資料２－３

島根原子力発電所３号炉

LANCR/AETNA コード説明書

2023 年３月

中国電力株式会社

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。

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　許認可適用性の確認方法について
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　許認可適用性判断手順と学会 M&S 標準の関係
2.1.4　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　NJOY の処理におけるモデル化の網羅性の確認
2.2.2　F-table の依存性に対する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　核定数の依存性に対するモデル化の網羅性の確認
2.2.5　AETNA の数学モデル化の網羅性の確認
2.3　妥当性確認について
2.3.1　妥当性確認の実施プロセス
2.3.2　LANCR の物理現象に対する網羅性確認
2.3.3　AETNA の物理現象に対する網羅性確認

2.3.4　妥当性確認試験の充足性
2.3.5　運転状態に対する妥当性確認の網羅性
2.3.6　適用範囲に対する妥当性確認の網羅性
2.3.7　妥当性確認における不確かさについて
2.3.8　妥当性確認における留意事項

3.　　解析モデル
3.1　　LANCR 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（島根３号炉許認可解析非適用）
3.2.9　動特性計算（島根３号炉許認可解析非適用）
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　　LANCR の検証及び妥当性確認
4.2.1　概要
4.2.2　検証及び妥当性確認結果
4.2.3　試験による妥当性確認
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　検証及び妥当性確認結果
4.3.4　プラント運転実績による妥当性確認

5.　　許認可解析への適用

5.1　設計裕度に基づく要求すべき予測性能の指定
5.2　島根３号炉許認可解析への適用性判断
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
添付資料７：２次元拡散コード ALEX について
添付資料８：LANCR/AETNA の検証及び妥当性確認結果
添付資料９：用語説明

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（以下，「島根３号炉」という。）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。本書中の記載において島根３号炉の許認可解析に適用していない機能や妥当性確認に関する箇所には“島根３号炉許認可解析非適用”と明記している。

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となる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.0[6]）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 NJOY[7]で処理することで得る。

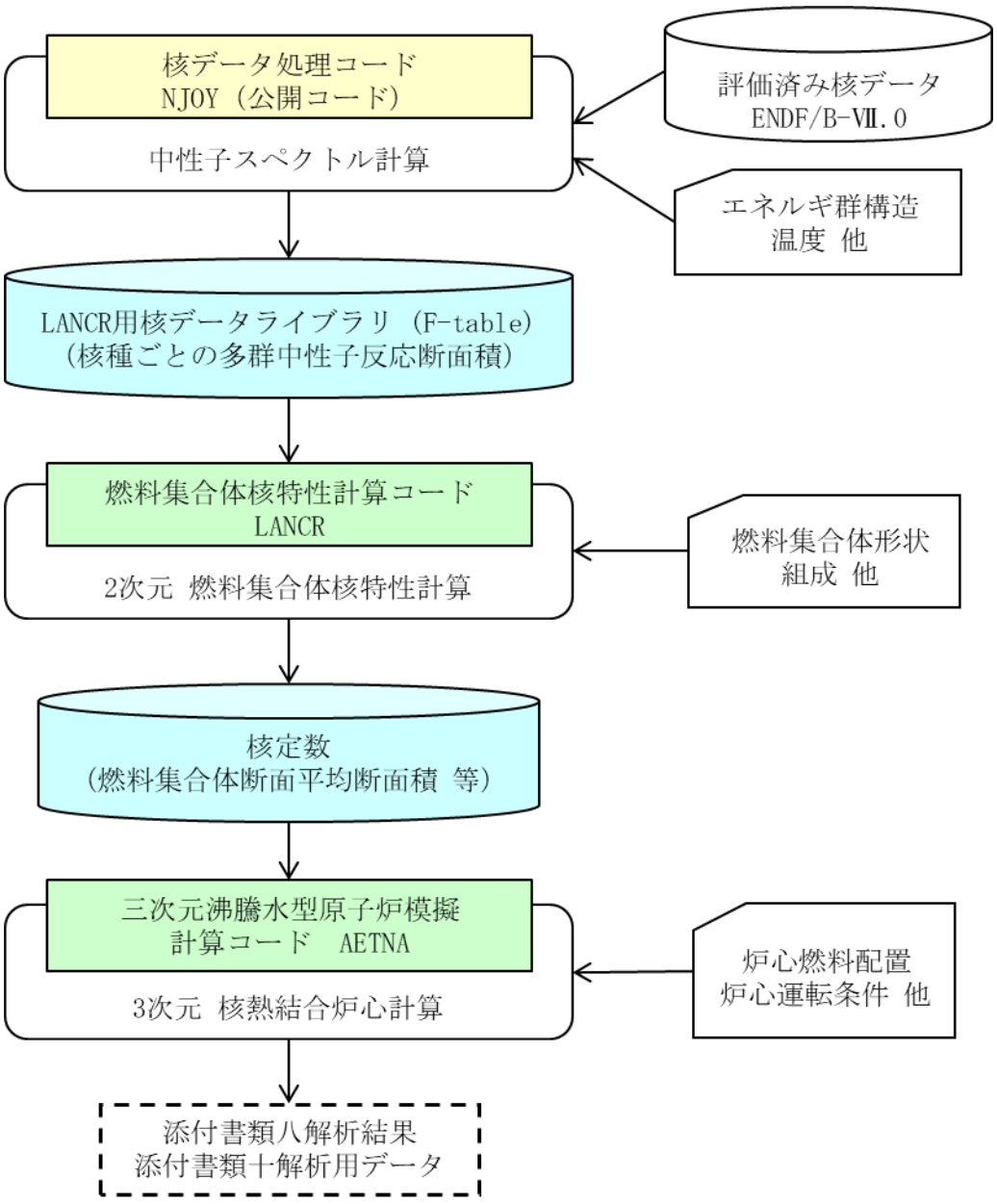


図 1.2-1　LANCR と AETNA を用いた炉心解析の流れ

1.3 主要機能

1.3.1 LANCR 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値（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，LANCR では核分裂起源のガンマ線源から発生するガンマ線により燃料内に付与されるガンマ線エネルギを計算する。

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３群の集合体断面平均量を求め，(2)作成したエネルギ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（島根３号炉許認可解析非適用）

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力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力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。LANCR では，AETNA の入力となる燃料集合体断面平均核定数（3 群）を出力するため，燃料集合体中性子輸送計算を行う。燃料集合体中性子輸送計算では，中間エネルギ群（35 群）の実効断面積を用いる。中間エネルギ群の実効断面積は，体系（組成，形状）の非均質性による自己遮蔽効果を考慮するために，詳細エネルギ群（190 群）スペクトル計算で求めた中性子束を用いて作成する。

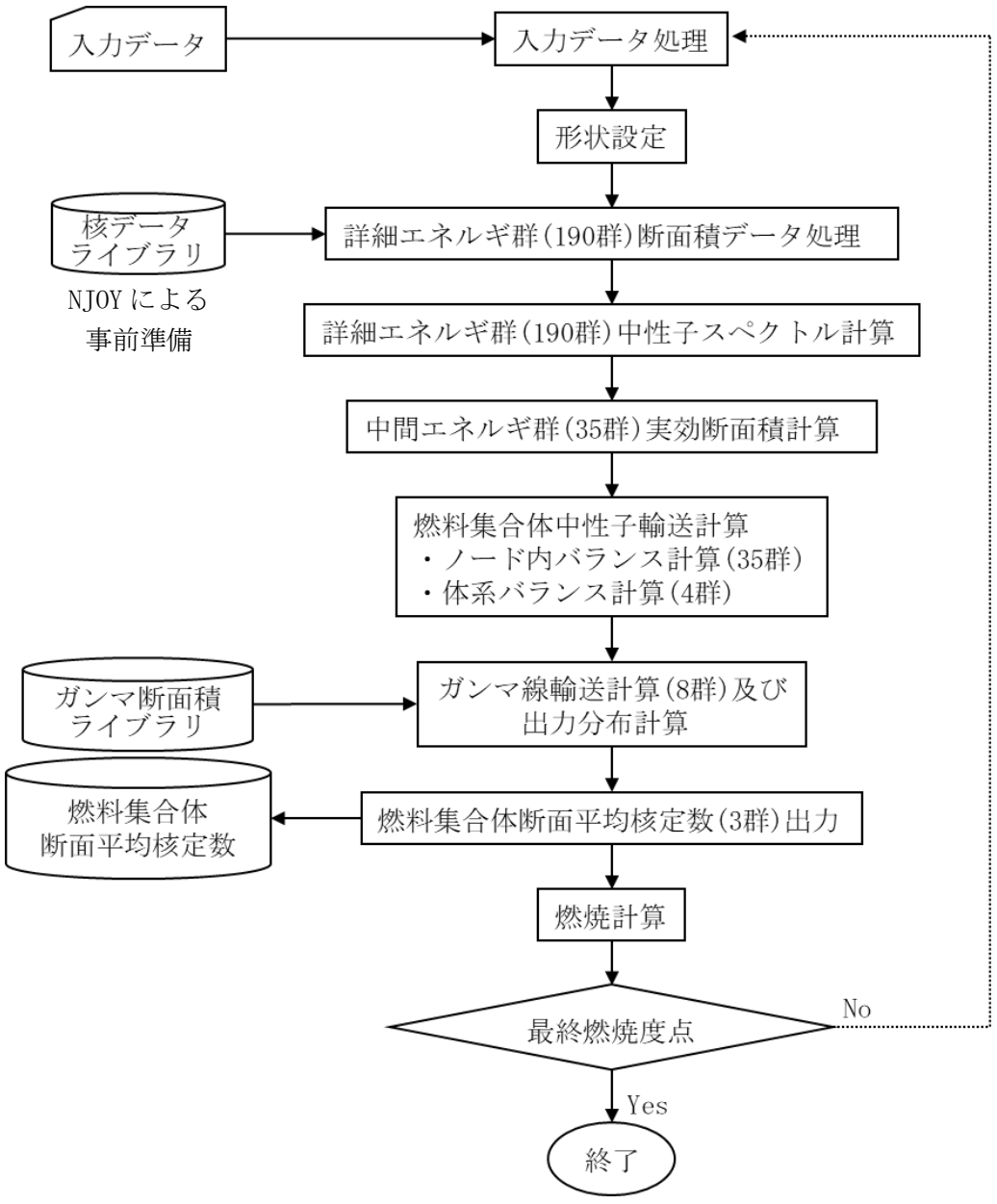


図 1.4-1　LANCR の計算の流れ

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　詳細エネルギ群断面積データ処理

詳細エネルギ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込む処理である。中性子核の反応断面積などのデータは，評価済核データにまとめられており，評価済み核データ処理コード NJOY を用いて，LANCR で使用する核データライブラリファイルを生成する。LANCR の核データライブラリファイルは ENDF/B-VII.0 から生成したものである。核データライブラリの生成プロセスについて，U-238 の捕獲断面積を例としたイメージ図を図 1.4-2 に示す。炉心解析コードでは，事前の NJOY 処理により目的に応じた核データライブラリを事前に準備する上記と同様の手順が広く用いられる。

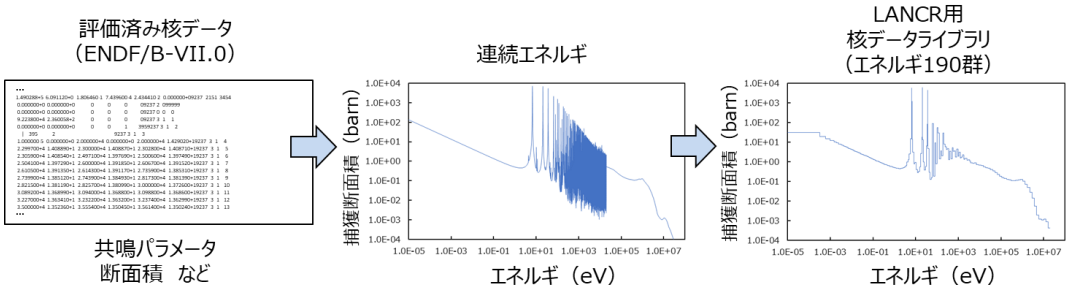


図 1.4-2　核データライブラリの生成プロセス（U-238 捕獲断面積の例）

断面積データの読み込みに続いて詳細エネルギ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　詳細エネルギ群中性子スペクトル計算

詳細エネルギ群中性子スペクトル計算では，詳細エネルギ群の実効断面積を 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群断面積にエネルギ縮約するための中性子スペクトルを計算する。燃料集合体の 2 次元断面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。

円筒クラスタ近似によるモデル化と 190 群の詳細エネルギ中性子スペクトル計算の概要を図 1.4-3 に示す。

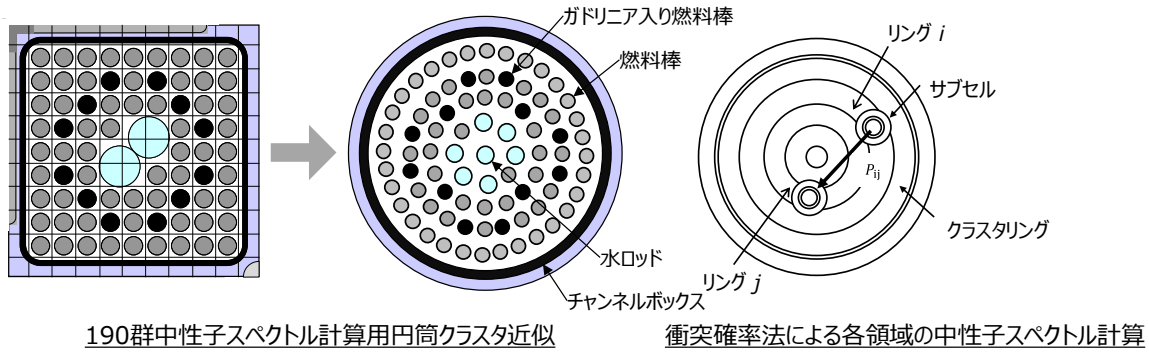


図 1.4-3　円筒クラスタ近似による 190 群詳細スペクトル計算の概要

1.4.1.6　中間エネルギ群実効断面積計算

中間エネルギ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スペクトルを用いて詳細エネルギ群の実効断面積をエネルギ縮約し，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。

中間エネルギ群（35 群）の実効断面積計算の概要を図 1.4-4 に示す。

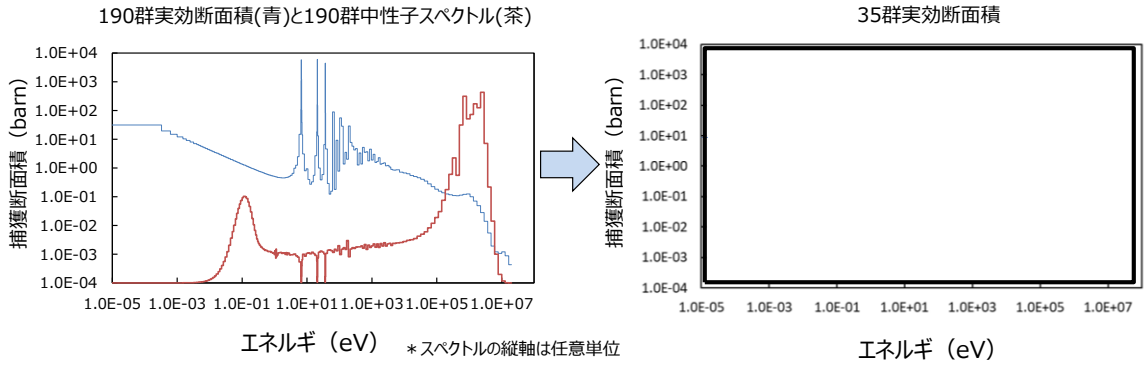


図 1.4-4　中間エネルギ群（35 群）実効断面積の計算

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

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。

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。

CCCP 法による２次元燃料集合体中性子輸送計算の概要を図 1.4-5 に示す。

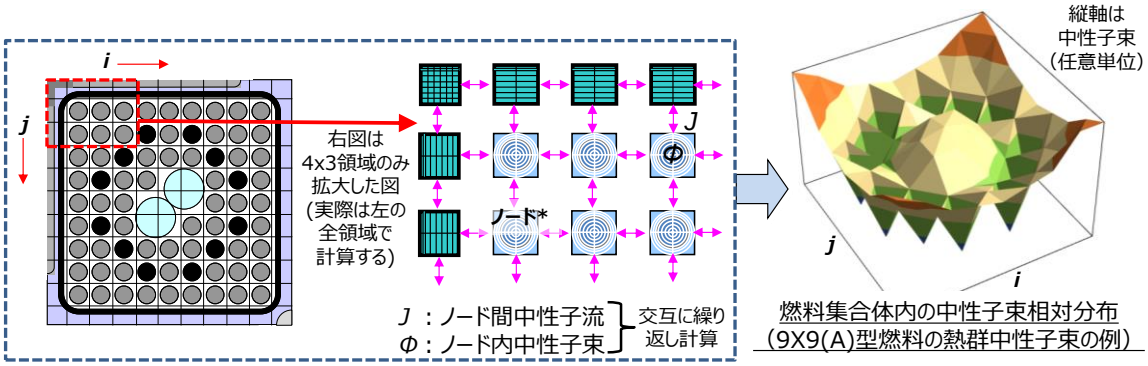


図 1.4-5　CCCP 法による２次元燃料集合体中性子輸送計算の概要

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，核種の原子数密度，AETNA のミクロ燃焼モデルで必要となる核種の少数群ミクロ断面積，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。

燃料集合体断面平均核定数作成の概要を図 1.4-6 に示す。

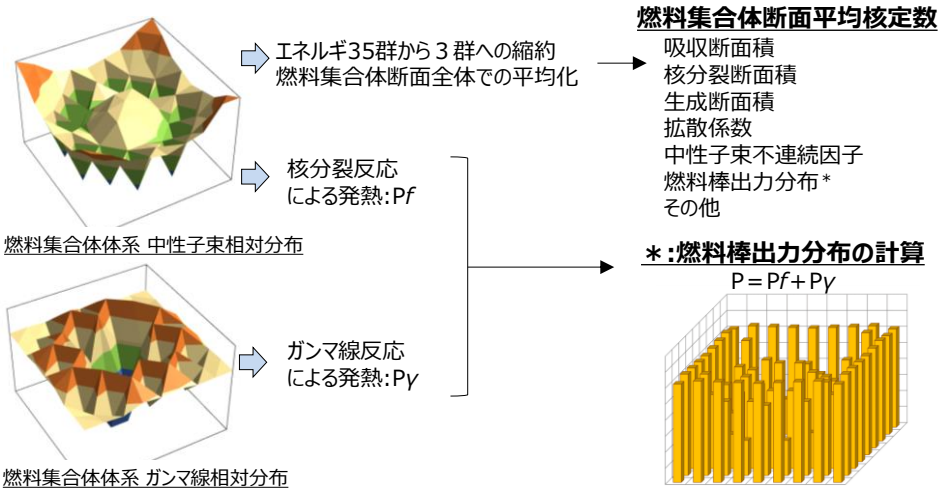


図 1.4-6　燃料集合体断面平均核定数作成の概要

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。起源別管理機能は，島根３号炉許認可解析非適用である。

燃焼計算において考慮する考慮する核反応と燃焼チェーン（詳細は図 3.1-13 参照）の一部を図 1.4-7 に示す。

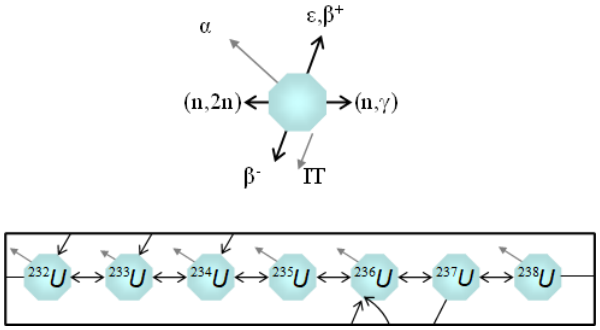


図 1.4-7　燃焼で考慮する核反応と燃焼チェーンの一部

1.4.2　AETNA 解析モデルの概要

1.4.2.1　AETNA 解析の概要

AETNA における通常運転を模擬した計算の流れを図 1.4-8 に示す。なお，冷温計算時は，燃焼計算，熱水力計算，熱的余裕計算は省略され，入力で与えられた温度条件で冷温計算用のノード断面積計算，中性子束分布計算が実施される。

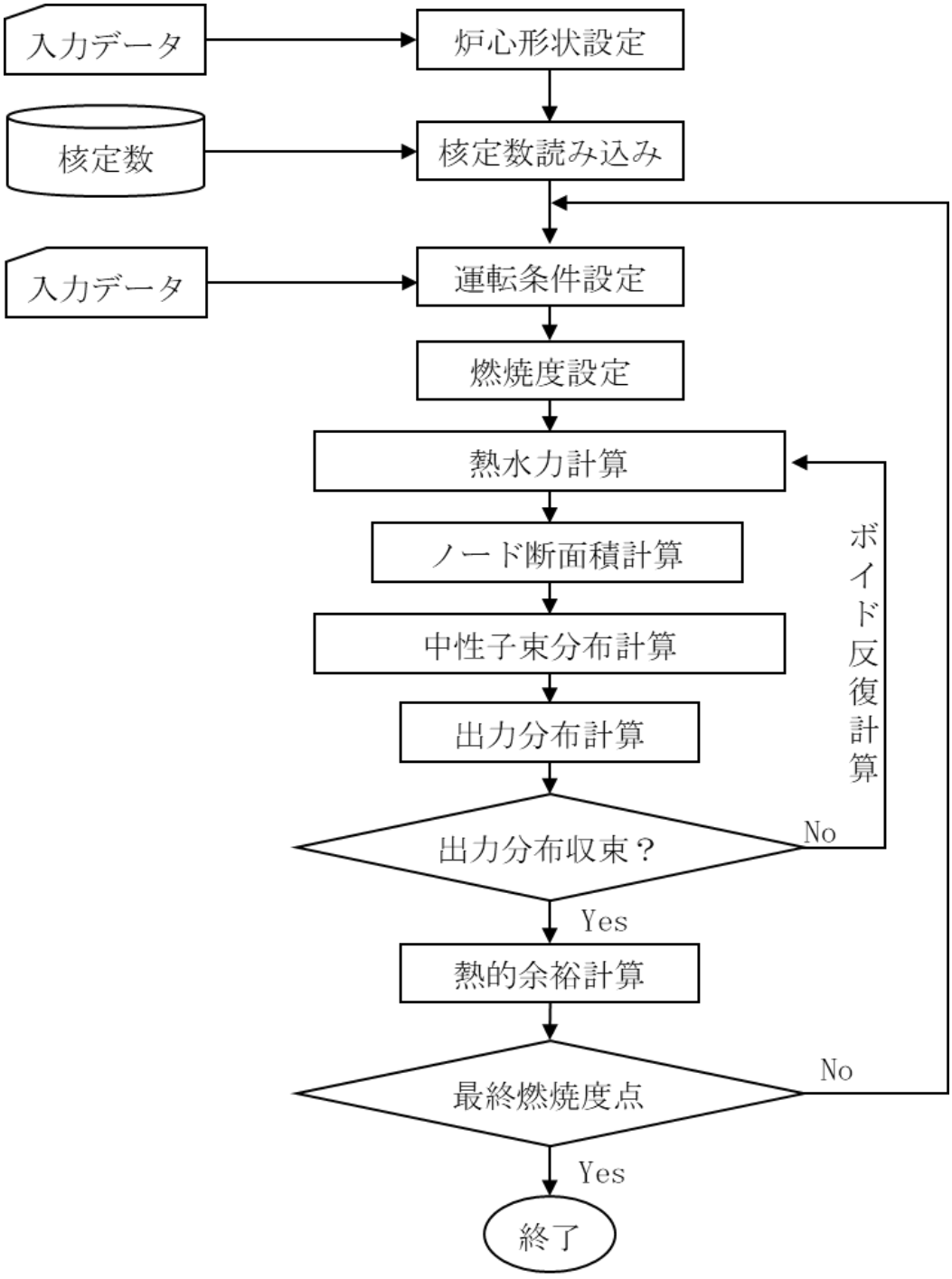


図 1.4-8　AETNA の計算の流れ

1.4.2.2　中性子束分布計算

エネルギ群として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。解析的多項式ノード法によるノード内中性子束分布の展開に関する概要を図 1.4-9 に示す。

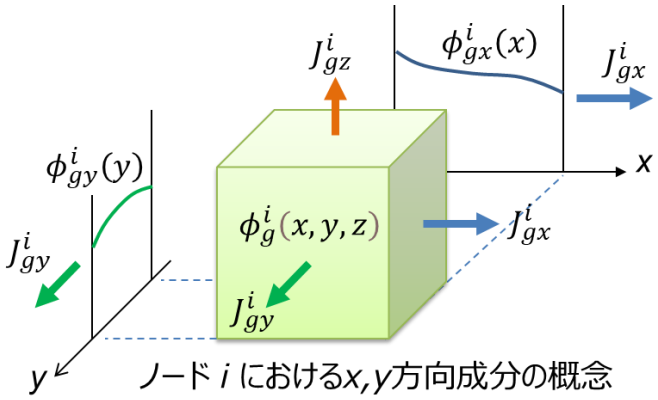


図 1.4-9　解析的多項式ノード法の概要

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，特性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 MLHGR[13]を計算する。これに必要となる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」[46,47,48]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。

燃料棒出力再構築計算の概要を図 1.4-10 に示す。

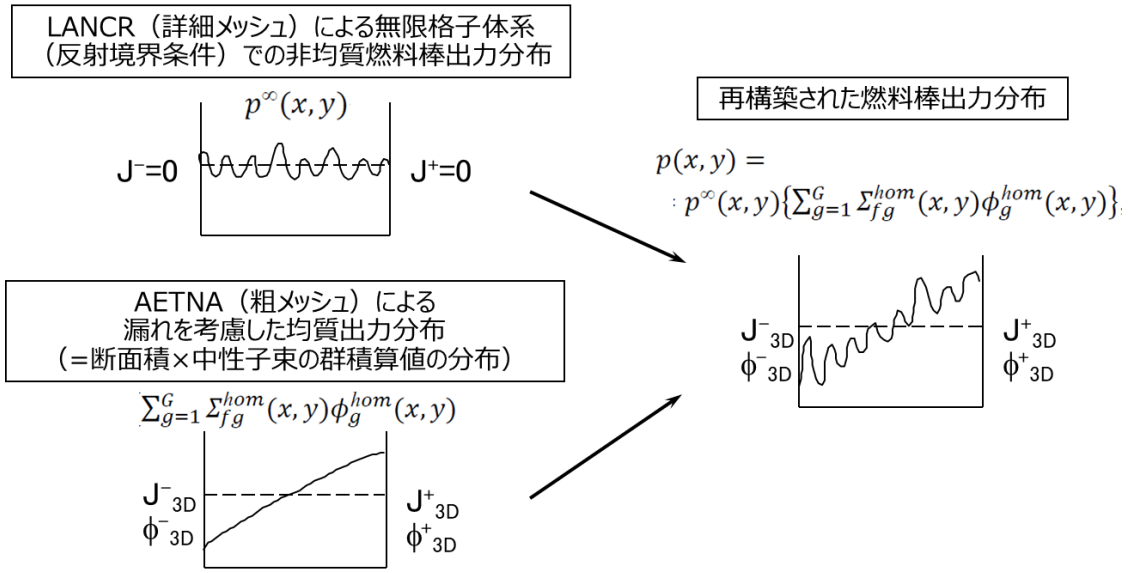


図 1.4-10　燃料棒出力再構築計算の概要

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（島根３号炉許認可解析非適用）

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１MeV 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，燃料集合体の外側境界は鏡面反射条件とし，同一の燃料集合体が無限に配置されていると仮定した２次元断面（無限格子と呼ぶことがある）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とアウトチャンネルセル（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セルと定義する。アウトチャンネルセルも，インチャンネルの燃料棒セ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セル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（以下，「B_4C」という。）とハフニウム（以下，「Hf」という。）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。

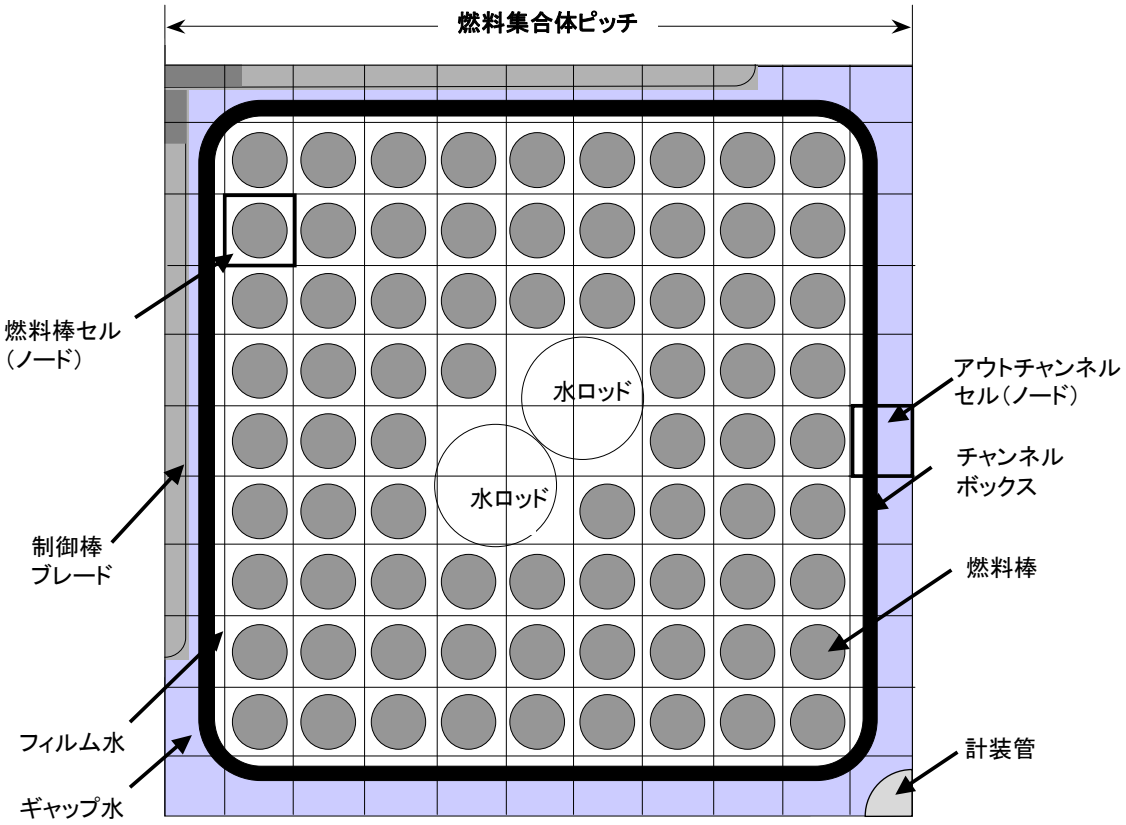


図 1.5-1　燃料集合体形状と各部名称（９×９配列の例）

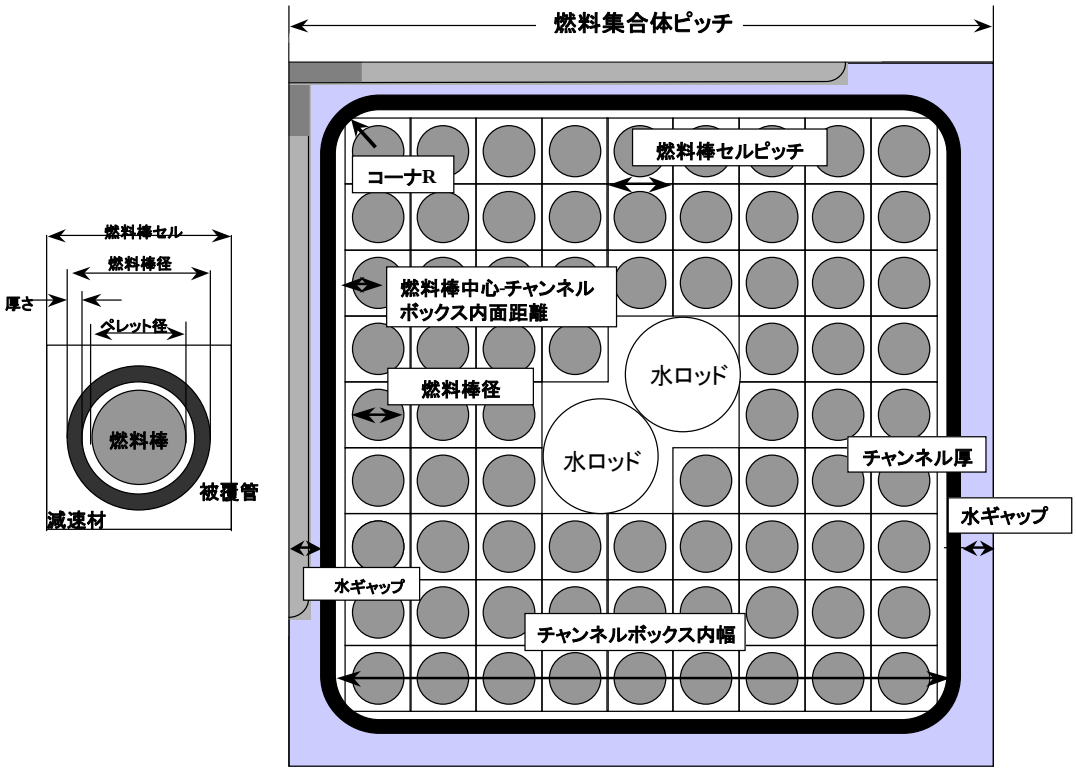


図 1.5-2　燃料集合体形状と各部寸法パラメータ（９×９配列の例）

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。ABWR を含む国内 BWR では，格子サイズと等しい燃料集合体１体とそのギャップ領域を含む径方向長さ約 15cm のノード幅で解析を行う。

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(ΔZ/2)の距離の点であり，最後の点 (k=KMAX)は炉頂から(ΔZ/2)の距離の点である。軸方向は燃料の発熱有効長に依存するが，発熱有効長を分割（島根３号炉では 24 分割)した約 15cm がノード幅であり径方向と大きな差はない。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。

後述するノード法の適用によりノード(i,j,k)におけるノード内空間を取り扱う際には，x-y-z 方向（x,y が径方向，z が軸方向）で記述する。

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しうる。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。

燃料の核定数など核的な特性は燃料タイプごとに与えられる。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。

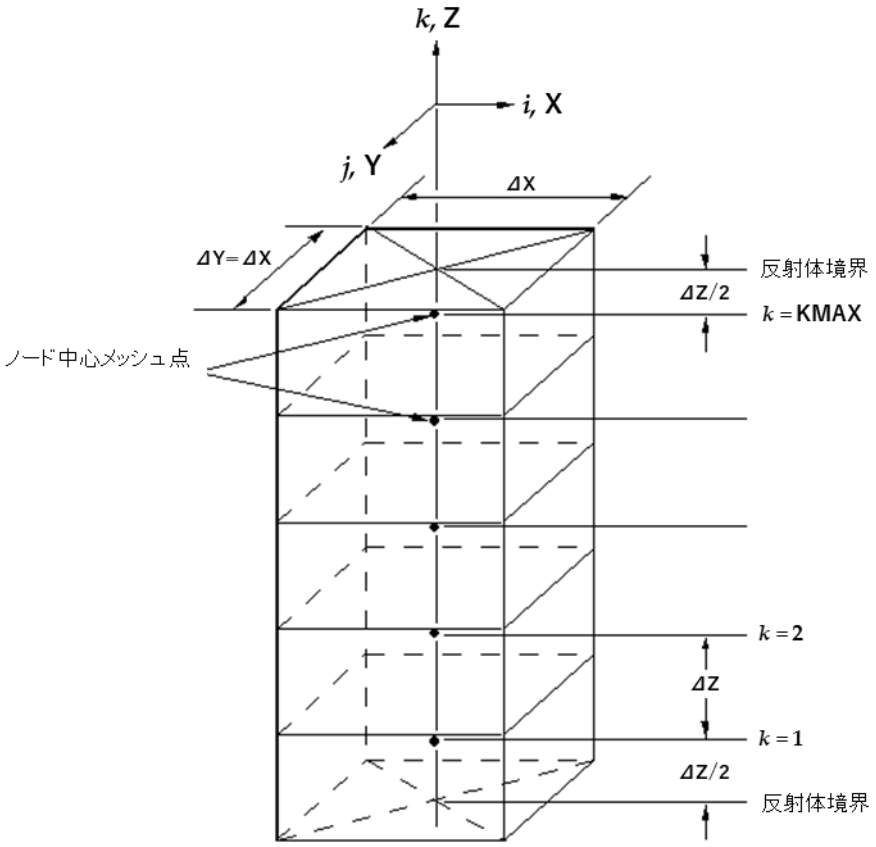


図 1.5-3　チャンネルに対するノード及びメッシュの配置

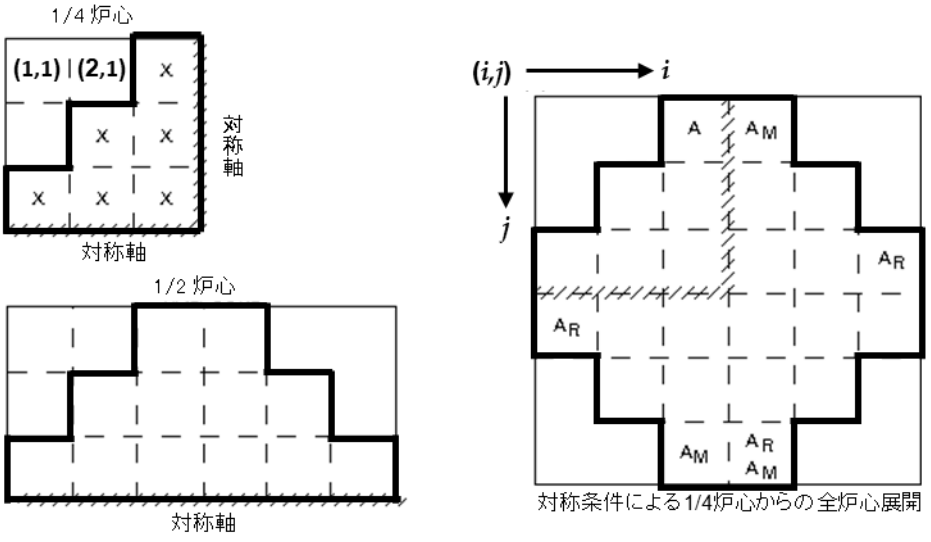


図 1.5-4　炉心対称性オプション

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。B_4C 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。

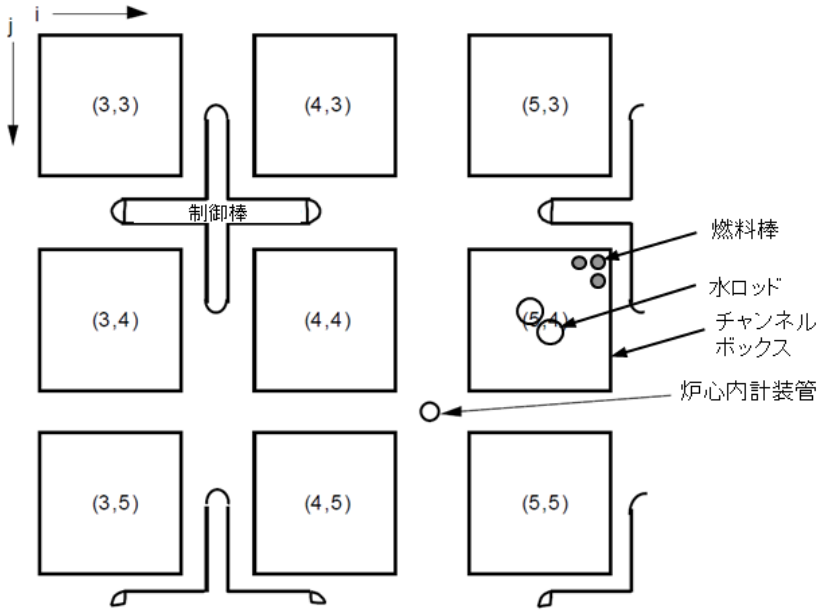


図 1.5-5　制御棒及び炉心内計装位置

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　LANCR 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_2O_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_4C，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（部分出力状態含む）に加え，冷温停止状態，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	島根３号炉許認可解析 （静特性解析）
燃料棒配列	7×7 ～ 10×10 [i]	9×9
炉型	BWR,ABWR	ABWR
燃料	UO_2,MOX	UO_2
減速材温度	低温 ～ 出力運転時	低温 ～ 出力運転時
炉圧	大気圧 ～ 8.6 MPa	大気圧 ～ 7.17 MPa
吸収材	B_4C，ハフニウム（制御棒） ほう酸水（SLC）	B_4C，ハフニウム（制御棒） ほう酸水（SLC）

島根３号炉の許認可解析で必要な条件は上記の適用範囲内である。

[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，LANCR/AETNAコードの許認可適用性を判断する考え方として，３章で詳細を述べるLANCR/AETNAの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　許認可適用性の確認方法について

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）

<u>コードが解析に必要なモデルを有すること</u>

・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要求すべき予測性能に対し，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	炉心体系に関する物理事象を抽出し，その中から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で特定し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,表 2.3-4) →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（表 2.3-10，表 2.3-11） →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，要求すべき予測性能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要求すべき予測性能との比較（5 章，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るするため，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，表 2.3-4）では，上記で示した現象に対し，数学的モデルの模擬性が網羅的に確認され，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，手順⑤で適用性確認の為に必要な不確かさを把握することを目的としており，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する。なお，妥当性確認のうち，プログラムが必要な信頼性を有することを確認するものを「妥当性確認（信頼性確認）」，不確かさを把握することを妥当性確認（不確かさの把握）という。また，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，総合的な確認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。（総合効果試験と個別効果試験については 2.3.4 で詳細を示す。）

手順④（表 2.3-10，表 2.3-11）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や運転状態などの条件に対する網羅性などを確認する。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章）では，最終的な LANCR/AETNA の島根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，要求すべき予測性能に対して，LANCR/AETNA の各種不確かさが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　許認可適用性判断手順と学会 M&S 標準の関係

ここでは LANCR/AETNA の島根３号炉許認可静特性解析への適用性確認の手順と日本原子力学会標準「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」（以下，「M&S 標準」という。）の対応状況について，M&S 標準の実施フローにおける各エレメントごとに説明する。M&S 標準の実施フローを図 2.1-2 に，M&S 標準の各エレメントと許認可適用性判断手順の対応について表 2.1-3 に示す。

エレメント１では対象とする実現象を指定する。本書では島根３号炉許認可静特性解析が対象範囲である。

続いてエレメント１では数学モデルや物理モデル（実験）を構築するため，シミュレーションを行う対象システムについて分析し，それらを支配する重要な物理プロセスで理想化することで，概念モデルを構築する。本書では，手順①において重要現象を特定（PIRT）し，手順②におけるモデル性能比較表によって重要現象のモデル化の網羅性を示す。

さらにエレメント１では，モデル化・性能評価に先立ち，対象システムの性能を評価する指標を特定し要求すべき予測性能を指定する。本書では，島根３号炉許認可静特性解析を対象とし，手順⑤において LANCR/AETNA の要求すべき予測性能の指標とそれらの具体的数値を示したうえで，　LANCR/AETNA の不確かさがそれらを下回ることを説明する。

エレメント２では概念モデルを数学的表現に変換し，数値モデルとして計算機

に実装しコード検証/解検証によってこれらを検証するとともに，数値的不確かさを定量化する。本書ではモデル実装/コード検証/解検証は開発元の QMS により達成されることを前提としたうえで，手順④において数学的モデルの適用範囲にわたり確認行為が包絡していることを示すとともに，モデル改良時に使用することを目的とする個別モデルの数値的不確かさを示す代わりに，物理モデルの不確かさを含めた総括不確かさを示している。以上よりエレメント２の要求に対しても必要と考えられるものは満たしている。

エレメント３では概念モデルに対する不確かさ評価済みの実験データをそろえる。不足する実験について計画を立て実施することを要求している。本書では手順③におけるモデル性能比較表によって，重要な現象ごとに必要な妥当性確認が網羅され実験に不足がないことを示す。

エレメント４では数学モデルに由来する数値的不確かさ，入力不確かさ及び実験に由来する物理モデルの不確かさを統合した予測における総括不確かさを定量化するとともに，実験データの存在しない領域に対する予測の拡大を定量化を行う。本書では手順④において適用範囲に対して妥当性確認範囲が包絡していることを示しており，予測による不確かさの拡大がないことを確認している。M&S 標準では最終的に予測による不確かさと要求すべき予測性能から利用目的に対する合否の判断を実施することとしており，本書では手順⑤において要求すべき予測性能に対し LANCR/AETNA の不確かさが下回ることによって島根３号炉許認可解析への適用性を評価している。

2.1.4　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 2.1-4 に示す。

PIRT の作成における物理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・ジャパンで実施された。体制は，作成チームと専門家レビューチームからなる。作成チームは，燃料集合体核特性計算コードの開発経験を

有するLANCR担当者と三次元沸騰水型原子炉模擬コードの開発経験を有するAETNA担当者を含む４名で構成される。専門家レビューチームは，シミュレータ，炉心管理，炉心設計及び動特性解析コードに対する専門知識を有する５名のメンバーからなる。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した。これらの議論には，作成チームによるPIRT作成にかかる会議に加え，専門家レビューチームも加えたレビュー会議も併せて合計８回を費やしている。物理現象の抽出に当たり，表2.1-4に示す(a)から(e)の各段階で対象とする事象の時間・空間・エネルギ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。

また，抽出した物理現象について漏れがないことを確認するため，上記の方法とは別の手法（日本原子力学会標準「統計的安全評価の実施基準：2021」[16]（以下，「CSAU標準」という。）で用いられるEMDAP（Evaluation Model Development and Assessment Process）に示される階層構造分析）を用いて対象を整理した。これらとPIRTに抽出した物理現象の対応を確認することで，PIRTに抽出した物理現象に漏れがないと判断した。詳細は添付資料２に示す。

各PIRTにおける評価指標の選定に当たっては，それぞれのPIRT作成の観点に基づいて実施しており，最終的な解析結果を得るAETNAの評価指標選定時には，原子炉設置変更許可申請書記載項目を考慮している。PIRTの作成プロセス，実際に作成したPIRTと抽出された物理現象の確認及びランキングの詳細は添付資料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2.1-4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。

PIRTの作成プロセスに関しては，CSAU標準における附属書F（以下，「附属書F」という。）に示されるPIRT作成にかかる７つの実施ステップと本書で実施したプロセスとの対応を確認した。詳細は添付資料２に示す。

コード	時間	空間			中性子エネルギ	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）、ボイド率計算（定常）	←

図 2.1-1　LANCR/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　M&S 標準各エレメントと適用性確認手順の対応

エレメント	内容	手順	適用性確認の手順との対応
エレメント１	対象とする実現象を指定する。	－	島根３号炉許認可静特性解析を対象とする。
	数学モデルや物理モデル（実験）を構築するため，シミュレーションを行う対象システムについて分析し，それらを支配する重要な物理プロセスで理想化することで，概念モデルを構築する。	手順① 手順②	手順①において重要度ランキングテーブル（PIRT）を作成し，手順②におけるモデル性能比較表によって重要現象のモデル化の網羅性を示している。
	対象とする実現象を指定し，モデル化・性能評価に先立ち，対象システムの性能を評価する指標を特定し要求すべき予測性能を指定する。	手順⑤	島根３号炉許認可静特性解析を対象として，LANCR/AETNA について達成すべき予測性能の指標と性能を定めている。 要求すべき予測性能の個々の数値は手順⑤における判断時に示す。
エレメント２	概念モデルを数学的表現に変換し，数値モデルとして計算機に実装しコード検証/解検証によってこれらを検証するとともに，数値的不確かさを定量化する。	手順④	数値モデルの適用範囲に渡る確認状況を手順④で示す。 数理・数値モデルの一部は 3 章に，検証及び妥当性確認の詳細は 4 章で示している。手順④では，数学的モデルの不確かさ（数理モデル段階での近似誤差，数学的モデルの打切り誤差や離散化誤差など）を個別に示すことは実施せず実験（製造公差，測定の不確かさ，プラント運転パラメータの不確かさなど）の不確かさと併せた総括不確かさを評価している。なお，モデル実装/コード検証/解検証はメーカの QMS により達成されることを前提としている。
エレメント３	概念モデルに対する不確かさ評価済みの実験データをそろえる。不足する実験について計画を立て実施する。	手順③	手順③におけるモデル性能比較表によって，重要な現象ごとに必要な妥当性確認が網羅されている（実験に不足がない）ことを確認する。個々の実験（実機，試験，モンテカルロ計算）の詳細は 4 章の妥当性確認で示す。
エレメント４	数学モデルに由来する数値的不確かさや入力不確かさと，実験に由来する物理モデルの不確かさを統合する。実験データの存在しない領域に対する予測の拡大を定量化する。利用目的に対する合否を判断する。	手順④ 手順⑤	妥当性確認結果から総括不確かさを把握するとともに，手順④における適用範囲に対する妥当性確認範囲の包絡性により，予測による不確かさの拡大がないことを確認する。手順⑤において LANCR/AETNA コードが島根３号炉許認可解析を行う上で要求される予測性能を満たすことを確認することにより，その適用性を示す。

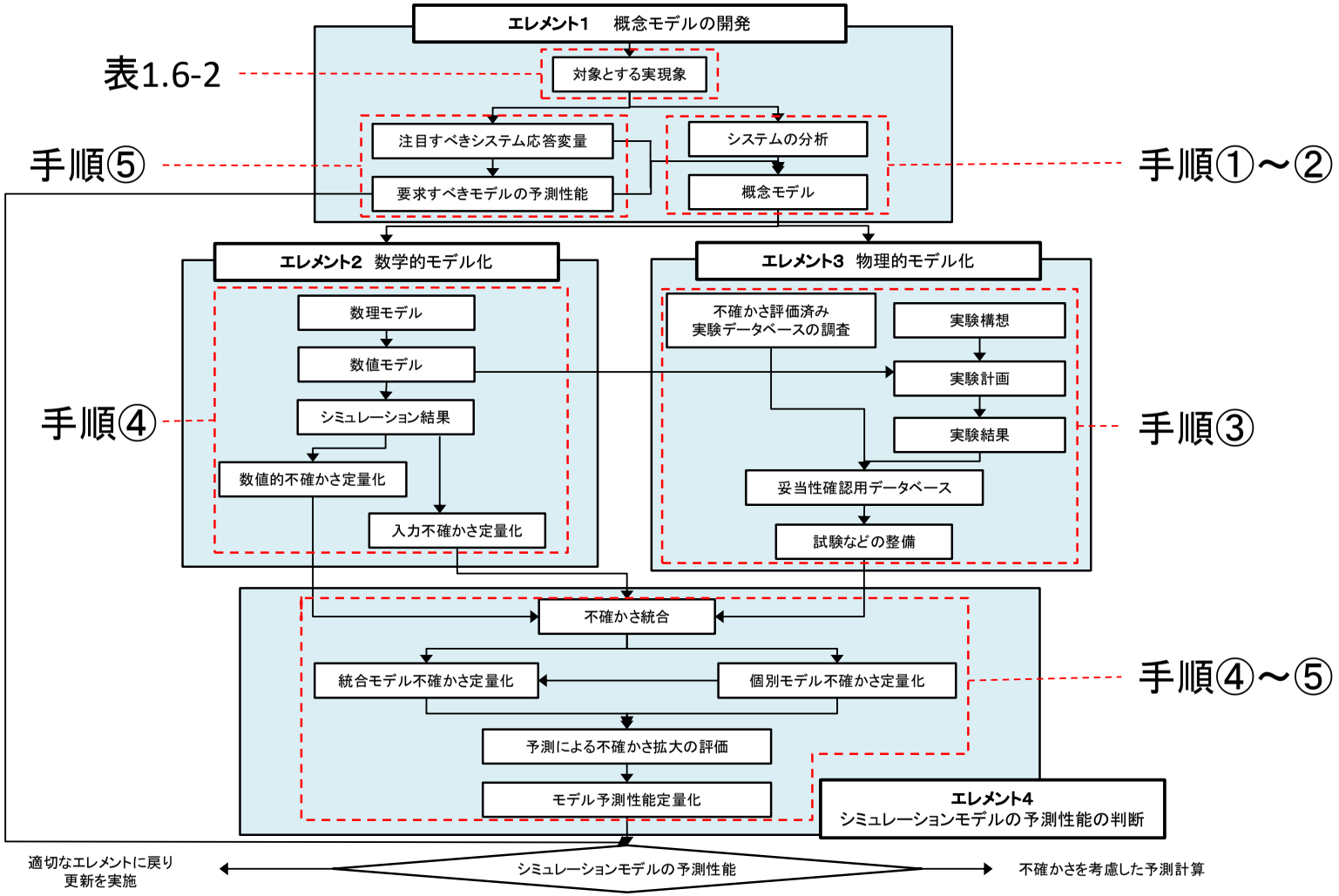


図 2.1-2　M&S 標準における実施フローと適用性確認手順の対応

表 2.1-4　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 NJOY の処理におけ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。モデル性能評価表において，モデル表記にある括弧（[]）内は，３章におけるそれぞれのモデル説明の記載箇所を表す。

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しできない影響をもたらすことが指摘されている[17, 18]。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，要求すべき予測性能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 共鳴干渉効果

燃料領域のように共鳴を持つ核種が複数存在する場合，ある核種の共鳴で起こる中性子束のゆがみによって他の核種の実効的な反応度が変化する。これを共鳴干渉効果と呼ぶ。LANCR ではこの効果を取り扱っていない。この効果は軽水炉体系の無限増倍率に 0.数%Δk 程度の影響を持つことが報告されている[19]。この影響を考慮していないことによる影響は LANCR/AETNA の妥当性確認試験で確認される。

2.2.2 F-table の依存性に対する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２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，共鳴干渉効果を取り扱わないことの影響は LANCR/AETNA の妥当性確認試験で確認される。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　LANCR 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。

集合体内ボイド率の均一分布の仮定は，4.3.5.3 章 出力分布（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ことから，この現象がモデル化されていないことによる影響が現行燃料で安全上の問題となることはないと考える。また，３次元詳細解析により，集合体内ボイド率分布の影響が現行燃料で限定的であること[20]が報告されている。

②冷却材物性変化（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，定格圧力における飽和水と飽和蒸気の混合状態と想定し，飽和蒸気の体積割合が０，40，80％の条件を代表条件として想定する。静特性解析では運転状態ではボイド率 100％以上での過熱蒸気を想定する必要はなく，定格圧力以外の圧力条件での水密度も不要なため，解析時に想定する温度に依存した蒸気および水密度条件は一意に定まる。これらは入力で与えられるため，モデル化の必要はない。

③制御棒組成（材料）

制御棒吸収材の照射に伴う減損により棒内の吸収材組成が変化し表面から内部に向けて分布が生じる。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おり，吸収棒内の組成分布と減損を考慮する必要はない。

④放射線による形状変化（チャンネルボックス曲がり）

島根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。

以上より，３章で述べる LANCR 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　核定数の依存性に対するモデル化の網羅性の確認

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，計算に必要となる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，吸収材の減損をモデ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 の数学モデル化の網羅性の確認

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 制御棒減損（核的現象）

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はない。

③ 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仮定するが，4.3.4.2 章 出力分布（TIP との比較），4.3.4.3 章 出力分布（ガンマスキャンとの比較）及び 4.3.4.4 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ことから，この現象がモデル化されていないことによる影響が現行燃料で安全上の問題となることはないと考える。

④ 炉心熱出力，炉心流量（熱的現象）

許認可静特性解析では解析条件として入力しており，モデル化は不要である。

なお，“バイパス流量”，“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，従来コードと同じ実績のある手法によりそれぞれの物理現象を考慮した評価に基づいて，従来と同様の適切な依存性を有する設定値（係数）を入力しており，それぞれの設定値の持つ不確かさの影響は，AETNA の核・熱水力モデルが使用される総合効果試験において包含されている。

“スペーサ効果”，“沸騰遷移”に関する不確かさついては，限界出力試験を通じて考慮され，GEXL 相関式[46,47,48]の不確かさに包含される。

以上より，上記①～④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　NJOY の PIRT 及びモデル性能比較表

（物理現象）			（補足説明）	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								
				中性子微視的断面積	光子生成微視的断面積	中性子エネルギスペクトル	光子反応微視的断面積	光子エネルギスペクトル	最高ランク	超詳細エネルギ群ビン生成（RECONR）［3.1.1.2］	中性子反応 共鳴断面積構築（RECONR）［3.1.1.2］	中性子反応 共鳴断面積温度拡幅（BROADR）［3.1.1.2］	中性子反応 熱領域断面積構築（THERMR）［3.1.1.2］	中性子 エネルギスペクトル生成（GROUPR）［3.1.1.2］	中性子 反応断面積エネルギ多群化（GROUPR）［3.1.1.2］	光子原子反応断面積構築[3.1.1.2]	光子エネルギスペクトル生成[3.1.1.2]	光子反応断面積エネルギ多群化[3.1.1.2]
核的現象	中性子反応	核分裂反応	臨界性，核分裂発熱，核分裂スペクトル，発生中性子数						H									
		捕獲反応	臨界性						H									
		散乱反応	中性子減速，弾性散乱，非弾性散乱，(n,2n)						H									
		遅発中性子	遅発中性子割合，遅発中性子崩壊定数						H									
	光子反応	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									
	温度	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	非共鳴核種	中性子の減速						H									
		共鳴干渉効果	-						M									

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 の PIRT 及びモデル性能比較表

（物理現象）			（補足説明）	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				
				中性子反応　実効微視的断面積（f因子）	最高ランク	核種・反応 [3.1.1.2]	エネルギ縮約スペクトルモデル [3.1.1.2]	背景断面積テーブルデータ点数 [3.1.1.2]	温度点テーブルデータ点数 [3.1.1.2]	多群エネルギ群数 [3.1.1.2]
核的現象	中性子反応	核分裂反応	臨界性，核分裂発熱，核分裂スペクトル，発生中性子数		H					
		捕獲反応	臨界性		H					
		散乱反応	中性子減速，弾性散乱，非弾性散乱，(n,2n)		H					
	温度	ドップラ効果	共鳴吸収		H					
		分子結合	熱中性子散乱則		H					
	組成	非共鳴核種	中性子の減速		H					
		共鳴干渉効果	-		M					

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　LANCR の PIRT 及びモデル性能比較表

| （物理現象） | （補足説明） | 重要度ランキング（PIRT） | | |

表 2.2-4　核定数の PIRT 及びモデル性能比較表

(物理現象) ＼ (補足説明)		重要度ﾗﾝｷﾝｸﾞ (PIRT)					モデル性能比較表 "—"：関連しない，"○"：関連する，"N/A"：モデル無							
		ｾﾙ内/ｾﾙ間断面積，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	最高ﾗﾝｸ		燃焼度 依存性 [3.2.3]	(ｽﾍﾟｸﾄﾙ)履歴ﾎﾞｲﾄﾞ率 依存性 [3.2.3]	瞬時ﾎﾞｲﾄﾞ率変化 依存性 [3.2.3]	制御棒 履歴効果 [3.2.3]	制御棒 瞬時効果(多種類効果含む) [3.2.3]	燃料温度効果 [3.2.3]	減速材温度効果（冷温） [3.2.3]	ほう素混入（濃度）効果 [3.2.3]	過渡効果（冷温時ﾎﾞｲﾄﾞ / 温度依存性）*2
(1) 燃料減損	組成変化に伴う燃焼度依存性 【履歴】				H										
(2) スペクトル履歴	履歴ボイド効果 【履歴】				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 【履歴】				H										
(4) ボイド反応度	ボイド率依存性				H										
(5) 制御棒価値	燃焼度/ボイド/運転条件(高温/冷温)依存性				H										
(6) 制御棒履歴	CBH効果の燃焼度依存性 【履歴】				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 【履歴】				M										
(9) ドップラ反応度	燃焼度/温度/ボイド依存性				H										
(11) 減速材温度	燃焼度/温度 依存性（冷温）				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) 過渡時冷温ボイド/温度*1	冷温時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

※　グレーハッチング個所は島根 3 号炉許認可解析非適用

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）

（物理現象） （*はLANCRのPIRTにあるもの）			（補足説明）	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）																							
				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	ほう酸水注入系停止機能	熱機械（MLHGR）	設計出力履歴（燃焼度）	焼損（MCPR）	未臨界度	表面熱流束	焼損（MCPR）	最高ランク	核計算										熱水力計算							その他				
																	中性子束計算（定常）[3.2.1]	中性子束計算（過渡）[3.2.9]	高次モード計算 [3.2.10]	燃料棒出力再構築 [3.2.2]	燃料棒燃焼度再構築 [3.2.2.3]	断面積モデル [3.2.3]	燃焼履歴モデル [3.2.4]	ミクロ燃焼モデル [3.2.4.5~3.2.4.9]	燃料温度モデル [3.2.3.3.2]	反射体モデル [3.2.3.2]	エネルギ計算 [3.2.5.4]	サブクール沸騰モデル [3.2.5.8.2]	ボイド相関式 [3.2.5.8.1]	バイパス熱伝達 [3.2.5.5]	圧力損失 [3.2.5.3]	チャンネル流量配分 [3.2.5.6]	バイパスモデル [3.2.5.1]	熱的余裕計算 [3.2.6]	沸騰遷移相関式 [3.2.6.1]	核計装応答 [3.2.7]	学習モデル（プロセス計算機編）
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																				
		(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　【履歴】												H																				
	フィードバック	(8)	制御棒価値 *													H																				
		(9)	ボイド反応度 *	【履歴含む】												H																				
		(10)	ドップラ反応度 *													H																				
		(11)	ほう酸価値 *													H																				
		(12)	減速材温度 *													M																				
		(13)	燃料減損 *	【履歴】												H																				
		(15)	核分裂生成物反応度	毒物効果，長期停止効果　【履歴】												M																				
		(17)	スクラム時　制御棒価値	スクラム反応度												H																				
		(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																				
	構成体起因	(20)	制御棒履歴	CBH効果（片燃え）　【履歴】												M																				
		(21)	多種類制御棒													M																				
		(22)	制御棒減損	【履歴】												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																				
	計装	(27)	炉内計装管応答	TIP/LPRM学習（プロセス計算機編）												H																				

※　グレーハッチング個所は島根３号炉許認可解析非適用

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。

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）

（物理現象） （*はLANCRのPIRTにあるもの）			（補足説明）	重要度ランキング（PIRT） 通常運転時 核的制限値 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	ほう酸水注入系停止機能	熱的制限値 熱機械（MLHGR）	設計出力履歴（燃焼度）	焼損（MCPR）	安定性 未臨界度	過渡時 熱的制限値 表面熱流束	焼損（MCPR）	最高ランク	モデル性能比較表 （"－"：関連しない，"○"：関連する，"N/A"：モデル無） 核計算 中性子束計算（定常）[3.2.1]	中性子束計算（過渡）[3.2.9]	高次モード計算 [3.2.10]	燃料棒出力再構築 [3.2.2]	燃料棒燃焼度再構築 [3.2.2.3]	断面積モデル [3.2.3]	燃焼履歴モデル [3.2.4]	ミクロ燃焼モデル [3.2.4.5~3.2.4.9]	燃料温度モデル [3.2.3.3.2]	反射体モデル [3.2.3.2]	熱水力計算 エネルギ計算 [3.2.5.4]	サブクール沸騰モデル [3.2.5.8.2]	ボイド相関式 [3.2.5.8.1]	バイパス熱伝達 [3.2.5.5]	圧力損失 [3.2.5.3]	チャンネル流量配分 [3.2.5.6]	バイパスモデル [3.2.5.1]	その他 熱的余裕計算 [3.2.6]	沸騰遷移相関式 [3.2.6.1]	核計装応答 [3.2.7]	学習モデル（プロセス計算機編）
熱的・水力的現象	空間分布	(31)	3次元ボイド分布													H																		
		(33)	集合体内ボイド分布*	インチャンネルボイド												M																		
		(34)	バイパスボイド分布	LPRM感度制限（7%）												M																		
		(36)	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	(37)	チャンネル圧損	局所圧損，加速圧損，摩擦圧損，位置圧損												M																		
		(38)	クラッド付着	クラッドおよび酸化膜厚さ（入力値）												M																		
		(39)	チャンネル流量	（チャンネル圧損依存）												M																		
		(40)	バイパス流量	出力＝流量依存バイパス流量表 （入力値）												M																		
		(41)	水ロッド流量	出力＝流量依存バイパス流量表 （入力値）												M																		
		(43)	水ロッド形状	流路面積変化												M																		
		(44)	スペーサ	限界出力改善（入力値で考慮）												M																		
	発熱 その他	(45)	減速材直接発熱	入力値												M																		
		(46)	構造材直接発熱	入力値												M																		
		(49)	炉心熱出力	入力値												H																		
		(50)	炉心流量	入力値												H																		
		(51)	沸騰遷移	GETAB（GEXL相関式）												H																		
材料・熱機械	熱	(52)	燃料平均温度	熱流束＝燃料温度表 （入力値）												M																		
	材料	(56)	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																		

※1

①(バイパス流量，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。

※1　集合体内ボイドの均一分布仮定の妥当性は，AETNA の妥当性確認（ガンマスキャン等）を通して実施される。

※2　グレーハッチング個所は島根 3 号炉許認可解析非適用

2.3 妥当性確認について

2.3.1 妥当性確認の実施プロセス

妥当性確認は，妥当性確認試験のデータベース構成及び妥当性確認の実施から構成される。

（1）妥当性確認試験のデータベース構成の考え方

妥当性確認試験のデータベースの構成に当たっては,従来の許認可静特性コードで採用していた試験をベースに,物理現象に対する網羅性,総合効果試験と個別効果試験の観点で整理した際の試験データの充足性，運転状態に対する網羅性および適用範囲に対する網羅性を確認したうえで，不足する試験を追加することでこれらの観点で必要な試験が含まれるよう試験データを選定している。また,試験データを追加する際は,国内外の静特性解析コードにおける妥当性確認に採用された実績を持つ試験や信用できる機関が試験報告書を発行しているものを採用しており，後述する Hellstrand らの実効共鳴積分の実験式との比較を除いて不確かさの小さい試験で構成されている。なお，従来の許認可静特性コードの説明書[2,3,4,5]では実施されておらず本書で追加された妥当性確認として以下が挙げられる。以下の①～③は新しい知見や計算機環境の進展を踏まえ追加した試験であり，④及び⑤は国外知見を利用して追加した試験である。

① DBRC 機能を有するモンテカルロ計算による妥当性確認（添付資料８）
② モンテカルロ燃焼計算による妥当性確認（添付資料８）
③ 全炉心モンテカルロ計算による妥当性確認（添付資料８）
④ 燃料棒出力妥当性確認（ガンマスキャンとの比較）（4.3.4.4）
⑤ 安定性試験高次モード分布との比較（添付資料８）

物理現象に対する網羅性の確認について 2.3.2，2.3.3 に，総合効果試験・個別効果試験の観点で整理した試験データの充足性について 2.3.4 に，運転状態に対する網羅性の確認について 2.3.5 に，適用範囲に対する網羅性の確認については 2.3.6 に示す。

（2）妥当性確認の実施の考え方

妥当性確認の実施に当たっては，ノード分割，スケール効果，ユーザ効果などが影響を及ぼすことなく，物理現象に対する数学的モデルを模擬していること（妥当性確認（信頼性確認）），また許認可解析への適用性判断に必要な不確かさが評価されていること（妥当性確認（不確かさの把握））を確認している。

試験データとの比較による不確かさの評価は従来コードで採用された手法を基本としている。

妥当性確認実施時の不確かさの評価手法については 2.3.7 に，ノード分割など解析時の留意事項については 2.3.8 に詳細を示す。

なお，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」（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上方散乱に対する考慮機能を追加した連続エネルギモンテカルロコード MCNP は，中性子エネルギを連続的に取り扱っており群縮約に伴う近似が無いこと，厳密な幾何形状の取り扱いが可能なことなどから，解析手法に依存する不確かさは極めて小さい。また利用時には，ヒストリ数に依存した統計的不確かさが評価結果に及ぼす影響と，入力である核データの影響が考えられるが，本書での妥当性確認では，解析結果に及ぼす統計誤差の影響が十分に小さくなるヒストリ数で解析するとともに，準妥当性確認では核データ依存の不確かさの影響が確認できないことを考慮して試験による妥当性確認と併用し，連続エネルギモンテカルロ計算の適用性を考慮して準妥当性確認として利用している。本書で採用した MCNP5_DBRC については，添付資料３に詳細を示す。上記で示した特徴を有する連続エネルギモンテカルロコードとの比較を炉心解析コードによる静特性解析の妥当性確認への適用性に関する技術的な議論の詳細は参考文献 15 に示される。

2.3.2　LANCR の物理現象に対する網羅性確認

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（抜けがない）されていることが分かる。

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，冷温状態の結果に対して実施される妥当性確認を通じても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。)

表 2.3-1 の LANCR モデル性能評価表で示した妥当性確認試験について，試験ごとの特徴のまとめを表 2.3-2 に示す。

2.3.3 AETNA の物理現象に対する網羅性確認

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 2.3-3，表 2.3-4 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，特性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 [44] 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 47，48 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。

