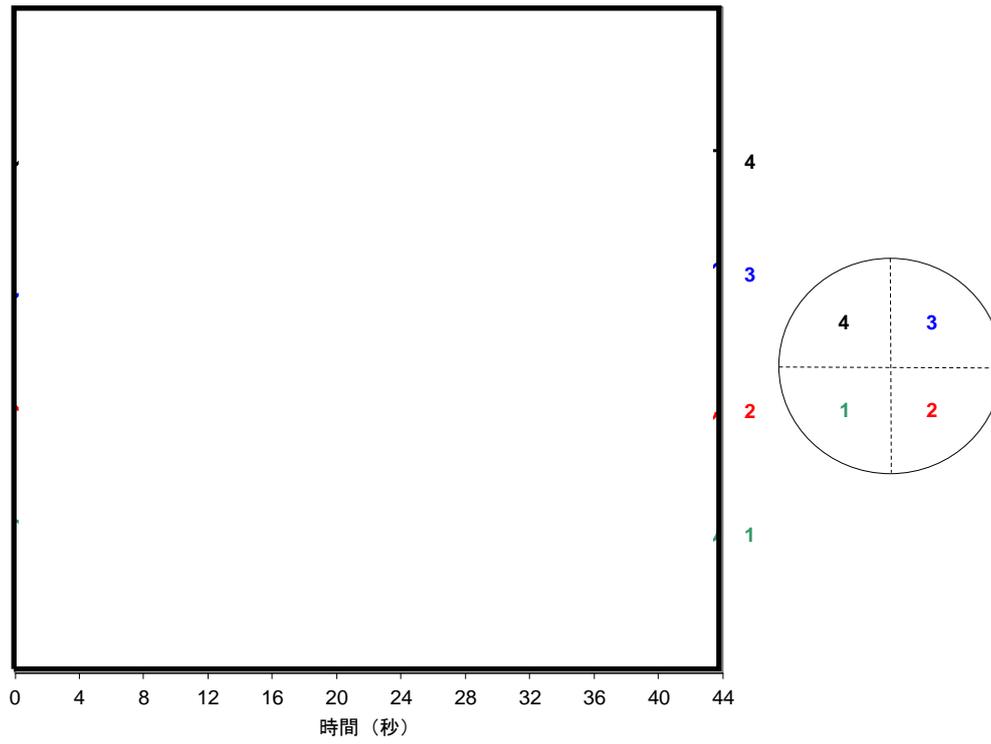


図 4.3-106 領域振動の LPRM 試験データの例 (安定性試験ケース 4)

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。

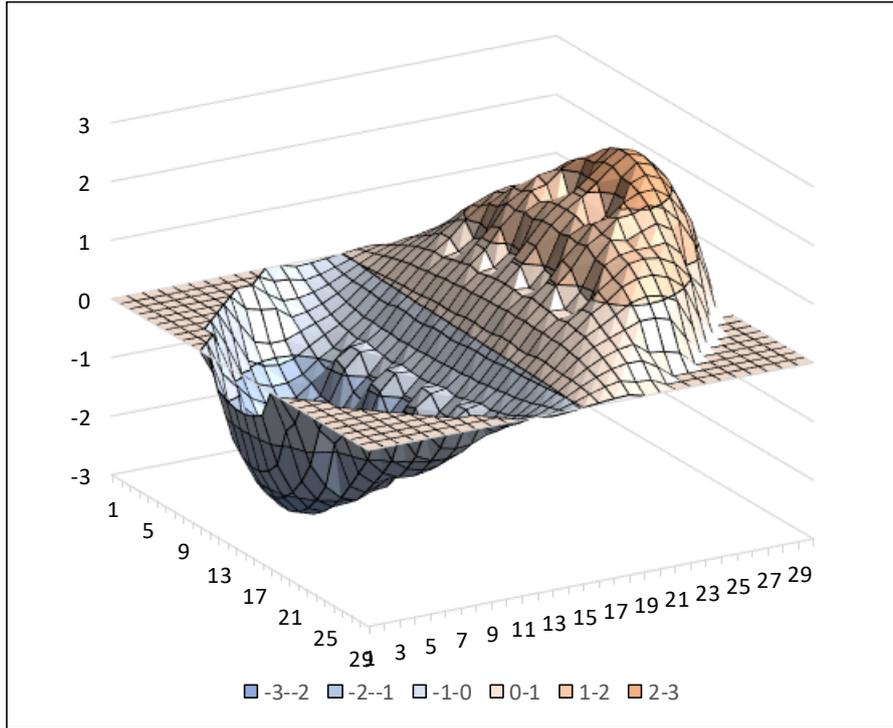


図 4.3-107 周方向 1 次モード分布計算値 (安定性試験ケース 4)

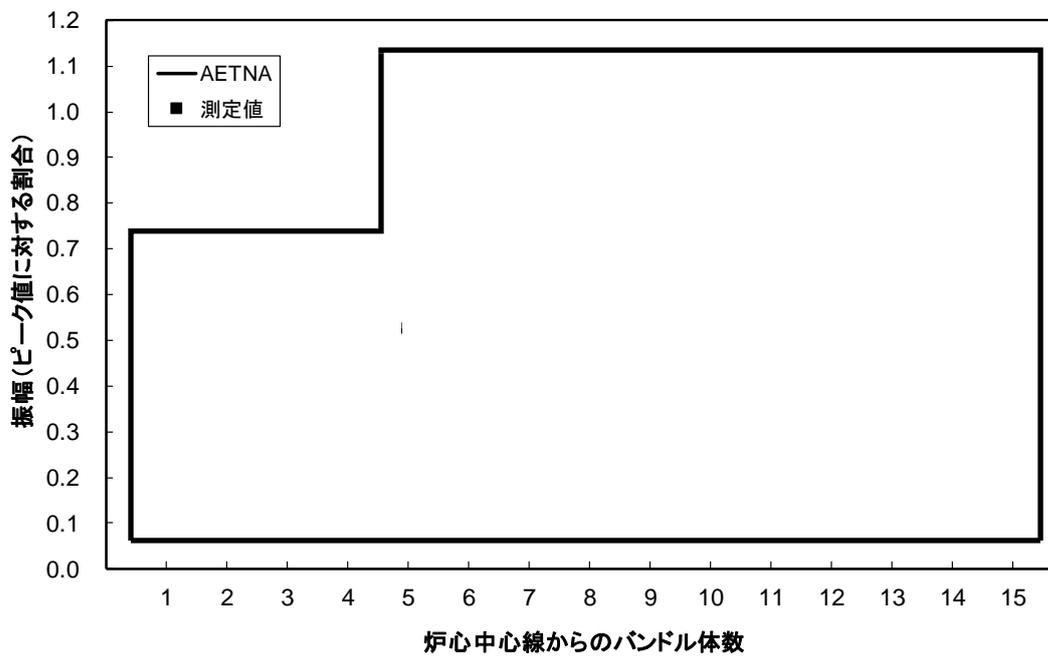


図 4.3-108 規格化された LPRM 振幅の比較 (安定性試験ケース 4)

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

本章では、4章で示した妥当性確認結果を踏まえ、LANCR/AETNA コードの島根原子力発電所3号炉チャンネルボックス厚変更に伴う許認可解析への適用性を説明する。

5.1節では、LANCR/AETNA コードの適用範囲に対し、妥当性確認の実施範囲が適切に包絡されていることを確認するとともに、妥当性確認を通じて得られたLANCR/AETNA コードの不確かさを整理する。5.2節では、上記で得られた不確かさについて、個別の値もしくは複数を積み上げた結果が、許認可解析における設計裕度の設定値を下回ることを確認する。

5.1 妥当性確認の実施条件と不確かさのまとめ

本節では、1章で示されるLANCR/AETNAの適用範囲に対し、妥当性確認が実施された範囲が包絡していることを確認することで、適用範囲が適切であることを述べるとともに、4章で示した妥当性確認を通して得られた不確かさを整理する。

LANCR/AETNAの適用範囲と妥当性確認の実施範囲の対応を表5.1-1及び表5.1-2に示す。これらから、妥当性確認が適切な条件で実施されており、1章で示した適用範囲が適切であることが分かる。

妥当性確認を通じて得られたLANCR/AETNAコードの不確かさを表5.1-3、表5.1-4にまとめる。

表 5.1-1 LANCER の適用範囲と妥当性確認範囲

	適用範囲	妥当性確認範囲と内訳	
		右記の合計確認範囲	試験データによる妥当性確認 連続エネルギーモンテカルロ計算による妥当性確認
燃料棒配列	1×1～10×10	1×1～10×10	8×8～10×10
²³⁵ U濃縮度	0.2～6 wt%	0.2～6 wt%	0.2～6 wt%
Gd ₂ O ₃ 含有量	0～15 wt%	0～15 wt%	0～15 wt%
プルトニウム含有率	0～15.5 wt%	0～15.5 wt%	0～15.5 wt%
核分裂性 プルトニウム富化度	0～10.4 wt%	0～10.4 wt%	0～10.4 wt%
燃料棒の温度	10～2300 °C	10～2300 °C	20～2300 °C
減速材ボイド率	0～100 %	0～100 %	0～100 %
減速材温度	10～286 °C	10～286 °C	20～286 °C
減速材中のほう素濃度 (燃料集合体平均)	0～2230 ppm	0～2230 ppm	0～1700 ppm
制御棒吸収材	B ₄ C, ハフニウム	B ₄ C, ハフニウム	B ₄ C, ハフニウム

※ペレット燃焼度については、約 17～59 GWd/t

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 5.1-2 AETNA の適用範囲と妥当性確認範囲

	適用範囲	妥当性確認範囲と内訳			
		右記の合計確認範囲	プラント運転実績による妥当性確認	試験データによる妥当性確認	連続エネルギーモンテカルロ計算等による妥当性確認
燃料棒配列	7×7 ~ 10×10	4×4 ~ 10×10	8×8, 9×9, 10×10	8×8, 9×9, 4×4, 5×5	8×8, 9×9, 10×10
炉型	BWR, ABWR	BWR3/4/5/6, ABWR	BWR3/4/5, ABWR	BWR5/6, SPERT IIIE炉心	BWR, ABWR
燃料	UO ₂ , MOX	UO ₂ , MOX	UO ₂ , MOX	UO ₂	UO ₂ , MOX
減速材温度	低温 ~ 出力運転時	低温 ~ 出力運転時	低温 ~ 出力運転時	出力運転時	出力運転時
炉圧	大気圧 ~ 8.6 MPa	大気圧 ~ 8.6 MPa	大気圧 ~ 7.3 MPa	0.2 ~ 8.6 MPa	-
吸収材	制御棒 (B ₄ C, ハフニウム), ほう酸水 (SLC)	制御棒 (B ₄ C, ハフニウム), ほう酸水 (SLC)	制御棒 (B ₄ C, ハフニウム)	制御棒 (B ₄ C)	制御棒 (B ₄ C), ほう酸水 (SLC)

表 5.1-3 LANCER の妥当性確認結果のまとめ

	妥当性確認結果
無限増倍率	モンテカルロ計算との比較を実施し、ウラン体系におけるモンテカルロ計算との差の平均は <input type="text"/> % Δk , MOX 体系については <input type="text"/> % Δk であった。
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 <input type="text"/> %以下であることを確認した。
ガドリニア価値	試験データとは測定の不確かさの範囲内で一致し, モンテカルロ計算との平均誤差は <input type="text"/> %であることを確認した。
減速材ボイド係数	BASALA 試験とは測定誤差の範囲とほぼ等しい <input type="text"/> %の不確かさで一致した。モンテカルロ計算との平均誤差は <input type="text"/> %であることを確認した。
ドップラ係数	<input type="text"/> %の不確かさを持つ Hellstrand らの実験式の結果に対し, 実験式の持つ不確かさの範囲内でほぼ一致した。モンテカルロ計算との平均誤差は <input type="text"/> %であることを確認した。
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平均誤差は <input type="text"/> %, 燃焼度依存の 95%信頼度-95%確率値の最大値は <input type="text"/> % Δk (添付資料 6) であることを確認した。
制御棒価値	試験データとは測定の不確かさの範囲で一致し, モンテカルロ計算との平均誤差は <input type="text"/> %であることを確認した。
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平均誤差は <input type="text"/> (% $\Delta k/k/\Delta^{\circ}C$) であることを確認した。
実効遅発中性子割合 (β_{eff})	試験データとの比較を実施し, 測定の不確かさの <input type="text"/> 以内, 従来コードと同等の <input type="text"/> %未満の平均誤差で実験値を再現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, ウラン燃料で <input type="text"/> %未満, MOX 燃料で <input type="text"/> %未満の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。

表 5.1-4 AETNA の妥当性確認結果のまとめ

	妥当性確認結果
冷温時 臨界固有値 SLC 作動時 固有値	<p>ウラン燃料装荷炉心における実績臨界固有値の平均値からの標準偏差は $\square \Delta k$, 95%信頼度-95%確率値で $\square \% \Delta k$ (添付資料6) であり, MOX 装荷炉心に対しても誤差の拡大は認められない。</p> <p>SLC 作動時の MCNP 全炉心計算との実効増倍率の最大差は $\square \% \Delta k$ であり, LANCER 妥当性確認でのほう酸価値に対する平均誤差に対して 3次元体系による誤差の拡大は確認されなかった。</p>
制御棒価値 ドップラ反応度	<p>MOX 燃料装荷炉心を含む 110 万 kW 級 BWR 及び 80 万 kW 級 BWR の 2 プラント 8 ケースの冷温時制御棒価値測定結果に対し, 計算値と測定値の差は平均 $\square \Delta k/k$, 標準偏差は $\square \Delta k/k$, 平均誤差は $\square \%$, 標準偏差は $\square \%$ である。また, SPERT 実験及びベンチマーク計算との比較により, 制御棒落下時の印加制御棒反応度及びドップラ反応度の影響を加味したピーク出力が実験誤差の \square 以内で一致することを確認した。</p>
出力運転時 臨界固有値	<p>ウラン燃料装荷炉心における実績臨界固有値の平均値からの標準偏差は $\square \Delta k$ で, MOX 装荷炉心に対しても予測誤差の悪化は認められない。</p>
軸方向出力分布 径方向出力分布 (ノード出力)	<p>ウラン燃料装荷炉心(BWR 大型取替及び ABWR 初装荷)におけるガンマスキャン測定値との比較よりノード出力の RMS 誤差が $\square \%$ 以下, 径方向 RMS 誤差が $\square \%$ 以下, 軸方向出力 RMS 誤差が $\square \%$ 以下である。また, TIP 測定値と比較した評価により, ノード RMS 誤差が $\square \%$ 以下, 径方向 RMS 誤差が $\square \%$ 以下, 軸方向 RMS 誤差が $\square \%$ 以下であり, MOX 装荷炉心に対して誤差の拡大は認められない。</p>
ペレット燃焼度	<p>照射後試験による測定燃焼度と計算燃焼度の RMS 誤差は $\square \%$ であった。</p>
ボイド率 圧力損失	<p>ボイド率については, 実験データとの比較による平均誤差は $\square \%$ (標準偏差 $\square \%$) であった。</p> <p>燃料集合体圧力損失については, 実験データとの比較により, 8×8 燃料試験では平均誤差は单相及び二相で約 $\square \%$ 及び $\square \%$ (標準偏差約 $\square \%$ 及び $\square \%$), 9×9 燃料試験で約 $\square \%$ 及び $\square \%$ (標準偏差約 $\square \%$ 及び $\square \%$) であった。</p>
MLHGR/MCPR (局所出力)	<p>連続エネルギーモンテカルロ輸送計算との比較による燃料集合体内局所出力分布の RMS 誤差は約 $\square \%$ であった。なお, 燃料の製造公差による不確かさは約 $\square \%$ と推定されており⁴⁰, 合成された局所出力分布の不確かさは約 $\square \%$ となる。ガンマスキャンと比較した局所出力分布 RMS 誤差は約 $\square \%$ であり, 合成された不確かさと同程度であった。</p>
未臨界度	<p>ベンチマーク計算との比較により, 周方向 1 次モードに対する未臨界度の誤差は $\square \Delta k/k$ であった。</p>

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 許認可解析への LANCR/AETNA コード適用

島根原子力発電所3号炉チャンネルボックス厚**変更**に伴う許認可解析においては、炉心関連のパラメータについてコードに起因する不確かさ等を考慮し必要と考えられる設計裕度を設定している。表 5.1-3 及び表 5.1-4 に示された LANCR/AETNA の不確かさのパラメータには、ノード出力及び局所出力といった高温運転状態においてほとんどのモデルが関与するパラメータが含まれる。したがって、妥当性確認における総合効果試験の考え方と同様に代表項目を選定し、それらで不確かさが設定を下回っていることが確認できれば、LANCR/AETNA システム全体に対する許認可解析への適用性が判断できる。このような観点で選定した不確かさの設定値と、LANCR/AETNA の不確かさを比較したものを表 5.2-1 に示す。不確かさの比較を行う項目として、炉心特性の判断基準または制限値に対して寄与が大きい、(1)反応度係数の保守因子、(2)制御棒価値の保守因子、(3)SLMCPR、(4)SLC の4項目を選定している。

反応度に関するパラメータとして臨界固有値（実効増倍率）、制御棒価値、ボロン価値、反応度係数があるが、これらは通常運転時に生じる反応度変化の調整等だけではなく、原子炉の停止と未臨界の維持、出力振動の抑制、運転時の異常な過渡変化及び設計基準事故への影響も大きいことから安全上の要求に対する重要なパラメータである。また、熱的特性に関しては運転制限値が設定されている最大線出力密度と最小限界出力比が安全上の要求に対する重要なパラメータであるが、これらは核的な観点からはノード出力と局所出力に強く依存していることから、ノード出力と局所出力も安全上の要求に対する重要なパラメータと考えることが出来る。これらの重要なパラメータは、表 5.2-1 に示すように、選定した4項目の不確かさの要因として考慮されていることから、4項目の不確かさを確認することにより、重要なパラメータを総合的に確認したことになる。

上記で選定した4項目について、個々のパラメータの不確かさと設計における設定値、もしくはパラメータごとの不確かさの積算による保守因子と設計において考慮する保守因子の設定値との比較について詳細を述べる。

(1) 反応度係数の保守因子

反応度係数（減速材ボイド係数、ドップラ係数）の不確かさについて評価を行った結果を添付資料4に示す。反応度係数の不確かさの要因としては、計算コードの不確かさと取替炉心の詳細設計段階の不確かさを考えている。計算コードの不確かさでは、LANCR が計算するボイド係数、実効遅発中性子割合、AETNA が計算するノード燃焼度、ノード出力についての不確かさを考慮している。計算コードの不確かさと取替炉心の詳細設計段階の不確かさを合わせた結果は、減速材ボイド係数について□%であり、プラント事象として厳しくなる、ボイドが減少して出力が上昇する事象の保守因子として考慮する 25%を下回っている。なお、ドップラ係数については解析に及ぼす影響が小さいため、不確かさの比較項目として選定し

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。

ていないが、添付資料4に示す検討に基づき妥当と考える。

(2) 制御棒価値の保守因子

制御棒落下解析における落下制御棒価値の保守性について評価を行った結果を添付資料5示す。不確かさ要因としては、計算コードの不確かさと取替炉心の詳細設計段階の不確かさを考えている。計算コードの不確かさでは、LANCRの計算によるドプラ係数、実効遅発中性子割合、AETNAが計算する制御棒価値についての不確かさを積み上げている。計算コードの不確かさと取替炉心の詳細設計段階の不確かさを合わせた結果は□□%Δkとなり、落下制御棒価値に関する保守性として考慮する0.3%Δkを下回っている。詳細を添付資料5に示す。

(3) SLMCPR

SLMCPR評価においては、ノード出力の不確かさと局所出力の不確かさを考慮しており、AETNAでは、ノード出力の不確かさが□□%、局所出力の不確かさが□□%である。SLMCPR評価におけるノード出力の不確かさ設定値は5.2%、局所出力の不確かさ設定値は3.0%であることから、AETNAの不確かさは設定値を下回っている。

(4) SLC

SLC停止余裕評価時の設計裕度の設定では、LANCRが計算するほう素価値の不確かさとAETNAが計算する冷温固有値の不確かさが考慮されている。添付資料6に示すように、LANCR/AETNAでのほう素価値の不確かさと冷温臨界固有値の不確かさを積み上げた結果は□□%Δkであり、SLCの停止余裕基準値とした1.5%Δkを下回っている。

以上の項目に対し、表5.2-1に示すようにLANCR/AETNAの各種不確かさ又は不確かさを積み上げた保守因子は、設計における設定値を下回っている。よって、すべての上流処理を含むLANCR/AETNAシステムは島根原子力発電所3号炉チャンネルボックス厚変更の許認可解析への適用性があると判断できる。

表 5.2-1 LANC/AETNA の不確かさと設計における設定値との比較

項目		LANCR/AETNA	設計における設定値	備考 (設定値の考え方)
反応度係数の 保守因子	減速材ボイド係数, β_{eff} , ノード出力, ノード燃焼度 の不確かさを積算	<input type="text" value=""/>	25 %	計算コードの不確かさと取替炉心段階に生じる不確かさも考慮 (添付資料 4 参照)
	制御棒価値の 保守因子	<input type="text" value=""/>	0.3 % Δk	計算コードの不確かさと取替炉心段階に生じる不確かさも考慮 (添付資料 5 参照)
SLMCPR	ノード出力 (AETNA)	<input type="text" value=""/>	5.2 %	SLMCPR 評価で設定する核計算の不確かさ
	局所出力 (AETNA)	<input type="text" value=""/>	3.0 %	SLMCPR 評価で設定する R 因子不確かさ 1.5% の 2 倍
SLC	ほう素価値, 冷温臨界固有 値の不確かさを積算	<input type="text" value=""/>	1.5 % Δk	SLC 停止余裕評価において設定した基準値 (添付資料 6 参照)

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。

6. 参考文献

- ¹ General Electric Company, “Steady-State Nuclear Methods”, Licensing Topical Report, NEDO-30130-A (1985)
- ² 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)
- ³ 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)
- 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 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)
- ⁵ 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)
- ⁶ 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
- ⁷ R. E. MacFarlane and D. W. Muir, “The NJOY Nuclear Data Processing System Version 91,” LA-12740-M (October 1994)
- ⁸ I. I. Bondarenko, “Group Constants for Nuclear Reactor Calculations”, Consultants Bureau, New York (1964)
- ⁹ 小林 啓祐, 原子炉物理, コロナ社(1996)
- ¹⁰ 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)
- ¹¹ 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)
- ¹² T. Ikehara et al., “Fission Product Model for BWR Analysis with Improved Accuracy in High Burnup”, J. Nucl. Sci. Technol., 35, 527 (1998)
- ¹³ 株式会社日立製作所「沸騰水型原子力発電所 原子炉の熱設計手法について」, HLR-008 (昭和52年4月)
- ¹⁴ 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)

- ¹⁵ 池原正, 他, “Advanced BWR・MOX 全炉心 MCNP 参照解作成とその BWR 設計コードのニュートロニクス計算機能に関する V&V への適用性”, 日本原子力学会和文論文誌, Vol.18, No.2, pp.81-109 (2019)
- ¹⁶ 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)
- ¹⁷ 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)
- ¹⁸ 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)
- ¹⁹ M. L. Williams, “Correction of Multigroup Cross Sections for Resolved Resonance Interference in Mixed Absorbers”, Nucl. Sci. Eng. 83, 37 (1983)
- ²⁰ L. W. Nordheim, “The Theory of Resonance Absorption,” Proc. of the Symposia in Applied Mathematics, Vol. XI, P.58 (1961)
- ²¹ T. TAKEDA, K. AZEKURA and T. Ohnishi, “An Improved Response Matrix Method for Calculating Neutron Flux Distributions,” Nucl. Sci. Eng., 62, 709 (1977)
- ²² C. M. Kang et al., “A Monte Carlo Photon/Electron/Positron Transport Program”, NEDE-23695, GE (1977)
- ²³ N. Ito, T. Takeda, “Three-Dimensional Multigroup Diffusion Code ANDEX Based on Nodal Method for Cartesian Geometry”, J. Nucl. Sci. Technol., 27, p350 (1990)
- ²⁴ R. D. Lawrence, “Progress in Nodal Methods for the Solution of the Neutron Diffusion and Transport Equations,” Prog. Nucl. Energy, 17, p271 (1986)
- ²⁵ T. Iwamoto, M. Yamamoto, “Advanced Nodal Methods of the Few-Group BWR Core Simulator NEREUS”, J. Nucl. Sci. Technol., 36, p996 (1999)
- ²⁶ K. Smith, “Assembly Homogenization Techniques for Light Water Reactor Analysis”, Prog. Nucl. Energy, 17, p303 (1986)
- ²⁷ T. M. Sutton, B. N. Aviles, “Diffusion Theory Methods for Spatial Kinetics Calculations”, Progress in Nucl. Energy, 30, p119 (1996)
- ²⁸ T. Iwamoto, M. Tamitani, B. Moore, “Methods, Benchmarking and Applications of BWR Core Simulator AETNA”, Advances in Nuclear Fuel Management III, Hilton Head Island, South Carolina, USA (2003)

- ²⁹ P. J. Turinsky, R. Al-Chalabi, P. England, H. N. Sarsour, F. X. Faure, W. Guo, “NESTLE: Few Group Neutron Diffusion Equation Solver Utilizing the Nodal Method for Eigenvalue, Adjoint, Fixed-Source Steady-State and Transient Problems”, Idaho National Laboratory, EGG-NRE-11406 (1994)
- ³⁰ A. F. Henry, “Nuclear-Reactor Analysis”, MIT Press (1980)
- ³¹ T. Iwamoto, M. Yamamoto, “Pin Power Reconstruction Methods of the Few-Group BWR Core Simulator NEREUS”, J. Nucl. Sci. Technol., 36, p1141 (1999)
- ³² 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)
- ³³ H. Maruyama, J. Koyama, M. Aoyama, K. Ishii, T. Kiguchi, “Development of an Advanced Core Analysis System for Boiling Water Reactor Designs”, Nucl. Technol., 118, p3 (1997)
- ³⁴ S. Sitaraman, F. Rahnema, “Control Blade History Reactivity Model for Criticality Calculations”, Proc. Joint Int. Conf. on Mathematical Methods and Supercomputing in Nuclear Applications, Vol.1, p222, Karlsruhe (1993)
- ³⁵ C. A. Meyer et. al., “ASME Steam Tables: Thermodynamic and Transport Properties of Steam”, The American Society of Mechanical Engineers (1967)
- ³⁶ R. Lahey, F. Moody, “The Thermal-Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor”, Second Edition, American Nuclear Society (1993)
- ³⁷ J. Waggener, “Friction Factors for Pressure Drop Calculation”, Nucleonics, 19 (1961)
- ³⁸ A. B. Burgess, “ISCOR07 TECHNICAL DESCRIPTION AND USER’ S MANUAL”, Licensing Topical Report, NEDE- 24762, General Electric Proprietary Information (1979)
- ³⁹ J. A. Findlay and G. E. Dix, “BWR Void Fraction Correlation and Data”, NEDE-21565, General Electric Proprietary Information (1977)
- ⁴⁰ General Electric Company, “General Electric BWR Thermal Analysis Basis (GETAB): Data, Correlation and Design Application”, Licensing Topical Report, NEDO- 10958-A (1977)
- ⁴¹ 株式会社日立製作所「沸騰水型原子力発電所 原子炉の熱特性評価法(GETAB) について」, HLR-007 訂 4 (平成 9 年 12 月)
- ⁴² 株式会社東芝「沸騰水型原子力発電所 GETAB の概要」, TLR-009 改訂 4 (平成 10 年 1 月)