なお，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ため，妥当性確認は

実施していない。

表 2.3-3 および表 2.3-4 の AETNA モデル性能評価表で示した妥当性確認試験について，試験ごとの特徴のまとめを表 2.3-5 に示す。

表 2.3-1　LANCR のモデル性能比較表及び評価表

| | | 重要度ランク付 | モデル性能比較表 "－"：関連しない，"○"：関連する，"N/A"：モデル無 | | |

表 2.3-2　LANCR 妥当性確認試験の特徴

		妥当性確認試験	試験の特徴
1	試験による妥当性確認	Babcock&Wilcox臨界試験	冷温状態での臨界試験であり燃料の非均質効果や中性子反応による増倍特性が確認できる。ボイドや高温状態を模擬する試験は含まれない。ボイドが発生しない冷温状態の試験では，減速材はインチャンネルもウォータロッド含むアウトチャンネルも同一状態であるため，ウォータロッドの形状設計などに依存した影響は小さい。出力分布や燃焼を模擬した測定は実施されておらず，それらにかかる物理現象は対象外となる。
2		NCA臨界試験	冷温状態での臨界試験であり燃料の非均質効果や中性子反応による増倍特性が確認できる。高温状態に付随するドップラ反応度は確認していない。ボイドが発生しない冷温状態の試験では，減速材はインチャンネルもウォータロッド含むアウトチャンネルも同一状態であるため，ウォータロッドの形状設計などに依存した影響は小さい。燃焼を模擬した測定は実施されておらず，それらにかかる物理現象は対象外となる。
3		BASALA臨界試験	冷温状態での臨界試験であり燃料の非均質効果や中性子反応による増倍特性が確認できる。高温状態に付随するドップラ反応度は確認していない。燃焼を模擬した測定は実施されていないが，SLC作動模擬状態やボイド発生模擬状態，出力分布（ガンマ発熱分を含まない相対核分裂率分布）が測定されており，これらにかかる現象が確認できる。
4		Hellstrandらの実効共鳴積分の実験式	核分裂などを起因とした発熱による高温状態を模擬した場合のドップラ効果にかかる実験式であり，燃料棒における共鳴吸収効果における自己遮蔽効果との関係（S/Mに対する依存性）で整理されている。
5		MISTRAL臨界試験	ウラン炉心およびMOX炉心で実効遅発中性子割合が測定されており，モデル性能評価表では均質化定数におけるエネルギー縮約後の遅発中性子割合計算と関連が深い中性子束エネルギースペクトルの観点で整理している。
6		福島第二２号炉照射後試験（ウラン燃料）	ウラン燃料に対する照射後試験で特定位置の燃料棒の同位体組成を測定したものであり，燃焼計算にかかる現象群の妥当性確認となる。
7		Dodewaard炉照射後試験（MOX燃料）	MOX燃料に対する照射後試験で特定位置の燃料棒の同位体組成を測定したものであり，燃焼計算にかかる現象群の妥当性確認となる。
8	連続エネルギーモンテカルロ計算による妥当性確認	未燃焼組成集合体に対する妥当性確認 【ベース】	様々な格子タイプ，設計タイプの集合体断面に対し，高温時及び冷温時の無限増倍率や局所出力分布（核分裂反応率分布）について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ており，燃料の非均質効果や中性子反応による増倍特性ならびに核分裂発熱に対する妥当性確認となる。
9		ウラン濃縮度変化 に対する妥当性確認	No.8に対し，ウラン濃縮度に対する依存性に着目し参照解との比較により妥当性を確認する試験であり，同じく無限増倍率および局所出力分布（ただし核分裂反応率分布）で確認する。
10		プルトニウム富化度変化 に対する妥当性確認	No.8に対し，プルトニウム富化度に対する依存性に着目し参照解との比較により妥当性を確認する試験であり，同じく無限増倍率および局所出力分布（ただし核分裂反応率分布）で確認する。
11		ガドリニア価値	No.8に対し，ガドリニア価値に対する依存性に着目し参照解との比較により妥当性を確認する試験であり，価値（無限増倍率の変化）で確認する。
12		減速材ボイド係数	No.8に対し，減速材ボイド係数に対する依存性に着目し参照解との比較により妥当性を確認する試験であり，反応度係数（無限増倍率と着目パラメータ変化量）で確認する。
13		ほう素価値	No.8に対し，ほう素価値に対する依存性に着目し参照解との比較により妥当性を確認する試験であり，価値（無限増倍率の変化）で確認する。
14		制御棒価値	No.8に対し，制御棒価値に対する依存性に着目し参照解との比較により妥当性を確認する試験であり，価値（無限増倍率の変化）で確認する。
15		等温温度係数	No.8に対し，等温温度係数に対する依存性に着目し参照解との比較により妥当性を確認する試験であり，反応度係数（無限増倍率と着目パラメータ変化量）で確認する。
16		ドップラ係数	No.8に対し，ドップラ係数に対する依存性に着目し参照解との比較により妥当性を確認する試験であり，反応度係数（無限増倍率と着目パラメータ変化量）で確認する。
17		ガンマ発熱	上記No.8～16が中性子と物質の相互作用に着目した試験であるのに対し，本妥当性確認はガンマ線と物質の相互作用に着目したガンマ線輸送計算に基づく試験となる。本試験では参照解と同一の固定源に対し，ガンマ線輸送計算の結果としての燃料棒ごとの付与エネルギー分布に着目し，増倍率等は確認対象とはならない。
18		モンテカルロ燃焼計算	連続エネルギーモンテカルロ燃焼計算を参照解として，燃焼計算機能の確認として燃焼依存の無限増倍率を確認しており，燃焼後の燃料の中性子反応による増倍特性が確認できる。本試験では解析の条件となる燃料棒の燃焼後組成は確認していない。（燃焼組成はNo.6，7で確認する。）

表 2.3-3　AETNA のモデル性能比較表及び評価表（1/2，核的現象）

（物理現象） *はLANCR PIRTにあるもの		重要度ランキング	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										熱水力計算							その他				プラント運転実績による妥当性確認										試験による妥当性確認			連続エネルギモンテカルロ計算等による妥当性確認						
			中性子束計算（定常）[3.2.1]	中性子束計算（過渡）[3.2.9]	高次モード計算 [3.2.10]	燃料棒出力再構築 [3.2.2]	燃料棒燃焼度再構築 [3.2.2.3]	断面積モデル [3.2.3]	燃焼履歴モデル [3.2.4]	ミクロ燃焼モデル [3.2.4.5～3.2.4.9]	燃料温度モデル [3.2.3.3.2]	反射体モデル [3.2.3.2]	エネルギ計算 [3.2.5.4]	サブクール沸騰モデル [3.2.5.8.2]	ボイド相関式 [3.2.5.8.1]	バイパス熱伝達 [3.2.5.5]	圧力損失 [3.2.5.3]	チャンネル流量配分 [3.2.5.6]	バイパスモデル [3.2.5.1]	熱的余裕計算 [3.2.6]	沸騰遷移相関式 [3.2.6.1]	核計装応答 [3.2.7]	学習モデル（プロセス計算機能）	冷温時臨界固有値（制御棒価値）	出力運転時臨界固有値	出力分布（TIPとの比較）	出力分布（γスキャン）	燃料棒出力分布（γスキャン）	照射後試験	MOX装荷炉心	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）	チャンネル圧損試験	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（初装荷多濃縮度炉心）	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	全炉心体系モンテカルロ	チャンネル流量配分
核的現象	中性子増倍特性　（ノード）　*	H																																							
核的現象	遅発中性子割合　（ノード）　*	H																																							
核的現象 空間分布	３次元出力分布（定常）	H																																							
核的現象 空間分布	３次元高次モード分布（定常）	H																																							
核的現象 空間分布	３次元出力分布(過渡)	H																																							
核的現象 空間分布	局所出力分布 *	H																																							
核的現象 空間分布	局所燃焼度分布	H																																							
核的現象 フィードバック	制御棒価値　*	H																																							
核的現象 フィードバック	ボイド反応度　*	H																																							
核的現象 フィードバック	ドップラ反応度　*	H																																							
核的現象 フィードバック	ほう酸価値　*	H																																							
核的現象 フィードバック	減速材温度　*	M																																							
核的現象 フィードバック	燃料減損　（ノード）	H																																							
核的現象 フィードバック	核分裂生成物反応度（ノード）	M																																							
核的現象 フィードバック	スクラム時　制御棒価値　*	H																																							
核的現象 フィードバック	スクラム時　ボイド反応度　*	M																																							
核的現象 構成体起因	制御棒履歴	M																																							
核的現象 構成体起因	多種類制御棒効果	M																																							
核的現象 構成体起因	制御棒減損	M																																							
核的現象 構成体起因	水ロッド形状	M																																							
核的現象 計装	炉内計装管応答	H																																							

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。
②（SPERT実験）では，時間依存の投入反応度について実験値と比較している。

※　グレーハッチング個所は島根３号炉許認可解析非適用

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 2.3-4　AETNA のモデル性能比較表及び評価表（2/2，熱・水力・材料現象）

| （物理現象）
*はLANCR PIRTにあるもの | | | 重要度ランキング | 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 | | | | | | | | | | | | | | | | | | |

表 2.3-5　AETNA 妥当性確認試験の特徴

		妥当性確認試験	試験の特徴
1	プラント運転実績	冷温時臨界固有値（制御棒価値）	実機BWRプラント（初装荷/平衡炉心）で実施された冷温時の臨界試験および炉物理試験における制御棒価値測定試験として，実効増倍率が測定され，試験時の炉水温度に応じた減速材温度係数の効果や制御棒価値の効果が確認できる。
2		出力運転時臨界固有値	実機BWRプラント（平衡炉心）の高温運転時（制御棒価値，ボイド反応度，ドップラ反応度，燃料燃焼による減損効果，核分裂生成物反応度効果が影響）の追跡計算による高温時臨界固有値の妥当性確認。本試験では出力分布は確認しておらずそれらはNo.3~5で測定される。
3		出力分布（TIPとの比較）	実機BWRプラント（平衡炉心）の高温運転時ノード出力分布についてTIP測定値と計算値を比較した妥当性確認。出力分布を確認する総合効果試験であり，各種核的フィードバック効果（制御棒価値，ボイド反応度，ドップラ反応度，燃料燃焼による減損効果，核分裂生成物反応度効果が影響）に加えサブクール沸騰を含めた熱水力的効果も確認できる。増倍特性はNo.2で確認される。
4		出力分布（γスキャンとの比較）	実機BWRプラント（平衡炉心）の高温運転時ノード出力分布についてγスキャン測定値と計算値を比較した試験でありNo.3と同様の効果が確認できる。増倍特性はNo.2で確認される。
5		燃料棒出力分布（γスキャンとの比較）	実機BWRプラント（平衡炉心）の高温運転時局所出力分布についてγスキャン測定値と計算値を比較した試験でありNo.3と同様の効果が確認できる。増倍特性はNo.2で確認される。
6		照射後試験	実機BWRプラント（平衡炉心）の高温運転終了後に取り出された燃料棒の燃焼度について，測定値と計算値を比較した妥当性確認
7		MOX装荷炉心	実機BWRプラント（MOX部分装荷炉心）に対して，冷温時の臨界試験および制御棒価値測定試験(No.1相当)，高温運転時の追跡計算による高温時臨界固有値(No.2相当)，ノード相対出力分布に関するTIP測定値と計算値を比較した妥当性確認(No.3相当)を含み，これらと同様の効果が確認できる。
8		長期停止運転	実機BWRプラント（長期停止炉心）に対して，冷温時の臨界試験による冷温時臨界固有値(No.1相当)，高温運転時の追跡計算による高温時臨界固有値(No.2相当)，ノード相対出力分布に関するTIP測定値と計算値の比較におる妥当性確認試験(No.3相当)を含む妥当性確認。
9		部分出力運転	実機BWRプラント（部分出力運転）に対して，高温運転時（起動時）の追跡計算による炉心流量，ノード相対出力分布に関するTIP測定値と計算値を比較した妥当性確認試験(No.3相当)を含む試験であり，No.3と同様な効果が確認できる。
10	試験	ボイド率測定（ボイド率を比較）	NUPECで実施された実機BWR燃料を模擬した管群ボイド試験について，出口ボイド率について測定値と計算値で比較したもの。核的現象は確認対象ではなく，熱水力的現象のうち出口ボイド率を確認する妥当性確認試験。サブクール沸騰の影響は運転時出力分布を比較する試験で確認する。
11		チャンネル圧損試験	NUPECで実施された実機BWR燃料を模擬した管群ボイド試験について，圧力損失について測定値と計算値で比較したもの。核的現象は確認対象ではなく，熱水力的現象のうちチャンネル圧損に関する妥当性確認試験である。
12		SPERT試験	SPERT III E炉心で制御棒落下事故を模擬した動特性試験について時間依存の出力及び投入反応度（実効増倍率）に関する測定値と計算値の比較による妥当性確認。
13		安定性試験高次モード分布	実機BWRプラント（平衡炉心）で実施された安定性試験で測定された周方向１次モードの測定値（LPRM）と計算値の比較による高次モード出力分布に対する妥当性確認。
14	連続エネルギモンテカルロ計算等	均質円筒炉心高次モード問題	ベンチマーク炉心における高次モード固有値間隔と1次モード出力分布に関する解析解と計算値の比較による妥当性確認。
15		局所出力（初装荷多濃縮度炉心）	ベンチマーク炉心（初装荷多濃縮度炉心）における局所出力分布の参照解と計算値の比較による妥当性確認。
16		局所出力（MOX燃料部分装荷炉心）	ベンチマーク炉心（MOX燃料部分装荷炉心）における局所出力分布の参照解と計算値の比較による妥当性確認。
17		局所出力（10x10燃料平衡炉心）	ベンチマーク炉心（10x10燃料平衡炉心）における局所出力分布の参照解と計算値の比較による妥当性確認。
18		燃焼履歴問題（制御棒履歴/炉停止問題）	ベンチマーク炉心における局所出力分布（制御棒履歴）および無限増倍率（炉停止問題）に関する参照解と計算値の比較による妥当性確認。
19		全炉心モンテカルロ	ベンチマーク炉心（初装荷多濃縮度炉心＋MOX）における反応度（運転時ボイド率，制御棒価値，SLC）の参照解と計算値の比較による妥当性確認。
20		チャンネル流量配分	ベンチマーク炉心（ABWR平衡炉心）におかる定格出力時および部分出力時のチャンネル流量配分の参照解と計算値の比較による妥当性確認。出力分布は入力条件として与えられる。チャンネル圧損の効果を確認する目的の試験ではなく、それらはNo.11で確認される。

※　グレーハッチング個所は島根３号炉許認可解析非適用

2.3.4　妥当性確認試験の充足性

ここでは試験実施時の動作条件から総合効果試験と個別効果試験の観点を導入し，妥当性確認試験の充足性について確認する。

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る。このため，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。例えば運転中の出力分布を確認する試験では，直接的には核分裂反応やガンマ線反応を起因とする出力の相対分布を測定値との比較で確認することになるが，計算の過程ではボイド分布や圧損分布など，一部を除いた AETNA の主要な数学的モデルがそれぞれの感度に応じて結果に影響を及ぼしている。設計時にはすべての機能を使用して各種解析を行うため，その際と同条件で行うことになるこれらの妥当性確認を総合効果試験と定義する。設計時を模擬する条件すなわちすべての数学的モデルの影響下で実施する総合効果試験は，設計結果の各種パラメータの信頼性を確保するために重要な試験である。一方，特定の物理現象に対する妥当性確認を行う上で，結果に及ぼす感度が小さいなどの理由で，すべての現象が作用する状態では妥当性確認が実施しにくい場合などに，少数の数値モデルに着目し，それら以外のモデルの動作を限定させることで着目モデルが十分な感度で結果に作用する状態で行う妥当性確認を個別効果試験と分類する。LANCR/AETNA の妥当性確認について，総合効果試験および個別効果試験の観点，関連する物理現象及び実施した試験ケース数等で整理した表を表 2.3-6，表 2.3-7 に示す。本書で示すモンテカルロ計算による準妥当性確認はすべて個別効果試験に分類される。

ここで,表 2.3-3 及び表 2.3-4 に示すように,重要な物理現象に対する妥当性確認は，３つの総合効果試験（“冷温臨界固有値”，“出力運転時臨界固有値”，“出力分布（TIP との比較）”）によって概ね確認することができ，表 2.3-6，表 2.3-7 に示すとおり，これらは充足性を満足している。これについては後述する。

一方，これら３つの総合効果試験では確認が困難な物理現象として，表 2.3-3 及び表 2.3-4 から“３次元高次モード分布（定常）”，“局所出力分布”，“局所燃焼度分布”，“ほう酸価値”，“バイパスボイド分布”，“チャンネル圧損”，“チャンネル流量”の７つが挙げられる。これらについては，上記以外の総合効果試験または個別効果試験により確認している。

以上の３つの総合効果試験と，それ以外の総合効果試験又は個別効果試験で確認している７つの物理現象について，詳細を以下に示す。

＜冷温臨界固有値＞

この試験は，冷温時臨界試験の追跡計算結果により冷温時臨界固有値を確認する試験と，炉物理試験等における制御棒価値測定試験の追跡計算により制御棒価値を確認する試験からなる。表 2.3-6 に示す通り冷温時臨界固有値の確認は C/D/S/N 格子を含む国内 9 プラントの合計 110 点の冷温臨界試験（局所およびインシーケンスを含む）を追跡しており，また，８×８燃料，９×９（Ａ型およびＢ型）燃料が装荷された炉心が含まれていることから，充足性を満たしている。

制御棒価値測定試験は２プラント８点の制御棒価値測定試験データからなっており，これらの試験データベースは参考文献21における BWR 実機での制御棒価値測定試験と

の比較による妥当性確認試験で採用した７ケースを含んでいる。また，これらは，「原子炉安全基準専門部会高燃焼度燃料反応度投入事象検討小委員会(平成９年３月)」で報告された 110 万 kWe 級 BWR-5（S 格子）の起動試験時の制御棒価値測定試験に加え，それらが新燃料で構成されていることから，燃焼燃料も含まれる 80 万 kWe 級 BWR-4（D 格子）での MOX 燃料装荷炉心における炉物理試験時の制御棒価値測定試験を追加した計８点で構成しており，充足性を満たしている。

なお，炉心計算で使用する核定数は，表 2.3-7 で示す通り連続エネルギモンテカルロ計算との比較による個別効果試験おいて，冷温状態における８×８，９×９（A型），10×10 燃料（S/N/C/D 格子，８×８MOX 燃料含む）について妥当性確認がなされており，格子・燃料タイプの観点で充足性を満たしている。

＜出力運転時臨界固有値＞

この試験は，出力運転時の実機 BWR プラントの追跡計算により高温臨界固有値の妥当性を確認するものであり，表 2.3-6 に示す通り国内 BWR の９プラント（C/D/S/N 格子）38 炉・サイクル計 2750 燃焼度点が含まれており８×８，９×９（A型およびB型）燃料の実績データが使用されており，充足性を満たしている。

なお，炉心計算で使用する核定数は，表 2.3-7 で示す通り連続エネルギモンテカルロ計算との比較による個別効果試験おいて高温運転状態に対する８×８，９×９（A型），10×10 燃料（S/N/C/D 格子，８×８MOX 燃料含む）について妥当性確認がなされており，格子・燃料タイプの観点で充足性を満たしている。

＜出力分布（TIP との比較）＞

この試験は，出力運転時の実機 BWR プラントにおいて運転中に測定された３次元 TIP 測定データとの比較によりノード相対出力分布の妥当性を確認するものであり，表 2.3-6 に示す通り国内 BWR の９プラント（C/D/S/N 格子）38 炉・サイクル計 528 点の TIP 測定データが含まれており８×８，９×９（A型およびB型）燃料の実績データが含まれることから，充足性を満たしている。

なお，炉心計算で使用する核定数は表 2.3-7 で示す通り連続エネルギモンテカルロ計算との比較による個別効果試験おいて高温運転状態に対する８×８，９×９（A型），10×10 燃料（S/N/C/D 格子，８×８MOX 燃料含む）について妥当性確認がなされており，格子・燃料タイプの観点で充足性を満たしている。

＜３つの総合効果試験では確認が困難な物理現象＞

“３次元高次モード分布（定常）”に対しては“均質円筒炉心高次モード問題”において基本モードから９次モードまでの固有値と周方向１次モードの出力分布について解析解との比較により確認するとともに試験データが限られる総合効果試験の“安定性試験高次モード分布との比較”で領域不安定事象発生時の径方向出力分布と LPRM 信号との比較による妥当性確認を実施している。高次モード計算は AETNA の高次モード算出モデルに依存するため上記試験による確認で異なる核定数に対する信頼性が確認できていることからこれらの試験で充足されていると判断できる。本現象については中性子束計算の数値解法が重要となるため，格子形状や燃料設計などへの依存性は小さく，添付資料８に示す妥当性確認で十分と判断できる。

“局所出力分布”は，総合効果試験の“燃料棒出力分布（ガンマスキャンとの比較）”で２集合体に対して様々な断面平均ボイド率において確認されるが，これに加えて代表的なボイド率条件での複数の集合体タイプに対して“局所出力ベンチマーク問題”を実施し，上記の“燃料棒出力分布（ガンマスキャンとの比較）”と整合する結果が得られており，これらの結果から充足されていると判断できる。なお，炉心計算における局所出力の予測においては，使用する核定数における局所出力分布の予測性能が重要となるが，これについては表 2.3-7 で示す通り連続エネルギモンテカルロ計算との比較による個別効果試験おいて高温運転状態に対する８×８，９×９（A型），10×10 燃料（S/N/C/D 格子，８×８MOX 燃料含む）について妥当性確認がなされており，格子・燃料タイプの観点で充足性を満たしている。

“局所燃焼度分布”は，局所出力の積算値であるため，上記の“局所出力分布”が確認されれば良好な結果になることが類推できるが，これに加えて総合効果試験の“照射後試験”により７つの照射済み試料に対して測定燃焼度との比較による妥当性確認を実施しており，充足されていると判断できる。なお，“局所燃焼度分布”は，“局所出力分布”の積算値であり，前述のとおり，核定数段階における局所出力分布は連続エネルギモンテカルロ計算との比較による個別効果試験おいて高温運転状態に対する８×８，９×９（A型），10×10 燃料（S/N/C/D 格子，８×８MOX 燃料含む）について妥当性確認がなされており，格子・燃料タイプの観点で充足性を満たしている。

“ほう酸価値”に対しては，実機における試験は存在しないので，添付資料６に示す通り，従来コードによる SLC 未臨界解析手法のトピカルレポートと同様の様々な格子条件・燃料設計に対して妥当性確認を示しており，充足されていると判断できる。

“バイパスボイド分布”はバイパスチャンネルにおけるボイド率分布で総合効果試験での確認は困難であるが，ボイド率を計算するためのモデルはインチャンネルと同じであり，充足性を満たすべき総合効果試験を通してボイド率評価モデルの妥当性が確認されている。なお，バイパスボイドの影響を受けるものとして核計装の応答が考えられるが，上記に加えてプラント運転実績による部分出力時の妥当性確認を通じ，TIP 分布の実機測定値との比較においてバイパスボイドの影響が出やすい部分出力時でも定格時と同等の不確かさとなっていることから，バイパスボイド分布に対する確認は充足されていると判断できる。本現象に対する燃料設計や格子条件が及ぼす影響は小さい。

“チャンネル圧損”については，個別効果試験として８×８燃料及び９×９A燃料に対する“チャンネル圧損試験”で幅広い圧力・流量条件に対して確認されており，両者のハード設計の差異は燃料設計や格子形状の違いによる影響も包含しうると判断できることから，充足性を満たすと判断できる。また“チャンネル流量”は上記“チャンネル圧損試験”に対する妥当性が確認されていることから間接的に妥当性が確認済であると判断できる。

以上より，充足性を満たす総合効果試験では確認が困難な現象に対しては，個別効果試験で充足性を満たしており，試験データベース全体で充足性が満たされていると判断できる。

表 2.3-6　妥当性確認実施状況（総合効果試験）

			妥当性確認	関連する物理現象	運転状態	確認項目	試験数（詳細は４章および添付資料８）
総合効果試験（AETNA）	プラント運転実績	通常炉心	冷温臨界固有値		冷温停止	実効増倍率	9プラント(C/D/S/N格子)計110点
						制御棒価値	2プラント(D格子取替/S格子初装荷)計8点
			出力運転時臨界固有値		通常運転	実効増倍率	9プラント38サイクル(C/D/S/N格子)計2750燃焼度点
			出力分布(TIPとの比較)			ノード出力	9プラント38サイクル(C/D/S/N格子)計528燃焼度点
			出力分布(ｯスキャンとの比較)				2プラント(S格子取替/N格子初装荷)計219集合体
			燃料棒出力分布(ｯスキャンとの比較)			局所出力	1プラント(D格子)2集合体 (バンドル燃焼度22.5(制御棒履歴有)及び42.0GWd/t)
			照射後試験(測定燃焼度と計算燃焼度の比較)			ペレット燃焼度	1プラント(C格子)2集合体 ペレット試料7点 (ペレット燃焼度40.6～68.6 GWd/t)
			安定性試験高次モード分布との比較			振動時LPRM出力	1プラント(S格子)1安定性試験点
		特殊炉心	MOX燃料装荷炉心		冷温停止	実効増倍率	1プラント(D格子)3ケース
						制御棒価値	1プラント(D格子)3ケース
					通常運転	実効増倍率	1プラント(D格子)1サイクル　計27燃焼度点
						ノード出力	1プラント(D格子)1サイクル　計7燃焼度点
			長期停止運転		通常運転	実効増倍率	1プラント(S格子)1サイクル　計93燃焼度点
					冷温停止	実効増倍率	1プラント(S格子)1サイクル　1ケース
					通常運転	ノード出力	1プラント(S格子)1サイクル　計15燃焼度点
			部分出力運転		通常運転	炉心流量	1プラント(C格子)1サイクル　計77運転点
						ノード出力	1プラント(C格子)1サイクル　計3運転点
			SPERT実験との比較		冷温停止	熱出力 投入反応度	1試験点（冷温停止炉心に対する反応度投入）

※1　グレーハッチング個所は島根３号炉許認可解析非適用

※2　「関連する物理現象」は，妥当性確認ごとに表 2.3-3 および表 2.3-4 のモデル性能評価表において“○”を付した物理現象を記載している。

※3　「ガンマスキャン」は「ｯスキャン」と略称で表記している。

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。

表 2.3-7　妥当性確認実施状況（個別効果試験）

			妥当性確認		関連する物理現象	運転状態	確認項目	試験数（詳細は４章および添付資料８）
個別効果試験	熱水力(AETNA)	試験	ボイド率測定			通常運転	ボイド率	1集合体72運転条件
			チャンネル圧損試験				圧力損失（単相・二相）	8X8 ：単相36運転条件，二相33運転条件 9X9A：単相36運転条件，二相33運転条件
		詳細解析	チャンネル流量配分				チャンネル流量	熱水力（流量配分）に対する個別効果試験
	核計算(AETNA)	モンテカルロ計算 等	均質円筒炉心高次モード問題			通常運転	未臨界度	1プラント1ケース（上位9モード）
			局所出力ベンチマーク問題			通常運転	局所出力	3ケース（初装荷/MOX部分装荷/10x10）
			燃焼履歴問題-炉停止問題			通常運転	実効増倍率	2ケース（1600日停止/4800日停止）
			燃焼履歴問題-制御棒履歴問題			通常運転	実効増倍率 局所出力	設計2タイプ(9x9/10x10)×1運転ケース
			全炉心体系（高温運転時）			通常運転	実効増倍率	ABWR初装荷炉心(SUMIT^{95})にMOX装荷4ケース （MOX燃料　0体/60体/120体/240体）
			全炉心体系（ボイド変化）			通常運転	ボイド反応度	
			全炉心体系（制御棒挿入）			通常運転	制御棒価値	
			全炉心体系（SLC作動模擬）			SLC	実効増倍率	
	核定数（LANCR）	試験	Babcock&Wilcox臨界試験			冷温停止	実効増倍率	ウラン炉心1点/MOX炉心1点
			NCA臨界試験			冷温停止/通常運転	実効増倍率	冷温1点/高温1点
							出力分布	冷温82点/高温82点
			BASALA臨界試験			冷温停止/SLC	実効増倍率	炉心10点
							出力分布	
							ボイド反応度	係数(ボイド反応度係数，ほう素価値等)ごとに1点
							制御棒価値	
			Hellstrandらの実効共鳴積分			通常運転	実効共鳴積分	実験式4つ×温度3点の不確かさ（試験の不確かさ）
			MISTRAL試験			冷温停止	遅発中性子割合	ウラン炉心1点/MOX炉心1点
			福島第二原子力発電所２号炉及びDodewaard炉の照射後試験			通常運転	同位体重量	(ウラン炉心14点/MOX炉心5点)×核種数
		モンテカルロ計算	中性子	未燃焼集合体【ベース条件】		冷温停止/通常運転/SLC	無限増倍率	設計4種類(S/N/C/D格子含む)×運転状態9点
							出力分布	
				U濃縮度変化		通常運転	無限増倍率	設計3種類×燃焼度6点×濃縮度変化4点
						通常運転	出力分布	
				Pu含有率変化		通常運転	無限増倍率	設計1種類×燃焼度6点×Pu含有率変化5点
						通常運転	出力分布	
				ガドリニア価値		通常運転	ガドリニア価値	設計4種類×ボイド率3点×Gd濃度変化7点
				減速材ボイド係数		通常運転	ボイド反応度	設計4種類×燃焼度6点×ボイド率変化3点
				ほう素価値		冷温停止/SLC	ほう素価値	設計4種類×燃焼度6点×温度3点×ほう素濃度変化2点
				制御棒価値		冷温停止/通常運転	反応度価値	設計4種類×ボイド履歴等9点×制御棒挿入1点
				等温温度係数		冷温停止～通常運転	反応度係数	設計4種類×燃焼度6点×温度変化3点
				ドップラ係数		通常運転/SLC	ドップラ反応度	設計4種類×燃焼度6点×温度変化2点
				燃焼計算（モンテカルロ）		通常運転	無限増倍率	設計4種類×履歴ボイド1点×燃焼度30点
			ガンマ	ガンマ発熱量		通常運転	ガンマ発熱量 発熱量分布	設計1種類×燃焼度２点

※1　グレーハッチング個所は島根３号炉許認可解析非適用

※2　「関連する物理現象」は，妥当性確認ごとに表 2.3-1～表 2.3-4 のモデル性能評価表において“○”を付した物理現象を記載している。

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。

2.3.5　運転状態に対する妥当性確認の網羅性

ここでは妥当性確認におけるそれぞれの運転状態に対する網羅性について確認する。LANCR/AETNA で想定する運転状態である通常運転時（部分出力運転含む），冷温停止時，SLC 作動時に対する妥当性確認の実施状況について，それぞれの評価項目ごとに整理した表を表 2.3-8，表 2.3-9 に示す。以下にそれぞれの表における評価項目ごとに確認状況を説明する。

＜LANCR 無限増倍率もしくは実効増倍率（表 2.3-8）＞

通常運転，冷温停止状態及び SLC 作動時は臨界試験（ボイド管による運転時のボイド発生状況の模擬）及びモンテカルロ計算で確認している。

＜LANCR 局所出力分布（表 2.3-8）＞

局所出力分布は熱的制限値などの要求に対して必要なものであり，反応度要求のみの SLC 作動時を考慮する必要はない。通常運転及び冷温停止状態は臨界試験（ボイド管による運転時のボイド発生状況の模擬）及びモンテカルロ計算で確認している。

＜LANCR ガドリニア価値（表 2.3-8）＞

ガドリニア価値は無限増倍率に対する解析の信頼性を確保する上で参考として確認するものであり，すべての運転状態を網羅する必要性はない。通常運転及び冷温停止状態は臨界試験（ボイド管による運転時のボイド発生状況の模擬）及びモンテカルロ計算で確認している。

＜LANCR ボイド反応度（表 2.3-8）＞

ボイド係数は，冷却材が沸騰状態にある通常運転時に対してのみ考慮すべき項目であり，臨界試験（ボイド管による運転時のボイド発生状況の模擬）及びモンテカルロ計算で確認している。

＜LANCR ドップラ反応度（表 2.3-8）＞

ドップラ反応度は冷温停止時（冷温時ドップラ）及び通常運転時に対して考慮すべき項目であり，Hellstrand ら実効共鳴積分で通常運転時が，モンテカルロ計算で通常運転時及び冷温停止時を確認している。SLC 作動時のドップラ効果については下記の“ほう素価値”で考慮が必要な温度域まで確認しているため，ドップラ反応度として別途確認する必要はない。

＜LANCR ほう素価値（表 2.3-8）＞

ほう素価値は炉内にほう素が存在する SLC 作動時に対してのみ考慮すべき項目であり，BASALA 臨界試験及びモンテカルロ計算で確認している。なお SLC 作動時の未臨界評価に関しては添付資料６に詳細を示す。

＜LANCR 制御棒価値（表 2.3-8）＞

制御棒価値は通常運転時及び冷温停止時に対して考慮すべき項目であり，　BASALA 臨界試験及びモンテカルロ計算で確認している。

＜LANCR 減速材温度係数（表 2.3-8）＞

減速材温度係数は通常運転時及び冷温停止時に対して考慮すべき項目であり，BASALA 臨界試験及びモンテカルロ計算で確認している。SLC 作動時の温度効果については上記の“ほう素価値”で考慮が必要な温度域まで確認しているため，ドップラ係数として別途確認する必要はない。

＜LANCR 遅発中性子割合（表 2.3-8）＞

遅発中性子割合の計算に使用するのは核種ごとの遅発中性子割合と縮約用の多群中性子束分布であり，前者は核データで決まるため代表状態の確認で十分であり，後者は本パラメータ以外の多くの確認において通常運転時と冷温停止時で確認されるため，本パラメータ確認時は冷温状態の確認でもって代表できると考えられる。

＜LANCR 同位体重量（表 2.3-8）＞

燃焼は通常運転状態のみを想定したもので直接的には照射後試験で妥当性確認は実施できる。核種組成は各燃焼度点での LANCR の計算の条件となるため，その他の LANCR 計算によっても副次的に確認される。

＜AETNA 余剰反応度/停止余裕（表 2.3-9）＞

通常運転状態及び冷温停止状態はプラント運転実績データを用いた妥当性確認で，プラント運転実績データが存在しない SLC 作動状態はモンテカルロ計算（全炉心体系（高温運転時））で確認している。

＜AETNA 最大制御棒価値（表 2.3-9）＞

プラント運転実績データが存在する冷温停止状態のみプラント運転実績で確認し，通常運転状態の制御棒価値はモンテカルロ計算（全炉心体系（制御棒挿入））で確認している。冷温状態に対する SPERT 試験でも確認している。

＜AETNA 反応度係数（表 2.3-9）＞

ボイド反応度は，炉内の冷却材が沸騰状態にありボイドが発生する通常運転状態のみを考慮すればよく，モンテカルロ計算（全炉心体系（ボイド変化））で確認している。停止時の制御棒価値は上記の余剰反応度/停止余裕の項目で冷温停止状態におけるプラント実績データによって確認済みであり，運転時についてはモンテカルロ計算（全炉心体系（制御棒挿入））で確認している。

＜AETNA ほう酸注入系停止機能（表 2.3-9）＞

炉内にほう素が存在する SLC 作動時のみを考慮すればよい。プラント運転実績データはないので，モンテカルロ計算（全炉心体系（SLC 作動模擬））で確認している。なお SLC 作動時の未臨界評価に関しては添付資料６に詳細を示す。

＜AETNA 熱機械(MLHGR)/焼損(MCPR)（表 2.3-9）＞

上記はいずれも運転時の熱的な要求に対して必要なものであり，通常運転時のみを

考慮すればよい。ノード出力については各種のプラント運転実績データ(出力分布(TIPとの比較/ガンマスキャンとの比較）等）で確認している。局所出力分布もプラント運転実績の燃料棒出力分布（ガンマスキャンとの比較）で確認している。

＜AETNA 設計出力履歴(燃焼度)（表 2.3-9）＞

燃焼度増分が発生する通常運転時のみを考慮すればよい。プラント運転実績での照射燃料に対する照射後試験での測定ペレット燃焼度との比較による妥当性確認で確認している。

＜AETNA 未臨界度（安定性）（表 2.3-9）＞

領域不安定事象が問題となる通常運転時のみを考慮すればよい。解析解との比較による妥当性確認（均質円筒炉心高次モード問題）及びプラント運転実績の安定性試験高次モード分布との比較で確認している。

表 2.3-8　LANCR の評価パラメータと運転状態及び妥当性確認試験

確認項目	運転状態			妥当性確認試験
	通常運転 (部分出力運転含む)	冷温停止	SLC	
無限増倍率 もしくは 実効増倍率		○	○	Babcock & Wilcox 臨界試験
	○*	○		NCA 臨界試験
	○*	○	○	BASALA 臨界試験
	○	○	○	未燃焼集合体(モンテカルロ)
	○			U 濃縮度の変化/Pu 含有率の変化 (モンテカルロ)
	○			燃焼計算(モンテカルロ)
局所出力分布	○*	○		NCA 臨界試験
	○*			BASALA 臨界試験
	○			未燃焼集合体(モンテカルロ)
	○			U 濃縮度の変化/Pu 含有率の変化 (モンテカルロ)
ガドリニア価値	○*	○		BASALA 臨界試験
	○			ガドリニア価値(モンテカルロ)
ボイド反応度	○*			BASALA 臨界試験
	○			減速材ボイド係数(モンテカルロ)
ドップラ反応度	○	○		ドップラ係数(モンテカルロ)
	○			Hellstrand らの実効共鳴積分実験式
ほう素価値			○	BASALA 臨界試験
			○	ほう素価値(モンテカルロ)
制御棒価値		○		BASALA 臨界試験
	○	○		制御棒価値(モンテカルロ)
減速材温度係数	○*	○		BASALA 臨界試験
		○		等温温度係数(モンテカルロ)
遅発中性子割合		○		MISTRAL 臨界試験
同位体重量	○			福島第二原子力発電所２号炉及び Dodewaard 炉の照射後試験

*ボイド管などにより運転時のボイド発生状況を模擬

表 2.3-9　AETNA の評価パラメータと運転状態及び妥当性確認試験

確認項目	運転状態			妥当性確認試験
	通常運転（部分出力運転含む）	冷温停止	SLC	
余剰反応度/炉停止余裕		○		冷温時臨界固有値（制御棒価値を含む）
	○			出力運転時臨界固有値
	○	○		MOX 燃料装荷炉心
	○	○		長期停止運転
	○	○		燃焼履歴問題-炉停止問題/制御棒履歴問題
	○		○	全炉心体系（高温運転時）（モンテカルロ計算）
最大制御棒価値		○		冷温時臨界固有値（制御棒価値を含む）
		○		MOX 燃料装荷炉心
		○		SPERT 実験との比較
反応度係数	○			全炉心体系（制御棒挿入）（モンテカルロ計算）
	○			全炉心体系（ボイド変化）（モンテカルロ計算）
ほう酸注入系停止機能			○	全炉心体系（SLC 作動模擬）（モンテカルロ計算）
熱機械（MLHGR）/焼損（MCPR）	○			出力分布（TIP との比較）
	○			出力分布（ガンマスキャンとの比較）
	○			MOX 燃料装荷炉心
	○			長期停止運転
	○			部分出力運転
	○			燃料棒出力分布（ガンマスキャンとの比較）
	○			局所出力問題
設計出力履歴（燃焼度）	○			照射後試験(測定燃焼度と計算燃焼度の比較)
未臨界度（安定性）	○			均質円筒炉心高次モード問題
	○			安定性試験高次モード分布との比較

※　グレーハッチング個所は島根３号炉許認可解析非適用

2.3.6　適用範囲に対する妥当性確認の網羅性

ここでは LANCR/AETNA の適用範囲に対して，妥当性確認の実施範囲が包絡されていることを確認する。LANCR/AETNA の適用範囲と妥当性確認試験実施条件の対応を表 2.3-10，表 2.3-11 に示す。適用範囲が妥当性確認により網羅されていることが分かる。

表 2.3-10　LANCR 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	1×1，8×8，9×9	8×8～10×10
^{235}U 濃縮度	0.2～6 wt%	0.2～6 wt%	0.2～4.9 wt%	0.2～6 wt%
Gd_2O_3 含有量	0～15 wt%	0～15 wt%	0～5 wt%	0～15 wt%
プルトニウム含有率	0～15.5 wt%	0～15.5 wt%	0～8.7 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～□wt%	0～10.4 wt%
燃料棒の温度	10～2300 ℃	10～2300 ℃	10～80 ℃	20～2300 ℃
減速材ボイド率	0～100 %	0～100 %	0%（40%模擬あり）	0～100 %
減速材温度	10～286 ℃	10～286 ℃	10～80 ℃	20～286 ℃
減速材中のほう素濃度	0～2230 ppm	0～2230 ppm	0～2230 ppm	0～1700 ppm
燃焼度 (燃料集合体平均)	0～80 GWd/t	0～80 GWd/t	0 GWd/t※	0～80 GWd/t
制御棒吸収材	B_4C，ハフニウム	B_4C，ハフニウム	B_4C，ハフニウム	B_4C，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 2.3-11　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_4C，ハフニウム)， ほう酸水(SLC)	制御棒 (B_4C，ハフニウム)， ほう酸水(SLC)	制御棒 (B_4C，ハフニウム)	制御棒(B_4C)	制御棒(B_4C)， ほう酸水(SLC)

2.3.7　妥当性確認における不確かさについて

試験ごとの不確かさの算出方法と試験点数を表 2.3-12，表 2.3-13 に示す。

不確かさ計算方法は従来コードで採用された方法を基に相対差や不偏標準偏差もしくはこれらの平均値を採用している。（本書における標準偏差はすべてサンプルに対する不偏標準偏差で，以降では単に標準偏差と記載することもある）試験体系に応じた詳細な相対 RMS などの計算方法は，個別の詳細説明において計算式を示す。各妥当性確認における試験（測定値）の不確かさも個別の詳細説明において示す。

選定した試験データについては，Hellstrand らの実効共鳴積分の実験式との比較を除いて不確かさの小さい試験で構成されており，妥当性確認における不確かさの評価において試験の持つ不確かさの影響は小さい。Hellstrand らの実効共鳴積分の実験式との比較においては，実験式の不確かさが大きいものの，ドップラ係数の妥当性確認として代替可能で実績のある試験が存在しないことから，解析結果と実験式のノミナル値の差が実験式の不確かさに包含されることを確認したうえで，実験式の不確かさをコードの不確かさとして採用している。

2.3.8　妥当性確認における留意事項

妥当性確認実施時の留意事項として，ノード分割，スケール効果及びユーザ効果がある。

ノード分割とは数値計算において空間離散化におけるメッシュ幅を定義することであり，LANCR/AETNA の主要な体系計算時の空間メッシュは，従来コードと同様な設定としている。これらは BWR 体系の静特性炉心解析に一般的に用いられてきた信頼をおける設定値であり，PWR 体系ベンチマークや SPERTⅢ過渡試験などの非 BWR 体系の妥当性確認を除いて，検証及び妥当性確認を通して設計時と等しい分割条件としている。

スケール効果とは妥当性確認時と設計計算時の取り扱う空間サイズの違いにより支配現象の影響具合が変わることで両者の間で不確かさなどに差異が発生する影響のことであるが，これらの影響が懸念される熱水力試験（ボイド率測定・チャンネル圧損試験）では，実機と同サイズの模擬燃料を使用しており問題はない。核計算においては，解析体系の違いに対して線形性が維持されることからスケール効果の懸念はない[22]。

ユーザ効果とはユーザの知識レベルなどに起因してノード分割などの解析条件設定に問題があることで，妥当性確認においてコード本来の性能が発揮できない効果であり，これらに対しては QMS における力量管理のもと，一定の技能を有する者が検証及び妥当性確認の実施や審査に携わることで結果に有意な影響が出ないよう配慮している。

表 2.3-12　LANCR の妥当性確認における不確かさの評価方法のまとめ

妥当性確認			確認項目	不確かさ 計算方法*	測定点の情報
核定数として：個別効果試験 LANCRより上流：総合効果試験	試験	Babcock&Wilcox臨界試験	実効増倍率	－	ウラン炉心1点/MOX炉心1点
		NCA臨界試験	実効増倍率	－	冷温1点/高温1点
			出力分布	－	冷温82点/高温82点
		BASALA臨界試験	実効増倍率	－	炉心10点
			出力分布	－	燃料棒(RMS)×炉心10点
			反応度係数	相対差	反応度係数ごとに1点
		Hellstrandらの実効共鳴積分	実効共鳴積分	試験の不確かさ以下	温度3点（試験不確かさは4つの実験式の不偏標準偏差）
		MISTRAL試験	β eff	相対差の平均	ウラン炉心1点/MOX炉心1点
		2F-2&Dodewaard炉	同位体重量	－	(ウラン炉心14点/MOX炉心5点)×核種数
個別効果試験	連続エネルギモンテカルロ	未燃焼集合体	無限増倍率	－	設計4種類×運転状態9点
			出力分布	－	設計4種類×運転状態9点×燃料棒(RMS)
		U濃縮度変化	無限増倍率	－	設計3種類×濃縮度4点×燃焼度6点
			出力分布	－	設計3種類×濃縮度4点×燃焼度6点×燃料棒(RMS)
		Pu含有率変化	無限増倍率	－	設計1種類×Pu含有率5点×燃焼度6点
			出力分布	－	設計1種類×Pu含有率5点×燃焼度6点×燃料棒(RMS)
		ガドリニア価値	価値	－	設計4種類×ボイド率3点×Gd濃度変化7点
		減速材ボイド係数	反応度係数	－	設計4種類×燃焼度6点×ボイド率変化3点
		ほう素価値	価値	相対差の平均	設計4種類×燃焼度6点×温度3点×ほう素濃度変化2点
		制御棒価値	価値	－	設計4種類×運転状態9点×制御棒挿入1点
		等温温度係数	反応度係数	－	設計4種類×燃焼度6点×温度変化3点
		ドップラ係数	反応度係数	－	設計4種類×燃焼度6点×温度変化2点
		モンテカルロ燃焼計算	無限増倍率	－	設計4種類×履歴ボイド1点×燃焼度30点(最大最小)
		ガンマ発熱量	ガンマ発熱量	－	設計1種類×燃焼度２点×燃料棒数(最大最小)
			発熱量分布	－	設計1種類×燃焼度２点×燃料棒数(RMS)

＊不確かさの計算方法は５章において要求すべき予測性能の指定との比較を行うものについて記載。他は参考情報であり記載を省略。

表 2.3-13　AETNA の妥当性確認における不確かさの評価方法のまとめ

妥当性確認			確認項目	不確かさ 計算方法*1	測定点の情報
総合効果試験	プラント運転実績	冷温臨界固有値	実効増倍率	不偏標準偏差	9プラント合計110点
			制御棒価値	不偏標準偏差	2プラント8点
		出力運転時臨界固有値	実効増倍率	－	9プラント38サイクル　計2750点
		出力分布(TIPとの比較)	ノード出力	相対RMSの平均	9プラント38サイクル　計528燃焼度点×TIP測定点(RMS)
		出力分布(γスキャンとの比較)	ノード出力	相対RMSの平均	2プラント(2ケース)×γスキャン測定点数(RMS) *2
		燃料棒出力分布(γスキャンとの比較)	燃料棒出力	相対RMSの平均	1プラント2集合体×γスキャン測定点数(RMS) *3
		照射後試験(測定燃焼度と計算燃焼度の比較)	ペレット燃焼度	相対RMS	2集合体の計7試料(RMS)
		MOX燃料装荷炉心	冷温時制御棒価値	－	傾向の確認("冷温臨界固有値"の結果に含まれる)
			冷温時実効増倍率	－	傾向の確認("冷温臨界固有値"の結果に含まれる)
			運転時実効増倍率	－	1プラント1サイクル　計27燃焼度点
			ノード出力	－	1プラント1サイクル　計7燃焼度点×TIP測定点(RMS) *4
		長期停止運転	運転時実効増倍率	－	1プラント1サイクル　計93燃焼度点
			冷温時実効増倍率	－	1プラント1サイクル　1ケース
			ノード出力	－	1プラント1サイクル　計15燃焼度点×TIP測定点(RMS)
		部分出力運転	炉心流量	－	1プラント1サイクル　計77運転点
			ノード出力	－	1プラント1サイクル　計3運転点×TIP測定点(RMS)
個別効果試験	モンテカルロ計算等	均質円筒炉心高次モード問題	未臨界度	－	1点（参考に2次～9次モードの比較も記載）
		局所出力ベンチマーク問題	局所出力	－	6炉心×16集合体×燃料棒数(RMS)
		燃焼履歴問題-炉停止問題	実効増倍率	－	グラフによるトレンド比較
		燃焼履歴問題-制御棒履歴問題	実効増倍率	－	集合体2種類
			局所出力	－	集合体2種類×燃料棒数(RMS)
		全炉心体系（高温運転時）	実効増倍率	－	4炉心
		全炉心体系（ボイド変化）	ボイド反応度	－	4炉心
		全炉心体系（制御棒挿入）	制御棒価値	－	4炉心
		全炉心体系（SLC作動模擬）	実効増倍率	－	4炉心
		チャンネル流量配分	チャンネル流量	－	運転点2点（定格出力時/部分出力時）×集合体数(RMS)
	試験	ボイド率測定	ボイド率	－	1集合体72運転条件×軸方向6点
		チャンネル圧損試験	発熱部圧力損失 (単相・二相)	－	8X8：単相36運転条件，二相33運転条件 9X9A：単相36運転条件，二相33運転条件
		SPERT実験との比較	熱出力	－	グラフによるトレンド比較
			投入反応度	－	グラフによるトレンド比較
		安定性試験高次モード分布との比較	振動時LPRM出力	－	グラフによるトレンド比較

*1:不確かさの計算方法は５章において要求すべき予測性能の指定との比較を行うものについて記載。他は参考情報であり記載を省略。
*2:BWR大型炉心の例では，径方向104集合体×軸方向16点（図4.3-59）
*3:径方向54燃料棒（図4.3-65, 66）×軸方向11点（図4.3-71, 72）
*4:ウラン燃料隣接は径方向25ストリング×軸方向22点，MOX燃料隣接は径方向6ストリング×軸方向22点（図4.3-80）

※　グレーハッチング個所は島根３号炉許認可解析非適用

3. 解析モデル

3.1 LANCR 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，全て最新知見を取り込むこと念頭に開発当時最新の評価済核データ ENDF/B-VII.0 としている。使用するライブラリに由来する影響は妥当性確認結果の不確かさに含まれる。

3.1.1.1 ENDF/B-VII.0 について

ENDF/B-VII.0[6]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。評価済み核データには，原子核に関する様々な物理量（共鳴パラメータ，断面積，放出粒子のスペクトル，核分裂収率や半減期など）がまとめられている。

3.1.1.2 中性子反応断面積

LANCR の中性子反応断面積は，Bondarenko 形式（F-table 形式とも呼ばれる）であり，無限希釈断面積と温度Tと背景断面積σ_bでテーブル化した自己遮蔽因子からなる。中性子反応断面積は，核データライブラリ処理コード NJOY[7]を用いて，評価済み核データ ENDF/B-VII.0 とユーザ入力（エネルギ群数，エネルギ群構造，温度，背景断面積など）をもとに作成する。中性子反応断面積は，NJOY によって，評価済み核データの共鳴パラメータ等から共鳴構造を表現可能な超詳細エネルギ点と中性子共鳴断面積を生成する処理（RECONR），ドップラ効果による共鳴断面積の温度拡幅を行う処理（BRORDR），熱領域の断面積を作成する処理（THERMR），前述までの処理で生成された連続エネルギの中性子断面積を多群化するための中性子エネルギスペクトル生成と反応断面積エネルギ多群化を行う処理（GROUPR）のプロセスを経て作成される。括弧内は NJOY に含まれるモジュール名である。中性子エネルギスペクトル生成では，重み関数として「1/E + Fission spectrum + Thermal Maxwellian」を使用し，NR 近似オプションで処理する。得られた中性子スペクトルを用いて，連続エネルギの断面積を多群断面積に縮約する。温度，背景断面積ごとに得られた多群断面積をもとに自己遮蔽因子を作成する。中性子反応断面積の特徴を表 3.1-1 に示す。

表 3.1-1　中性子反応断面積の特徴

エネルギレンジ上端及び下端	20 MeV（上端） 1.0×10^{-5} eV（下端）
エネルギ群数	190 群
エネルギ群構造	表 3.1-2 参照
平均レサジ幅	約 0.15
共鳴吸収エネルギ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領域
上方散乱カットオフ	4 eV

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。自己遮蔽因子は，全断面積，捕獲断面積，核分裂断面積（fissile のみ），散乱断面積について，全核種，全エネルギレンジ（190 群）に対して表 3.1-4 と表 3.1-5 に示す温度Tと背景断面積σ_bでテーブル化されている。

表 3.1-2　中性子反応断面積ライブラリ エネルギ群構造

190群構造	3群構造	エネルギ上限	エネルギ下限	190群構造	3群構造	エネルギ上限	エネルギ下限	190群構造	3群構造	エネルギ上限	エネルギ下限

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

本項では，燃料集合体２次元中性子輸送計算で使用する中間エネルギ群の実効断面積の作成方法として，詳細エネルギ群中性子スペクトル計算モデルとその計算に必要な実効断面積の計算モデルについて説明する。

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。詳細エネルギ群の中性子スペクトルの計算モデルとして，BWR の燃料集合体の中性子スペクトルに影響する水ロッドやアウトチャンネル領域の非均質性（非沸騰水の影響）が考慮可能であること，計算速度が高速であることから，燃料集合体体系を円筒クラスタ体系に近似するモデルを採用している。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として用いる山本の方法 [10] について述べる。山本の方法は，円筒非均質燃料のサブセルの衝突確率と，リング領域内に配置される燃料棒セルを均質化したクラスタリング間の衝突確率の組み合わせで円筒クラスタ体系の衝突確率を近似する方法である。したがって，水ロッド，アウトチャンネル領域との相対的な位置関係の影響は考慮される一方で，リング内の各サブセルの位置依存性は考慮されないが，計算時間が高速であることから，本モデルを採用している。燃料集合体の実形状，燃料配置の影響は，燃料集合体実形状におけるダンコフ係数計算モデル（3.1.2.6）で考慮される。

図 3.1-1 に燃料集合体を模擬した円筒クラスタを示す。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を図 3.1-1 のように配列し，アウトチャンネルセルのチャンネルボックスとアウトチャンネル水領域は等体積の円筒形状でモデル化される。例として，９×９燃料の燃料棒セルは，図の通り５層の同心円状に配置される。

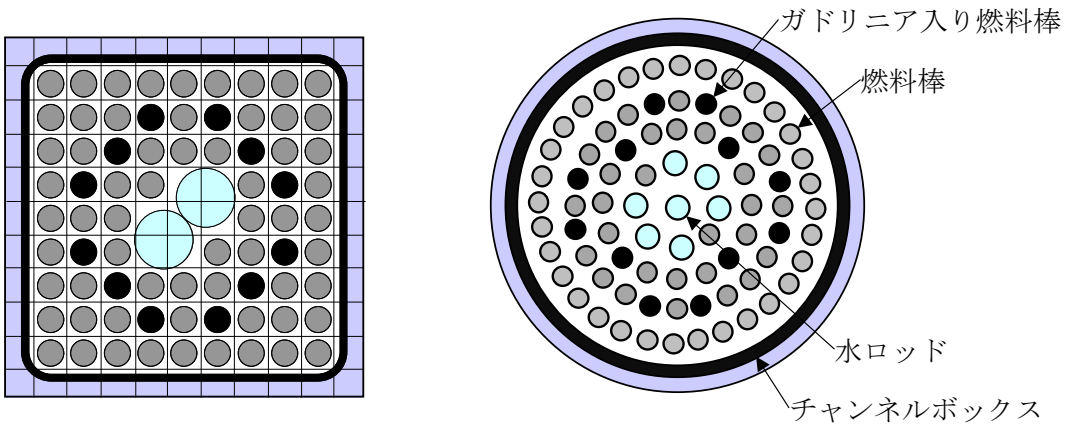


図 3.1-1　燃料集合体実形状と円筒クラスタ体系（９×９燃料の例）

山本の方法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。リング領域は，リング領域内に配置される燃料棒セルを均質化した領域である。

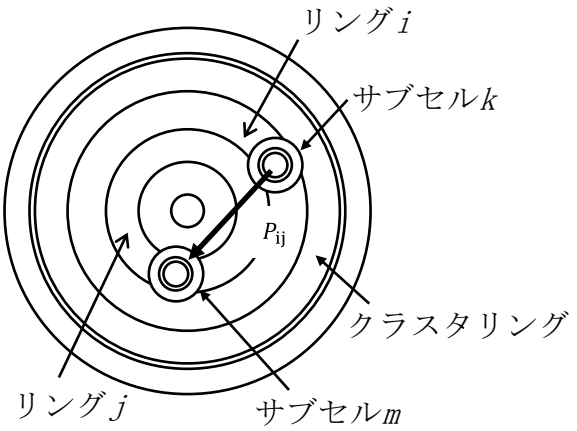


図 3.1-2　円筒クラスタ中のサブセル

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$P_{i\to j}(k,l\to m,n)$とする。以降で，衝突確率$P_{i\to j}(k,l\to m,n)$の計算方法について，(1)同一リング内$(i=j)$の場合，(2)リングiが内側$(i<j)$の場合，(3)リングiが外側$(i>j)$の場合でそれぞれ示す。なお，簡単のためにエネルギ群の指標を省略する。

(1) 同一リング内$(i=j)$の場合

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

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。

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

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

ここで，右辺の各項は以下で与えられる。

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

$$\alpha_{imn}=\frac{\gamma_{im}}{\sum_K\gamma_{iK}}\frac{p_{imB\to imn}}{1-p_{imB\to imB}} \tag{3.1-5}$$

$$\gamma_{im} = \frac{\gamma_i n_{im}}{\sum_K n_{iK}} \tag{3.1-6}$$

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

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。式(3.1-6)の通り，サブセル境界に達した中性子のうち同一リング内のサブセルに入る中性子は燃料棒本数によってサブセルに配分される。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つの量は均質化されたクラスタリングに対する衝突確率として計算される。

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

$p_{ikl\to ikB}$: 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Bに達する確率

$G_{i\to j}$: 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

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

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。

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

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

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

(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。

$$\Sigma_K V_K P_{K\to L} = \Sigma_L V_L P_{L\to K} \tag{3.1-12}$$

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。

円筒クラスタ体系に対する衝突確率計算の実施イメージを図 3.1-3 に示す。計算では以下で示した起点および終点としてすべての領域の組み合わせが考慮される。

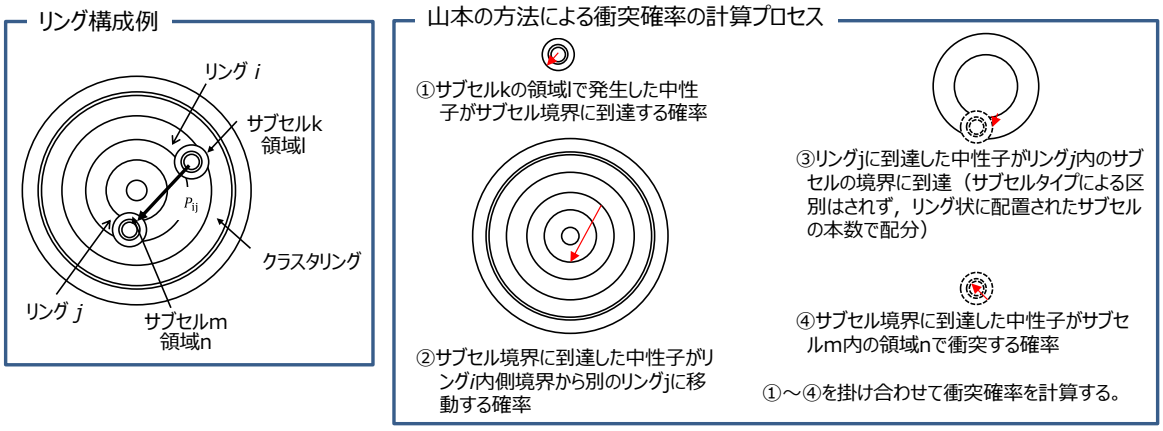


図 3.1-3　円筒クラスタにおける衝突確率計算プロセス

3.1.2.2　詳細エネルギ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群実効断面積の計算方法について述べる。

詳細エネルギ群実効断面積$\sigma_{r,i,k}^{g}$は，無限希釈断面積$\sigma_{r,i,k}^{g}(\infty,T_0)$と自己遮蔽因子$f\left(\sigma_{b,i}^{k},T_i\right)$から，以下の式で求められる。

$$\sigma_{r,i,k}^{g}=f\left(\sigma_{b,i}^{k},T_i\ \right)\times\sigma_{r,i,k}^{g}(\infty,T_0) \tag{3.1-13}$$

はじめに詳細エネルギ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(3.1-14)で与えられる[23]。

$$\sigma_{b,i}^{k}=\frac{1}{N_i^k}\left\{\sum_{l\neq k}N_i^l\sigma_{p,i}^{l}+\Sigma_{e,i}\ \right\} \tag{3.1-14}$$

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。先ず，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(3.1-15)により計算する。

$$C_{0,i}=1-2R_i\frac{\sum_{j\in fuel}\Sigma_jV_jP_{j\to i}}{\sum_{j\in fuel}V_jP_{j\to i}} \tag{3.1-15}$$

ここで，R_iは燃料ペレット径，$P_{j\to i}$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[24]を適用することで，脱出断面積$\Sigma_{e,i}$は式(3.1-16)，(3.1-17)で与えられる。

$$\Sigma_{e,i} = \frac{a(1-C_i)}{2R_i} \tag{3.1-16}$$

$$C_i = 1 - \frac{1-C_{0,i}}{1+(a-1)C_{0,i}} \tag{3.1-17}$$

ここで，aはベル因子である。

つぎに核種kの実効断面積は，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，自己遮蔽因子を$\left(\sigma_{b,i}^k, T_i\right)$において内挿して求め，式(3.1-13)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断面積より計算される。一方，式(3.1-15)のダンコフ係数計算に用いる衝突確率$P_{j\to i}$計算では，燃料領域を黒体として取扱うために全断面積を 50cm^{-1}として衝突確率$P_{j\to i}$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(3.1-18)を解くことで計算される。

$$\Sigma_i^g \phi_i^g V_i = \sum_j \sum_{g'} \left(\Sigma_j^{g'\to g} \phi_j^{g'} + \chi_j^g Q_j\right) P_{j\to i}^g V_j \tag{3.1-18}$$

ここでg，g'は詳細エネルギ群，χ_j^gは領域j，エネルギ群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。

制御棒ブレード領域の詳細エネルギ群中性子スペクトル計算では，エネルギ縮

約に用いる中性子スペクトルの計算が目的であり，各吸収棒の位置による中性子のエネルギスペクトルの違いは大きくないと考えられることから，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（B_4C 棒型制御棒ブレードの例を図 3.1-4 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。

$$\Sigma_i^g \phi_i^g V_i = \sum_j \sum_{g'} \Sigma_j^{g'\to g} \phi_j^{g'} P_{j\to i}^g V_j + P_{s\to i}^g \phi_{cluster}^g \qquad (3.1\text{-}19)$$

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。$P_{s\to i}^g$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。

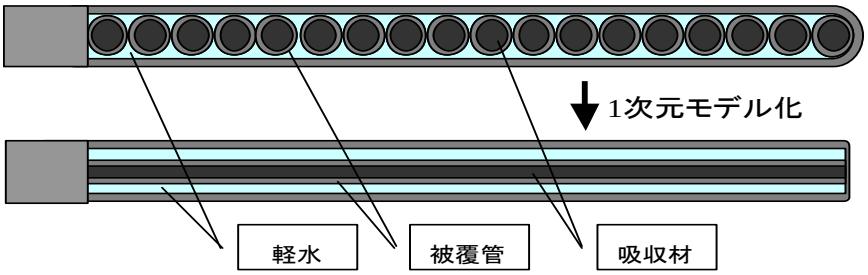


図 3.1-4　B_4C 棒型制御棒ブレードの１次元平板形状モデル化

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。35 群構造は，集合体設計の影響に対して，重要核種の主要共鳴構造および減速後の熱群スペクトル形状が模擬できる構造としている。燃料ペレット内の物質の中間群断面積は，式(3.1-14)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(3.1-20)によりエネルギ縮約され，テーブル化される。

$$\sigma_{r,j}^g = \frac{\sum_{h\in g} \sigma_{r,j}^h \phi_j^h}{\sum_{h\in g} \phi_j^h} \qquad (3.1\text{-}20)$$

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

$$H_{r,j}^{g'\to g} = \frac{\sum_{h'\in g'} \sum_{h\in g} \sigma_{r,j}^{h'\to h} \phi_j^{h'}}{\sum_{h'\in g'} \sum_h \sigma_{r,j}^{h'\to h} \phi_j^{h'}} \qquad (3.1\text{-}21)$$

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(3.1-15)～(3.1-17)）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(3.1-15)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(3.1-15)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，詳細エネルギ群断面積を詳細エネルギ群中性子スペクトルで中間群にエネルギ縮約して求める。

3.1.3　燃料集合体２次元中性子輸送計算

LANCR では，AETNA に受け渡す燃料集合体断面平均核定数を作成するために必要となる燃料集合体内の中性子束を求めるために積分型輸送方程式を改良 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 35 群）と体系バランス計算（少数エネルギ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

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，ここではエネルギの指標gは省略する。

$$P_{i\to j}=\frac{1}{V_i}\int_{V_i}dV\int\frac{d\Omega}{4\pi}\int ds'\,exp\left(-\int_0^{|r-r'|}\Sigma(s)ds\right)\Sigma_j \qquad (3.1\text{-}22)$$

ここでdV及び$d\Omega$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。体系が図 3.1-5 のように z 軸方向に無限一様な場合，領域iから領域jへの衝突確率の式(3.1-22)は，式(3.1-23)のような２次元積分に書き換えることができる。

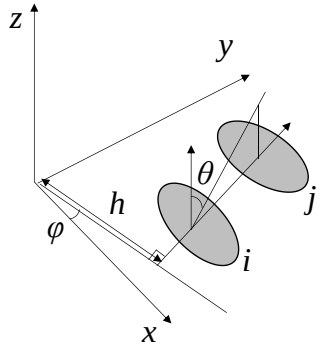


図 3.1-5　任意の２次元体系

$$P_{i\to j}=\frac{1}{2\pi\Sigma_i V_i}\int d\varphi\int dh\big[K_{i3}(\tau_{ij})-K_{i3}(\tau_{ij}+\tau_i)-K_{i3}(\tau_{ij}+\tau_j)+K_{i3}(\tau_{ij}+\tau_i+\tau_j)\big] \qquad (3.1\text{-}23)$$

ここでφ は中性子の飛行方向の方位角成分，hは飛行方向と垂直方向の位置座標，K_{i3}は３次の Bickley 関数，τ_i，τ_j，τ_{ij}はそれぞれ領域i内，領域j内，領域$i.j$間における中性子の飛行パスを x-y 平面へ射影した光学距離である。燃料ノードを例に変数記号を図 3.1-6 に示す。

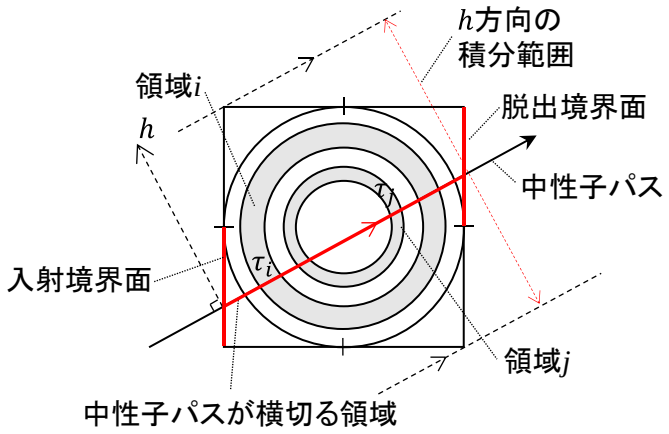


図 3.1-6　燃料ノード内の中性子パス

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を通って角度領域$l(=1,2)$の範囲で透過する確率は次式にて計算する。

$$P_{i\to S,l}=\frac{1}{2\pi\Sigma_i V_i}\int_{\varphi_{l-1}}^{\varphi_l}d\varphi\int dh[K_{i3}(\tau_{iS})-K_{i3}(\tau_{iS}+\tau_i)] \tag{3.1-24}$$

$$\varphi_l=\frac{\pi}{2}l \tag{3.1-25}$$

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。

$$\frac{S}{8}\Gamma_{S,l\to i}=\Sigma_i V_i P_{i\to S,3-l} \tag{3.1-26}$$

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。

$$\Gamma_{S,l\to S',l'}=\frac{2}{\pi S}\int_{\varphi_{l-1}}^{\varphi_l}d\varphi\int dhK_{i3}(\tau_{SS'}) \tag{3.1-27}$$

式(3.1-23)，(3.1-24)，(3.1-26)，(3.1-27)の衝突確率または透過確率は，中性子パスの法線方向hと方位角φをそれぞれ離散化し数値積分して求める。これらの数値積分を行う際は，離散化した方位角方向ごとに多数の中性子パスを引き，各パスが横切る領域数，領域の識別子，領域内を横切る長さ，入射境界面の識別子，脱出境界面の識別子，入射角度を計算して保存する。各中性子パスごとに式(3.1-23)，(3.1-24)，(3.1-26)，(3.1-27)の被積分関数が計算できるため，それらを離散化したφとhについて積算することで衝突確率が計算される。

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 3.1-7 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）。LANCR では，燃料ペレット部について，同心円筒領域に分割可能である。領域の分割数は入力で指定可能であり，通常，ウラン燃料棒，MOX 燃料棒は 1 領域であり，ガドリニア入り燃料棒のみ 10 領域としている。

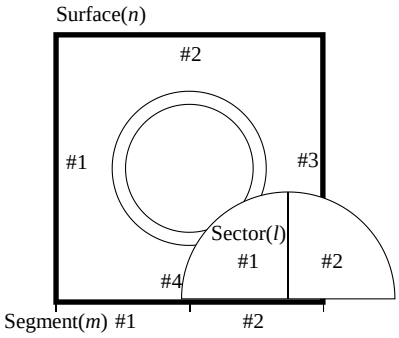


図 3.1-7　ノード表面及び角度領域の分割

解くべき中性子バランス方程式は以下で与えられる。

$$\Sigma_i^g \phi_i^g V_i = \sum_{n,m,l} \Gamma^g_{nml\to i} J^{-,g}_{nml} A_{nm} + \sum_j P^g_{j\to i} \sum_{g'} \left(\Sigma_j^{g'\to g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j \tag{3.1-28}$$

$$J^{+,g}_{nml} A_{nm} = \sum_j P^g_{j\to nml} \sum_{g'} \left(\Sigma_j^{g'\to g} + \frac{\chi_j^g}{\lambda} \nu \Sigma_{f,j}^{g'} \right) \phi_j^{g'} V_j + \sum_{n',m',l'} \Gamma^g_{n'm'l'\to nml} J^{-,g}_{n'm'l'} A_{n'm'} \tag{3.1-29}$$

$$J^{-,g}_{nml} = J^{+,g}_{n'm'l'} (adjacent\ \ node) \tag{3.1-30}$$

ここで，

$J^{\pm,g}_{nml}$　：　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g群の中性子束

$P^g_{j\to i}$　：　領域jで生まれたエネルギg群の中性子が領域iではじめて衝突する確率

$P^g_{j\to nml}$　：　領域jで生まれたエネルギ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

$\Gamma^{g}_{n'm'l'\to i}$ ： 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g群の中性子が領域iではじめて衝突する確率

$\Gamma^{g}_{n'm'l'\to nml}$ ： 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

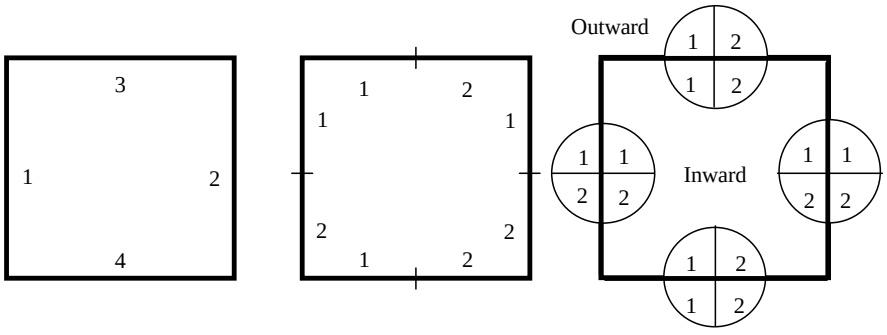
$\Sigma^{g}_{i}, \nu\Sigma^{g}_{f,i}, \Sigma^{g'\to g}_{i}$ ： 領域iにおけるエネルギg群の中性子の巨視的断面積

χ^{g}_{j} ： 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(3.1-23)，(3.1-24)，(3.1-26)，(3.1-27)で表される空間２次元積分により与えられる。式(3.1-28)と(3.1-29)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(3.1-30)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(3.1-28)～(3.1-30)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$J^{\pm,g}_{nml}$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(3.1-30)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 3.1-8 に示す。



(a) ノード表面番号(n)　(b) セグメント番号(m)　(c) セクタ番号(l)

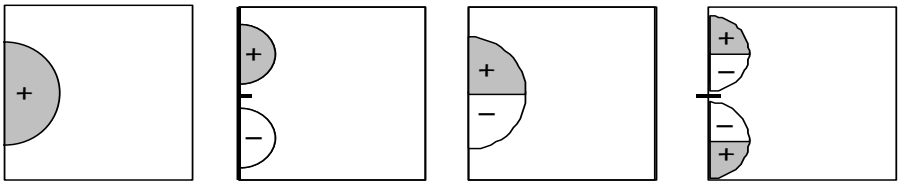
図 3.1-8　ノード境界面，セグメント及びセクタの番号付け

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(3.1-31)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(3.1-32)のとおり整理する。

$$
\begin{aligned}
A_{00} &= \frac{1}{4}\left(J^{+,g}_{n'11} + J^{+,g}_{n'12} + J^{+,g}_{n'21} + J^{+,g}_{n'22}\right) \\
A_{10} &= \frac{1}{4}\left(J^{+,g}_{n'11} + J^{+,g}_{n'12} - J^{+,g}_{n'21} - J^{+,g}_{n'22}\right) \\
A_{01} &= \frac{1}{4}\left(J^{+,g}_{n'11} - J^{+,g}_{n'12} + J^{+,g}_{n'21} - J^{+,g}_{n'22}\right) \\
A_{11} &= \frac{1}{4}\left(J^{+,g}_{n'11} - J^{+,g}_{n'12} - J^{+,g}_{n'21} + J^{+,g}_{n'22}\right)
\end{aligned}
\tag{3.1-31}
$$

$$
\begin{aligned}
J^{-,g}_{n11} &= A_{00} + A_{10} + A_{01} + A_{11} \\
J^{-,g}_{n12} &= A_{00} + A_{10} - A_{01} - A_{11} \\
J^{-,g}_{n21} &= A_{00} - A_{10} + A_{01} - A_{11} \\
J^{-,g}_{n22} &= A_{00} - A_{10} - A_{01} + A_{11}
\end{aligned}
\tag{3.1-32}
$$

式(3.1-31)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 ごとの角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 3.1-9 に示す。



(a)モード１　(b)モード２　(c)モード３　(d)モード４

図 3.1-9　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(3.1-33)のBという成分を導入している。

$$
B = -\beta\left(J^{-,g}_{n} - J^{+,g}_{n}\right) \tag{3.1-33}
$$

したがって，式(3.1-32)は式(3.1-34)に修正される。

$$
\begin{aligned}
J^{-,g}_{n11} &= A_{00} + A_{10} + A_{01} + B \\
J^{-,g}_{n12} &= A_{00} + A_{10} - A_{01} - B \\
J^{-,g}_{n21} &= A_{00} - A_{10} + A_{01} - B \\
J^{-,g}_{n22} &= A_{00} - A_{10} - A_{01} + B
\end{aligned}
\tag{3.1-34}
$$

$$
J^{\pm,g}_{n} = \frac{1}{4}\sum_{m,l=1}^{2} J^{\pm,g}_{nml} \tag{3.1-35}
$$

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(3.1-33)により決められ，その結果として流入中性

子流が修正される。この項は，燃料棒中に中性子の強い吸収物質があって周囲のノードからその燃料棒へ向かい中性子の流れ込みがある場合に顕著な効果をもたらす。参考文献25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(3.1-28)，(3.1-29)を基礎式として，中間エネルギ群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４群構造の少数エネルギ群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(3.1-36)により関係づけられる。

$$J_{nml}^{-,g} = f_{nml}^{g} J_{nl}^{-,G} \tag{3.1-36}$$

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。

$$f_{nml}^{g} = \frac{J_{nml}^{-,g} A_{nm}}{\sum_{m' \in n} \sum_{g' \in G} J_{nm'l}^{-,g'} A_{nm'}} \tag{3.1-37}$$

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の核定数は，式(3.1-28)，(3.1-29)をエネルギ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。

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

$$J_{nl}^{+,G} A_n = P_{I\to nl}^G \sum_{G'} \left(\Sigma_{s,I}^{G'\to G} + \frac{\chi_I^G}{\lambda} \nu \Sigma_{f,I}^{G'} \right) \phi_I^{G'} V_I + \sum_{n',l'} \Gamma_{n'l'\to nl}^G J_{n'l'}^{-,G} A_{n'} \tag{3.1-39}$$

$$J_{nl}^{-,G} = J_{nl'}^{+,G} \tag{3.1-40}$$

ここで$\Gamma_{nl\to I}^G$，$\Gamma_{n'l'\to nl}^G$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。$P_{I\to I}^G$，$P_{I\to nl}^G$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(3.1-41)～(3.1-44)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。

$$\Gamma_{nl\to I}^{G}=\frac{\sum_{g\in G}\sum_{m\in n}\sum_{i\in I}\Gamma_{nml\to i}^{g}J_{nml}^{-,g}A_{nm}}{\sum_{g\in G}\sum_{m\in n}J_{nml}^{-,g}A_{nm}} \tag{3.1-41}$$

$$\Gamma_{n'l'\to nl}^{G}=\frac{\sum_{g\in G}\sum_{m\in n}\sum_{m'\in n'}\Gamma_{n'm'l'\to nml}^{g}J_{n'm'l'}^{-,g}A_{n'm'}}{\sum_{g\in G}\sum_{m'\in n'}J_{n'm'l'}^{-,g}A_{n'm'}} \tag{3.1-42}$$

$$P_{I\to I}^{G}=\frac{\sum_{g\in G}\sum_{j\in I}\sum_{i\in I}P_{j\to i}^{g}\left(\Sigma_{s,j}^{g'\to g}+\frac{\chi_j^g}{\lambda}\nu\Sigma_{f,j}^{g'}\right)\phi_j^{g'}V_j}{\sum_{g\in G}\sum_{j\in I}\sum_{g'}\left(\Sigma_{s,j}^{g'\to g}+\frac{\chi_j^g}{\lambda}\nu\Sigma_{f,j}^{g'}\right)\phi_j^{g'}V_j} \tag{3.1-43}$$

$$P_{I\to nl}^{G}=\frac{\sum_{g\in G}\sum_{j\in I}\sum_{m\in n}P_{j\to nml}^{g}\left(\Sigma_{s,j}^{g'\to g}+\frac{\chi_j^g}{\lambda}\nu\Sigma_{f,j}^{g'}\right)\phi_j^{g'}V_j}{\sum_{g\in G}\sum_{j\in I}\sum_{g'}\left(\Sigma_{s,j}^{g'\to g}+\frac{\chi_j^g}{\lambda}\nu\Sigma_{f,j}^{g'}\right)\phi_j^{g'}V_j} \tag{3.1-44}$$

式(3.1-38)と(3.1-39)をノード表面nについて和をとり式(3.1-45)，(3.1-46)の関係を利用すると，着目するノードではバランス式(3.1-47)が成り立つ。

$$\Gamma_{nl\to I}^{G}+\sum_{n'l'}\Gamma_{nl\to n'l'}^{G}=1,(n,n'\in I) \tag{3.1-45}$$

$$P_{I\to I}^{G}+\sum_{nl}P_{I\to nl}^{G}=1,(n\in I) \tag{3.1-46}$$

$$\begin{aligned}\sum_{I}\sum_{n\in I,l}\left(J_{nl}^{+,G}-J_{nl}^{-,G}\right)A_n+\Sigma_{r,I}^{G}\phi_I^{G}V_I\\ =\sum_{I}\sum_{G'\neq G}\Sigma_{s,I}^{GI\to G}\phi_I^{G}V_I\ +\frac{1}{\lambda}\sum_{G}\sum_{I}\chi_I^{G}\nu\Sigma_{f,I}^{G'}\phi_I^{G'}V_I\end{aligned} \tag{3.1-47}$$

更に，全ノード及びエネルギについて和をとると無限増倍率λが式(3.1-48)にて求まる。

$$\lambda=\frac{\sum_I\sum_G\sum_{G'}\chi_I^{G}\nu\Sigma_{f,I}^{G'}\phi_I^{G'}V_I}{\sum_I\sum_G\left(\Sigma_{a,I}^{G}\phi_I^{G}V_I+\sum_{n\in I,l}\left(J_{nl}^{+,G}-J_{nl}^{-,G}\right)A_n\right)} \tag{3.1-48}$$

3.1.3.5　ガンマ線輸送計算モデル

核分裂により発生するエネルギは，核分裂片の運動エネルギとして核分裂発生点に局所的に付与される成分と，発生点から空間輸送により再配分される成分に分けられる。後者についてはガンマ線が担うため，燃料棒出力を計算するためには，核分裂反応分布だけではなく，ガンマ線による発熱量の分布を計算して合算する必要がある。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遷移）及びエネルギ付与断面積が収納されている。エネルギ群構造を表 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)[26]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群構造

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

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。

$$\Sigma_i^g \phi_i^g V_i = \sum_j \left\{ \sum_{g'} \Sigma_{s,j}^{g' \to g} \phi_j^h + Q_j^g \right\} P_{j \to i}^g V_j + \sum_n J_n^{-,g} A_n P_{n \to i}^g \qquad (3.1\text{-}49)$$

$$J_n^{+,g} A_n = \sum_i \left\{ \sum_{g'} \Sigma_{s,i}^{g' \to g} \phi_i^h + Q_i^g \right\} P_{i \to n}^g V_i + \sum_{n'} J_{n'}^{-,g} A_{n'} P_{n' \to n}^g \qquad (3.1\text{-}50)$$

$$J_n^{-,g} = J_{n'}^{+,g}(adjacent\ \ node) \qquad (3.1\text{-}51)$$

ここで，ϕ_i^gは領域iのエネルギ群gのガンマ線束，$J_n^{\pm,g}$は面nの流入（-）及び流

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。

出 (+) ガンマ線流，A_nは面nの面積，Σ_i^gは領域iのエネルギ群gの全断面積，$\Sigma_{s,i}^{g'\to g}$は領域iのエネルギ群$g' \to g$のエネルギ遷移断面積，Q_i^gは中性子-核反応で発生するガンマ線源，$P_{i\to n}^g$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。

$$E_{\gamma,i} = V_i \sum_g \Sigma_{\gamma,i}^g \phi_i^g \qquad (3.1\text{-}52)$$

ここで，$\Sigma_{\gamma,i}^g$はエネルギg，領域iのガンマ線エネルギ発熱断面積である。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

全核分裂エネルギをE_n^{tot} (MeV/fission)，全ガンマ線エネルギを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。

$$E_{\gamma,ij} = V_{ij} \sum_g \Sigma_{\gamma,ij}^g \phi_{ij}^g \qquad (3.1\text{-}53)$$

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

ガンマ線の全エネルギ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。

$$E_{ij} = \frac{E_\gamma^{tot}}{\sum_{ij} E_{\gamma,ij}} E_{\gamma,ij} + \frac{E_n^{tot} - E_\gamma^{tot}}{(\textit{燃料棒本数})} P_{f,ij} \qquad (3.1\text{-}54)$$

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のうちガンマ線以外の形で放出されるエネルギ（具体的には核分裂生成核種の運動エネルギ，核分裂中性子の運動エネルギ，核分裂生成核種のベータ崩壊で放出されるエネルギの和）は，反応発生場所で熱エネルギ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）
$N_m(\vec{r})$	：	位置$\vec{r}$にある核種mの原子数密度
$\sigma_{xm}(g,\vec{r})$	：	位置$\vec{r}$にある核種m，エネルギg群の反応xの微視的断面積
$\phi_g(\vec{r})$	：	位置$\vec{r}$，エネルギ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３群に対するインデックス
g	：	エネルギ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（$\mathrm{barn^{-1}cm^{-1}}$）

$$ADBI(m) = \frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} N_m(\vec{r}) dV \tag{3.1-55}$$

(2) ALAMDA：遅発中性子先行核時定数（$\mathrm{s^{-1}}$）

$$ALAMDA(h) = \frac{\sum_{m=fissiles} \nu\Sigma_{f,m}\phi\beta(h,m)}{\sum_{m=fissiles} \frac{\nu\Sigma_{f,m}\phi\beta(h,m)}{\lambda(h,m)}} \tag{3.1-56}$$

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。遅発中性子先行核時定数と実効遅発中性子割合を考慮する核種mは表 3.1-3 に示している。

(3) BETA：群ごとの実効遅発中性子割合

$$BETA(h) = \frac{\sum_{m=fissile} \nu\Sigma_{f,m}\phi\beta(h,m)}{\sum_{m=fissile} \nu\Sigma_{f,m}\phi} \tag{3.1-57}$$

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。漏れの効果を無視する無限格子計算では随伴中性子束スペクトルは遅発中性子のエネルギーピーク付近で低くなる傾向があり[27]，実効遅発中性子割合の計算において上記を無視した場合はノード均質化定数としての遅発中性子割合は過大評価となる。一方，実際の炉心体系では，空間内において高速中性子の漏れが発生するが，AETNA の少数エネルギ群構造では，即発中性子と遅発中性子の核分裂スペクトルの違いを考慮することができず，実効遅発中性子割合を過小評価する傾向がある[28]。これらの効果はキャンセレーションするため，その影響は限定的となる。

(4) BETAT：実効遅発中性子割合

$$BETAT = \sum_{h=1}^{6} BETA(h) \tag{3.1-58}$$

(5) BDF：境界拡散フォームファクタ

$$b_{G=3}^{\infty}(x,y) = f_{G=3}^{\infty}(x,y)\left(\frac{\phi_{G=3}^{hom}(x,y)}{\phi_{G=3}^{het}(x,y)}\right)^{\infty} \tag{3.1-59}$$

ここで$G=3$は熱群のエネルギ群数インデックスである。また，

$$f_G^{\infty}(x,y) = \frac{\sum_{s=1}^{4}\omega_s^G\left(\frac{\phi_G^{het}(x_s,y_s)}{\phi_G^{homo}(x_s,y_s)}\right)^{\infty}}{\sum_{s=1}^{4}\omega_s^G} \tag{3.1-60}$$

$$\omega_s^G = exp\left(-\kappa_G^i|x-x_s|\right)exp\left(-\kappa_G^i|y-y_s|\right) \tag{3.1-61}$$

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

$$CDFNN(G) = \frac{\phi_G(\vec{r}_{NN})}{\frac{1}{V_{ass'y}}\int_{ass'y}\phi_G(\vec{r})dV} \tag{3.1-62}$$

(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

$$CDFNW(G) = \frac{\phi_G(\vec{r}_{NW})}{\frac{1}{V_{ass'y}}\int_{ass'y}\phi_G(\vec{r})dV} \tag{3.1-63}$$

(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

$$CDFWW(G) = \frac{\phi_G(\vec{r}_{WW})}{\frac{1}{V_{ass'y}}\int_{ass'y}\phi_G(\vec{r})dV} \tag{3.1-64}$$

(9) D：３群の拡散係数（cm）

$$D_G = \left[w_1^G\frac{1}{3\Sigma_{tr}^G} + (1-w_1^G)D_0^G\right]w_2^G \tag{3.1-65}$$

$$\Sigma_{tr}^G = \frac{\sum_{g\in G}\int_{ass'y}\Sigma_{tr,g}(\vec{r})\phi(\vec{r})dV}{\sum_{g\in G}\int_{ass'y}\phi_g(\vec{r})dV} \tag{3.1-66}$$

$$D_0^G = \frac{\sum_{g\in G}\left\{\int_{ass'y}3\Sigma_{tr,g}(\vec{r})\phi_g(\vec{r})dV/\sum_{g\in G}\int_{ass'y}\phi_g(\vec{r})dV\right\}^{-1}\Phi_g}{\sum_{g\in G}\Phi_g} \tag{3.1-67}$$

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（MeV/fission）

$$EPF = \frac{E_n^{tot}}{\sum_g\int_{ass'y}\Sigma_f(g,\vec{r})\phi_g(\vec{r})dV} \tag{3.1-68}$$

(11) FDFN：N ギャップ の３群中性子束不連続因子

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

(12) FDFW：W ギャップ の３群中性子束不連続因子

$$FDFW(G) = \frac{\frac{1}{S_{f,W}} \int_{s \in S_{f,W}} \phi_G(\vec{s})\, d\vec{s}}{\frac{1}{V_{ass'y}} \int_{ass'y} \phi_G(\vec{r}) dV} \tag{3.1-70}$$

(13) KINF：無限増倍率

式(3.1-48)　参照

(14) REB10：B-10 反応度価値

$$REB10 = REALL(m = B10) \tag{3.1-71}$$

$$REALL(m) = \frac{(production\ \ rate\ \ of\ \ nuclide\ \ m)}{(total\ \ production\ \ rate)} - \frac{(absorption\ \ rate\ \ of\ \ nuclide\ \ m)}{(total\ \ absorption\ \ rate)} \tag{3.1-72}$$

(15) REGD：Gd 反応度価値

$$REGD = \frac{REALL(m = Gd155) + REALL(m = Gd157)}{1 - REALL(m = Xe135)} \tag{3.1-73}$$

(16) RESM：Sm-149 反応度価値

$$RESM = \frac{REALL(m = Sm149)}{1 - REALL(m = Xe135)} \tag{3.1-74}$$

(17) REXE：Xe-135 反応度価値

$$REXE = \frac{REALL(m = Xe135)}{1 - REALL(m = Xe135)} \tag{3.1-75}$$

(18) RPR：燃料棒の相対出力

式(3.1-54)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：検出器位置の中性子束/集合体断面平均中性子束比

$$RTIPA(G) = \frac{\sum_{g \in G} \phi_g(\vec{r}_{mon})}{\frac{1}{V_{ass'y}} \sum_{g \in G} \int_{ass'y} \phi_g(\vec{r}) dV} \tag{3.1-76}$$

ここで，$\phi_g(\vec{r}_{mon})$はアウトチャンネル水中の検出器位置の中性子束である。

(20) V：３群平均中性子速度（cm/s）

$$V(G) = \frac{\sum_{g\in G}\int_{ass'y}\phi_g(\vec{r})dV}{\sum_{g\in G}\int_{ass'y}\frac{\phi_g(\vec{r})}{v_g(\vec{r})}dV} \qquad (3.1\text{-}77)$$

ここで，$v_g(r)$はエネルギ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})

$$XA(G) = \frac{\sum_{g\in G}\int_{ass'y}\Sigma_{a,g}(\vec{r})\phi_g(\vec{r})\,dV}{\sum_{g\in G}\int_{ass'y}\phi_g(\vec{r})dV} \qquad (3.1\text{-}78)$$

(22) XAMXE：Xe なしの平均熱群吸収断面積(cm^{-1})

$$XAMXE = XA(G=3) - SAXE \times ADBI(m = Xe135) \qquad (3.1\text{-}79)$$

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})

$$XF(G) = \frac{\sum_{g\in G}\int_{ass'y}\Sigma_{f,g}(\vec{r})\phi_g(\vec{r})\,dV}{\sum_{g\in G}\int_{ass'y}\phi_g(\vec{r})dV} \qquad (3.1\text{-}80)$$

(24) XFCRT：検出器位置の U-235 核分裂断面積 (barn)

$$XFCRT(G) = \frac{\sum_{g\in G}\sigma^g_{f,U235}(\vec{r}_{mon})\phi_g(\vec{r}_{mon})}{\sum_g \phi_g(\vec{r}_{mon})} \qquad (3.1\text{-}81)$$

ここで，$\sigma^g_{f,U235}(\vec{r}_{mon})$は検出器位置における U-235 のエネルギ$g$群の微視的核分裂断面積，$\phi_g(\vec{r}_{mon})$はアウトチャンネル水中の検出器位置の中性子束である。

(25) XNF：集合体断面平均生成断面積(cm^{-1})

$$XNF(G) = \frac{\sum_{g\in G}\int_{ass'y}\nu\Sigma_{f,g}(\vec{r})\phi_g(\vec{r})\,dV}{\sum_{g\in G}\int_{ass'y}\phi_g(\vec{r})dV} \qquad (3.1\text{-}82)$$

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$N_i(cm^{-3})$として次式で与えられる。中性子反応の項は，体系バランス計算で得られた 4 群の中性子反応断面積と中性子束から計算される。

$$\begin{aligned}\frac{dN_i}{dt} = &\sum_j u_{ij}\lambda_j N_j + \sum_J \nu_{ij}\left(\sum_G \sigma^G_{c,j}\phi^G\right)N_j \\ &+ \sum_j w_{ij}\left(\sum_G \sigma^G_{n2n,j}\phi^G\right)N_j + \sum_j \gamma_{ij}\left(\sum_G \sigma^G_{f,j}\phi^G\right)N_j \\ &- \left\{\lambda_i + \left(\sum_G \sigma^G_{a,i}\phi^G\right) + \left(\sum_G \sigma^G_{n2n,i}\phi^G\right)\right\}N_i\end{aligned} \qquad (3.1\text{-}83)$$

ここでu_{ij}，ν_{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。$\sigma^G_{c,i}$，$\sigma^G_{n2n,i}$，$\sigma^G_{f,i}$，$\sigma^G_{a,i}$はそれぞれ核種iの第G群$(G = 1\sim4)$

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($cm^{-2}s^{-1}$)である。燃焼度$Exposure$(GWd/t)と時間Day(d)は，燃料集合体平均の初期重金属密度FNA(t/cm^3)と出力密度$PWRDN$(W/cm^3)より，以下の式で関連付けられる。

$$Day = Exposure * \frac{FNA}{PWRDN} \tag{3.1-84}$$

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(3.1-83)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(3.1-83)の解が形式的に次式のように書けることを利用し予測計算の解を求める。

$$N_i(\Delta t) - N_i(0) = \left(Q_i - \widetilde{\lambda_\iota} N_i(0)\right) \frac{1 - exp\left(-\widetilde{\lambda_\iota}\Delta t\right)}{\widetilde{\lambda_\iota}} \tag{3.1-85}$$

ここで実効的な崩壊定数$\widetilde{\lambda_\iota}$は次式で表される。

$$\widetilde{\lambda_\iota} = \lambda_i + \sum_G \sigma_{a,i}^G \phi^G + \sum_G \sigma_{n2n,i}^G \phi^G \tag{3.1-86}$$

式(3.1-85)，(3.1-86)から式(3.1-83)は次のように表される。

$$\frac{dN_i}{dt} = \frac{N_i(\Delta t) - N_i(0)}{\Delta t} = \left(Q_i - \widetilde{\lambda_\iota} N_i(0)\right) \frac{1 - exp(-\widetilde{\lambda_\iota}\Delta t)}{\widetilde{\lambda_\iota}\Delta t} \tag{3.1-87}$$

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。

$$\frac{dN_i}{dt} = -\left(\lambda_{0,i} + \lambda_{1,i} t\right) N_i + Q_{av,i} \tag{3.1-88}$$

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。

$$N_i(t) = N_i(0)\,exp\left(-\lambda_{av,i}t\right) + 2\left(\frac{\lambda_{0,i}}{\sqrt{2\lambda_{1,i}}}\right)\frac{Q_{av,i}}{\lambda_{0,i}}\left[F\left(\frac{\lambda_{0,i}+\lambda_{1,i}t}{\sqrt{2\lambda_{1,i}}}\right) - exp\left(-\lambda_{av,i}t\right)F\left(\frac{\lambda_{0,i}}{\sqrt{2\lambda_{1,i}}}\right)\right] \quad (3.1\text{-}89)$$

$\lambda_{av,i}$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。

$$F(x) = exp(-x^2)\int_0^x exp(u^2)\,du \quad (3.1\text{-}90)$$

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。

$$\Phi_{fast} = \frac{6.241506\times10^{12}P_0}{\sum_k\sum_i w_i N_{i,k}\sum_G \sigma^G_{f,i,k}\left(\frac{\phi^G_k}{\Phi}\right)V_k} \quad (3.1\text{-}91)$$

ここでGは 3.1.3.3 項で述べた少数群（エネルギ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(MeV/fission)，$N_{i,k}$は領域kの核種iの原子数密度，(ϕ^G_k/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/cm^3) ，6.241506×10^{12}は出力密度とエネルギに関連した単位換算係数(MeV/(W･s))である。LANCR の計算では出力密度は入力として与えられ，燃焼計算を通して一定である。出力密度の違いの影響は主として Xe の影響として現れる。Xe の影響は AETNA のミクロ燃焼モデルにおいて考慮される。

燃料集合体計算で得られる中性子スペクトルは，同一の燃料集合体が配列された無限格子のものであり，隣接燃料集合体との間に中性子の出入りがある臨界状態（実効増倍率が 1）の炉内の状況とは異なっている。このような境界条件は，炉心計算の段階で決まるものであり，燃料集合体計算コードにおける燃焼計算では，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。LANCR では，バックリングにより中性子の漏れを考慮するリーケージモデルで臨界状態の中性子スペクトルを模擬する。以下にはリーケージモデルでの計算方法を示す。リーケージモデルの中性子束は少数群（エネルギ４群）であり，バックリングによる中性子の漏れで，中性子の空間分布は変化しないと仮定している。

$$\begin{pmatrix} \nu\Sigma_{f1}-(\Sigma_{r1}+D_1B^2) & \nu\Sigma_{f2} & \nu\Sigma_{f3} & \nu\Sigma_{f4} \\ \Sigma_{1\to2} & -(\Sigma_{r2}+D_2B^2) & \Sigma_{3\to2} & \Sigma_{4\to2} \\ \Sigma_{1\to3} & \Sigma_{2\to3} & -(\Sigma_{r3}+D_3B^2) & \Sigma_{4\to3} \\ \Sigma_{1\to4} & \Sigma_{2\to4} & \Sigma_{3\to4} & -(\Sigma_{r4}+D_4B^2) \end{pmatrix}\begin{pmatrix}\Psi_1\\ \Psi_2\\ \Psi_3\\ \Psi_4\end{pmatrix} = 0 \quad (3.1\text{-}92)$$

ここで，D_G及びΣ_{rG}は，エネルギ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(3.1-92)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，参考文献 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。

$$\bar{\sigma}_a^{PFP_i} = \frac{\int_E \sigma_a^{PFP_i}(e)\phi(e)de}{\int_E \phi(e)de}, (i = 1,2) \tag{3.1-93}$$

$$\sigma_a^{PFP_i}(e) = C_i \frac{1}{\sqrt{e}}, (i = 1,2) \tag{3.1-94}$$

ここで，eは中性子のエネルギである。以上から，参考文献 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(3.1-95)で表される。

$$\bar{\sigma}_a^{PFP1} = \bar{\sigma}_a^{PFP2} = 0.148(barn) \tag{3.1-95}$$

これから擬似 FP 核種の断面積は一意的に定まる。

$$C_i = 0.1166, (i = 1,2) \tag{3.1-96}$$

擬似 FP 核種の核分裂収率は式(3.1-97)，(3.1-98)にて定義される。

$$FY_l^{PFP1} = 2 - \sum_{i \in explicit\ \ FPs} FY_{i,l} \tag{3.1-97}$$

$$FY_l^{FPF2} = 0 \tag{3.1-98}$$

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(3.1-97)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[%]

l	Nuclide	Type		l	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，UO_2燃料模擬体系（濃縮度３wt%，40%ボイド率）及び MOX 燃料模擬体系（Puf 富化度３wt%，40%ボイド率）である。その結果，無限増倍率の不確かさは，燃焼度 100GWd/t においても 0.1%Δk を十分に下回る（図 3.1-10 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 3.1-11 に示す。これから，擬似 FP 核種の相対中性子吸収割合は燃焼度 100GWd/t においても 0.2%以下であり，擬似 FP 核種の中性子吸収割合に含まれる不確かさ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 3.1-10 に示す程度の不確かさとなる。

本資料のうち，枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

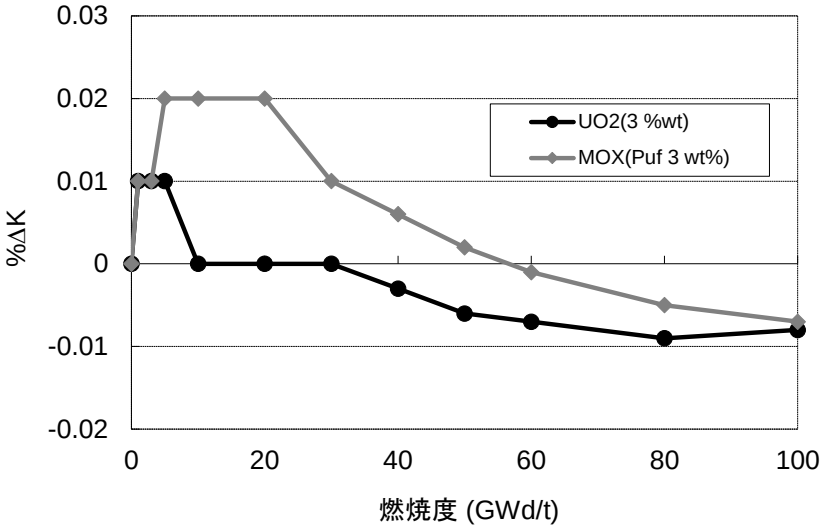


図 3.1-10　FP チェーンモデルの不確かさ

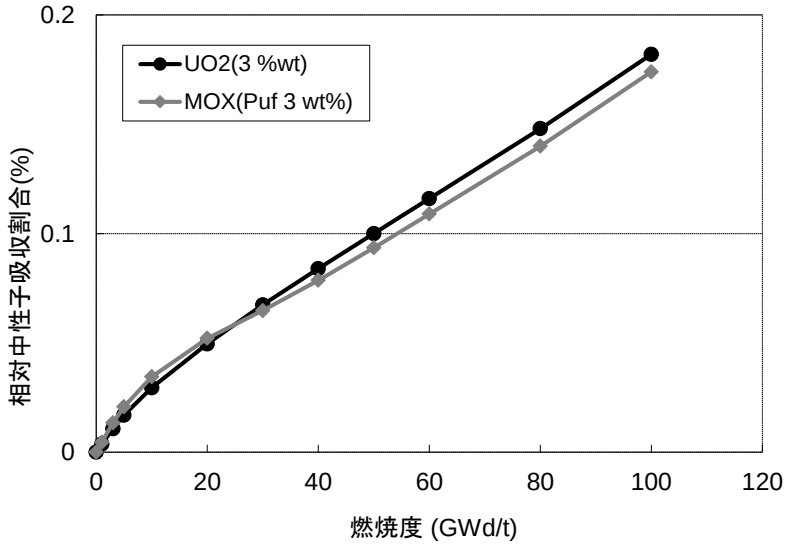


図 3.1-11　全中性子吸収に占める擬似 FP 核種の相対吸収割合

核種の生成・崩壊チェーンを図 3.1-12～図 3.1-16 に示す。
アクチニド核種の生成・崩壊チェーン ：図 3.1-12
核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン ：図 3.1-13～図 3.1-15
制御棒吸収材核種の生成・崩壊チェーン ：図 3.1-16

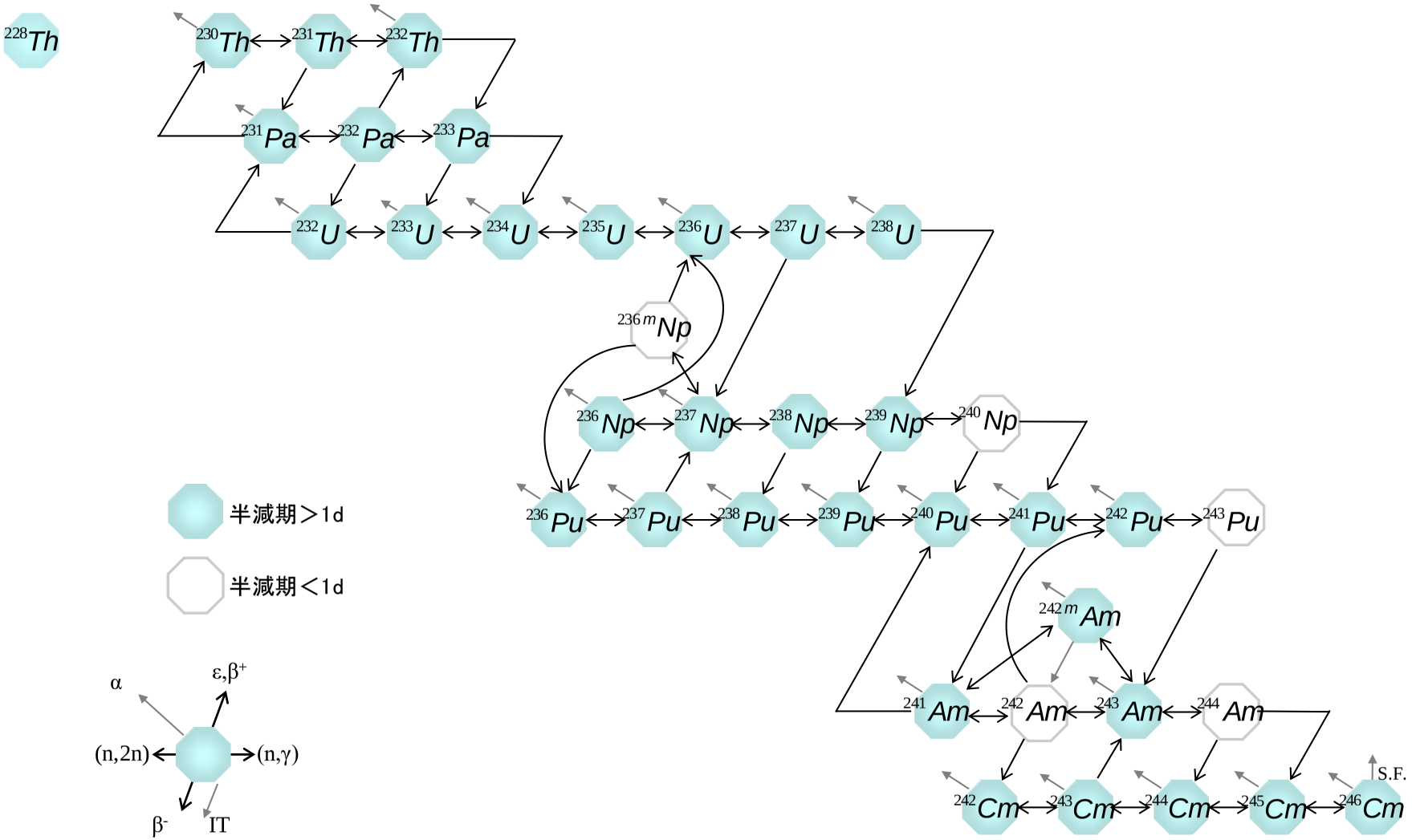


図 3.1-12　アクチニド核種の生成・崩壊チェーン

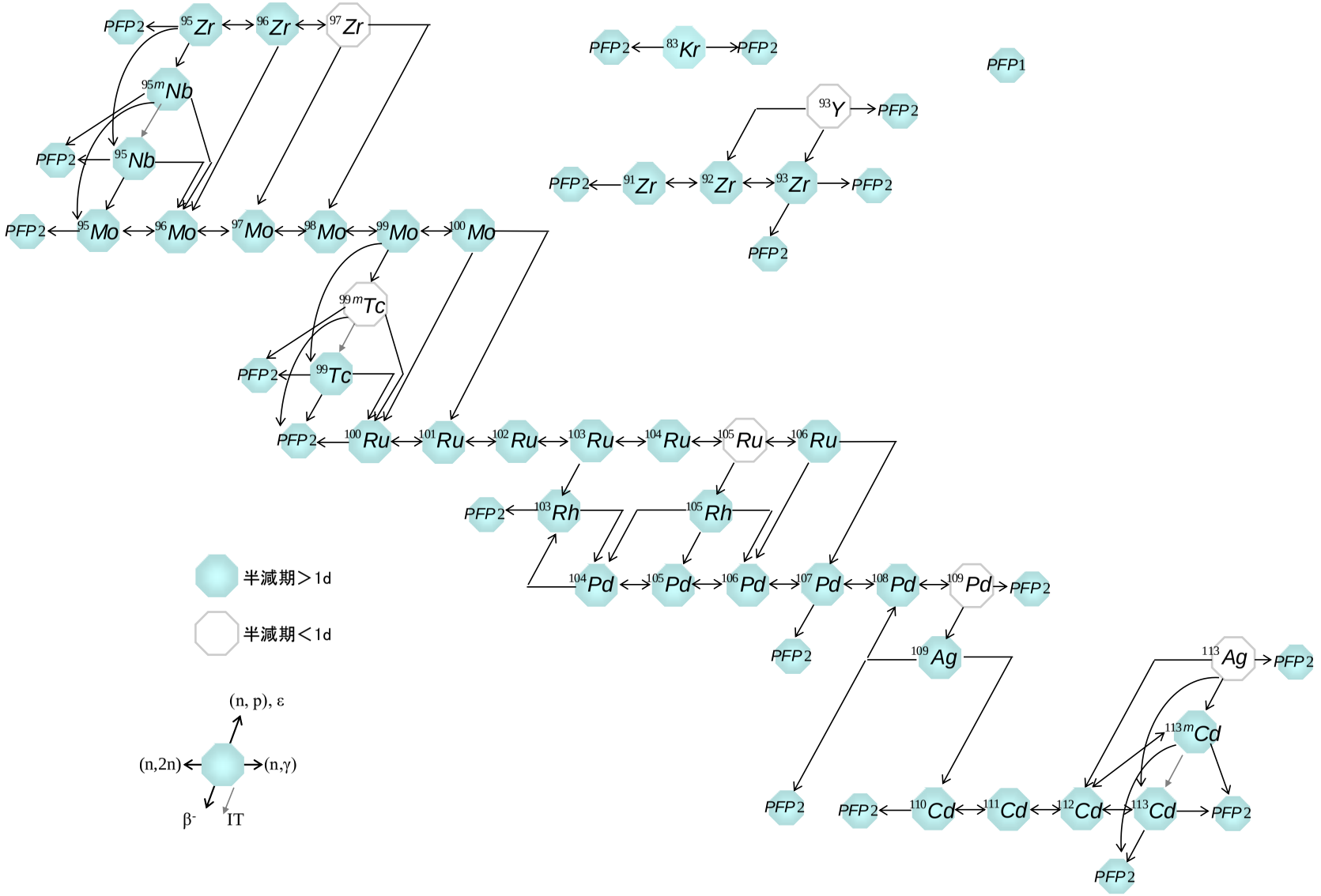


図 3.1-13　核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン（その１）

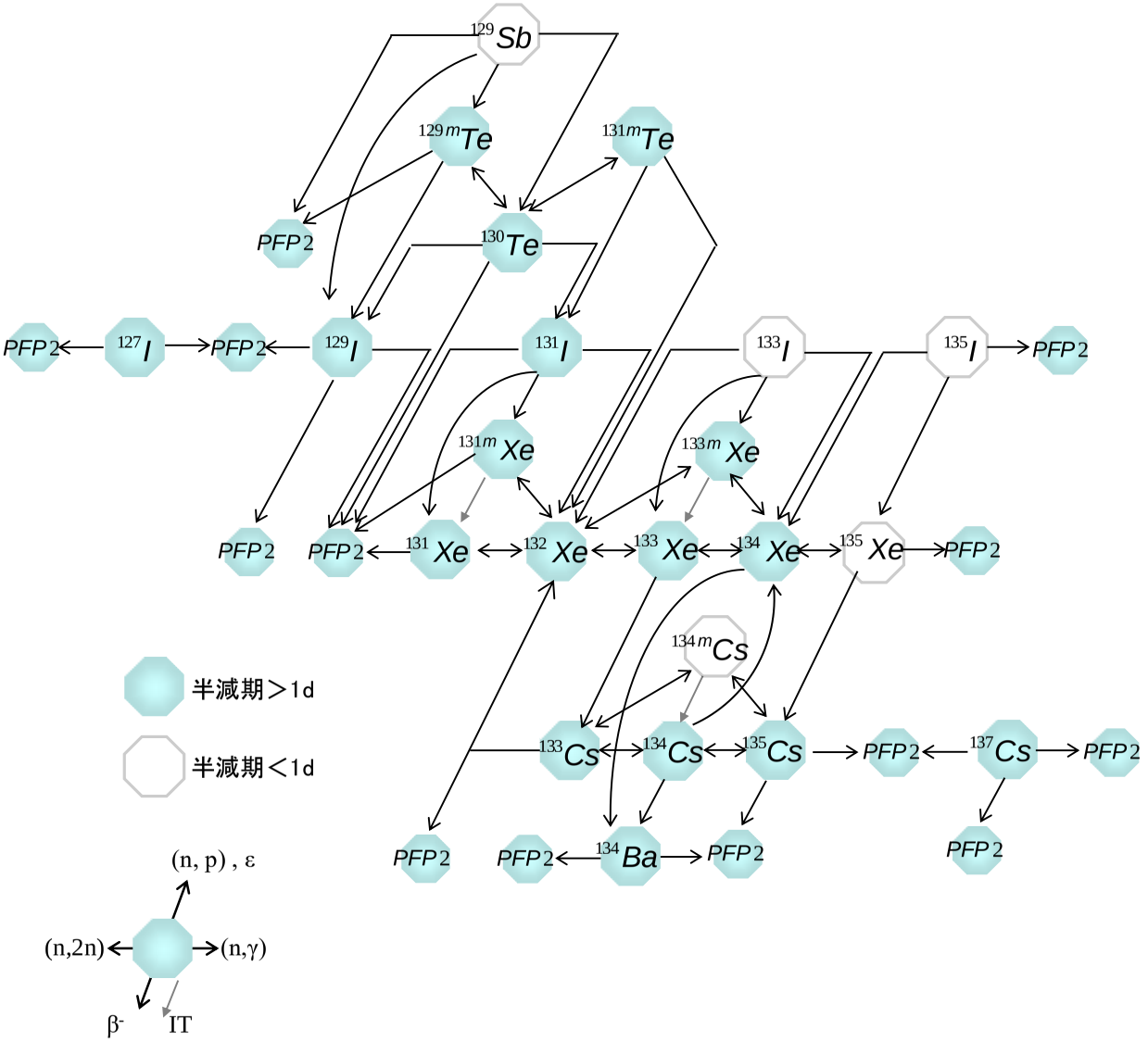


図 3.1-14　核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン（その２）

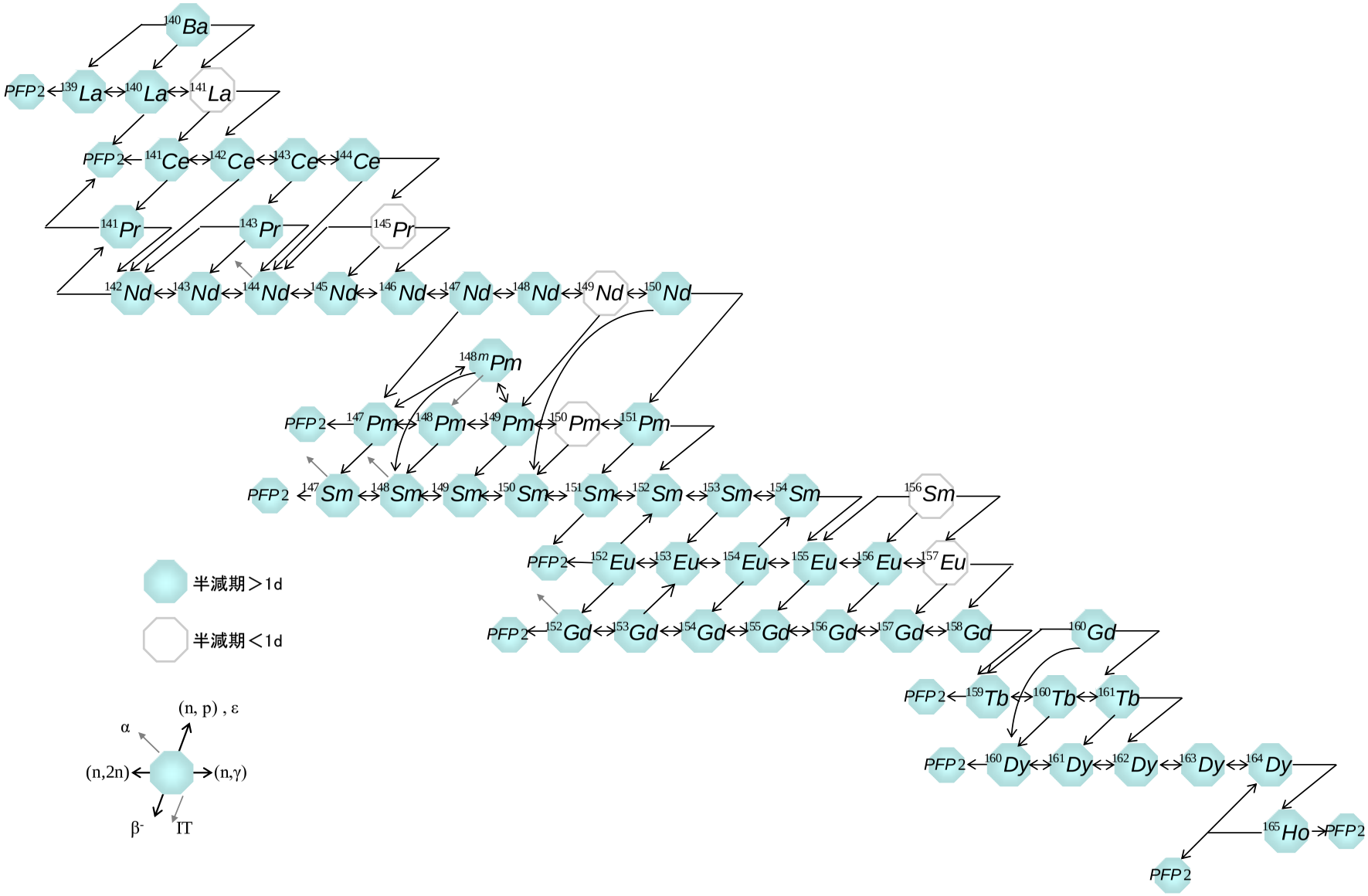


図 3.1-15　核分裂生成核種の生成・崩壊チェーン（その３）

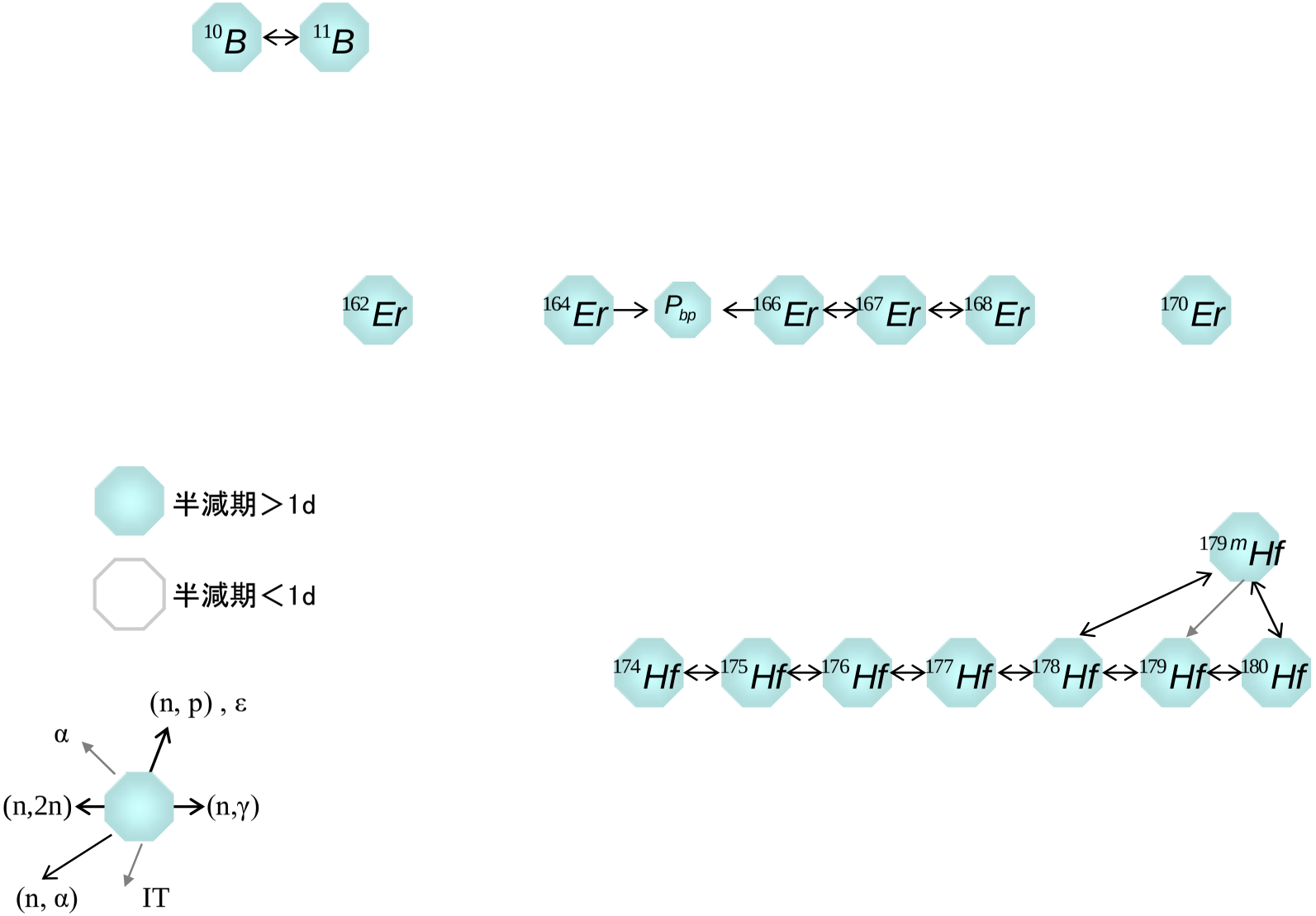


図 3.1-16　制御棒吸収材核種の生成・崩壊チェーン

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（島根３号許認可解析非適用）

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 3.1-17 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。

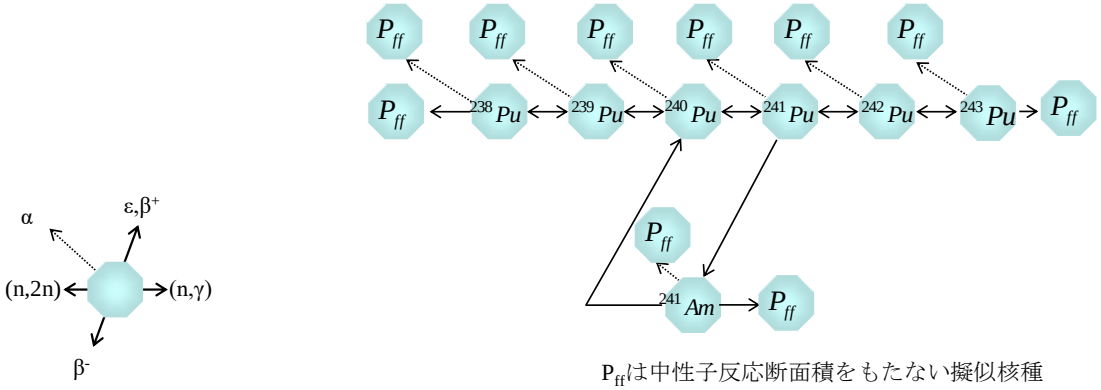


図 3.1-17　プルトニウム起源対象核種チェーン

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，アウトチャンネルセル（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 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[29]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 [29] 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，核分裂生成中性子が高速群で生成されるとの仮定では，次式で表される。

$$\left.\begin{aligned} -\nabla D^i_{g=1}\phi^i_{g=1}(x,y,z) + \Sigma^i_{rg=1}\phi^i_{g=1}(x,y,z) &= \frac{1}{\lambda}\sum_{g'} \nu\Sigma^i_{fg'}\phi^i_{g'}(x,y,z) \\ -\nabla D^i_{g=2}\phi^i_{g=2}(x,y,z) + \Sigma^i_{rg=2}\phi^i_{g=2}(x,y,z) &= \Sigma^i_{g=1\to 2}\phi^i_{g=1}(x,y,z) \\ -\nabla D^i_{g=3}\phi^i_{g=3}(x,y,z) + \Sigma^i_{rg=3}\phi^i_{g=3}(x,y,z) &= \Sigma^i_{g=2\to 3}\phi^i_{g=2}(x,y,z) \end{aligned}\right\} ※$$

上式(※)に核分裂スペクトルχ_gを導入し整理すると以下で表せる。

$$\nabla \cdot J^i_g(x,y,z) + \Sigma^i_{rg}\phi^i_g(x,y,z) = Q^i_g(x,y,z) \qquad (3.2\text{-}1)$$

中性子流及び中性子源は，それぞれ

$$J^i_g(x,y,z) = -D^i_g \nabla\phi^i_g(x,y,z) \qquad (3.2\text{-}2)$$

$$Q^i_g(x,y,z) = \sum_{g'\neq g}\Sigma^i_{g'\to g}\phi^i_{g'}(x,y,z) + \frac{\chi_g}{\lambda}\sum_{g'}\nu\Sigma^i_{fg'}\phi^i_{g'}(x,y,z) \qquad (3.2\text{-}3)$$

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）

$\Sigma_{g'\to g}^i(x,y,z)$　　：第$g'\to g$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。

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

ここで，$\overline{\phi}_g^i$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（参照 1.5.2）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。

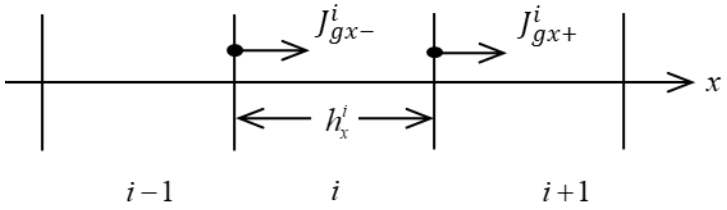


図 3.2-1　ノードインデクスとノード境界中性子流（u =x の場合）

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

ノード法では，精度良く熱的余裕を計算するため，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[30]。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[31]。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。

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

ここで，着目x方向の中性子束分布$\phi_{gx}^i(x)$はy,z方向について横方向積分した以下で表せる。

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

式(3.2-5)における左辺第１項は着目方向の漏洩効果を，左辺第２項は除去効果を，$Q_{gx}^i(x)$は生成（中性子源）を，$L_{gx}^i(x)$は着目以外の横方向の漏れをそれぞれ表し，除去断面積Σ_{rg}^iは均質化されたノード平均値を表す。3.2.1.4における$Q_{gx}^i(x)$の計算時には吸収断面積の平均値からのずれ，核分裂及び減速断面積のノード内分布が考慮される。

横方向の漏れは以下で定義される。

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

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。

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

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

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

$$w_0(u) = 1$$

$$w_1(u) = 2u - 1 \tag{3.2-10}$$

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

これらの多項式は次の直交関係を満たす。

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

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。

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

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^i_{gxn}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，

$$D^i_g \frac{12}{{h^i_x}^2} a^i_{gx2} + \Sigma^i_{rg} \sum_{n=0}^{2} a^i_{gxn} w_n(x/h^i_x) = \sum_{n=0}^{2} (Q^i_{gxn} - L^i_{gxn}) w_n(x/h^i_x) \qquad (3.2\text{-}13)$$

ルジャンドル多項式の係数を比較することにより，a^i_{gxn}は中性子源モーメントQ^i_{gxn}と漏洩モーメントL^i_{gxn}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$\overline{\phi}^i_g$，ノード境界中性子束ϕ^i_{gx-}，ノード境界中性子流J^i_{gx-}に対する次の関係式を得る。

$$\phi^i_{gx-} = \gamma^i_{gx} \overline{\phi}^i_g + (1-\gamma^i_{gx}) a^i_{gx0} - (1-\theta^i_{gx}) a^i_{gx1} - (1-3\theta^i_{gx}) a^i_{gx2} + \frac{\theta^i_{gx} h^i_x}{2D^i_g} J^i_{gx-} \qquad (3.2\text{-}14)$$

ここで，

$$\gamma^i_{gx} = \kappa^i_g h^i_x / (\sinh \kappa^i_g h^i_x) \qquad (3.2\text{-}15)$$

$$\theta^i_{gx} = \tanh(\kappa^i_g h^i_x/2) / (\kappa^i_g h^i_x/2) \qquad (3.2\text{-}16)$$

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，以下に示すように，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。

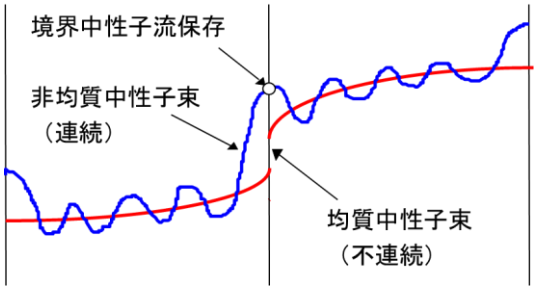


図 3.2-2　不連続因子による非均質中性子束の再現

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[32]として与える。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。

$$f_{gx+}^{i-1}\phi_{gx+}^{i-1} = f_{gx-}^{i}\phi_{gx-}^{i} \tag{3.2-17}$$

ここで，$f_{gx\pm}^{i}$はx ±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。

$$J_{gx-}^{i} = \left[\frac{f_{gx-}^{i}\theta_{gx}^{i}h_x^i}{2D_g^i} + \frac{f_{gx+}^{i-1}\theta_{gx}^{i-1}h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}}\right]^{-1}$$

$$\times [\ f_{gx+}^{i-1}\{\gamma_{gx}^{i-1}\overline{\phi}_g^{i-1} + (1-\gamma_{gx}^{i-1})a_{gx0}^{i-1} + (1-\theta_{gx}^{i-1})a_{gx1}^{i-1} - (1-3\theta_{gx}^{i-1})a_{gx2}^{i-1}\}$$

$$-f_{gx-}^{i}\{\gamma_{gx}^{i}\overline{\phi}_g^{i} + (1-\gamma_{gx}^{i})a_{gx0}^{i} - (1-\theta_{gx}^{i})a_{gx1}^{i} - (1-3\theta_{gx}^{i})a_{gx2}^{i}\}\ ] \tag{3.2-18}$$

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。

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

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[33]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，炉心内での燃焼に伴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。

$$Q_{gxn}^{i} = \frac{2n+1}{h_x^i}\int_0^{h_x^i} dx\ \ w_n\left(\frac{x}{h_x^i}\right)\frac{1}{h_y^i h_z^i}\int_0^{h_y^i} dy \int_0^{h_z^i} dz\ [\ \sum_{g'\neq g}\Sigma_{g'\to g}^{i}\phi_{g'}^{i}(x,y,z)$$

$$+\frac{\chi_g}{\lambda}\sum_{g'}\nu\Sigma^i_{fg'}(x,y,z)\phi^i_{g'}(x,y,z)-\delta\Sigma^i_{ag}(x,y,z)\phi^i_g(x,y,z)] \quad (3.2\text{-}20)$$

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。

$$\nu\Sigma^i_{fg}(x,y,z)\cong\nu\Sigma^i_{fgx}(x)+\nu\Sigma^i_{fgy}(y)+\nu\Sigma^i_{fgz}(z)-2\nu\overline{\Sigma}^i_{fg} \quad (3.2\text{-}21)$$

$$\nu\Sigma^i_{fgx}(x)=\sum_{n=0}^{2}\nu\Sigma^i_{fgxn}w_n(x/h^i_x) \quad (3.2\text{-}22)$$

$$\phi^i_g(x,y,z)\cong\phi^i_{gx}(x)+\phi^i_{gy}(y)+\phi^i_{gz}(z)-2\overline{\phi}^i_g \quad (3.2\text{-}23)$$

$$\phi^i_{gx}(x)=\sum_{n=0}^{2}\phi^i_{gxn}w_n(x/h^i_x) \quad (3.2\text{-}24)$$

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。

$$\nu\Sigma^i_{fgx0}=\overline{\nu\Sigma}^i_{fg} \quad (3.2\text{-}25)$$

$$\nu\Sigma^i_{fgx1}=(\nu\Sigma^i_{fgx+}-\nu\Sigma^i_{fgx-})/2 \quad (3.2\text{-}26)$$

$$\nu\Sigma^i_{fgx2}=\overline{\nu\Sigma}^i_{fg}-(\nu\Sigma^i_{fgx+}+\nu\Sigma^i_{fgx-})/2 \quad (3.2\text{-}27)$$

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。

$$\phi^i_{gxn}=\frac{2n+1}{h^i_x}\int_0^{h^i_x}dx\ \ w_n(x/h^i_x)\phi^i_{gx}(x) \quad (3.2\text{-}28)$$

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。

$$\phi^i_{gx0}=\overline{\phi}^i_g \quad (3.2\text{-}29)$$

$$\phi^i_{gx1}=-\frac{1}{2}\eta^i_{gx}\frac{h^i_x}{2D^i_g}(J^i_{gx+}+J^i_{gx-})+(1-\eta^i_{gx})a^i_{gx1} \quad (3.2\text{-}30)$$

$$\phi^i_{gx2} = -\frac{1}{6}\varsigma^i_{gx}\frac{h^i_x}{2D^i_g}(J^i_{gx+} - J^i_{gx-}) + (1+\varsigma^i_{gx})a^i_{gx2} \quad (3.2\text{-}31)$$

ここで,

$$\eta^i_{gx} = \frac{12}{(\kappa^i_g h^i_x)^2}(1-\theta^i_{gx}) \quad (3.2\text{-}32)$$

$$\varsigma^i_{gx} = \frac{60}{(\kappa^i_g h^i_x)^2}(-1-\tau^i_{gx}) \quad (3.2\text{-}33)$$

$$\tau^i_{gx} = \frac{12}{(\kappa^i_g h^i_x)^2}\left(1-\frac{\kappa^i_g h^i_x}{2}coth\frac{\kappa^i_g h^i_x}{2}\right) \quad (3.2\text{-}34)$$

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

$$F[\phi^i_{gxn}] = \int_0^{h^i_x} dx\left\{\phi^i_{gx}(x) - \sum_{n=0}^{2}\phi^i_{gxn}w_n(x/h^i_x)\right\}^2 \quad (3.2\text{-}35)$$

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

$$\frac{\partial F}{\partial \phi^i_{gxn}} = -2\int_0^{h^i_x} dx\, w_n(x/h^i_x)\phi^i_{gx}(x) + 2\phi^i_{gxn}\int_0^{h^i_x} dx\left\{w_n(x/h^i_x)\right\}^2 = 0 \quad (3.2\text{-}36)$$

この結果は式(3.2-28)を与える。直交展開法は従来 [29] 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 [31]。

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,

$$Q^i_{fgx0} = \frac{\chi_g}{\lambda}\sum_{g'}\left[\nu\Sigma^i_{fg'x0}\phi^i_{g'x0} + \sum_{u=x,y,z}\left(\frac{1}{3}\nu\Sigma^i_{fg'u1}\phi^i_{g'u1} + \frac{1}{5}\nu\Sigma^i_{fg'u2}\phi^i_{g'u2}\right)\right] \quad (3.2\text{-}37)$$

$$Q^i_{fgx1} = \frac{\chi_g}{\lambda}\sum_{g'}\left[\nu\Sigma^i_{fg'x0}\phi^i_{g'x1} + \nu\Sigma^i_{fg'x1}\phi^i_{g'x0} - \frac{2}{5}\nu\Sigma^i_{fg'x1}\phi^i_{g'x2} - \frac{2}{5}\nu\Sigma^i_{fg'x2}\phi^i_{g'x1}\right] \quad (3.2\text{-}38)$$

$$Q^i_{fgx2} = \frac{\chi_g}{\lambda}\sum_{g'}\nu\left[\Sigma^i_{fg'x0}\phi^i_{g'x2} + \nu\Sigma^i_{fg'x2}\phi^i_{g'x0} - \frac{2}{3}\nu\Sigma^i_{fg'x1}\phi^i_{g'x1} - \frac{2}{7}\nu\Sigma^i_{fg'x2}\phi^i_{g'x2}\right] \quad (3.2\text{-}39)$$

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^i_{gx0}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。

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

ここで，ε^iは核分裂あたりの放出エネルギであり，Σ_{fg}^i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，

$$\delta\Sigma_{fg}^i \overline{\phi}_g^i = \sum_{u=x,y,z}\left(\frac{1}{3}\Sigma_{fg,u1}^i \phi_{g,u1}^i + \frac{1}{5}\Sigma_{fg,u2}^i \phi_{g,u2}^i\right) \tag{3.2-41}$$

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，

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

y方向の漏れは次のように定義され，

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

次のように２次の多項式で展開される。

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

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，

$$\overline{L}_{gy}^i = \frac{1}{h_x^i}\int_0^{h_x^i} dx\; L_{gy}^i(x) = \frac{1}{h_x^i h_z^i}\int_0^{h_x^i} dx \int_0^{h_z^i} dz \left\{J_{gy}^i(x,y+,z) - J_{gy}^i(x,y-,z)\right\}$$

$$= J_{gy+}^i - J_{gy-}^i \tag{3.2-45}$$

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。

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

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

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

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，

$$L_{gx0}^{iy} = \overline{L}_{gy}^{i} \tag{3.2-49}$$

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

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

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，

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

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

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。

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

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 3.2-3 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[34]。