- ⁴³ 株式会社日立製作所「沸騰水型原子力発電所 燃料設計について」, HLR-001 訂1 (昭和60年3月)
- ⁴⁴ 株式会社東芝「沸騰水形原子力発電所 燃料設計について」, TLR-013, 改訂2 (昭和60年3月)
- ⁴⁵ M. Tamitani, T. Iwamoto, and B. R. Moore, “Development of Kinetics Model for BWR Core Simulator AETNA,” J. Nucl. Sci. Technol., 40, p201 (2003)
- ⁴⁶ GEH Licensing Topical Report, “TRACG Model Description”, NEDO-32176, Revision 4 (2008).
- ⁴⁷ M. Watanabe, “Measuring the Ratio of ^{242}Cm to ^{244}Cm in Operating BWR Cores Using Start-Up Range Neutron Monitors”, J. Nucl. Sci. Tech. 45, No. 6, p498 (2008)
- ⁴⁸ M. Watanabe, “Measuring the Photoneutrons Originating from $\text{D}(\gamma, \text{n})\text{H}$ Reaction after the Shutdown of an Operational BWR”, J. Nucl. Sci. Tech. 46, No. 12, p1099 (2009)
- ⁴⁹ M. Tojo, H. Suzuki, H. Sato and T. Iwamoto, “Development of the neutron source evaluation method and predictor of SRM/SRNM count rate in BWR simulator.” J. Nucl. Sci. Technol., 52, p970 (2015)
- ⁵⁰ 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)
- ⁵¹ 「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)
- ⁵² C. Maeder et al., “International Comparison Calculations for a BWR Lattice with Adjacent Gadolinium Pins”, NEACRP-L-271 (1984)
- ⁵³ M. N. Baldwin et al., “Physics Verification Program, Part III”, Final Report, BAW-3647-13, Babcock and Wilcox, July 1969
- ⁵⁴ W. G. Pettus et al., “Physics Verification Program, Part III”, Quarterly Technical Report, BAW-3647-15, Babcock and Wilcox, December 1969
- ⁵⁵ G. T. Fairburn et al., “Plutonium Lattice Experiment in Uniform Test Lattice of UO_2 -1.5% PuO_2 Fuel”, BAW-1357, Babcock and Wilcox, August 1970
- ⁵⁶ 「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)

- ⁵⁷ 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)
- ⁵⁸ E. Hellstrand, “Measurement of Resonance Integral: Reactor Physics in the Resonance and Thermal Regions, Vol.II” , MIT Press, Cambridge, p.151 (1966)
- ⁵⁹ 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)
- ⁶⁰ 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)
- ⁶¹ 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
- ⁶² 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
- ⁶³ “ARIANE International Programme Final Report” , ORNL/SUB/97-XSV750-1, May 2003
- ⁶⁴ Global Nuclear Fuel-Americas, LLC, “LANCRO2 LATTICE PHYSICS MODELQUALIFICATION REPORT” , Licensing Topical Report, NEDO-33377 Revision 2 (2015)
- ⁶⁵ L. A. Hageman, ‘Numerical Methods and Techniques Used in the Two-Dimensional Neutron Diffusion Program PDQ-5’ , WAPD-TM-364 (1963)
- ⁶⁶ K. S. Smith, “Spatial Homogenization Methods for Light Water Reactor Analysis,” PhD Thesis, MIT (1980)
- ⁶⁷ 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
- ⁶⁸ D. I. Poston et al., “User’ s Manual, Version 2.0 for MonteBurns, Version 1.0” , LA-UR-99-4999, September 1, 1999
- ⁶⁹ 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)
- ⁷⁰ 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)

- ⁷¹ S. Palmtag, J. Lamas, J. Finch, A. Godfrey, B.R. Moore, “The Advanced BWR Core Simulator AETNA02” , Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactors, Interlaken, Switzerland (2008)
- ⁷² 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)
- ⁷³ A. Matsui, M. Tamitani, Y. Kudo, S. Takano, T. Iwamoto, M. Nishijima, J. Kaneko, H. Ochi, T. Takii, H. Soneda., “Validation of TRACG05 for Application to BWR AOO” , ICONE20-POWER2012, Anaheim, California, USA (2012)
- ⁷⁴ B. Moore, H. Zhang, S. Congdon, “Comparison of Methods for BWR Prediction Accuracy As Applied to Small BWR/4” , Proc. Mathematics and Computation, Reactor Physics, and Environmental Analysis in Nuclear Applications, p679, Madrid, Spain (1999)
- ⁷⁵ GE Hitachi Nuclear Energy, “Applicability of GE Methods to Expanded Operating Domains” , Licensing Topical Report, NEDO-33173 (2009)
- ⁷⁶ 迫田あすか, 民谷正, 高野渉, 岩本達也, 工藤義朗, 「BWR プラント過渡解析への TRACG05 コード適用(2) コードの改良及び検証」 日本原子力学会 2010 年秋の大会, L31 (2010)
- ⁷⁷ 菅原雅敏, 岩本達也, 藤巻慎吾, 「ノード法 BWR 過渡解析コード TRACG05 のスクラム解析への適用」 , 日本原子力学会 2007 年春の年会, E28 (2007)
- ⁷⁸ P. Huang, J. Yang, J. Wu, “Qualification of the ARROTTA Code for Light Water Reactor Accident Analysis” , Nucl. Technol., Vol.108, p137 (1994)
- ⁷⁹ J. C. Gehin, “A Quasi-Static Polynomial Nodal Method for Nuclear Reactor Analysis,” PhD Thesis, Nuclear Engineering, Massachusetts Institute of Technology (1992)
- ⁸⁰ 奥村啓介, 「MOSRA-Light;ベクトル計算機のための高速 3 次元中性子拡散ノード法コード」 , JAERI-Data/Code 98-025, 日本原子力研究所 (1998)
- ⁸¹ R. D. Mosteller, “Validation of NESTLE Against Static Reactor Benchmark Problems” , Trans. Am. Nucl. Soc., 74, p310 (1996)
- ⁸² D. Bollacasa, S. E. Dlugolenski, C. -A. Jonsson, C. Vidal, J. M. Porter, “The New Core Monitoring System For The Hope Creek Station” , Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactors, Pittsburgh, PA (2000)

- ⁸³ K. S. Smith, “An Analytic Nodal Method for Solving the Two-Group, Multidimensional, Static and Transient Neutron Diffusion Equations,” Thesis, Nuclear Engineering, Massachusetts Institute of Technology (1979)
- ⁸⁴ K. S. Smith, D. M. Ver Planck, M. Edenius., “QPANDA: An Advanced Nodal Method for LWR Analyses” , Trans. Am. Nucl. Soc., 50, p532 (1985)
- ⁸⁵ V. G. Zimin, H. Ninokata, L. R. Pogosbekyan, “Polynomial and Semi-Analytic Nodal Methods for Nonlinear Iteration Procedure” , Proc. Int. Conf. on the Physics of Nuclear Science and Technology, Long Island, New York, Vol.1, p994 (1998)
- ⁸⁶ V. G. Zimin, H. Ninokata, “Nodal Neutron Kinetics Model Based on Nonlinear Iteration Procedure for LWR Analysis” , Ann. Nucl. Energy, 25, p507 (1998)
- ⁸⁷ Argonne National Laboratory, “National Energy Software Center: Benchmark Problem Book” , ANL-7416 Suppl. 3 (1985)
- ⁸⁸ K. S. Smith, “Spatial Homogenization Methods for Light Water Reactor Analysis,” PhD Thesis, Nuclear Engineering, Massachusetts Institute of Technology (1980)
- ⁸⁹ J. Zino, A. Karve, B. Moore, “Higher Harmonics Calculations and Benchmarking for PANAC11” , Trans. Am. Nucl. Soc., 99, 734 (2008)
- ⁹⁰ S. Takano, A. Tsuchiya, A. Toishigawa, S. Fujimaki, T. Ikehara, “Commercial BWR Whole Core Calculations with MCNP5” , Progress in NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY, Vol. 2, pp.267-273, Atomic Energy Society of Japan (2011)
- ⁹¹ F. Yoshimori and R. Masumi, “High-Burn-up Initial Core Concept SUMIT for BWRs and the results of its first application to Shika-2 “, 2005 Water Reactor Fuel Perf., Mtg., Kyoto (Japan); 2-6 Oct 2005, Atomic Energy Society of Japan (2005)
- ⁹² Global Nuclear Fuel - Americas, LLC, “General Electric Standard Application for Reactor Fuel (GESTAR II),” NEDE-24011-P-A-31 (2020)
- ⁹³ H. T. Kim, “Core Flow Distribution in a Modern Boiling Water Reactor as Measured in Monticello,” NEDO-10299A , General Electric Company (1976)
- ⁹⁴ H. T. Kim and H. S. Smith, “Core Flow Distribution in a General Electric Boiling Water Reactor as Measured in Quad Cities Unit 1,” NEDO-10722A, General Electric Company (1976)

- ⁹⁵ James E. Banfield, Tatsuya. Iwamoto, Jason Mann, “IMPROVEMENTS IN TIP AND GAMMA SCAN PREDICTIONS IN THE NEXT GENERATION GNF BWR CORE SIMULATOR AETNA02”, Advances in Nuclear Fuel Management V (ANFM 2015) Hilton Head Island, South Carolina, USA, March 29 - April 1, 2015, on CD-ROM, American Nuclear Society, LaGrange Park, IL (2015)
- ⁹⁶ GE-Hitachi Nuclear Energy, “ABWR Plant General Description”, Chapter 6 (2007)
- ⁹⁷ GE-Hitachi Nuclear Energy, “Applicability of GE Methods to Expanded Operating Domains”, NEDO-33173 Supplement 2 Part 2-A (2009)
- ⁹⁸ 「平成 18 年度 高燃焼度 9×9 型燃料信頼性実証成果報告書」, 独立行政法人原子力安全基盤機構 (平成 19 年 12 月)
- ⁹⁹ 「BWR 燃料照射後試験における測定燃焼度評価の見直し」, JNES-SS-0807, 独立行政法人 原子力安全基盤機構 規格基準部 (2008 年 12 月)
- ¹⁰⁰ Tatsuya Iwamoto, Tadashi Ikehara, Michitaka Ono, Teppei Yamana, Hisao Suzuki, “VALIDATION OF LANCRO1/AETNA01 BWR CODE PACKAGE AGAINST FUBILA MOX EXPERIMENTS AND FUKUSHIMA DAIICHI NUCLEAR POWER PLANT UNIT 3 MOX CORE”, PHYSOR 2014, Kyoto, Japan, September 28 - October 3, 2014, on CD-ROM (2014)
- ¹⁰¹ Taro Shimada, Tatsunori Sakamoto, Takayuki Negishi, Masayuki Tojo, Manabu Yoshida, “Application of New Core Monitoring System “GNF-ARGOS” to Tokai No.2 Power Station (2) - System Validation - “, ICONE19, Chiba, Japan, May 16-19, 2011
- ¹⁰² 石塚隆雄, 井上晃, 黒須立雄, 青木利昌, 二口政信, 八木誠, 師岡慎一, 星出明彦, 吉村国広, 「管群体系におけるボイド率相関式 X 線 CT スキャナによる BWR 燃料集合体内ボイド率データに基づく相関式」, 日本原子力学会誌, Vol. 37, No. 2, p133 (1995)
- ¹⁰³ (財)原子力発電技術機構, 「燃料集合体信頼性実証試験に関する調査報告書 (補足資料) (BWR 新型燃料集合体熱水力試験 ボイド特性試験【総合評価】編) 平成 4 年度」(平成 5 年 3 月)
- ¹⁰⁴ (財)原子力発電技術機構, 「燃料集合体信頼性実証試験に関する調査報告書 (補足資料) (BWR 新型燃料集合体熱水力試験 ボイド特性試験【データ】編) 平成 4 年度」(平成 5 年 3 月)
- ¹⁰⁵ B. Neykov, F. Aydogan, L. Hochreiter, K. Ivanov, H. Utsuno, F. Kasahara, E. Sartori, M. Martin, “NUPEC BWR Full-size Fine-mesh Bundle Test (BFBT) Benchmark Volume I: Specifications”, NEA/NSC/DOC (2005) 5 (2005)

- ¹⁰⁶ 井上晃, 林洋, 北村正彦, 光武徹, 師岡慎一, 木村次郎, 星出明彦, 斉藤登, 安部信明, 新井健司, 江畑茂雄, 小村清一, 中村恵, 「燃料集合体信頼性実証試験 BWR 高燃焼度 8×8 燃料集合体熱水力試験」, 日本原子力学会誌, Vol. 40, No. 10, p50 (1998)
- ¹⁰⁷ (財)原子力発電技術機構, 「燃料集合体信頼性実証試験に関する報告書 (補足資料) (BWR 新型燃料集合体熱水力試験 8×8 型燃料熱水力試験【総合評価】編) 平成7年度」(平成8年3月)
- ¹⁰⁸ (財)原子力発電技術機構, 「燃料集合体信頼性実証試験に関する報告書 (補足資料) (BWR 新型燃料集合体熱水力試験 8×8 型燃料熱水力試験【データ】編) 平成7年度」(平成8年3月)
- ¹⁰⁹ 佃由晃, 林洋, 上村勝一郎, 服部年逸, 金子浩久, 師岡慎一, 光武徹, 秋葉美幸, 安部信明, 藁科正彦, 増原康博, 木村次郎, 田辺朗, 西野祐治, 井坂浩順, 鈴木理一郎, 「燃料集合体信頼性実証試験 BWR 燃料集合体熱水力試験」, 日本原子力学会和文論文誌, Vol. 1, No. 4, p62 (2002)
- ¹¹⁰ (財)原子力安全基盤機構 ((財)原子力発電技術機構), 「燃料集合体信頼性実証試験に関する報告書 (BWR 新型燃料集合体熱水力試験編) 平成8年度」(平成9年3月)
- ¹¹¹ (株)日立製作所, 「平成8年度燃料集合体信頼性実証試験 BWR 新型燃料集合体熱水力試験 9×9A 型燃料圧力損失特性試験 試験報告書」(平成9年3月)
- ¹¹² R. K. McCardell, D. I. Herborn, J. E. Houghtaling, “Reactivity Accident Test Results and Analyses for SPERT III E-core - A Small Oxide-Fueled Pressurized-Water Reactor”, AEC Research and Development Report, IDO-17281, U. S. Atomic Energy Commission (1969)
- ¹¹³ R. M. Potenza, J. C. Haire, W. E. Nyer, “Quarterly Technical Report SPERT Project January, February, March 1966”, AEC Research and Development Report, IDO-17206, U. S. Atomic Energy Commission (1966)
- ¹¹⁴ J. C. Shaug, J. G. M. Andersen, J. K. Garrett, “TRACG Analysis of BWR Plant Stability Data”, Proc. of Int. Workshop on BWR Stability, Holtsville, New York, p354 (1990)
- ¹¹⁵ J.G. Anderson, Y.K. Cheung, J.R. Fitch, J.M. Healzer, C.L. Heck, L.A. Klebanov, J.C. Shaug, B.S. Shiralkar, TRACG Qualification Report, NEDE-32177P, Rev. 3, Sec. 7.5, p7-32, GE Nuclear Energy (2007)
- ¹¹⁶ K. C. Chan, G.A. Watford, J.D. Shaug, B.S. Shiralkar, “Analysis of Higher Harmonic Oscillations in Boiling Water Reactors”, Trans. ASME 92-WA/NE-3 (1992)

添付資料 1 旧許認可解析コードとの比較について

目次

1. はじめに
2. 解析モデルの比較
 - 2.1 LANCER と HINES のモデル比較
 - 2.1.1 核データライブラリ
 - 2.1.2 実効断面積計算
 - 2.1.3 中性子束分布計算
 - 2.1.4 出力分布計算
 - 2.1.5 燃焼計算
 - 2.2 AETNA と PANACH のモデル比較
 - 2.2.1 核計算（エネルギー群）
 - 2.2.2 核計算（空間解法）
 - 2.2.3 核計算（中性子束数値解法）
 - 2.2.4 断面積計算
 - 2.2.5 燃焼履歴計算（スペクトル履歴）
 - 2.2.6 燃焼履歴計算（制御棒履歴）
 - 2.2.7 燃料棒出力再構築
 - 2.2.8 熱水力計算
 - 2.2.9 熱的余裕計算
3. 解析結果の比較
 - 3.1 LANCER と HINES の解析結果（核特性）の比較
 - 3.2 AETNA と PANACH の解析結果（炉心特性）の比較
4. 安全解析コードとのインターフェース
5. 参考文献

1. はじめに

本資料では、LANCR 及び AETNA について、従来許認可で適用された燃料集合体核特性計算コード HINES Ver. 7¹（以下、「HINES」という。）及び三次元沸騰水型原子炉模擬計算コード PANACH Ver. 9²（以下、「PANACH」という。）と比較する。

2. 解析モデルの比較

2.1 LANCR と HINES のモデル比較

本章では、LANCR と HINES の主要なモデルの違いについて説明する。表 2.1-1 に両コードのモデルの比較を示す。

2.1.1 核データライブラリ

HINES の核データライブラリは、ENDF/B-IV（一部は ENDF/B-V 等）を使用しており、エネルギー群は熱群 30 群、中速群・高速群 68 群で、マイクロ断面積や共鳴断面積中等のデータが含まれる。遅発中性子割合のデータは、Tuttle のデータに基づく。

LANCR の核データライブラリは、ENDF/B-VII.0 を使用しており、エネルギー群は 190 群で、マイクロ断面積や Bondarenko 形式の f 値のデータが含まれる。 f 値は、全エネルギーについて背景断面積と温度のテーブルで与えられる。遅発中性子割合も ENDF/B-VII.0 に基づく。

2.1.2 実効断面積計算

HINES は、熱群と中速群・高速群で個別に詳細スペクトルを計算する。熱群の詳細スペクトル計算は、径方向 1 次元円筒体系でモデル化された燃料単位セルごとに積分型輸送方程式を解いて計算する。ウラン燃料棒の燃料単位セルは、燃料領域、被覆管領域、減速材領域で構成されるが、ガドリニア入り燃料棒の場合、さらにその周りに周囲の燃料棒を均質化した領域を設けその影響を考慮する。また、水ギャップなどによる燃料集合体内のスペクトル分布の効果を考慮するため、燃料集合体を径方向 1 次元円筒体系でモデル化してスペクトル計算を実施し、各燃料棒、減速材、被覆管ごとにスペクトル補正を行う。中速群・高速群は、単位燃料棒セルごとに衝突確率法に基づきスペクトル計算を行う。中速群・高速群のスペクトル計算で使用する実効断面積は、ダンコフ係数を考慮した中間共鳴近似（IR 近似）によって計算した共鳴積分より求められる。

LANCR は、円筒クラスタ体系にモデル化された集合体体系で衝突確率法による詳細スペクトル計算を実施する。円筒クラスタ体系では、チャンネルボックス、水ギャップについてもモデル化されており、全エネルギー群のスペクトルへの影響が考慮可能である。詳細スペクトル計算で使用する実効断面積は、ダンコフ係数により非均質性を考慮した f 値を用いて計算する。

2.1.3 中性子束分布計算

HINES は、エネルギー群 3 群の拡散方程式を解くことで中性子束分布を計算する。拡散方程式では、燃料棒形状等をそのまま扱うことができないため、単位セルごと²⁾に均質化している。また、HINES では拡散方程式で使用する断面積を輸送補正して、輸送効果を取り込んでいる。

LANCR は、エネルギー群 35 群の改良 CCCP 法 (Current Coupling Collision Probability 法) を解くことで中性子束分布を計算する。CCCP 法は、各ノードに対し入射中性子束を入力とし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ノード内バランス計算と、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体系バランス計算を繰り返すことで収束した中性子束分布を得る。ノード内バランス計算では、衝突確率や透過確率を、燃料棒形状を考慮した非均質な体系で計算している。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、ノード面の中性子流の分割数を多くとる必要があるが、解の収束が遅くなるという問題があるため、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、流入中性子流の補正を行っている。この方法を改良 CCCP 法と呼ぶ。

2.1.4 出力分布計算

集合体内の出力分布は、核分裂による発熱量にガンマ線による発熱量を考慮する必要がある。ガンマ線による発熱量は LANCR と HINES でそれぞれ以下の方法で計算される。

HINES は、中性子の核分裂反応と捕獲反応からガンマ線発熱量を計算し、それにスミア係数を積算するモデルでガンマ線発熱量を計算する。

LANCR は、中性子束分布計算より得られたガンマ線源を入力として、8 群の CCCP 法によるガンマ線輸送計算によりガンマ線束を計算し、ガンマ発熱量を計算する。

中性子束分布計算で求められた核分裂発熱量と上記で計算されたガンマ線発熱量を足し合わせて出力分布が計算される。

2.1.5 燃焼計算

燃焼計算において、HINES は重核種 24 核種、FP 核種 30 核種を、LANCR は重核種 38 核種、FP 核種 138 核種を扱っている。燃焼方程式の解法は、両者とも Runge-Kutta-Gill 法を採用している。

大きな中性子吸収断面積を持つガドリニア入り燃料棒は、燃料棒の表面で中性子を吸収するため燃料棒の中心には届かず、表面からガドリニアの燃焼が進む。その影響を考慮するため、LANCR 及び HINES では、ガドリニア入り燃料棒を円環状に区切って取り扱うことができる。

表 2.1-1 LANCER と HINES のモデル比較

—		HINES	LANCR	
評価済み核データライブラリ		ENDF/B-IV (一部は ENDF/B-V 等)	ENDF/B-VII.0	
実効断面 積計算	—	【高速・中速群】	【全エネルギー範囲】	
	エネルギー	68 群	190 群	
	共鳴計算モデル	中間共鳴近似+ダンコフ係数	f 値+ダンコフ係数	
	燃料温度依存性 考慮核種	主要共鳴核種 (U238, Pu240 等)	全核種	
	体系	単位燃料棒セル	円筒クラスタモデル	
	スペクトル計算	輸送方程式	輸送方程式	
	上方散乱 カットオフ	—	4eV	
	—	【熱群】	/	
	エネルギー	30 群		
	体系	径方向 1 次元ピンセル体系 (Gd 燃料は周囲燃料棒を考慮)		
	スペクトル計算	輸送方程式		
	カットオフ	0.633eV		
	中性子束 分布計算	エネルギー群	3 群	ノード内バランス計算：35 群 体系バランス計算：4 群
		解法	拡散法	改良 CCCP 法
体系		単位燃料棒内の均質化	ノード内バランス計算：燃料棒の 非均質性を考慮 体系バランス計算：単位燃料棒内 の均質化	
出力分布計算 (ガンマ線)		核分裂・捕獲反応率から簡易計算	エネルギー群：8 群 計算：CCCP 法	
燃焼計算	重核種	24 核種	38 核種	
	FP 等	30 核種 (擬似 FP 核種含む)	138 核種 (擬似 FP 核種含む)	

2.2 AETNA と PANACH のモデル比較

本章では、AETNA と PANACH の主要なモデルについて比較する。表 2.2-1 に両者のモデルの比較結果を示す。詳細を以下で説明する。

2.2.1 核計算（エネルギー群）

エネルギー群構造は PANACH が修正 1 群，AETNA が 3 群構造となっている。

PANACH は高速群のみを陽に扱うが，出力分布計算時にスペクトルミスマッチの影響を考慮する事が出来るモデルを有する。一方，AETNA は 3 群構造とすることで，炉心体系計算時に高速群，共鳴群，及び熱群を陽に扱うことにより，MOX 炉心や大きな中性子スペクトルミスマッチを持つ炉心への適用性を向上できる。

2.2.2 核計算（空間解法）

中性子束計算における空間解法として炉心を粗メッシュ（ノード）に分割して解くが，PANACH は有限差分法を，AETNA は解析的多項式ノード法を採用している。

PANACH は高速中性子のノード内分布をノード中心及びノード境界を結ぶ折れ線で近似して差分法で計算したのち，出力分布計算時に周囲ノードのスペクトルインデックスに依存した経験的モデルにより核分裂断面積を補正することで，スペクトルミスマッチの影響を考慮する。

AETNA が採用する解析的多項式ノード法はノード内中性子源を多項式近似し，中性子束分布を解析的に解くため，ノード内の中性子束分布形状を精度良く表現できる方法である。また，集合体の均質化による影響を考慮するため中性子束不連続因子を用いている。

境界条件として PANACH は炉心表面において中性子束及び中性子流に対する混合型境界条件が与えられるのに対し，AETNA は 3 群定数を持つ反射体領域（炉心周囲 1 層）について多群中性子束計算で陽に解く。

2.2.3 核計算（中性子束数値解法）

PANACH はガウス・ザイデル法に基づく中性子束反復計算でノード中心中性子束を未知数とする有限差分型で解き，ノード平均中性子束は，折れ線近似で求められたノード内中性子束分布を積分することで求まる。

解析的多項式ノード法について，AETNA は非線形反復法を採用している。この解法では，ノード内分布の展開において局所的 2 ノード問題に帰着させることで，既存のノード平均中性子束を未知数とする有限差分型に変換する。エネルギー 3 群のため外側（中性子源）内側（中性子束）反復を用いるが，中性子束反復の数値解法としてはクリロフ部分空間法を用いる。

2.2.4 断面積計算

AETNA における中性子束分布計算に用いる巨視的断面積の基本的な計算方法は燃焼度区間ごと²に燃焼度，瞬時水密度，及び履歴水密度の2次式で表現される。PANACH も無限増倍率などの計算モデルは AETNA とほぼ等しいが，他の断面積は燃焼度依存性により扱いが簡略化される。ただしキセノンやドププラ等の反応度効果の補正モデルについては，PANACH は無限増倍率や移動面積などの修正1群核定数のテーブルを取り扱うのに対し，AETNA は3群断面積のテーブルを取り扱うため，反応度補正方法も異なっている。

ノードの燃焼度及び実効履歴水密度（後述）について PANACH は断面積のノード内分布の影響は考慮しないが，AETNA は体系計算時に陽に解かれたノード平均値²及びノード表面の履歴データを積算することでノード内分布を再現することが可能であり，これによる断面積のノード内分布の効果を中性子束分布計算に利用している。

出力密度の履歴に依存した核種の崩壊・生成による効果を考慮する方法として PANACH は短時間の出力変動に対して反応度効果が特に大きい過渡キセノンの影響のみ考慮している。一方，AETNA はマイクロ燃焼モデルを採用している。すなわち，過渡キセノンの他長期停止時に影響の大きいサマリウム，プロメシウム，ロジウム，ガドリニウム，プルトニウム及びアメリシウムの数密度を追跡し，微視的燃焼モデルを用いて補正している。

出力密度に依存した燃料温度の違いによるドププラ効果は AETNA も PANACH も考慮している。

2.2.5 燃焼履歴計算（スペクトル履歴）

炉内の中性子スペクトルの燃焼履歴効果を考慮するモデルとして，AETNA は炉内スペクトルと等価なスペクトル履歴を与える実効履歴水密度を用いて断面積テーブルを参照する。上記の実効履歴水密度計算のために必要となるスペクトルについて，PANACH はノードの相対水密度の履歴データで核定数の参照を行っており，無限体系でのスペクトルの履歴による影響を考慮している。一方，AETNA は中性子束分布計算で陽に解かれたスペクトルを参照する。

2.2.6 燃焼履歴計算（制御棒履歴）

長期間にわたり制御棒が挿入される炉心において顕著となる制御棒履歴効果（以下，「CBH 効果」という。）を考慮するための AETNA と PANACH のモデルは異なっている。

PANACH は反応度に関しても局所ピーキングに関しても CBH 効果を考慮しない。

AETNA は通常利用する制御棒非挿入での集合体燃焼計算結果に加え，制御棒挿入状態での集合体燃焼計算結果も利用する。このモデルでは，実効的な制御棒燃焼期間ならびに全燃焼期間に基づく指数関数重みで上記二つの定数を内挿するこ

とで、反応度（断面積）、燃料棒局所出力及び燃料棒燃焼度分布に対する CBH 効果を考慮できる。

2.2.7 燃料棒出力再構築

熱的余裕を評価するために必要な燃料棒局所出力について、中性子束計算で得られたノード内中性子分布と、集合体計算で得られた無限体系の局所出力から再構築するモデルは AETNA と PANACH で異なっている。

PANACH は、事前に評価された局所出力ピーキング係数のテーブルを利用して燃料棒出力を再構築する。

AETNA は、ノード法と同様にノード内中性子束分布を多項式（漸近成分）と解析式（過渡成分）で展開し、隣接ノードの影響を考慮する。展開係数はノード平均、表面、及びコーナー中性子束、並びにノード境界中性子流から決定される。ノード内の中性子束の傾きによる燃焼履歴効果も考慮される。また、沸騰遷移相関式に用いる R 因子は再構築された燃料棒出力に基づき評価されており、さらに制御棒履歴とチャンネル曲がりの効果も考慮できる。

2.2.8 熱水力計算

AETNA 及び PANACH の熱水力計算における基礎式、すなわち混相流に対する 3 保存式に基づく圧損評価式や、ドリフトフラックスモデルに基づくボイド相関式は同様の式となっている。

ただし、圧損評価式において使用する単相摩擦係数や二相圧損倍率等の相関式、あるいはボイド相関式における分布パラメータやドリフト速度ならびにサブクール開始点の与え方は異なっている。

チャンネル流量は AETNA 及び PANACH で同様の方法で計算する。すなわち、インチャンネル流量はチャンネル圧損が等しくなるように反復計算で各チャンネルに配分されるが、計算時間の短縮のため、熱水力代表チャンネルで圧損計算を行い、各チャンネルの流量は内挿で求めている。

2.2.9 熱的余裕計算

燃料棒の局所出力が評価された以降の最大線出力の計算方法は AETNA と PANACH でほぼ等しい。限界出力比の計算も、AETNA、PANACH いずれも限界クオリティと沸騰長さの関係を用いる沸騰遷移相関式に基づく。

この時参照する R 因子について、PANACH は事前に集合体計算で評価された R 因子テーブルを燃焼度及びバンドルの制御棒挿入割合で参照する。一方、AETNA は体系計算時に再構築された局所出力を用いて評価することが可能であり、CBH 効果やチャンネル曲がりの影響を明示的に取り込むことが可能である。

表 2.2-1 AETNA と PANACH のモデル比較

		PANACH	AETNA
核計算	エネルギー群	修正 1 群	3 群
	空間解法	有限差分法	粗メッシュノード法
	ノード内分布	高速中性子を中点での折れ線近似 (熱群は経験的スペクトルミスマッチ補正)	3 群中性子束を解析式と多項式で展開
断面積	計算方法	燃焼度, 瞬時水密度 及び 履歴水密度の 2 次フィッティング 過渡キセノン効果・ドップラ効果を考慮	燃焼度, 瞬時水密度 及び 実効履歴水密度の 2 次フィッティング キセノン, サマリウム, ガドリニウム, プルトニウム等の微視的燃焼モデル・ドップラ効果・CBH 効果を考慮
	ノード内分布	ノード平均値	ノード平均及び表面値を積算 (ノード内分布を展開)
燃焼履歴	水密度履歴	履歴水密度	スペクトル履歴を考慮した実効履歴水密度
	制御棒履歴 (CBH)	反応度・局所ピーキングともに考慮しない	制御棒挿入状態集合体燃焼計算を基に反応度・局所ピーキングの効果を検討
燃料棒出力再構築	局所出力	事前に評価された局所出力テーブル	再構築モデル (ノード内中性子束・履歴分布考慮)
熱水力	圧損/ボイド	混相流に対する 3 保存式に基づく圧損評価とドリフトフラックスボイドモデルに基づくボイド率評価	
	チャンネル流量配分	代表チャンネルに基づく縮約モデル	
熱的余裕計算	R 因子	事前に評価された R 因子テーブル (テーブル参照)	体系計算時の再構築後局所出力分布から再評価
	限界出力比	沸騰遷移関連式で限界出力評価	

3. 解析結果の比較

3.1 LANCR と HINES の解析結果（核特性）の比較

LANCR 及び HINES について同一の燃料集合体断面を解析した場合の比較を以下の図に示す。解析条件は島根 3 号炉のチャンネルボックス（以下、「CB」という。）厚変更前（2.54mm）の 9×9 燃料（A 型）取替燃料の下部断面である。

- 図 3.1-1 無限増倍率（制御棒引抜）の比較
- 図 3.1-2 無限増倍率（制御棒挿入）の比較
- 図 3.1-3 減速材ボイド係数（0%→40%）の比較
- 図 3.1-4 減速材ボイド係数（40%→70%）の比較
- 図 3.1-5 ドップラ係数（出力運転時→1500℃）の比較
- 図 3.1-6 局所ピーキング係数の比較

なお、減速材ボイド係数、ドップラ係数は以下の通り計算する。

$$C_{void} = \frac{k_{HV}^{\infty} - k_{LV}^{\infty}}{k_{40}^{\infty} \times (V_{HV} - V_{LV})}$$

ここで、 C_{void} ：減速材ボイド係数（ $\Delta k/k / \Delta \%V$ ）

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

k_{40}^{∞} ：ボイド率 40%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（%）

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

ここで、 $C_{Doppler}$ ：ドップラ係数（ $\Delta k/k / \Delta \sqrt{T}$ ）

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）

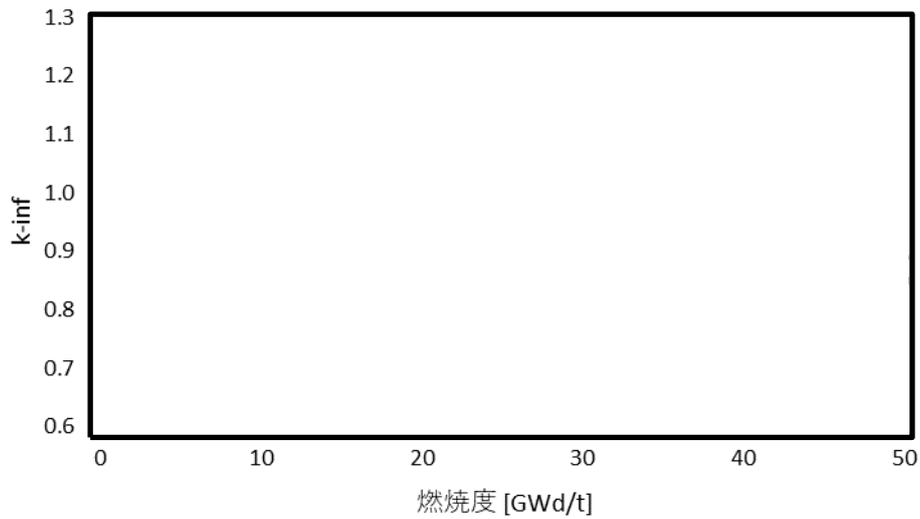


図 3.1-1 無限増倍率（制御棒引抜）の比較
 (CB厚変更前 9 × 9 燃料 (A 型) 取替燃料)

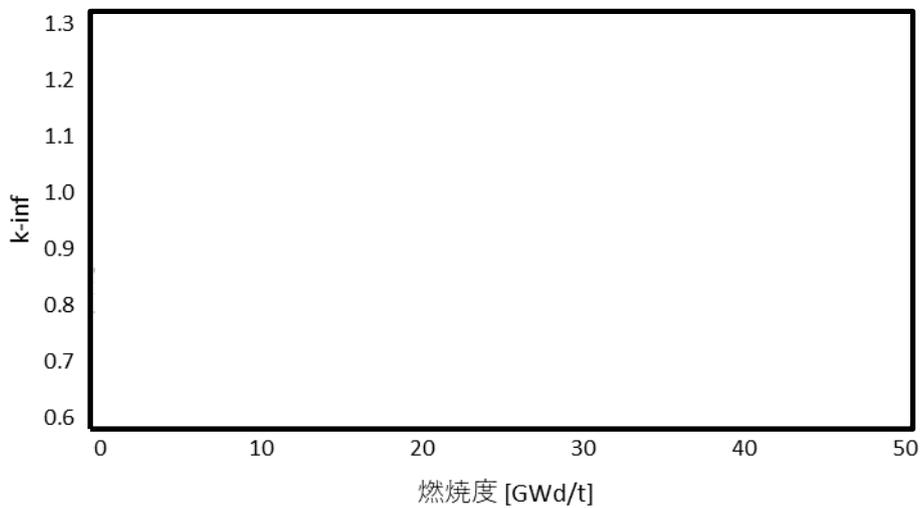


図 3.1-2 無限増倍率（制御棒挿入）の比較
 (CB厚変更前 9 × 9 燃料 (A 型) 取替燃料)

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。

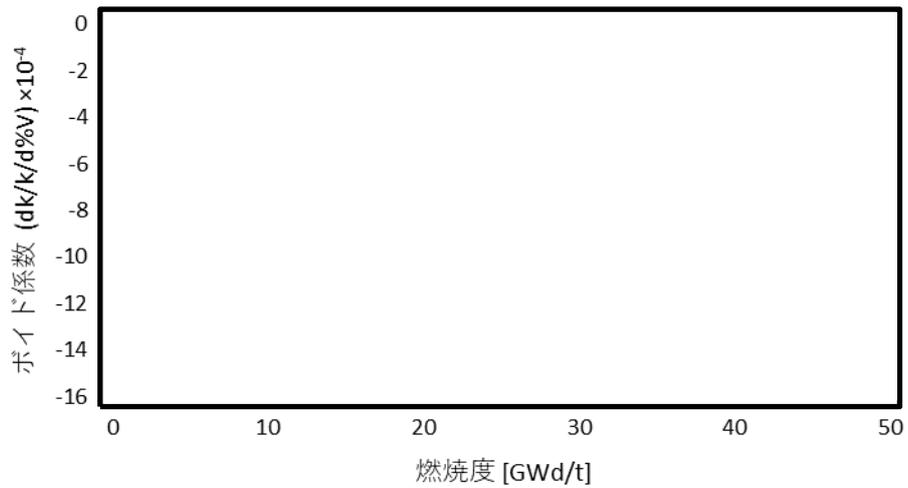


図 3.1-3 減速材ボイド係数 (0%→40%) の比較
(CB厚変更前 9 × 9 燃料 (A型) 取替燃料)

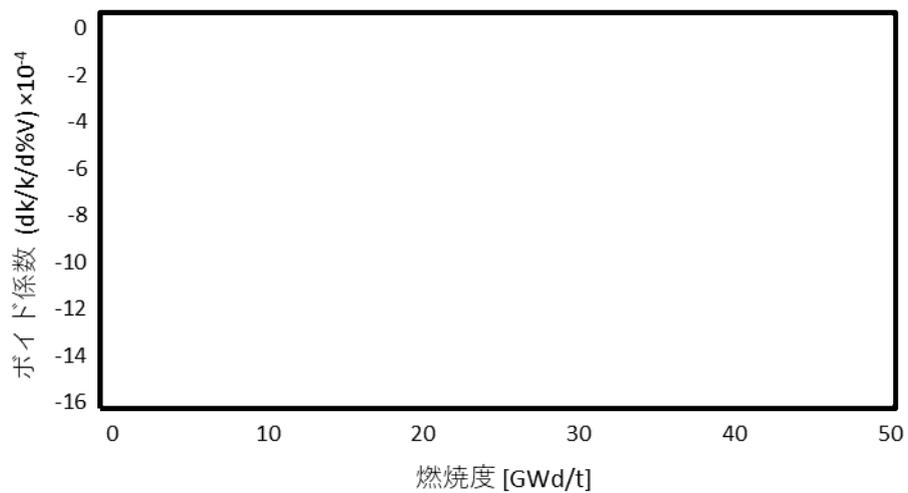


図 3.1-4 減速材ボイド係数 (40%→70%) の比較
(CB厚変更前 9 × 9 燃料 (A型) 取替燃料)

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。

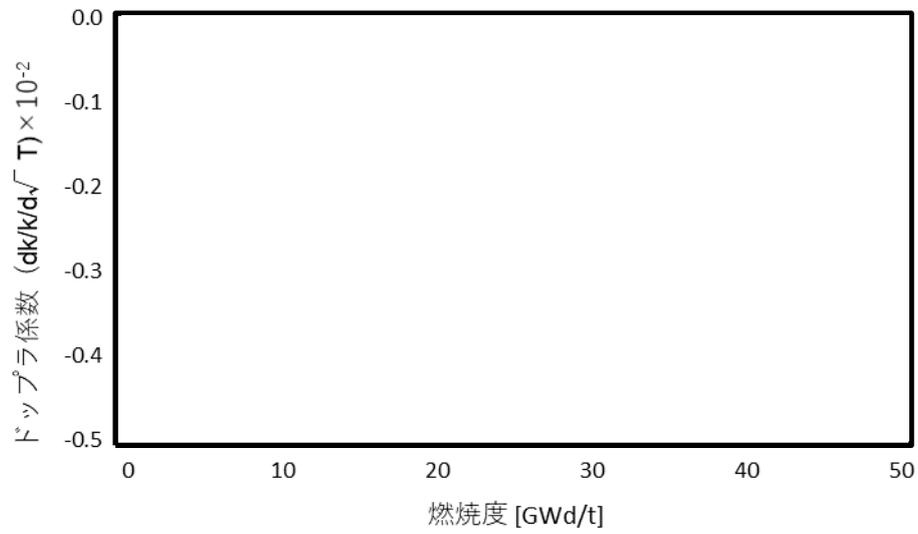


図 3.1-5 ドップラ係数（出力運転時→1500℃）の比較
 (CB厚変更前 9 × 9 燃料 (A 型) 取替燃料)

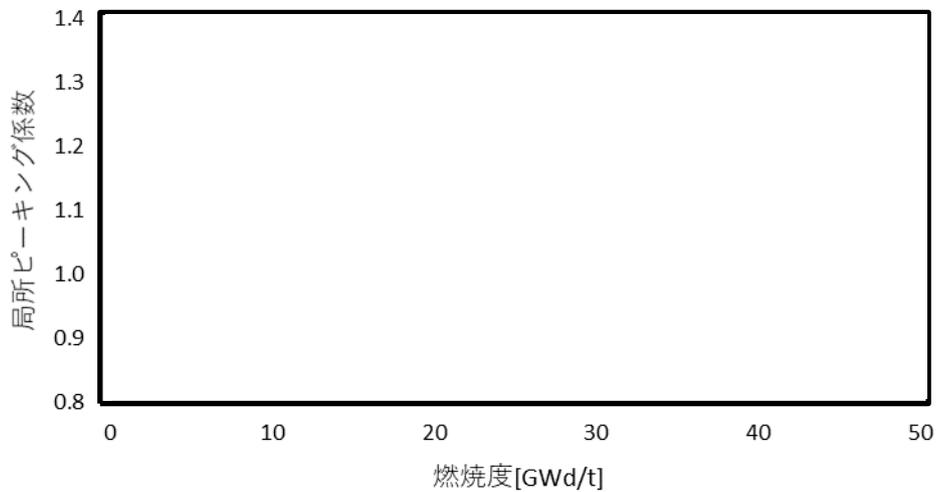


図 3.1-6 局所ピーキング係数の比較
 (CB厚変更前 9 × 9 燃料 (A 型) 取替燃料)

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 AETNA と PANACH の解析結果（炉心特性）の比較

AETNA 及び PANACH について同一条件を解析した場合の炉心特性の比較を示す。解析条件は島根 3 号炉の CB 厚変更前 (2.54mm) の 9 × 9 燃料 (A 型) 平衡炉心で、同一燃料装荷パターン、運転パターンの解析結果を比較する。

- 図 3.2-1 最大線出力密度の比較
- 図 3.2-2 最小限界出力比の比較
- 図 3.2-3 スクラム反応度の比較
- 図 3.2-4 炉心平均軸方向出力分布の比較

図 3.2-3 は、PANACH と AETNA の炉心特性の差がスクラム反応度評価に及ぼす影響を把握する為、同一のスクラム曲線解析用炉心動特性コード (STARPATH Ver. 0D) ³に PANACH と AETNA の評価データを入力して解析した結果の比較であり、両者の差異は主に図 3.2-4 に示すサイクル末期の軸方向出力分布に起因している。

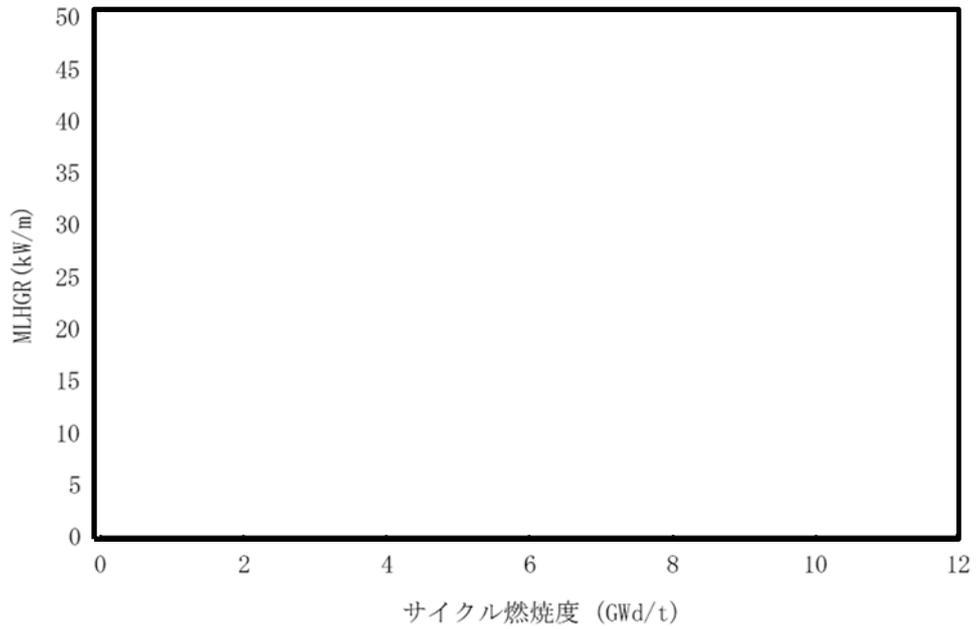


図 3.2-1 最大線出力密度の比較
 (CB厚変更前 9 × 9 燃料 (A 型) 平衡炉心)

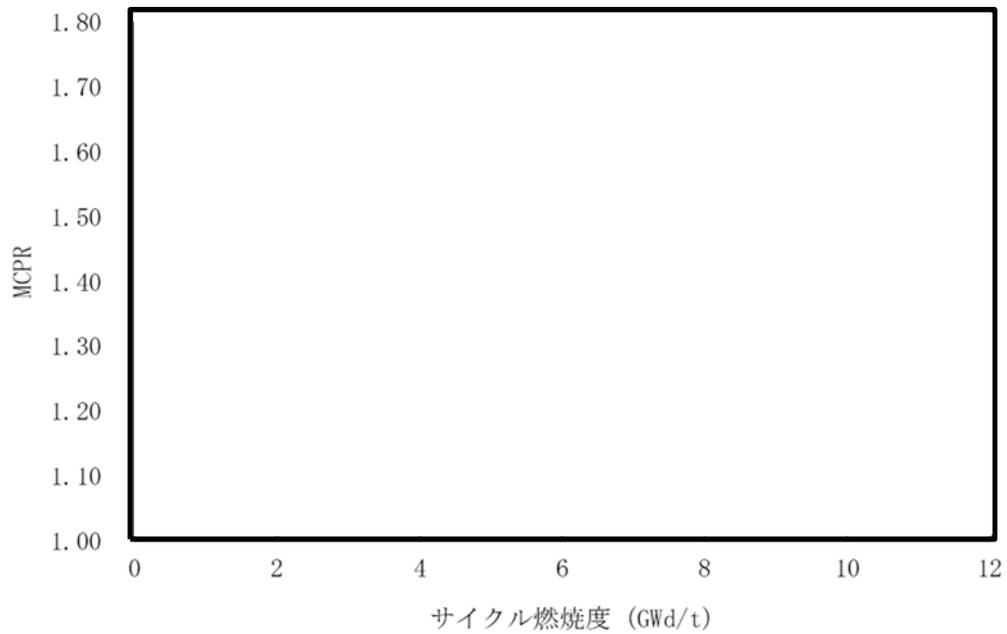


図 3.2-2 最小限界出力比の比較
 (CB厚変更前 9 × 9 燃料 (A 型) 平衡炉心)

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。

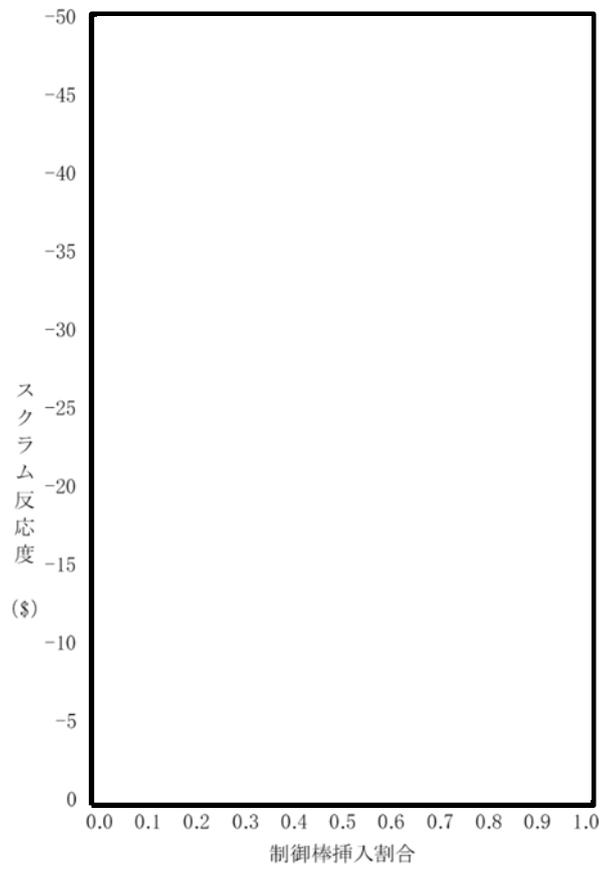


図 3.2-3 スクラム反応度の比較
 (CB厚変更前 9 × 9 燃料 (A 型) 平衡炉心)