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，チェビシェフ加速法[35]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。

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

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

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

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。

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

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。

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

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。

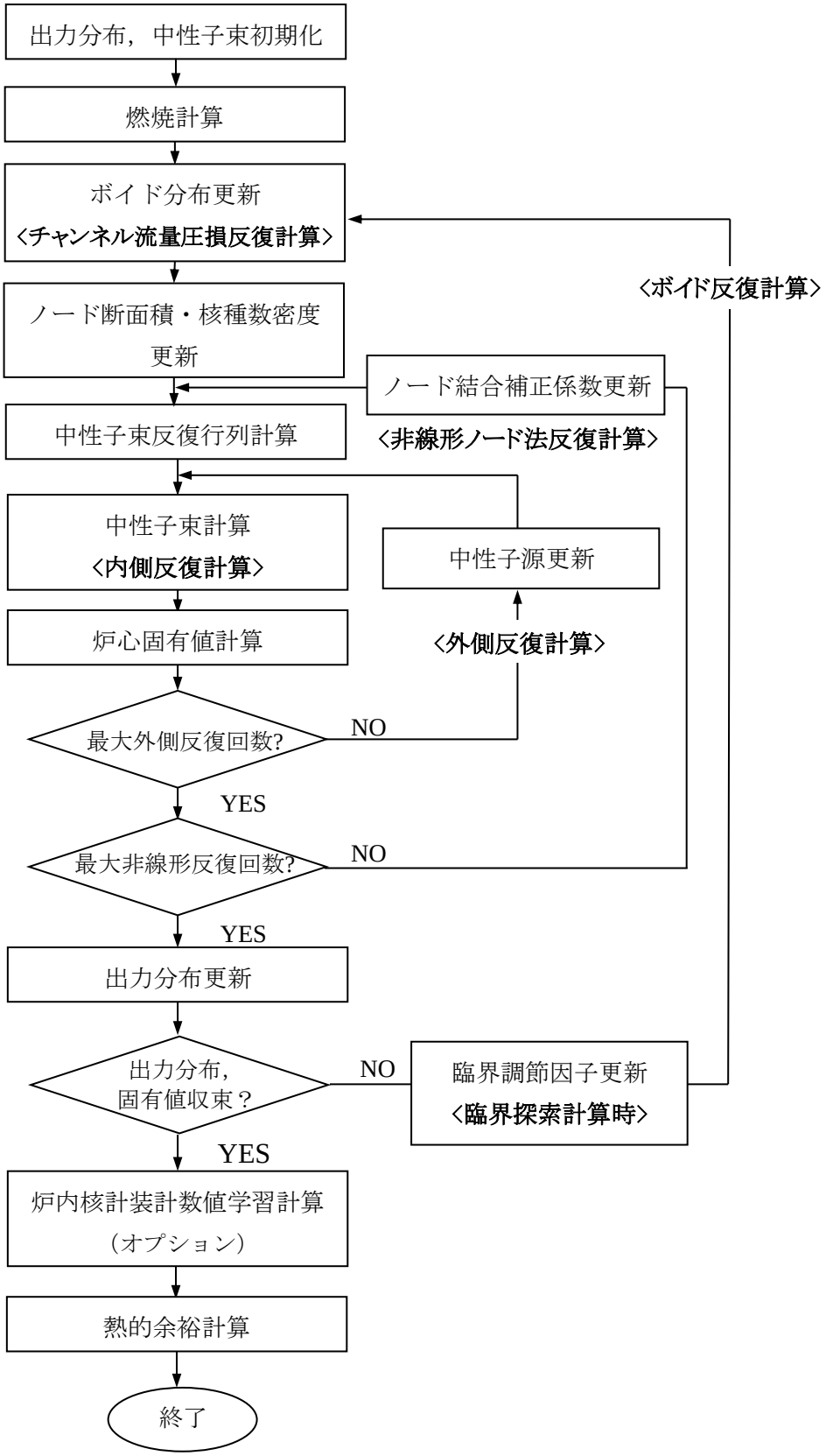


図 3.2-3　出力分布反復計算

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[30]。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。

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

ここで，λは炉心固有値，$\overline{\phi}_g^i$と$J_{gu\pm}^i$はそれぞれノード平均中性子束と$u \pm$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。

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

$$= -\left[\frac{h_x^i}{2D_g^i} + \frac{h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}}\right]^{-1}\left[\left(1 - C_{gx}^{i-1/2}\right)\overline{\phi}_g^i - \left(1 + C_{gx}^{i-1/2}\right)\overline{\phi}_g^{i-1}\right] \qquad (3.2\text{-}61)$$

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。

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

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。

$$L\phi = (1/\lambda)M\phi \qquad (3.2\text{-}63)$$

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。

$$\langle \phi^*, L\phi \rangle = \langle \phi, L^*\phi^* \rangle \qquad (3.2\text{-}64)$$

ここで，内積< >は空間及びエネルギ変数に関する積分を表す。差分化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のインデクスについて転置して得られる。

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

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[36]。

式(3.2-65)で散乱行列はエネルギについて転置され，$\nu\Sigma_{fg}$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。

$$\sum_{u=x,y,z}\frac{1}{h_u^i}\left(J_{gu+}^{i*}-J_{gu-}^{i*}\right)+\Sigma_{rg}^i\overline{\phi}_g^{i*}=\sum_{g'\neq g}\Sigma_{g\to g'}^i\overline{\phi}_{g'}^{i*}+\frac{\nu\Sigma_{fg}^i}{\lambda^*}\sum_{g'}\chi_{g'}\overline{\phi}_{g'}^{i*} \tag{3.2-66}$$

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

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。

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

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[37]。

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。

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

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，

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

熱群について，

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

$$F_o(x) = 1$$

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

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

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≥3 又はm≥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。

$$\phi_{gx-}^{i} = \overline{\phi}_g^{i} - \phi_{gx1}^{i} - \phi_{gx2}^{i} \tag{3.2-73}$$

$$\phi_{gx+}^{i} = \overline{\phi}_g^{i} + \phi_{gx1}^{i} - \phi_{gx2}^{i} \tag{3.2-74}$$

ここで，$\overline{\phi}_g^{i}$及び $\phi_{gx\pm}^{i}$はノード平均中性子束とx ±境界の中性子束である。上式で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。

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

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

ここで，$J_{gx\pm}^{i}$はノード表面x ±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，

$$\phi_{gc}^{i} = \frac{1}{4f_{gc}^{i}} \sum_{j=1}^{4} \frac{f_{gc}^{j} \phi_{gx}^{j}(x_c) \phi_{gy}^{j}(y_c)}{\overline{\phi}_{g}^{j}} \tag{3.2-77}$$

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，

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

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，

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

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。

$$f_{g}^{\infty}(x,y) = \sum_{s=1}^{4} \omega_{s}^{g} \left(\frac{\phi_{g}^{het}(x_s,y_s)}{\phi_{g}^{hom}(x_s,y_s)}\right)^{\infty} / \sum_{s=1}^{4} \omega_{s}^{g} \tag{3.2-80}$$

$$\omega_{s}^{g} = exp(-\kappa_g|x-x_s|)\, exp(-\kappa_g|y-y_s|) \tag{3.2-81}$$

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。

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

ここで，G は熱群を表し，

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

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。

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

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

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。

$$\Sigma_{fgx0} = \overline{\Sigma}_{fg} \tag{3.2-86}$$

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

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

ここで，$\overline{\Sigma}_{fg}$と$\Sigma_{fg\pm}$はノード平均及びx ±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。

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

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 ±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。

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

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

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。

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

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（参照1.5.4），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（燃焼度依存性及び履歴ボイド率依存性の考慮）。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（制御棒瞬時効果の考慮），燃料温度を変えたケース（燃料温度効果の考慮），ボイド率を変えたケース（瞬時ボイド率変化依存性の考慮），冷温状態

としたケース（複数温度点での減速材温度効果の考慮），及び減速材にほう素を添加したケース（複数濃度でのほう素混入効果の考慮）をブランチケースとして行い，制御棒履歴効果を考慮するための制御棒挿入状態での集合体燃焼計算も行う。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。なお，異なる出力密度で燃焼した影響は効果が小さいことから無視している。

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。

[redacted]

(3.2-93)

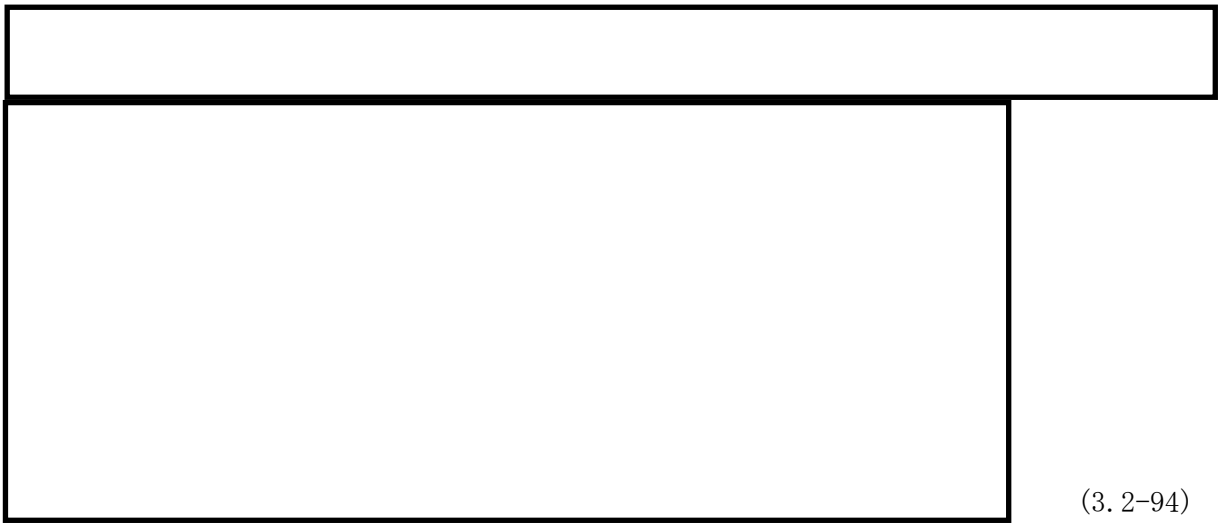
[redacted]

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。

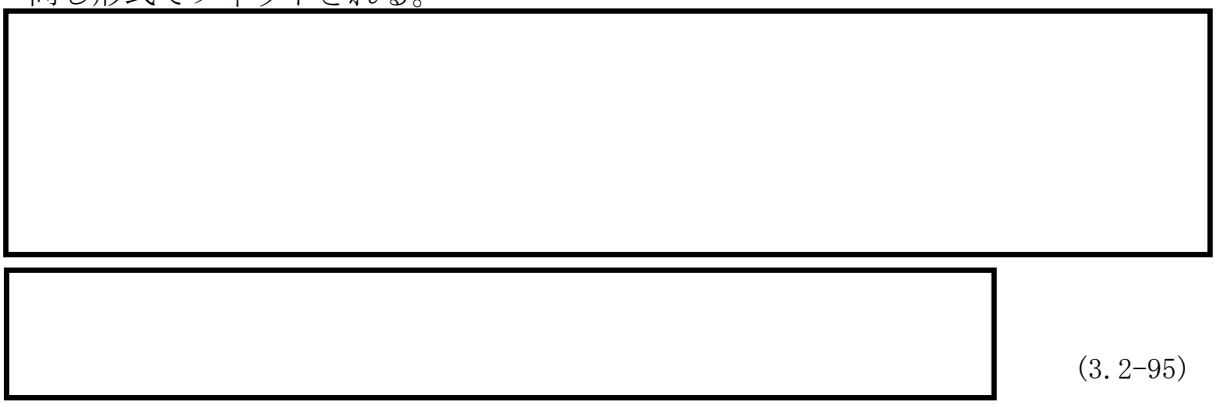
冷温時のデータも同様にフィットされるが，瞬時水密度及び履歴水密度依存性についてより一般性を持たせる。

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。明示的に入力しない場合，実績のある設定値が自動的に設定される。一般的な炉心は中性子経済の観点から中性子漏洩率の低い構成とするため反射体定数が熱的状態値などに及ぼす影響は小さい。

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　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。また，各ミクロ燃焼モデルは，燃焼度及びスペクトル履歴相対水密度のみで定まる平衡状態（LANCR で定格出力密度一定で燃焼する状態）の核種数密度や，数密度０の状態などを追跡計算の起点として設定する機能が備わっており，起点設定の影響が十分に小さくなる準備燃焼期間を着目燃焼点までに設けたうえで，上記の核種数密度を起点として追跡計算を開始することができる。

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。

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

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。

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

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。

$$SI_2 = \frac{\phi_2^\infty}{\phi_1^\infty} = \frac{\Sigma_{1\to2}}{\Sigma_{r2}}, \quad SI_3 = \frac{\phi_3^\infty}{\phi_1^\infty} = \frac{\Sigma_{1\to2}\Sigma_{2\to3}}{\Sigma_{r2}\Sigma_{r3}} \tag{3.2-98}$$

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。

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

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。

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

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。

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

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℃から 1,500℃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（参照 1.5.4），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，ペレットの体積平均として与えられる燃料平均温度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。

$$T_{fuel} = a_0 + a_1 P + a_2 P^2 \quad (3.2\text{-}102)$$

ここで，a_i, i=0, 1, 2 は燃料棒熱・機械設計コード[38]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。

[redacted] (3.2-103)

厳密にはすべての断面積が温度上昇の影響を受けうるが，ドップラ反応が主に共鳴群で起きることから，式(3.2-101)の反応度効果を共鳴群の除去断面積の変化に転換する。この近似の影響は BWR 炉心解析においては小さい。この場合，除去断面積は，

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

となる。ここで，

$$FFF2 = \frac{\nu_1\Sigma_{f1} + \nu_2\Sigma_{f2}SI_2 + \nu_3\Sigma_{f3}SI_3}{\nu_2\Sigma_{f2}SI_2 + \nu_3\Sigma_{f3}SI_3} \quad (3.2\text{-}105)$$

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

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

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。

また制御棒が挿入されたノードに対して

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

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，

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

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，

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

制御棒ありノードに対して同様に，

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

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，

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

ほう素反応度を補正した熱群除去断面積は，

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

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ワ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，

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

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，

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

ここで,＜＞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。

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

$$S_g(z) = \frac{\chi_g}{\lambda}\sum_{g'} \nu\Sigma_{fg'}(z)\phi_{g'}(z) + \sum_{g'} \Sigma_{g' \to g}(z)\phi_{g'}(z) \tag{3.2-116}$$

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。

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

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。

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

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'はノード相対出力P_iを用いて，次のように表される。

$$E_i' = E_i + DELWRD \cdot \frac{WCORE}{N} \frac{P_i}{m_i} \tag{3.2-119}$$

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。

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

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。

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

[　　] (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の燃料種別に，多くの燃料断面ごとに複数の運転履歴に対する集合体計算を実施することで代表値を事前に定める。

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[39]。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(3.2-121)で表される履歴相対水密度と同様に更新される。

[redacted]

(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。

[redacted]

(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値を設ける。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

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。

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。

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

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

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。

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

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

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。

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

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。

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

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

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。

$$F(t) = \overline{F} \tag{3.2-131}$$

この場合，積分は解析的に実行でき，以下を得る。

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

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

$$\delta_X = \lambda_X + \sigma_{X3}\overline{\phi}_3 \tag{3.2-134}$$

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。

$$F(t) = at + p \tag{3.2-135}$$

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（島根３号炉許認可解析非適用）

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。

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

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

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。

$$N^{\infty}_{Pm149} = \frac{\gamma_{Pm149}F}{\lambda_{Pm149}} \tag{3.2-138}$$

$$N^{\infty}_{Sm149} = \frac{\gamma_{Pm149}F}{\sigma_{Sm149,3}\phi_3} \tag{3.2-139}$$

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。

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

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 3.2-4 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。

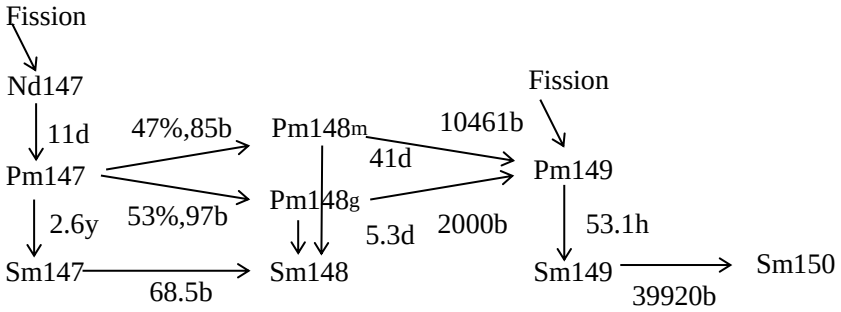


図 3.2-4　Nd-147～Sm-150 崩壊系列（2,200m/sec 断面積）

3.2.4.7　ガドリニウム追跡計算（島根３号炉許認可解析非適用）

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 3.2-5 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，燃焼度のみに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に依存すると見なせる。

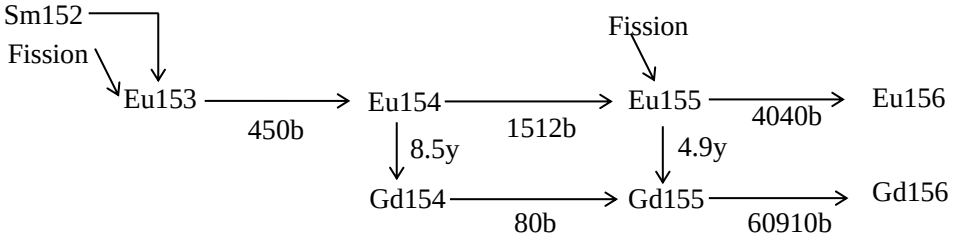


図 3.2-5　Sm-152～Gd-155 崩壊系列（2,200m/sec 断面積）

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。

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

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

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，

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

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。

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

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（島根３号炉許認可解析非適用）

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 3.2-6 に示す。

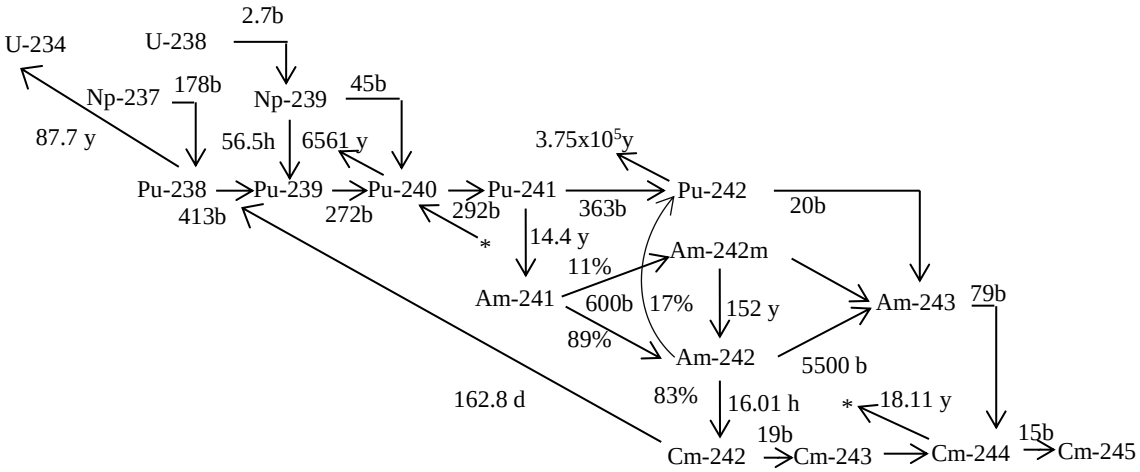


図 3.2-6　Pu-239～Am-241 を含む崩壊系列（2,200m/sec 断面積）

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。

$$\frac{dPu_{241}{}^{i}(t)}{dt} = \{\sum_g \sigma^i_{Pu240,g}\phi^i_g(t)\}Pu^i_{240}(t) - \{\sum_g \sigma^i_{Pu241,g}\phi^i_g(t) + \lambda_{Pu241}\}Pu^i_{241}(t) \quad (3.2\text{-}145)$$

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。

$$P^i_{Pu241,r}(t) = Pu^i_{240}(t)\sum_g \sigma^i_{Pu240,g}(t)\phi^i_{g,r}, \quad (3.2\text{-}146)$$

$$D^i_{Pu241,r}(t) = \sum_g \sigma^i_{Pu241,g}(t)\phi^i_{g,r}. \quad (3.2\text{-}147)$$

$\phi_{g,r}$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。

$$\frac{dPu^i_{241}(t)}{dt} = P^i_{Pu241,r}(t)p^i(t) - \{D^i_{Pu241,r}(t)p(t) + \lambda^i_{Pu241}\}Pu^i_{241}(t) \quad (3.2\text{-}148)$$

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。

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

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,

$$\Delta\Sigma^i_{fg,Pu241} = \sigma^i_{fg,Pu241}(Pu^i_{241} - Pu^i_{241,r}) \quad (3.2\text{-}150)$$

$$\Delta\Sigma^i_{ag,Pu241} = \sigma^i_{ag,Pu241}(Pu^i_{241} - Pu^i_{241,r}) \quad (3.2\text{-}151)$$

ここで，$Pu^i_{241,r}$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，

$$\Delta\Sigma^i_{ag,Am241} = \sigma^i_{ag,Am241}(Am^i_{241} - Am^i_{241,r}) \quad (3.2\text{-}152)$$

ここで，$Am^i_{241,r}$はベース Am-241 数密度である。

3.2.4.9　Pu-239 過渡解（島根 3 号炉許認可解析非適用）

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，

$$\frac{dNp_{239}{}^i(t)}{dt} = \{\sum_g \sigma^i_{U238,g}\phi^i_g(t)\}U^i_{238}(t) - \{\sum_g \sigma^i_{Np239,g}\phi^i_g(t) + \lambda_{Np239}\}Np^i_{239}(t) \quad (3.2\text{-}153)$$

$$\frac{dPu_{239}{}^i(t)}{dt} = \{\sum_g \sigma^i_{Pu238,g}\phi^i_g(t)\}Pu^i_{238}(t) + \lambda_{Np239}Np^i_{239}(t) - \{\sum_g \sigma^i_{Pu239,g}\phi^i_g(t)\}Pu^i_{239}(t) \quad (3.2\text{-}154)$$

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 3.2-6 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 3.2-6 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。

$$Pu_{238}(t) = Pu_{238}(E) + \left(Pu^a_{238}(t) - Pu^b_{238}(t)\right) \quad (3.2\text{-}155)$$

ここで$Pu^a_{238}(t)$と$Pu^b_{238}(t)$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。

$$\Delta\Sigma^i_{fg,Pu239} = \sigma^i_{fg,Pu239}(Pu^i_{239} - Pu^i_{239,r}) \quad (3.2\text{-}156)$$

$$\Delta\Sigma^i_{ag,Pu239} = \sigma^i_{ag,Pu239}(Pu^i_{239} - Pu^i_{239,r}) \quad (3.2\text{-}157)$$

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[40]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。

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

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。定数 C は制御棒履歴効果を模擬した多数断面の集合体燃焼計算を実施することにより代表値を事前に決定する。

全実効燃焼度はδ_iを 1 と置いて定義される。

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

内挿に用いる荷重因子は次式で定義される。

$$W_i = B_i/T_i \tag{3.2-160}$$

(1) 制御状態から非制御状態になった場合

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

$$\Delta Xs_i^{c\to u} = W_i(Xs_i^{CBU} - Xs_i^{UBU}) \tag{3.2-161}$$

ここで，

Xs_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

Xs_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($\Delta Xs_i^{u\to c}$)は，瞬時に制御棒が挿入された断面積(Xs_i^{UBC})に対して，

$$\Delta Xs_i^{u\to c} = W_i(Xs_i^{CBC} - Xs_i^{UBC}) \tag{3.2-162}$$

ここで，

Xs_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

Xs_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，

$$\Delta Xs_i = (1 - CFK_i)\cdot \Delta Xs_i^{c\to u} + CFK_i \cdot \Delta Xs_i^{u\to c} \tag{3.2-163}$$

補正された断面積は，

$$Xs_i = Xs_i^{base} + \Delta Xs_i \tag{3.2-164}$$

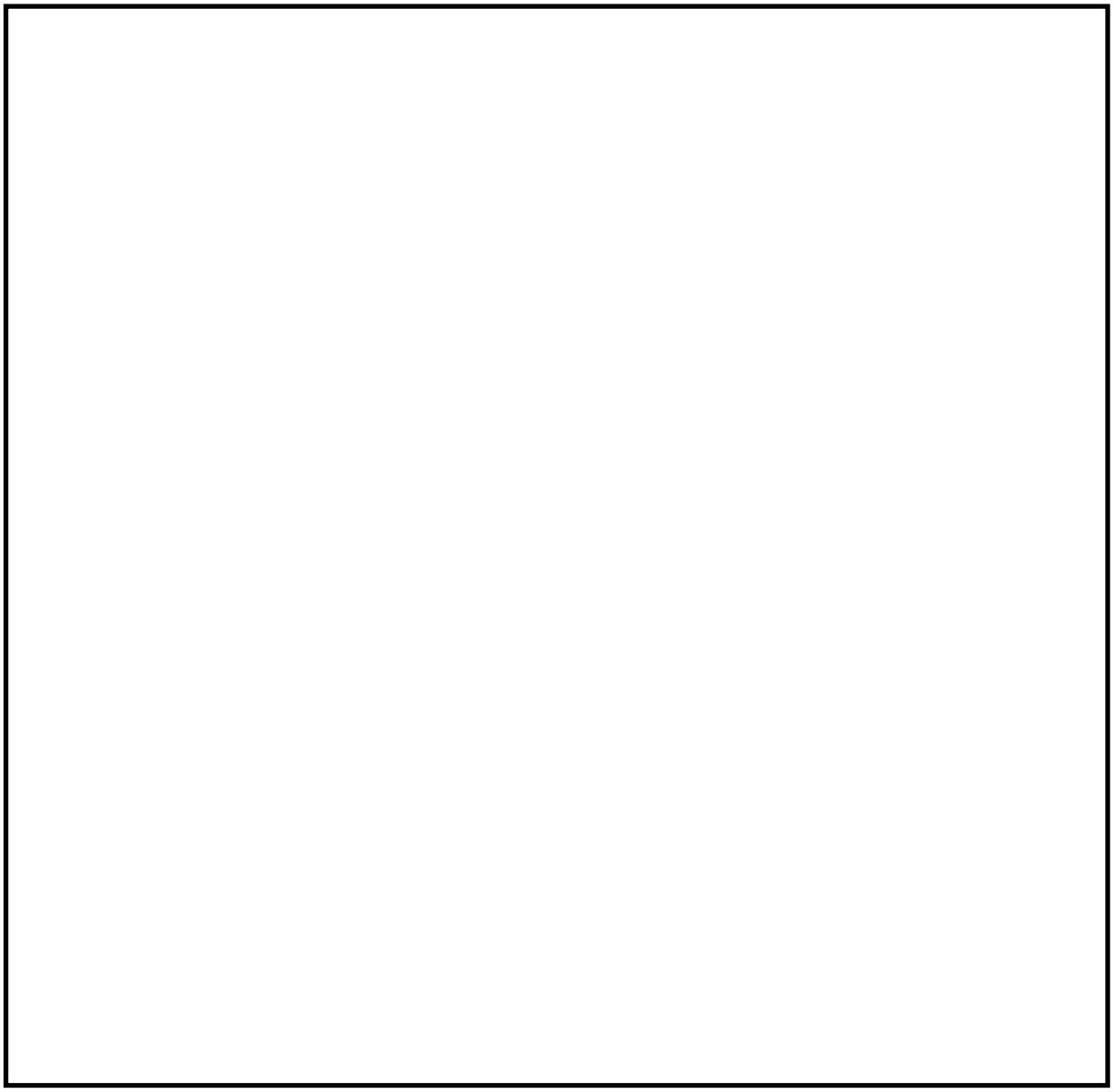
ここで

Xs_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。部分出力時などにまれに少数の燃料の上端付近に発生する可能性はあるが，これらが熱的余裕などの炉心特性に及ぼす影響は無視しうる。このため，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 3.2-7 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であるので，本手法ではバイパス流量は炉心流量および炉心出力に依存したテーブル形式での入力値としている。

本手法で流体の物性は，1967 ASME 蒸気表[41]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
μ : 粘性係数
ν : 比体積
ρ : 密度
$\overline{\rho}$: 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
〈 〉 : 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方向ノードインデクス
ℓ : 液相
ℓ_d : 液相離脱
v : 気相
w : 壁面
wr : 水棒

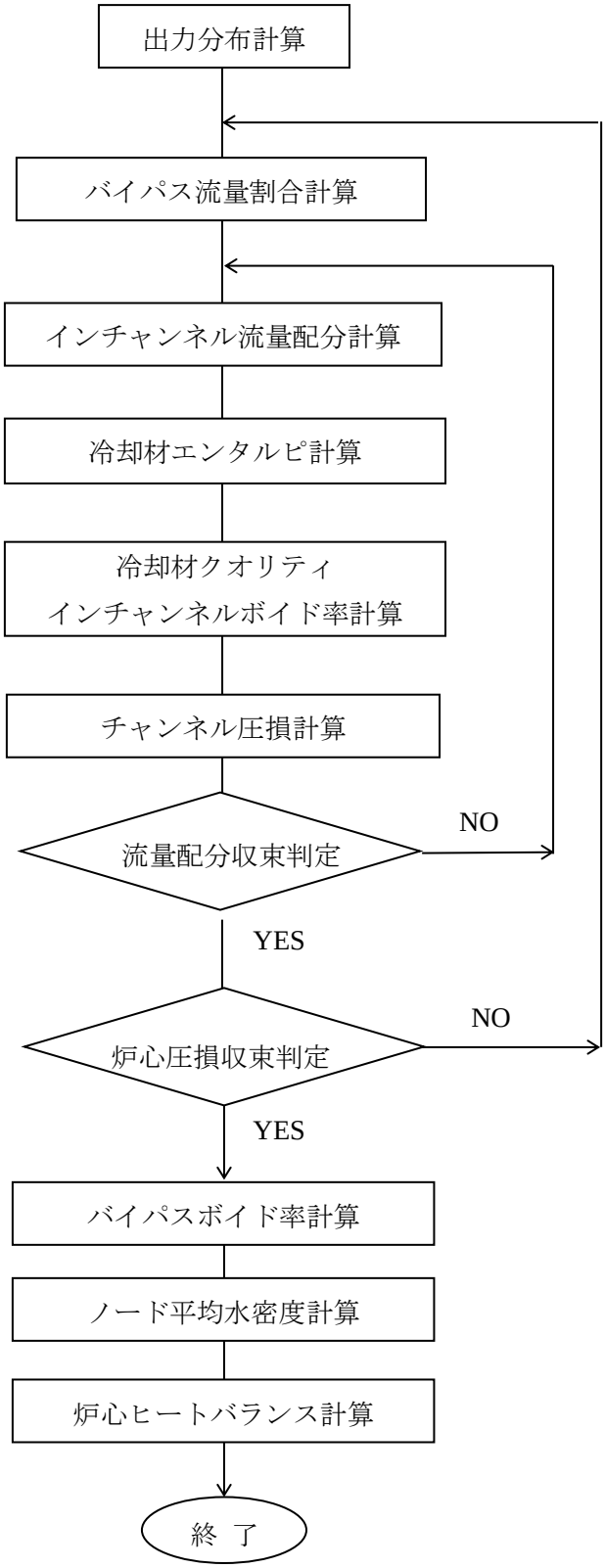


図 3.2-7　熱水力計算の流れ

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して BWR の炉心静特性解析に実績のある３保存式とドリフトフラックスモデルを用いて解く[42]。

１次元の均質流に対する質量保存式は，

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

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。

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

$$G_g = \rho_g v_g \alpha = \bar{G} x \tag{3.2-171}$$

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

$$\bar{G} = G_g + G_f \tag{3.2-173}$$

$$j_g = \frac{G_g}{\rho_g} = \frac{\bar{G} x}{\rho_g} \tag{3.2-174}$$

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

これより，質量保存式は次のように書かれる。

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

対応する運動量保存式は，

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

ここで，

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

混合流のエネルギ保存式は，運動エネルギを無視すると，

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\bar{G} A_F \overline{h}\right) = q' + \iint_{A_F} q''' dA_F + \frac{\bar{G} A_F}{\bar{\rho}}\left(\frac{\tau P_w}{A_F} + \frac{\partial P}{\partial z}\right) \tag{3.2-179}$$

ここで，混合流エンタルピは，

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

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。

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

ここで，摩擦圧損，局所圧損，位置圧損成分はそれぞれ，

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

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

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

流路面積A_Fについては入力されたクラッドと酸化膜の厚さを考慮することができる。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，

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

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

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。

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

ここで，

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

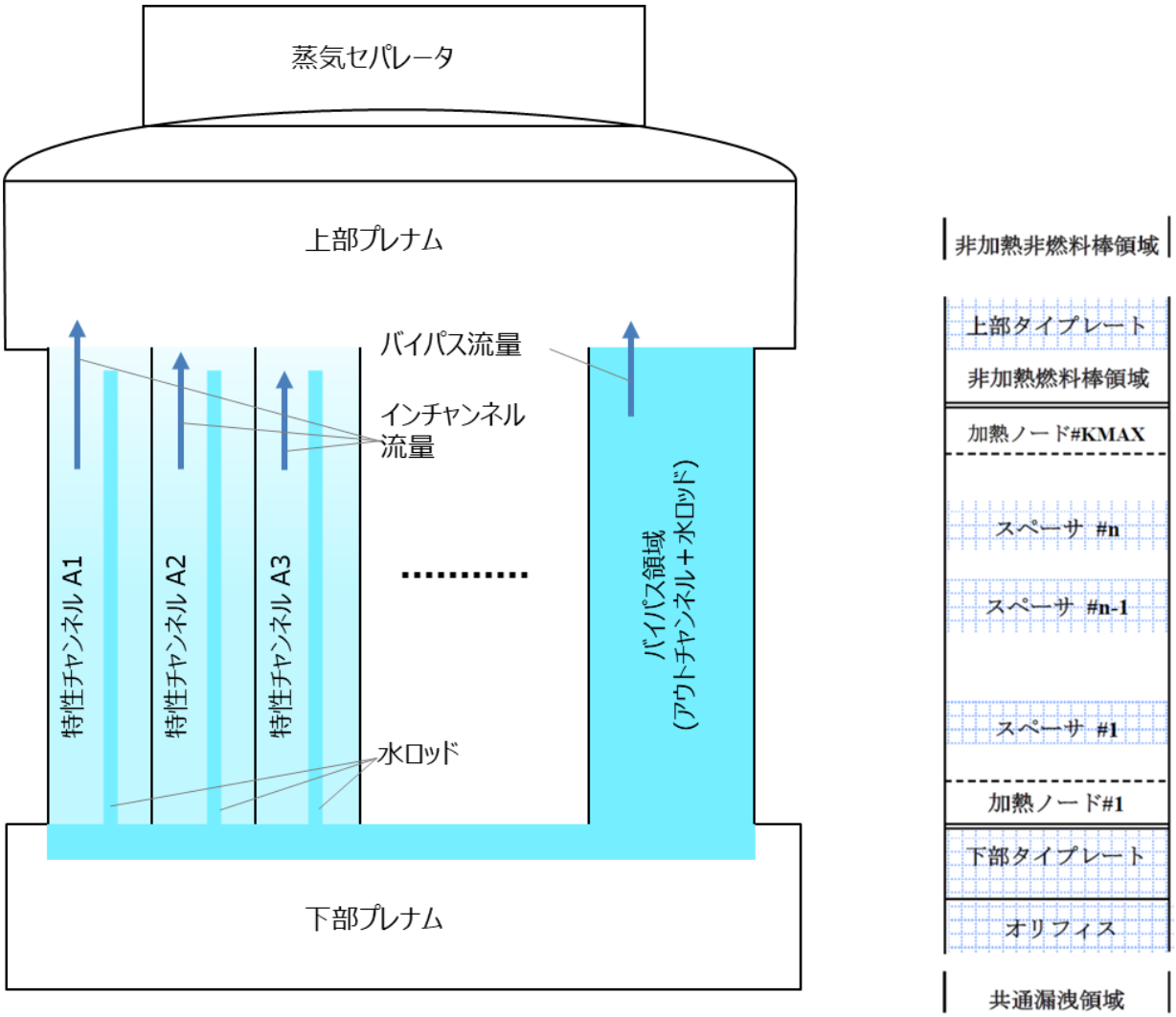
$$\frac{1}{\rho_{KE}^2} = \frac{x^3}{\rho_g^2 \alpha^2} + \frac{(1-x)^3}{\rho_f^2 (1-\alpha)^2} \quad (3.2\text{-}189)$$

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，

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

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，スペーサなどの位置並びに加速圧損計算領域を図 3.2-8 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）



※各燃料集合体のチャンネルボックスの外側（アウトチャンネル）と，各燃料集合体の水ロッドを全て合わせて１つの流路としてバイパス領域を設定する

図 3.2-8　熱水力チャンネル構成と圧損計算領域

3.2.5.4　エネルギ計算

中性子束計算によるノード内の全核分裂出力は,

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

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は全発生エネルギ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。

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

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増分は次のように評価される。

$$h_{k+1} = h_k + \frac{\Delta z}{\bar{G}_k A_F}\left[q'_f + q'_{DMH} + q'_{wr} + q'_{ch} + q'_{byp} + q'_{cb}\right] \tag{3.2-193}$$

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。

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

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,

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

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,

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

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 3.2-8 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[42]と飽和流体の値を用いて計算する。

$$h_o = 0.023\ Re_f^{0.8}\,\mathrm{Pr}_f^{0.4}\,\frac{k_f}{D_H} \tag{3.2-197}$$

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，

$$Re = G \cdot D_H/\mu_f \tag{3.2-198}$$

$$Pr = \mu_f C_{pf}/k_f \tag{3.2-199}$$

バイパス領域への伝熱に対する全熱通過率は，

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

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，

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

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，

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

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

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，

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

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，

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

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

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[43]。

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

ここで，$\boldsymbol{\varepsilon}$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[45]である。

[redacted] (3.2-208)

(3.2-209)

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

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[44]で与えられる。

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

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[42]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。

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

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

$\overline{V}_{gj}$：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$\overline{V}_{gj}$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。

$$C_0 = \frac{<j\alpha>}{<j><\alpha>} \tag{3.2-213}$$

$$\overline{V}_{gj} = \frac{<(v_g - j)\alpha>}{<\alpha>} \tag{3.2-214}$$

本手法では参考文献 42 に類似の修正 Zuber-Findlay(Dix-Findlay)相関式が用いられる[45]。このモデルではC_0，$\overline{V}_{gj}$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。

[redacted] (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-チャーン流領域 $(0 \leq \alpha \leq \alpha_2)$

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

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

[redacted] (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。

(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。

(3.2-219)

(3.2-220)

流動様式を通して，相関パラメータ$\overline{V}_{gj}$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。

(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。

(3.2-223)

ここで,

これから各領域について解くと，0 ≤α≤1 の条件より，

(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

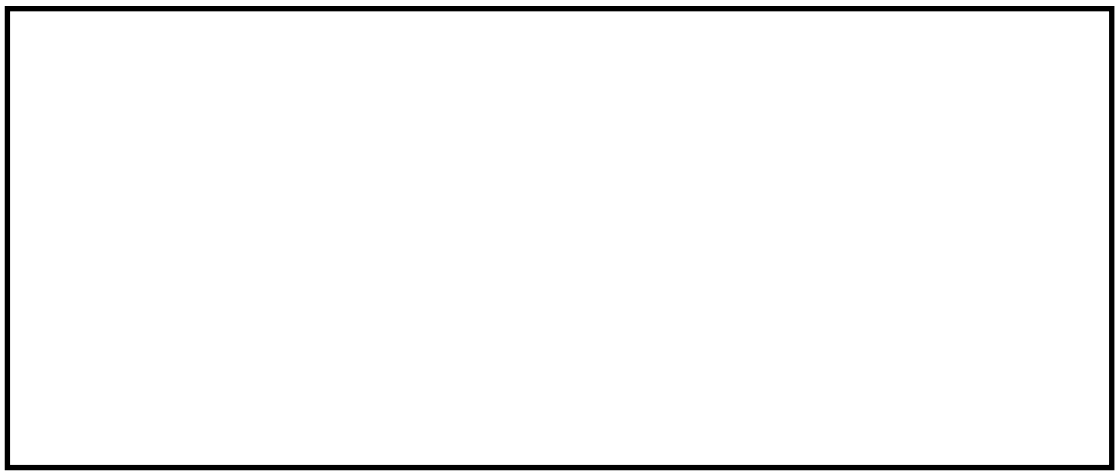
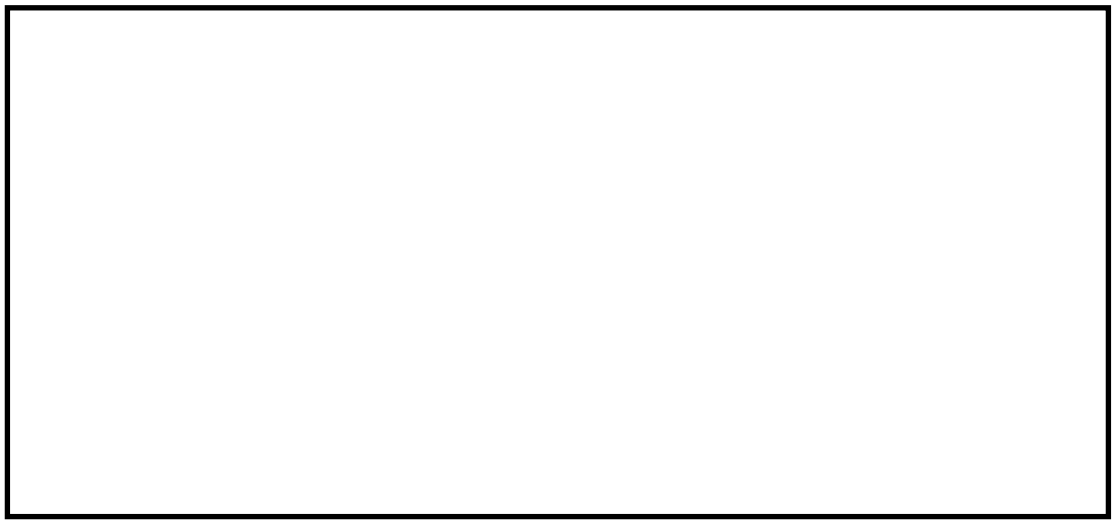


表 3.2-2　ドリフト速度$\overline{V}_{gj}$に対する相関関数



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[42]を用いて計算する。

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

ここで，ペクレ数は，

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

(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。

炉心静特性解析に実績のあるZuber-Staubによるプロファイル・フィット[42]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。

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

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

これらがボイド-クオリティモデルにおけるサブクール沸騰領域の分布定数と式(3.2-219)，(3.2-220)で関連付けられる。

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。

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

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。

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

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。

$$x_{exit} = \frac{\bar{h}_{exit} - h_f}{h_g - h_f} \tag{3.2-230}$$

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。

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

一方，飽和エンタルピ以上の場合は，

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

ここで，

$$C_1 = \rho_\ell^{inlet} - C_2 \cdot h_\ell^{inlet} \tag{3.2-233}$$

$$C_2 = \frac{\rho_f - \rho_\ell^{inlet}}{h_f - h_\ell^{inlet}} \tag{3.2-234}$$

インチャンネルの相対水密度は

$$UI_{ijk} = \rho_{ijk}/\rho_{base} \tag{3.2-235}$$

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。

$$UB_k = \rho_k/\rho_{base} \tag{3.2-236}$$

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。

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

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れ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，

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

バイパス領域で生成される出力は，

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

全発生出力は，

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

インチャンネル出力割合は，

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

バイパス出力割合は，

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

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[46,47,48]と MLHGR[49,50]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。

$$FLCPR(i,j) = CPRLIM(i,j)/CPR(i,j) \tag{3.2-243}$$

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。

$$CPR(i,j) = CP(i,j)/BP(i,j) \tag{3.2-244}$$

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[46]。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[46]。

3.2.6.1.2　限界クオリティ計算

限界クオリティ相関式[46]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。

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

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。

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

(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を必要とする。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。

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

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。

[redacted] (3.2-248)

[redacted]

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，

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

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。

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

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。

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

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」[46]という。）に，プラント過渡時の ΔMCPR 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。

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

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，

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

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。

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

ここで，$RPFP$ 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，

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

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。

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

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（参照 1.5.4）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。

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

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（参照 1.5.4），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。

$$C_{nk} = AJD_{nk}/AJN_{nk} \tag{3.2-258}$$

ここで，

$$AJN_{nk} = \sum_g \Sigma_{fg}^{nk}\bar{\phi}_g^{nk}$$

$$AJD_{nk} = ADTIP_{nk}\cdot FDTIP_{nk}\sum_g \left(\frac{\hat{\phi}}{\bar{\phi}}\right)_g^{\infty,nk} \hat{\sigma}_{fg}^{U235}\bar{\phi}_g^{nk} \tag{3.2-259}$$

ここで，Σ_{fg}は核分裂断面積，$\overline{\phi}$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。

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

ここで，$k = kl, ku$は LPRM 検出器位置nsを軸方向に挟む２燃料ノードであり，W_kは隣接２燃料ノードと LPRM 軸方向位置関係に依存した重みである。

3.2.8　照射量計算（島根３号炉許認可解析非適用）

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。

$$EXLPRM_{ns,l} = \frac{\sum_{n=1}^{4} RTIPA_3^n \overline{\phi}_3^n}{4} \cdot \Delta t \cdot 10^{-21} \cdot FDFAC_{ns,l} \cdot (P_n^a / P_n^c) \quad (3.2\text{-}261)$$

ここで，$RTIPA_g^n$ 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，$\overline{\phi}_g^n$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(＞１MeV)の照射量 $EXSTRG$を以下で計算する。

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

ここで,

$FFXR_1^n$　：１MeV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(１MeV 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。

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

ここで,

$C2$　：炉心熱エネルギ１MWh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(１MeV 以上)照射量は，次式で定義される。

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

ここで，

$FFXR$ ：１MeV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。

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

$FSDN$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 ：B10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，１MeV 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れる。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（参照 1.5.4），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）。

$$WFR(NHEV,K,I,J) = WFHEV(IFT,NHEV,EK,UHK,UK) \quad (3.2\text{-}266)$$

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 3.2-6 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，

$$FMISO(NHEV,I,J) = \sum_{K=1}^{KMAX} WTNODE(K,I,J) \cdot 1000 \cdot WFR(NHEV,K,I,J) \quad (3.2\text{-}267)$$

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。

$$WFRP(NHEV,K,I,J) = WFHEVP(IFT,NHEV,EK,UHK,UK) \quad (3.2\text{-}268)$$

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，

$$FMISOP(NHEV,I,J) = \sum_{K=1}^{KMAX} WTNODE(K,I,J) \cdot 1000 \cdot WFRP(NHEV,K,I,J) \quad (3.2\text{-}269)$$

MOX燃料集合体において，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。

$$FMISOU(NHEV,I,J) = FMISO(NHEV,I,J) - FMISOP(NHEV,I,J) \quad (3.2\text{-}270)$$

燃料集合体重元素重量計算値は，燃料集合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，

$$GAMA = \{W25(I,J) / WBUN(I,J)\} / ENRNOM(I,J,1) \quad (3.2\text{-}271)$$

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，

$$GAMA = \{1\text{-}W25(I,J) / WBUN(I,J)\} / \{1\text{-}ENRNOM(I,J,1)\} \quad (3.2\text{-}272)$$

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，

$$GAMA = \{WPU(I,J) / WBUN(I,J)\} / (ENRNOM(I,J,3)) \quad (3.2\text{-}273)$$

で，それぞれ与えられる。

3.2.9　動特性計算（島根３号炉許認可解析非適用）

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[51]。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。

$$\frac{1}{v_g^i}\frac{\partial}{\partial t}\phi_g^i(x,y,z,t) = \nabla\cdot D_g^i(x,y,z,t)\nabla\phi_g^i(x,y,z,t) - \Sigma_{rg}^i(x,y,z,t)\phi_g^i(x,y,z,t)$$

$$+\frac{\chi_g^p}{k_{eff}}(1-\beta^i)\sum_{g'}\nu\Sigma_{fg'}^i(x,y,z,t)\,\phi_{g'}^i(x,y,z,t) + \sum_{g'<g}\Sigma_{sg'\to g}^i(x,y,z,t)\,\phi_{g'}^i(x,y,z,t)$$

$$+\sum_{m=1}^{6}\chi_g^m\lambda_m^i C_m^i(x,y,z,t) + \chi_g^{ext}q_{ext}^i(x,y,z,t) \qquad (3.2\text{-}274)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}C_m^i(x,y,z,t) = \frac{\beta_m^i}{k_{eff}}\sum_{g'}\nu\Sigma_{fg'}^i(x,y,z,t)\phi_{g'}^i(x,y,z,t) - \lambda_m^i C_m^i(x,y,z,t) \qquad (3.2\text{-}275)$$

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）

$\Sigma_{sg'\to g}^i(x,y,z,t)$　：第$g'\to g$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[33]。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。

$$\phi_g^i(x,y,z,t) = e^{\Omega^i(t-t_n)}\psi_g^i(x,y,z,t) \qquad (t_n \le t \le t_{n+1})) \tag{3.2-276}$$

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。

$$\phi_g^i(x,y,z,t_n) = \psi_g^i(x,y,z,t_n) \tag{3.2-277}$$

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，

$$\frac{1}{v_g}\frac{\partial}{\partial t}\psi_g^i(x,y,z,t) = \nabla\cdot D_g^i(x,y,z,t)\nabla\psi_g^i(x,y,z,t) - \left(\Sigma_{rg}^i(x,y,z,t) + \frac{\Omega^i}{v_g}\right)\psi_g^i(x,y,z,t)$$

$$+\frac{\chi_g^p}{k_{eff}}(1-\beta^i)\sum_{g'}\nu\Sigma_{fg'}^i(x,y,z,t)\,\psi_{g'}^i(x,y,z,t) + \sum_{g'<g}\Sigma_{sg'\to g}^i(x,y,z,t)\,\psi_{g'}^i(x,y,z,t)$$

$$+e^{-\Omega^i(t-t_n)}\left(\sum_{m=1}^{6}\chi_g^m\lambda_m^i C_m^i(x,y,z,t) + \chi_g^{ext}q_{ext}^i(x,y,z,t)\right) \tag{3.2-278}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}C_m^i(x,y,z,t) = \frac{\beta_m^i}{k_{eff}}\sum_{g'}e^{\Omega^i(t-t_n)}\nu\Sigma_{fg'}^i(x,y,z,t)\psi_{g'}^i(x,y,z,t) - \lambda_m^i C_m^i(x,y,z,t) \tag{3.2-279}$$

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。

$$\frac{1}{v_g}\frac{\psi^i_{gx}(x,t_{n+1})-\psi^i_{gx}(x,t_n)}{\Delta t_n}=\overline{D}^i_g(t_{n+1})\frac{d^2}{dx^2}\psi^i_{gx}(x,t_{n+1})-\left(\overline{\Sigma}^i_{rg}(t_{n+1})+\frac{\Omega^i}{v_g}\right)\psi^i_{gx}(x,t_{n+1})$$

$$+Q^i_{gx}(x,t_{n+1})-L^i_{gx}(x,t_{n+1}) \qquad (3.2\text{-}280)$$

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[33]。

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。

$$-\overline{D}^i_g(t_{n+1})\frac{d^2}{dx^2}\psi^i_{gx}(x,t_{n+1})+\overline{\Sigma}^{ti}_{rg}(t_{n+1})\psi^i_{gx}(x,t_{n+1})=Q^{ti}_{gx}(x,t_{n+1})-L^i_{gx}(x,t_{n+1})$$

(3.2-281)

ここで，

$$\overline{\Sigma}^{ti}_{rg}(t_{n+1})=\overline{\Sigma}^i_{rg}(t_{n+1})+\frac{1}{v_g}\left(\Omega^i+\frac{1}{\Delta t_n}\right) \qquad (3.2\text{-}282)$$

$$Q^{ti}_{gx}(x,t_{n+1})=Q^i_{gx}(x,t_{n+1})+\frac{1}{v_g\Delta t_n}\psi^i_{gx}(x,t_n). \qquad (3.2\text{-}283)$$

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 3.2-9 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の差で判定する。

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。

$$\Omega^{i(k)}(t_{n+1})=\Omega^i(t_n)+\frac{1}{\Delta t_n}ln\left(\frac{\overline{\psi}^{i(k)}_3(t_{n+1})}{\overline{\phi}^i_3(t_n)}\right) \qquad (3.2\text{-}284)$$

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。

$$\frac{\partial}{\partial t}C_{mx}^{i}(x,t)=\sum_{g'}e^{\Omega^{i}(t-t_{n})}F_{g'x}^{i}(x,t)-\lambda_{m}^{i}C_{mx}^{i}(x,t) \tag{3.2-285}$$

ここで，

$$C_{mx}^{i}(x,t)=\frac{1}{h_{y}^{i}h_{z}^{i}}\int_{0}^{h_{y}^{i}}dy\int_{0}^{h_{z}^{i}}dzC_{m}^{i}(x,y,z,t) \tag{3.2-286}$$

$$F_{g'x}^{i}(x,t)=\frac{\beta_{m}^{i}(t)}{k_{eff}}\frac{1}{h_{y}^{i}h_{z}^{i}}\int_{0}^{h_{y}^{i}}dy\int_{0}^{h_{z}^{i}}dz\nu\Sigma_{fg'}^{i}(x,y,z,t)\psi_{g}^{i}(x,y,z,t) \tag{3.2-287}$$

これにより，式(3.2-285)は解析的に解かれる。

$$\frac{\partial}{\partial t}\left\{C_{mx}^{i}(x,t)e^{\lambda_{m}^{i}t}\right\}=\sum_{g'}F_{g'x}^{i}(x,t)\,e^{(\lambda_{m}^{i}+\Omega^{i})t-\Omega^{i}t_{n}} \tag{3.2-288}$$

式(3.2-288)を時刻t_nからt_{n+1}まで積分すると，

$$C_{mx}^{i}(x,t_{n+1})=C_{mx}^{i}(x,t_{n})e^{-\lambda_{m}^{i}\Delta t_{n}}+\sum_{g'}\int_{t_{n}}^{t_{n+1}}F_{g'x}^{i}(x,t)e^{(\lambda_{m}^{i}+\Omega^{i})t-\lambda_{m}^{i}t_{n+1}-\Omega^{i}t_{n}}\,dt \tag{3.2-289}$$

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

$$F_{g'x}^{i}(x,t)=F_{g'x}^{i}(x,t_{n})+\frac{t-t_{n}}{\Delta t_{n}}\left(F_{g'x}^{i}(x,t_{n+1})-F_{g'x}^{i}(x,t_{n})\right)\qquad(t_{n}\le t\le t_{n+1}) \tag{3.2-290}$$

式(3.2-290)は最終的に，

$$C_{mx}^{i}(x,t_{n+1})=C_{mx}^{i}(x,t_{n})e^{-\lambda_{m}^{i}\Delta t_{n}}$$

$$+\sum_{g'}\frac{e^{\Omega^{i}\Delta t_{n}}}{(\lambda_{m}^{i}+\Omega^{i})}\left\{F_{g'x}^{i}(x,t_{n+1})\left(1-T_{m}^{i}\right)+F_{g'x}^{i}(x,t_{n})\left(-e^{-(\lambda_{m}^{i}+\Omega^{i})\Delta t_{n}}+T_{m}^{i}\right)\right\} \tag{3.2-291}$$

ここで，

$$T_{m}^{i}=\frac{1}{(\lambda_{m}^{i}+\Omega^{i})\Delta t_{n}}\left(1-e^{-(\lambda_{m}^{i}+\Omega^{i})\Delta t_{n}}\right) \tag{3.2-292}$$

遅発中性子先行核の初期密度は，周波数を０と置いて，

$$C_{m}^{i}(x,0)=\frac{\beta_{m}^{i}(0)}{k_{eff}\lambda_{m}^{i}}\sum_{g'}F_{g'x}^{i}(x,0) \tag{3.2-293}$$

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。

$$\Omega_m^i(t) = \frac{1}{C_m^i(t)} \frac{\partial}{\partial t} C_m^i(t) \tag{3.2-294}$$

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。

$$C_{mxl}^i(x,t) = \frac{\beta_m^i(t)}{k_{eff}(\Omega_m^i(t)+\lambda_m^i)} \sum_{g'} e^{\Omega^i(t-t_n)} F_{g'xl}^i(x,t), \qquad l \geq 1 \tag{3.2-295}$$

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。

$$P^i(t) = \varepsilon^i \sum_{g'} \left\{ \Sigma_{fg'0}^i(t) \overline{\phi}_{g'}^i(t) + \sum_{u=x,y,z} \left(\frac{1}{3} \Sigma_{fg'u1}^i(t) \phi_{g'u1}^i(t) + \frac{1}{5} \Sigma_{fg'u2}^i(t) \phi_{g'u2}^i(t) \right) \right\} \tag{3.2-296}$$

ここで，ε^iは核分裂当たりの放出エネルギであり，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[52]。

$$P^i(t) = (1 - \sum_k f_{d,k}) P_p^i(t) + \sum_k P_{d,k}^i \tag{3.2-297}$$

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[36]。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，

$$\int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \frac{1}{v_g} \frac{\partial \phi_g}{\partial t} dV = \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \nabla D_g \nabla \phi_g dV - \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \Sigma_{ag} \phi_g dV + \int \sum_{g=1}^2 (\phi_{g+1}^* - \phi_g^*) \Sigma_{slg}$$

$$+ \frac{1}{k_{eff}(0)} \int (1-\beta) \phi_1^* \sum_{g=1}^3 \nu \Sigma_{fg} \phi_g \, dV + \int \phi_1^* \sum_{m=1}^6 \lambda_m C_m \, dV + \int \phi_1^* q_{ext} \, dV \tag{3.2-298}$$

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。

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle n \rangle = \frac{(\rho(t) - \overline{\beta})}{\Lambda(t)} \langle n \rangle + \sum_{m=1}^6 \overline{\lambda}_m \langle C_m \rangle + \langle q_{ext} \rangle \tag{3.2-299}$$

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，

$$\langle n\rangle = \int \sum_{g=1}^{3} \phi_g^* \frac{1}{v_g} \phi_g \, dV / \int \sum_{g=1}^{3} \phi_g^* \, dV \tag{3.2-300}$$

$$\overline{\beta} = \int \beta \phi_1^* \sum_{g=1}^{3} \nu\Sigma_{fg} \phi_g \, dV / \int \phi_1^* \sum_{g=1}^{3} \nu\Sigma_{fg} \phi_g \, dV \tag{3.2-301}$$

$$\overline{\lambda}_m = \int \phi_1^* \lambda_m C_m dV / \int \phi_1^* C_m dV \tag{3.2-302}$$

$$\langle C_m\rangle = \int \phi_1^* C_m dV / \int \sum_{g=1}^{3} \phi_g^* \, dV \tag{3.2-303}$$

$$\langle q_{ext}\rangle = \int \phi_1^* q_{ext} dV / \int \sum_{g=1}^{3} \phi_g^* \, dV \tag{3.2-304}$$

実効増倍率，反応度，中性子生成時間は次式で定義される。

$$k_{eff}\ (\mathrm{t}) = \frac{\langle \nu\Sigma_f \phi\rangle}{-\langle \nabla D \nabla\phi\rangle + \langle \Sigma_a \phi\rangle} = \frac{\int \phi_1^* \sum_{g=1}^{3} \nu\Sigma_{fg} \phi_g dV}{-\int \sum_{g=1}^{3} \phi_g^* \nabla D_g \nabla \phi_g dV + \int \sum_{g=1}^{3} \phi_g^* \Sigma_{ag} \phi_g dV} \tag{3.2-305}$$

$$\rho(\mathrm{t}) = \frac{k_{eff}(t) - k_{eff}(0)}{k_{eff}(t)} + k_{eff}\ (0)\ \frac{\langle \Sigma_{sl} \phi\rangle}{\langle \nu\Sigma_f \phi\rangle}$$

$$= \frac{k_{eff}(t) - k_{eff}(0)}{k_{eff}(t)} + \frac{\int \sum_{g=1}^{2} (\phi_{g+1}^* - \phi_g^*) \Sigma_{slg}}{\frac{1}{k_{eff}(0)} \int \phi_1^* \sum_{g=1}^{3} \nu\Sigma_{fg} \phi_g dV} \tag{3.2-306}$$

$$\Lambda(\mathrm{t}) = \frac{\int \sum_{g=1}^{3} \phi_g^* \frac{1}{v_g} \phi_g dV}{\frac{1}{k_{eff}(0)} \int \phi_1^* \sum_{g=1}^{3} \nu\Sigma_{fg} \phi_g dV} \tag{3.2-307}$$

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，各反応度に付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。

$$\int \rho(C) SM(C) dC = \sum_{n=1}^{N-1} \frac{(C_{n+1} - C_n)}{2} [\rho^n SM^n(C) + \rho^{n+1} SM^{n+1}(C)] \tag{3.2-308}$$

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。

$$\frac{dh_i}{dt} = \frac{(1-\gamma)}{\rho_f}(P_i(t)PD(t) - P_i(0)PD(0)) \quad (3.2\text{-}309)$$

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，

$$h_i^n = h_i^{n-1} + \frac{(1-\gamma)}{2\rho_f}\left[(P_i^n + P_i^{n-1})PD^n - 2P_i^0 PD^0\right]\Delta t^n \quad (3.2\text{-}310)$$

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，

$$h_{i,r}^n = h_{i,r}^{n-1} + \frac{(1-\gamma)}{2\rho_f}\left(P_i^n \cdot LPF_{i,r}^n \cdot PD^n + P_i^{n-1} \cdot LPF_{i,r}^{n-1} \cdot PD^n - 2P_i^0 \cdot LPF_{i,r}^0 \cdot PD^0\right)\Delta t^n \quad (3.2\text{-}311)$$

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。

$$R_s = \frac{C_s}{4}(C_{ijk}P_{ijk} + C_{i+1jk}P_{i+1jk} + C_{ij+1k}P_{ij+1k} + C_{i+1j+1k}P_{i+1j+1k}) \cdot PD \qquad (3.2\text{-}312)$$

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(γ,n)H 光核反応による中性子源[53,54]を考慮できる[55]。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 3.2-6 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。

$$\frac{dN_{Cm242}(t)}{dt} = BR_{Am242} \cdot BR_{Cm242} \cdot \sigma_{Am241}\phi(t)N_{Am241}(t)$$

$$-(\lambda_{Cm242} + \sigma_{Cm242}\phi(t))N_{Cm242}(t) \qquad (3.2\text{-}313)$$

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に依存するとし，以下の方程式より得る。

$$\frac{dN_{Cm244}(t)}{dt} = \sigma_{Am243}\phi(t)N_{Am243}(E) - (\lambda_{Cm244} + \sigma_{Cm244}\phi(t))N_{Cm244}(t) \qquad (3.2\text{-}314)$$

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に依存すると仮定し，Cm-242 の数密度は，式(3.2-313)の解析解を代入する。

$$\frac{dN_{Pu238}(t)}{dt} = \sigma_{c,Np237}\phi(t)N_{Np237}(E) + \lambda_{Cm242}N_{Cm242}(t)$$

$$-(\lambda_{Pu238} + \sigma_{Pu238}\phi(t))N_{Pu238}(t) \quad (3.2\text{-}315)$$

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に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。

$$q_{Cm242}(t) = R_{Cm242} \cdot \lambda_{Cm242} \cdot N_{Cm242}(t) \quad (3.2\text{-}316)$$

$$R_{Cm242} = \nu_{Cm242} \cdot SF_{Cm242} + F_{Cm242}^{(\alpha,n)} \quad (3.2\text{-}317)$$

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。

$$\frac{dN_{Ba140}(t)}{dt} = Y_e F(t) - \lambda_{Ba140}N_{Ba140}(t) \quad (3.2\text{-}318)$$

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,

$$q_{La140}(t) = R_{La140} \cdot \lambda_{La140} \cdot \frac{\lambda_{Ba140}}{\lambda_{La140} - \lambda_{Ba140}} N_{Ba140}(t) \quad (3.2\text{-}319)$$

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 [35] 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。

$$A\phi = F\phi + S \quad (3.2\text{-}320)$$

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。

$$f = \frac{\int S dV}{\int A\phi dV - \int F\phi dV} \quad (3.2\text{-}321)$$

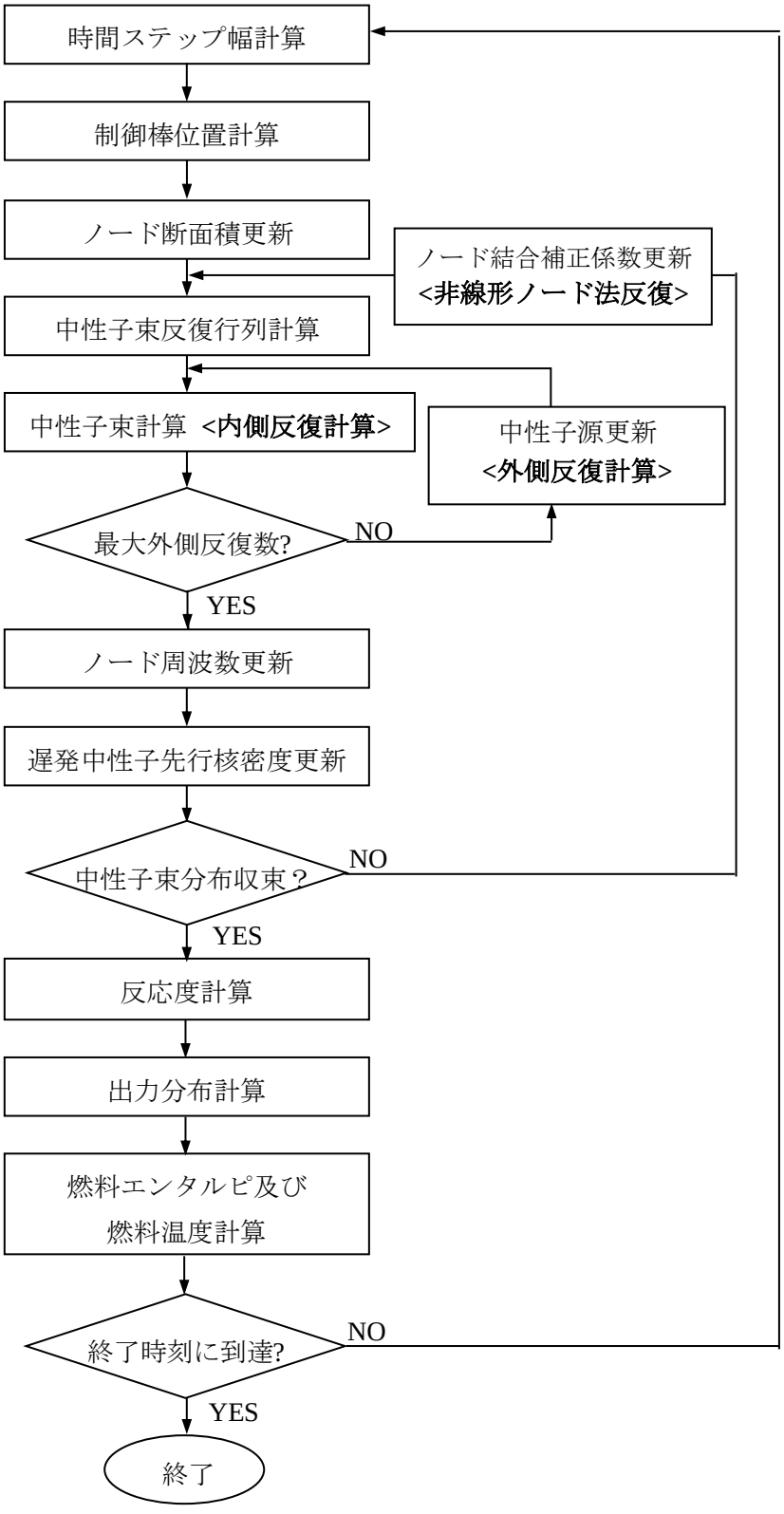


図 3.2-9　過渡時中性子束計算の流れ

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[56]。

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，

$$-\nabla \cdot D_g \nabla \phi_g + \Sigma_{rg}\phi_g = \frac{\chi_g}{\lambda}\sum_{g'} \nu\Sigma_{fg'}\phi_{g'} + \sum_{g'} \Sigma_{g'\to g}\phi_{g'} \tag{3.2-322}$$

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。

$$L\phi_m = \frac{1}{\lambda_m} M\phi_m \tag{3.2-323}$$

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。

$$L = -\nabla \cdot D_g \nabla + \Sigma_{rg} - \sum_{g'} \Sigma_{g'\to g} \tag{3.2-324}$$

$$M = \chi_g \sum_{g'} \nu\Sigma_{fg'} \tag{3.2-325}$$

随伴方程式は次のように書かれる(3.2.1.8 参照)。

$$L^*\phi_m^* = \frac{1}{\lambda_m} M^*\phi_m^* \tag{3.2-326}$$

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[36]。

$$< \phi_n^*, M\phi_m >= 0, \qquad n \neq m \tag{3.2-327}$$

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。

$$\lambda_0 > \lambda_1 > \ldots > \lambda_m > \ldots > \lambda_n, \quad m < n \tag{3.2-328}$$