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。

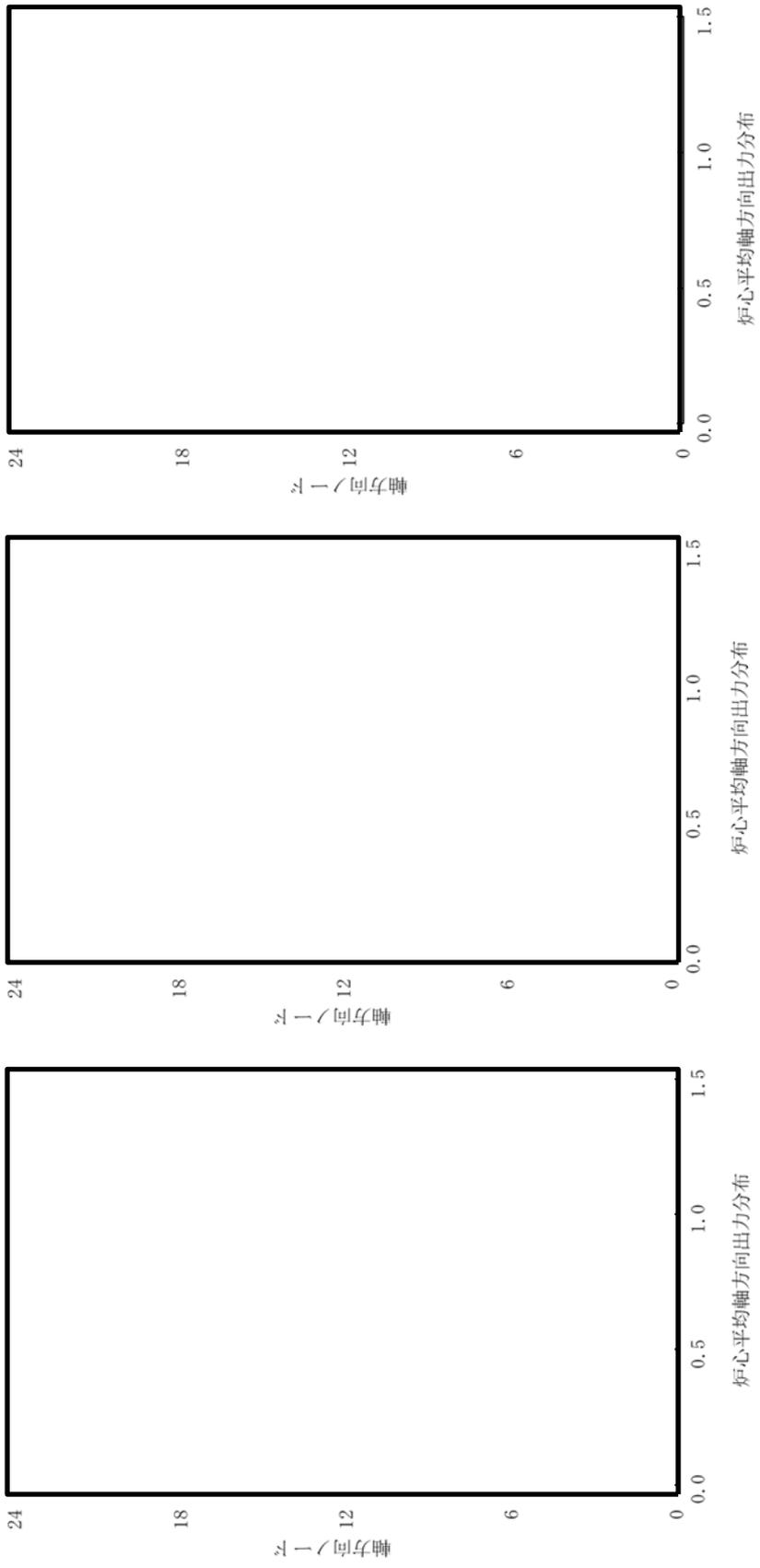


図 3.2-4 炉心平均軸方向出力分布の比較
(CB 厚変更前 9 × 9 燃料 (A 型) 平衡炉心)

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. 安全解析コードとのインターフェース

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計算コードをそれぞれ LANCR と AETNA に変更しているが、安全解析コードはこれまでの許認可で使用されたものと同じである。LANCR/AETNA と安全解析コード間のインターフェースの例として、炉心動特性解析コード（以下、「APEX」⁴という。）とプラント動特性解析コード（以下、「REDY」⁵という。）に関してのデータの流れを図 4.1 に示す。基本的には、LANCR と AETNA の出力データを下流側コードに渡す際には、APEX や REDY が参照していた従来のフォーマットに変換していることから、この変換以降のデータの流れは従来コードを使用する場合と同じである。

なお、APEX においては、二次元 RZ 体系縮約において三次元ノード中性子束分布を使用しており、従来の修正 1 群三次元沸騰水型原子炉模擬計算コードでは、この中性子束は高速（第 1）群の中性子束である。これらはエネルギー 3 群の AETNA の評価結果に含まれており、エネルギー 3 群の中性子束から高速中性子束を選んで二次元 RZ 体系縮約処理に渡している。また、入力データである引抜制御棒反応度とスクラム反応度は、AETNA を使用する場合も従来コードを使用する場合も、実効増倍率から算出した値を APEX のテキスト形式の入力ファイルで与えるので、解析コードの変更によるインターフェースへの影響（フォーマットの違い）はない。よって、APEX の二次元 RZ 体系縮約処理の入力となる LANCR と AETNA の出力データをこれまで参照していた従来のフォーマットに変換した後のデータの流れは、従来コードを使用する場合と同じである。

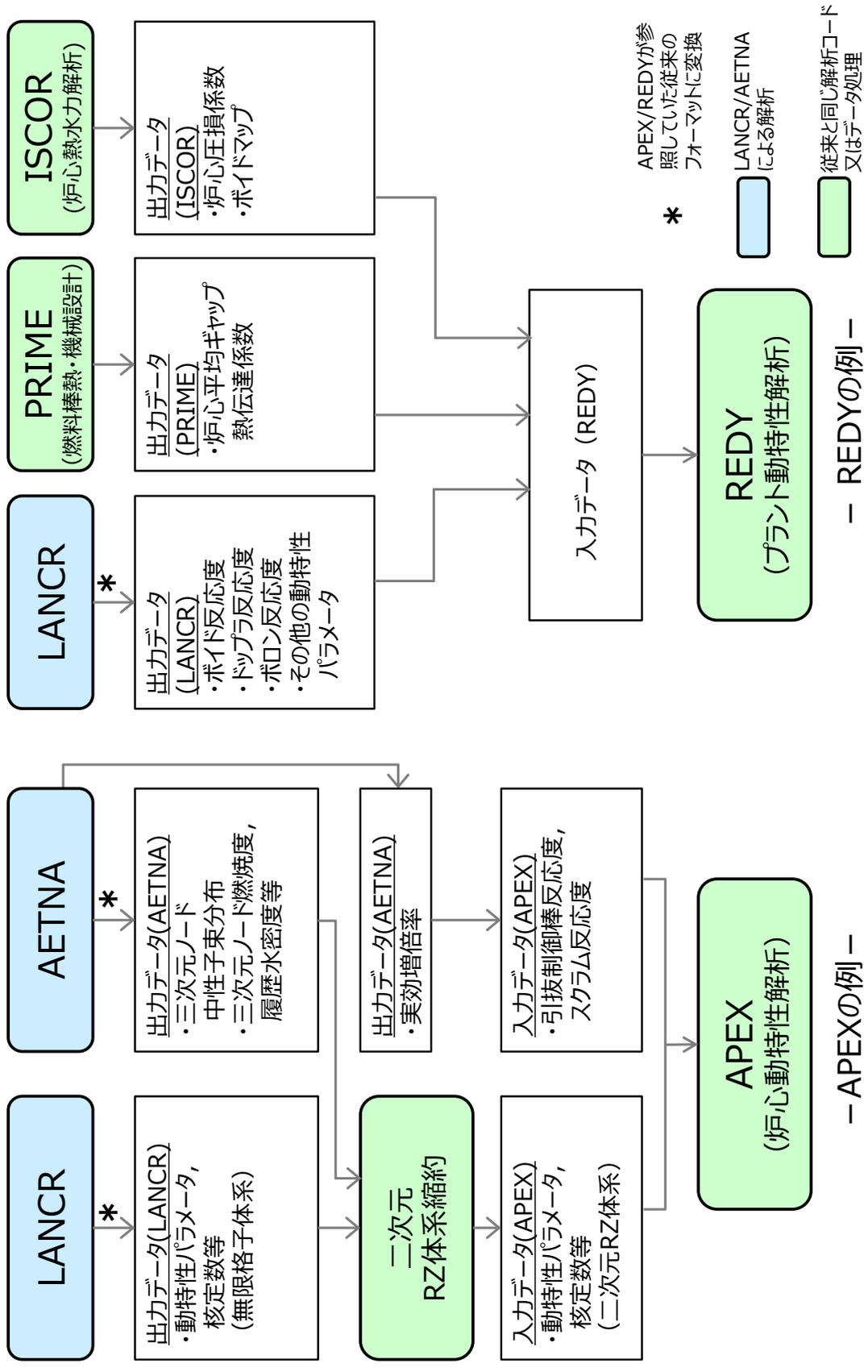


図 4.1 解析コード間のインターフェースの例

5. 参考文献

- ¹ 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）
- ² 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3（平成22年10月）
- ³ 株式会社東芝「沸騰水型原子力発電所 スクラム反応度曲線について」TLR-025 改訂1（平成10年1月）
- ⁴ 株式会社グローバル・ニュークリア・フュエル・ジャパン 他「沸騰水型原子力発電所 重大事故等対策の有効性評価に係るシビアアクシデント解析コード（APEX）について」GLR-006, HLR-124, TLR-095（平成30年5月）
- ⁵ 日立 GE ニュークリア・エナジー株式会社 他「沸騰水型原子力発電所 重大事故等対策の有効性評価に係るシビアアクシデント解析コード（REDY）について」HLR-121, TLR-092（平成30年5月）

添付資料 2 LANCER/AETNA の重要度ランキングテーブル
について

目次

1. 重要度ランキングテーブルの作成プロセス
2. 物理現象のランク付け
 - 2.1 ライブラリの処理における重要現象のランク付け
 - 2.2 F-table (テーブル化) における重要現象のランク付け
 - 2.3 LANCR における重要現象のランク付け
 - 2.4 核定数のテーブル化における重要現象のランク付け
 - 2.5 AETNA における重要現象のランク付け
 - 2.5.1 定常炉心解析における核的な重要現象のランク付け
 - 2.5.2 定常炉心解析における熱的・水力的な重要現象のランク付け
 - 2.5.3 定常炉心解析における材料・熱機械的な重要現象のランク付け
3. チャンネルボックス厚変更が影響を与える物理現象
4. 参考文献

1. 重要度ランキングテーブルの作成プロセス

本文表 1.6-1 及び表 1.6-2 に示される LANCR/AETNA が解析対象とする炉心、燃料及び運転状態の範囲に対して、本文図 1.2-1 に示される炉心解析の流れに基づいて、各段階に係る物理現象を抽出して PIRT を作成する。

物理現象と評価指標の抽出及びランキングの判定は、(株)グローバル・ニュークリア・フュエル・ジャパン (以下、「GNF-J」という) の解析コード開発、炉心設計及び許認可解析に携わる専門家が出席するレビュー会議において、後述する物理現象の抽出に係る段階ごとの整理方法から最終的な抽出結果に漏れがないことの網羅性の観点も含め、すべての観点で関係者の合意が得られるまで議論を繰り返すことで実施された。議論の結果は GNF-J の社内技術報告書として発行され、本書の記載に用いられた。

物理現象の抽出については、本文図 2.1-1 に示すように、解析の流れの各段階によって対象とする事象の時間・空間・エネルギーの解像度が異なり、関係する物理現象と着目すべき評価指標が異なることから、各段階に分けて PIRT を作成することで抽出に漏れが起きないように留意した。本書では本文表 2.1-3 に示す(a) NJOY(ライブラリの処理)、(b) F-table (テーブル化)、(c) LANCR、(d) 核定数 (テーブル化)、(e) AETNA の5つの段階に分けて、それぞれ考慮すべき重要な物理現象を特定する。さらに物理現象群を適切にグルーピングすることにより関連する物理現象を漏れなく抽出するよう留意した。

また、(a)～(e)の各 PIRT における物理現象の抽出においては、各段階で考慮すべき炉心の運転状態の範囲を踏まえ実施した。

ランキングは、本文表 2.1-2 に示す考え方により I～H に分ける。ランク M と L の差異がモデルの実装や検証・妥当性確認において取り扱い上の違いとなることを考慮し、評価関係者間で M と L のランクの判断が分かれるものについて L を採用する場合には、原則として引用可能な文献や感度に関する評価結果を明らかにして判断した。

なお、チャンネルボックス厚変更が影響を与える物理現象について3章で説明しており、本資料では PIRT に併記してチャンネルボックス厚変更と物理現象の関係についても示す。

2. 物理現象のランク付け

2.1 ライブラリの処理における重要現象のランク付け

ライブラリ処理における重要現象のランク付けの評価指標は、LANCR の計算で使用する中性子微視的断面積、光子生成微視的断面積、光子反応微視的断面積と、それらを作成するために必要となる中性子エネルギースペクトル、光子エネルギースペクトルである。単一核種の定常・無次元条件での相互作用を解析対象とし、下流の LANCR における空間効果 (2次元レベルでの自己遮蔽効果や非均質性) の考慮のために必要な解析を行い結果はテーブル化処理を通じて F-table に集約 (2.2章) される。物理現象の抽出とランキングにおいては、本文表 1.6-1 及び表 1.6-2 に示

す LANCR 及び AETNA の適用範囲を考慮し、冷温停止状態から高温運転状態のすべての炉心状態を考慮して実施した。

本節では、これらの評価指標に対し重要な現象とそれらのランキング結果を示す。ライブラリ処理の重要度ランキング (PIRT) を表 2.1 に示す。

(1), (3), (4) 核分裂反応, 中性子捕獲, 中性子散乱

原子核と中性子との衝突によって起こる原子核反応である。核分裂反応, 中性子捕獲, 中性子散乱は, 核特性全般に影響する主要な反応であり, 中性子微視的断面積, 中性子スペクトルに影響が大きいいため, ランクは H と判定した。

(2) 自発核分裂

原子核が中性子との衝突などをなしに自然と核分裂を起こす現象である。自発核分裂は反応率が小さく, 中性子スペクトルに与える影響が無視できる程度に小さいことから, ランクは I とした。LANCR では崩壊の一つとして扱われるが, 自発核分裂に伴うエネルギーの発生は影響が小さいためモデル化していない。

(5) 遅発中性子

遅発中性子は, 動特性パラメータ (実効遅発中性子割合など) に強く影響するためランクは H と判定した。

(6) ガンマ線吸収, 散乱, スペクトル

光子 (ガンマ線) は原子炉内のエネルギー輸送に寄与し, 燃料棒出力分布に強く影響する。LANCR では光子生成断面積, 光子反応断面積が必要となる。ガンマ線の吸収, 散乱, 発生スペクトルは影響が大きくランク H と判定した。

(7) アルファ線, ベータ線

アルファ線, ベータ線は, 評価指標すべてに対して影響が小さいためランクは I と判定した。

(8) ドップラ効果

核種の熱振動により, 中性子の相対的速度が変化するため, 中性子の反応率が変化する。この効果をドップラ効果と呼ぶ。ドップラ効果によって共鳴核種の中性子吸収が増大し, 核特性全般に強く影響するため, ランクは H と判定した。

(9) 共鳴群の上方散乱効果

重核種の熱振動による中性子の上方散乱の効果は, 共鳴を有するエネルギーで効果をもたらすドップラ係数に無視できない程度に影響する。それ以外の核特性への影響が小さいため, ランクは M と判定した。

(10) 分子結合

中性子の散乱で、軽核（水素等）の分子結合は実効質量を増加させる効果を持ち中性子スペクトルに強い影響を与えるため、ランクはHと判定した。

水分子の水素影響は考慮しているが、 UO_2 中の酸素の影響は小さいため考慮していない。

(11) 非共鳴核種

体系に含まれる非共鳴核種と対象核種の組成割合は、対象核種が共鳴を持つ場合、自己遮蔽効果に大きく影響するため、ランクはHと判定した。NJOYでは非共鳴核種は背景断面積として考慮される。

(12) 共鳴核種

対象核種以外の核種の共鳴による遮蔽効果（共鳴干渉効果）は、対象核種の共鳴による自己遮蔽効果に比して2次的な効果として影響が小さいためランクはLと判定した。

(13) 非均質性

体系の非均質性は、空間的な自己遮蔽効果として中性子の共鳴吸収に影響し核特性に大きな影響を与えるため、ランクはHと判定した。ただし、NJOYは、均一体系における単一核種の減速方程式を解く。コード説明書の図 2.1-1 に示すように、LANCR/AETNA 炉心解析システムでは本効果はLANCRの実効断面積計算モデルで考慮する。NJOYではこのために必要なテーブル（F-table）を構成するため、テーブル化に必要なエネルギー群構造、背景断面積と温度の条件で解析を行う。

表 2.1 ライブラリ処理で考慮すべき物理現象

				重要度ランキング (PIRT)						
				中性子微視的断面積	光子生成微視的断面積	中性子エネルギースペクトル	光子反応微視的断面積	光子エネルギースペクトル	最高ランク	CBI厚変更の影響
(物理現象)										
(補足説明)										
核的現象	中性子反応	1	核分裂反応	臨界性, 核分裂発熱					H	-
		2	自発核分裂	-					I	-
		3	捕獲反応	臨界性					H	○
		4	散乱反応	中性子減速					H	○
		5	遅発中性子	遅発中性子割合					H	-
	光子反応	6	ガンマ線吸収	ガンマ線発熱					H	○
			ガンマ線散乱						H	○
			ガンマ線スペクトル						H	-
	粒子反応	7	アルファ線	-					I	-
			ベータ線	-					I	-
	温度	8	ドップラ効果	共鳴吸収					H	○
			共鳴群の上方散乱効果	ドップラ係数					M	○
			分子結合	熱中性子散乱則					H	○
組成	11	非共鳴核種	中性子の減速					H	○	
		共鳴核種	共鳴干渉効果					L	○	
空間分布	13	非均質性	自己遮蔽					H	○	

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 F-table (テーブル化) における重要現象のランク付け

断面積の F-table 化において考慮すべき物理現象の物理的なスケールは NJOY における処理とほぼ等しい。従って抽出候補となる物理現象も等しくなる。ただし、LANCR から参照されるテーブルとした場合の適切な依存性の考慮を考える場合、ランキングを行う指標が異なる場合がある。

テーブル化における重要現象のランク付けの評価指標は、自己遮蔽効果の大きさの指標である中性子反応実効微視的断面積 (f 因子) である。重要度ランキング (PIRT) 結果を表 2.2 に示す。ライブラリの処理と同様、物理現象の抽出とランキングにおいては、本文表 1.6-1 及び表 1.6-2 に示される LANCR 及び AETNA の適用範囲を考慮し、冷温停止状態から高温運転状態のすべての炉心状態を考慮して実施した。

本節では、上表の評価指標に対し重要な現象とそれらのランキング結果を示す。本節では、2.1 で抽出された物理現象が F-table の形式で欠落しないことを確認する。以下に、ライブラリ処理時と同様の現象に対し、F-table 化を考慮した場合の重要な現象とランキング結果を示す。

(1), (3), (4) 核分裂反応, 中性子捕獲, 中性子散乱

原子核と中性子との衝突によって起こる原子核反応である。核分裂反応, 中性子捕獲, 中性子散乱は、核特性全般に大きく影響する主要な反応であることから、ランクは H と判定した。共鳴核種の自己遮蔽効果が F-table で考慮される。

(2) 自発核分裂

自発核分裂は、中性子入射に起因する核分裂反応と比較して、反応率が小さく影響が無視できる程度に小さいことから、ランクは I である。

(5) 遅発中性子

F-table のテーブル化処理において重要な温度と自己遮蔽に対する影響については無視できることから、ランクは I とした。

(6) ガンマ線吸収, 散乱, スペクトル

中性子相互作用を対象とした F-table のテーブル化処理には影響がないことからランクは I とした。

(7) アルファ線, ベータ線

中性子相互作用を対象とした F-table のテーブル化処理には影響がないことからランクは I とした。

(8) ドップラ効果

ドップラ効果によって共鳴核種の中性子吸収が増大し、核特性全般に大きく影響するため、ランクはHと判定した。ドップラ効果による反応率の変化は、必要な温度点でテーブル化されF-tableとして考慮可能となる。

(9) 共鳴群の上方散乱効果

LANCRはU-238の主要な共鳴エネルギー群を詳細化している。本効果はF-tableのテーブル化処理に及ぼす影響はないため、ランクはIと判定した。

(10) 分子結合

中性子の散乱で、軽核（水素等）の分子結合は実効質量を増加させる効果を持ち中性子スペクトルに大きく影響を与えるため、ランクはHと判定した。温度の違いによる分子結合の影響は、温度点でテーブル化されるF-tableで考慮される。

(11) 非共鳴核種

体系に含まれる非共鳴核種と対象核種の組成割合は、対象核種の自己遮蔽効果（エネルギー）に対して大きく影響することから、ランクはHと判定した。体系に含まれる非共鳴核種と対象核種の組成割合の影響は、背景断面積でテーブル化されたF-tableで考慮される。

(12) 共鳴核種

対象核種以外の核種の共鳴による遮蔽効果（共鳴干渉効果）は、対象核種の共鳴による自己遮蔽効果に対して2次的な効果として影響力が小さく、ランクLと判定した。LANCRの核データライブラリのF-table形式では本効果は考慮されない。

(13) 非均質性

体系の非均質性は、自己遮蔽効果として中性子の共鳴吸収に影響し核特性に大きな影響を与えるため、ランクはHと判定した。

本効果は、LANCRの実効断面積計算モデルで考慮する。そのために必要な情報をF-tableとして引き渡す。F-tableでは、空間効果を考慮しない単一核種の減速方程式により得られた結果を温度・背景断面積に対してテーブル化する。

表 2.2 F-table 化で考慮すべき物理現象

				重要度ランキング (PIRT)		CB厚変更の影響
				中性子反応 実効微視的断面積 (f因子)	最高ランク	
(物理現象)						
(補足説明)						
核的現象	中性子反応	1	核分裂反応	臨界性, 核分裂発熱	H	-
		2	自発核分裂	-	I	-
		3	捕獲反応	臨界性	H	○
		4	散乱反応	中性子減速	H	○
		5	遅発中性子	遅発中性子割合	I	-
	光子反応	6	ガンマ線吸収	ガンマ線発熱	I	○
			ガンマ線散乱		I	○
			ガンマ線スペクトル		I	-
	粒子反応	7	アルファ線	-	I	-
			ベータ線	-	I	-
	温度	8	ドップラ効果	共鳴吸収	H	○
		9	共鳴散乱の上方散乱効果	ドップラ係数	I	○
		10	分子結合	熱中性子散乱則	H	○
組成	11	非共鳴核種	中性子の減速	H	○	
	12	共鳴核種	共鳴干渉効果	L	○	
空間分布	13	非均質性	自己遮蔽	H	○	

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。

2.3 LANCERにおける重要現象のランク付け

本項では、LANCRの燃料集合体燃焼核特性解析で重要な物理モデルを記す。LANCRはAETNAで使用する核定数を求めるため無限格子体系で代表的な条件下で計算を行う。したがって、原子炉内において重要な物理現象であっても、熱水力、材料機械特性のフィードバックの影響は基本的にLANCRの解析では対象としないため、本項ではランクIとして取り扱う。そのような物理モデルについては、下流コードで取り扱っていることを各項目で記す。

LANCRは、AETNAで使用する核定数テーブルを作成することが目的であるが、AETNAに受け渡す核定数テーブルそのものの妥当性確認を行うことは困難であることから、LANCRの核的特性である無限増倍率、局所出力分布、各種反応度（ガドリニア価値、ポイド反応度、ドップラ反応度、制御棒価値、減速材温度係数）、遅発中性子割合、燃焼後核種組成を重要度ランキングの評価指標とした。ライブラリの処理と同様、物理現象の抽出とランキングにおいては、本文表1.6-1及び表1.6-2に示されるLANCR及びAETNAの適用範囲を考慮し、冷温停止状態から高温運転状態のすべての炉心状態を考慮して実施した。

LANCRの重要度ランキング（PIRT）を表2.3に示す。

(1) 中性子反応断面積

中性子反応断面積は、すべての燃料集合体核特性に強く影響するため、ランクはHと判定した。中性子反応断面積はNJOYにより作成された核データライブラリにF-table形式で格納される。

(2) 非均質性

非均質性（体系の形状）に伴って中性子束にゆがみが生じ、実効的な反応度が低下する。非均質性によって中性子の共鳴吸収量は変化し、すべての燃料集合体核特性に大きな影響を及ぼすことから、ランクはHと判定した。核データライブラリ（処理、F-table）では、この影響は考慮されていないが、LANCRの実効断面積計算モデルにより、本効果を取り扱う。

(3) 中性子束分布

燃料集合体内の中性子束分布は、局所出力分布やガドリニア価値などの核特性に大きく影響するため、ランクはHと判定した。LANCRでは輸送計算によって中性子束分布を計算する。

(4), (5) ガンマ線反応断面積, ガンマ線束分布

ガンマ線は、局所出力分布に影響するが、ガンマ線発熱は核分裂発熱に対する2次的な効果として無視できない影響があることから、ランクはMと判定した。

(6) 冷却材 化学組成変化

ほう酸水注入系により冷却材にほう酸が注入される事象を考慮する必要があり、この際の核特性に強く影響することからランクはHと判定した。

本効果はLANCRでは入力条件として取り扱われる。

(7) 炉内構造物（スペーサ）

炉内構造物として燃料集合体にはスペーサがあるが、核特性に与える影響が小さいことから、ランクはLと判定した。これらを見捨てる影響はAETNAの妥当性確認で合わせて確認される。

(8) 3次元効果（核的現象）

炉内の燃料集合体の特定の燃料集合体の断面に着目すると、隣接集合体との間や軸方向に中性子流が発生する。このような中性子の漏れは対象とした燃料集合体断面のスペクトルに見捨てるできない影響を及ぼすため、ランクはMと判定した。2段階手法で一般的に使用される無限格子体系で計算するLANCRでは、中性子束分布計算でこの効果は取り扱わないが、燃焼計算におけるスペクトル調整で一部考慮している。AETNAでは、スペクトル履歴のモデルで本効果を一部考慮している。

(9) 核分裂発熱

核分裂発熱は、燃料棒出力に対する影響が大きいためランクはHと判定した。

(10) ガンマ発熱

ガンマ発熱は、燃料棒出力に影響するが、核分裂発熱と比べると2次的な効果で見捨てるできない程度の影響のため、ランクはMと判定した。

(11) 減速材、構造材の直接発熱

冷却材・構造材が放射線（ガンマ線）を減速、吸収することによって直接発熱する効果であり、熱的制限値に影響を与える。本効果はAETNAにおけるエネルギー計算で取り扱われ、AETNAに核定数を提供する目的で行うLANCRの計算に対する影響としては見捨てるためランクはLとした。

(12) 崩壊熱（運転時、冷却時）

定常運転時及び停止後定常状態を評価対象とするLANCRでは、崩壊熱の評価は対象外のため、ランクはIとした。崩壊熱そのものは、原子炉停止後の発熱に寄与する要素であり、その影響は、下流コード（AETNA, TRACG）で考慮される。

(13) 冷却材密度分布

燃料棒出力分布によって冷却材にも密度分布が生じる。冷却材密度分布は中性子の減速に影響し、結果として中性子吸収量に無視できない影響を有するため、ランクは M と判断した。LANCR/AETNA では本効果を考慮しない。

これについては AETNA で詳細な議論がなされる。

(14) 冷却材物性変化

LANCR は AETNA で使用する核定数を求めるために代表的な条件下で計算しており、本効果は直接的に取り扱わないため、ランクは I とした。LANCR では、飽和蒸気条件の冷却材密度が入力される。本効果は、AETNA の熱水力モデルで考慮される。

(15) 熱的境界依存現象（3次元効果）

LANCR は AETNA で使用する核定数を求めるため 2 段階手法で一般に使用される代表条件（2次元無限格子体系・定常出力密度(温度)条件）で計算しており、3次元効果は直接的に取り扱わない。温度変化を考慮しても履歴効果の影響は少ない³ためランクは I と判定した。本効果は AETNA の核・熱水力モデルで考慮される。

(16) 燃料組成

燃焼に伴って燃料棒内に組成分布ができるが、ウラン、プルトニウム、その他 FP 核種の組成分布の影響が核特性に与える影響は小さく無視できる⁵。しかしながら、可燃性毒物であるガドリニアは、燃料ペレットの中心よりも表面のガドリニアに中性子はよく吸収されるため、組成分布を通じて結果に強く影響することから、ランクは H と判断した。この影響を考慮するため、LANCR ではガドリニア入り燃料棒の燃焼領域を同心円状に詳細に分割している。

(17) 制御棒組成

照射による減損時の中性子束空間分布によって制御棒吸収材内に吸収材の組成に分布が発生することによる影響。プラントの運転管理において制御棒価値は維持されるためランクは L と判定した。本効果については AETNA において詳細を説明する。

(18) その他、組成分布

被覆管、構造材の構成要素内での組成の分布は小さく、核特性に与える影響は小さいためランクは I と判定した。

(19) リム効果

高燃焼度燃料において燃料ペレットの周辺部に局所的に燃焼度が高い領域が発生するが、局所的な問題であり核特性に影響しないことからランクは I とした。

(20) 放射線による形状変化 (CB 曲がり)

放射線による形状の変化としては、チャンネルボックス曲がりがある。チャンネルボックス曲がりは、局所出力分布に影響を持つ。

ただし、LANCR は AETNA で使用する核定数を求めるために外部入力で与えられた条件下で計算しており、本効果は直接的に取り扱わないことからランクは I とした。LANCR では、構成体寸法の入力値を調整することで形状の変化を取り扱うことは可能で、AETNA におけるチャンネルボックスの曲がりを考慮した R 因子の評価モデルで利用される。

(21) 放射線による物性変化

LANCR は AETNA で使用する核定数を求めるために代表的な条件下で計算しており、本効果は直接的に取り扱わないことからランクは I とした。

(22) 伝熱による温度分布

燃料ペレット内には、中心から表面にかけて温度分布ができる。燃料ペレット内の温度分布が定常状態の核特性に与える影響は小さいことが報告されている^{4,5}。燃料棒間で発生する温度の影響も定常炉心解析における影響は限定的²である。以上より、ランクは L と考えられる。LANCR では PRIME によって計算された燃料温度を代表値として使用する。

(23), (24), (25) 伝熱による熱膨張, 伝熱による物性変化, 外力・公差による形状の変化

これらの効果が LANCR の 2 次元核特性計算に及ぼす影響は十分に小さいためランクは L とした。

(26) 3 次元効果 (熱機械・材料)

熱機械・材料特性を起因とする 3 次元効果 (例: 軸方向の温度分布) は LANCR の取り扱う定格出力密度断面の 2 次元核特性解析時に与える影響は無視しうるためランクは I とした。

表 2.3 LANCR で考慮すべき物理現象

				重要度ランキング (PIRT)														
				無限増倍率	局所出力分布	ガドリニア値	ボイド反応度	ドブブラ反応度	ほう素値	制御棒値	減速材温度係数	運炭中性子割合	燃焼後核種組成	最高ランク	CB厚変更の影響			
(物理現象)				<div style="display: flex; justify-content: space-between; align-items: center;"> (補足説明) </div>														
核的現象	中性子反応	1	中性子反応断面積													核分裂, 捕獲, 散乱など	H	○
		2	非均質性													自己遮蔽	H	○
		3	中性子束分布														H	○
	光子反応	4	ガンマ線反応断面積														M	○
		5	ガンマ線束分布														M	○
	構造物	6	冷却材 化学組成変化													SLC	H	○
		7	炉内構造物													スペーサ等	L	-
	その他	8	三次元効果													燃焼スペクトル	M	○
熱的・水力的現象	熱	9	核分裂発熱														H	-
		10	ガンマ線発熱														M	-
		11	減速材直接発熱														L	○
		12	崩壊熱													停止時の発熱	I	-
	水力	13	冷却材密度分布													集合体内ボイド率分布	M	-
14		冷却材物性変化	加熱蒸気の水密度変化													I	-	
その他	15	三次元効果	ボイド分布の三次元効果													I	-	
材料	核反応	16	燃料組成													Gd燃料棒	H	○
		17	制御棒組成													制御棒内の組成分布	L	○
		18	その他 組成													構成体の組成分布	I	-
		19	リム効果													局所的な高燃焼度化	I	-
	放射線	20	形状変化													チャンネルボックス曲がり	I	-
		21	物性変化													熱伝達係数の照射影響	I	-
	伝熱	22	温度分布													燃料ペレット内温度分布	L	-
		23	形状変化													熱膨張(径方向)	L	-
		24	物性変化													熱伝達係数の温度依存性など	L	-
	外カ公差	25	形状変化													製造公差	L	○
その他	26	三次元効果	熱膨張(軸方向)	I	-													

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。

2.4 核定数のテーブル化における重要現象のランク付け

LANCR で評価された 3 群断面積は、事前にボイド率、燃料燃焼度などの代表因子に基づき核定数としてテーブル化される。テーブル化において重要な現象が考慮されなかった場合、LANCR/AETNA の信頼性に関わらず炉心解析の不確かさが拡大するため、本書では重要な現象（依存性）をテーブル化で考慮していることの説明に PIRT を利用している。AETNA の核定数のテーブル化におけるランク I/L を含むすべての現象についての PIRT を表 2.4 に示す。

核定数テーブルは、AETNA の炉心解析で使用されるデータであり、AETNA の炉心計算全般に必要な「マクロ/マイクロ断面積、拡散係数、不連続因子」、燃料棒出力の評価等に必要な「局所出力分布、核計装応答」、動特性パラメータの評価に必要な「実効遅発中性子割合」を重要度ランキングの評価指標とした。LANCR 同様、物理現象の抽出とランキングにおいては、本文表 1.6-1 及び表 1.6-2 に示される LANCR 及び AETNA の適用範囲を考慮し、冷温停止状態から高温運転状態のすべての炉心状態を考慮して実施した。

この表でランク M 以上の現象は一部を除いてテーブル化において考慮されている。

(1) 燃料減損

燃焼に伴い核分裂性物質が減少し核的反応度に影響する現象。すべての炉心特性評価に強く影響するためランク H と判定した。LANCR の核定数の燃料燃焼度依存性（ボイド履歴依存性も考慮）として考慮される。

(2) スペクトル履歴

燃焼時のボイド率に依存した中性子エネルギースペクトルの履歴効果（瞬時効果は(4)参照）。すべての炉心特性に強く影響するためランク H と判定した。ボイド履歴依存性（燃焼度依存性も考慮）として考慮される。AETNA からの履歴効果の参照においては、スペクトル履歴に換算して参照することで体系計算におけるスペクトルの履歴効果を考慮することが可能である。

(3) 核分裂生成物反応度

燃焼に伴い核分裂生成物が蓄積し核的反応度に影響する現象。すべての炉心特性評価に強く影響するためランク H と判定した。LANCR の核定数の燃料燃焼度依存性（ボイド履歴依存性も考慮）として考慮される。

停止期間に依存した放射性崩壊に伴う反応度変化については、テーブル化を考慮していない。これについては AETNA のマイクロ燃焼モデルにより 3 群断面積が補正される。

(4) ボイド反応度

ボイド率に依存して発生する中性子エネルギースペクトルの瞬時効果。すべての炉心特性評価に強く影響するためランク H と判定した。

瞬時ボイド率変化に対する依存性（燃焼度依存性も考慮）が考慮される。

(5) 制御棒価値

制御棒が挿入されることで発生する負の反応度効果（履歴効果については(6)参照）。制御棒挿入時の炉心特性評価に強く影響するためランク H と判定した。瞬時制御棒挿入状態／引抜状態に対する依存性（燃焼度依存性、ボイド履歴依存性も考慮）として考慮される。

(6) 制御棒履歴

制御棒が長期間挿入され燃焼された際の挿入中及び引き抜き時に生じる履歴効果。制御棒が挿入された状態で燃焼すると制御棒挿入側は中性子スペクトルが硬くなるため、制御棒非挿入時と比べてプルトニウムの転換が進む。燃焼に伴う核種組成の違いの影響であり、瞬時制御棒挿入状態／引抜状態に対する依存性と比べて重要度が下がるが、結果に対し無視できない影響があるためランク M と判定した。制御棒履歴効果依存性として考慮される。

(7) 制御棒多種類効果

制御棒の設計に依存して反応度効果に差が発生する影響。一般に制御棒設計においては異なるタイプでも同等の反応度抑制効果を持つように設計するため、その違いによる炉心特性評価への影響は無視できない程度のレベルに抑えられることからランク M と判定した。ベースとなる制御棒タイプに対して異なる制御棒種類に対する依存性が考慮される。

(8) 制御棒価値の減損

炉心の運転に伴って挿入された制御棒が燃焼されて吸収材が減損することによる効果。吸収材減損効果は本来は強い影響があるものの下記記載の理由により炉心特性への影響は無視できない程度に抑制されることからランク M と判定した。AETNA の核定数テーブルでは考慮されていないが、プラントの運転管理において制御棒照射量に対して適切な制限値を設けることで、制御棒価値そのものに大きな影響が出ないように管理されている。

(9) ドップラ反応度

燃料温度に依存して発生する瞬時的な負の反応度効果。高温状態において期待できる大きな影響でありランク H と判定した。ベース温度（定格出力時、冷温時）と高温時の LANCR 計算により必要な温度依存性が考慮される。

(10) 燃料温度履歴

燃焼時燃料温度に依存して異なる転換状態が実現することによる反応度効果。反応度評価に及ぼす改善効果が限定的であることが報告³されており、ランク L と判定した。

(11) 減速材温度

冷温計算時の減速材温度に依存する反応度効果。炉心特性の評価上、強い影響があり、ランク H と判定した。減速材温度依存性（燃焼度依存性、ボイド履歴依存性も考慮）として考慮される。

(12) ほう素価値

ほう酸注入系作動時に減速材中のほう素濃度に依存して発生する負の反応度効果（この時の減速材温度依存性は(13)参照）。炉心特性に強く影響するため、ランク H と判定した。AETNA ではほう素濃度依存性（燃焼度依存性、ボイド履歴依存性も考慮）として考慮されるが、ほう酸注入系作動時の減速材温度依存性は無視される。

(13) ほう素価値の減速材温度依存性

ほう酸注入系作動時の減速材温度に依存した反応度効果。炉心特性評価に強く影響するため、ランク H と判定した。プラントごと解析温度条件が一意に定められることから AETNA ではこの効果を考慮していない。

(14) 過渡時冷温ボイド/温度効果

冷温状態からの急激なエンタルピ付与に伴う減速材におけるボイド発生及び温度上昇効果。過渡解析において強く影響するため、ランク H と判定した。インチャネル/アウトチャネルの独立性を考慮している。下流の過渡解析コードに引き渡され使用される。

表 2.4 核定数テーブル化で考慮すべき物理現象

		重要度ランキング (PIRT)		
		マクロ/ミクロ断面積, 拡散係数, 不連続因子	局所出力分布, 核計装応答	実効遅発中性子割合, 中性子寿命
(物理現象)	(補足説明)		最高ランク	CB厚変更の影響
(1) 燃料減損	組成変化に伴う燃焼度依存性		H	○
(2) スペクトル履歴	履歴ボイド効果		H	○
(3) 核分裂生成物反応度	長期停止効果(ミクロ燃焼モデル)含む		H	○
(4) ボイド反応度	ボイド率(瞬時)依存性		H	○
(5) 制御棒価値	燃焼度/ボイド/運転条件(高温/低温)依存性		H	○
(6) 制御棒履歴	CBH効果の燃焼度依存性		M	○
(7) 制御棒多種類効果	制御棒タイプ		M	○
(8) 制御棒価値の減損	照射による吸収材の減損		M	○
(9) ドップラ反応度	燃焼度/温度/ボイド依存性		H	○
(10) 燃料温度履歴	ドップラ履歴効果・転換比		L	-
(11) 減速材温度	燃焼度/温度 依存性(低温)		H	○
(12) ほう素価値	燃焼度/ほう素量 依存性		H	○
(13) ほう素価値の減速材温度依存性	SLC作動時の減速材温度効果		H	○
(14) 過渡時低温ボイド/温度効果*1	低温時減速材のボイド及び温度依存性*2		H	-

*1: プラント過渡解析コードで使用 *2: インチャンネルとアウトチャンネルの独立性を考慮

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。

2.5 AETNA における重要現象のランク付け

2.5.1 定常炉心解析における核的な重要現象のランク付け

本文ではランク M 以上の PIRT/モデル性能比較表を用いて数学モデル化の網羅性を説明している。ここでは、核的現象に対しランク I/L を含むすべての物理現象を含んだ重要度ランキングを表 2.5 に示す。複数指標に対する判定結果の重要度ランクについては最も高いランクについて記載する。

AETNA の重要度ランキングの評価指標は、核的制限値、熱的制限値、安定性、過渡時の観点で選択している。核的制限値として、余剰反応度、炉停止余裕、最大制御棒価値、反応度係数、スクラム反応度、ほう酸注入系停止機能を上げている。これらは、原子炉の運転、制御のために評価が必要な指標である。熱的制限値として、熱機械 (LHGR)、設計出力履歴、焼損 (MCPR) を上げている。これらは、燃料棒の健全性を担保するために評価が必要な指標である。安定性として、未臨界度を上げている。未臨界度が浅くなると高次モードが励起されるため、原子炉の安定性に大きく影響することから、評価が必要な指標である。過渡時についても同様に安全解析における重要な指標となる表面熱流束、焼損 (MCPR) を評価上の観点とした。この評価指標は、2.5.1~2.5.3 で共通である。核定数テーブル同様、物理現象の抽出とランキングにおいては、本文表 1.6-2 に示される AETNA の適用範囲を考慮し、冷温停止状態から高温運転状態のすべての炉心状態を考慮して実施した。

参考としてランク M 以上の現象（一部ランク L の現象も含む）では AETNA におけるモデル実装状況も示す。ランク M 以上でモデル実装がなされていないものに対しては、本文にて説明する。

(1) 中性子増倍特性

核分裂連鎖反応に伴う集合体体系の増倍特性（無限増倍率）。核的制限値・熱的制限値・安定性（未臨界度）に強く影響するためランク H と判定した。解析的多項式ノード法を採用する AETNA では、LANCR で評価された 3 群断面積（核定数）を用いることで粗メッシュ領域（ノード）の増倍特性は代表され、体系計算時の燃焼履歴モデルとマイクロ燃焼モデルにより LANCR 計算時の無限格子体系による定格出力密度一定運転・停止期間無しの影響が補正される。3 次元中性子束分布計算における固有値計算の結果、炉心反応度が評価される。

(2) 遅発中性子割合

核分裂時の生成中性子のうち、先行核を経由して放出される遅発中性子の全発生中性子に対する割合。スクラム反応度に強く影響することからランク H と判定した。LANCR で評価された 3 群断面積（核定数）を用いることで粗メッシュ領域（ノード）の遅発中性子割合は代表され、体系計算時の 3 群中性子束分布の前進解・随伴解を用いて縮約されて炉心の実効的な遅発中性子割合が評価される。定常解析

時では核分裂反応による生成中性子の即発・遅発は無視され、過渡解析時は明示的に考慮される。

(3) 3次元出力分布（定常）

炉内ボイド分布（2.5.2.（30）参照）、燃焼度分布（出力分布積算値）、制御棒パターン、核的漏洩効果などの結果として観測される炉内出力の3次元分布（ここでは基本モードの巨視的分布を想定。高次モード分布は(4)、局所出力分布は(6)を参照）。核的制限値・熱的制限値に強く影響するため、ランク H と判定した。AETNA では、核分裂発熱に加え、構造材の直接発熱による減速材へのエンタルピ付与も考慮され、ボイド分布計算を介して炉内出力分布に影響を与える。

(4) 3次元高次モード分布（定常）

出力分布に影響しうる高次モードの3次元分布。安定性評価（未臨界度）に強く影響するためランク H と判定した。AETNA では、基本モードとしての3次元出力分布計算（定常）に続く高次モード分布計算で、低次のモードを差し引くことで、高次モード分布並びに高次モードの未臨界度が解かれる。

(5) 3次元出力分布（過渡）

定常状態を起点とした時間依存の3次元出力分布。燃料エンタルピやスクラム反応度に強く影響するためランク H と判定した。AETNA では、時間依存の拡散問題に対して周波数変換法を用いた3次元中性子束分布計算（過渡）の結果として炉内3次元出力分布（過渡）は解かれる。

(6) 局所出力分布

3次元出力分布及び隣接燃料からのスペクトルミスマッチの結果として発生するノード内の燃料棒出力分布。熱的制限値（線出力密度）に強く影響するためランク H と判定した。解析的多項式ノード法を採用する AETNA では、事前に LANCR で評価された無限体系の局所出力分布と、体系計算時に展開された瞬時ノード内中性子束分布とノード内断面積分布の積として定義される均質ノード内出力分布をもって燃料棒の局所出力分布は再構築される。この時、非均質体系を均質体系で近似する影響も考慮される。

(7) 局所燃焼度分布

3次元燃焼度分布及び隣接燃料からのスペクトルミスマッチの履歴効果として発生する燃料棒の燃焼度分布。定常時の熱的制限値（設計出力履歴）に強く影響するためランク H と判定した。AETNA では、局所出力分布と同様、事前に LANCR で評価された無限体系の局所燃焼度分布と、体系計算時に展開されたノード内燃焼度分布の積として燃料棒ごとの局所燃焼度分布は定義される。

(8) 制御棒価値

挿入された制御棒のもつ核的吸収効果。定常運転時の核的制限値（炉停止余裕ほか）に強く影響するためランク H と判定した。事前に LANCR で評価された無限体系の 3 群断面積に対する補正効果として粗メッシュ領域における制御棒の吸収効果は考慮され、これを用いた 3 次元中性子束分布計算（定常）で出力分布並びに炉心反応度への影響が解かれる。

(9) ボイド反応度

ボイド発生量に依存した核的反応度効果。定常時の核的制限値（反応度係数）、熱的制限値に強く影響するためランク H と判定した。事前に LANCR で評価された無限体系の 3 群断面積に対する補正効果として粗メッシュ領域におけるボイド反応度は考慮され、これを用いた 3 次元中性子束分布計算（定常）で出力分布並びに反応度への影響が解かれる。

(10) ドップラ反応度

燃料棒温度に依存した核的反応度効果。定常時の反応度係数に強く影響するためランク H と判定した。事前に LANCR で評価された無限体系の 3 群断面積に対する補正効果として粗メッシュ領域におけるドップラ反応度は考慮され、これを用いた 3 次元中性子束分布計算（定常）で出力分布並びに反応度への影響が解かれる。

(11) ほう酸価値

ほう酸注入系作動により減速材にほう酸が添加された際の核的反応度効果。核的制限値（ほう酸注入系停止機能）に強く影響するためランク H と判定した。事前に LANCR で評価された無限体系の 3 群断面積に対する補正効果として粗メッシュ領域におけるほう酸の吸収効果は考慮され、これを用いた 3 次元中性子束分布計算（定常）で炉心反応度への影響が解かれる。

(12) 減速材温度

冷温時定常状態における減速材温度に依存した核的反応度効果。核的制限値（炉停止余裕）に一定の影響を及ぼすためランク M と判定した。事前に LANCR で評価された無限体系の 3 群断面積に対する補正効果として粗メッシュ領域における減速材温度効果は考慮され、これを用いた 3 次元中性子束分布計算（定常）で炉心反応度への影響が解かれる。

(13) 燃料減損

燃料燃焼に伴う核種組成の変化に起因した効果のうち、燃料燃焼度に依存したマクロな核的反応度効果。核的制限値、熱的制限値、安定性に対して強く影響する

ためランク H と判定した。(ペレット内の燃焼度分布が発生することによる副次的な核的影響については(14)を参照)。事前に LANCR で評価された無限体系の3群断面積に対する補正効果として粗メッシュ領域における減速材温度効果は考慮され、これを用いた3次元中性子束分布計算(定常)で炉心反応度への影響が解かれる。LANCRにおける燃焼計算では、通常のU燃料棒ではペレット内均一燃焼度分布を仮定。反応度効果に有意に影響する一部Gd入り燃料棒に対しては、ペレット内を同心円状に区別した燃焼領域を考慮する。領域温度のドップラ反応度係数に対するペレット内温度分布の影響は限定的であることが報告⁴されている。

(14) 燃料減損(副次効果)

(13)同様、燃料燃焼に伴う核種組成の変化に起因した効果のうち、燃料棒内の燃料組成分布に起因する副次的反応度効果。LANCRにおける核特性評価時にはGd入り燃料棒について考慮しているが、通常のUO₂燃料棒に対する影響は限定的であることが報告⁵されており、ランク L と判定した。

(15) 核分裂生成物反応度

燃料燃焼に伴う核種組成の変化に起因した効果のうち、毒物などの核分裂生成物に依存したマクロな核的反応度効果。核的制限値、熱的制限値、安定性に対して一定の影響があることからランク M と判定した(核分裂生成物の燃料棒内分布により燃料棒内温度分布などを介して副次的に及ぼす反応度への核的影響については(16)を参照)。(13)燃料減損と同様、LANCRの燃焼計算ではペレット内均一分布で考慮される。AETNAでは、事前にLANCRで評価された無限体系の3群断面積に対して、主要毒物核種の粗メッシュ領域でのミクロ燃焼モデルに基づく反応度効果が補正される。

(16) 核分裂生成物反応度(副次効果)

(15)同様、燃料燃焼に伴う核種組成の変化として毒物などの核分裂生成物に起因した効果のうち、燃料棒内に核分裂生成量の分布が発生することに起因する副次的反応度効果。(14)同様、影響が限定的との報告⁵がありランク L と判定した。

(17) スクラム時 制御棒価値

定常状態からのスクラム(制御棒挿入)によって時間依存でもたらされる制御棒吸収効果。核的制限値(スクラム反応度)に対して強く影響するためランク H と判定した。事前にLANCRで評価された無限体系の3群断面積に対する補正効果として粗メッシュ領域における制御棒吸収効果は考慮され、これを用いた3次元中性子束分布計算(過渡)で時間依存の炉心反応度影響が解かれる。

島根原子力発電所3号炉の許認可解析では当該現象を考慮する機能を用いていない。

(18) スクラム時 ボイド反応度

定常状態からのスクラムによって時間依存でもたらされる制御棒吸収効果により炉内ボイド分布が変化することによる副次的反応度効果。核的制限値（スクラム反応度）に対して無視できない程度の影響があるためランク M と判定した。AETNA では直接的なモデルを有していない。

島根原子力発電所 3 号炉の許認可解析では当該現象を考慮する機能を用いていない。

(19) スクラム時 ドップラ反応度

定常状態からのスクラムによって時間依存でもたらされる制御棒吸収効果により炉内出力分布が変化することによる副次的反応度効果。核的制限値（スクラム反応度）に対して制御棒挿入効果に比べ影響は限定的であり，時間遅れも存在するためランク L と判定した。AETNA では断熱近似（燃料表面の熱伝達条件が過渡中に変化しないとの仮定）で燃料棒温度を計算し，ドップラ反応度によるフィードバック効果を 3 群断面積に対して補正することができる。

島根原子力発電所 3 号炉の許認可解析では当該現象を考慮する機能を用いていない。

(20) 制御棒履歴

制御棒挿入により集合体内で偏った燃料棒出力分布で燃焼されたことにより発生する履歴効果。核的反応度に及ぼす効果と局所出力分布に及ぼす効果がある。核的制限値に対して影響は低くランク L，熱的制限値に対して一定の影響があるためランク M と判定した。AETNA では，事前に LANCR で評価された無限体系の 3 群断面積に対する補正効果としてモデル化されており，同じく LANCR により事前に評価された制御棒挿入状態での燃焼計算結果を参照する。

(21) 多種類制御棒

制御棒設計に依存する核的反応度効果。幾何条件への依存性は強いものの，寿命効果とは違い瞬時的な核的効果については従来型と同等の反応度効果をもつことを念頭に設計されるため，核的制限値に対する影響は一定レベルとなることからランク M と判定した。AETNA では，事前に LANCR で評価された無限体系の 3 群断面積に対して制御棒タイプに依存して補正する。

(22) 制御棒減損

制御棒の吸収材が照射により減損することによる核的反応度効果。核的制限値に対して一定の影響があるが，国内プラントにおける運転管理では適切な照射量管理の下で十分な核的効果が保たれており影響が低いためランクは I と判定した。

(2.4 (8) 参照)

(23) ほう素 拡散

ほう酸注入系作動後に発生する炉内減速材内での時間依存のほう素拡散現象に起因した反応度効果。核的制限値（ほう酸注入系停止機能）に影響するが、時間変化に対し静定炉心状態では影響は小さいことからランク L と判定した。

(24) 水ロッド水位

水ロッド内に水位が形成されたことで水密度が低下しスペクトルが固くなることによる核的反応度効果。部分出力時に最外周集合体の上部などに限定的に発生するものの頻度は低く、影響も少ないためランク I と判定した。この影響は出力分布（ γ スキャン）といった妥当性確認を通じて確認される。

(25) 水ロッド形状

水ロッド形状（集合体設計）に起因してインチャンネル・アウトチャンネル領域が異なることにより発生する反応度効果。熱的制限値に対して一定の影響があることからランク M と判定した。LANCR 解析時の集合体幾何形状として考慮することで無限体系の 3 群断面積として考慮され、AETNA における燃料棒再構築において均質化影響も考慮している。

(26) 核計装管応答

核計装位置における局所中性子束分布に応じた核計装の応答。プロセス計算機における学習計算や、妥当性確認時における TIP との比較に強く影響するためランクは H と判定した。許認可解析として添付書類八などで示す炉心解析結果そのものには関与しない。

(27) 核計装管反応度効果

核計装管が存在することで起きうる局所的反応度効果。一般に無視できる程度に影響は小さいためランク I と判定した。この影響は出力分布（ γ スキャン）等の妥当性確認を通じて確認される。

(28) 反射体節約

炉外に燃料要素が存在しないことで熱化された中性子が炉内に反射されて境界付近で起こる正の反応度効果。発生個所が炉心表面付近に限られるため核的・熱的制限値に対する影響は低く、ランク L と判定した。AETNA では炉心表面に 1 層設けられる反射体ノードの 3 群定数として適切な入力値を設定することで考慮する。