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。

$$\psi^{(0)} = \sum_m a_m \phi_m \tag{3.2-329}$$

反復手続きを以下のように定義する。

$$\psi^{(t)} = \frac{1}{\lambda^{(t-1)}} L^{-1} M \psi^{(t-1)} \tag{3.2-330}$$

$$\lambda^{(t)} = \lambda^{(t-1)} \frac{<M\psi^{(t)}, M\psi^{(t)}>}{<M\psi^{(t)}, M\psi^{(t-1)}>} \tag{3.2-331}$$

ここで，t は反復回数である。式(3.2-323)より，

$$L^{-1} M \phi_m = \lambda_m \phi_m \tag{3.2-332}$$

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，

$$\psi^{(t)} = \frac{1}{\lambda_0} (L^{-1}M)^t \psi^{(0)} = \sum_{m=0} a_m (L^{-1}M/\lambda_0)^t \phi_m = \sum_{m=0} a_m (\lambda_m/\lambda_0)^t \phi_m$$

$$= a_0 \phi_0 + \sum_{m=1} a_m (\lambda_m/\lambda_0)^t \phi_m \tag{3.2-333}$$

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。

$$\psi_n^{(t)} = \frac{1}{\lambda^{(t-1)}} L^{-1} M \left[\psi_n^{(t-1)} - \sum_{m=0}^{n-1} a_{nm}^{(t-1)} \phi_m \right] \tag{3.2-334}$$

$$a_{nm}^{(t-1)} = \frac{<\phi_m^*, M\psi_n^{(t-1)}>}{<\phi_m^*, M\phi_m>} \tag{3.2-335}$$

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。

$$\sum_{u=x,y,z} \frac{1}{h_u^i} (J_{gu+}^i - J_{gu-}^i) + \Sigma_{rg}^i \overline{\phi}_g^i = \sum_{g' \neq g} \Sigma_{g' \to g}^i \overline{\phi}_{g'}^i + \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i \overline{\phi}_{g'}^i \tag{3.2-336}$$

ここで，λは炉心固有値，$\overline{\phi}_g^i$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。

$$J_{gx-}^{i}=-\left[\frac{h_x^i}{2D_g^i}+\frac{h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}}\right]^{-1}\left[\left(\overline{\phi}_g^i-\overline{\phi}_g^{i-1}\right)-C_{gx}^{i-1/2}\left(\overline{\phi}_g^i+\overline{\phi}_g^{i-1}\right)\right] \tag{3.2-337}$$

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。

$$a_{nm}^{(t-1)}=\frac{<\overline{\phi}_{m'}^{*},M\overline{\psi}_n>}{<\overline{\phi}_{m'}^{*},M\overline{\phi}_m>}=\frac{\sum_i\sum_g\overline{\phi}_{g,m}^{*i}\chi_g\sum_{g'}\nu\Sigma_{fg'}^{i}\overline{\psi}_{g',n}^{i(t-1)}}{\sum_i\sum_g\overline{\phi}_{g,m}^{*i}\chi_g\sum_{g'}\nu\Sigma_{fg'}^{i}\overline{\phi}_{g',m}^{i}} \tag{3.2-338}$$

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。

$$\overline{\psi}_{g,n}^{i(t)}=\overline{\psi}_{g,n}^{i(t-1)}-\sum_{m=0}^{n-1}a_{nm}^{(t-1)}\overline{\phi}_m^i \tag{3.2-339}$$

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。

$$\psi_{g,n}^{i(0)}=R_n^i-1/2,\quad(g=1,2,3) \tag{3.2-340}$$

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。

$$\lambda_n^{(t)}=\lambda_n^{(t-1)}\frac{<M\psi_n^{(t)},M\psi_n^{(t)}>}{<M\psi_n^{(t)},M\psi_n^{(t-1)}>} \tag{3.2-341}$$

高次モード中性子束の収束は次の判定で行われる。

$$DIFP=\left(Max_iM\overline{\psi}_n^{i(t)}/M\overline{\psi}_n^{i(t-1)}-Min_iM\overline{\psi}_n^{i(t)}/M\overline{\psi}_n^{i(t-1)}\right)\le EPS5 \tag{3.2-342}$$

$$SUMF=\sqrt{\sum_i(M\overline{\psi}_n^{i(t)}-M\overline{\psi}_n^{i(t-1)})^2}\,/\sum_i\left|M\overline{\psi}_n^{i(t)}\right|\le EPS1 \tag{3.2-343}$$

$$DELK=\left|\lambda_n^{(t)}-\lambda_n^{(t-1)}\right|\le EPSK \tag{3.2-344}$$

収束後，高次モード中性子束は次のように規格化される。

$$\overline{\psi}_{gn}^{i} = \overline{\psi}_{gn}^{i} / (\Sigma_i \left|\overline{\psi}_{1n}^{i}\right| / \Sigma_i 1), \quad (g = 1,3) \tag{3.2-345}$$

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，

$$\overline{P}_{n}^{i} = \varepsilon^{i} \sum_g \Sigma_{fg}^{i} \overline{\psi}_{gn}^{i} \tag{3.2-346}$$

ここで，εは核分裂当たりの放出エネルギであり，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。

$$ES_n = \lambda_0 - \lambda_n \tag{3.2-347}$$

高次モードの未臨界度は，次式で与えられる。

$$\rho_n = 1/\lambda_n - 1/\lambda_0 \cong (\lambda_0 - \lambda_n)/\lambda_n \tag{3.2-348}$$

また，ドル単位では，

$$\rho_n[\$] = (\lambda_0 - \lambda_n)/\lambda_n/\overline{\beta}_0 \tag{3.2-349}$$

1 点動特性モデルによる領域安定性解析で必要な，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[36]。ここで，v_gは中性子速度である。

$$\overline{\beta}_n = \frac{\Sigma_i \beta^i \ \Sigma_g \chi_g \overline{\psi}_{gn}^{i*} \Sigma_{g'} \nu\Sigma_{fg'}^{i} \overline{\psi}_{g'n}^{i}}{\Sigma_i \Sigma_g \chi_g \overline{\psi}_{gn}^{i*} \Sigma_{g'} \nu\Sigma_{fg'}^{i} \overline{\psi}_{g'n}^{i}} \tag{3.2-350}$$

$$\overline{\Lambda}_n = \frac{\Sigma_i \Sigma_g \overline{\psi}_{gn}^{i*} (1/v_g^i) \overline{\psi}_{gn}^{i}}{\Sigma_i \Sigma_g \chi_g \overline{\psi}_{gn}^{i*} \Sigma_{g'} \nu\Sigma_{fg'}^{i} \overline{\psi}_{g'n}^{i}} \tag{3.2-351}$$

なお，n, L, Mをそれぞれ炉内中性子数，中性子除去(吸収＋漏れ)率，及び中性子生成率とすると，即発中性子寿命ℓ= n / L, 中性子生成時間Λ= n / M, 実効増倍率λ= M / Lであるから，Λ= ℓ / λ 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。

$$R0 = \sum_{ij} PB_0(i,j) \cdot PB_0(i,j)/N \tag{3.2-352}$$

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。

$$RL = \sum_{ij} PB_0(i,j) \cdot PB_0(i,j)L_{ij}/\sum_{ij} L_{ij} \tag{3.2-353}$$

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。

$$R1(n) = \sum_{ij} PB_0(i,j) \cdot |PB_n(i,j)|/\sum_{ij} PB_n(i,j) \cdot PB_n(i,j) \tag{3.2-354}$$

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[41]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，

[redacted] (3.2-355)

ここで，500°F ≤ T ≤ 600°F である。

ジルカロイの熱伝導度の関数形は，

[redacted] (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[52]。

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. 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。

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２章で示している。なお，妥当性確認の結果得られた不確かさについて，５章において要求すべき予測性能との比較を行い，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 LANCRの検証及び妥当性確認

4.2.1 概要

LANCRの検証及び妥当性確認は以下の３通りの観点で実施した。

(a) 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，LANCRの核特性の妥当性を確認した。

(c) 連続エネルギ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，連続エネルギモンテカルロ計算との比較により妥当性を確認した。

4.2.2 検証及び妥当性確認結果

LANCRの検証及び妥当性確認（信頼性確認）結果のまとめを表 4.2-1 に，また，妥当性確認（不確かさの把握）結果を評価指標でまとめたものを表 4.2-2 に示す。

検証の結果，LANCRがBWR燃料集合体の核特性計算において特異な傾向を示すことなく機能を発揮していることを確認した。また，妥当性確認の結果，適用範囲において物理現象に対する模擬性を有することを確認するとともに，不確かさを把握した。把握した不確かさについては，５章において要求すべき予測性能と比較することで島根３号炉の許認可適用性の可否を判断する。

妥当性確認結果のうち，５章において要求すべき予測性能との比較によって島根３号炉の許認可解析への適用性を判断するために使用する不確かさが得られる妥当性確認について，次節以降で詳細を示す。その他の検証及び妥当性確認結果にの詳細は添付資料８に示す。

表 4.2-1　LANCR の検証及び妥当性確認（信頼性確認）結果のまとめ

	試験（【　】内は詳細記載箇所）	判断の目安	確認結果	＊注釈
(b) 試験による妥当性確認	Babcock & Wilcox臨界試験 【添付資料８　2.1.3.1】	(a)で示すベンチマークで確認された各コードのばらつきの2σ程度	U炉心，MOX炉心に対して実効増倍率は判断の目安を達成した。	
	NCA臨界試験 【添付資料８　2.1.3.2】	実効増倍率はベンチマークで確認された各コードのばらつきの2σ程度，局所出力分布は測定の不確かさの２σ程度	BWR燃料を模擬した臨界試験に対し，実効増倍率・局所出力分布は判断の目安を達成した。	
	BASALA臨界試験 【4.2.3.1】	実効増倍率はベンチマークで確認された各コードのばらつきの2σ程度，局所出力分布及び反応度係数が測定の不確かさの２σ程度	BWR燃料を模擬した臨界試験に対し，実効増倍率・局所出力分布・各種反応度は判断の目安を達成した。	○
	Hellstrandらの実効共鳴積分の実験式 【4.2.3.1】	実験式の不確かさの2σ程度	実効共鳴積分の計算値は判断の目安以内で実験式を模擬していた。	○
	MISTRAL臨界試験 【4.2.3.3】	測定の不確かさの２σ程度	U炉心，MOX炉心の実効遅発中性子割合は判断の目安を達成した。	○
	福島第二原子力発電所２号炉及びDodewaard炉の照射後試験 【添付資料８　2.1.3.6】	核種ごとの重量割合について特異な傾向が無く測定結果を模擬できること	U燃料，MOX燃料について，燃焼計算結果の核種ごと重量割合は測定結果の重量割合に対する模擬性を有することを確認した。	
(c) モンテカルロ計算による妥当性確認	未燃焼組成燃料集合体（ベース） 【添付資料８　2.1.4.1】	異なる燃料設計，格子タイプ，燃焼状態に対する参照解の模擬性が，限られた条件下の試験で得られた結果を支持する結果となること	実効増倍率について，条件などに依存する特異な傾向は認められなかった。	
	ウラン濃縮度の変化 【添付資料８　2.1.4.2.1】	異なる燃料設計，格子タイプ，燃焼状態に対する参照解の濃縮度依存性の傾向を模擬できること	ウラン濃縮度依存性ついて，条件などに依存する特異な傾向は認められなかった。	
	プルトニウム含有率の変化 【添付資料８　2.1.4.2.2】	異なる燃料設計，格子タイプ，燃焼状態に対する参照解のプルトニウム含有率依存性の傾向を模擬できること	プルトニウム含有率依存性ついて，条件などに依存する特異な傾向は認められなかった。	
	ガドリニア価値 【添付資料８　2.1.4.3.1】	異なる燃料設計，格子タイプ，燃焼状態に対する参照解のガドリニア価値の傾向を模擬できること	ガドリニア価値ついて，条件などに依存する特異な傾向は認められなかった。	
	減速材ボイド係数 【添付資料８　2.1.4.3.2】	異なる燃料設計，格子タイプ，燃焼状態に対するボイド係数の模擬性について，限られた条件下の試験で得られた結果を支持する結果となること	減速材ボイド係数ついて，条件などに依存する特異な傾向は認められなかった。	
	ほう素価値 【添付資料８　2.1.4.3.3】	異なる燃料設計，格子タイプ，燃焼状態に対するほう素価値の模擬性について，限られた条件下の試験で得られた結果を支持する結果となること	ほう素価値ついて，条件などに依存する特異な傾向は認められなかった。	
	制御棒価値 【添付資料８　2.1.4.3.4】	異なる燃料設計，格子タイプ，燃焼状態に対する制御棒価値の模擬性について，試験で得られた結果を支持する結果となること	制御棒価値ついて，条件などに依存する特異な傾向は認められなかった。	
	等温温度係数 【添付資料８　2.1.4.3.5】	異なる燃料設計，格子タイプ，燃焼状態に対する温度係数の模擬性について，限られた条件下の試験で得られた結果を支持する結果となること	等温温度係数ついて，条件などに依存する特異な傾向は認められなかった。	
	ドップラ係数 【添付資料８　2.1.4.3.6】	異なる燃料設計，格子タイプ，燃焼状態に対するドップラ係数の模擬性について，試験で得られた結果を支持する結果となること	ドップラ係数ついて，条件に依存する特異な傾向は認められなかった。	
	モンテカルロ燃焼計算 【添付資料８　2.1.4.4】	異なる燃料設計，格子タイプに対する参照解の燃焼依存性の傾向を模擬できること	燃焼時の無限増倍率についてついて，特異な傾向は認められなかった。	
	ガンマ発熱量 【添付資料８　2.1.4.5】	異なる燃焼条件に対して参照解の燃料棒ごとガンマ発熱分布の傾向を模擬できること	複数の燃焼条件におけるガンマ発熱分について，参照解に対し特異な傾向無く模擬できている。	
(a) 検証	軽水炉次世代燃料ベンチマーク （U燃料，MOX燃料） 【添付資料８　2.1.2.1】	全コード平均値からの差異が，各コードのばらつきの2σ程度	U燃料，MOX燃料について，BOL～70GWd/tの燃焼期間において，高温運転時無限増倍率，減速材ボイド係数について判断の目安を概ね達成した。	
	NEACRP-L-271 国際ベンチマーク 【添付資料８　2.1.2.1】	全コード平均値からの差異が，各コードのばらつきの2σ程度	Gd入り燃料体系で，６か国10機関のコード間の比較において，無限増倍率はBOL～10GWd/tの燃焼期間において，高温運転時無限増倍率について判断の目安を達成した。	

*島根３号炉の許認可解析への適用性を判断するために使用する不確かさが得られる妥当性確認

表 4.2-2　LANCR の検証及び妥当性確認（不確かさの把握）結果のまとめ

評価指標	妥当性確認結果（括弧内は詳細説明箇所の章番号）
ボイド反応度	BASALA 試験とは測定の不確かさの範囲とほぼ等しい［　］%の不確かさ（4.2.3.1.2）で一致した。
ドップラ反応度	［　］%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（4.2.3.2）した。
ほう素価値	試験データとは測定の不確かさの範囲内で一致し（4.2.3.1.3），燃焼度依存の95%信頼度-95%確率値の最大値は［　］%Δk（添付資料６）であることを確認した。
遅発中性子割合	試験データとの比較を実施し，測定の不確かさの［　］以内，従来コードと同等の［　］%未満の相対差で実験値を再現すること（4.2.3.3）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。

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LANCRの妥当性確認を行った。

1. Babcock & Wilcox臨界試験[57,58,59]
2. NCA臨界試験[60]
3. BASALA臨界試験[61,62]
4. Hellstrand実効共鳴積分の実験式[63]
5. MISTRAL臨界試験[61,64,65]
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[66,67,68]

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，主なパラメータ及び臨界試験解析ケースを表4.2-3に示し，適用性判断で参照される３～５について本文で詳細を述べる。以降では，核分裂反応率分布を出力分布と称する。

表 4.2-3　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)	島根３号炉 (参考)
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	ウラン燃料集合体
試験領域 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：[redacted])	ウラン：約 3.7 MOX：約 7.0，一部 8.7 (Puf：[redacted])	初装荷　1.5～4.1 取替　3.8
減速材温度（℃）	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 炉心２：冷温模擬	約 20	停止余裕評価 20 高温運転時 平均約 40%ボイド
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	冷温：約 9 40%ボイド模擬：約 5
燃料棒又は燃料集合体ピッチ（cm）	ウラン：1.63 MOX　：1.90	燃料棒 約 1.4 燃料集合体 約 15	燃料棒 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	燃料棒 約 1.4 燃料集合体 約 15
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 実効増倍率	燃料集合体内出力分布 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℃ ウォータロッド反応度 試験燃料 H/HM：6.0	実効遅発中性子割合（βeff）	

＊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　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は冷温模擬）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 4.2-1 及び図 4.2-2 に示す。主要な評価パラメータは表 4.2-3 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（中性子エネルギ群は 35 群，不連続因子を含む）を２次元拡散コード ALEX（詳細は添付資料７参照）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。

以下に示す結果から，実効増倍率や出力分布，各種の反応度係数などの不確かさが確認できた。

4.2.3.1.1　BASALA 試験の炉心の概要

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=冷温状態模擬）
○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 B_4C 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）

4.2.3.1.2　ボイド反応度

4.2.3.1.1 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。このうちボイド反応度測定に関し以下に示す。それ以外については添付資料８に示す。実験値は，参考文献 61 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(4.2-1)に示す定義式に基づき反応度を導出した。

$$\rho = \frac{k_R^{eff} - k_P^{eff}}{k_R^{eff} \times k_P^{eff}} \times 10^5 \qquad (4.2\text{-}1)$$

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

ボイド反応度の実験値との比較結果について図 4.2-3 に示す。ボイド反応度に対する測定値と計算値の相対差は［　］%であった。測定値の不確かさは約［　］%である。

4.2.3.1.3　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 61 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(4.2-2)に示す定義式に基づき導出した。

$$\rho = \frac{k_{XB}^{eff} - k_{0B}^{eff}}{k_{XB}^{eff} \times k_{0B}^{eff} \times \beta_{eff}} \times 10^5 \qquad (4.2\text{-}2)$$

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 4.2-4 に示す。計算値は，実験の不確かさの範囲内で実験値と一致している。ほう素価値に対する参照解との比較に基づく不確かさの定量化については添付資料６に示す。

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。

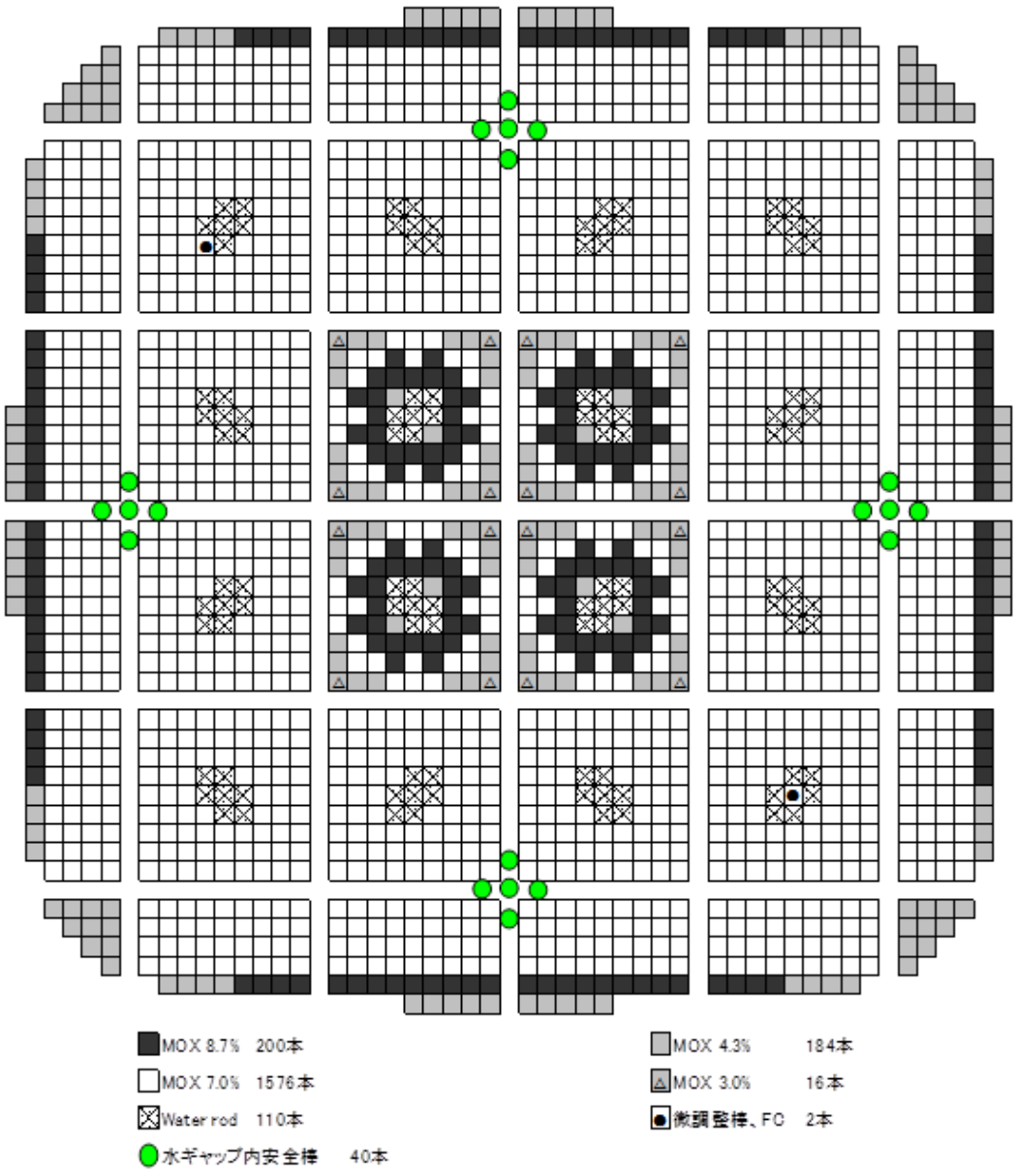


図 4.2-1　BASALA 臨界試験の炉心構成（炉心１，基準炉心）

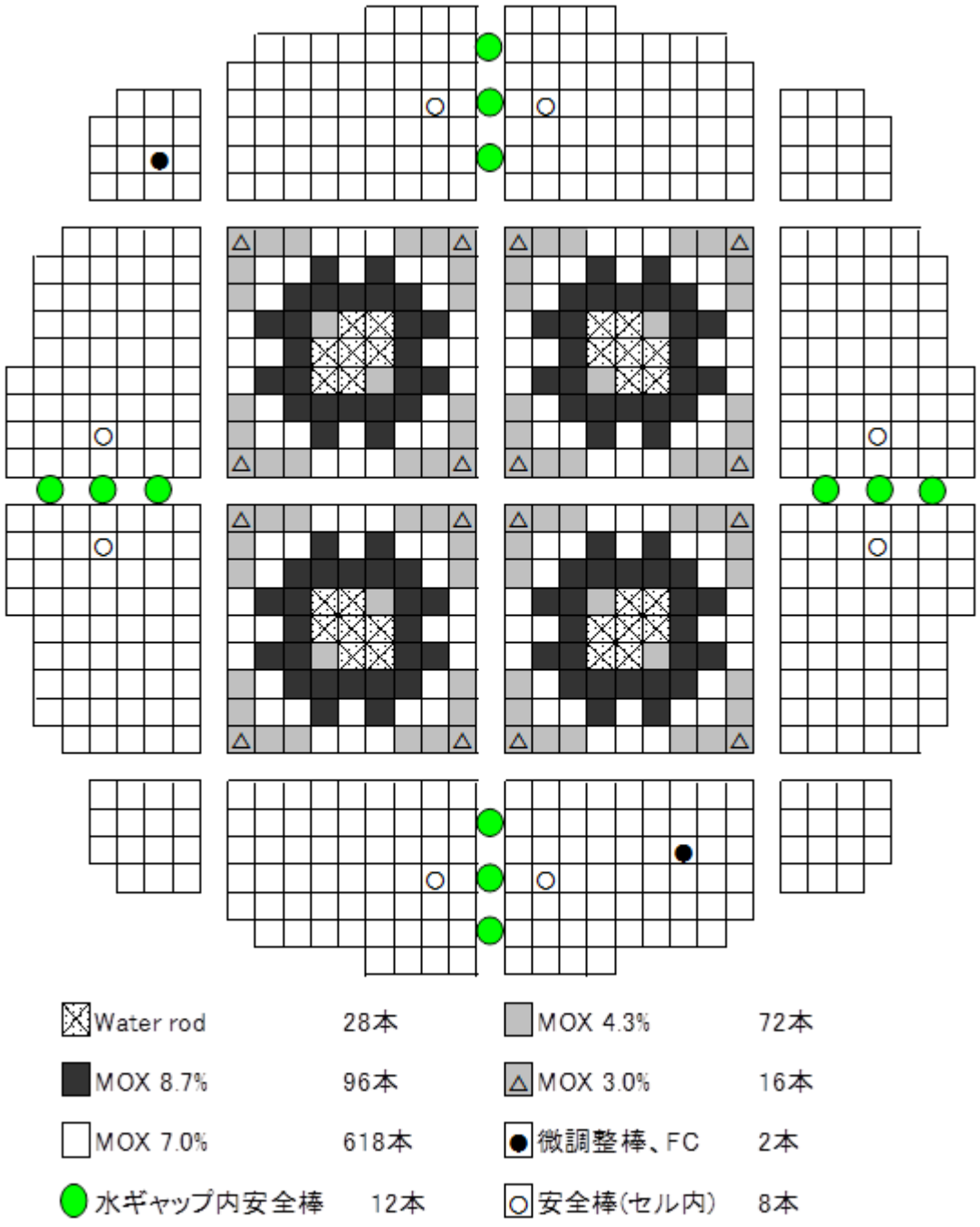


図 4.2-2　BASALA 臨界試験の炉心構成（炉心２，基準炉心）

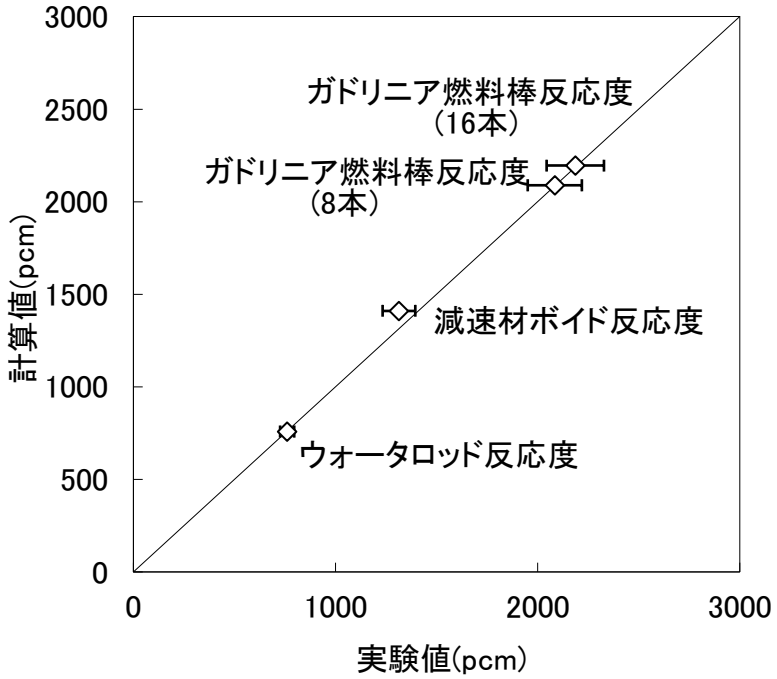


図 4.2-3　BASALA 臨界試験における反応度の比較（炉心１）

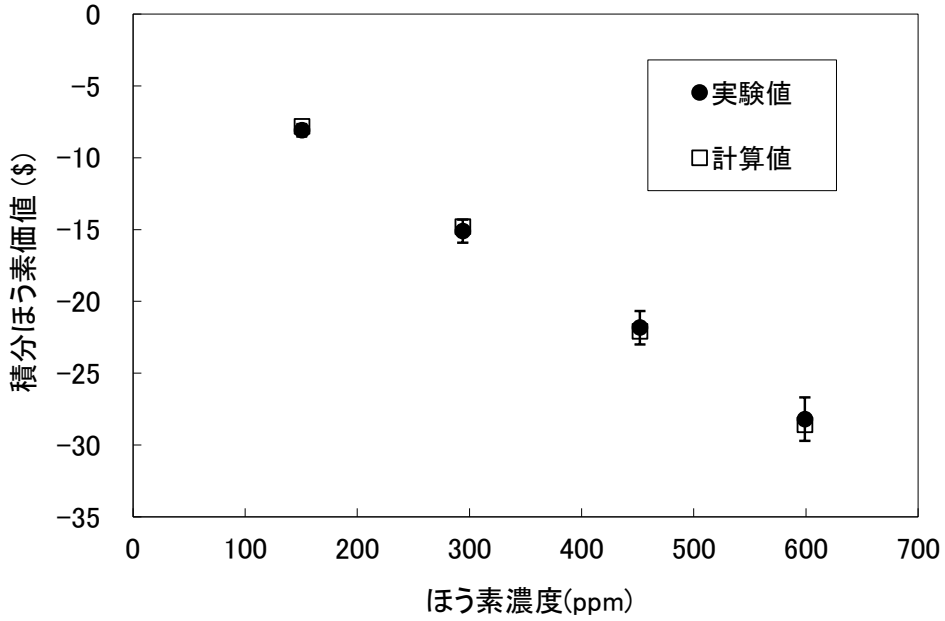


図 4.2-4　BASALA 臨界試験における積分ほう素価値の比較

4.2.3.2　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。８×８燃料の燃料棒径相当の体系における実効共鳴積分の実験式と LANCR による計算値の比較を図 4.2-5 に示す。９×９燃料，10×10 燃料よりも燃料棒径が太く自己遮蔽効果の影響が大きいことから８×８燃料で代表している。

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 63 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	√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と，温度条件に依存した相対標準偏差は[redacted]%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 4.2-5 において[redacted]実験式のばらつきの２σ 以内には収まることを確認した。

以上に示す結果から，実効共鳴積分に関する予測性能は試験の持つ不確かさに比べ小さいことが確認できた。

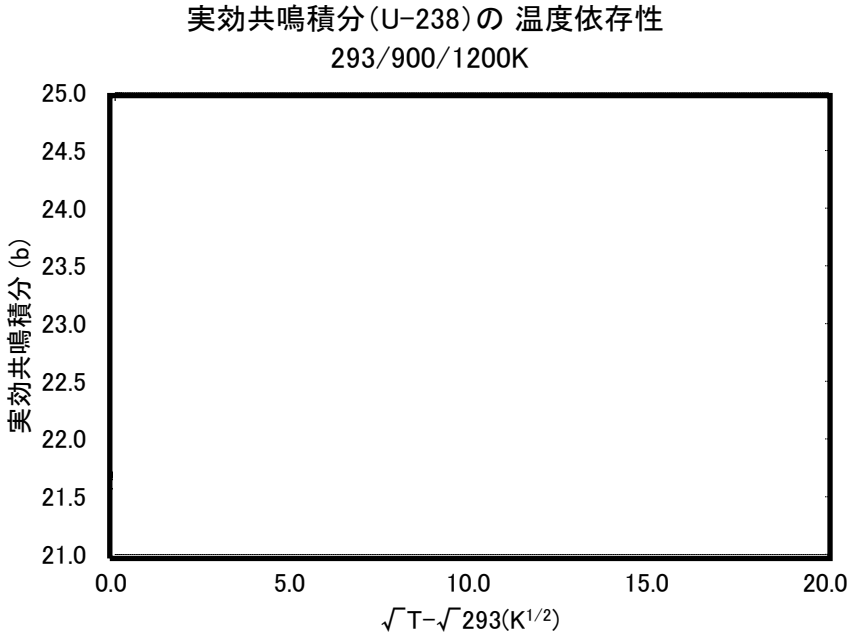


図 4.2-5　U-238 の実効共鳴積分の実験式と計算値の比較

4.2.3.3　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 1,572 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 4.2-6 に示すとおり計算値と測定値の相対差の平均値は約[redacted]%で従来コードの不確かさ[redacted]%未満であり，計算値は測定の不確かさの２σ 以内で実験値を再現した。

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。

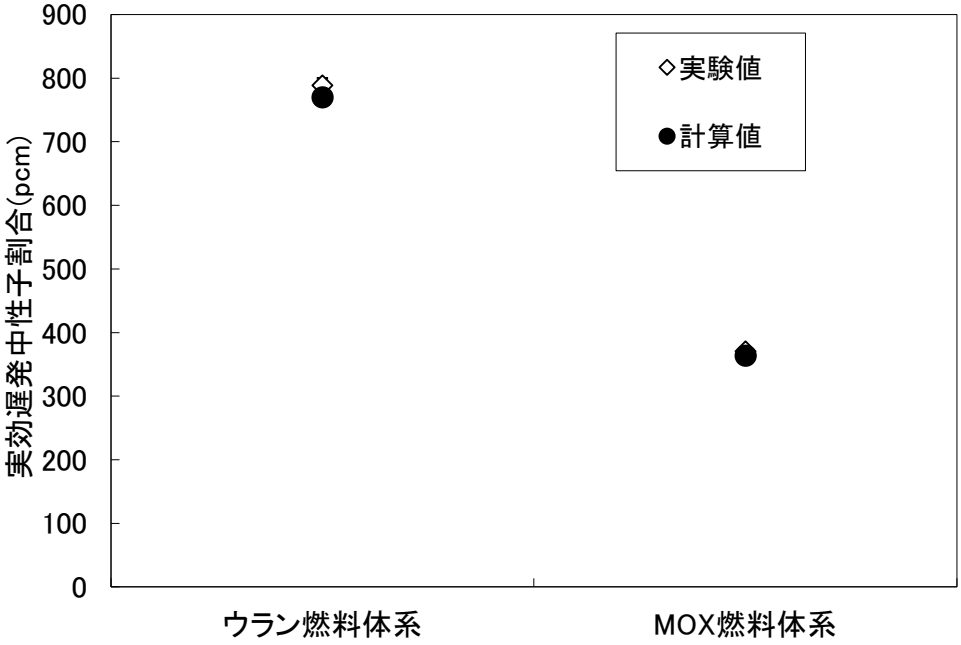


図 4.2-6　MISTRAL 臨界試験における実効遅発中性子割合の比較

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

(b)連続エネルギモンテカルロ計算等による妥当性確認

連続エネルギ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)プラント運転実績による妥当性確認

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

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（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 ボイド率測定

② チャンネル圧損試験

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 BWR４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[1,74]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 MCPR[i]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ボイド率分布及び②チャンネル圧損については，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，BWR４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（B_4C 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_DBRC[78]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 Monteburns2[79]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。

妥当性確認時の主な解析条件を表 4.3-10 に示す。これらの設定に由来する不確かさの影響は，以降に示す核計算を伴う妥当性確認結果の不確かさ量に包含される。

[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[46,47,48]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

表 4.3-10 AETNA 妥当性確認時の主な解析条件

項目 （記載箇所）	妥当性確認実施条件
エネルギ群数 （1.4.2.2）	一部の国際ベンチマークでは LANCR 処理に基づく核定数ではなく，２群の断面積が問題にて定義される場合があり，この場合のエネルギ群数は問題設定に従っている。 上記を除き，特に断りが無い限り中性子エネルギ群数は３群である。
ノード分割条件 （1.5.2）	ABWR を含む BWR の炉心解析では設計時と等しい 1.5.2 記載のノード分割条件で実施した。ベンチマーク問題などでは問題設定に従った。
履歴水密度 （3.2.3.1）	炉心解析において履歴水密度が参照される場合，特に断りがない限り設計計算時と同じ UHSPH を用いた。
燃料平均温度 （3.2.3.3.2）	ノード出力密度の依存性については，従来の国内燃料における設計計算時と同じ燃焼度依存性のない式(3.2-102)の形式で実施した。設計計算では式(3.2-102)の形式と式(3.2-103)の形式で計算結果に及ぼす影響が小さいことを確認している。
反射体定数 （3.2.3.2）	ABWR を含む BWR の炉心解析では，設計時と等しい実績のある反射体定数を使用した。一般的な炉心は中性子経済の観点から中性子漏洩率の低い構成とするため反射体定数が熱的状態値などに及ぼす影響は小さい。これらの定数が持つ不確かさは，妥当性確認の結果得られた各種のパラメータが持つ不確かさに包含される。
実機追跡時 熱水力条件 （3.2.5）	出力分布（TIP との比較），出力分布（ガンマスキャンとの比較）では，炉圧・炉心入口エンタルピ・バイパス流量については実機運転データが得られているが，許認可解析時や取替炉心設計時の予測性能を模擬するため，これらについては上記と同様に設計値を用いている。

4.3.3　検証及び妥当性確認結果

AETNA の検証及び妥当性確認結果（信頼性確認）のまとめを表 4.3-11 に，妥当性確認（不確かさの把握）結果を評価指標でまとめたものを表 4.3-12 に示す。

検証の結果，AETNA が炉心計算において特異な傾向を示すことなく機能を発揮していることを確認した。また，妥当性確認の結果，適用範囲において物理現象に対する模擬性を有することを確認するとともに，不確かさを確認した。確認した不確かさについては５章で要求すべき予測性能と比較することで島根３号炉の許認可適用性の可否を判断する。

妥当性確認結果のうち，５章において要求すべき予測性能との比較によって島根３号炉許認可解析への適用性を判断するために使用する不確かさが得られる妥当性確認について，次節以降で詳細を示す。その他の検証及び妥当性確認結果についての詳細は添付資料８に示す。

表 4.3-11　AETNA の検証及び妥当性確認結果（信頼性確認結果）のまとめ

		試験（【　】内は詳細記載箇所）	判断の目安	確認結果	＊注釈
(2) 連続エネルギーモンテカルロ計算による妥当性確認		均質円筒炉心高次モード問題 【添付資料８　3.1.4.1】	モード間固有値間隔のモード依存性と，周方向一次モードの径方向分布について，解析解を模擬できること	モード間固有値間隔のモード依存性と，周方向一次モードの径方向分布について，解析解に対する模擬性を確認した。	
	局所出力	初装荷多種類燃料炉心問題 【添付資料８　3.1.4.2.1】	初装荷多濃縮度燃料配置，U/MOX燃料隣接配置，10X10燃料平衡炉心模擬配置の各種条件下で，参照解の燃料棒出力分布の傾向を模擬できること。	初装荷多濃縮度燃料隣接配置，U/MOX燃料隣接配置，10X10燃料平衡炉心模擬配置の各種条件下で，参照解の燃料棒出力分布の傾向を模擬できることを確認した。	
		MOX燃料部分装荷炉心問題 【添付資料８　3.1.4.2.2】			
		10×10燃料装荷炉心問題 【添付資料８　3.1.4.2.3】			
	燃焼履歴	炉停止問題 【添付資料８　3.1.4.3.1】	様々な燃焼条件で，長期停止後の実効増倍率の推移傾向について，参照解を模擬できること	様々な燃焼条件で，長期停止後の実効増倍率の推移傾向について，参照解を模擬できることを確認した。	
		制御棒履歴問題 【添付資料８　3.1.4.3.2】	制御棒履歴効果の影響下において，実効増倍率および最大局所出力について，参照解の燃焼推移傾向を模擬できること	制御棒履歴効果の影響下において，実効増倍率および最大局所出力について，参照解の燃焼推移傾向を模擬できることを確認した。	
		全炉心体系 【添付資料８　3.1.4.4】	各種反応度のMOX燃料装荷割合依存性について参照解を模擬できること	初装荷多濃縮炉心における制御棒価値，ボイド反応度，SLC作動模擬時の反応度価値について，ウラン・MOXの装荷割合に対し特異な傾向が無く参照解を模擬できることを確認した。	
		チャンネル流量配分 【添付資料８　3.1.4.5】	チャンネル流量の運転条件依存性について参照解を模擬できること	定格出力時・部分出力時においてチャンネルの流量配分が参照解を模擬できることを確認した。	
(3) プラント運転実績による妥当性確認		冷温時臨界固有値（制御棒価値含む） 【4.3.4.1】	冷温実効増倍率および制御棒価値について，炉型・格子タイプに対し特異な傾向を示すことなく実機データを模擬できること	冷温実効増倍率および制御棒価値について，炉型・格子タイプに対し特異な傾向を示すことなく実機傾向を模擬できることを確認した。	○
		出力運転時臨界固有値 【添付資料８　3.1.5.2】	実機追跡計算結果の出力運転時実効増倍率について，炉型・格子タイプに対し特異な傾向を示さないこと	実機追跡計算結果の出力運転時実効増倍率について，炉型・格子タイプに対し特異な傾向が無いことを確認した。	
		出力分布（TIPとの比較） 【4.3.4.2】	炉型・格子タイプに対し特異な傾向を示すことなく実機の３次元出力分布の傾向を模擬できること	炉型・格子タイプに対し特異な傾向を示すことなく実機の３次元出力分布の傾向を模擬できることを確認した。	○
		出力分布（ガンマスキャンとの比較） 【4.3.4.3】	炉型・格子タイプに対し特異な傾向を示すことなく実機の３次元出力分布の傾向を模擬できること	炉型・格子タイプに対し特異な傾向を示すことなく実機の３次元出力分布の傾向を模擬できることを確認した。	○
		燃料棒出力分布（ガンマスキャンとの比較） 【4.3.4.4】	集合体内のボイド率などに依存することなく実機の３次元燃料棒出力分布を模擬できること	集合体内のボイド率などに依存することなく実機の３次元燃料棒出力分布を模擬できることを確認した。	○
		照射後試験の測定燃焼度と計算燃焼度との比較 【4.3.4.5】	集合体内の測定位置やペレット種類に対して特異な傾向無く測定燃焼度を模擬できること	集合体内の測定位置やペレット種類に対して特異な傾向無く測定燃焼度を模擬できることを確認した。	○
		MOX燃料装荷炉心 【添付資料８　3.1.5.7】	ウラン炉心と同程度の予測性能を有すること	ウラン炉心と同程度の予測性能を有することを確認した。	
		長期停止運転	通常運転時と同程度の予測性能を有すること	通常運転時と同程度の予測性能を有することを確認した。	
		部分出力運転	定格出力時と同程度の予測性能を有すること	定格出力時と同程度の予測性能を有することを確認した。	
(4) 試験による妥当性確認		ボイド率測定 【添付資料８　3.1.6.1】	出口平均ボイド率の圧力・流量依存性について測定結果の傾向を模擬できること	出口平均ボイド率の圧力・流量依存性について測定結果の傾向を模擬できることを確認した。	
		チャンネル圧損試験 【添付資料８　3.1.6.2】	集合体圧力損失の圧力・流量依存性について測定結果の傾向を模擬できること	集合体圧力損失の圧力・流量依存性について測定結果の傾向を模擬できることを確認した。	
		SPERT実験との比較 【添付資料８　3.1.6.3】	出力・反応度の時間依存について測定結果の傾向を模擬できること	出力・反応度の時間依存について測定結果の傾向を模擬できることを確認した。	
		安定性試験高次モード分布との比較 【添付資料８　3.1.6.4】	周方向一次モードの径方向分布について，測定結果を模擬できること	周方向一次モードの径方向分布について，測定結果を模擬できることを確認した。	
(1) ベンチマーク問題による検証	定常問題	IAEA PWRベンチマーク問題 【添付資料８　3.1.3.1.1】	固有値及び燃料集合体出力の参照解に対する差が，他のコードと同等程度	固有値，燃料集合体出力の参照解に対する差は，いずれも他のコードの参照解からの差と同程度であり目安を達成している。	
		LRA BWRベンチマーク問題 【添付資料８　3.1.3.1.2】	固有値及び燃料集合体出力の参照解に対する差が，他のコードと同等程度	固有値，燃料集合体出力の参照解に対する差は，いずれも他のコードの参照解からの差と同程度であり目安を達成している。	
		HAFAS BWRベンチマーク問題 【添付資料８　3.1.3.1.3】	固有値及び燃料集合体出力の参照解に対する差が，他のコードと同等程度	固有値，燃料集合体出力の参照解に対する差は，ノード法において近似が少ないとされるQUANDRYコードの参照解からの差と同程度で目安を達成した。	
	過渡問題	LRA BWRベンチマーク問題 【添付資料８　3.1.3.2.1】	炉心平均出力の時間依存に関する参照解の傾向を他コードと同程度で模擬できること	時間依存の出力密度の応答は他コードと同程度でQUANDRYコードの参照解を再現しており，目安を達成した。	
		LMW PWRベンチマーク問題 【添付資料８　3.1.3.2.2】	炉心平均出力の時間依存に関する参照解の傾向を他コードと同程度で模擬できること	時間依存の出力密度の応答は他コードと同程度でQUANDRYコードの参照解を再現しており，目安を達成した。	

*島根３号炉の許認可解析への適用性を判断するために使用する不確かさが得られる妥当性確認

※　グレーハッチング個所は島根３号炉許認可解析非適用

表 4.3-12 AETNA の検証及び妥当性確認（不確かさの把握）結果のまとめ

評価指標	妥当性確認結果（括弧内は詳細説明箇所の章番号）
炉停止余裕	炉停止余裕の妥当性確認のため，冷温時臨界固有値を確認した。ウラン燃料装荷炉心における実績臨界固有値の 95%信頼度-95%確率値で [redacted] %Δk（添付資料６）であり，MOX 装荷炉心に対しても不確かさの拡大は認められない。（添付資料８）
最大制御棒価値	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 [redacted] $\Delta k/k'k$，標準偏差は [redacted] $\Delta k/k'k$，相対差の平均は [redacted] %，標準偏差は [redacted] %である。（4.3.4.1）
熱機械（MLHGR）/ 焼損（MCPR）	下記の妥当性確認については，ノード出力・局所出力による確認であるが，これらは核・熱流動の主要な数学的モデルがすべて影響し，得られる結果である。 ガンマスキャンと比較した局所出力分布 RMS 差は約 [redacted] %（4.3.4.4）であり，連続エネルギモンテカルロ計算との比較による燃料集合体内局所出力分布の RMS 差（添付資料８）と，燃料の製造公差による不確かさ[46]と合成された局所出力分布の不確かさと同程度であった。 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 差は [redacted] %以下であり，（4.3.4.3）MOX 装荷炉心に対して不確かさの拡大は認められない。（添付資料８）
設計出力履歴（燃焼度）	照射後試験による測定ペレット燃焼度と計算値の RMS 差は [redacted] %であった。（4.3.4.5）

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　プラント運転実績による妥当性確認

4.3.4.1　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，添付資料８　3.1.5.2 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)パターンがいずれかに偏ることなく十分なケース数含まれており，最大価値制御棒１本引き抜き時の停止余裕評価や起動時の制御棒引き抜き時などを想定できる試験構成となっている。この結果から，取替炉心設計時の固有値バイアス設定と同等の方法でプラントごとに，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プラントごとの全データの平均値について線形近似により求めた炉心平均燃焼度依存バイアスを当該プラントにおける冷温臨界固有値の目標バイアスとし，各試験点における臨界固有値と前記のプラントごとの目標臨界固有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 4.3-1 に示す。図 4.3-1 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 4.3-2 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 [redacted] 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。実機での制

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。

御棒価値の測定はペリオド法およびデジタル反応度計による測定の２種類で実施されている。

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 4.3-3 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[ ]$\Delta k/k'k$，標準偏差は[ ]$\Delta k/k'k$，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。

以上の(1)～(3)に示す結果から，冷温時実効増倍率及び制御棒価値に関する不確かさが確認できた。なお，冷温時臨界固有値の不確かさについては95%信頼度―95%確率値などの統計データについて添付資料６に詳細を示している。

本資料のうち，枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

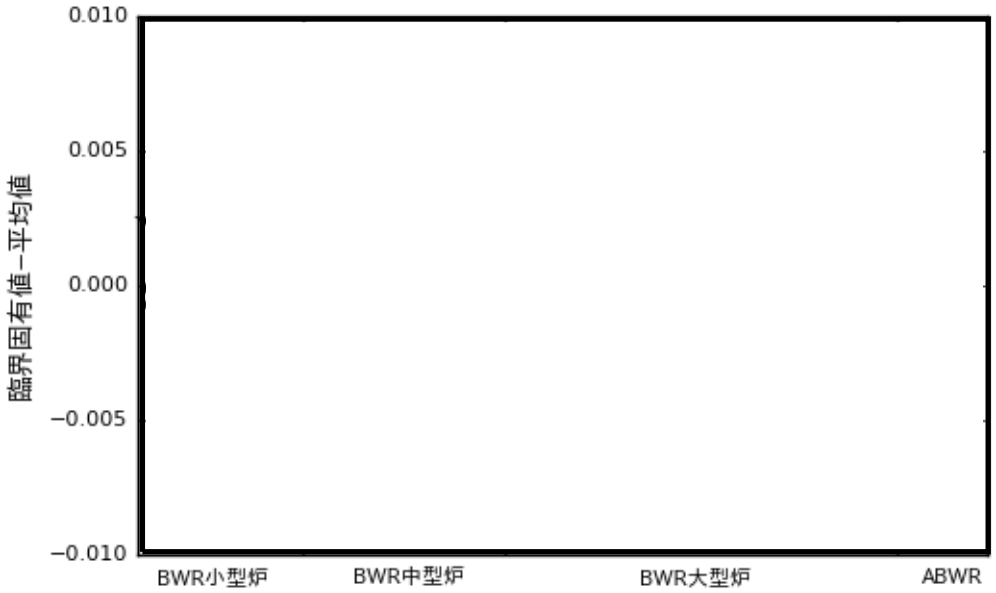


図 4.3-1　冷温時臨界固有値の変動（プラントごと）

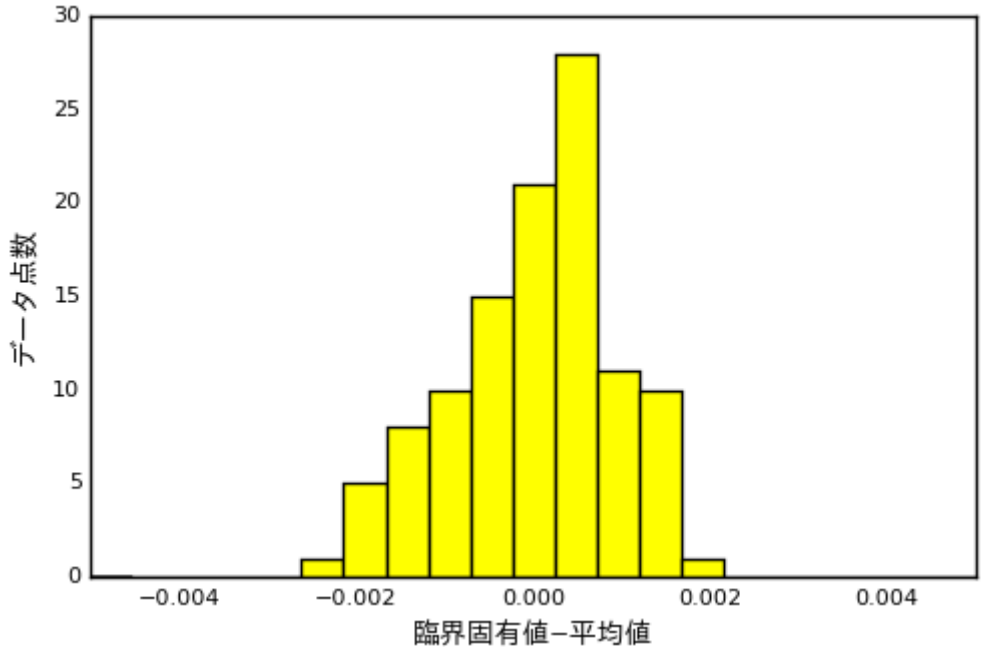


図 4.3-2　冷温時臨界固有値の変動ヒストグラム（全プラント）

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。

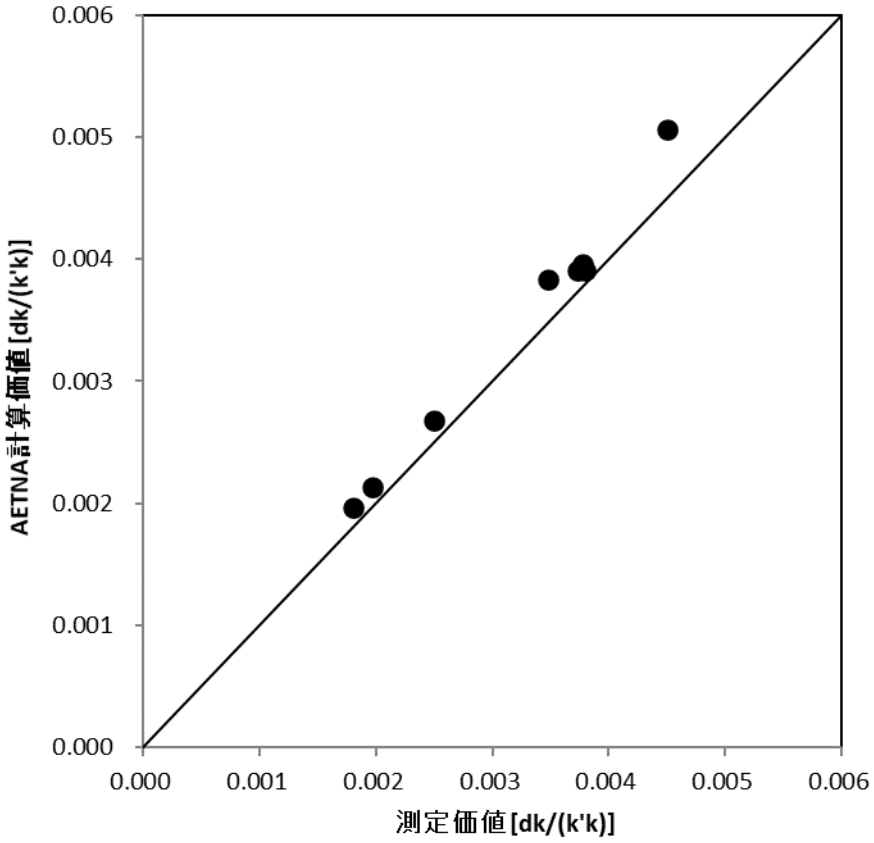


図 4.3-3　制御棒価値の測定結果と解析結果の比較

4.3.4.2　出力分布（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 計算値のノーダル RMS 差を図 4.3-4 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 ノーダル RMS 差に対応している。同様に，TIP 径方向 RMS 差を図 4.3-5 に，TIP 軸方向 RMS 差を図 4.3-6 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差が含まれ，ノーダル TIP 測定値の不確かさは 2.6%と評価されている[46]。

図 4.3-7～図 4.3-13 は BWR 炉型ごとに，TIP 測定値と TIP 計算値の３次元分布について，軸方向高さ位置ごとに全径方向値の平均値に縮約した炉心平均軸方向分布の比較を全燃焼度点全軸方向位置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 4.3-14～図 4.3-20 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 4.3-4 などからわかるように TIP 差異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 差の平均値を表 4.3-13 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差が大きいため，統計値より除いている。

ノーダル，径方向及び軸方向の RMS 差の定義は次の通りである。

ノーダル RMS 差:

$$RMS_{nodal} = \sqrt{\frac{\sum_{L=1}^{NICS}\sum_{K=Klow}^{Kup}(T_{K,L}^{m}-T_{K,L}^{c})^{2}}{NICS*Km}} \qquad (4.3\text{-}1)$$

径方向 RMS 差：

$$RMS_{radial} = \sqrt{\frac{\sum_{L=1}^{NICS}\left(\frac{\sum_{K=Klow}^{Kup} T_{K,L}^{m}}{Km} - \frac{\sum_{K=Klow}^{Kup} T_{K,L}^{c}}{Km}\right)^2}{NICS}} \quad (4.3\text{-}2)$$

軸方向 RMS 差:

$$RMS_{axial} = \sqrt{\frac{\sum_{K=Klow}^{Kup}\left(\frac{\sum_{L} T_{K,L}^{m}}{NICS} - \frac{\sum_{L} T_{K,L}^{c}}{NICS}\right)^2}{Km}} \quad (4.3\text{-}3)$$

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 4.3-13　TIP 計算値の測定値との比較（全プラント測定点平均）

RMS差（ノーダル）	
RMS差（径方向）	
RMS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 4.3-4　TIP 測定値と計算値のノーダル RMS 差

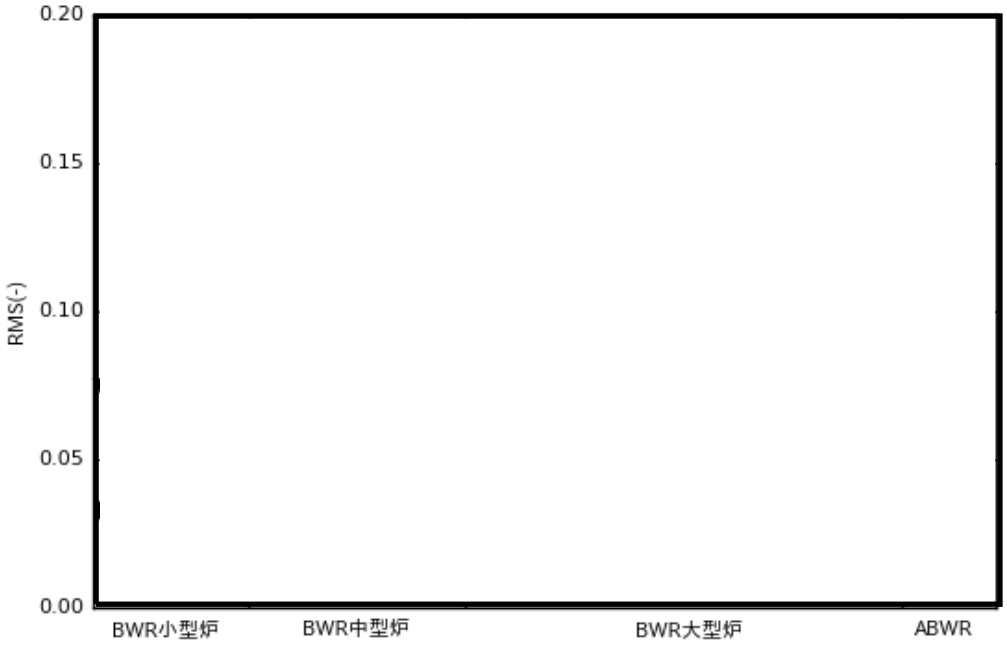


図 4.3-5　TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 差

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。

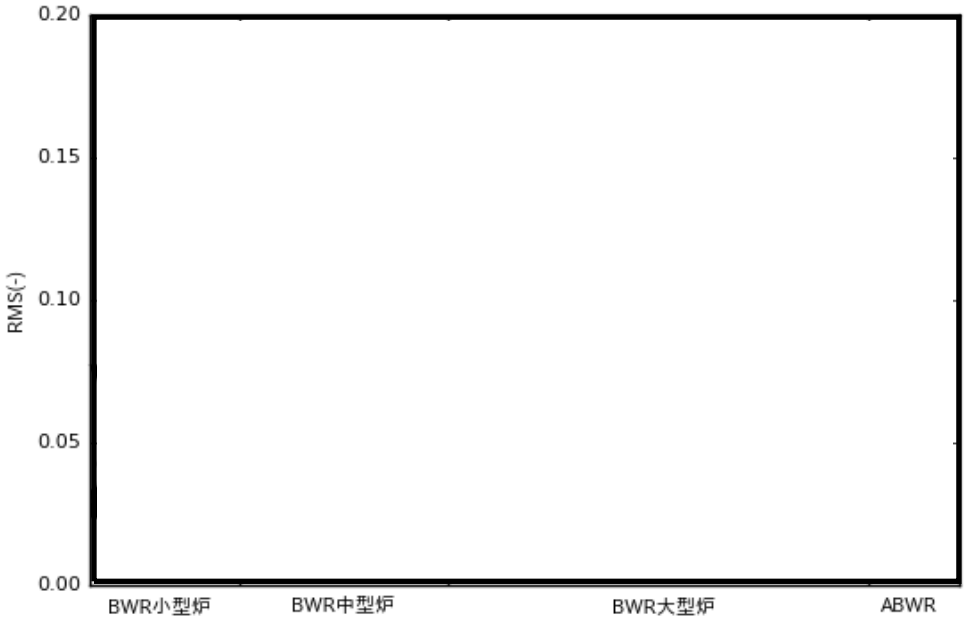


図 4.3-6　TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 差

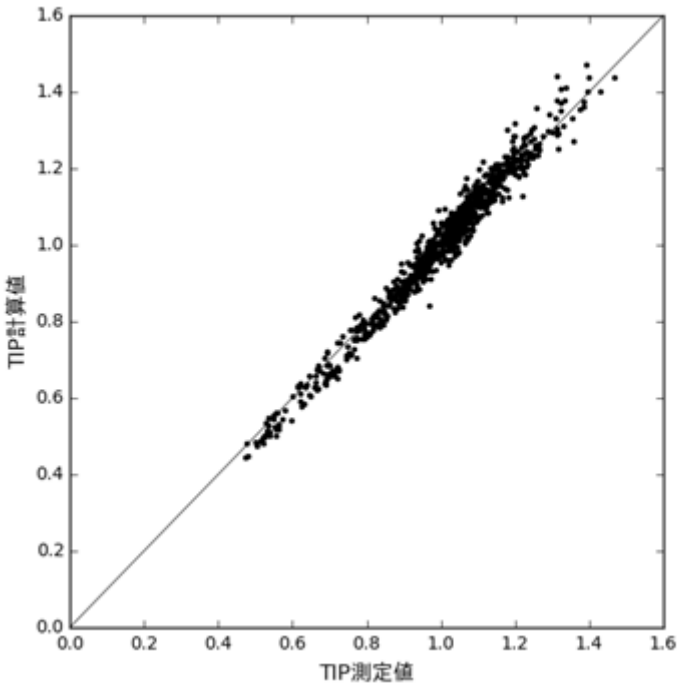


図 4.3-7　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 小型 D 格子炉の例)

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。

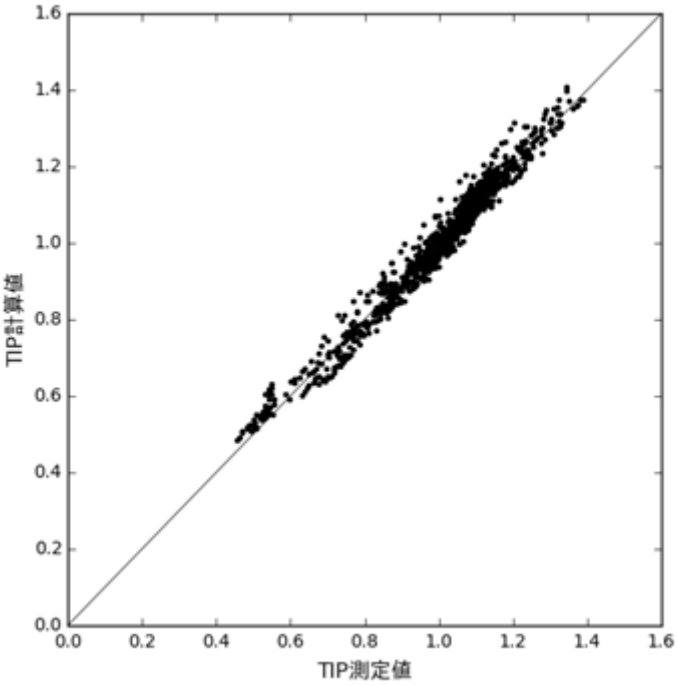


図 4.3-8　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 小型 S 格子炉の例)

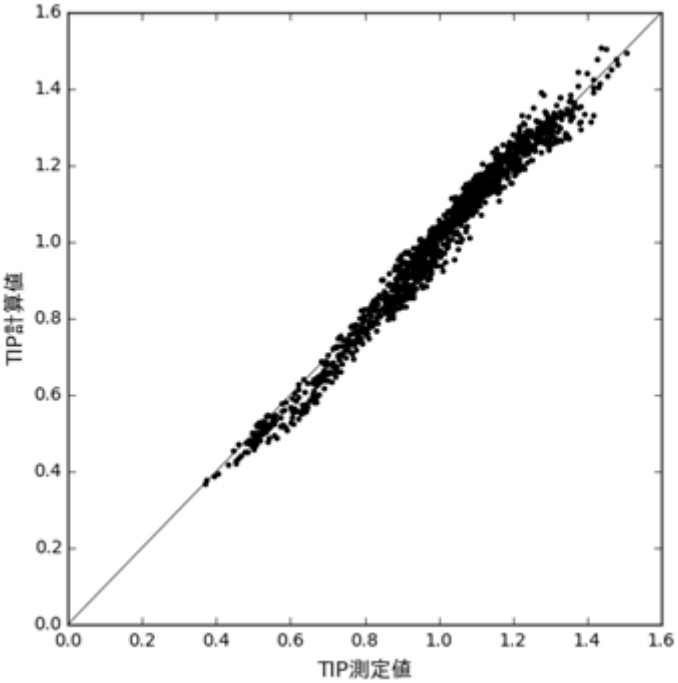


図 4.3-9　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 中型 D 格子炉の例)

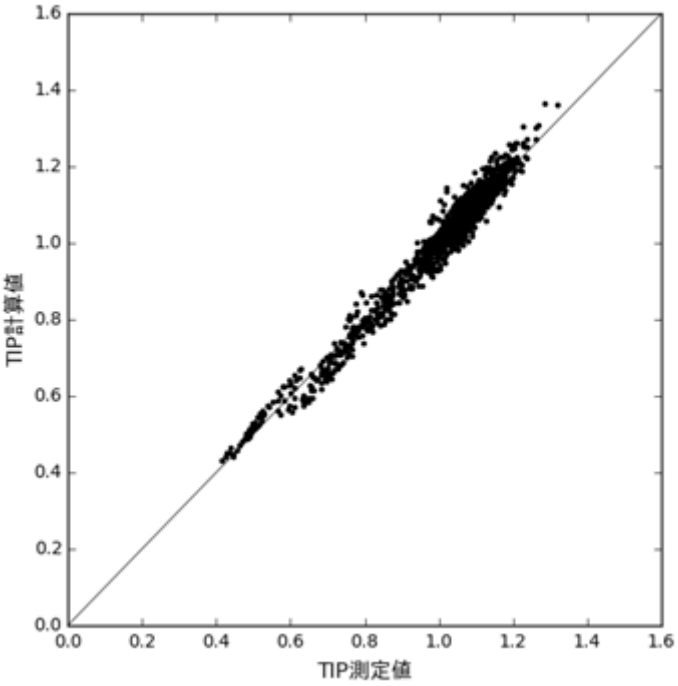


図 4.3-10　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 中型 S 格子炉の例)

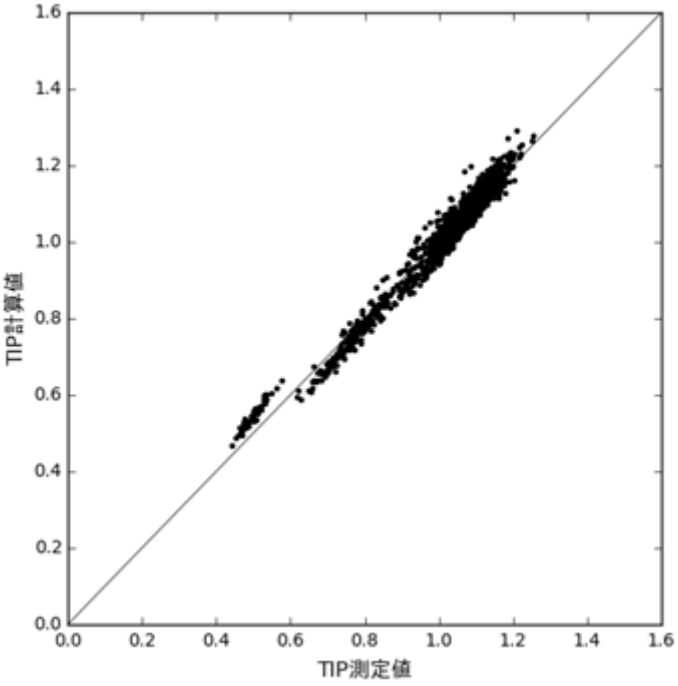


図 4.3-11　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 大型 C 格子炉の例)