(29) 炉外構造物

炉外構造物（下部支持板や引抜制御棒）による吸収効果による核的反応度効果。

炉心下端部の中性子束レベルが小さい領域で起きる現象であることから影響は低くランク L と判定した。AETNA では炉心表面に 1 層設けられる反射体ノードの 3 群定数として適切な入力値を設定することで考慮する。

表 2.5 AETNA で考慮すべき物理現象（核的現象）

			重要度ランキング(PIRT)										最高ランク	CB厚変更の影響	
			通常運転時												過渡時
			核的制限値					熱的制限値							
			余裕度	炉停止余裕	最大制御棒価値	反応度係数	スクラム反応度	ほう酸注入系停止機能	熱機械(LHGR)	設計出力履歴	焼損(MCPR)	未臨界度			表面熱流束
核的現象	空間分布	(1) 中性子増倍特性*	集合体核設計, 燃料配置											H	O
		(2) 遅発中性子割合*	スクラム反応度											H	-
		(3) 3次元 出力分布(定常)												H	O
		(4) 3次元 高次モード分布(定常)												H	O
		(5) 3次元 出力分布(過渡)	スクラム反応度											H	O
		(6) 局所出力分布 *	燃料棒出力再構築, R因子											H	O
		(7) 局所燃焼度分布	設計出力履歴											H	O
	フィードバック	(8) 制御棒価値 *												H	O
		(9) ボイド反応度 *												H	O
		(10) ドブブラ反応度 *												H	O
		(11) ほう酸価値 *												H	O
		(12) 減速材温度 *												M	O
		(13) 燃料減損 *												H	O
		(14) 燃料減損(副次効果)	(温度=熱流束表の燃焼度依存性)											L	-
		(15) 核分裂生成物反応度	毒物効果, 長期停止効果											M	O
		(16) 核分裂生成物反応度(副次効果)	毒物効果, 長期停止効果(燃料棒内)											L	-
		(17) スクラム時 制御棒価値	スクラム反応度											H	O
		(18) スクラム時 ボイド反応度	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)											M	O
		(19) スクラム時 ドブブラ *	スクラム反応度											L	O
	構成体起因	(20) 制御棒履歴	CBH効果(片燃え)											M	O
		(21) 多種類制御棒												M	O
		(22) 制御棒減損												I	-
		(23) ほう素 拡散	(非考慮)											L	O
		(24) 水ロッド水位												I	-
		(25) 水ロッド形状	断面効果はLANCR, 隣接燃料効果はBDF因子											M	-
	計装	(26) 炉内計装管応答	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)											H	O
		(27) 炉内計装管反応度効果												I	-
	炉外	(28) 反射体節約	境界条件(反射体定数)											L	-
		(29) 炉外構造物	下部構造物・引抜制御棒等(反射体定数)											L	-

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。

2.5.2 定常炉心解析における熱的・水力的な重要現象のランク付け

熱的・水力核的現象に対するランク I/L を含むすべての物理現象に対するランキングテーブルを表 2.6 に示す。複数指標に対する判定結果の重要度ランクについては最も高いランクについて記載する。参考としてランク M 以上の現象（一部のランク L 現象も含む）では AETNA におけるモデル実装状況も示す。物理現象の抽出とランキングにおいては、本文表 1.6-2 に示される AETNA の適用範囲のうち、高温運転状態を考慮して実施した。

(30) 3次元ボイド分布

出力分布に起因する減速材内ボイドが3次元に分布する効果。スペクトルを介して無視できない影響を及ぼす核的制限値に対してはランク M と判定した。集合体内の流動状況に強く影響される熱的制限値に対してはランク H と判定した。AETNA では均質流に対するドリフトフラックスモデルで3次元ボイド分布を評価する。

(31) 3次元圧力分布

圧力損失により減速材絶対圧に炉内分布が発生する影響。一般に影響は小さくランク I と判定した。AETNA では炉内有効領域内の圧力分布の存在は無視し、静水頭に起因した代表圧力で各種の蒸気表参照を行う。

(32) 集合体内ボイド分布

集合体着目断面においてチャンネルボックス内で2次元にボイドが分布する効果。核的制限値に対し無視できない影響があるためランク M と判定した。LANCR/AETNA ではノード内の水密度分布は均一と仮定する。この影響は燃料棒出力（ γ スキャン）による妥当性確認で間接的に確認される。

(33) バイパスボイド分布

集合体着目断面においてチャンネルボックス外でボイドが分布する効果。核的制限値に対し無視できない程度に影響するためランク M と判定した。AETNA ではバイパス領域を1チャンネルに縮約した上で、インチャンネルと同様の均質流に対するドリフトフラックスモデルに基づくボイド率評価モデルを有しており、核定数参照時のノード平均水密度として考慮できる。

(34) 水ロッド内ボイド分布

集合体着目断面において水ロッド内でボイドが分布する効果。水ロッド内にボイドができる頻度が低く、発生個所も炉心上部となることから影響は小さくランク I と判定した。

(35) サブクールボイド分布

炉心下部の未飽和領域においてサブクール沸騰によりボイドが分布する効果。熱的制限値に無視できない影響があるためランク M と判定した。

AETNA ではサブクール領域におけるボイド率評価モデルを実装している。

(36) チャンネル圧損

圧力・流路面積・位置エネルギーや構造材により流路内の圧力が変化する効果。熱的制限値に対し無視できない影響があるためランク M と判定した。AETNA では局所、加速、摩擦、位置圧損に対する圧力損失の評価モデルを実装している。

(37) クラッド付着

被覆管表面などにクラッドが付着することで主に摩擦圧損に影響を及ぼす効果。チャンネル流量の変化を介して MCPR などに影響があるが極めて小さくランク L と判定した。AETNA では摩擦圧損評価において考慮するモデルを実装している。

(38) チャンネル流量

個々の燃料集合体を流れる冷却材の量。炉内に多数装荷される集合体間では出力分布・ボイド分布に依存する圧力損失が等しくなるよう異なったチャンネル流量が実現する。熱的制限値に対し無視できない影響があるためランク M と判定した。AETNA では集合体構造を基に複数グループに縮約した代表チャンネルによる圧損評価と出力依存性に基づくチャンネル流量配分モデルを実装している。

(39) バイパス流量

リークパスを通りチャンネルボックスの外側に冷却材が流れる効果。バイパス流量が増えると除熱効果の高いチャンネル流量が減少する。熱的制限値に無視できない影響があるためランク M と判定した。

AETNA では事前に熱水力コードで評価された炉心出力・炉心流量に依存したテーブルで入力する。

(40) 水ロッド流量

水ロッド内を流れる冷却材流量。水ロッド流量が増えると除熱効果の高いチャンネル流量が減少する。熱的制限値に対し無視できない程度に影響するためランク M と判定した。AETNA では事前に熱水力コードで評価された炉心出力・炉心流量に依存したテーブルで入力する。

(41) 水ロッド水位

水ロッド内に形成された水位がもたらす効果。部分出力時に最外周集合体の上部などに限定的に発生するものの頻度は低く 1 チャンネルに縮約されたバイパス流量に及ぼす影響も少ないためランク I と判定した。

バイパス流量評価用テーブル作成時には事前に熱水力コードで評価された炉心出力・炉心流量に依存したテーブルで入力するが、熱水力コードでは評価モデルを有している。

(42) 水ロッド形状

水ロッド形状に依存し高水密度領域が集合体内に局所的に存在する影響。熱的制限値に無視できない程度に影響するためランク M と判定した。LANCR 評価における無限体系中性子束評価での水ロッド形状の考慮及び AETNA での均質ノード法に対する非均質効果の考慮がモデルとして実装されている。

(43) スペーサ

スペーサ形状により限界出力特性を改善する効果。最小限界出力比に一定の影響があることから M と判定した。試験に基づく GEXL 相関式の係数評価時に考慮される。

(44) 減速材直接発熱

中性子及びガンマ線の減速・吸収効果により減速材が直接発熱する効果。熱的制限値に対し無視できない影響があることからランク M と判定した。AETNA では事前入力された係数に基づき減速材流量に依存して減速材へのエンタルピ付与の効果を評価する。

(45) 構造材直接発熱

中性子及びガンマ線の減速・吸収効果により構造材（制御棒・チャンネルボックス・水ロッド管）が直接発熱する効果。熱的制限値に対し無視できない影響があることからランク M と判定した。AETNA では事前入力された係数に基づき構造材から減速材へのエンタルピ付与の効果を評価する。

(46) バイパス熱伝達

チャンネルボックスの直接発熱などによるエンタルピが壁面の熱伝達を通してチャンネルボックス外側のバイパス領域減速材に付与される効果。熱的制限値にするバイパス領域の影響は低くランク L と判定した。AETNA では事前入力された係数に基づきバイパス領域減速材へのエンタルピ付与の効果を評価する。

(47) 炉心熱出力

原子炉における核分裂、放射性崩壊などにより発生する熱出力の効果。熱的制限値に対し強い影響があることからランク H と判定した。AETNA では解析条件として入力される。

(48) 炉心流量

原子炉内を冷却材が通過することに伴う効果。熱的制限値に強く影響するが、炉心解析時には一般的に外部入力として与えられるためランク L とした。

(49) 沸騰遷移

燃料棒表面における冷却材の状態が急激に変化する現象。熱的制限値に強く影響するためランク H と判定した。AETNA では集合体設計ごとの限界出力試験に基づく GEXL 相関式により評価するモデルが実装されている。

表 2.6 AETNA で考慮すべき物理現象（熱的・水力的現象）

			重要度ランキング (PIRT)										最高ランク	CB厚変更の影響		
			通常運転時					過渡時								
			核的制限値					熱的制限値							安定性	熱的制限値
			余剰反応度	炉停止余裕	最大制御棒価値	反応度係数	スクラム反応度	ほうげん注入系停止機能	熱機械 (LHGR)	設計出力履歴	焼損 (MCPR)	未臨界度				
熱的・水力的現象	空間分布	(30) 3次元ボイド分布												H	○	
		(31) 3次元圧力分布	蒸気表参照時圧力差影響												I	-
		(32) 集合体内ボイド分布*	インチャンネルボイド												M	-
		(33) バイパスボイド分布	LPRM感度制限 (7%)												M	○
		(34) 水ロッド内ボイド分布	スペクトルシフトロッド												I	-
	(35) サブクールボイド	サブクールボイドモデル												M	-	
	構成体起因現象	(36) チャンネル圧損	局所圧損, 加速圧損, 摩擦圧損, 位置圧損												M	○
		(37) クラッド付着	摩擦圧損係数 (入力値)												L	-
		(38) チャンネル流量	(チャンネル圧損依存)												M	○
		(39) バイパス流量	出力=流量依存バイパス流量表 (入力値)												M	○
		(40) 水ロッド流量	出力=流量依存バイパス流量表 (入力値)												M	○
		(41) 水ロッド水位	加熱蒸気 (非考慮)												I	-
		(42) 水ロッド形状	流路面積変化												M	-
	(43) スペーサ	限界出力改善 (入力値で考慮)												M	-	
	発熱その他	(44) 減速材直接発熱	入力値												M	○
		(45) 構造材直接発熱	入力値												M	○
		(46) バイパス熱伝達	(バイパスボイド分布の要因)												L	-
		(47) 炉心熱出力	入力値												H	-
		(48) 炉心流量	入力値												L	-
(49) 沸騰遷移		GETAB (GEXL相関式)												H	-	

(物理現象)
(*はLANCRのPIRTにあるもの)

(補足説明)

2.5.3 定常炉心解析における材料・熱機械的な重要現象のランク付け

材料・熱機械的現象は燃料健全性において重要な現象群であるが、LANCR/AETNAが対象とする静的炉心解析における核的・熱的制限値に対しては総じて影響は低く、燃料温度を介してドップラ反応度などに影響する。従って物理現象の抽出とランキングにおいては、本文表 1.6-2 に示される AETNA の適用範囲のうち、高温運転状態を考慮して実施した。

材料・熱機械的現象に対するランク I/L を含むすべての物理現象に対する重要度ランキングを表 2.7 に示す。複数指標に対する判定結果の重要度ランクについては最も高いランクについて記載する。参考としてランク M 以上の現象は AETNA におけるモデル実装状況も示す。

(50) 燃料平均温度

表面熱流束に依存した燃料ペレット平均温度。ドップラ反応度に影響する。核的制限値に対し無視できない影響があるためランク M と判定した。AETNA では事前に燃料・熱機械コードで評価された表面熱流束依存燃料温度テーブルに基づき燃料平均温度を評価し、ドップラ反応度に基づき断面積を補正する。

(51) 燃料温度分布

燃料棒における発熱と熱伝導、熱伝達の結果、燃料ペレット内に発生する温度分布と、燃料棒ごとの出力の違いにより発生する燃料棒間の温度分布がある。定常核計算のドップラ反応度係数に対するペレット内温度分布の影響も限定的であることが報告⁴されており、燃料棒ごとの温度分布の影響も小さいことが報告されている²²ため、ランク I と判定した。LANCR の解析では全燃料棒に対して棒内、棒間に対してすべて均一の平均温度で計算されその結果が核定数として AETNA に渡される。

(52) ペレット熱伝導、ギャップ熱伝達、被覆管表面熱伝達

核分裂による発熱と被覆管表面での除熱に対し、燃料棒内での熱輸送に関与する現象群。事前に燃料棒熱・機械コードにおいてこれらを考慮した解析に基づく燃料棒熱流束と平均温度のテーブルから燃料温度を把握しドップラ係数を評価でき、ドップラ反応度係数に対するペレット内温度分布の影響も限定的であることが報告⁴されておりランク I と判定した。LANCR/AETNA の解析では平均温度で代表される。

(53) 被覆管酸化、被覆管変形

被覆管表面の酸化現象と照射成長などによる変形現象。いずれも定常炉心解析に対しての影響は無視しうるためランク I と判定した。

(54) チャンネル曲がり・バルジ

チャンネルボックス面間での照射成長の差異により発生する曲がり及びチャンネルボックス内外の圧力差によって生じる膨らみ。熱的制限値に対し無視できない影響があるためランク M と判定した。AETNA ではチャンネル曲がり量に応じた燃料棒出力の影響を考慮して R 因子を評価するモデルが実装されており、事前に評価された安全側の曲がり量が設定される。

(55) 燃料曲り，ペレット照射，核分裂生成物の蓄積

被覆管の照射による変形。燃料ペレットの照射・核分裂生成物の蓄積による物性の変化。いずれも定常炉心解析に対しての影響は無視しうるためランク I と判定した。

表 2.7 AETNA で取り扱う物理現象（材料・熱機械的現象）

			重要度ランキング (PIRT)											最高ランク	CB厚変更の影響	
			通常運転時						過渡時							
			核的制限値				熱的制限値		安全性	熱的制限値						
			余剰反応度	炉停止余裕	最大制御棒価値	反応度係数	スクラム反応度	ほろ酸注入系停止機能		熱機械 (LHGR)	設計出力履歴	焼損 (MCPR)	未臨界度			表面熱流束
材料・熱機械	燃料	(50) 燃料平均温度	熱流束 = 燃料温度表 (入力値)												M	-
		(51) 燃料温度分布													I	-
		ペレット熱伝導	熱流束 = 燃料温度表 (入力値)												I	-
		(52) ギャップ熱伝達	熱流束 = 燃料温度表 (入力値)												I	-
		被覆管表面熱伝達	熱流束 = 燃料温度表 (入力値)												I	-
	材料	被覆管酸化	Zr酸化反応 (非考慮)												I	-
		被覆管変形	クリープ (非考慮)												I	-
		(54) チャンネル曲り・バルジ	チャンネル曲りを考慮したR因子												M	○
		燃料曲り													I	-
		(55) ペレット照射	照射による物性変化												I	-
		核分裂生成物の蓄積	組成変化による物性変化											I	-	

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. チャンネルボックス厚変更が影響を与える物理現象

チャンネルボックス厚変更に伴い、幾何条件が変わり燃料集合体体系内のジルコニウムと水の量が変化し、核特性に対して影響を及ぼす。核特性の変化によって反応度係数や炉心状態にも影響が出る。また、チャンネルボックス外の流路面積の変化により、熱水力特性に対しても影響を及ぼす。チャンネルボックス厚変更による物理現象との関係は表 2.1～表 2.7 に示すとおりである。チャンネルボックス厚変更の影響があり、最高ランクが H, M の物理現象はそれらの影響を介して、各評価指標に影響を及ぼす。チャンネルボックス厚変更の影響があるが、最高ランクが L, I の物理現象は、評価指標への影響が小さいなど取り扱う必要がない理由を 2 章で説明している。

なお、添付書類八及び添付書類十の解析における評価項目は、2 章で示した LANCR 及び AETNA の PIRT (表 2.3, 表 2.5, 表 2.6 及び表 2.7) の評価指標に含まれている。

4. 参考文献

-
- ¹ 池原 他, 「異核種間共鳴干渉効果の評価－RFCAL の作成－」, 日本原子力学会 2001 年春の年会, G05(2001)
 - ² 東條 他, 「BWR 全炉心非均質核熱結合計算システム (4) ノード内燃料棒毎温度分布の炉心計算への影響評価」, 日本原子力学会 2012 年秋の大会 Q05(2012)
 - ³ Scott Palmtag, Jose Lamas, Joshua Finch, Andrew Godfrey and Brian R. Moore, “The Advanced BWR Core Simulator AETNA02”, PHYSOR 2014, Kyoto, Japan, September 28 - October 3, 2014, on CD-ROM (2014)
 - ⁴ 池原 他, 「軽水炉燃料の Doppler 反応度計算における評価モデル詳細化の検討」, 日本原子力学会 2015 年秋の大会, A50(2015)
 - ⁵ M. Tohjoh, M. Watanabe and A. Yamamoto, “Study of the spatial discretization and temperature distribution approximation effects on BWR assembly calculations”, Annals of Nuclear Energy, 33 (2006), pp170-179

添付資料 3 連続エネルギーモンテカルロ計算コード
MCNP について

目次

1. はじめに
2. 使用コードと利用方法
 - 2.1 使用コードと評価済み核データ
 - 2.2 コード説明書での利用
3. 妥当性確認
 - 3.1 実効増倍率の確認
 - 3.2 DBRC 機能の確認
 - 3.3 核分裂率相対分布（出力分布）の確認
 - 3.4 燃焼計算機能の確認
 - 3.5 ガンマ線輸送計算機能の確認
4. 参考文献

1. はじめに

本資料では、島根原子力発電所3号炉チャンネルボックス肉厚変更後の解析に適用されたLANCRコード及びAETNAコードの説明書において、それぞれのコードの妥当性確認に準ずる確認（以下、「妥当性確認」という。）に使用されている連続エネルギーモンテカルロコードに関し説明する。

2. 使用コードと利用方法

2.1 使用コードと評価済み核データ

LANCRコード及びAETNAコードの妥当性確認として使用している連続エネルギーモンテカルロコードを以下の表1に示す。

表1 使用したモンテカルロコード

	使用コード
モンテカルロコード	MCNP5_DBRC
燃焼モンテカルロコード	Monteburns2 ¹

核データライブラリはENDF/B-VII.0²を使用している。

MCNP5_DBRCは、世界的に広く利用される米国ロスアラモス国立研究所の連続エネルギーモンテカルロ計算コードMCNP5³に対し、共鳴群における熱振動に伴う上方散乱効果（以下、「DBRC」という。）も考慮するDBRC法⁴を組み込んだ⁵連続エネルギーモンテカルロコードである。Monteburns2は、中性子束ソルバーとして上記のMCNP5、燃焼ソルバーとしてORIGEN2⁶を用いた連続エネルギーモンテカルロ燃焼計算コードであるが、LANCR/AETNAコード説明書では全ての燃焼計算における参照解として中性子束ソルバーをMCNP5からMCNP5_DBRCに置き換えて利用している。評価済み核データはLANCRと同じENDF/B-VII.0である。なお、コード説明書ではMCNP5_DBRCの事を単にMCNP5と称する箇所もあるが、実際に使用されたコードはMCNP5_DBRCである。

2.2 コード説明書での利用

上記に示したライブラリとMCNP5_DBRCをLANCRコード及びAETNAコードの説明書では、以下に対して利用している。

<コード説明書におけるMCNP5_DBRCの利用>

- ・ 増倍率（及び増倍率から計算される反応度）の妥当性確認
- ・ 核分裂率相対分布（出力分布）の妥当性確認
- ・ 燃焼計算を伴う妥当性確認
- ・ ガンマ線輸送計算によるガンマ発熱分布の妥当性確認

上記の利用に当たり、MCNP5_DBRC及びMonteburns2のそれぞれの評価機能に対する妥当性確認結果を以降に示す。

3. 妥当性確認

MCNP5 コードは遮蔽・臨界解析の分野において世界的に利用されており、その妥当性は既に確認されている。本書では、DBRC 機能追加後の MCNP5_DBRC の検証も兼ね 2.2 節で示したコード説明書での利用機能 **ごと** に妥当性確認例を示す。

3.1 実効増倍率の確認

LANCR/AETNA コード説明書では、燃料断面や炉心体系などにおける実効増倍率や反応度の妥当性確認に MCNP5_DBRC が使用されている。MCNP5_DBRC の実効増倍率を確認する為、以下に示す全 255 ケースの臨界試験による妥当性確認を実施した。妥当性確認ケースの内訳を以下の表 2 に、解析結果の実効増倍率との差[%Δk]の標準偏差と平均値を以下の表 3 に示す。

表 2 実効増倍率 確認ケース

No.	分類	内訳
1	ICSBEP ⁷ -LCT (臨界ベンチマーク U 炉心)	LCT シリーズ : 144
2	EOLE-U (EOLE 炉 U 炉心)	EPICURE ⁸ : 1 MISTRAL ⁸ : 3
3	NCA ⁹ (U 燃料)	STEP2 hot/cold : STEP3 hot/cold : GNF1 hot/cold :
4	NEDO-32028 記載ケース ¹⁰ (U 炉心)	B&W (UO2) : GODIVA : その他 :
5	ABWR 初装荷炉心 ¹¹ (U 炉心)	初臨界 : 1 局所臨界 : 7
6	ICSBEP ⁷ -MIX (臨界ベンチマーク MOX 炉心)	MIX シリーズ : 19
7	EOLE-MOX (EOLE 炉 MOX 炉心)	EPICURE ⁸ : 1 MISTRAL ⁸ : 2 BASALA ¹² : 8 FUBILA ¹³ : 1

表 3 実効増倍率 確認結果 (測定値との差[%Δk]の標準偏差と平均値)

	標準偏差 / 平均
全ケース (255 ケース)	0.281 / 0.252
U 体系 (224 ケース)	0.234 / 0.214
MOX 体系 (31 ケース)	0.418 / 0.526

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。

以上より, MCNP5_DBRC は概ね 0.3~0.4% Δk 程度の不確かさで実効増倍率を評価可能である。

3.2 DBRC 機能の確認

DBRC 効果を考慮しない場合, ドップラ反応度の評価に 7~10%の不確かさが発生することが知られている¹⁴。LANCR/AETNA コード説明書では DBRC 機能を用いてドップラ効果の妥当性確認などに用いられている。ここでは, MCNP5 に組み込まれた DBRC 機能の妥当性確認として, Hellstrand らの実効共鳴積分の実験式¹⁵による妥当性確認結果を以下の図 1 に示す。

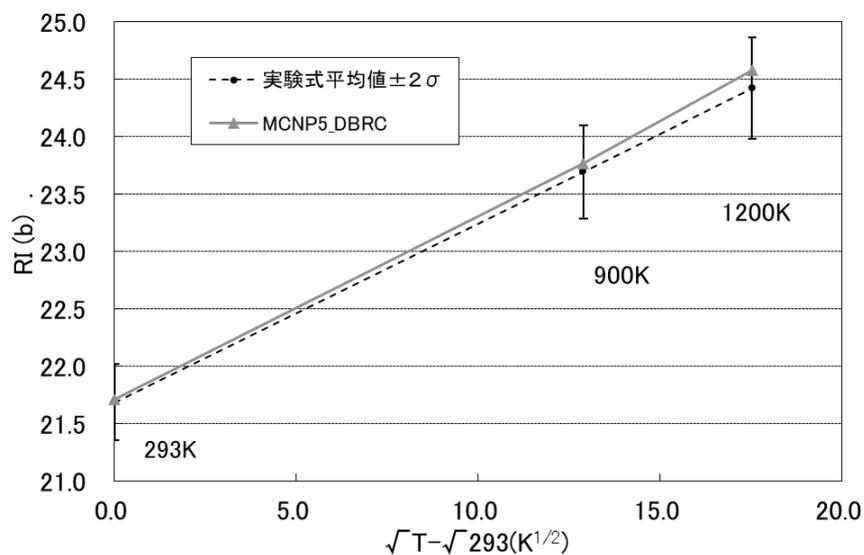


図 1 Hellstrand らによる実効共鳴積分の実験式に対する妥当性確認結果

上記より, MCNP5_DBRC は不確かさの範囲内で実験式とよく一致しており, 意図通りに機能が発揮できていることが分かる。

3.3 核分裂率相対分布 (出力分布) の確認

LANCR/AETNA コード説明書ではノード内の局所出力分布の妥当性確認などに MCNP5_DBRC が用いられる。MCNP5_DBRC の出力分布を確認する為, 以下の表 4 に示す臨界試験 (出力分布測定) による妥当性確認を実施した。

表 4 出力分布の確認ケースと計算ヒストリ数

試験名	コメント	炉心	有効ヒストリ
EPICURE	UH1.2	U	10000000
	MH1.2	MOX	10000000
MISTRAL	Core1 Ref	U	10000000
	Core2 Ref	MOX	10000000
	Core3 Ref	MOX	10000000
BASALA	Core1 Ref	MOX	10000000
	Core2 Ref	MOX	10000000
FUBILA	9×9 Ref	MOX	10000000

上記の確認結果の結果，MCNP5_DBRC による出力分布と測定結果の相対 RMS 差を以下の表 5 に示す。測定誤差を考慮すれば結果は良好である。

表 5 出力分布確認結果（測定値に対する解析値の相対 RMS [%]）

		径方向 (Pin)	軸方向 (棒) *			
		相対RMS [%]				
EPICURE-UH	U	1.294	2.196	1.350	2.000	/
EPICURE-MH	MOX	2.507	1.382	/	/	/
MISTRAL-CORE1	U	1.709	1.493	/	/	/
MISTRAL-CORE2	MOX	1.625	2.240	/	/	/
MISTRAL-CORE3	MOX	1.818	1.803	1.278	/	/
BASALA-CORE1	MOX	1.954	2.328	2.158	1.794	1.659
BASALA-CORE2	MOX	1.425	1.322	0.961	1.340	/
FUBILA-9X9 Ref	MOX	1.744	2.134	1.379	2.471	/
全ケース平均 (U/MOX)		1.8	1.7			