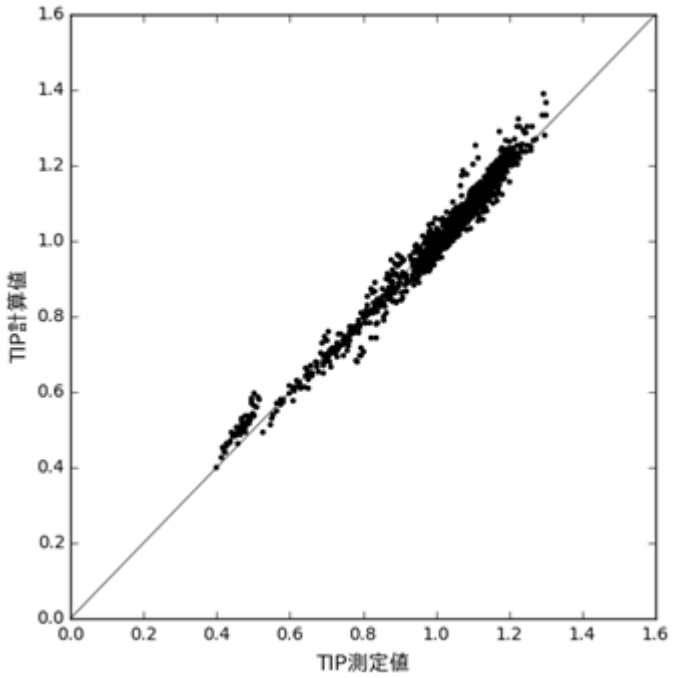


図 4.3-12　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 大型 S 格子炉の例)

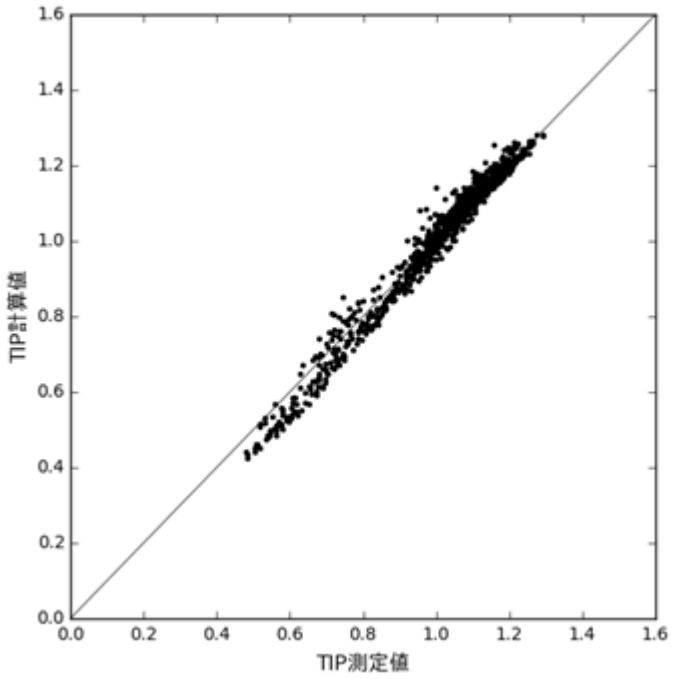


図 4.3-13　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(ABWR の例)

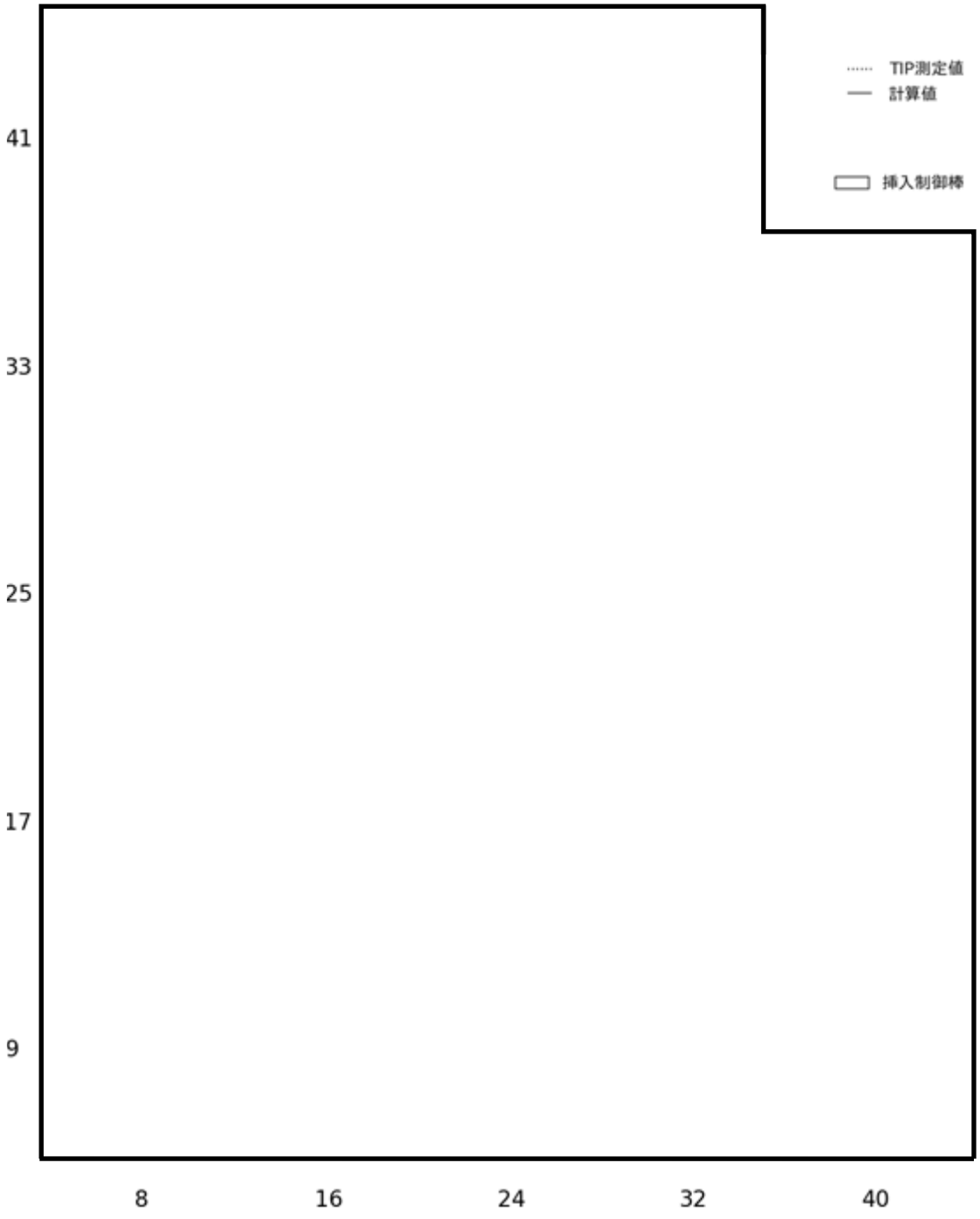


図 4.3-14　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（BWR 小型 D 格子炉）

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。

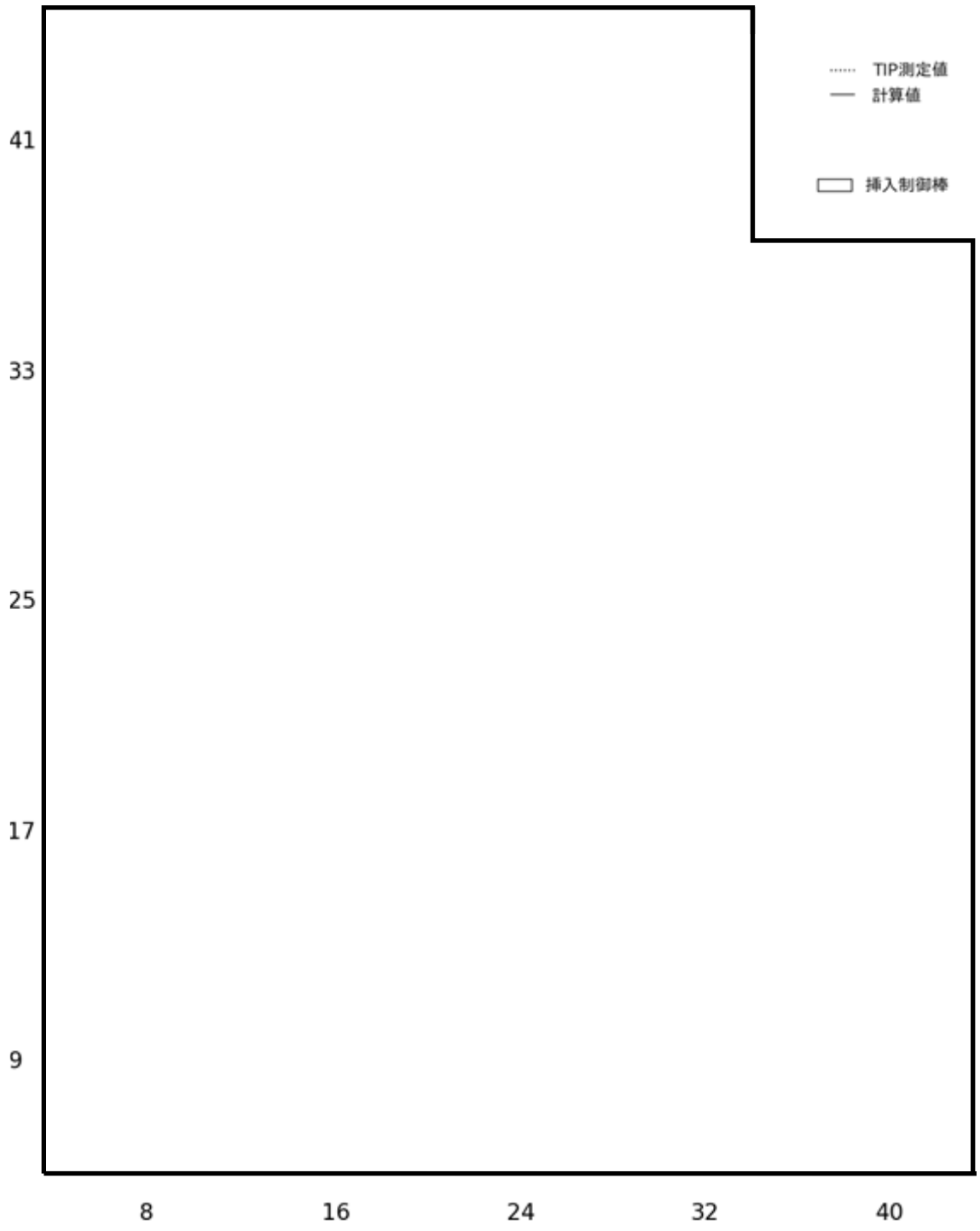


図 4.3-15　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（BWR 小型 S 格子炉）

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。

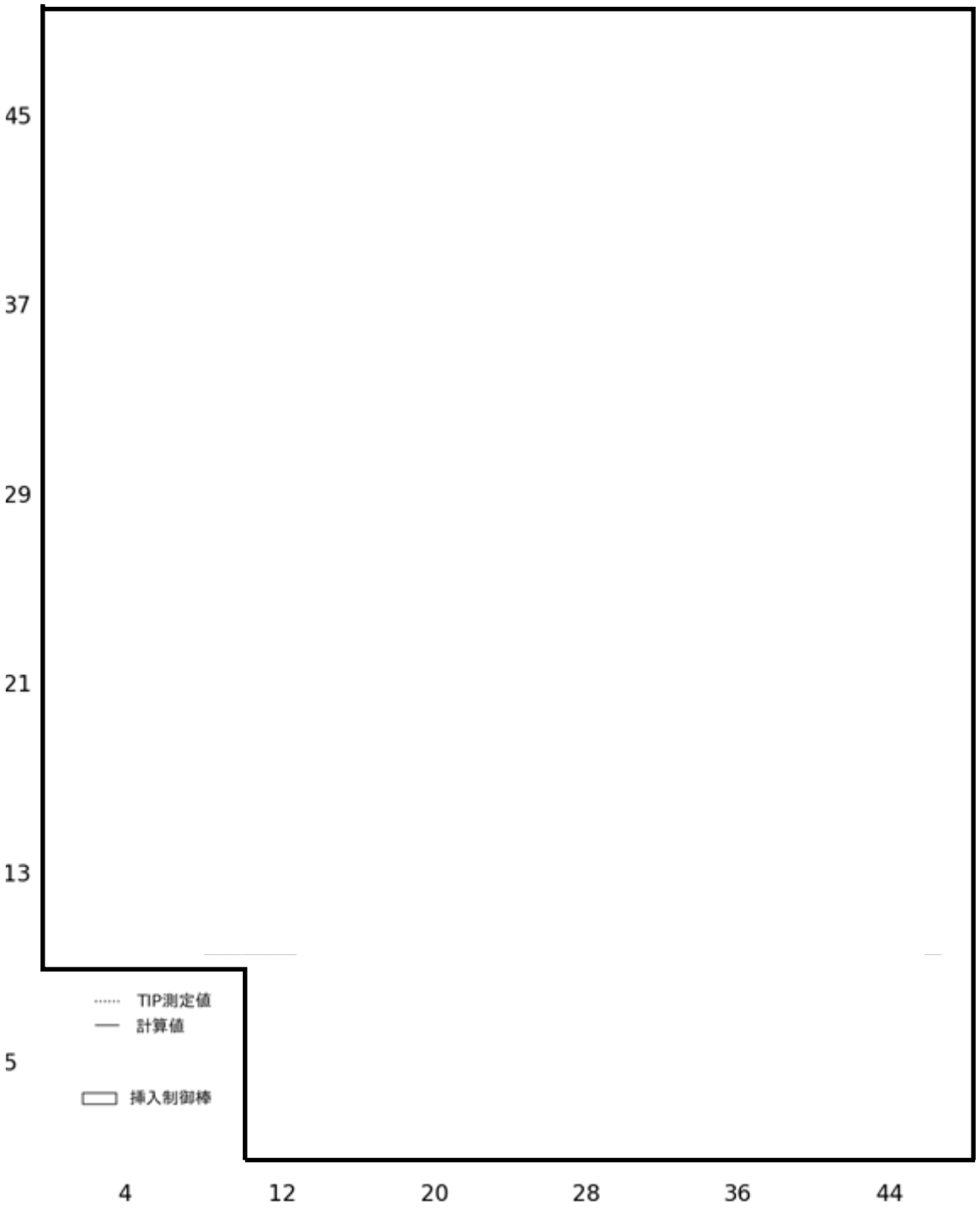


図 4.3-16　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（BWR 中型 D 格子炉）

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。

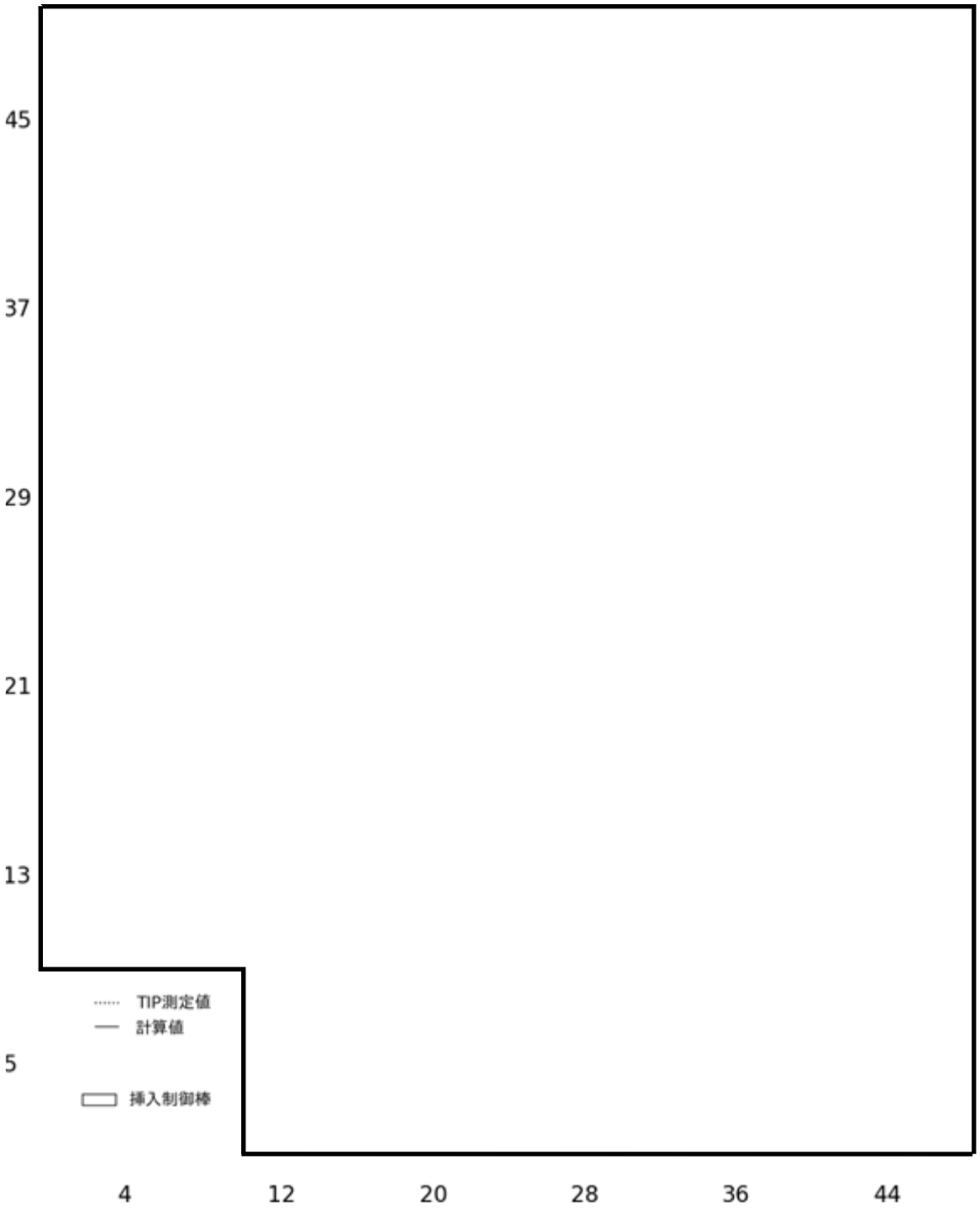


図 4.3-17　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（BWR 中型 S 格子炉）

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。

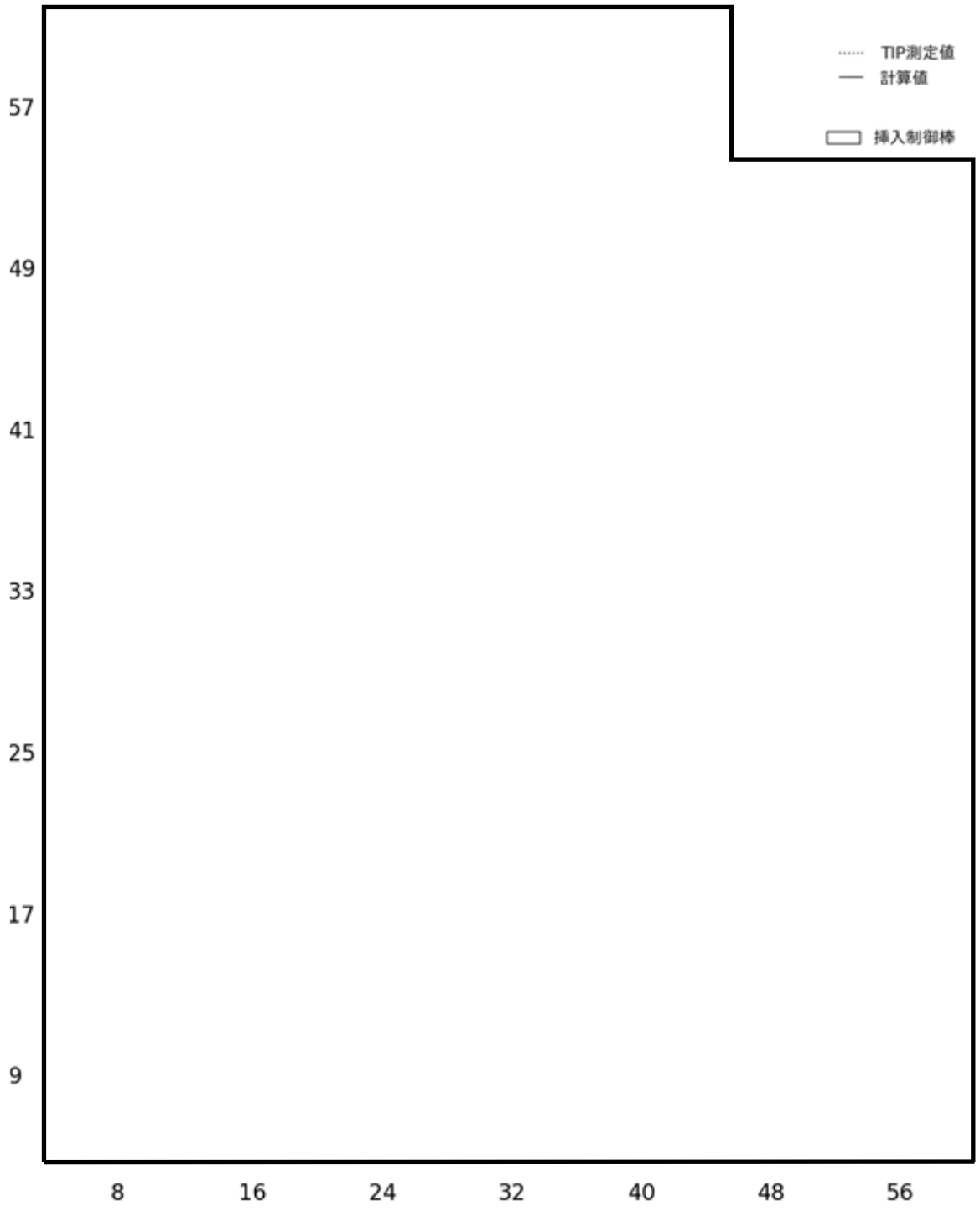


図 4.3-18　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（BWR 大型 C 格子炉）

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。

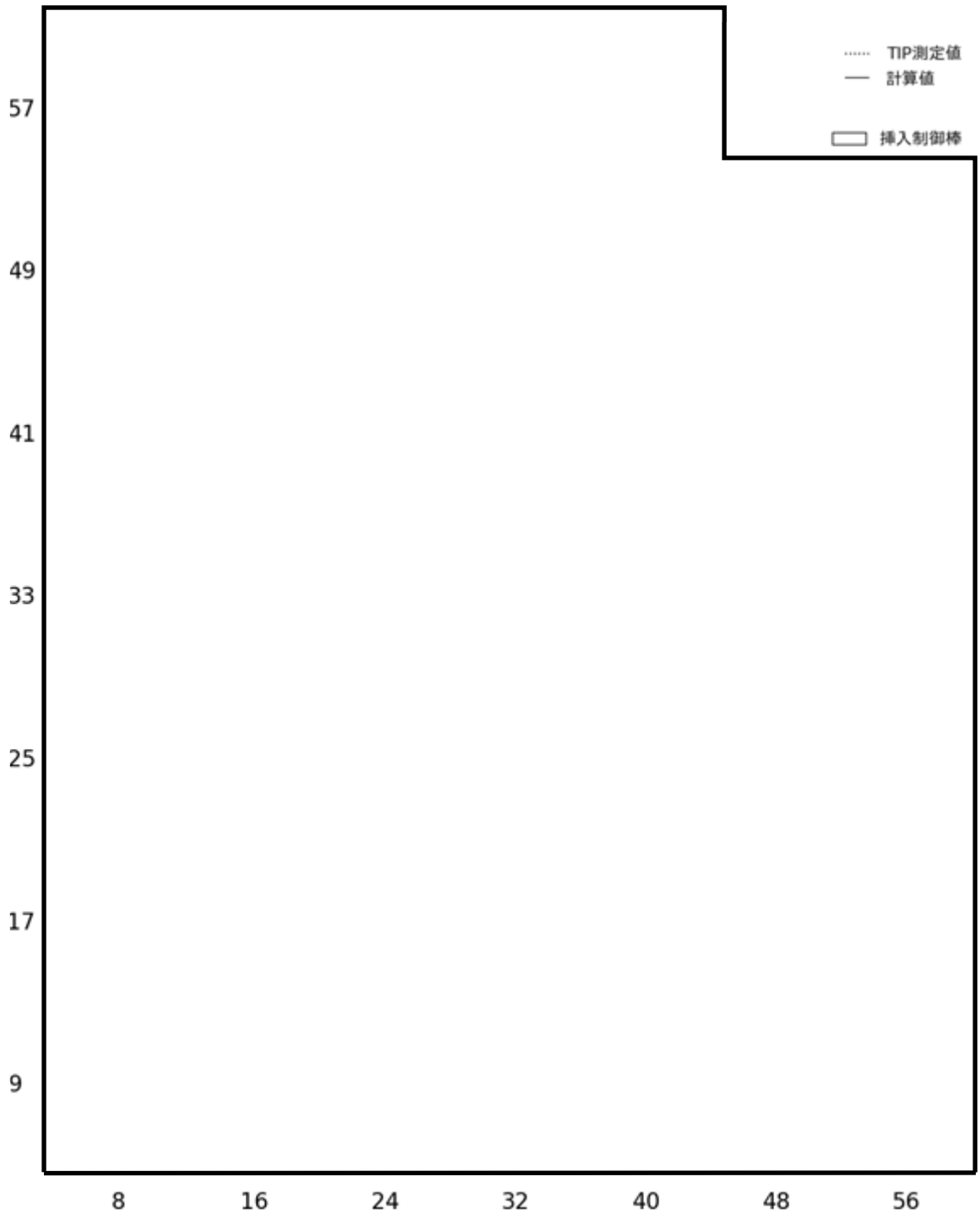


図 4.3-19　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（BWR 大型 S 格子炉）

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。

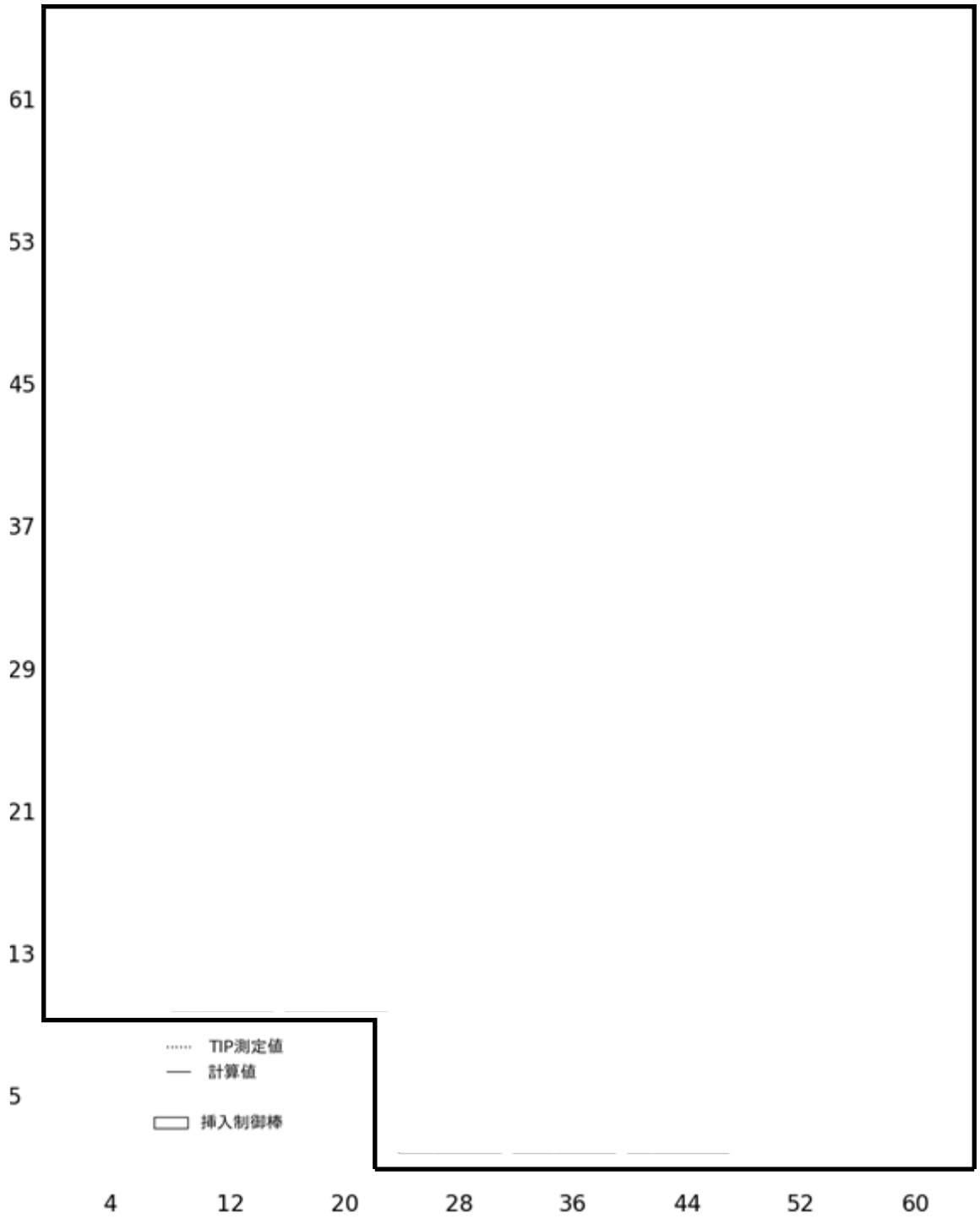


図 4.3-20　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（ABWR）

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。

4.3.4.3　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。）。

$$\frac{dN_{Ba140}(t)}{dt} = Y_e(t)F(t) - \lambda_{Ba140}N_{Ba140}(t), \qquad (4.3\text{-}4)$$

ここで，

N_{Ba140}　：Ba-140 数密度，atoms/cm^3

$Y_e(t)$　：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 ±□%と報告されている。なお，測定は 1/8 炉心を対象に行われるが，炉心の対称性を考慮すると，1/8 炉心を対象とした妥当性確認の有効性は損なわれない。

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 差を表 4.3-14 に，ノーダル La-140 分布の比較を図 4.3-21 に示す。図 4.3-22 は径方向分布の比較である。また，図 4.3-23 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 4.3-24 及び図

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。

4.3-25 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 分布の比較である。BWR 大型取替炉心における RMS 差を表 4.3-14 に，燃料集合体タイプ別のノーダル RMS 差を表 4.3-15 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 4.3-16，図 4.3-26 及び図 4.3-27 に示す。燃料集合体濃縮度タイプ別のノーダル RMS 差を表 4.3-17 に示す。

BWR 大型炉取替炉心及び ABWR 初装荷炉心について，計算値と測定値の差の平均値を表 4.3-18 に示す。ノーダル RMS 差は約[　]%である。

ノーダル，径方向，及び軸方向の RMS 差の定義は以下の通りである。

ノーダル RMS 差:

$$RMS_{nodal} = \sqrt{\frac{\sum_{N=1}^{NBNDL}\sum_{K\in Kmes}(L_{K,N}^{m}-L_{K,N}^{c})^2}{NBNDL*Kmes}} \tag{4.3-5}$$

径方向 RMS 差：

$$RMS_{radial} = \sqrt{\frac{\sum_{N=1}^{NBNDL}\left(\frac{\sum_{K\in Kmes}L_{K,N}^{m}}{Kmes}-\frac{\sum_{K\in Kmes}L_{K,N}^{c}}{Kmes}\right)^2}{NBNDL}} \tag{4.3-6}$$

軸方向 RMS 差:

$$RMS_{axial} = \sqrt{\frac{\sum_{K\in Kmes}\left(\frac{\sum_{N}L_{K,N}^{m}}{NBNDL}-\frac{\sum_{N}L_{K,N}^{c}}{NBNDL}\right)^2}{Kmes}} \tag{4.3-7}$$

ここで，$L_{K,N}^{m}, L_{K,N}^{c}$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。

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　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差（ノーダル）	
RMS差（径方向）	
RMS差（軸方向）	

表 4.3-15　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 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 4.3-16　ガンマスキャン La-140 測定値との比較（ABWR 初装荷炉心）

	AETNA
RMS差（ノーダル）	
RMS差（径方向）	
RMS差（軸方向）	

表 4.3-17　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 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 4.3-18　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差（ノーダル）	
RMS差（径方向）	
RMS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。

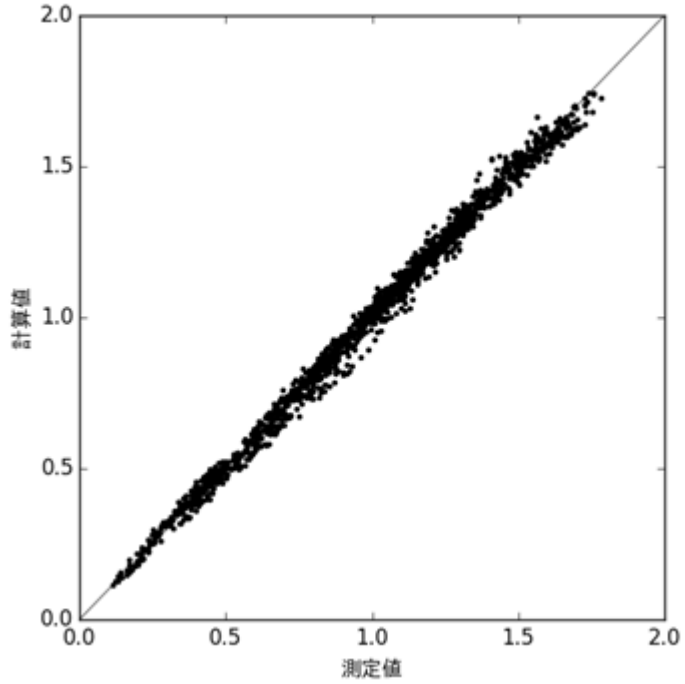


図 4.3-21　ノーダル La-140 の計算値と測定値の比較
(BWR 大型炉取替炉心の例)

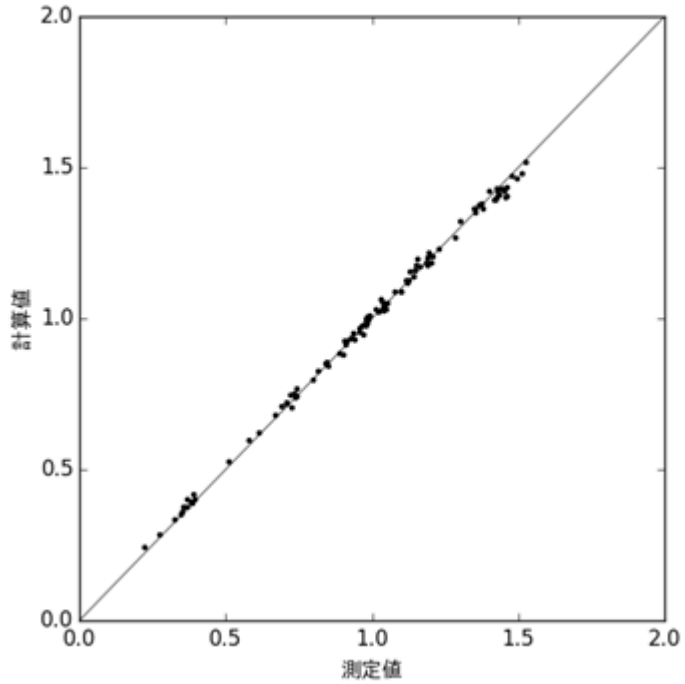


図 4.3-22　径方向 La-140 の計算値と測定値の比較
(BWR 大型炉取替炉心の例)

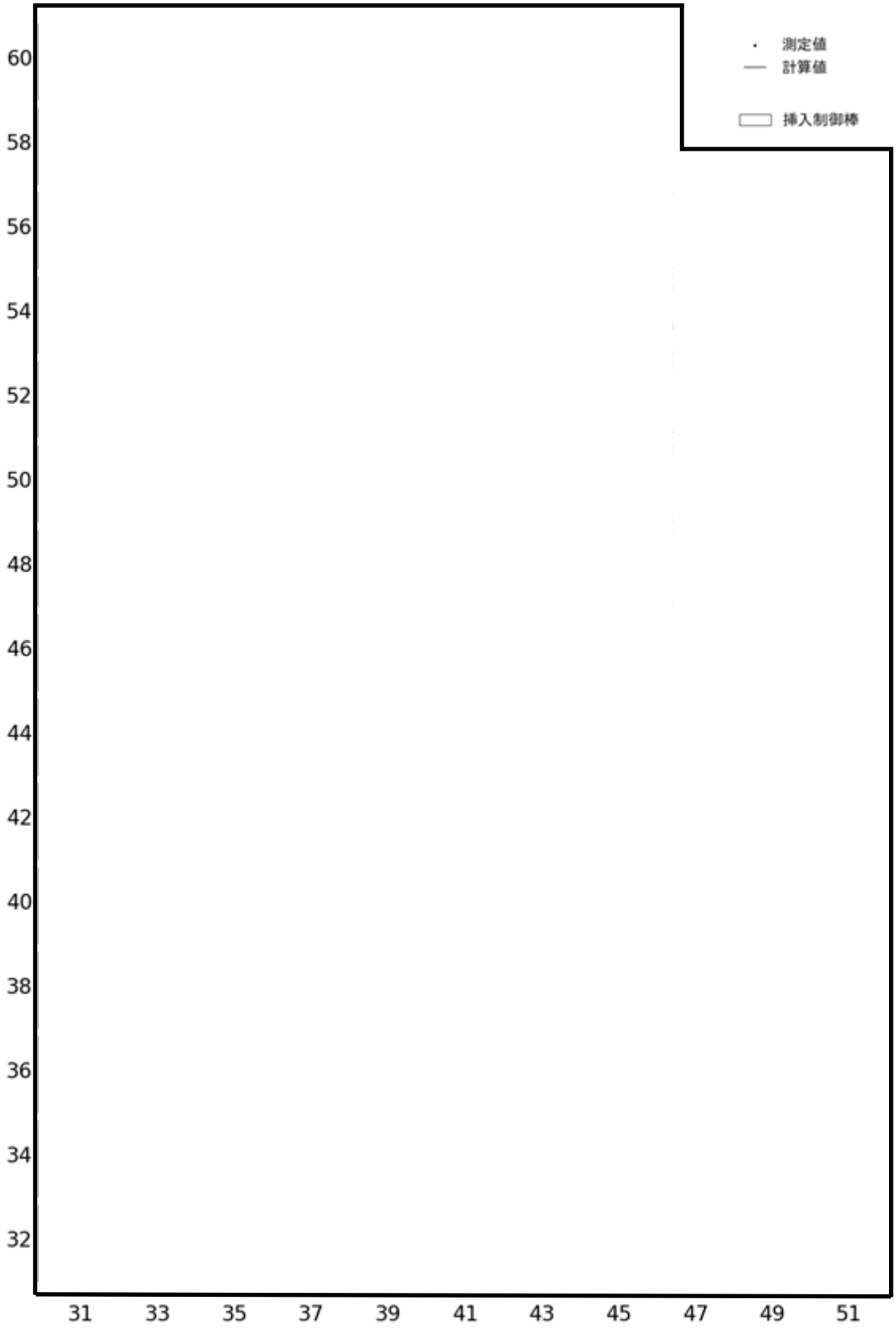


図 4.3-23　La-140 分布の計算値と測定値の比較
(BWR 大型炉取替炉心の例)

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。

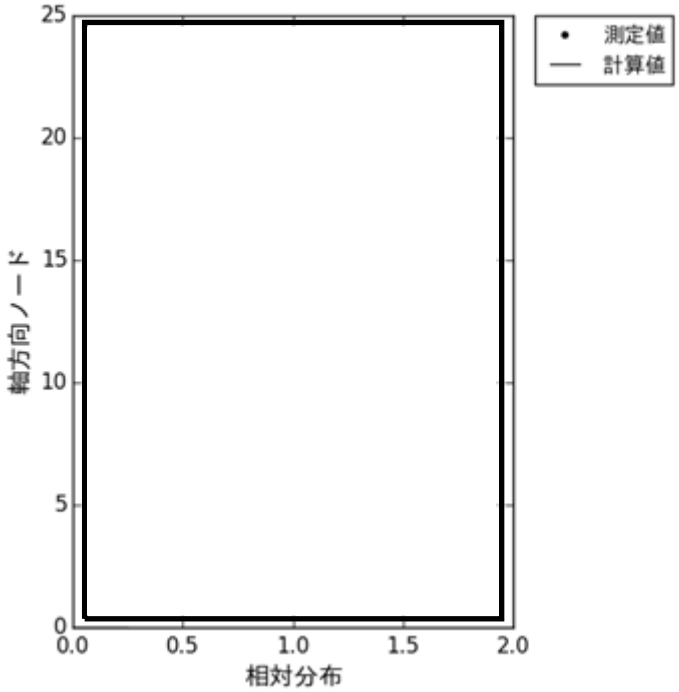


図 4.3-24　La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(1)（BWR 大型炉取替炉心の例）

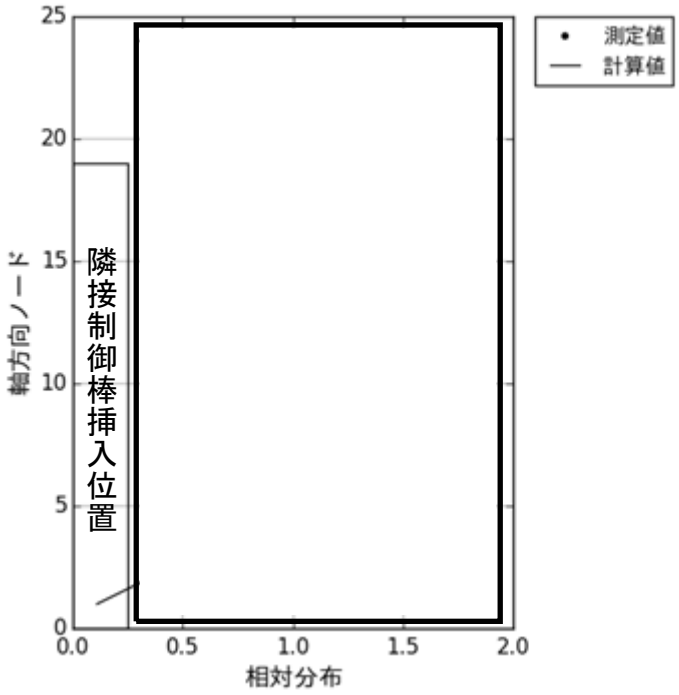


図 4.3-25　La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(2)（BWR 大型炉取替炉心の例）

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。

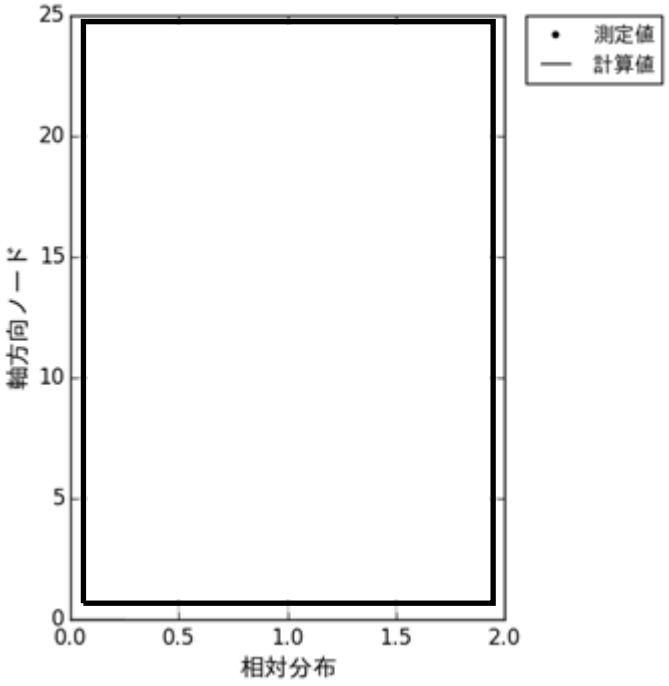


図 4.3-26　La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(1)（ABWR 初装荷炉心の例）

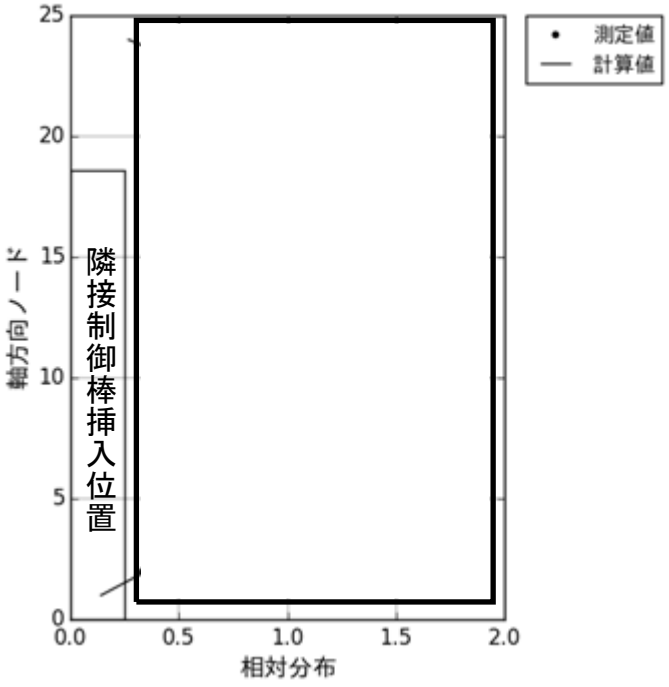


図 4.3-27　La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(2)（ABWR 初装荷炉心の例）

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。

4.3.4.4　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[80]。

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 4.3-28 に GE14 燃料集合体の断面図[81]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ー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[82]。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[82]。

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，測定の不確かさは集合体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[80]。

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 差のまとめを表 4.3-19 に示す。燃料棒ノーダル La-140 分布の比較を図 4.3-31 及び図 4.3-32 に,燃料棒径方向 La-140 分布の比較を図 4.3-33 及び図 4.3-34 に示す。また，燃料棒位置ごとの径方向 La-140 分布の予測の差を，集合体１について図 4.3-29 に，集合体２について図 4.3-30 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 4.3-35 及び図 4.3-36 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 4.3-19 より局所出力分布の誤差に相当する燃料棒径方向 RMS 差は２体の平均で約[　]%である。

ノーダル，径方向，及び軸方向分布と RMS 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。

$$R_{pin-nodal} = \sqrt{\frac{\sum_j \sum_k (M(k,j)-C(k,j))^2}{N}} \quad (4.3\text{-}8)$$

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。

$$R_{rod} = \sqrt{\frac{\sum_j (\bar{M}(j)-\bar{C}(j))^2}{J}} \quad (4.3\text{-}9)$$

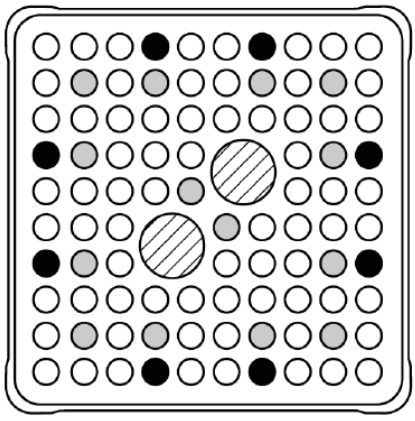
軸方向 RMS の計算では，軸方向測定高さごとに測定点のみについて径方向に平均した測定値と予測値を計算する。各高さで異なる燃料棒数がありうる。得られた軸方向燃料棒出力の総和がKになるようにそれぞれ規格化して$\bar{M}(k)$，$\bar{C}(k)$とし，RMS 差を計算する。ここで，Kはこの集合体の軸方向測定点数である。

$$R_{axial} = \sqrt{\frac{\sum_k (\bar{M}(k)-\bar{C}(k))^2}{K}} \quad (4.3\text{-}10)$$

表 4.3-19　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差（ノーダル）			
RMS差（径方向）			
RMS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

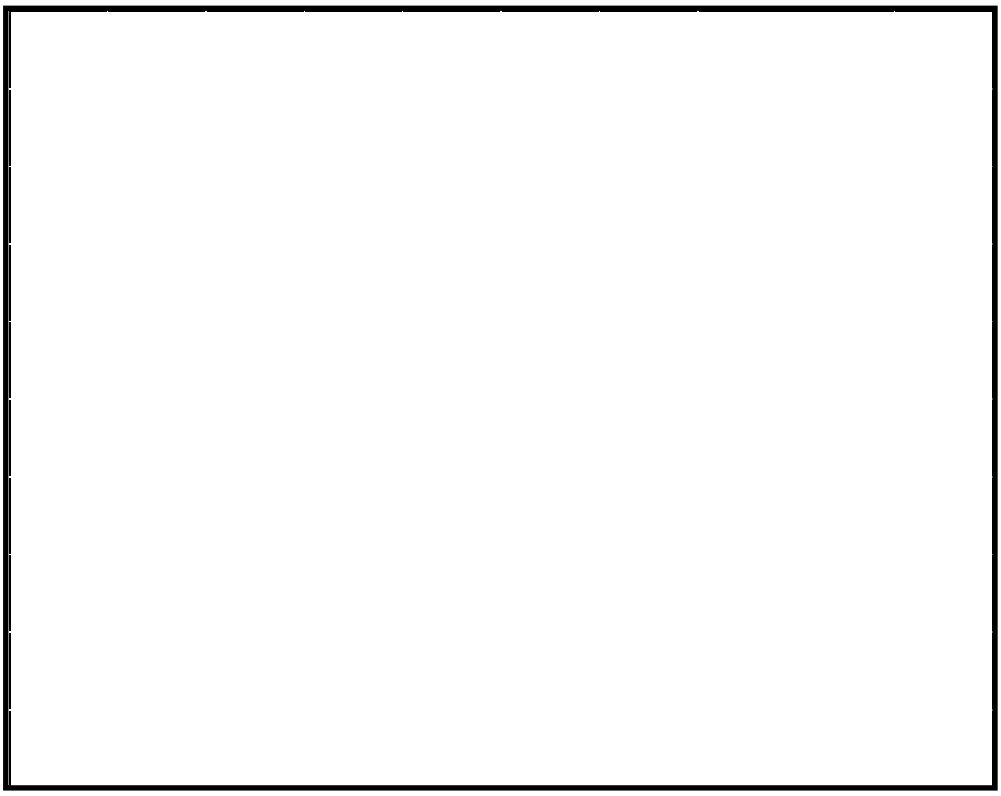
（左上が制御棒挿入側）

図 4.3-28　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 4.3-29　燃料棒径方向 La-140 分布の差（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 4.3-30　燃料棒径方向 La-140 分布の差（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。

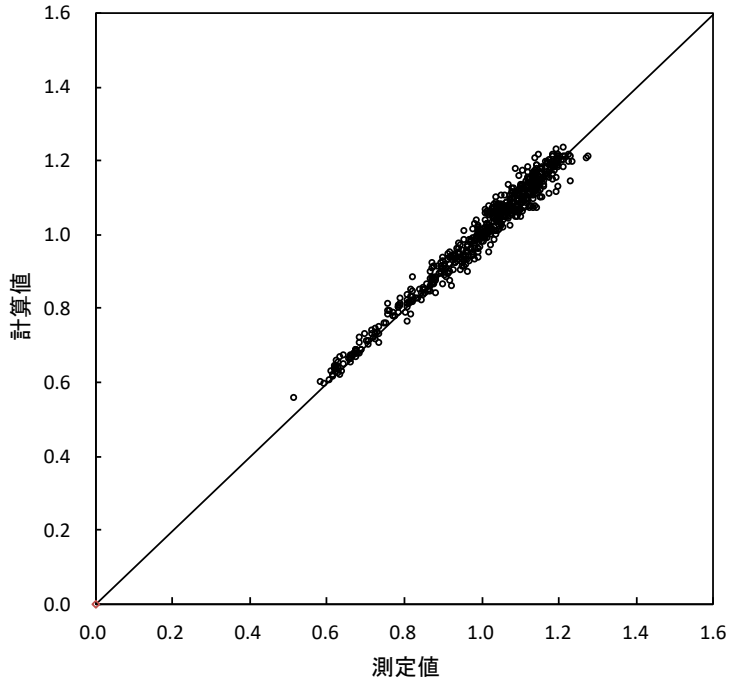


図 4.3-31　燃料棒ノーダル La-140 の計算値と測定値の比較　（集合体１）

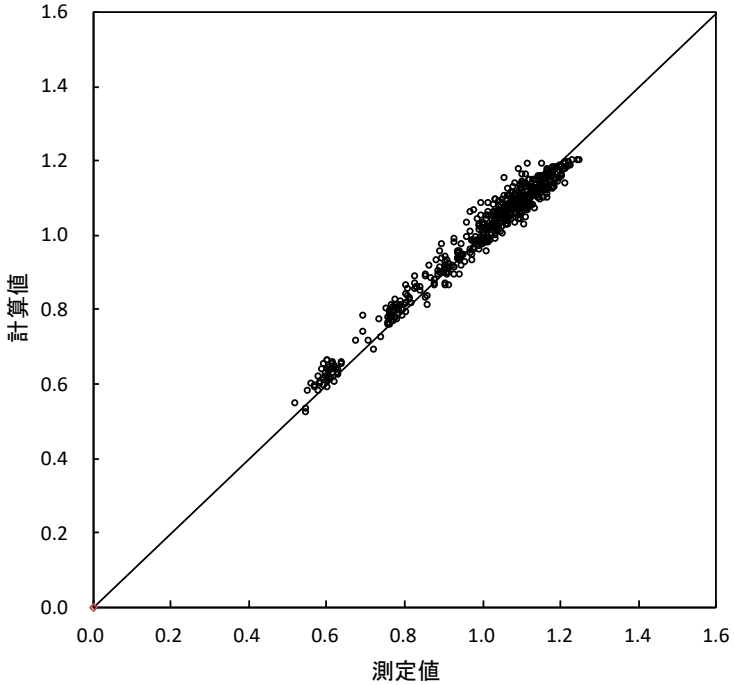


図 4.3-32　燃料棒ノーダル La-140 の計算値と測定値の比較　（集合体２）

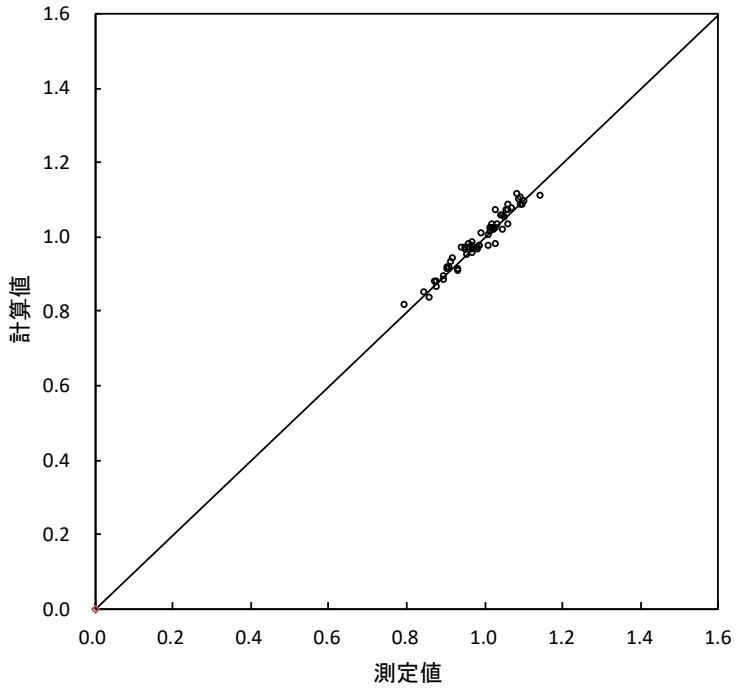


図 4.3-33　燃料棒径方向 La-140 の計算値と測定値の比較　（集合体１）

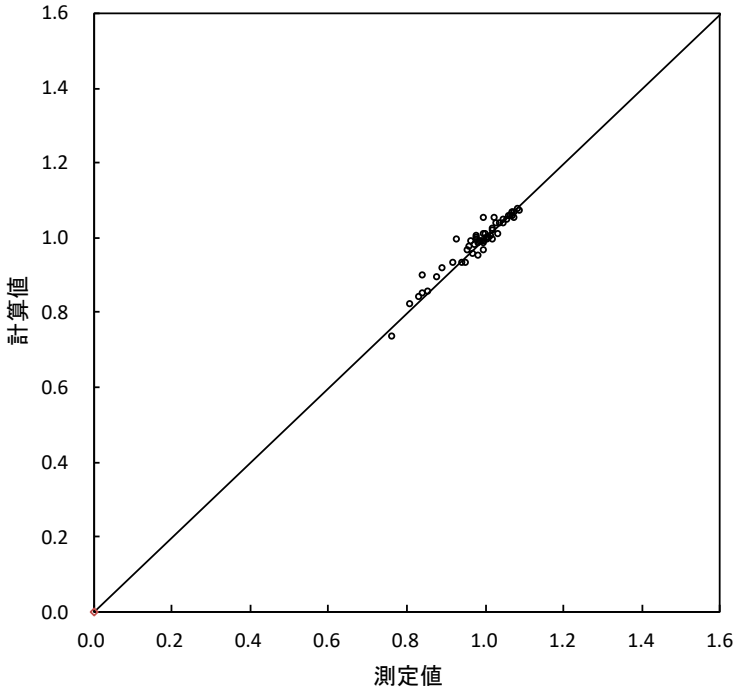


図 4.3-34　燃料棒径方向 La-140 の計算値と測定値の比較　（集合体２）

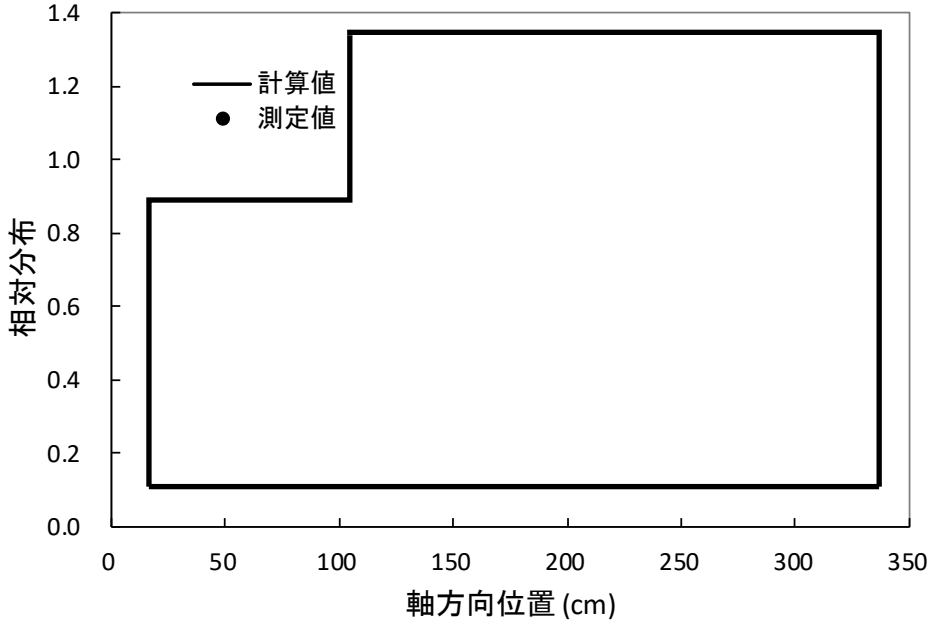


図 4.3-35　燃料棒軸方向 La-140 の計算値と測定値の比較（集合体１）

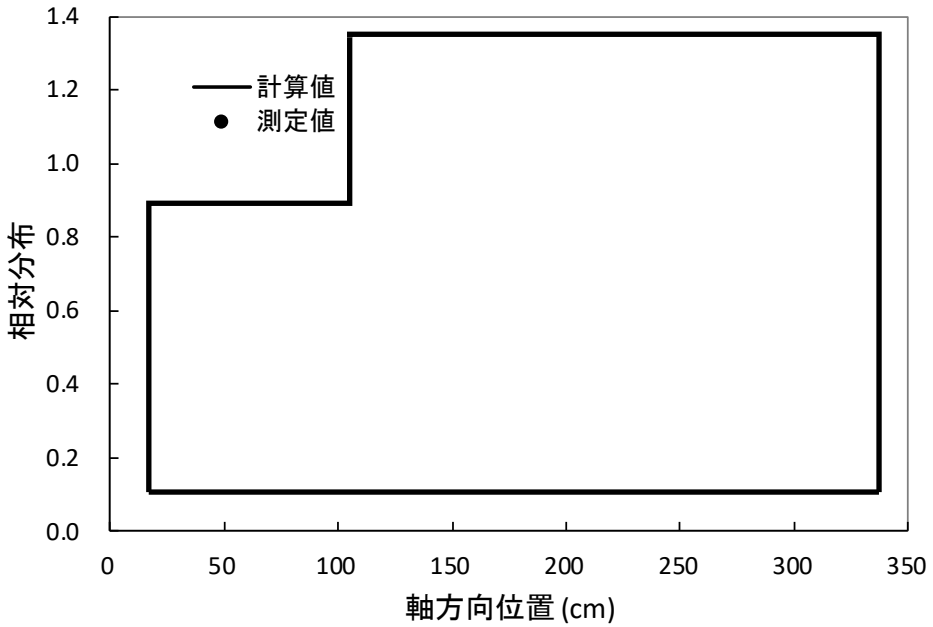


図 4.3-36　燃料棒軸方向 La-140 の計算値と測定値の比較（集合体２）

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。

4.3.4.5　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[83,84]。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 4.3-20 に示す。なお，測定燃焼度の差は約 6.4%と見積もられている [84]。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 4.3-37 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 差で約[　　]％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差が含まれている。

表 4.3-20　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_2O_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。

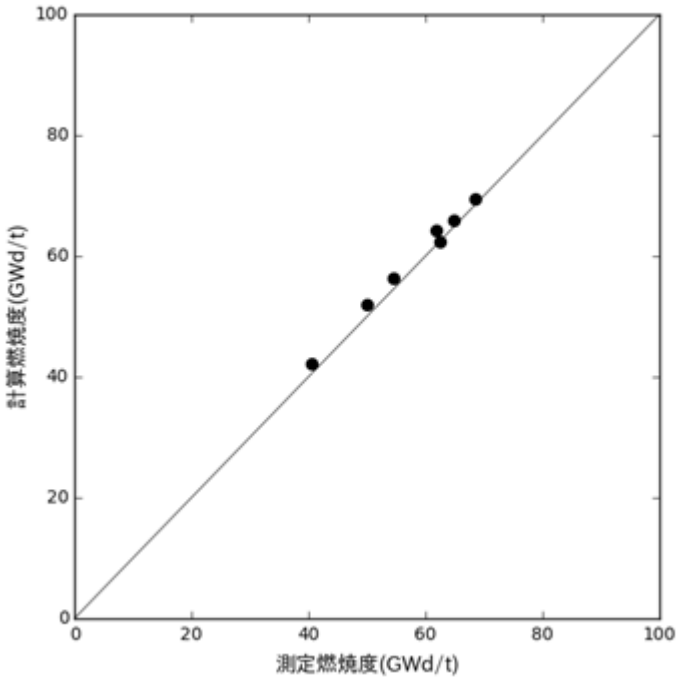


図 4.3-37　ペレット計算燃焼度と測定燃焼度の比較（９×９燃料）

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。許認可解析への適用性は，設計時に想定する設計裕度を M&S 標準における要求すべき予測性能として定義したうえで，LANCR/AETNA コードに対する妥当性確認の結果得られた不確かさが，上記の要求すべき予測性能を達成していることで判断する。

5.1　設計裕度に基づく要求すべき予測性能の指定

注目すべき応答変量及び要求すべき予測性能の指定において考慮すべき項目は，安全解析で重要な裕度設定と関連するもの（反応度係数の保守因子，制御棒落下解析での保守因子），許認可静特性解析において重要で明示的な裕度設定を行っているもの（SLMCPR，SLC）の計４項目がある。このため，反応度係数の保守因子，制御棒落下解析での保守因子，SLMCPR 及び SLC について予測性能を指定し，許認可静特性解析への適用性を判断する。これらについて，指定した注目すべき応答変量と要求すべき予測性能を表 5.1-1 に示す。なお，要求すべき予測性能を，注目すべき応答変量の積算に対し指定するが，この際には LANCR/AETNA に由来しない不確かさ（炉心一点近似モデル由来の不確かさ，空間縮約由来の不確かさ，取替炉心段階に生じる不確かさ，参照コードの不確かさ）も考慮している。

以下にそれぞれの設定裕度項目ごとに詳細を述べる。これらの要求すべき予測性能の指定において考慮される不確かさは，炉心設計における設計裕度として適切に考慮されている。

(1)反応度係数の保守因子

安全解析においては使用する減速材ボイド係数に対して 25%の設計裕度を設定している。これを反応度係数に関する要求すべき予測性能とする。上記の裕度設定は複数の炉心パラメータの不確かさの積算により設定しており，これらの炉心パラメータを注目すべき応答変量とする。

プラント過渡解析においては，一点近似動特性解析コードを使用してプラント全体の過渡応答解析を行う。その解析条件については，代表炉心と取替炉心の詳細設計段階において想定される炉心状態との違いによる入力パラメータの変動を考慮する解析条件を設定することとしており，反応度係数についても取替炉心の詳細設計段階での変動（不確かさ）を考慮した条件設定を行っている。この取替炉心の詳細設計段階での不確かさと計算コードの不確かさを合わせた反応度係数の保守因子は，プラント過渡解析時に原子炉設置変更許可申請書添付書類八の反応度係数に乗じて用いられる。

(2)制御棒価値の保守因子

制御棒落下解析においては，落下する制御棒周辺の局所的な燃料配置が事象

の挙動に影響するため，具体的な炉心設計を対象とする一方，落下制御棒価値の解析条件については0.3％Δkの設計裕度を設定して解析を行っている。これを要求すべき予測性能とする。上記の裕度設定においては複数の炉心パラメータの不確かさを積算しており，これらを注目すべき応答変量として指定する。

落下制御棒価値の裕度設定時には，代表炉心と詳細設計において想定される炉心状態の違い(不確かさ)や計算コードの不確かさを考慮した条件設定を行っている。

(3)SLMCPR

SLMCPR は，限界出力データのばらつき，プラント計装系や炉心監視用解析等の炉心状態を監視するパラメータの精度を考慮して，炉心内の99.9%以上の燃料棒が沸騰遷移を起こさないようなMCPR の値としている。SLMCPR 評価では，統計解析（モンテカルロ法）を用いており，炉心状態を監視するパラメータの不確かさはこの入力となる。統計解析で考慮するパラメータの不確かさを表5.1-2に示す。このパラメータの中で核計算に関係するものは,TIP の読み(ノード出力)とR 因子であり,R 因子の不確かさは,局所出力の不確かさに対して，保守的な感度として1/2 を乗じた値として設定している。上記のノード出力及び局所出力を注目すべき応答変量として指定し，考慮する不確かさ（ノード出力5.2%，局所出力3%）を要求すべき予測性能として指定する。

なお，SLMCPR は，現実的な設計炉心と比較し，CPR が小さい燃料集合体が多く集まる保守的な炉心で確認することで取替炉心の詳細設計の不確かさも考慮されている。

(4)SLC

SLC 未臨界性評価は，包絡評価ではなく個々の詳細設計段階の炉心について評価を行う。そのため設計裕度の設定では，詳細設計段階において想定される炉心の不確かさを考慮する必要はなく，参照コードを含む計算コードの不確かさとしてほう素価値及び冷温臨界固有値について考慮し，それらを積算することでSLC 作動時の炉停止余裕に対して1.5％Δkの設計裕度を設定している。上記で考慮したほう素価値及び冷温臨界固有値を注目すべき応答変量として指定し，SLC 作動時の炉停止余裕に対して1.5％Δkを要求すべき予測性能として指定する。

なお，原子炉設置変更許可申請書の添付書類八において解析例として示している平衡炉心について，その成立性を考慮すると３項目（MLHGR，MCPR，炉停止余裕）が挙げられる。MLHGR及びMCPRについてはノード出力及び局所出力が関係するが，これらは前述の通りSLMCPR の観点で確認することになるため，MLHGR 及びMCPR それぞれに要求すべき予測性能を個別に指定する必要はない。また，停止余裕につい

ては，原子炉設置変更許可申請書で設定している裕度に対して，表 4.3-12 に示すとおり LANCR/AETNA の冷温時実効増倍率の不確かさが小さく，LANCR/AETNA の許認可解析への適用性判断への影響は少ないことから，個別に要求すべき予測性能を指定する必要はない。

表 5.1-1　設計裕度から設定した要求すべき予測性能

項目	不確かさの考慮方法	設計裕度で考慮する不確かさと要求すべき予測性能			備考
		注目すべき応答変量 *1	LANCR/AETNA 以外の考慮する不確かさ	左記積算に対する要求すべき予測性能	
反応度係数の保守因子	不確かさ成分の積算値	減速材ボイド係数(L)， βeff(L)，ノード出力(A)， ノード燃焼度(A)	・炉心一点近似モデル由来の不確かさ ・取替炉心段階に生じる不確かさ	25 %	許認可解析における包括解析で考慮
制御棒価値の保守因子	不確かさ成分の積算値	ドップラ係数(L)， βeff(L)，制御棒価値(A)	・空間縮約由来の不確かさ ・取替炉心段階に生じる不確かさ	0.3 %Δk	許認可解析における包括解析で考慮
SLMCPR *2	統計解析 (各不確かさ成分を独立に扱う)	ノード出力(A)	—	5.2 %	許認可解析における包括解析で考慮
		局所出力(A)	—	3.0 %	許認可解析における包括解析で考慮
SLC	不確かさ成分の積算値	ほう素価値(L)， 冷温臨界固有値(A)	参照コードの不確かさ	1.5 %Δk	取替炉心段階で個別炉心に対して考慮

*1 (L)は LANCR，(A)は AETNA を表す。

*2 統計解析時の炉心・制御棒パターンを SLMCPR が厳しくなる状態とすることで取替炉心段階に生じる不確かさを考慮

表 5.1-2　SLMCPR 評価における統計解析で考慮する不確かさ

項目	標準偏差(%)	備考
給水流量	1.76	原子炉出力の不確かさに関係する
給水温度	0.76	原子炉出力の不確かさに関係する
原子炉圧力	0.5	クオリティと沸騰長さに影響する
冷却材炉心入口温度	0.2	クオリティと沸騰長さに影響する
全炉心流量	6.0	クオリティと沸騰長さに影響する
チャンネル流路面積	3.0	チャンネル内の流路面積の製造時や運転時に起こる変動による不確かさを表す
摩擦抵抗倍率	10.0	燃料タイプごとの圧力損失特性の不確かさを表す
チャンネル 摩擦抵抗倍率	5.0	チャンネル個々の圧力損失特性の違いを表す
TIP の読み	5.2	チャンネル及び軸方向出力分布を決定する時の不確かさを表す
R 因子	1.5	局所出力分布の不確かさに起因する
限界出力	3.6	沸騰遷移相関式の不確かさを表す

5.2　島根３号炉許認可解析への適用性判断

前節で示した設計時の裕度設定項目ごとに，表 4.2-2 及び表 4.3-12 に示す注目すべき応答変量の不確かさと，LANCR/AETNA 以外で考慮すべき不確かさを積算した結果（詳細は添付資料４～６に示す。）について，要求すべき予測性能と比較した結果を表 5.2-1 に示す。

表に示すとおり，すべての要求すべき予測性能を達成しており，LANCR/AETNA を島根３号炉許認可静特性解析に適用することは妥当である。

表 5.2-1　要求すべき予測性能と達成した不確かさの関係

項目	LANCR/AETNA 使用時の不確かさ			要求すべき予測性能	不確かさ積算の詳細
	注目すべき応答変量 *1（表 4.2-2，表 4.3-12）	LANCR/AETNA 以外	左記の合計値		
反応度係数の保守因子	減速材ボイド係数(L)，βeff(L)，ノード出力(A)，ノード燃焼度(A)	・炉心一点近似モデル由来の不確かさ ・取替炉心段階に生じる不確かさ	□%	25 %	添付資料４
制御棒価値の保守因子	ドップラ係数(L)，βeff(L)，制御棒価値(A)	・空間縮約由来の不確かさ ・取替炉心段階に生じる不確かさ	□%Δk	0.3 %Δk	添付資料５
SLMCPR	ノード出力(A)	—	□%	5.2 %	—
	局所出力(A)	—	□%	3.0 %	—
SLC	ほう素価値(L)，冷温臨界固有値(A)	参照コードの不確かさ	□%Δk	1.5 %Δk	添付資料６

*1 (L)は LANCR，(A)は AETNA を表す。

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「沸騰水型形原子力発電所　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「沸騰水形原子力発電所　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] 日本原子力学会，「統計的安全評価の実施基準：2021」，AESJ-SC-S001：2021（2022 年 3 月）

[17] 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)

[18] 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)

[19] S. Choi et al.，“Resonance self-shielding method using resonance interference factor library for practical lattice physics computations of LWRs”，J. Nucl. Sci. Technol.，53，p1142-1154（2016)

[20] 東條　他，「BWR 全炉心非均質核熱結合計算システム(3)チャンネル内ボイド率分布効果の評価」，日本原子力学会 2012 年春の年会，E27（2012)

[21] 東北電力株式会社　他，「重大事故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について（第６部　APEX）」

[22] 日本電気協会　原子力企画委員会，「取替炉心の安全性の確認に用いる解析コードの適格性評価規程」，JEAC 4215-2022

[23] M. L. Williams，“Correction of Multigroup Cross Sections for Resolved Resonance lnterference in Mixed Absorbers”，Nucl. Sci. Eng. 83，37（1983)

[24] L. W. Nordheim，“The Theory of Resonance Absorption,” Proc. of the Symposia in Applied Mathematics，Vol. XI，P.58（1961)

[25] T. TAKEDA，K. AZEKURA and T. Ohnishi，“An Improved Response Matrix Method for Calculating Neutron Flux Distributions,” Nucl. Sci. Eng.，62，709（1977)

[26] C. M. Kang et al.，“A Monte Carlo Photon/Electron/Positron Transport Program”，NEDE-23695，GE（1977)

[27] M. Pusa，“Perturbation-Theory-Based Sensitivity and Uncertainty Analysis with CASMO-4”，Science and Technology of Nuclear Installations，2012，p11（2012)

[28] NUCLEAR PHYSICS AND REACTOR THEORY，DOE-HDBK-1019/1-93，NP-04，P14

[29] N. Ito, T. Takeda, “Three-Dimensional Multigroup Diffusion Code ANDEX Based on Nodal Method for Cartesian Geometry”, J. Nucl. Sci. Technol., 27, p350 (1990)

[30] R. D. Lawrence, “Progress in Nodal Methods for the Solution of the Neutron Diffusion and Transport Equations,” Prog. Nucl. Energy, 17, p271 (1986)

[31] T. Iwamoto, M. Yamamoto, “Advanced Nodal Methods of the Few-Group BWR Core Simulator NEREUS”, J. Nucl. Sci. Technol., 36, p996 (1999)

[32] K. Smith, “Assembly Homogenization Techniques for Light Water Reactor Analysis”, Prog. Nucl. Energy, 17, p303 (1986)

[33] T. M. Sutton, B. N. Aviles, “Diffusion Theory Methods for Spatial Kinetics Calculations”, Progress in Nucl. Energy, 30, p119 (1996)

[34] 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)

[35] 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)

[36] A. F. Henry, “Nuclear-Reactor Analysis”, MIT Press (1980)

[37] T. Iwamoto, M. Yamamoto, “Pin Power Reconstruction Methods of the Few-Group BWR Core Simulator NEREUS”, J. Nucl. Sci. Technol., 36, p1141 (1999)

[38] 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）

[39] 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)

[40] 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)

[41] C. A. Meyer et. al., “ASME Steam Tables: Thermodynamic and Transport Properties of Steam”, The American Society of Mechanical Engineers (1967)

[42] R. Lahey, F. Moody, “The Thermal-Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor”, Second Edition, American Nuclear Society (1993)

[43] J. Waggener, ″Friction Factors for Pressure Drop Calculation″, Nucleonics, 19 (1961)

[44] A. B. Burgess, “ISCOR07 TECHNICAL DESCRIPTION AND USER’S MANUAL”, Licensing Topical Report, NEDE- 24762, General Electric Proprietary Information (1979)

[45] J. A. Findlay and G. E. Dix, “BWR Void Fraction Correlation and Data”, NEDE-21565, General Electric Proprietary Information (1977)

[46] General Electric Company, “General Electric BWR Thermal Analysis Basis (GETAB): Data, Correlation and Design Application”, Licensing Topical Report, NEDO- 10958-A (1977)

[47] 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）

[48] 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）

[49] 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)

[50] 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)

[51] M. Tamitani, T. Iwamoto, and B. R. Moore, “Development of Kinetics Model for BWR Core Simulator AETNA,” J. Nucl. Sci. Technol., 40, p201 (2003)

[52] GEH Licensing Topical Report, “TRACG Model Description”, NEDO-32176, Revision 4 (2008).