*軸方向分布の測定データ数は試験ごとによって異なり、BASALA-CORE1 では 4 個所の径方向位置で軸方向出力分布が測定された。“/” は当該試験の測定データ数が限られている事を示す。

3.4 燃焼計算機能の確認

LANCR/AETNA コード説明書では燃焼を伴う計算結果の妥当性確認に中性子束ソルバーとして MCNP5 に変えて MCNP5_DBRC を採用した Moteburns2 が用いられている。ここでは燃焼計算機能の確認として以下の表 6 に示す PIE 試験による妥当性確認を行う。

表 6 PIE 試験による妥当性確認

	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 ¹⁶	Dodewaard 炉 (オランダ) ¹⁷
対象燃料	ウラン燃料棒 (SF98) ガドリニア入りウラン燃料棒 (SF99)	MOX 燃料棒 ウラン燃料棒
燃焼度	10~50GWd/t 程度	35~60GWd/t 程度
²³⁵ U 濃縮度又は プルトニウム含有率 (wt%)	約 3.4~3.9wt% (ガドリニア濃度 4.5wt%)	約 6.4wt% (MOX) 約 4.9wt% (ウラン)

妥当性確認の結果として、測定結果 (E) に対する Monteburns2 の計算結果 (C) の比 (C/E) を以降の図 2 及び図 3 に示す。一般にこの種の妥当性確認で得られる不確かさ¹⁸を考慮すると一定の精度が確保されている。

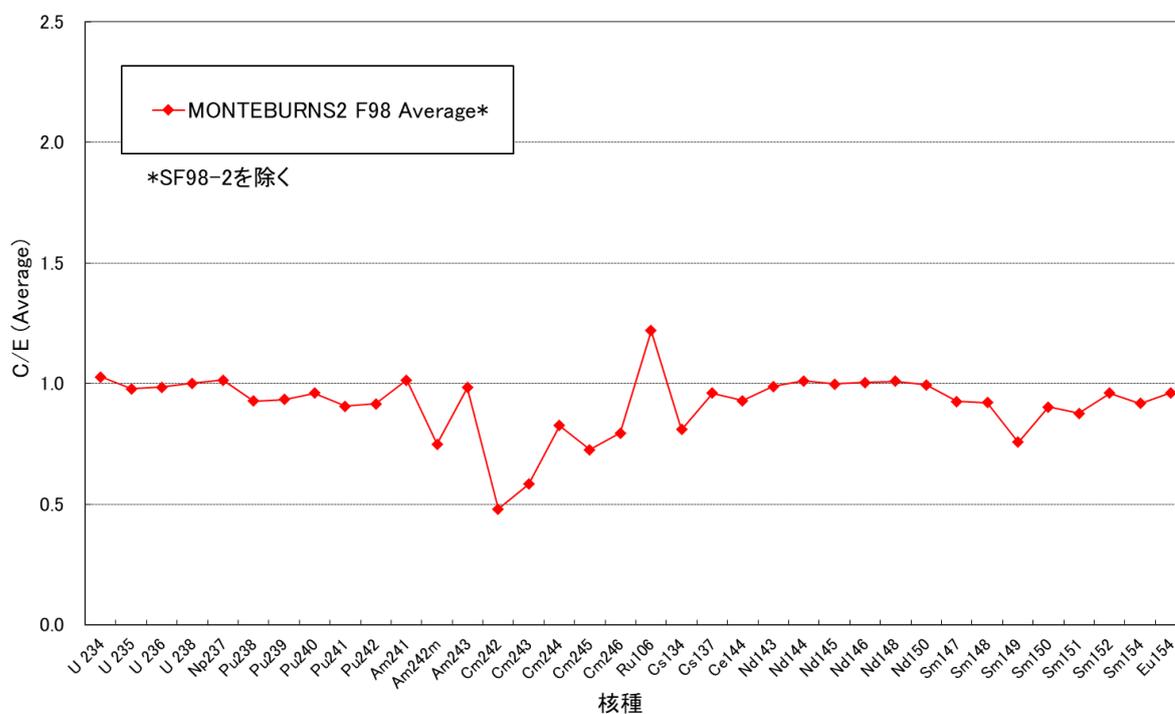


図 2 ウラン燃料 PIE 試験による妥当性確認結果 (C/E)

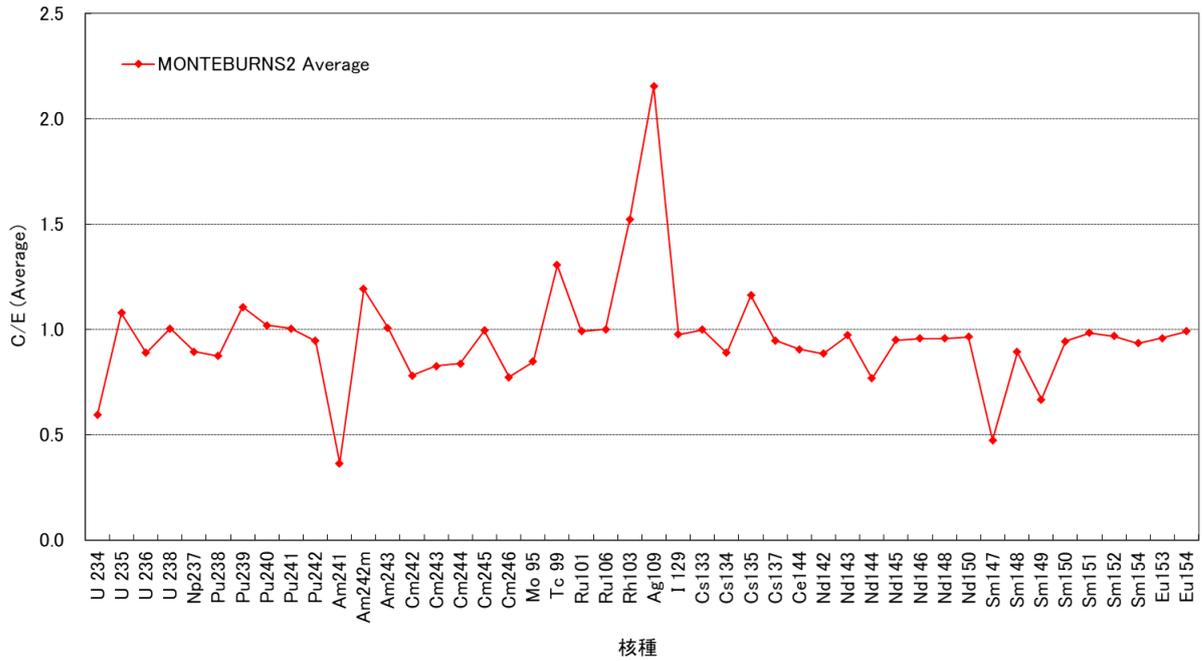


図3 Dodewaard 炉 PIE 試験による妥当性確認結果 (C/E)

3.5 ガンマ線輸送計算機能の確認

LANCR/AETNA コード説明書ではガンマ発熱分布の妥当性確認として MCNP5_DBRC のガンマ線輸送計算機能を利用している。ここでは、ガンマ線輸送計算機能の確認として、ORNL Skyshine 実験¹⁹によりガンマ線束測定実験による妥当性確認結果を以下の図4に示す。計算結果は測定結果を良好に再現している。

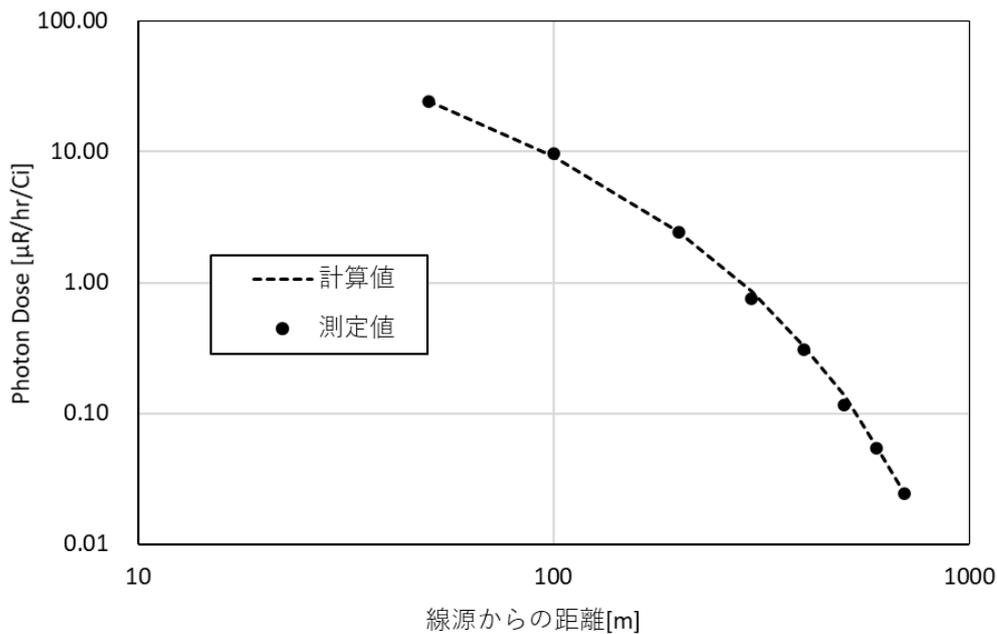


図4 ORNL Skyshine 実験によるガンマ線輸送計算結果と測定結果の比較

4. 参考文献

- ¹ D. I. Poston et al., “User’s Manual, Version 2.0 for MonteBurns, Version 1.0”, LA-UR-99-4999, September 1, 1999
- ² J. K. Tuli, “Special Issue on Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VII.0”, Nuclear Data Sheets, 107,12 2006
- ³ 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
- ⁴ B. Becker, R. Dagan, G. Lohnert, “Proof and implementation of the stochastic formula for ideal gas, energy dependent scattering kernel”, Annals of Nuclear Energy, 36 (2009), pp470-474
- ⁵ 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)
- ⁶ A. G. Croff, M. A. Bjerke, G. W. Morrison, L. M. Petrie, “Revised uranium-plutonium cycle PWR and BWR models for the ORIGEN computer code”, ORNL/TM-6051, (1978).
- ⁷ NEA, “International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments,” NEA No.7281 - September 2005
- ⁸ 石井 他, 「BWR 核設計コードによる MOX 臨界試験 EPICURE および MISTRAL の解析」, 日本原子力学会和文論文誌, Vol.5, No.1, p.34 (2006)
- ⁹ Global Nuclear Fuel-Americas, LLC, “LANCRO2 LATTICE PHYSICS MODEL QUALIFICATION REPORT”, Licensing Topical Report, NEDO-33377 Rev.2, August 2015
- ¹⁰ S. Sitaraman, “MCNP: LIGHT WATER REACTOR CRITICAL BENCHMARKS”, GE Nuclear Energy NEDO-32028, March 1992
- ¹¹ S. Takano et. al., “Commercial BWR Whole Core Calculations with MCNP5”, Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo 2010 (SNA + MC2010), Hitotsubashi Memorial Hall, Tokyo, Japan, October 17-21, 2010
- ¹² 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, p.45 (2005)
- ¹³ T. YAMAMOTO et al., “Neutronics Analysis of Full MOX BWR Core Simulation Experiments FUBILA”, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol48, .p398-p420(2011)
- ¹⁴ 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, Vol46, .p793-p798(2009)
- ¹⁵ E. Hellstrand, “Measurement of Resonance Integral: Reactor Physics in the Resonance and Thermal Regions, Vol.II”, MIT Press, Cambridge, p.151 (1966)

¹⁶ 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

¹⁷ 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

¹⁸ T. Yamamoto et al., “Analysis of measured isotopic compositions by CASMO5 coupled with a JENDL-4.0 base library for irradiated fuel of light water reactors” , Journal of Nuclear Science and Technology, Vol54(3),.p391-p403(2016)

¹⁹ R. Olsher, H. H. Hsu, “Benchmarking the MCNP Monte Carlo Code with a Photon Skyshine Experiment” , Nuclear Science and Engineering, Vol.114(3), p.219-227, May 2017

添付資料 4 反応度係数の保守因子について

目次

1. はじめに
2. 反応度係数の不確かさの考え方
 - 2.1 計算コードの不確かさ
 - 2.1.1 燃料集合体計算に由来する不確かさ
 - 2.1.2 3次元出力分布と3次元燃焼度分布に由来する不確かさ
 - 2.1.3 炉心一点近似モデルに由来する不確かさ
 - 2.2 取替炉心の詳細設計段階の不確かさ
3. LANCR/AETNA コードでの反応度係数の不確かさの評価結果
 - 3.1 計算コードの不確かさ
 - 3.1.1 燃料集合体計算に由来する不確かさ
 - 3.1.2 3次元出力分布と3次元燃焼度分布に由来する不確かさ
 - 3.1.3 炉心一点近似モデルに由来する不確かさ
 - 3.2 取替炉心の詳細設計段階の不確かさ
 - 3.3 反応度係数の不確かさ

1. はじめに

プラント過渡解析においては、安全側に評価を行うため反応度係数に保守因子を乗じて使用している。具体的には、減速材ボイド係数については、圧力が上昇しボイドが減少して出力が増加するような事象に対して、ボイド反応度フィードバックを大きめに考慮するように保守因子として 1.25 を乗じている。ボイドが増加して出力が減少するような事象に対しては、ボイド反応度フィードバック効果を小さめに考慮するように保守因子として 0.90 を乗じている。保守因子の大きさが異なるのは、圧力上昇過渡のように出力が増加するような厳しい事象に対してより安全側に設定しているためである。一方、ドップラ係数については、解析結果に与える感度が減速材ボイド係数に比べ小さいことから、出力が増加する事象に対して安全側に設定するという観点から保守因子として 0.90 を乗じている。

本資料では、LANCR/AETNA コードを安全解析に適用する際の反応度係数の保守因子の考え方を示す。

なお、減速材ボイド係数の保守因子については、対象とする事象に応じて 1.25 と 0.90 を使用しているが、ここでは、プラント挙動が厳しいボイドが減少して出力が増加する事象に使用される保守因子 (1.25) を対象にしている。

2. 反応度係数の不確かさの考え方

減速材ボイド係数とドップラ係数の不確かさは、計算コードの不確かさと取替炉心の詳細設計段階の不確かさから成るとし、更にその内訳として、以下の要因を考慮している。そして、各要因の不確かさを積み上げて減速材ボイド係数とドップラ係数の不確かさを評価している。

計算コードの不確かさ

- ・ 燃料集合体計算に由来する不確かさ
- ・ 3次元出力分布と3次元燃焼度分布に由来する不確かさ
- ・ 炉心一点近似モデルに由来する不確かさ

取替炉心の詳細設計段階の不確かさ

2.1 計算コードの不確かさ

2.1.1 燃料集合体計算に由来する不確かさ

炉心動特性への寄与は、反応度係数（減速材ボイド係数、ドップラ係数）を実効遅発中性子割合（以下、「 β 」という。）で除した動的反応度係数（動的ボイド係数、動的ドップラ係数）により表される。反応度係数と β の不確かさは燃料集合体計算コード（LANCR）の不確かさに大きく依存することから、これらの不確かさを燃料集合体計算に由来する不確かさとして考慮する。

不確かさは、LANCRの妥当性確認の結果により得られた減速材ボイド係数、ドップラ係数及び β の不確かさを踏まえて決定する。

2.1.2 3次元出力分布と3次元燃焼度分布に由来する不確かさ

プラント過渡解析で使用する反応度係数は、燃料集合体計算コードにより求めた燃料集合体の代表断面での反応度係数（燃焼度依存）を、三次元沸騰水型原子炉模擬計算コード（AETNA）により求めた炉心各部の燃焼度（3次元燃焼度分布）を基に、炉心各部の反応度係数を算出し、これらを3次元出力分布で重み付けて縮約する。このため、3次元燃焼度分布と3次元出力分布に由来する不確かさを反応度係数の不確かさの一つとして考慮する。

2.1.3 炉心一点近似モデルに由来する不確かさ

プラント過渡解析では、一点近似動特性解析コードにより炉心内のボイド率や出力が空間的に一様であるとして解析を行っているが、実際は一様ではないことから、これに起因する不確かさを炉心一点近似モデルに由来する不確かさとして考慮する。

不確かさは、炉心一点近似モデルによる反応度係数と三次元沸騰水型原子炉模擬計算コードによる反応度係数を比較することで求める。ここで、三次元沸騰水型原子炉模擬計算コードによる減速材ボイド係数は、プラント挙動が厳しくなる圧力上昇事象を想定して、圧力変化によりボイド率を変化させた場合の実効増倍率の変化から算出し、ドップラ係数は摂動計算により算出する。

2.2 取替炉心の詳細設計段階の不確かさ

取替炉心の詳細設計段階の不確かさの主な要因として、燃焼度（運転期間）の変動に由来する不確かさと燃料装荷パターンの変動に由来する不確かさが考えられることから、これらを取替炉心の詳細設計段階の不確かさとして考慮する。

運転期間の変動では、13ヶ月運転の平衡炉心の反応度係数を基準として、±1ヶ月程度変動させた場合の反応度係数を評価し、変動の影響量を評価する。

燃料装荷パターンの変動に由来する不確かさは、特定サイクルの燃料装荷位置における集合体燃焼度を、炉心の内側から燃焼度の大きい燃料を配置した平衡炉心と、炉心の外側から燃焼度の大きい燃料を配置した場合の平衡炉心における反応度係数を比較することで、変動の影響量を評価する。

3. LANCRAETNA コードでの反応度係数の不確かさの評価結果

3.1 計算コードの不確かさ

3.1.1 燃料集合体計算に由来する不確かさ

動的ボイド係数の不確かさは、ボイド反応度試験（BASALA 試験）との比較において測定値と計算値の差が %、 β 測定試験（MISTRAL 試験）との比較において測定値と計算値の差が %未満であることから、 %程度としている。

動的ドップラ係数の不確かさは、Hellstrand の実効共鳴積分との比較においてばらつきの範囲内で一致していることから、不確かさとしてはHellstrand の実験

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。

式の誤差の□□ %にβの不確かさ□ %を独立事象として加えて□□ %としている。

これより、燃料集合体計算に由来する不確かさは、表 3-1 に示す結果となる。

なお、ここで用いた不確かさは試験データとの比較により得られたものであることから、この不確かさには燃料集合体計算より上流側で生じる不確かさ（核データ断面積ライブラリの不確かさ）も含まれている。

表 3-1 燃料集合体計算コードの不確かさ

	減速材ボイド係数	ドップラ係数
燃料集合体計算の不確かさ		

3.1.2 3次元出力分布と3次元燃焼度分布に由来する不確かさ

3次元出力分布の不確かさは、γスキャン測定結果のノード出力の平均二乗誤差（RMS）より□□ %程度である。3次元燃焼度分布の不確かさは、照射後試験の燃焼度測定との比較（RMS）で□□ %程度である。これらの差の大部分は、ばらつきの成分と推定され、炉心平均の減速材ボイド係数とドップラ係数への影響はノード間の影響が相殺されて大きくないと考えられるが、ここでは軸方向の出力分布が□ %程度ずれた場合と、燃焼度が□ %一律にずれた場合の反応度係数の解析結果に基づき、反応度係数の不確かさを評価した。評価結果を表 3-2 に示す。

表 3-2 3次元出力分布、3次元燃焼度分布に由来する不確かさ

	減速材ボイド係数	ドップラ係数
3次元出力分布と3次元燃焼度分布に由来する不確かさ		

3.1.3 炉心一点近似モデルに由来する不確かさ

表 3-3 に評価結果を示す。

表 3-3 炉心一点近似モデルに由来する不確かさ

	減速材ボイド係数	ドップラ係数
炉心一点近似モデルの不確かさ		

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 取替炉心の詳細設計段階の不確かさ

評価結果より設定した不確かさを表 3-4 に示す。

表 3-4 取替炉心の詳細設計段階の不確かさ

	減速材ボイド係数	ドップラ係数
取替炉心の詳細設計段階の不確かさ		

3.3 反応度係数の不確かさ

計算コードの不確かさと取替炉心の詳細設計段階の不確かさを合わせた全体の不確かさは表 3-5 に示すように、減速材ボイド係数で %，ドップラ係数で %となる。

よって、減速材ボイド係数の不確かさは、プラント過渡解析結果が厳しくなる出力が増加する事象で考慮する保守因子の 25% の範囲内である。

また、ドップラ係数の不確かさについても、解析結果に与える感度が小さいことを考慮すると、不確かさを 10% とすることは妥当なものと考えられる。

表 3-5 反応度係数の不確かさのまとめ

	減速材ボイド係数	ドップラ係数
燃料集合体計算の不確かさ		
3次元出力分布と3次元燃焼度分布に由来する不確かさ		
炉心一点近似モデルの不確かさ		
取替炉心の詳細設計段階の不確かさ		
合計*1		

*1：不確かさの合計値は二乗和平方根で計算している。

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。

添付資料 5 制御棒落下解析での落下制御棒価値の保守性

目次

1. はじめに
2. 落下制御棒価値の保守性の考え方
 - 2.1 計算コードの不確かさ
 - 2.2 取替炉心の詳細設計段階の不確かさ
 - 2.3 不確かさの制御棒価値への換算
3. LANCR/AETNA コードでの不確かさの評価結果
 - 3.1 計算コードの不確かさ
 - 3.2 取替炉心の詳細設計段階の不確かさ
 - 3.3 落下制御棒価値の保守性について

1. はじめに

制御棒落下解析では、落下制御棒価値を $1.3\% \Delta k$ としているが、これは、1本引抜での制御棒価値の制限値 ($1.0\% \Delta k$) に計算コードと取替炉心の詳細設計段階の不確かさ分として $0.3\% \Delta k$ を加えたものである。

本資料では、LANCR/AETNA コードを安全解析に適用する際の落下制御棒価値の保守性で考慮している $0.3\% \Delta k$ の考え方を示す。

2. 落下制御棒価値の保守性の考え方

落下制御棒価値の保守性では、計算コードの不確かさと取替炉心の詳細設計段階の不確かさを考慮している。

2.1 計算コードの不確かさ

計算コードの不確かさとして、ドップラ係数、実効遅発中性子割合及び制御棒価値の不確かさを考える。

ドップラ係数と実効遅発中性子割合は、燃料集合体計算コード (LANCR) により求められる反応度投入事象解析コード (APEX) の入力であるため、ドップラ係数と実効遅発中性子割合の不確かさは、LANCR の妥当性確認の結果により得られたドップラ係数と実効遅発中性子割合の不確かさを踏まえて決定する。

制御棒価値は、三次元沸騰水型原子炉模擬計算コード (AETNA) により求められる APEX の入力であるため、制御棒価値の不確かさは、AETNA の妥当性確認の結果により得られた制御棒価値の不確かさを踏まえて決定する。

また、反応度投入事象解析は、2次元 (R-Z) 体系で計算を行うため3次元体系の核定数を2次元体系に縮約しており、2次元計算と3次元計算におけるグロススピーキングに差が生じる。このグロススピーキングの差を計算コードの不確かさの要因の一つとして考える。

2.2 取替炉心の詳細設計段階の不確かさ

取替炉心の詳細設計段階の不確かさとして、ドップラ係数、実効遅発中性子割合及び落下制御棒反応度曲線の不確かさを考える。

ドップラ係数と実効遅発中性子割合は、落下を想定する制御棒とその制御棒周りの4体の燃料からなるセル (以下、「落下制御棒セル」という。) の構成燃料への依存性が強い。このため、制御棒落下解析での評価対象の落下制御棒セルのドップラ係数及び実効遅発中性子割合と、これとは燃料構成が異なる落下制御棒セルのドップラ係数及び実効遅発中性子割合とを比較することで、燃料構成の変動の影響量を評価する。

落下制御棒反応度曲線については、制御棒落下解析のベースとなった平衡炉心の制御棒パターンに対してサイクルを通じて制御棒を深めに挿入して運転した場合と、制御棒を浅めに挿入して運転した場合での、軸方向出力分布等の変動による落下制御棒反応度曲線への影響を評価する。

なお、取替炉心の詳細設計段階の不確かさを評価する際の炉心状態については、高温待機時よりも低温時の炉心状態の方が、局所性が強くパラメータの変動が大きくなりやすいと考えられるため低温時で評価している。

2.3 不確かさの制御棒価値への換算

パラメータごとに設定される不確かさは相対値で表されているため、これを制御棒価値に換算する。具体的には、まず、制御棒落下解析をベースに、パラメータごとの感度解析を行いパラメータの変動量と燃料エンタルピ最大値の変動量の関係を求める。続いて、落下制御棒価値の感度解析を実施し、制御棒価値の変動量と燃料エンタルピ最大値の変動量の関係を求める。この感度解析により、パラメータの不確かさと制御棒価値を燃料エンタルピ最大値の変動量で関係づけることが出来るため、この関係を用いてパラメータの不確かさを制御棒価値に換算する。

3. LANCRA/AETNA コードでの不確かさの評価結果

3.1 計算コードの不確かさ

ドップラ係数の不確かさは、Hellstrand の実効共鳴積分との比較においてばらつき範囲内で一致していることから、不確かさとしては Hellstrand の実験式の誤差(%)から %としている。これを制御棒価値に換算すると % Δk となる。

実効遅発中性子割合の不確かさは、MISTRAL 試験との比較において測定値と計算値の差が %未満であることから %としている。これを制御棒価値に換算すると % Δk となる。

制御棒価値の不確かさについては、実機プラントでの制御棒反応度の測定値との比較において測定値と計算値の相対差の平均は %であることから大き目に %としている。これより、制御棒価値の不確かさは、1本引抜での制御棒価値の制限値 1.0% Δk に対して % Δk となる。

核定数の3次元体系から2次元体系への縮約におけるグロススピーキングの差について評価すると % Δk となる。

これらより、計算コードの不確かさは、二乗和平方根により計算し % Δk となる。

3.2 取替炉心の詳細設計段階の不確かさ

落下制御棒セルの燃料構成の違いによるドップラ係数と実効遅発中性子割合の影響を評価した結果、不確かさはそれぞれ % Δk と % Δk となる。

制御棒の挿入深さの変動による落下制御棒反応度曲線への影響を評価した結果、不確かさは % Δk となる。

これらより、取替炉心の詳細設計段階の不確かさは、保守的に加算することにより % Δk^{*1} 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。

*1：記載桁の関係で個々の数値と合計が整合していない。

3.3 落下制御棒価値の保守性について

計算コードの不確かさと取替炉心の詳細設計段階の不確かさを合わせた全体の不確かさは % Δk となる。よって、全体の不確かさは、落下制御棒価値の保守性で考慮している 0.30% Δk の範囲内である。