[53] 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)

[54] M.Watanabe, ″Measuring the Photoneutrons Originating from D(γ, n)H Reaction after the Shutdown of an Operational BWR″, J. Nucl. Sci. Tech. 46, No.12, p1099 (2009)

[55] 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)

[56] 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)

[57] M. N. Baldwin et al., “Physics Verification Program, Part III”, Final Report, BAW-3647-13, Babcock and Wilcox, July 1969

[58] W. G. Pettus et al., “Physics Verification Program, Part III”, Quarterly Technical Report, BAW-3647-15, Babcock and Wilcox, December 1969

[59] 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

[60] Global Nuclear Fuel-Americas, LLC, “LANCR02 LATTICE PHYSICS MODELQUALIFICATION REPORT”, Licensing Topical Report, NEDO-33377 Revision 2 (2015)

[61] 「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)

[62] 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)

[63] E. Hellstrand, “Measurement of Resonance Integral: Reactor Physics in the Resonance and Thermal Regions, Vol.II”, MIT Press, Cambridge, p.151 (1966)

[64] 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)

[65] 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)

[66] 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

[67] 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

[68] “ARIANE International Programme Final Report”, ORNL/SUB/97-XSV750-1, May 2003

[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] 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

[79] D. I. Poston et al., “User’s Manual, Version 2.0 for Monteburns, Version 1.0”, LA-UR-99-4999, September 1, 1999

[80] 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)

[81] GE-Hitachi Nuclear Energy, “ABWR Plant General Description”, Chapter 6 (2007)

[82] GE-Hitachi Nuclear Energy, “Applicability of GE Methods to Expanded Operating Domains”, NEDO-33173 Supplement 2 Part 2-A (2009)

[83] 「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）

[84] 「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）

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 LANCR 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 LANCR 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
4.1 安全解析コードで使用される LANCR/AETNA の出力データ
4.2 LANCR/AETNA から安全解析コードへのデータの処理プロセス
5. 参考文献

1. はじめに

本添付資料では，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.7[1]（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.9[2]（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

LANCR は予測性能の向上を図るため，開発時点における最新ライブラリの採用や集合体体系中性子束計算の輸送，その他各種モデルの詳細化により離散化誤差の低減を図っている。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，エネルギ群は熱群 30 群，中速群・高速群 68 群で，ミクロ断面積や共鳴断面積巾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， NJOY 等の評価済み核データ処理コードで取り扱うことができること，開発時点における最新の知見を反映することを目的に ENDF/B-VII.0 を使用しており，エネルギ群は 190 群で，ミクロ断面積や 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　　LANCR 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】	【全エネルギ範囲】
	エネルギ	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	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

AETNA は予測性能の向上を目的に中性子エネルギの３群化やノード法の採用など主に核計算に関わるモデルの改良を行っている。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（エネルギ群）

エネルギ群構造は 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ッ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 はミ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ップラ効果は 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２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，熱水力特性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考慮
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	特性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	沸騰遷移相関式で限界出力評価	

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（Δk/k/Δ%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(%)

$$C_{Doppler} = \frac{k_{HT}^{\infty} - k_{LT}^{\infty}}{k_{LT}^{\infty} \times \left(\sqrt{T_{HT}} - \sqrt{T_{LT}}\right)}$$

ここで，$C_{Doppler}$：ドップラ係数（Δk/k/Δ√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）

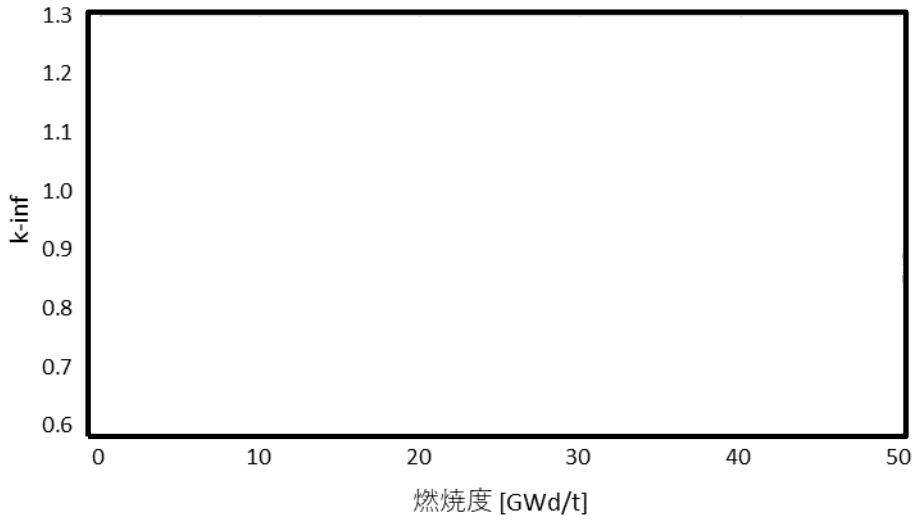


図 3.1-1　　無限増倍率（制御棒引抜）の比較
（CB 厚変更前９×９燃料（A 型）取替燃料）

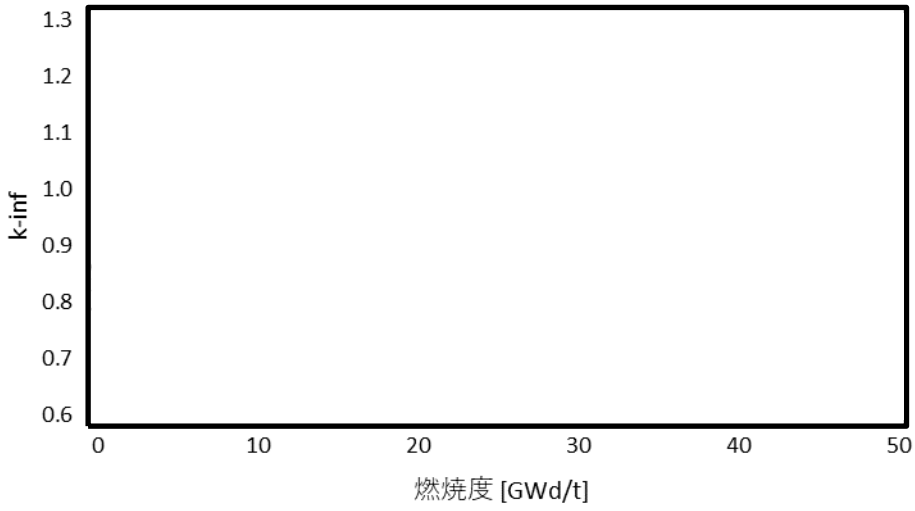


図 3.1-2　　無限増倍率（制御棒挿入）の比較
（CB 厚変更前９×９燃料（A 型）取替燃料）

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。

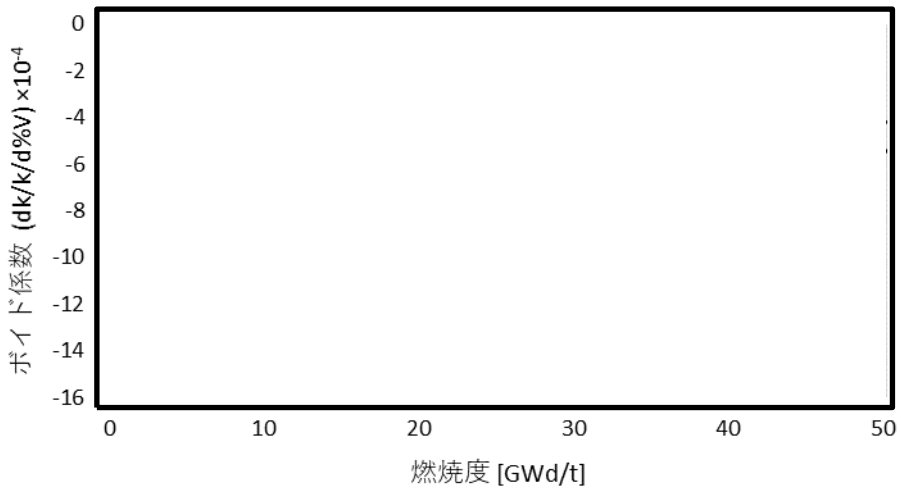


図 3.1-3　　減速材ボイド係数（０%→40%）の比較
（CB 厚変更前９×９燃料（A 型）取替燃料）

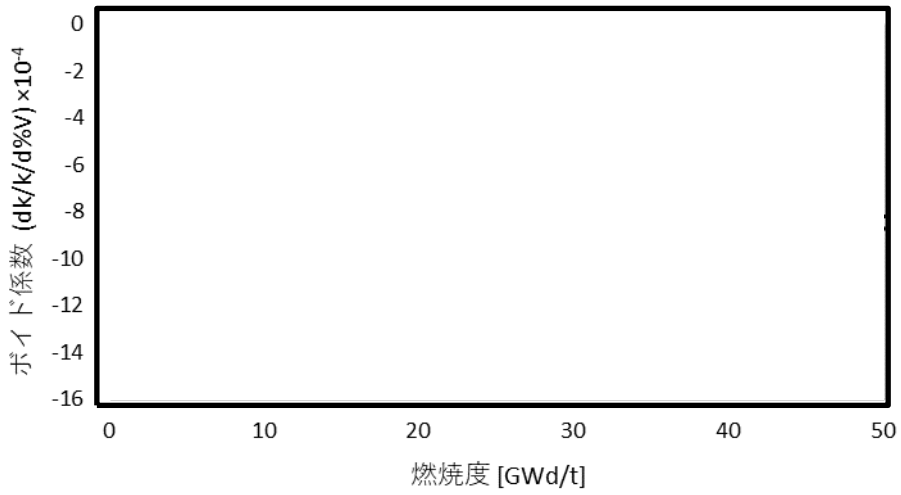


図 3.1-4　　減速材ボイド係数（40%→70%）の比較
（CB 厚変更前９×９燃料（A 型）取替燃料）

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。

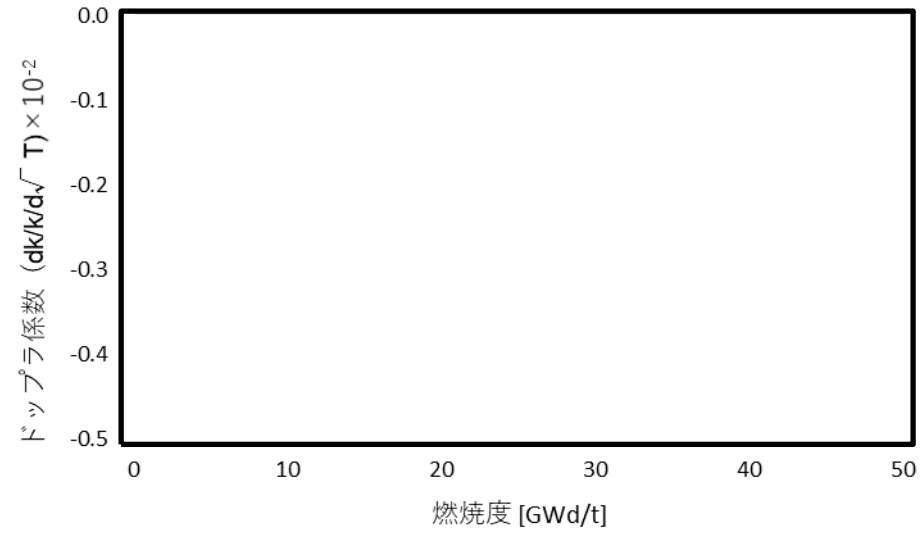


図 3.1-5　　ドップラ係数（出力運転時→1500℃）の比較
（CB 厚変更前９×９燃料（A 型）取替燃料）

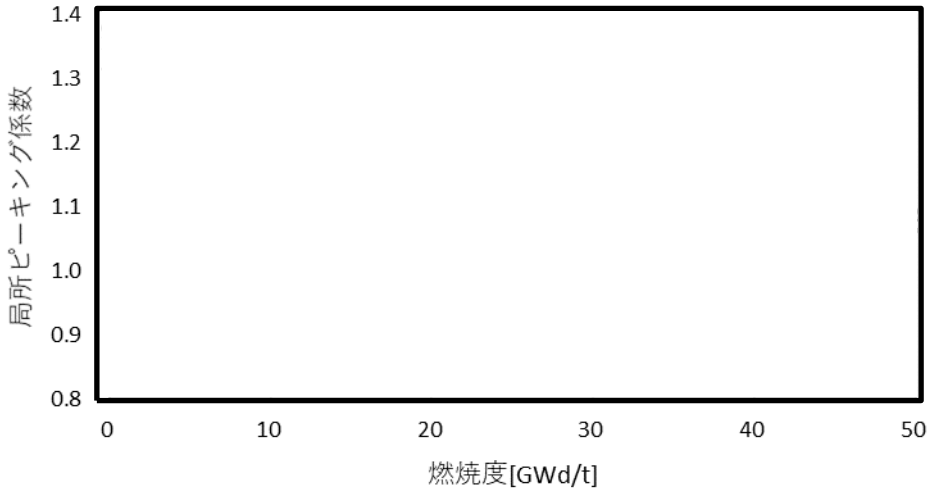


図 3.1-6　　局所ピーキング係数の比較
（CB 厚変更前９×９燃料（A 型）取替燃料）

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。

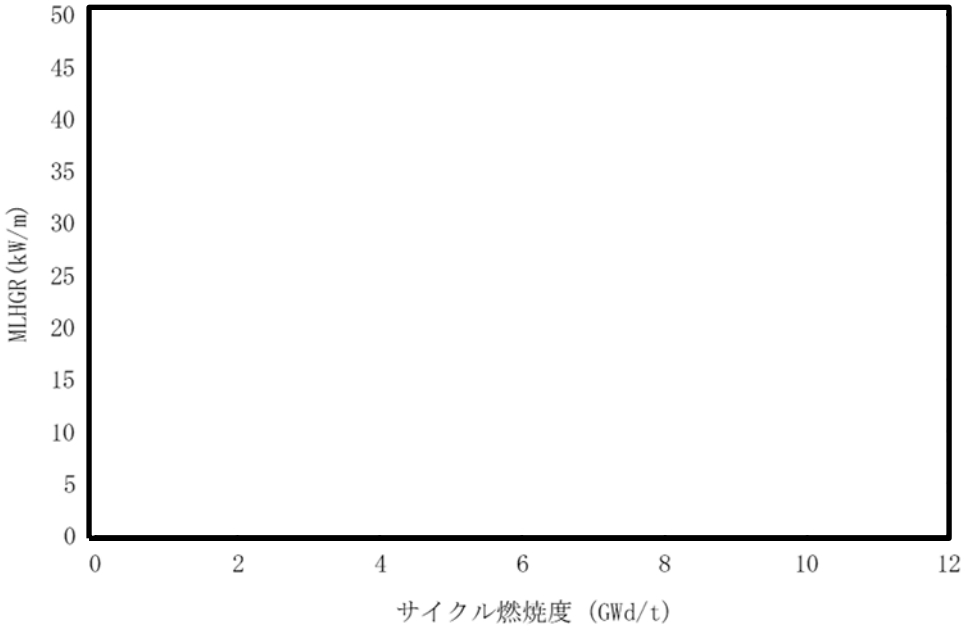


図 3.2-1　　最大線出力密度の比較
（CB 厚変更前９×９燃料（A 型）平衡炉心）

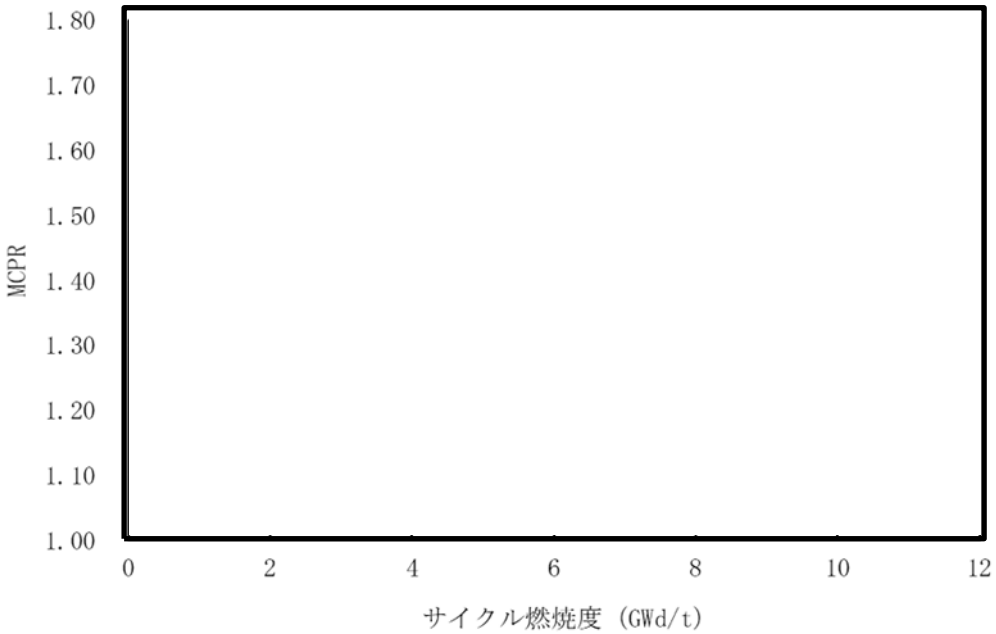


図 3.2-2　　最小限界出力比の比較
（CB 厚変更前９×９燃料（A 型）平衡炉心）

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。

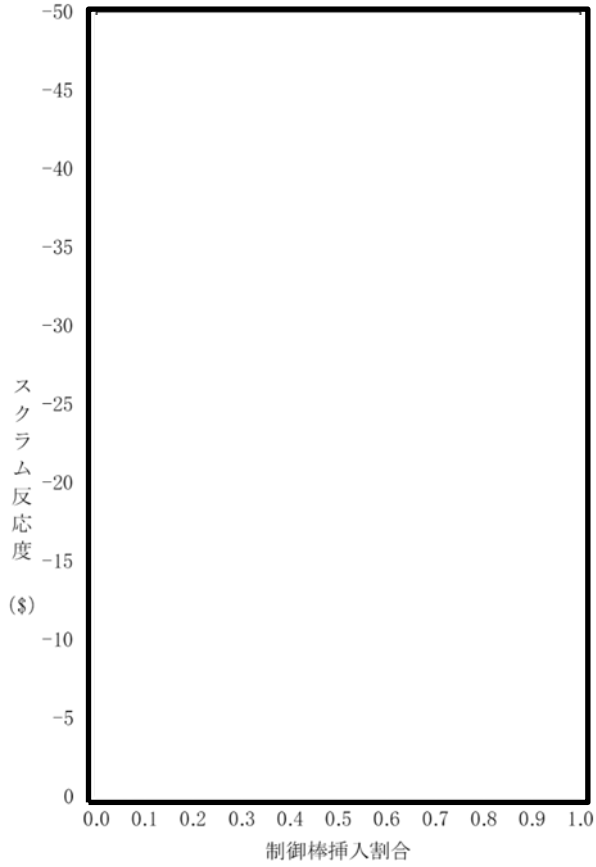


図 3.2-3　　スクラム反応度の比較
(CB 厚変更前９×９燃料（A 型）平衡炉心)

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。

サイクル初期　　サイクル中期　　サイクル末期

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

4.1 安全解析コードで使用される LANCR/AETNA の出力データ

原子炉設置変更許可申請書の添付書類十の運転時の異常な過渡変化の解析と設計基準事故解析で使用される安全解析コードとこれらのコードで使用される LANCR/AETNA の出力データを表 4.1-1 に示す。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，三次元沸騰水型原子炉模擬計算コードを使用する出力運転中の制御棒の異常な引き抜きを除いて，これまでの許認可解析で使用されたものと同じである。

表 4.1-1　　安全解析コードで使用される LANCR/AETNA の出力データ

解析		安全解析コード	安全解析コードで使用されるLANCR/AETNAの出力データ	
			LANCR	AETNA
運転時の異常な過渡変化の解析	原子炉起動時における制御棒の異常な引き抜き	APEX/SCAT	核定数（拡散定数，核分裂断面積，生成断面積，吸収断面積，減速断面積，中性子速度），ドップラ係数，局所出力ピーキング係数，R因子，動特性パラメータ（遅発中性子割合，遅発中性子先行核崩壊定数）	引抜制御棒反応度，スクラム反応度 （入力作成過程で使用されるデータ） 実効増倍率，３次元ノード中性子束分布，３次元ノード燃焼度，３次元ノード履歴相対水密度
	出力運転中の制御棒の異常な引き抜き	AETNA		
	給水加熱喪失	REDY/ISCOR	ボイド反応度，ドップラ反応度，R因子，動特性パラメータ（遅発中性子割合，中性子平均寿命，遅発中性子先行核崩壊定数）	（入力作成過程で使用されるデータ） ３次元出力分布，３次元ノード燃焼度
	上記以外の運転時の異常な過渡変化の解析	REDY/SCAT	ボイド反応度，ドップラ反応度，R因子，動特性パラメータ（遅発中性子割合，中性子平均寿命，遅発中性子先行核崩壊定数）	（入力作成過程で使用されるデータ） ３次元出力分布，３次元ノード燃焼度
設計基準事故解析	原子炉冷却材喪失	LAMB/SCAT/SAFER		
	原子炉冷却材流量の喪失	REDY/SCAT/SAFER	ボイド反応度，ドップラ反応度，動特性パラメータ（遅発中性子割合，中性子平均寿命，遅発中性子先行核崩壊定数）	（入力作成過程で使用されるデータ） ３次元出力分布，３次元ノード燃焼度
	制御棒落下	APEX/SCAT	使用するデータの項目は“原子炉起動時における制御棒の異常な引き抜き”と同じ	
	主蒸気管破断	LAMB/SCAT/SAFER		

4.2　LANCR/AETNA から安全解析コードへのデータの処理プロセス

LANCR/AETNA の出力データを使用する安全解析は，主に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。）を使用する解析であることから，ここでは LANCR/AETNA から APEX と REDY へのデータ処理のプロセスについて説明する。

LANCR/AETNA から APEX と REDY への主なデータの流れを図 4.2-1 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，２次元 RZ 体系縮約において３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３群の AETNA の評価結果に含まれており，エネルギ３群の中性子束から高速中性子束を選んで２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又は落下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２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。

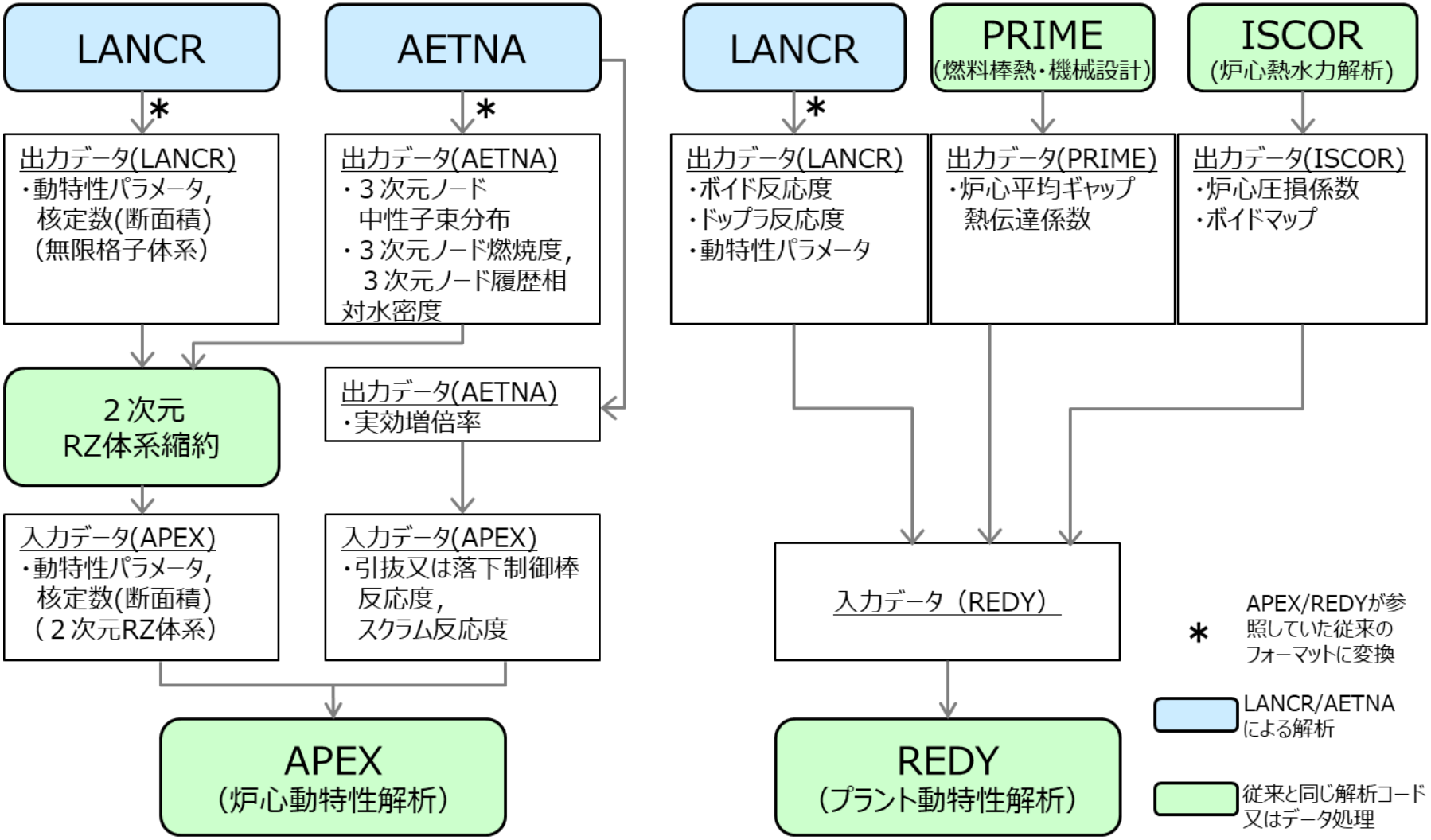


図 4.2-1　　解析コード間での主なデータの処理プロセス

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　LANCR/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
1.1 物理現象の抽出
1.2 評価指標の設定
1.3 物理現象のランキング
1.4 PIRT 作成プロセスの CSAU 標準との対応
2. 物理現象のランク付け
2.1 NJOY における重要現象の抽出とランク付け
2.2 F-table における重要現象の抽出とランク付け
2.3 LANCR における重要現象の抽出とランク付け
2.4 核定数における重要現象の抽出とランク付け
2.5 AETNA における重要現象の抽出とランク付け
2.5.1 定常炉心解析における核的な重要現象の抽出とランク付け
2.5.2 定常炉心解析における熱的・水力的な重要現象の抽出とランク付け
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抽出とランク付け
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

1.1　物理現象の抽出

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，各段階に関係す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）で実施された。体制は，作成チームと専門家レビューチームからなる。作成チームは，燃料集合体核特性計算コードの開発経験を有する LANCR 担当者と三次元沸騰水型原子炉模擬コードの開発経験を有する AETNA 担当者を含む４名で構成される。専門家レビューチームは，シミュレータ，炉心管理，炉心設計，動特性解析コードに対する専門知識を有する５名のメンバーからなる。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した。これらの議論には，作成チームによる PIRT 作成にかかる会議に加え，専門家レビューチームも加えたレビュー会議も併せて合計８回を費やしている。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留意した。本書では本文表 2.1-3 に示す(a)NJOY，(b)F-table，(c)LANCR，(d)核定数，(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。

また，抽出した物理現象について漏れがないことを確認するため，上記の方法とは別の手法（CSAU 標準で用いられる EMDAP（Evaluation Model Development and Assessment Process）に示される階層構造分析）を用いて対象を整理した。これらと PIRT に抽出した物理現象の対応を確認することで，PIRT に抽出した物理現象に漏れがないと判断した。階層構造分析の考え方を表 1-1 に，階層構造分析を用いて整理した物理現象を図 1-1 に，これらと PIRT で示した物理現象との対応を確認した結果を図 1-2 に示す。許認可静特性解析では，炉心熱出力，炉心流量，原子炉圧力，炉心入口サブクールといった境界条件がすべて入力として与えられるため，これらに対する解析は必要がない。このため，図 1-1 における“システム”は炉心から開始している。

階層構造分析で整理された物理現象の全要素が PIRT に抽出した物理現象に含まれており，PIRT に抽出した物理現象は，LANCR/AETNA が対象とする範囲において漏れなく現象を抽出できていることを確認した。なお，PIRT に抽出した物理現象

のうち，“形状変化（外力・公差）”は炉心装荷前のプロセスによる燃料の形状変化を考慮しており，これは階層構造分析では整理されない。

1.2　評価指標の設定

PIRT の作成における LANCR/AETNA の重要度ランキングの評価指標は，原子炉設置変更許可申請書に記載している核的制限値，熱的制限値，核熱水力安定性を考慮して選択しており，他にも運転時の異常な過渡変化，設計基準事故時の観点で重要な項目も考慮して選択している。ただし，原子炉設置変更許可申請書記載項目は数が多く，それらすべてを評価指標にするには困難が伴うため，抽出済みの評価指標と同じ現象から同様の影響を受け，異なる物理現象からの影響や新たな観点での指標とはならない評価指標については省略できるとして評価指標の数が過度に多くならないように留意している。LANCR/AETNA の評価指標と原子炉設置変更許可申請書の関係を表　1-2 に示す。詳細は 2.5 で述べる。AETNA の上流に位置づけられる(a)～(d)の評価指標は基本的に後段で使用される各段階の処理の出力が評価指標となるが，LANCR の評価指標に関し，AETNA で使用する断面積は直接的に妥当性確認できないため，LANCR の核的特性を評価指標とした。個別の評価指標の詳細は，2 章以降のランク付けの各節で個別に説明している。

1.3　物理現象のランキング

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は原則として M としたが，引用可能な文献や感度に関する評価結果など明らかな根拠のもとで影響が小さいと判断できるものについて L としている。

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。

1.4　PIRT 作成プロセスの CSAU 標準との対応

以上で説明した PIRT 作成プロセスを CSAU 標準の附属書 F（以下，「附属書 F」という。）に示される PIRT 作成にかかる a)～g)の実施ステップとの対応で整理した結果を表 1-3 に示す。

附属書 F では PIRT 作成手順としてステップ a)から g)の７つの実施ステップが示されている。以下に各ステップと本書記載の対応状況を示す。

ステップ a)「目的及び対象とする原子炉施設の確認」としては，本文 1.6 章に示す LANCR 及び AETNA の適用範囲と運転条件が該当し，LANCR/AETNA 全体としては「（静定時の）運転状態及び冷温時の BWR/ABWR」が PIRT 作成の目的及び対象となる原子炉施設に該当する。

ステップ b)「注目パラメータの設定」としては，上流段階の PIRT 作成においては個々の処理において重要な項目もしくは下流に引き渡す情報に注目した。最終段階の AETNA では原子炉設置変更許可申請書記載項目が網羅されることを考慮して評価指標を選定した。原子炉設置変更許可申請書記載項目と AETNA PIRT における評価指標との対応関係を図 1-1 に示す。

ステップ c)「時間領域の分割」及び d)「物理領域の設定」は，本文図 2.1-1 に示すような各実施段階において対象とする時間スケールや空間スケールに注目することに対応する。

ステップ e)「現象の同定」は，前述のように専門家による検討によって物理現象を抽出するとともに，それらの確認として特に重要な LANCR 及び AETNA の抽出現象について CSAU 標準で用いられる EMDAP (Evaluation Model Development and Assessment Process) に示されるプラントシステムの階層構造分析結果との比較を行うことに対応する。

ステップ f)「重要度のランク付け」は本文表 2.1-2 に示すランキングの考え方に従い専門家による検討で実施した。この時，専門家間でランク M と L で判断が分かれた現象については原則的には M に分類することとし，引用可能な論文や評価などに基づいて L 以下への分類について判断することとした。

ステップ g)「文書化」への対応として社内技術文書として発行しており，それらをもとに本書は作成している。

表 1-1　階層構造分析の考え方

構成要素	内容
システム	解析すべき全体
サブシステム	解析に考慮しなければならない主要な構成要素（核，燃料，熱流動）
モジュール	サブシステム中の機器
相	固体，液体あるいは蒸気
幾何学的形態	移動時の幾何学的な形態（プール，液滴，気泡，液膜等）
場	輸送される物理量が幾何学形態ごとに形成する場（質量，運動量，エネルギ，圧力等）
輸送プロセス	システム各部における構成相間の移動と相互作用を決定するメカニズム

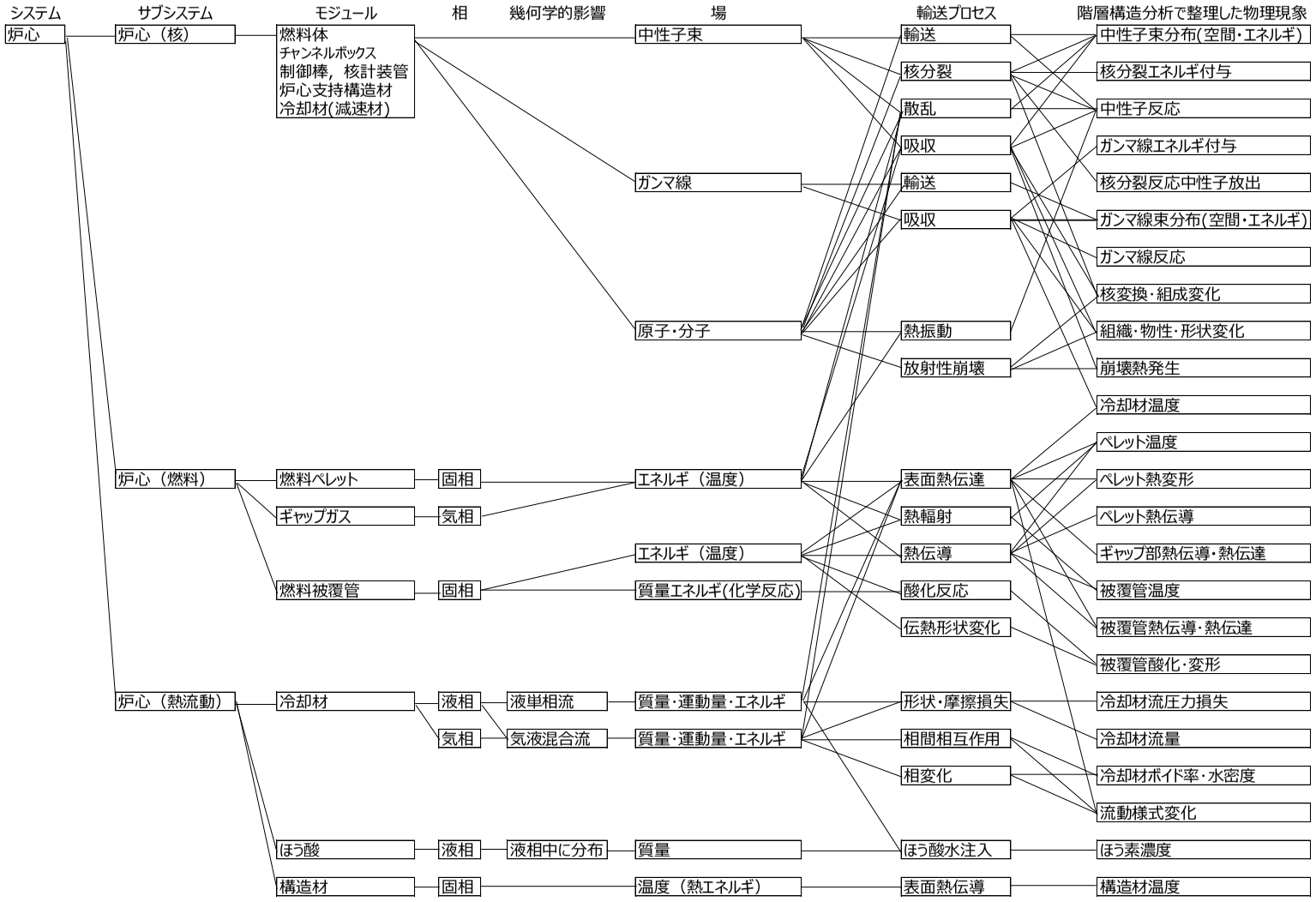


図 1-1　許認可静特性解析を対象とした階層構造分析で整理した物理現象

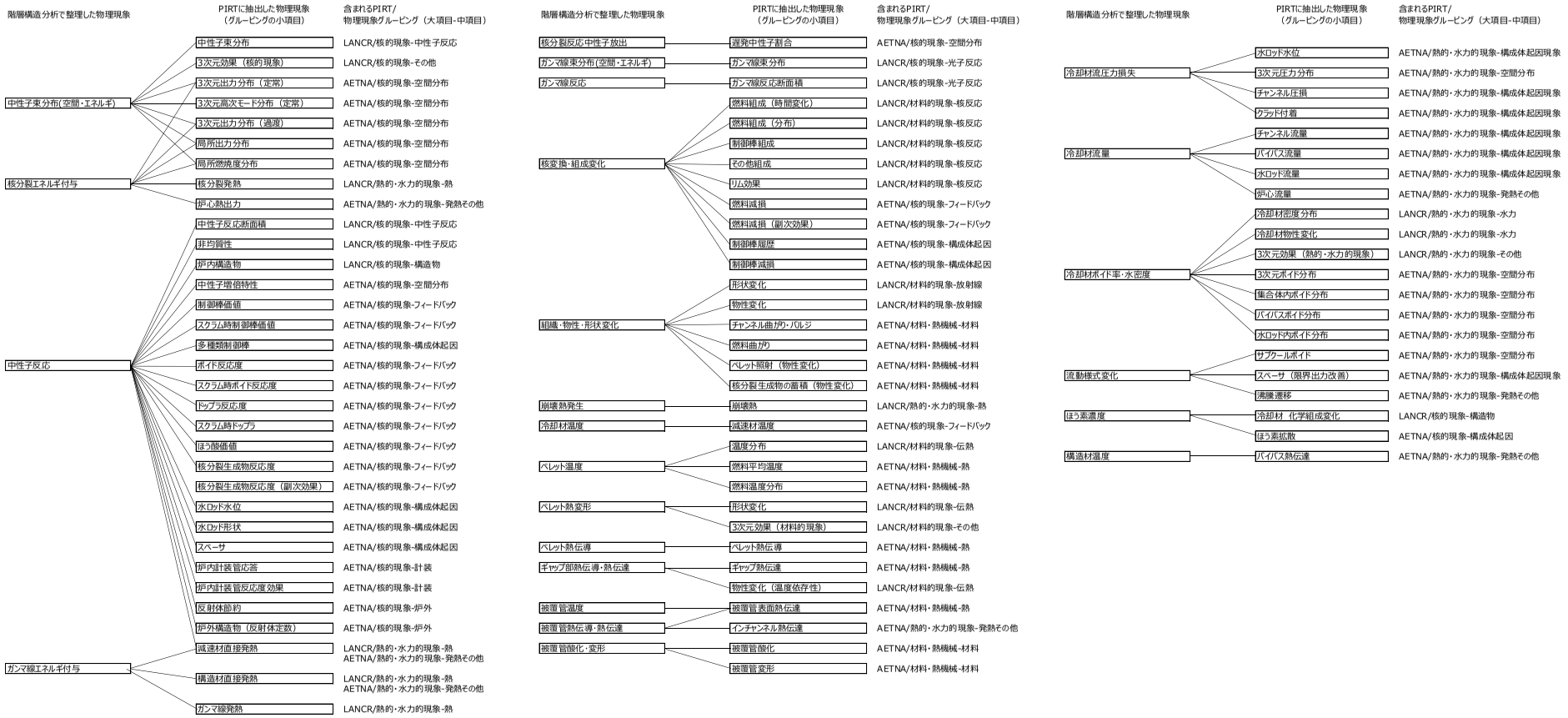


図 1-2　階層構造分析で整理した物理現象との対応

表 1-2　LANCR/AETNA の PIRT 評価指標と原子炉設置変更許可申請書記載項目の関係

記載箇所	解析	記載項目	まとめ	LANCR評価指標											AETNA評価指標												備考
															通常運転時										過渡時		
				無限増倍率	局所出力分布	ガドリニア価値	ボイド反応度	ドップラ反応度	ほう素価値	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	余剰反応度＊1	炉停止余裕	最大制御棒価値	反応度係数	スクラム反応度	ほう酸水注入系停止機能	熱機械（MLHGR）	設計出力履歴（燃焼度）	焼損（MCPR）	未臨界度＊2	表面熱流束	焼損（MCPR）	
添付書類八																											
3. 発電用原子炉及び炉心																											
3.3 核設計，熱水力設計及び動特性																											
3.3.1 核設計																											
核特性	初装荷炉心，平衡炉心の解析	過剰増倍率	○	○	○	○	－	－	－	－	○	－	○	－	○	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	
		全制御棒の反応度制御能力	○	○	－	○	－	－	－	○	○	－	○	－	○	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	
		炉停止余裕	○	○	－	○	－	－	－	○	○	－	○	－	○	○	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	
		制御棒価値	○	○	－	○	－	－	－	○	○	－	○	－	－	○	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	
		スクラム反応度	○	○	－	○	－	－	－	○	－	○	○	－	－	－	－	○	－	－	－	－	－	－	－	－	
		ドップラ係数	○	○	－	○	－	○	－	－	－	－	○	－	－	－	○	－	－	－	－	－	－	－	－	－	
		減速材ボイド係数	○	○	－	○	○	－	－	－	－	－	○	－	－	－	○	－	－	－	－	－	－	－	－	－	
		減速材温度係数	○	○	－	○	－	－	－	－	○	－	○	－	－	－	○	－	－	－	－	－	－	－	－	－	
		出力反応度係数	○	○	－	○	○	○	－	－	○	－	○	－	－	－	○	－	－	－	－	－	－	－	－	－	
		半径方向ピーキング係数	○	○	－	○	－	－	－	－	－	－	○	－	－	－	－	－	○	○	○	－	－	－	－	－	
		軸方向ピーキング係数	○	○	－	○	－	－	－	－	－	－	○	－	－	－	－	－	○	○	○	－	－	－	－	－	
		局所ピーキング係数	○	○	○	○	－	－	－	－	－	－	○	－	－	－	－	－	○	○	○	－	－	－	－	－	
		初装荷燃料集合体の取出平均燃焼度	○	○	－	○	－	－	－	－	－	－	○	－	－	－	－	－	－	○	－	－	－	－	－	－	
		減速材対燃料体積比	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	幾何形状で決定
		平均中性子束	○	○	－	○	－	－	－	－	－	－	○	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	
		中性子平均寿命	○	○	－	○	－	－	－	－	－	－	○	－	－	－	－	○	－	－	－	－	－	－	－	－	
		実効遅発中性子割合	○	○	－	○	－	－	－	－	－	○	○	－	－	－	－	○	－	－	－	－	－	－	－	－	
3.3.2 熱水力設計																											
熱水力設計上の燃料の許容設計限界	安全限界MCPR(SLMCPR)の解析	SLMCPR	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	別解析
通常運転時の熱的制限値	MCPR運転制限値の評価	MCPR運転制限値	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	別解析
熱水力特性	初装荷炉心，平衡炉心の解析	最大線出力密度	○	○	○	○	－	－	－	－	－	－	○	－	－	－	－	－	○	○	－	－	－	－	－	
		MCPR	○	○	○	○	－	－	－	－	－	－	○	－	－	－	－	－	－	－	○	－	－	－	－	
	熱水力特性の解析	炉心平均ボイド率	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	別解析
3.3.3 動特性																											
動特性	核熱水力安定性の解析	減幅比	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	別解析
	プラント安定性の解析	減幅比	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	別解析
	キセノン空間振動の安定性の解析	キセノンの空間振動の安定性	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	－	別解析
6. 計測制御系統施設																											
6.1 原子炉制御系																											
6.1.2 原子炉停止系																											
ほう酸水注入系	平衡炉心の解析	平衡炉心のボロン反応度添加速度	○	○	－	○	－	－	○	－	○	－	○	－	－	－	－	－	○	－	－	－	－	－	－	－	

*1　余剰反応度　　取替炉心設計では重要なパラメータであるため評価指標に加えている。

*2　未臨界度　　解析条件の担保として確認。

※　グレーハッチング個所は島根３号炉許認可解析非適用

表 1-3　「統計的安全評価の実施基準：2021」附属書 F の手順と PIRT 作成プロセスの対応

実施ステップ		本書での実施方針	各実施段階での詳細				
			(a)NJOY	(b)F-table	(c)LANCR	(d)核定数	(e)AETNA
a)	目的及び対象とする原子炉施設の確認	LANCR/AETNAの適用範囲と運転状態を対象とする。	運転状態および冷温時（静定時）のBWR/ABWR（UO_2/MOX燃料）				
b)	注目パラメータの設定	個々の処理において重要な項目もしくは下流段階に引き渡す情報に注目する。AETNAでは原子炉設置変更許可申請書記載項目との関連で評価指標を確認する。	核データ処理において考慮すべき事項に注目	LANCRが参照する上で重要な情報に注目	AETNAに引き渡す核定数として重要な情報に注目	LANCR解析結果を再現する上で，重要な依存性に注目	原子炉設置変更許可申請書記載項目を考慮し重要パラメータに注目
c)	時間領域の分割	各実施段階において対象とする時間スケールに注目	原子核と中性子の相互作用（時間の概念は考慮せず）		燃焼（日～年）		Xe過渡(時), 燃焼(日~年)
d)	物理領域の設定	各実施段階において対象とする空間スケールに注目	中性子~原子核		燃料棒～集合体		集合体～炉心
e)	現象の同定	専門家による検討と階層構造分析との比較	- 専門家の検討		- 専門家の検討 - 階層構造分析との比較	- 専門家の検討	- 専門家の検討 - 階層構造分析との比較
f)	重要度のランク付け	表2.1-2に示すランキングの考えに従う。ランクM/Lで判断が分かれたものをLとする場合は，引用可能な文献など客観的な根拠を元に判断する。					
g)	文書化	本添付資料					

2. 物理現象のランク付け

2.1 NJOY における重要現象の抽出とランク付け

ライブラリの処理では単一核種の定常・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。ライブラリ処理と F-table 化で共通する重要な現象の抽出においては，これらを以下の観点で整理して行う。

＜中性子反応＞　　中性子と物質の相互作用
＜光子反応＞　　光子と物質の相互作用
＜粒子反応＞　　中性子・光子以外の粒子と物質の相互作用
＜温度＞　　物質側温度に関連する現象群
＜組成＞　　燃料，制御棒等を構成する物質の量に関連する現象群

核データの処理において重要と考えられる現象は上記のいずれかに属すると考えられる。以下に詳細を述べる。

【中性子反応】

BWR の炉内における中性子と物質の相互作用としては，核分裂反応（核分裂断面積，核分裂発生中性子数，核分裂スペクトル），自発核分裂，捕獲反応，散乱反応（弾性散乱反応，非弾性散乱反応，(n,2n)反応）がある。核分裂で発生する中性子の一部は，遅発中性子と呼ばれ，一部の核分裂生成物のベータ崩壊により時間遅れで発生する。

【光子反応】

BWR の炉内では，核分裂反応もしくは捕獲反応時にエネルギスペクトル（ガンマ線スペクトル）を持つガンマ線が放出される。放出されたガンマ線は，燃料，減速材，構造物と相互作用を起こす。ガンマ線と物質の相互作用として，光電効果や電子対生成によるガンマ線吸収と，コンプトン散乱によるガンマ線散乱がある。

【粒子反応】

中性子・光子以外の粒子にアルファ線，ベータ線がある。

【温度】

原子炉内の物質と中性子の相互作用では，核種の熱振動が中性子の反応率に影響する（ドップラ効果）。重核種の場合は，核種の熱振動が数 eV から数百 eV のいわゆる共鳴群の上方散乱効果が中性子の共鳴吸収に影響する。

別の核種と分子結合をしている核種の場合(例:水分子における水素原子)，分子結合の影響で実効的な質量が変わることにより中性子との相互作用に影響を及ぼす。

【組成】

共鳴を持つ核種（共鳴核種）は，その共鳴のエネルギ近傍で中性子束にゆがみを生じさせる。共鳴核種以外の核種の組成（非共鳴核種）は中性子束のゆがみの程度に影響する。また，対象としている共鳴核種の共鳴と，それ以外の共鳴核種の共鳴が重なっている場合，中性子束のゆがみがより大きくなる影響を持つ（共鳴干渉効果）。

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スペクトル，光子エネルギスペクトルである。

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，捕獲反応，散乱反応

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（核分裂断面積，核分裂発生中性子数，核分裂スペクトル），捕獲反応，散乱反応（弾性散乱断面積，非弾性散乱断面積，(n,2n)断面積）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

原子核が中性子と衝突せず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。遅発中性子を放出する核種を先行核と呼ぶ。先行核は，崩壊定数の大きさでグループ化されており，ENDF/B-VII.0 では 6 群の遅発中性子発生数，崩壊定数が用意されている。LANCR では，遅発中性子発生数と全核分裂中性子数の比である遅発中性子割合を用いる。なお，LANCR では，核種毎の遅発中性子割合を平均化して実効遅発中性子割合を計算するため，遅発核分裂スペクトルは扱わない（本文 3.1.3.8 参照）。

(6) ガンマ線吸収，ガンマ線散乱，ガンマ線スペクトル

光子（ガンマ線）は原子炉内のエネルギ輸送に寄与し，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，ベータ線と，物質の相互作用は，BWR 炉内の中性子核特性に影響せず，また，ガンマ線と異なり，飛程が短くエネルギ輸送にも影響しないことから，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で効果をもたらし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) 共鳴干渉効果

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影響するためランクは M と判定した。

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	中性子エネルギスペクトル	光子反応微視的断面積	光子エネルギスペクトル	最高ランク	CB厚変更の影響
核的現象	中性子反応	1	核分裂反応	臨界性，核分裂発熱，核分裂スペクトル，発生中性子数						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，弾性散乱，非弾性散乱，(n,2n)						H	○
		5	遅発中性子	遅発中性子割合，遅発中性子崩壊定数						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	○
		9	共鳴群の上方散乱効果	ドップラ係数						M	○
		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	共鳴干渉効果	-						M	○

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 における重要現象の抽出とランク付け

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。従って抽出すべき物理現象も等しくなる。ただし，ただし，F-table では，LANCR から参照されるテーブル化において適切な依存性を考慮しているかを確認するため，ランキングを行う評価指標はライブラリの処理と異なる。

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，捕獲反応，散乱反応

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，捕獲反応，散乱反応は，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。LANCR では，全断面積，核分裂断面積，捕獲断面積，散乱断面積の自己遮蔽因子が 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）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) 共鳴干渉効果

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影響するためランクはM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。

表 2.2 F-table 化で考慮すべき物理現象

（物理現象）				（補足説明）	重要度ランキング（PIRT） 中性子反応 実効微視的断面積（因子）	重要度ランキング（PIRT） 最高ランク	CB厚変更の影響
核的現象	中性子反応	1	核分裂反応	臨界性，核分裂発熱，核分裂スペクトル，発生中性子数		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，弾性散乱，非弾性散乱，(n,2n)		H	○
		5	遅発中性子	遅発中性子割合，遅発中性子崩壊定数		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	共鳴群の上方散乱効果	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	共鳴干渉効果	-		M	○

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 LANCR における重要現象の抽出とランク付け

LANCR の燃料集合体燃焼核特性解析で重要な物理モデルを抽出する。抽出に当たり現象群を＜核的現象＞，＜熱的・水力的現象＞，＜材料的現象＞の 3 つの観点に整理して行う。本文図 2.1-1 において LANCR が対象とする時間・空間・エネルギの解像度で重要な現象がこれらのいずれかに含まれる。なお，時間に関しては，定常状態を対象とする LANCR においては，＜材料的現象＞に含まれる「燃料組成（時間変化）」のみが対象となる。

【核的現象】

LANCR が取り扱う主要な現象はこのグループである。核分裂反応や捕獲反応などの中性子と原子核の相互作用の結果生じうる現象は中性子反応断面積によってあらわされる。BWR 燃料ではウランなどの核分裂性物質は燃料被覆管内に，減速材は燃料棒間に局所的に存在するためこれらの非均質性が上記核反応に影響を及ぼしうる。その結果，集合体内には場所によって中性子束が多く存在する場所と少ない場所の中性子束分布が発生し，核特性に影響する。中性子と原子核の相互作用の他にガンマ線と原子の相互作用も発熱の原因となりうるため，これらの相互作用に対するガンマ線反応断面積，ガンマ線束分布も重要である。SLC の作動時などに発生する冷却材 化学組成変化も集合体核特性に重要な影響を及ぼす。このほか集合体内に存在するスペーサなどの炉内構造物が及ぼす核的な影響がある。

LANCR では２次元無限格子体系を仮定するが，実際の炉心体系は異なる核特性燃料が集まった臨界状態の炉心であり，集合体間で中性子の漏れが発生して，無限格子体系と異なる燃焼スペクトルとなる。これらを３次元効果と称して抽出する。

【熱的・水力的現象】

熱出力の成分は，主として核分裂発熱であり，その一部のエネルギはガンマ線として放出され，別の領域にエネルギを輸送する（ガンマ線発熱）。ガンマ線は主として質量数の高い燃料棒で反応を起こしエネルギを付与するが，減速材に対しても中性子減速及びガンマ線吸収によりエネルギを付与する（減速材直接発熱）。核種の壊変で発生する崩壊熱もある。

水力的現象としては，チャンネルボックス内において燃料棒出力分布などに起因して生じる径方向の冷却材密度分布，過熱蒸気などによる蒸気密度の変化などの冷却材物性変化がある。

核的現象と同じく LANCR では２次元無限格子体系を仮定するが実際の炉心体系では軸方向に異なるボイド率の燃料断面が隣接することによるノード平均ボイド率の３次元効果もある。

【材料的現象】

炉心の構成体の設計や仕様，動作上の特性などに由来する影響としては，中性子反応，放射崩壊に伴う燃料組成の時間変化があり，Gd 入り燃料棒内に

おいて燃焼中に燃料組成に差異が生じることによる影響，制御棒が挿入された状態で燃焼された際に吸収体内で生じる制御棒組成の差異の影響，燃料棒と制御棒以外の構成体におけるその他 組成の変化，燃料ペレットにおけるリム効果が考えられる。

組成の変化は，中性子反応（中性子捕獲，(n,2n)反応，核分裂反応）もしくは核種の放射崩壊による。中性子捕獲，(n,2n)反応による核種変換で生成される核種は一意に決まる。核分裂によって生成される核種は核分裂収率に基づく。放射崩壊では，対象核種の崩壊定数に従って減衰する。核種の崩壊によって基底状態と励起状態の両核種を生成する。その割合は分岐比によって決まる。

放射線照射による影響としてはチャンネルボックス曲がりなどの照射に伴う形状変化や熱伝達係数などの物性変化が考えられる。伝熱の結果生じうるものとしては，燃料ペレット内などの温度分布の効果，主に軸方向に生じる熱膨張などによる形状変化と温度変化に伴う熱伝導度の変化などの物性変化が考えられる。このほか製造公差に由来する設計値からの形状変化や形状変化に伴う３次元効果も考えられる。

LANCR は AETNA で使用する核定数を求めるため無限格子体系の代表条件で計算を行う。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り，AETNAに受け渡す核定数テーブルを構成する無限増倍率，局所出力分布，各種反応度（ガドリニア価値，ボイド反応度，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。LANCRでは，中性子反応断面積として，核分裂断面積，捕獲断面積，弾性散乱断面積，非弾性散乱断面積，(n,2n)断面積を扱う。なお，核データライブラリには，核分裂発生中性子数，核分裂スペクトルも含まれる。

(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，実効的な反応度が変化する。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。スペーサによる中性子吸収で出力が小さくなるが，スペーサが存在する箇所でのみ起こる局所的な影響であり，局所出力分布に対する感度は小さい。以上から，ランクは L と判定した。これらを無視する影響は AETNA の妥当性確認で確認される。 (2.5.1(26)参照)

(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無視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。核分裂で発生するエネルギは，核種毎に与えられる（Q 値と呼ばれる）。なお，LANCR における熱出力（発熱量の総量）は，２次元体系であるため出力密度として入力で与える。

(10) ガンマ線発熱

ガンマ線発熱は，燃料棒出力に影響するが，核分裂発熱と比べると２次的な効果で無視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（局所出力分布）に影響を与えるためランクは M とする。本効果は AETNA におけるエネルギ計算で取り扱われ，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無視できる。

(12) 崩壊熱

出力運転時の熱エネルギの発生要因は核分裂が主であり，崩壊熱の影響は無視できる程度に小さく，LANCR の評価指標である局所出力分布に与える影響も無視できる程度に小さいことから，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

冷却材の物性（密度，温度）は，中性子の減速に影響し，核特性全般に影響することからランクはＨとした。LANCR では本効果は直接的に取り扱わず，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) ３次元効果（熱的・水力的）

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[1]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（時間変化）

燃焼に伴って燃料組成が初期から変化していく影響。燃料組成の変化は，中性子反応（中性子捕獲，(n,2n)反応，核分裂）または放射性崩壊に伴う核種の変換によ

り起こる。組成変化は，評価指標全般に影響することからランクは H とした。なお，未燃焼時の燃料組成は LANCR の入力である。

また，(2)非均質性と同様に，組成の違いによって，中性子束のゆがみに変化が生じ，実効的な反応度が変化するが，その影響は，LANCR の実効断面積計算モデルで考慮される。

(17) 燃料組成（分布）

燃焼に伴って燃料棒内の表面から中心にかけて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い[2]。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。

(18) 制御棒組成

炉心の運転に伴って挿入された制御棒が燃焼し，吸収材が減損する効果。吸収材減損効果は，強い影響があるものの出力運転時に使用される制御棒本数は限られていることからランク M と判定した。LANCR/AETNA では考慮されないが，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るため問題ない。

(19) その他　組成分布

被覆管，構造材の構成要素に含まれる核種は，燃料核種と比べて中性子反応断面積が小さいことから，中性子照射により生まれる組成の分布も小さいと考えられる。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。

(20) 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。この効果は，燃料平均温度を定める燃料熱機械解析において考慮される。

(21) 形状変化（放射線）

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ことから，ランクは M 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。

(22) 物性変化（放射線）

放射線による物性の変化に伴って燃料ペレット-被覆管の熱伝達係数が変化し燃料ペレット内の温度分布に影響する。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[2, 3]が報告されており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[4]である。以上より，ランクはＬとした。

(23) 温度分布（伝熱）

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[2, 3]が報告されており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[4]である。以上より，ランクはＬと考えらえる。

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。

(24), (25), (26) 形状変化（伝熱），物性変化（伝熱），形状変化（外力・公差）

伝熱による熱膨張や公差による影響は例えば燃料被覆管外径に対しては［　　］mm 未満で無限増倍率に対して［　　］%dk 未満，R 因子に対して無視できる程度であり，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。

(27) ３次元効果（材料的現象）

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次元無限体系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。本効果は３次元体系を取り扱う AETNA 解析で考慮される。

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 2.3 LANCR で考慮すべき物理現象

（物理現象）			（補足説明）		重要度ランキング（PIRT）											CB厚変更の影響
					無限増倍率	局所出力分布	ガドリニア価値	ボイド反応度	ドップラ反応度	ほう素価値	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	最高ランク	
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											L	－
	その他	8	3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，構造材直接発熱												M	○
		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	過熱蒸気の水密度変化											H	－
	その他	15	3次元効果	ボイド分布の3次元効果											I	－
材料的現象	核反応	16	燃料組成（時間変化）	中性子反応，放射崩壊											H	○
		17	燃料組成（分布）	Gd燃料棒											H	○
		18	制御棒組成	制御棒内の組成分布											M	○
		19	その他　組成	構成体の組成分布											I	－
		20	リム効果	局所的な高燃焼度化											I	－
	放射線	21	形状変化	チャンネルボックス曲がり											M	－
		22	物性変化	熱伝達係数の照射影響											L	－
	伝熱	23	温度分布	燃料ペレット内温度分布											L	－
		24	形状変化	熱膨張（径方向）											L	－
		25	物性変化	熱伝達係数の温度依存性など											L	－
	外力・公差	26	形状変化	製造公差											L	○
	その他	27	3次元効果	熱膨張（軸方向）											I	－

※　グレーハッチング個所は島根３号炉許認可解析非適用

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　核定数における重要現象の抽出とランク付け

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確認に PIRT を利用している。核定数の依存性を考慮するための重要現象の抽出に当たり観点毎に整理することはせず，考慮すべき現象（依存性）を直接抽出する。核定数の主要データ（本文 3.1.3.8）の数の規模が大きくないこと，使用目的が炉心解析での核計算に限られることなどから，これらの範囲に対しては観点の整理がなくとも重要な現象の抽出は可能である。以下に詳細を述べる。

【核定数をテーブル化する上で考慮すべき現象（依存性）】

集合体の燃焼に伴う燃料減損（組成変化を伴う燃焼度依存性），燃焼時のスペクトル履歴（履歴ボイドに対する依存性），長期停止の影響を含めた核分裂生成物反応度，瞬時のボイド率変化によるボイド反応度，制御棒挿入による瞬時効果としての制御棒価値，制御棒挿入状態で燃焼した場合の履歴効果としての制御棒履歴，複数の設計に依存した制御棒タイプに依存した制御棒多種類効果，制御棒が長期の照射を受ける場合の吸収材の減損による制御棒価値の減損の効果，燃料の温度に依存したドップラ反応度と燃料温度履歴の影響と，停止時などの停止余裕に影響を及ぼす減速材温度の効果，SLC 作動時のほう素価値の影響とほう素価値の減速材温度依存性，過渡解析で考慮すべき冷温時減速材のボイド及び温度依存性（過渡時冷温ボイド/温度効果）が考えられる。

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。時間領域に対する考慮としては，核定数が取り扱う現象は履歴影響と瞬時影響に分けられる。本表では履歴効果のある現象について補足説明欄で【履歴】と記載してあり，記載がない現象は瞬時効果に整理される。