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。

添付資料 6 LANCRA/AETNA を用いた SLC 解析について

目次

1. はじめに
2. SLC 未臨界性評価手法
 - 2.1 評価条件
 - 2.1.1 温度条件及びキセノン条件
 - 2.1.2 評価燃焼度点
 - 2.2 必要ボロン濃度の評価と未臨界性評価
3. SLC 停止余裕基準値の設定
 - 3.1 ボロンがない状態での臨界固有値の誤差
 - 3.2 MCNP5_DBRC－試験値間ボロン値の誤差
 - 3.3 設計格子計算コード－MCNP5_DBRC 間ボロン値の誤差
4. 参考文献

1. はじめに

ほう酸水注入系（以下、「SLC」という。）の設計の妥当性確認は、従来は一点近似解析手法を用いた未臨界性評価に基づいていたが、近年は高度化された3次元解析に基づく SLC 未臨界性評価手法^{1,2,3}が適用されている。

本資料は、LANCR/AETNA コード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⁴を、この3次元解析に基づく SLC 未臨界性評価に適用する場合の評価手法についてまとめたものである。また、未臨界性の判断基準となる SLC 停止余裕基準値については解析コードの不確かさに依存することから、LANCR/AETNA コードに対応する SLC 停止余裕基準値について検討した結果もここに示す。

本資料の適用範囲は以下のとおりである。

- ・ 適用コード : LANCR Ver. 1 (燃料集合体核特性計算コード
(設計格子計算コード))
AETNA Ver. 1 (三次元沸騰水型原子炉模擬計算コード)
- ・ 適用燃料炉心 : 上記の適用コードにより構成される炉心核熱水力特性解析システムの適用範囲(参考文献4の「2.1. 炉心核熱水力特性解析システムの適用範囲」)に準ずる。

2. SLC 未臨界性評価手法

2.1 評価条件

SLC 未臨界性評価を実施する場合の温度条件及びキセノン条件と燃焼度点は参考文献1~3において安全側の結果となるように検討されており、LANCR/AETNA コードを使用する場合もこれに従い以下のとおりとする。

2.1.1 温度条件及びキセノン条件

実効増倍率の温度依存性(例)を図1に示す。少数制御棒挿入状態は過減速状態であるため、一般に、減速材温度が高い方が実効増倍率は大きくなる傾向にあり、この場合最も実効増倍率が大きくなるのは、残留熱除去系(以下、「RHR」という。)の停止時冷却機能が作動する温度(181℃以下)となる。したがって、20℃から RHR の停止時冷却機能が作動する温度までの範囲で最も実効増倍率が大きくなる温度で解析を行うこととする。

また、現実的な停止過程では、高温状態においては、キセノンの存在を期待できるが、十分保守的な評価となるよう、キセノンなしの状態を仮定する。

2.1.2 評価燃焼度点

燃焼度に関連する主要な因子としては、余剰反応度、ガドリニア残存量、中性子スペクトルがある。これらは様々な形で組み合わせるため、一般的にはあらかじめ最も実効増倍率が大きくなる燃焼度点を定義することはできない。したがって、評価燃焼度点については、評価炉心^{ごと}に最も実効増倍率が大きくなる点とする。

2.2 必要ボロン濃度の評価と未臨界性評価

炉心を未臨界にするための必要ボロン濃度を評価する場合には、最大実効増倍率温度点（一般に 181℃），キセノンなしの条件のもと、実効増倍率最大燃焼度点における実効増倍率が SLC 停止余裕基準値（0.985）以下となるボロン濃度を必要ボロン濃度として設定する。

取替炉心設計等において当該炉心の未臨界性を評価する場合には、最大実効増倍率温度点（一般に 181℃），キセノンなしの条件のもと、設定ボロン濃度での実効増倍率がサイクルを通して SLC 停止余裕基準値（0.985）以下となることを確認する。

なお、LANCR/AETNA コードに対応する SLC 停止余裕基準値の設定根拠については次章で説明する。

3. SLC 停止余裕基準値の設定

参考文献 1～3 に記載されている SLC 停止余裕基準値の設定方法に倣い表 1 に示す SLC 停止余裕基準設定モデルを用いる。実機においては、ボロンを注入した状態での臨界試験が実施できないことから、ボロン入り体系の臨界試験データを使用して評価を行う。また、臨界試験データに対して直接設計格子計算コードを適用することができないことから、一旦モンテカルロ計算コードを介してボロン体系誤差評価を行う。モンテカルロ計算コードとしては、MCNP5⁵ に共鳴群における熱振動に伴う上方散乱も考慮する DBRC 法⁶ を組み込んだモンテカルロ計算コード⁷（以下、「MCNP5_DBRC」という。）を使用し、核ライブラリは ENDF/B-VII.0⁸ を用いる。

なお、ボロン注入時の出力分布や反応度変化が通常計算の範囲内であれば、ボロン注入時の 3 次元計算の精度は、ボロンがない場合の 3 次元計算の精度と同等とみなすことができると考えられることから、停止余裕基準値の設定に当たっては、ボロンがない状態での臨界固有値の誤差として考慮する。

3.1 ボロンがない状態での臨界固有値の誤差

ボロンがない状態での臨界固有値の誤差は、実機における臨界固有値の実績評価により求める。各プラントにおけるボロン注入時の実効増倍率評価に当たっては、それぞれのプラントの特性に応じた臨界固有値の設定を行うことから、ボロンがない状態での臨界固有値のバイアス項は 0% Δk とする（Bias₁=0）。

また、偏差項としては、「4.3.5.1 冷温時臨界固有値（制御棒価値を含む）」に示される臨界固有値実績の結果（図 4.3-35, 4.3-36）に対する 95%信頼度-95%確率値の評価結果は % Δk であるが、今後のデータ蓄積等を考慮しても実態の臨界固有値のばらつきを十分包絡できるように約 2 倍の % Δk を設定値とする（ $\sigma_1 = \input{type="text"}$ ）。

3.2 MCNP5_DBRC—試験値間ボロン価値の誤差

MCNP5_DBRC による臨界試験解析結果を表 2 に、また、臨界試験解析誤差のボロン濃度依存性を図 2 に示す。本図に示すとおり、ボロンが存在したとしてもボロンがない状態から MCNP5_DBRC の解析誤差の増加は見られないことから偏差項のみを考慮する ($Bias_2=0$)。

ボロン価値は、ボロンなしの状態での実効増倍率とボロンありの状態での実効増倍率の差分であるが、ここでは保守的な停止余裕基準となるよう、偏差項を臨界試験解析全体の誤差評価の 95%信頼度-95%確率値である % Δk に設定する ($\sigma_2=$)。

なお、ここでは MCNP5_DBRC 自体の統計誤差を考慮していないが、本誤差が停止余裕基準に与える影響は 0.01% Δk 程度と十分に小さくなるようヒストリ数を確保している。

3.3 設計格子計算コード—MCNP5_DBRC 間ボロン価値の誤差

設計格子計算コードと MCNP5_DBRC とのボロン価値の比較を行う断面を表 3 に示す。ここでは、実際の BWR 条件を勘案して、燃料タイプ、格子形状、チャンネルボックス厚さを変化させた評価を実施している。評価結果を表 4 に示す。ここに示すとおり、設計格子計算コードは MCNP5_DBRC よりボロン価値を小さく評価する傾向があることからバイアス項は 0% Δk ($Bias_3=0$) とし、偏差項のみを考慮する。

ボロン濃度が高いほど誤差が大きくなる傾向があることから、偏差項は実際の所要ボロン濃度を十分に包含できる 1700ppm までの誤差評価 (660ppm と 1700ppm の両方の結果を合わせて評価した「同一燃焼度における評価誤差」) の 95%信頼度-95%確率値とする。図 3 に同一燃焼度における評価誤差の 95%信頼度-95%確率値の燃焼度依存性を示す。各ボイド履歴の評価誤差の 95%信頼度-95%確率値は、燃焼度 6Gwd/t 又は 11Gwd/t で最大となっているが、燃焼度依存性はそれほど大きくはない。偏差項の値には、ボイド履歴と燃焼度の組み合わせの中で最大となっているボイド履歴 0% (表 4 (1)) で燃焼度 11Gwd/t の値である % Δk を設定する ($\sigma_3=$)。

なお、ここでも MCNP5_DBRC 自体の統計誤差を考慮していないが、本誤差が停止余裕基準に与える影響は 0.05% Δk と十分に小さくなるようヒストリ数を確保している。

以上 3.1~3.3 節での結果をまとめた停止余裕基準の評価結果を表 5 に示す。上記の誤差評価の結果から、余裕を考慮した場合でも、SLC の停止余裕基準は % Δk となるが、実際の SLC の制御能力評価に当たっては、更に安全側に SLC の停止余裕基準値を 1.5% Δk 、すなわち実効増倍率 0.985 とする。

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1 SLC 停止余裕基準モデル

$$SDM = Bias + \sigma$$

$$Bias = Bias_1 + Bias_2 + Bias_3$$

$$\sigma = [\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2]^{1/2}$$

ここで、

SDM : SLCの停止余裕基準

*Bias*₁ : ボロンがない状態での臨界固有値の誤差平均値

*Bias*₂ : MCNP-試験値間ボロン価値の誤差平均値

*Bias*₃ : 設計格子計算コード-MCNP間ボロン価値の誤差平均値

σ_1 : ボロンがない状態での臨界固有値の95%信頼度-95%確率値

σ_2 : MCNP-試験値間ボロン価値の95%信頼度-95%確率値

σ_3 : 設計格子計算コード-MCNP間ボロン価値の95%信頼度-95%確率値

* 本資料ではMCNPとして上方散乱効果を考慮したMCNP5_DBRCを使用

表2 モンテカルロ計算コード(MCNP5_DBRC)による臨界試験解析結果

ケース ID	燃料タイプ	ボロン濃度 (ppm)	温度 (°C)	keff (MCNP)	keff (試験)	Δkeff (MCNP-試験)	備考	文献
MIX-COMP-THERM-003-001	MOX	0	25.8				・Westinghouse/CRX ・UO2-PuO2/UO2 ・天然U母材-PuO2: 6.6% ・正方格子	①
MIX-COMP-THERM-003-002	MOX	0	17.0					
MIX-COMP-THERM-003-003	MOX	337	18.0					
MIX-COMP-THERM-003-004	MOX	0	24.1					
MIX-COMP-THERM-003-005	MOX	0	16.1					
MIX-COMP-THERM-003-006	MOX	0	19.9					
MIX-COMP-THERM-002-001	MOX	1.7	20.98				・PNL/PRCF ・UO2-PuO2/UO2 ・天然U母材-PuO2: 2% ・正方格子	②
MIX-COMP-THERM-002-002	MOX	687.9	21.9					
MIX-COMP-THERM-002-003	MOX	0.9	22.75					
MIX-COMP-THERM-002-004	MOX	1090.4	22.66					
MIX-COMP-THERM-002-005	MOX	1.6	22.15					
MIX-COMP-THERM-002-006	MOX	767.2	23.4					
B&W(UO2)	UO2	2029	20				・Babcock&Wilcox	③
B&W(MOX)	MOX	2230	20					
Small Core Critical (With Cur)	UO2	0	20				・7x7格子 ・2.42/1.67/1.19%	③
Small Core Critical (Without Cur)	UO2	0	20					
BA3GD4(293k)	UO2	145	20				・8x8格子 ・3.07-1.41%	③
BA3GD4(516k)	UO2	176	243					
BA3GD4(363k)	UO2	165	90					
BA3GD16(292k)	UO2	5	19					
BA3GD16(515k)	UO2	2	242					
BA3GD16(361k)	UO2	62	88					
BA5GD4(293k)	UO2	32	20					
BA5GD4(515k)	UO2	64	242					
BA5GD4(362k)	UO2	32	89					
LEU-COMP-THERM-008-001	UO2	1511	20					
LEU-COMP-THERM-008-002	UO2	1335.5	20					
LEU-COMP-THERM-008-003	UO2	1335.5	20					
LEU-COMP-THERM-008-004	UO2	1182	20					
LEU-COMP-THERM-008-005	UO2	1182	20					
LEU-COMP-THERM-008-006	UO2	1032.5	20					
LEU-COMP-THERM-008-007	UO2	1032.5	20					
LEU-COMP-THERM-008-008	UO2	794	20					
LEU-COMP-THERM-008-009	UO2	779	20					
LEU-COMP-THERM-008-010	UO2	1245	20					
LEU-COMP-THERM-008-011	UO2	1384	20					
LEU-COMP-THERM-008-012	UO2	1348	20					
LEU-COMP-THERM-008-013	UO2	1348	20					
LEU-COMP-THERM-008-014	UO2	1362.5	20					
LEU-COMP-THERM-008-015	UO2	1362.5	20					
LEU-COMP-THERM-008-016	UO2	1158	20					
LEU-COMP-THERM-008-017	UO2	921	20					

(参照文献)

- ① RECTANGULAR ARRAYS OF WATER-MODERATED UO2-6.6wt. % PuO2 FUEL RODS, NEA/NSC/DOC/(95)03/VI, MIX-COMP-THERM-003⁹
- ② RECTANGULAR ARRAYS OF WATER-MODERATED UO2-2Wt. % PuO2 (8%240Pu) FUEL RODS, NEA/NSC/DOC/(95)03/VI, MIX-COMP-THERM-002⁹
- ③ MCNP: LIGHT WATER REACTOR CRITICAL BENCHMARKS, S.Siteraman, NED0-32028, March 1992¹⁰
- ④ CRITICAL LATTICES OF UO2 FUEL RODS AND PERTURBING RODS IN BORATED WATER NEA/NSC/DOC/(95)03/VI, LEU-COMP-THERM-008⁹

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 設計格子計算コードと MCNP5_DBRC とのボロン価比較を行う燃料断面データ

No.	炉型	格子	チャンネル ボックス厚 (mm/mil)	燃料タイプ	濃縮度または Pu富化度 (wt%)	部分長 有/無	温度 (°C)
①	BWR	S	2.54/100	高燃焼度8×8燃料		—	20
							181
							286
②	BWR	S	2.54/100	MOX燃料 (高燃焼度8×8形状)		—	20
							181
							286
③	BWR	S	2.54/100	9×9燃料		有	20
							181
							286
④	BWR	S	2.54/100	9×9燃料		無	20
							181
							286
⑤	BWR	S (米国)	3.05/120 (最大厚)	10×10燃料	有	20	
						181	
						286	
⑥	BWR	S (米国)	3.05/120 (最大厚)	10×10燃料	無	20	
						181	
						286	
⑦	ABWR	N	2.54/100	9×9燃料	有	20	
						181	
						286	
⑧	ABWR	N	2.54/100	9×9燃料	無	20	
						181	
						286	
⑨	BWR	C	2.54/100	9×9燃料	有	20	
						181	
						286	
⑩	BWR	C	2.54/100	9×9燃料	無	20	
						181	
						286	
⑪	BWR	S	3.05/120	9×9燃料	有	20	
						181	
						286	
⑫	BWR	S	3.05/120	9×9燃料	無	20	
						181	
						286	

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4 設計格子計算コードと MCNP5_DBRC とのボロン価値比較結果

(1) ボイド履歴 0% (評価誤差の単位: Δk)

燃焼度 (GWd/t)	ボロン濃度 (ppm)	同一ボロン濃度における評価誤差		同一燃焼度における評価誤差	
		平均値	σ_{95-95}	平均値	σ_{95-95}
0	660				
	1700				
6	660				
	1700				
11	660				
	1700				
22	660				
	1700				
44	660				
	1700				
66	660				
	1700				

(2) ボイド履歴 40% (評価誤差の単位: Δk)

燃焼度 (GWd/t)	ボロン濃度 (ppm)	同一ボロン濃度における評価誤差		同一燃焼度における評価誤差	
		平均値	σ_{95-95}	平均値	σ_{95-95}
0	660				
	1700				
6	660				
	1700				
11	660				
	1700				
22	660				
	1700				
44	660				
	1700				
66	660				
	1700				

(3) ボイド履歴 80% (評価誤差の単位: Δk)

燃焼度 (GWd/t)	ボロン濃度 (ppm)	同一ボロン濃度における評価誤差		同一燃焼度における評価誤差	
		平均値	σ_{95-95}	平均値	σ_{95-95}
0	660				
	1700				
6	660				
	1700				
11	660				
	1700				
22	660				
	1700				
44	660				
	1700				
66	660				
	1700				

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5 SLC 停止余裕基準の評価結果

(単位：% Δ k)

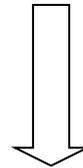
項 目		記号	余裕を考慮した設定値	評価値
誤差平均値 (バイアス)	ボロンがない状態での 臨界固有値	Bias ₁	0	0
	MCNP5_DBRC-試験値間 ボロン値	Bias ₂	0	0
	設計格子計算コード- MCNP5_DBRC 間ボロン値	Bias ₃	0	<0
	合 計	Bias	0	<0
ばらつき (95%信頼度 -95%確率値)	ボロンがない状態での 臨界固有値	σ ₁		
	MCNP5_DBRC-試験値間 ボロン値	σ ₂		
	設計格子計算コード- MCNP5_DBRC 間ボロン値	σ ₃		
	合 計	σ		
SLC 停止余裕基準		SDM		

*1：図 4.3-36 に示すデータから

95%信頼度-95%確率値を算出

*2：全臨界試験評価の 95%信頼度-95%確率値で設定

*3：合計 (σ) のみ切り上げ



SLC 停止余裕基準値：1.5% Δ k

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。

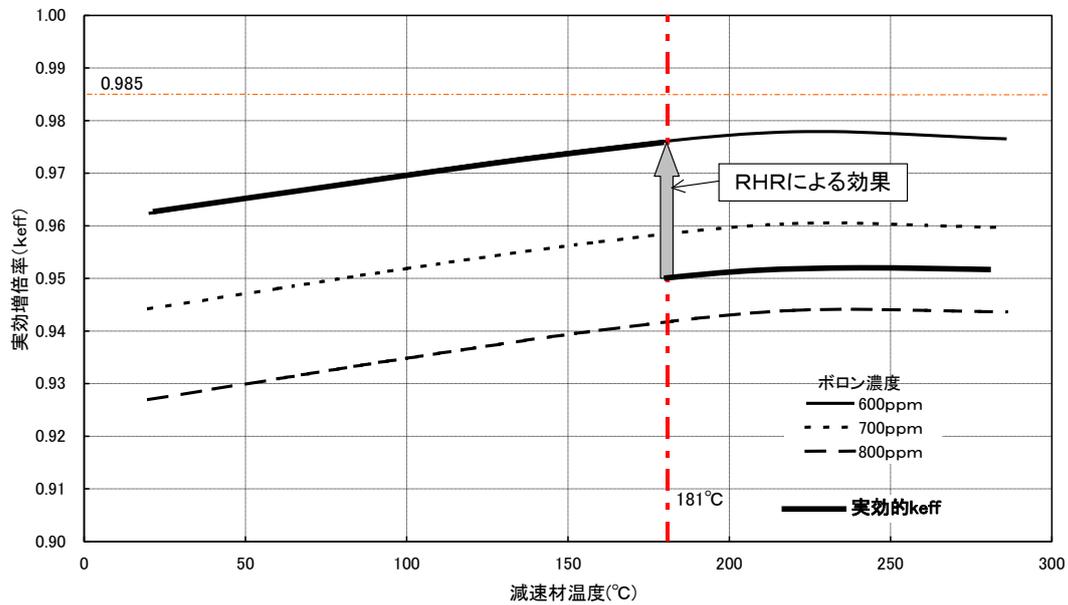


図1 実効増倍率の温度依存性 (例)

【解説】

残留熱除去系 (RHR) の停止時冷却機能が作動する温度は、181°C (炉圧 0.93MPa [gage] に相当する飽和温度) 以下に設定されていることから、181°C 以下では、RHR 作動による冷却水の希釈効果によってほう酸水注入時の実効増倍率は高くなる。

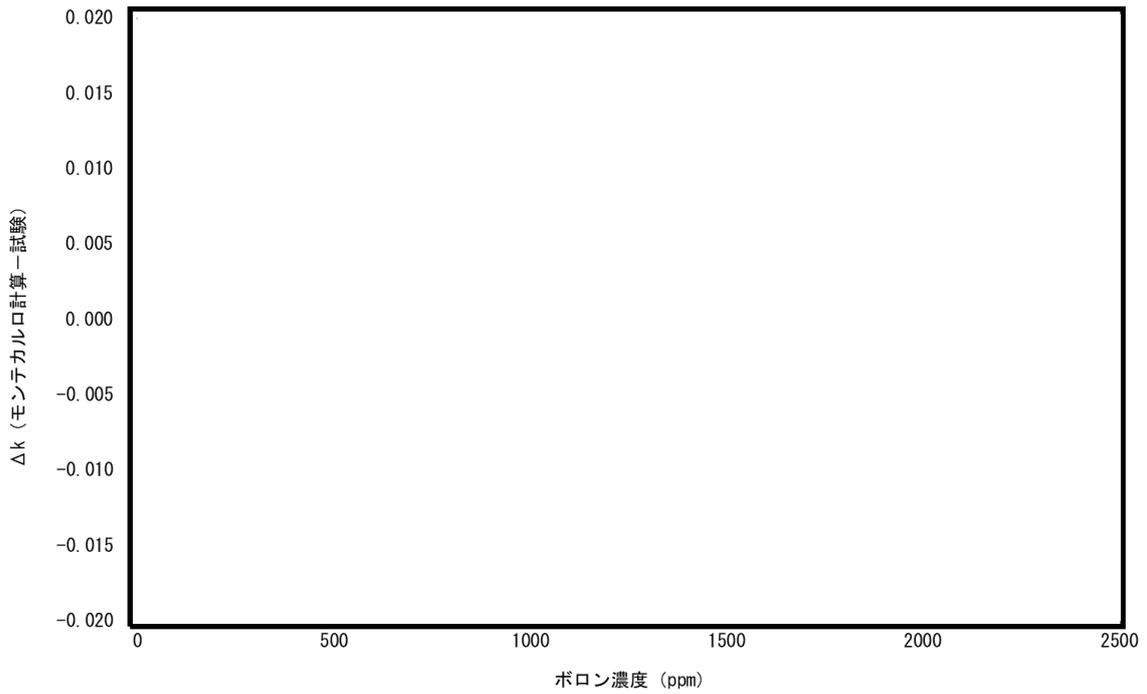


図2 モンテカルロ計算コード (MCNP5_DBRC) による
臨界試験解析誤差のボロン濃度依存性

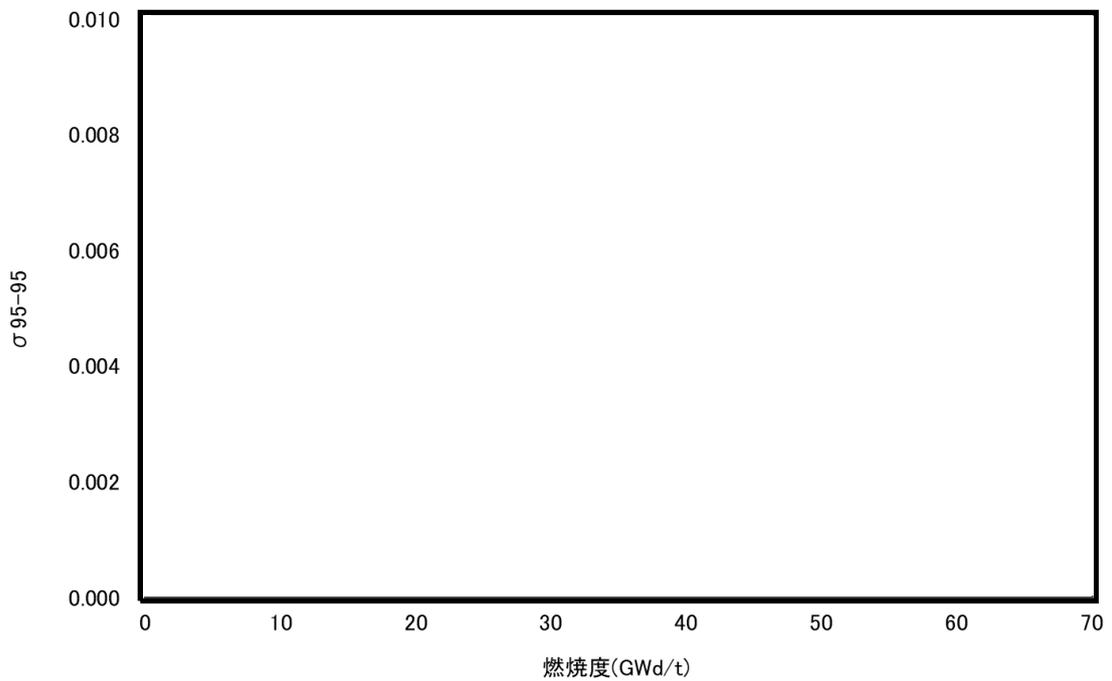


図3 設計格子計算コードと MCNP5_DBRC とのボロン価値燃焼効果
(95%信頼度-95%確率値の燃焼度依存性)

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. 参考文献

- ¹ 東北電力株式会社 他, 「沸騰水型原子力発電所 ほう酸水注入系における未臨界性評価手法の高度化について (HINES/PANACH 版)」, 平成 19 年 10 月
- ² 東北電力株式会社 他, 「沸騰水型原子力発電所 ほう酸水注入系における未臨界性評価手法の高度化について (TGBLA/LOGOS 版)」, 平成 19 年 10 月
- ³ 日本原子力発電株式会社 他, 「沸騰水型原子力発電所 ほう酸水注入系における未臨界性評価手法の高度化について (TGBLA/PANACEA 版)」, 平成 24 年 3 月
- ⁴ 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 システム全般」, GLR-005 改訂 1 システム編, 平成 28 年 11 月
- ⁵ 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
- ⁶ B. Becker, R. Dagan, G. Lohnert, “Proof and implementation of the stochastic formula for ideal gas, energy dependent scattering kernel”, Annals of Nuclear Energy, 36 (2009)
- ⁷ 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)
- ⁸ J. K. Tuli, “Special Issue on Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VII.0”, Nuclear Data Sheets, 107, 12 2006
- ⁹ NEA NUCLEAR SCIENCE COMMITTEE, “INTERNATIONAL HANDBOOK OF EVALUATED CRITICALITY SAFETY BENCHMARK EXPERIMENTS”, NEA/NSC/DOC(95)03, Sep. 2001
- ¹⁰ S. Sitaraman, “MCNP: LIGHT WATER REACTOR CRITICAL BENCHMARKS”, NEDO-32028, March 1992