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/ミクロ断面積，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，中性子寿命」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 のミ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，強い影響があるものの出力運転時に使用される制御棒本数は限られていることからランク M と判定した。LANCR/AETNA では考慮されないが，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るため問題ない。

(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[1]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

ほう酸水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，ほう酸水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

ほう酸水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。インチャンネル/アウトチャン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

（物理現象）	（補足説明）	重要度ﾗﾝｷﾝｸﾞ（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	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 【履歴】				H	○
(2) スペクトル履歴	履歴ボイド効果 【履歴】				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 【履歴】				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/冷温）依存性				H	○
(6) 制御棒履歴	CBH効果の燃焼度依存性 【履歴】				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 【履歴】				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 【履歴】				L	－
(11) 減速材温度	燃焼度/温度 依存性（冷温）				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) 過渡時冷温ボイド/温度効果*1	冷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抽出とランク付け

原子炉圧力，炉心熱出力，炉心流量が外部境界条件として与えられる原子炉炉心（シュラウド内の原子燃料で構成される領域）の出力運転時及び冷温停止時（いずれも静定時）の反応度及び熱的状態値を計算する必要がある。このために反応度及び炉内出力分布を支配する現象に対し，核的現象群（2.5.1），熱的・水力的現象群（2.5.2）及び材料・熱機械現象群（2.5.3）を大分類として炉内で影響を及ぼしうる各種の物理現象を抽出する。本文図 2.1-1 において AETNA が対象とする時間・空間・エネルギの解像度で重要な現象はこれらのいずれかに含まれると考えられる。

AETNA の重要度ランキングの評価指標は，原子炉設置変更許可申請書に記載されている核的制限値，熱的制限値，核熱水力安定性を考慮して選択している。また，この他にも過渡時の観点で重要な項目を選択している。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，ほう酸水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。なお，余剰反応度は申請書上では明示されていないが，原子炉を運転するに際しての重要な核特性であることから核的制限値に加えている。熱的制限値として，熱機械（MLHGR），設計出力履歴（燃焼度），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。核熱水力安定性として，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，領域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。評価指標の内，スクラム反応度と過渡時の熱的制限値（表面熱流束，焼損（MCPR））が島根３号炉許認可解析非適用である。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。

2.5.1 定常炉心解析における核的な重要現象の抽出とランク付け

定常炉心解析における核的な物理事象の抽出においては，これらを以下の各観点に整理して行う。

＜空間分布＞	炉心燃料の空間効果に関連する現象群
＜フィードバック＞	炉心燃料の反応度に影響を及ぼす現象群
＜構成体起因＞	特定の炉内構造物に関する現象群
＜計装＞	核計装に関する現象群
＜炉外＞	特定の炉外構造物に関する現象群

核的な物理現象は上記のいずれかに属すると考えられる。

以下に，上記の各観点での物理現象の抽出について述べる。

【空間分布】

原子炉内に分布を持って発生する核分裂連鎖反応を定常的に維持する上で重要な特性が中性子数の総和の時間依存の傾向を特徴付ける中性子増倍特性であり，静定状態にある出力運転時の原子炉内では核分裂連鎖反応が持続的に継続することで臨界状態を維持している。一方，制御棒が挿入された冷温停止時及びSLC作動時には未臨界状態が維持されており，炉停止余裕を満たすことが重要である。核分裂連鎖反応の制御においては全生成中性子に対する遅発中性子割合が重要であるが，静特性解析の条件ではこれらは変化しないとの前提に立つため即発中性子と区別する必要はない。

熱的状態値を決めるうえで重要なのは炉内の燃料棒単位に及ぶ３次元出力分布（定常）であり，通常運転時の定常３次元出力分布は最大固有値となる基本モードに従う分布となるが，基本モードの固有値と高次モードの固有値間隔（高次モード未臨界度）が狭い場合は，定常時であっても３次元高次モード出力分布に支配される領域不安定事象が発生する可能性がある。また定常状態を起因としていわゆる反応度が投入される場合などを起因とした過渡事象が起きた時は３次元出力分布（過渡）が時間依存で変化していく。なお，AETNAはこれらの非定常時の現象の一部に対して，一定の仮定を前提とした時間依存の過渡解析機能を有しているが，島根３号炉許認可解析では適用していない。

許認可解析において重要な熱的状態値である最大線出力密度（MLHGR）及び最小限界出力比（MCPR）は燃料断面内の燃料棒単位の出力分布として局所出力分布が重要となる。さらに燃料の熱機械における重要な指標として設計出力履歴に影響を及ぼす燃料棒単位の局所燃焼度分布も重要である。

【フィードバック】

定常運転時の炉心の反応度特性を決定する重要な核的フィードバックとしては，制御棒挿入に伴う反応度低下を特徴づける制御棒価値，減速材内のボイド発生に伴う反応度低下を特徴付けるボイド反応度，燃料棒出力に伴い温度が上昇することで発生する反応度低下をもたらすドップラ反応度，SLC作動に伴い炉内減速材内にほう素が添加されることによる反応度低下をもたらすほう素価値，炉水温度が低温から徐々に上昇することで主に水密度低下による反応度変化を決める減速材温度，中長期的な運転に伴う中性子吸収・核分裂などの核的事象の結果，燃料棒内の組成が変化することによる反応度変化をもたらす燃料減損，同じく燃焼の結果生じる核分裂生成物反応度，さらに主にU-238の吸収反応が燃料棒表面で発生することで生じる燃料棒内のリング状の組成分布による反応度効果をもたらす燃料減損（副次効果）と同じく核分裂生成物組成比に分布が発生することによる反応度効果としての核分裂生成物反応度（副次効果）がある。このほかに通常運転時からスクラムし

た際にもたらされるフィードバック関連事象としてスクラム時制御棒価値，スクラム時ボイド反応度，スクラム時ドップラ反応度などがあるが，これらは静特性解析のみを対象とする島根３号炉許認可解析では非適用となる。

【構成体起因】

炉心の構成体の設計や仕様,動作上の特性などに伴う核的なものとしては,制御棒が炉内に挿入されて運転されることで隣接集合体内において生じる燃料の片燃えによる制御棒履歴の効果，炉内の場所に依存して複数設計の制御棒タイプが使用されることによる多種類制御棒の影響，長期間挿入され運転されることで生じる制御棒吸収材の減損による制御棒減損の影響，SLC 作動時に炉内に投下されたほう素が時間とともに炉内に広がっていくことによるほう素　拡散の影響，部分出力運転時の最外周燃料などで生じる水ロッド水位による影響，集合体設計に依存する水ロッド形状，スペーサによる核的な影響がある。

【計装】

妥当性確認などにおいて特に重要となる測定値を決定付ける炉内計装管応答，核計装管が炉内に存在することによる反応度影響としての炉内計装管反応度効果がある。

【炉外】

炉外（炉心表面付近）において核的な影響を及ぼす事象としては，反射体によって漏洩中性子が反射・減速されて炉内（表面付近）に一定の反応度効果を及ぼす反射体節約，とくに炉心下部に存在する全引き抜き制御棒などによる負の反応度効果をもたらす炉外構造物がある。

上記で抽出された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。時間領域に対する考慮としては AETNA が取り扱う核的現象は履歴影響と瞬時影響に分けられる。本表では履歴効果の現象について補足説明欄で【履歴】と記載してあり，記載がない現象は瞬時効果に整理される。なお，ボイド反応度については瞬時効果と履歴効果の両方があるため【履歴/瞬時】と記載している。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。

(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ミ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。可燃性毒物の影響は，LANCR の段

階で詳細に考慮され（燃料組成（分布）），核定数の燃焼度依存性を通して AETNA に受け渡される。

(2) 遅発中性子割合（島根３号炉許認可解析非適用）

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）に含まれる遅発中性子割合を粗メッシュ領域（ノード）の値とし，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）

３次元ボイド分布（2.5.2（31）参照），燃焼度分布（出力分布積算値），制御棒パターン，ノード間及び炉心表面での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）。無限体系に比して炉心体系では隣接燃料間でのスペクトルに差異が発生するためスペクトルミスマッチの影響を考慮する必要がある。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，エネルギ 3 群ノード法によりノード間のスペクトル差と境界中性子流が考慮されて中性子束分布，出力分布が解かれる。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）（島根３号炉許認可解析非適用）

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

クは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で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共鳴群（２群）の除去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

ほう酸水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（ほう酸水注入系停止機能）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熱群（３群）の除去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。アクチナイド及び初期添加毒物（Gd）の核種組成が核分裂や捕獲，放射性崩壊により変化していく効果。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）。

（14）燃料減損（副次効果）

(13)同様，燃料燃焼に伴うアクチナイド及び初期添加毒物（Gd）の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 UO_2 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（初期添加毒物は除く）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核分裂性物質（初期添加毒物は除く）の核種組成比が，燃料棒内において表面付近から中心にかけて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（島根３号炉許認可解析非適用）

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（島根３号炉許認可解析非適用）

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（島根３号炉許認可解析非適用）

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。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

運転時に炉心に挿入された制御棒が照射によって吸収材が減損することによる効果。吸収材減損効果は，強い影響があるものの出力運転時に使用される制御棒本数が限られていることからランク M と判定した。LANCR/AETNA では考慮されないが，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るため問題ない。(2.4 (8)参照)

(23) ほう素　拡散

ほう酸水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（ほう酸水注入系停止機能）に影響するが，反応度上必要な容量が確保された SLC が作動し静定炉心状態に至った以降においては，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端部などに限定的に発生するため炉心の熱的・反応度的な影響は低くランク 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) スペーサ

スペーサが存在することによる核的な影響。TIP 測定値などでは軸方向 2.54cm（1インチ）ごとの分布ではスペーサ位置で測定分布にへこみが観測されるが，妥当性確認におけるTIP測定値のように軸方向１ノード（6インチ（約15cm））ごとの分布ではほぼ観測されないため許認可解析には影響しないことからランクを Lとする。

(27) 炉内核計装管応答

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が，妥当性確認において使用する。

(28) 炉内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。従来解析コードによる経験上，核計装管が及ぼす核的影響は無視できる程度であることからランク 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。AETNA では核計装における検出器応答への影響を考慮することができる。

(29) 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。通常の炉心は中性子経済の観点から低漏洩炉心を実現しており，本現象の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。TIP との比較による妥当性確認における測定分布（図 4.3-14～20）では上端・下端の表面付近で顕著な反射体節約効果による出力分布のふくらみは確認できない。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。

(30) 炉外構造物

炉外構造物（下部支持板や引抜制御棒，シュラウドなど）による吸収効果による核的反応度効果。

通常の炉心は中性子経済の観点から低漏洩炉心を実現しており，本現象が最外周や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熱的状態値や反応度への影響は低くランク L と判定した。TIP との比較による妥当性確認における測定分布（図 4.3-14～20）では上端・下端の表面付近で顕著な出力分布に対する構造物の影響は確認できない。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）

			（物理現象）（*はLANCRのPIRTにあるもの）	（補足説明）	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	ほう酸水注入系停止機能	熱機械（MLHGR）	設計出力履歴（燃焼度）	焼損（MCPR）	未臨界度	表面熱流束	焼損（MCPR）	最高ランク	CB厚変更の影響
					重要度ランキング													
					通常運転時													
					核的制限値						熱的制限値			安定性	過渡時			
															熱的制限値			
核的現象	フィードバック	空間分布	(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 【履歴】												H	○
			(8)	制御棒価値 *													H	○
			(9)	ボイド反応度 *	【履歴含む】												H	○
			(10)	ドップラ反応度 *													H	○
			(11)	ほう酸価値 *													H	○
			(12)	減速材温度 *													M	○
			(13)	燃料減損 *	【履歴】												H	○
			(14)	燃料減損（副次効果）	（温度=熱流束表の燃焼度依存性） 【履歴】												L	－
			(15)	核分裂生成物反応度	毒物効果，長期停止効果 【履歴】												M	○
			(16)	核分裂生成物反応度（副次効果）	毒物効果，長期停止効果（棒内） 【履歴】												L	－
			(17)	スクラム時　制御棒価値	スクラム反応度												H	○
			(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	○
			(19)	スクラム時　ドップラ *	スクラム反応度												L	○
		構成体起因	(20)	制御棒履歴	CBH効果（片燃え） 【履歴】												M	○
			(21)	多種類制御棒													M	○
			(22)	制御棒減損	【履歴】												M	－
			(23)	ほう素　拡散	（非考慮）												L	○
			(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	－
			(26)	スペーサ	核的な効果												L	－
		計装	(27)	炉内計装管応答	TIP/LPRM学習（プロセス計算機編）												H	○
			(28)	炉内計装管反応度効果													I	－
		炉外	(29)	反射体節約	境界条件（反射体定数）												L	－
			(30)	炉外構造物	下部構造物・引抜制御棒等（反射体定数）												L	－

※　グレーハッチング個所は島根３号炉許認可解析非適用

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抽出とランク付け

定常炉心解析における熱的･水力的な物理事象の抽出においては，これらを以下の観点に整理して行う。

＜空間分布＞　　ボイド率や圧力などの炉内分布に関する事象群

＜構成体　起因現象＞　　特定の構造材が熱流動に影響する事象群

＜発熱その他＞　　核分裂以外の発熱など前記に含まれない事象群

熱的･水力的な物理事象は上記のいずれかに属すると考えられる。以下にそれぞれの観点で抽出された現象について説明する。

【空間分布】

原子炉の反応度・熱的特性を決定づける熱的・水力的な事象のうち，炉内空間分布による特徴を持つ事象としては，核的反応度に影響するボイド率に関連し軸方向に発生する１次元ノード平均ボイド分布を伴う集合体が集まることによる炉内の３次元ボイド分布の影響，同じく集合体内部の圧力損失要因（摩擦・加速・位置・局所）の結果生じる３次元圧力分布の影響，集合体の任意の軸方向位置において径方向の燃料棒出力分布などに起因して生じる集合体内ボイド分布の影響,集合体のチャンネルボックスの外側(バイパス)においてチャンネルボックスからの熱伝達や放射線による直接発熱によって生じるバイパスボイド分布の影響，同じく熱伝達・直接発熱によって生じる水ロッド内ボイド分布の影響，さらに下部集合体内の未飽和時点で生じるサブクールボイドが分布する影響がある。

【構成体　起因現象】

構成体の設計や仕様，動作上の特性などに伴い生じる事象としては，集合体設計に影響されて軸方向に分布を持って生じうる摩擦，局所，位置，加速それぞれの圧力損失の結果としてのチャンネル圧損，炉内での照射期間に依存して燃料被覆管表面で生じる酸化膜も含めたクラッド付着の影響，集合体ごとの出力分布・燃料設計の差異などによって生じ MCPR などに影響する集合体ごとのチャンネル流量の影響，インチャンネル側圧損とのバランスで決まるバイパス流量の影響，同じくインチャンネル側圧損とのバランスで決まる水ロッド流量の影響，部分出力時などに生じうる水ロッド水位の影響，集合体内の水密度分布を特徴付ける水ロッド形状の影響，限界出力特性に影響を及ぼすスペーサなどがある。

【発熱　その他】

炉心の熱出力や発熱分布を特徴付ける熱の輸送に関わる事象としては，減速材における中性子の減速やガンマ線の吸収による減速材直接発熱，同じく構造材の中性子の減速やガンマ線の吸収による構造材直接発熱，バイパスボイドの発生要因となりうるバイパス熱伝達，燃料棒の発熱を減速材に輸送するインチャンネル熱伝達，許認可静特性解析の場合は解析条件として外部か

ら与えられる炉心熱出力・炉心流量，燃料の除熱限界に影響する沸騰遷移などがある。

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。

(31) ３次元ボイド分布

出力分布に起因する集合体内のノード平均ボイド率が炉内３次元に分布する効果。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ランク H と判定した。複数チャンネルの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。

(32) 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。本効果が許認可静特性解析に及ぼす影響は経験的に無視しうることが分かっておりランク 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。

(33) 集合体内ボイド分布

個々の集合体着目断面においてチャンネルボックス内で径方向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。

(34) 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軸方向１次元に分布する効果。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に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。

(35) 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の軸方向１次元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熱的状態値に重要なインチャンネル流量に及ぼす影響は無視しうることから影響は小さくランクＩと判定した。

(36) サブクールボイド分布

炉心下部のインチャンネル未飽和領域においてサブクール沸騰によりボイドが発生しノード平均ボイド率を上昇させる効果。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。

(37) チャンネル圧損

圧力・流路面積・位置エネルギ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。

(38) クラッド付着

被覆管及びウォータロッド表面のクラッドや酸化膜により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などに影響があることからランクMと判定した。AETNAでは摩擦圧損評価における流路面積の計算時に入力されたクラッド及び酸化膜厚さを考慮する。

(39) 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特性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。

(40) 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形式で入力する。

(41) 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形式で入力する。

(42) 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。部分出力時などに限られた集合体の上部に限定的に発生するものの頻度は低くバイパス流量に及ぼす影響も少なく熱的状態値に重要なインチャンネル流量に及ぼす影響は無視しうるためランクIと判定した。

バイパス流量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形式で入力するが，熱水力コードでは評価モデルを有している。

(43) 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。

(44) 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ランクMと判定した。限界出力試験に基づくGEXL相関式の係数評価時に考慮される。

(45) 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。

(46) 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。

(47) 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。チャンネルボックス発熱はインチャンネル側の影響を受けるためバイパス熱伝達がバイパス領域水密度に影響を及ぼしうるが，バイパス領域水密度の反応度寄与は極めて小さいことが分かっておりランクIと判定した。AETNAではチャンネルボックス発熱及びインチャンネル水からの伝熱について考慮してバイパス領域減速材へのエンタルピ付与を評価する。

(48) インチャンネル熱伝達

定常解析では燃料棒で発生したエネルギはすべて減速材に付与されると仮定できるためランクはＩと判定した。AETNA では燃料温度は事前に燃料棒熱機械解析に基づいて入力される出力密度に応じた燃料温度テーブルを参照する。

“材料・熱機械的現象”の“被覆管表面熱伝達”（2.5.3 (54)）と同じものである。熱的・水力的現象と材料・熱機械的現象の境界における現象であることを考慮し両方で記載する。

(49) 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。

(50) 炉心流量

原子炉内を冷却材が通過することに伴う効果。チャンネル内流量を介して熱的制限値に強く影響することからランク H と判定した。AETNA では解析条件として入力される。

(51) 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）

（物理現象）（*はLANCRのPIRTにあるもの）				（補足説明）	重要度ランキング													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	ほう酸水注入系停止機能	熱機械（MLHGR）	設計出力履歴（燃焼度）	焼損（MCPR）	未臨界度	表面熱流束	焼損（MCPR）	最高ランク	
熱的・水力的現象	空間分布	(31)	3次元ボイド分布														H	○
		(32)	3次元圧力分布	蒸気表参照時圧力差影響													I	－
		(33)	集合体内ボイド分布	インチャンネルボイド													M	－
		(34)	バイパスボイド分布	LPRM感度制限（7%）													M	○
		(35)	水ロッド内ボイド分布	スペクトルシフトロッド													I	－
		(36)	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	(37)	チャンネル圧損	局所圧損，加速圧損，摩擦圧損，位置圧損													M	○
		(38)	クラッド付着	クラッドおよび酸化膜厚さ（入力値）													M	－
		(39)	チャンネル流量	（チャンネル圧損依存）													M	○
		(40)	バイパス流量	出力=流量依存バイパス流量表（入力値）													M	○
		(41)	水ロッド流量	出力=流量依存バイパス流量表（入力値）													M	○
		(42)	水ロッド水位	加熱蒸気（非考慮）													I	－
		(43)	水ロッド形状	流路面積変化													M	－
		(44)	スペーサ	限界出力改善（入力値で考慮）													M	－
	発熱 その他	(45)	減速材直接発熱	入力値													M	○
		(46)	構造材直接発熱	入力値													M	○
		(47)	バイパス熱伝達	（バイパスボイド分布の要因）													I	－
		(48)	インチャンネル熱伝達	燃料棒表面熱伝達													I	－
		(49)	炉心熱出力	入力値													H	－
		(50)	炉心流量	入力値													H	－
		(51)	沸騰遷移	GETAB（GEXL相関式）													H	－

※　グレーハッチング個所は島根３号炉許認可解析非適用

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。

2.5.3　定常炉心解析における材料・熱機械的な重要現象の抽出とランク付け

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。

定常炉心解析における材料・熱機械的な物理事象の抽出は，これらを＜熱＞，＜材料＞の各観点で整理して行う。

【熱】

燃料棒における発熱とペレット熱伝導・ギャップ熱伝達・被覆管表面熱伝達の結果，燃料棒内に燃料温度分布が生じこれを体積平均した燃料平均温度においても燃料棒間では差異が生じうる。

【材料】

炉内の照射による長期的な酸化と非常に高温になることで生じうる Zr 酸化反応やクラッド付着などの被覆管酸化の影響，運転に伴う内圧や外圧，被覆管温度などに依存して生じるクリープなどによる被覆管変形の影響，同じくチャンネルボックス内外圧差や面ごとの照射成長差などによるチャンネル曲がり・バルジの影響，照射による燃料曲がりやペレットの物性変化に影響するペレット照射，核分裂の結果生じペレット内に蓄積もしくはギャップに放出される核分裂生成物の影響が考えられる。

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。

(52) 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。燃料ペレット内の温度分布の影響は次の項目を参照。

(53) 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は限定的[3]であることが報告されており，燃料棒ごとの温度分布の影響も小さい[4]ことが報告されて

いるため，ランクＬ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。

（54）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。被覆管表面熱伝達は，“熱的・水力的現象”におけるインチャンネル熱伝達（2.5.2（48））と同じものである。熱的・水力的現象と材料・熱機械的現象の境界における現象であることを考慮し，再度記載する。定常解析では考慮する必要はない。

（55）被覆管酸化，被覆管変形

被覆管表面の酸化現象，クラッド付着と照射成長やクリープなどによる変形現象。いずれも燃料棒熱機械解析に影響はあるものの LANCR/AETNA が対象とする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。

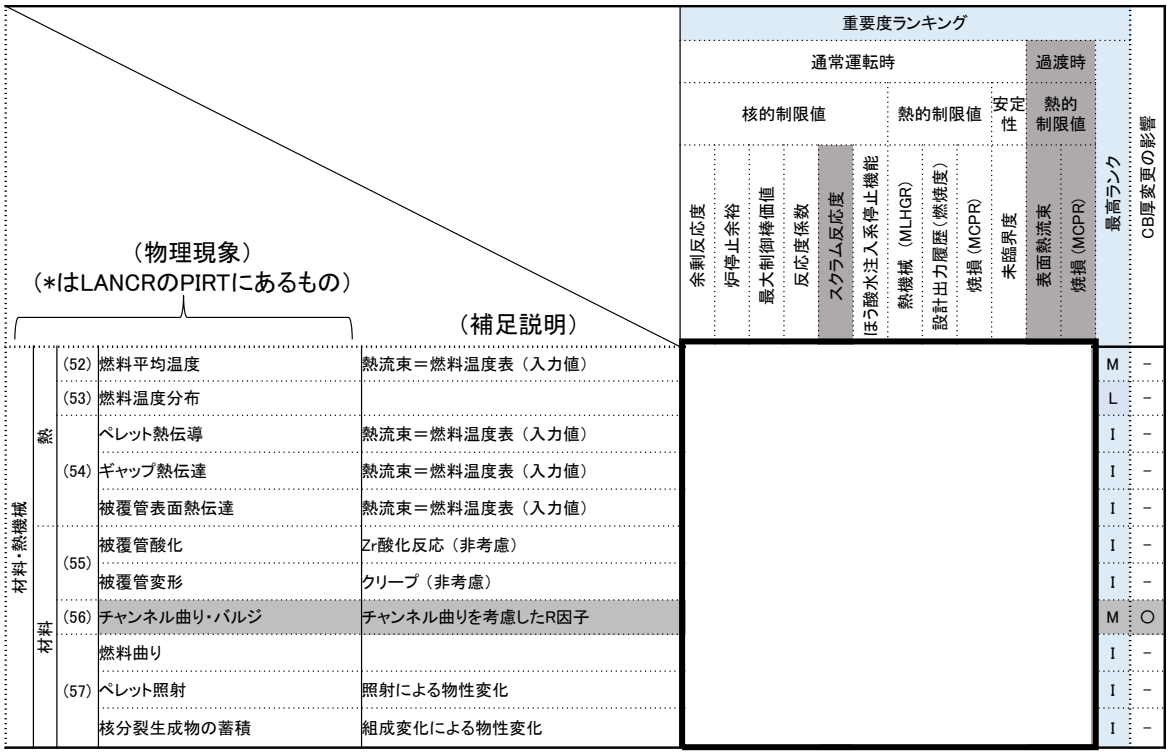
（56）チャンネル曲がり・バルジ（島根３号炉許認可解析非適用）

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。

（57）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。いずれも燃料棒熱機械解析に影響はあるものの LANCR/AETNA が対象とする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 | | | | |

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，添付書類八の評価項目並びに添付書類十の運転時の異常な過渡変化及び設計基準事故の解析における主要な入力となるものや評価項目は，２章で示した LANCR 及び AETNA の PIRT（表 2.3，表 2.4，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] 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)

[2] 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

[3] 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)

[4] 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)

添付資料３　連続エネルギ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

本添付資料では，島根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.0 [2] 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モンテカルロ計算コード MCNP5 [3]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 ORIGEN2 [6]を用いた連続エネルギ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 (臨界ﾍﾞﾝﾁﾏｰｸ 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 (臨界ﾍﾞﾝﾁﾏｰｸ 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。

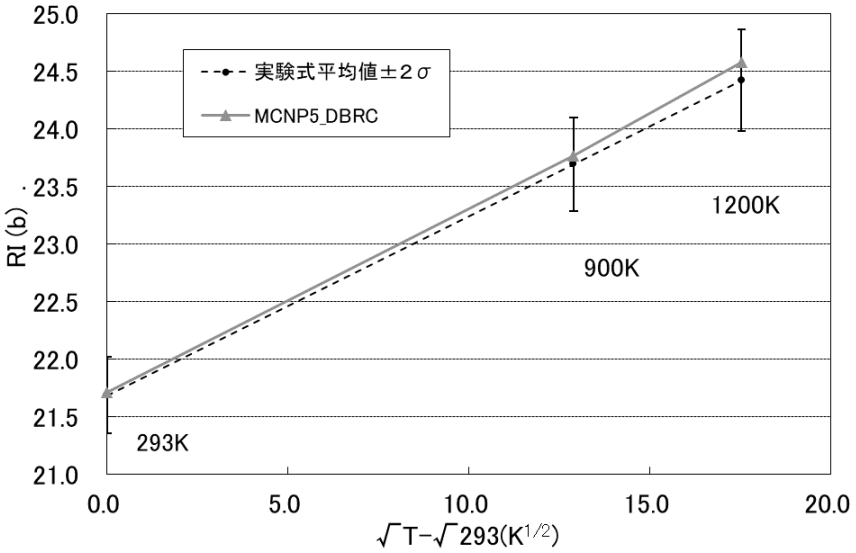


図 1　Hellstrand らによる実効共鳴積分の実験式に対する妥当性確認結果

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 [%]	相対RMS [%]	相対RMS [%]	相対RMS [%]	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異なっており，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。

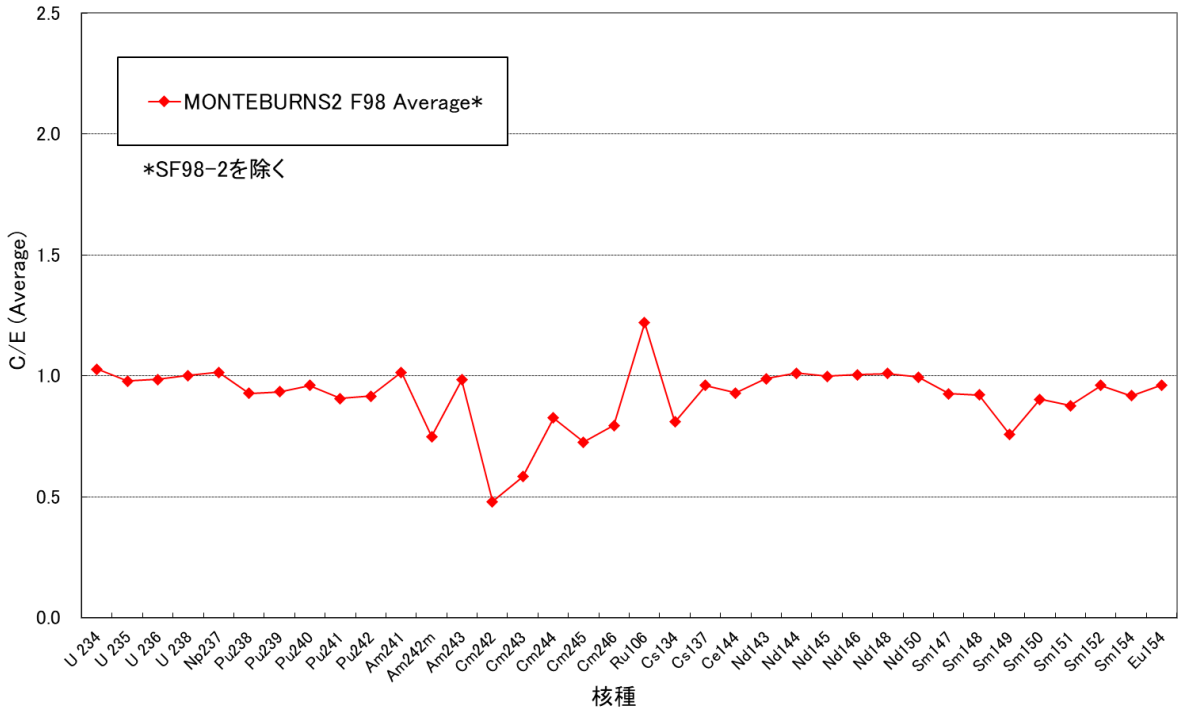


図 2　ウラン燃料　PIE 試験による妥当性確認結果（C/E）

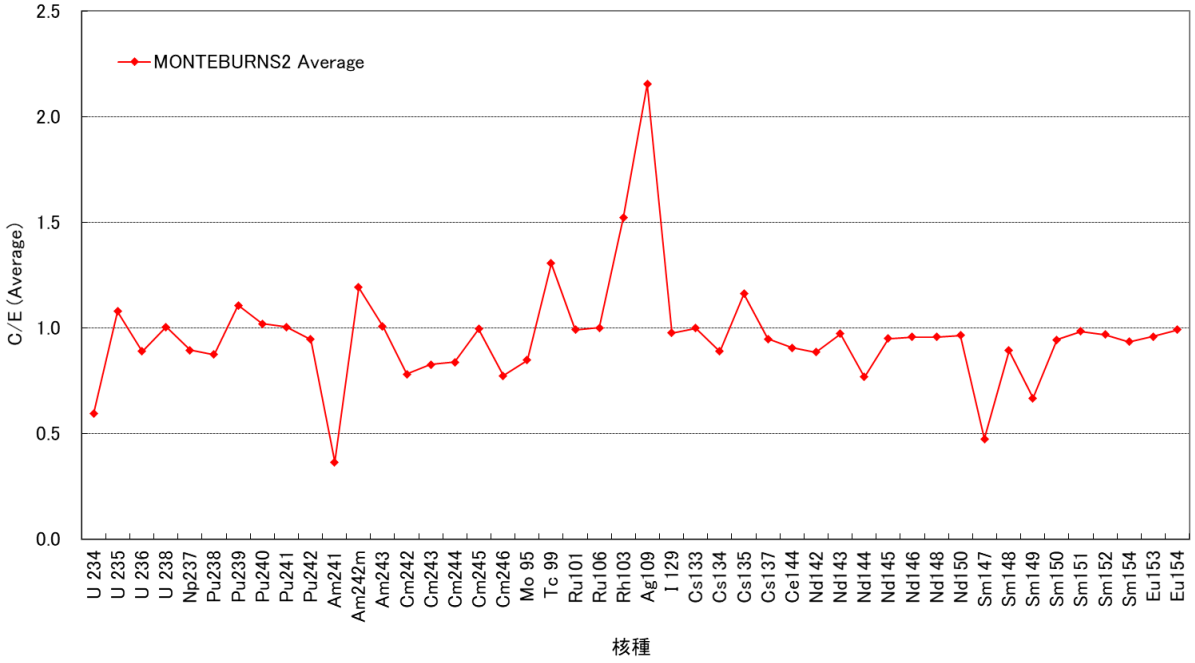


図 3　Dodewaard 炉 PIE 試験による妥当性確認結果（C/E）

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。

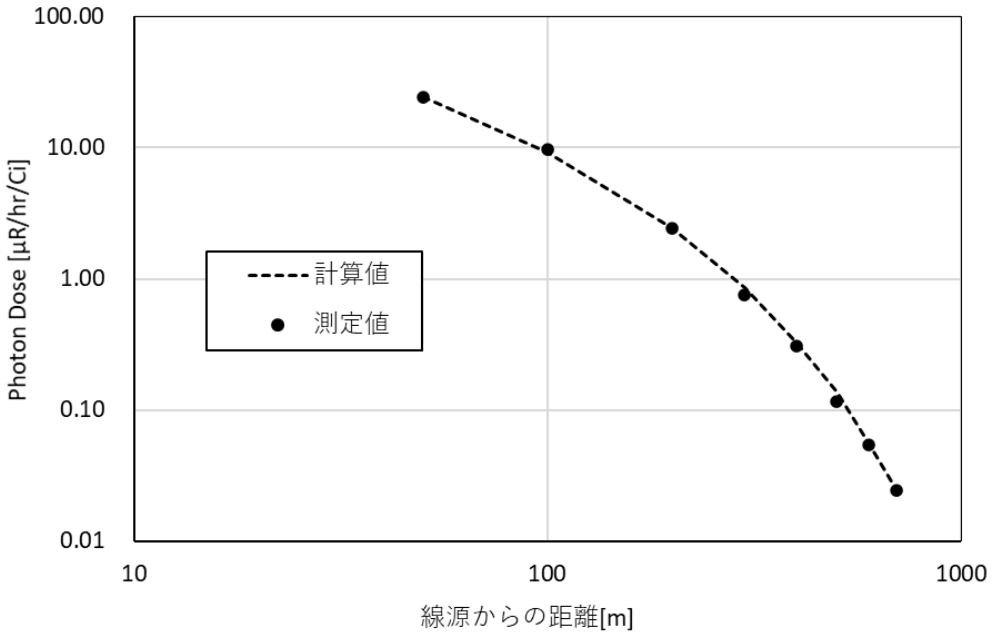


図 4　ORNL Skyshine 実験によるガンマ線輸送計算結果と測定結果の比較

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, “LANCR02 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次元ノード燃焼度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次元ノード燃焼度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。

本添付資料では，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次元ノード燃焼度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次元ノード燃焼度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）により求めたノード毎の燃焼度（３次元ノード燃焼度）を基に，ノード毎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次元ノード燃焼度と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，サイクルごとに運転期間や燃料装荷パターンが異なることから，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，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，運転期間を±１ヶ月程度変動させた場合の反応度係数を評価し，燃焼度（運転期間）の変動による影響量を評価する。

燃料装荷パターンの変動に由来する不確かさは，特定サイクル数燃焼した燃料の装荷位置における集合体平均燃焼度を，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平衡炉心における反応度係数を評価し，燃料装荷パターンの変動による影響量を評価する。

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

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。

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。

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次元ノード燃焼度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次元ノード燃焼度の不確かさは，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次元ノード燃焼度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次元ノード燃焼度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次元ノード燃焼度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％Δk 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％Δk）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％Δk を加えたものである。

本添付資料では，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％Δk 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ピーキングに差が生じる。このグロ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. 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

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 の実験式の誤差([redacted] %)から [redacted] %としている。これを制御棒価値に換算すると [redacted] %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 [redacted] %未満であることから [redacted] %としている。これを制御棒価値に換算すると [redacted] %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 [redacted] %であることから大き目に [redacted] %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 [redacted] %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ピーキングの差について評価すると [redacted] %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 [redacted] %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 [redacted] %Δk と [redacted] %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 [redacted] %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 [redacted] %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　LANCR/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－試験値間ボロン価値の誤差
3.3 設計格子計算コードーMCNP5_DBRC 間ボロン価値の誤差
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。

本添付資料は，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。

本添付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さるため，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，MCNP5[5] 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.0[8] 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（$Bias_1$=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（σ_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。

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 [redacted] %Δk に設定する（σ_2= [redacted] ）。

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ー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 [redacted] %Δk を設定する（σ_3= [redacted] ）。

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 [redacted] %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

$Bias_3$ ：　設計格子計算ｺｰﾄﾞ-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 ：　設計格子計算ｺｰﾄﾞ-MCNP間ボロン価値の 95%信頼度-95%確率値

＊ 本添付資料では 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	燃料ﾀｲﾌﾟ	ボロン濃度 (ppm)	温度 (℃)	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%	
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				・Babcock&Wilcox/LRC ・UO2 ・濃縮U：2.5% ・15x15格子	④
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-003[9]

② RECTANGULAR ARRAYS OF WATER-MODERATED UO2-2Wt.% PuO2(8%240Pu) FUEL RODS, NEA/NSC/DOC/(95)03/Ⅵ, MIX-COMP-THERM-002[9]

③ MCNP:LIGHT WATER REACTOR CRITICAL BENCHMARKS, S.Siteraman, NEDO-32028, March 1992[10]

④ CRITICAL LATTICES OF UO2 FUEL RODS AND PERTURBING RODS IN BORATED WATER NEA/NSC/DOC/(95)03/Ⅵ, LEU-COMP-THERM-008[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。

表 3　設計格子計算コードと MCNP5_DBRC とのボロン価値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Puf富化度 (wt%)	部分長有/無	温度 (℃)
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：％Δｋ）

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－試験値間ボロン価値	$Bias_2$	0	0
	設計格子計算コード－MCNP5_DBRC 間ボロン価値	$Bias_3$	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－試験値間ボロン価値	σ_2		
	設計格子計算コード－MCNP5_DBRC 間ボロン価値	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％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。

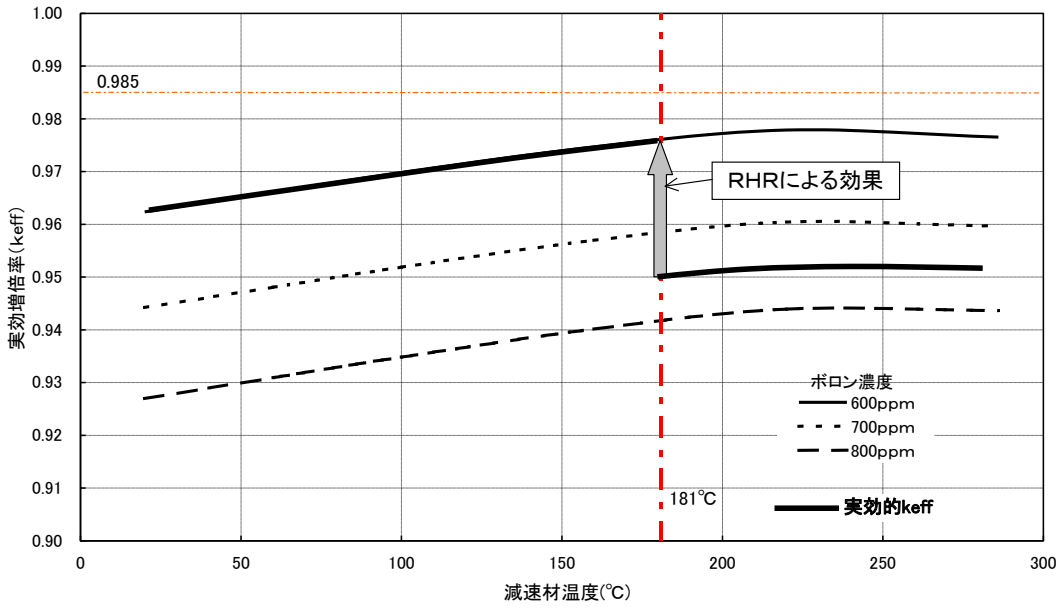


図１　実効増倍率の温度依存性（例）

【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℃(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℃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。

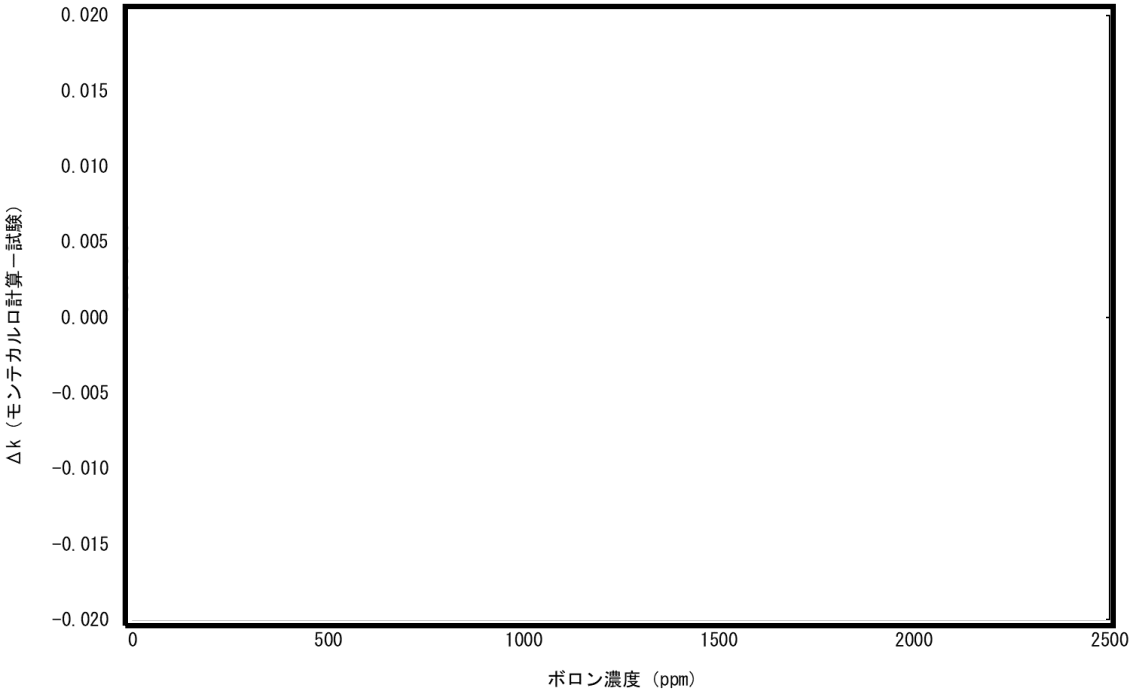


図２　モンテカルロ計算コード（MCNP5_DBRC）による
臨界試験解析誤差のボロン濃度依存性

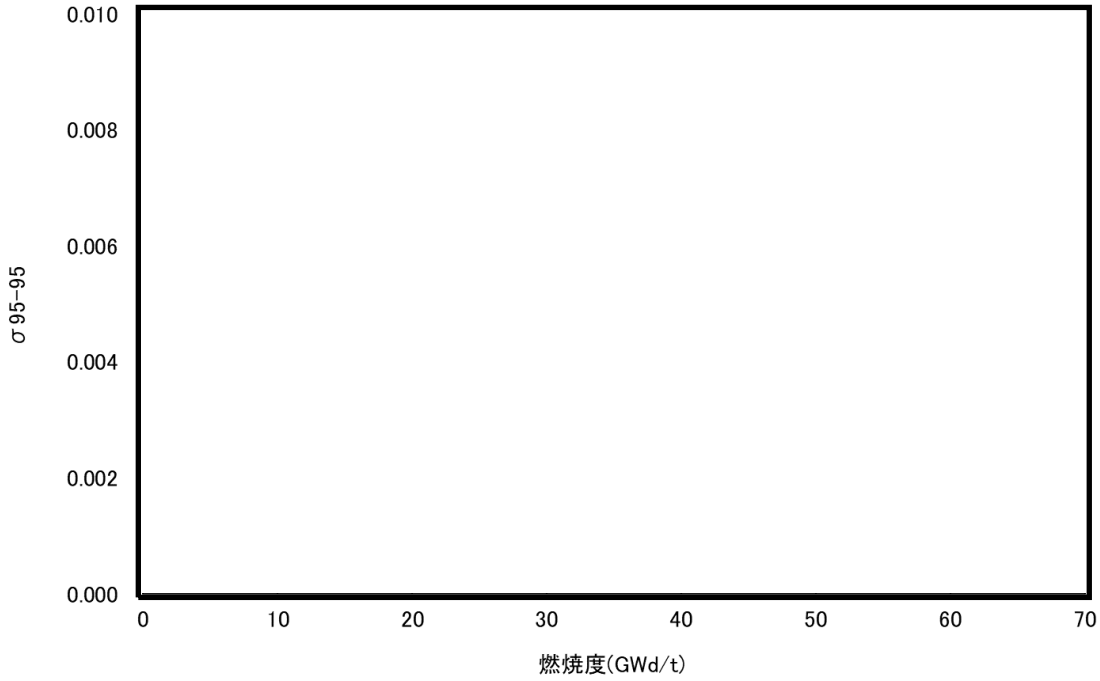


図３　設計格子計算コードと MCNP5_DBRC とのボロン価値燃焼効果
（95％信頼度-95％確率値の燃焼度依存性）

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] 株式会社ｸﾞﾛｰﾊﾞﾙ･ﾆｭｰｸﾘｱ･ﾌｭｴﾙ･ｼﾞｬﾊﾟﾝ,「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

添付資料７　２次元拡散コードALEXについて

目次

1. はじめに
2. ALEX の解析モデル
3. LANCR と ALEX の比較
4. 参考文献

1. はじめに

本添付資料では，島根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/AETNA コード説明書における LANCR の妥当性確認の臨界試験解析において使用する ALEX コード（以下，「ALEX」という。）に関し説明する。

2. ALEX の解析モデル

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 との組合せにより臨界試験解析を実施している[1]。

ALEX の基礎方程式は拡散方程式であり，AETNA と同じである。

$$-\nabla \cdot J_g^i + \Sigma_{r,g}^i \phi_g^i = Q_g^i$$

$$J_g^i = -D_g^i \nabla \phi_g^i$$

$$Q_g^i = \sum_{g' \neq g} \Sigma_{g' \to g}^i \phi_{g'}^i + \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i \phi_{g'}^i$$

ALEX は，矩形形状で均質化された領域を１つのノードとして有限差分法に基づき拡散方程式を解く。有限差分法では，テイラー展開の考え方に基づく差分近似を用いて，拡散方程式の微分項を差分化する手法である。また，ALEX は，AETNA と同様に，不連続因子を用いて中性子流を更新する。

LANCR-ALEX の組み合わせで使用する場合は，燃料棒単位で均質化された領域をノードとして扱う。LANCR から ALEX に受け渡される核定数は，コード説明書本文 3.1.4.5.2 表 3.1-9 に示される。

ALEX は，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[2]により示されている 。

3. 同一問題条件における LANCR と ALEX の比較

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，履歴ボイド率 40%の燃焼計算を LANCR で実施し，燃焼度 0，5.5，11.0，22.0，44.1 及び 66.1GWd/t の６点で LANCR が作成したノード平均断面積を用いて ALEX による解析を実施した。

LANCR と ALEX で解析した無限増倍率の比較結果を図 1 に示す。両者の差は最大で [　　] %Δk である。また，核分裂反応率分布の RMS 差は平均で [　　] %である。

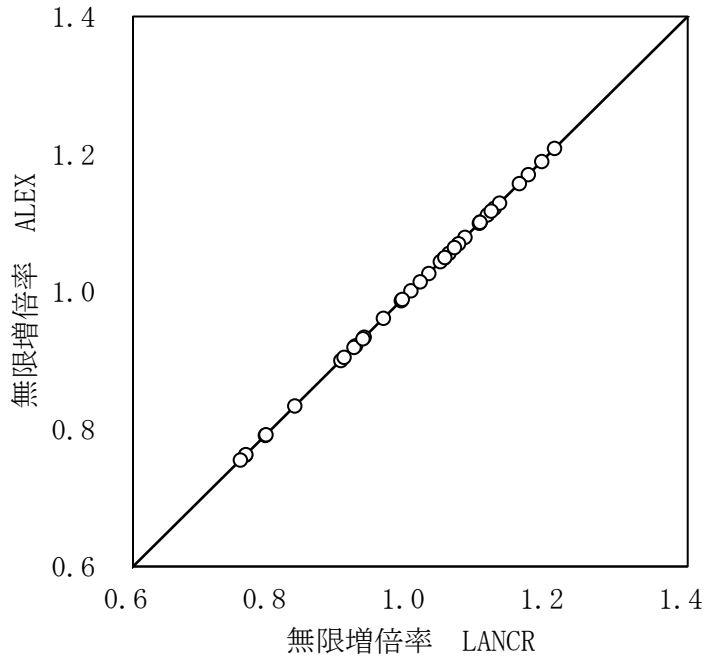


図 1 無限増倍率の比較

以上から，同一条件において，ALEX は LANCR の計算結果を再現する機能を有していることを確認した。

したがって，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と考える。

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。

4. 参考文献

[1] Tatsuya Iwamoto, Tadashi Ikehara, Michitaka Ono, Teppei Yamana, Hisao Suzuki, “VALIDATION OF LANCR01/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)

[2] K. S. Smith, “Spatial Homogenization Methods for Light Water Reactor Analysis,” PhD Thesis, Nuclear Engineering, Massachusetts Institute of Technology (1980)

添付資料８　LANCR/AETNA の検証及び妥当性確認結果

目次

1.　検証及び妥当性確認の結果について
1.1　はじめに
2.　LANCR の検証及び妥当性確認
2.1.1　概要
2.1.2　ベンチマーク問題による検証
2.1.3　試験による妥当性確認
2.1.4　連続エネルギモンテカルロ計算による妥当性確認
3.　AETNA の検証及び妥当性確認
3.1.1　概要
3.1.2　検証及び妥当性確認の構成
3.1.3　ベンチマーク問題による検証
3.1.4　連続エネルギモンテカルロ計算等による妥当性確認
3.1.5　プラント運転実績による妥当性確認
3.1.6　試験による妥当性確認
3.2　LANCR/AETNA の検証及び妥当性確認のまとめ
4.　参考文献

1. 検証及び妥当性確認の結果について

1.1 はじめに

本添付資料では，「島根原子力発電所３号炉 LANCR/AETNA コード説明書」（以下，「本文」という）４章で言及した検証及び妥当性確認の結果について，本文５章で要求すべき予測性能との比較による適用性判断に使用したものも含めて示す。なお，本文で示した妥当性確認についても，本添付資料内で図表番号，式番号，文献番号を再付番し，再掲している。

本添付資料で示す妥当性確認結果で把握した不確かさにのうち，本文５章における適用性判断で使用する不確かさの記載については下線を示し，「これらの結果は本文５章における適用性判断で使用される不確かさである。」と明記する。該当する試験は本文表 4.2-1，4.3-11 に示されている。

2. LANCR の検証及び妥当性確認

2.1.1 概要

LANCR の検証及び妥当性確認は以下の３通りの観点で実施した。

(a) 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，LANCR の核特性の妥当性を確認した。

(c) 連続エネルギ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。

2.1.2 ベンチマーク問題による検証

2.1.2.1 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[1]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， LANCR 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 2-1 及び図 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
① MOX 燃料棒セル問題 (Pu 含有率:17.2wt%, Puf:11.0wt%, 母材 U:0.2wt%)	14～15
② 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 2-3 から図 2-6 に示す。いずれの問題においても，LANCR を除く全ベンチマーク参加コードの平均値からの無限増倍率の差異は，参加コード間のばらつきの２σ以内であった。

次に，減速材ボイド率を０%から 40%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 2-7 から図 2-14 に示す。ここに，減速材ボイド係数は式(2-1)，ドップラ係数は式(2-2)に示す定義に基づいて算出した。

$$C_{void} = \frac{k_{HV}^{\infty} - k_{LV}^{\infty}}{k_{LV}^{\infty} \times (V_{HV} - V_{LV})} \times 100 \qquad (2\text{-}1)$$

ここに，C_{void}：減速材ボイド係数（%Δk/k/Δ%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(%)

$$C_{Doppler} = \frac{k_{HT}^{\infty} - k_{LT}^{\infty}}{k_{LT}^{\infty} \times \left(\sqrt{T_{HT}} - \sqrt{T_{LT}}\right)} \times 100 \qquad (2\text{-}2)$$

ここに，$C_{Doppler}$：ドップラ係数（%Δk/k/Δ√K）

k_{HT}^{∞}：燃料温度上昇後の無限増倍率

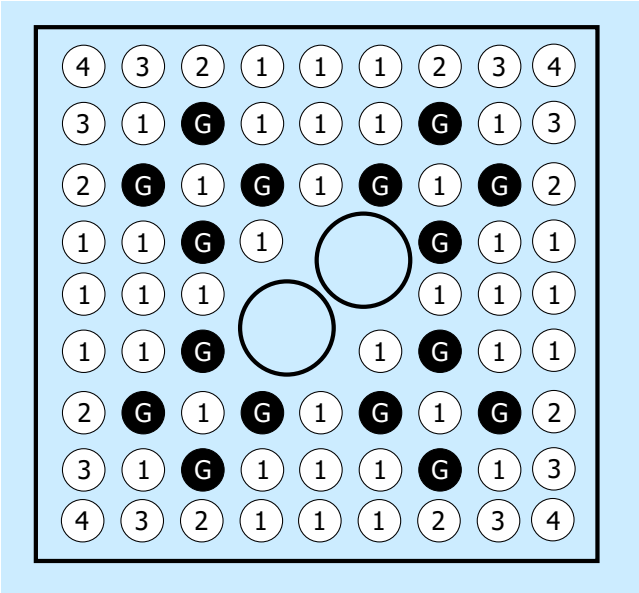
k_{LT}^{∞}：燃料温度上昇前の無限増倍率

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）

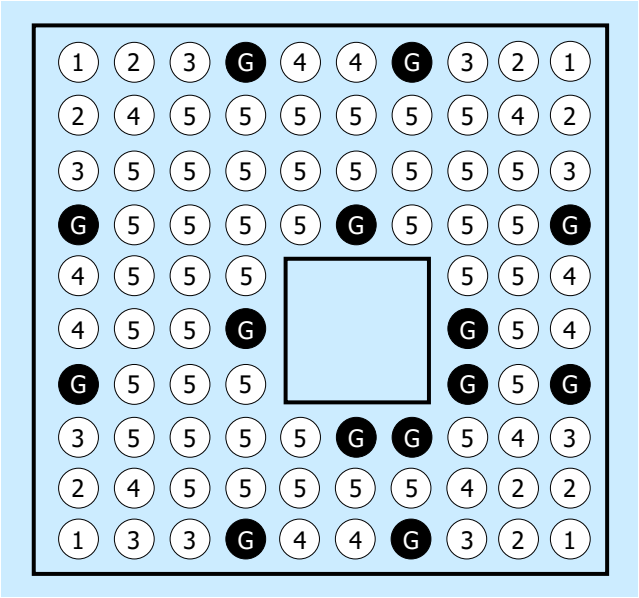
LANCR を除く全ベンチマーク参加コードの平均値からの各反応度の差異は，概ね参加コード間のばらつきの２σ以内であった。MOX 燃料集合体体系の燃焼度 70GWd/t におけるドップラ係数のみ２σを超えたが，MOX 燃料集合体体系の反応度計算へのベンチマーク参加コードは LANCR を除いて４コードと少なく，それぞれのコード間でも 10%程度の差異が存在することから，有意な差ではないと考えられる。

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% UO_2 ③ 4.0wt% UO_2 G 6wt%Gd – 5.0wt% UO_2
② 5.0wt% UO_2 ④ 3.0wt% UO_2

図 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 G 3.5wt%Gd – 4.0wt% UO_2

図 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

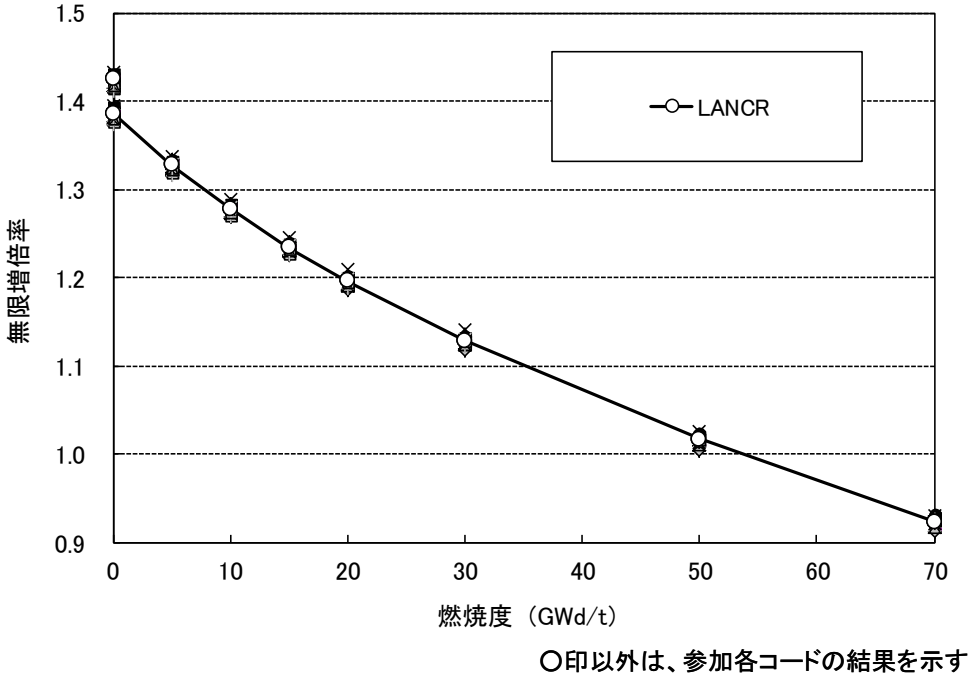


図 2-3　ウラン燃料棒セル問題における無限増倍率の比較

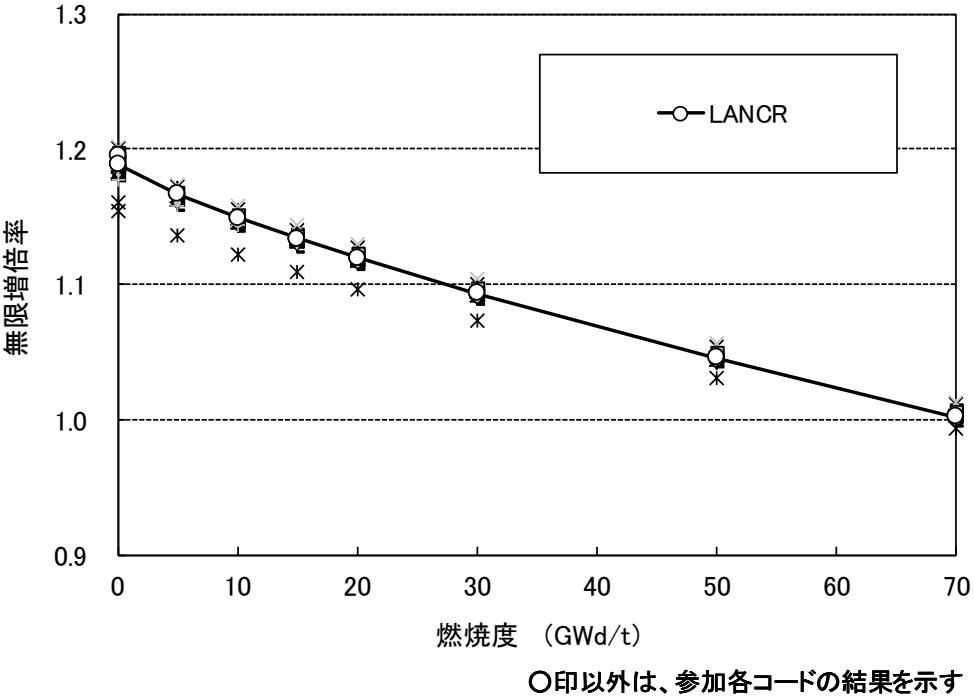


図 2-4　MOX 燃料棒セル問題における無限増倍率の比較

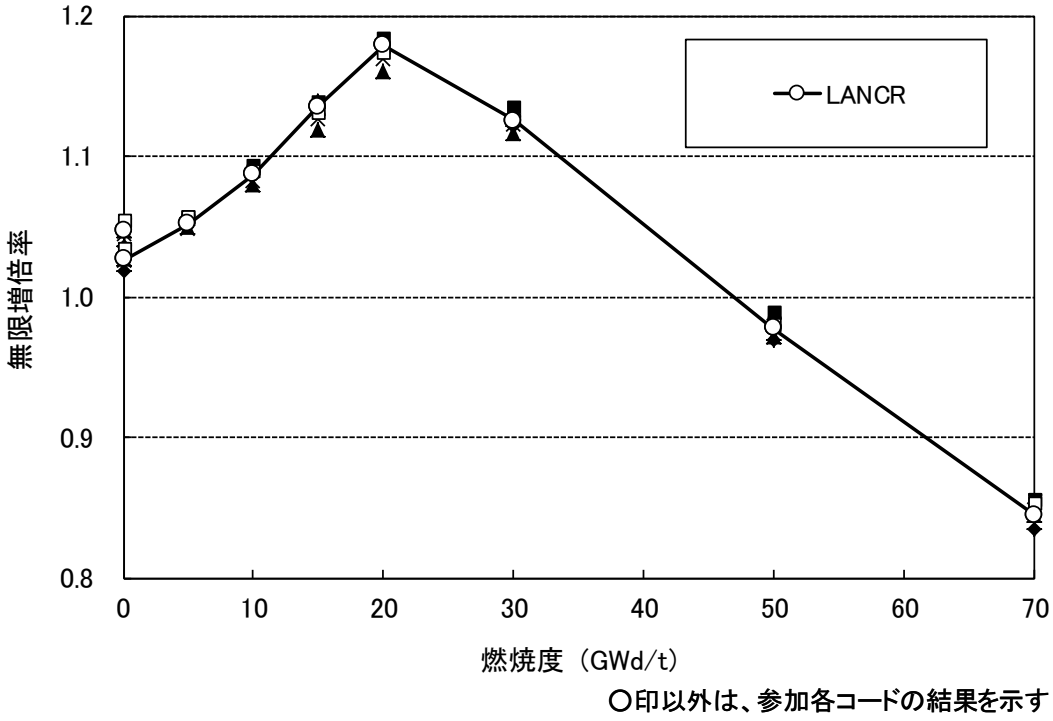


図 2-5　ウラン燃料集合体問題における無限増倍率の比較

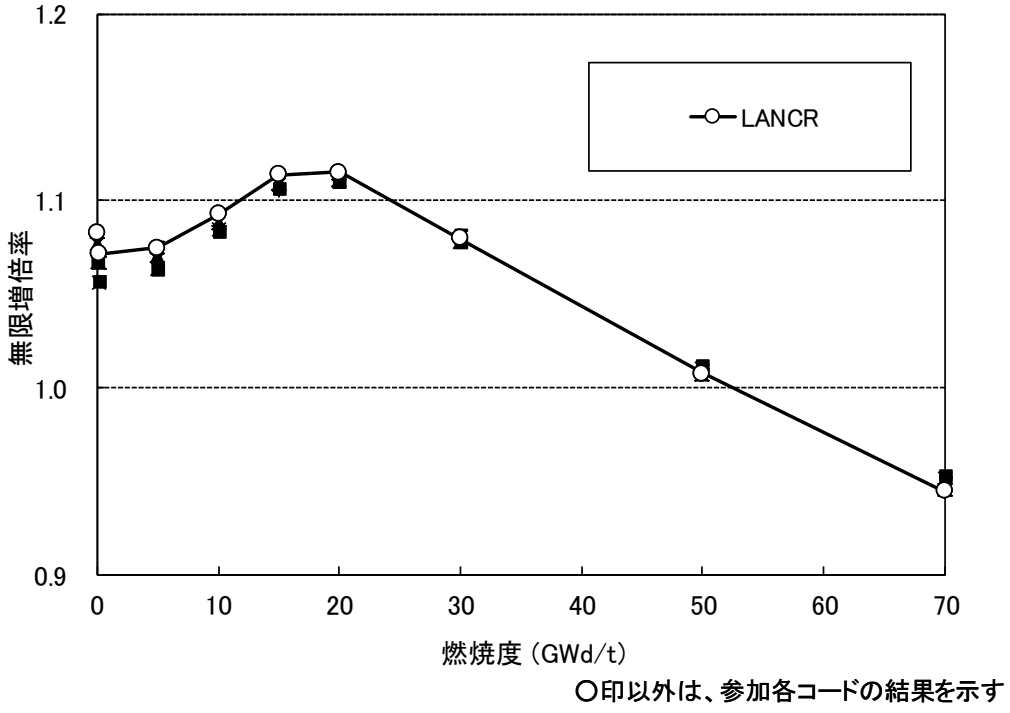


図 2-6　MOX 燃料集合体問題における無限増倍率の比較

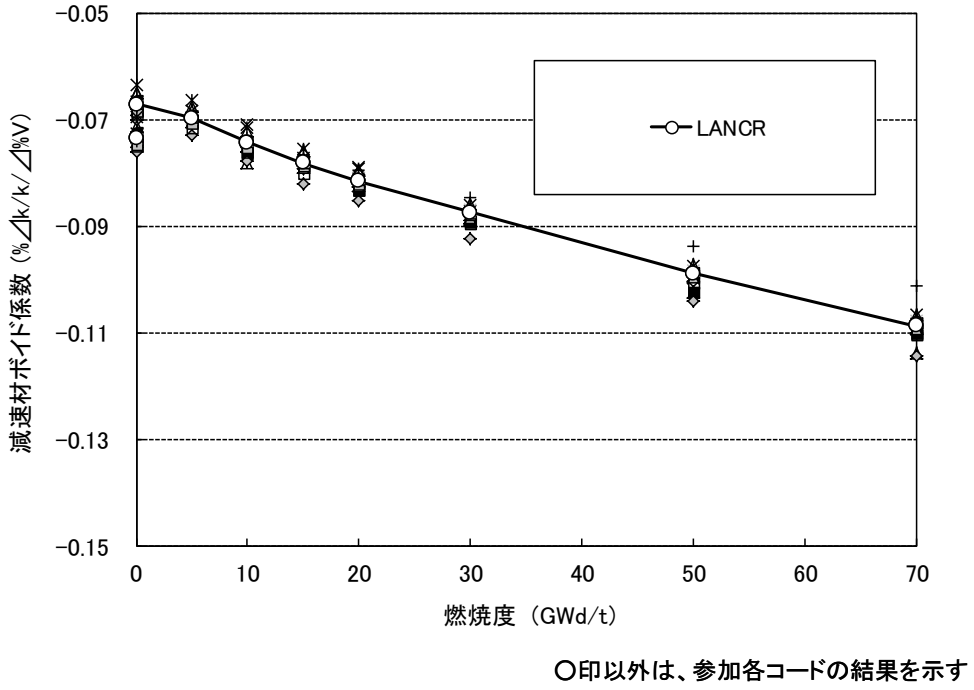


図 2-7　ウラン燃料棒セル問題における減速材ボイド係数の比較

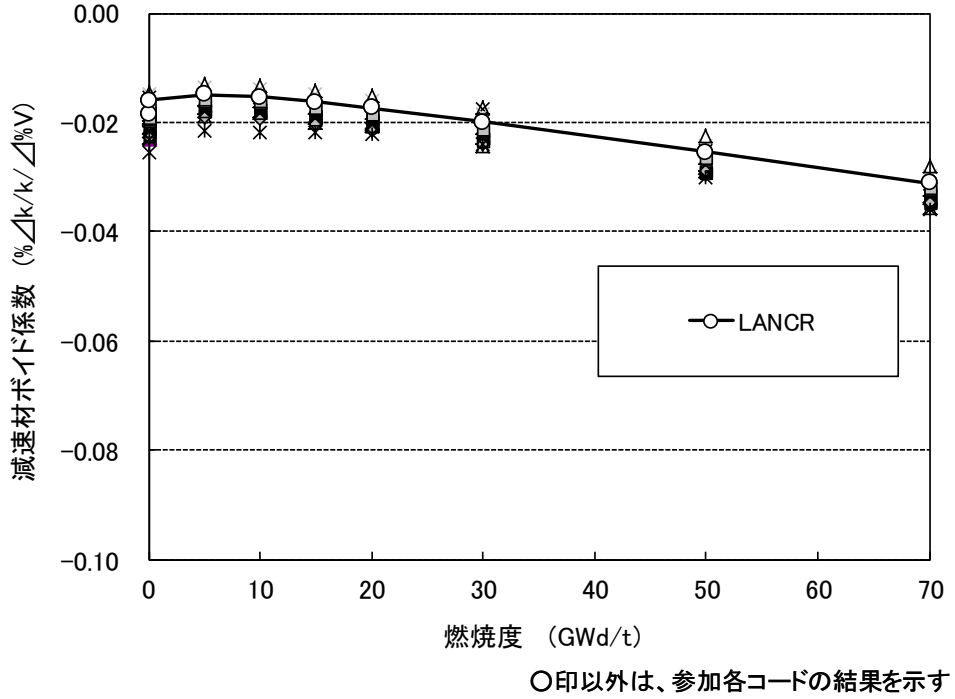


図 2-8　MOX 燃料棒セル問題における減速材ボイド係数の比較

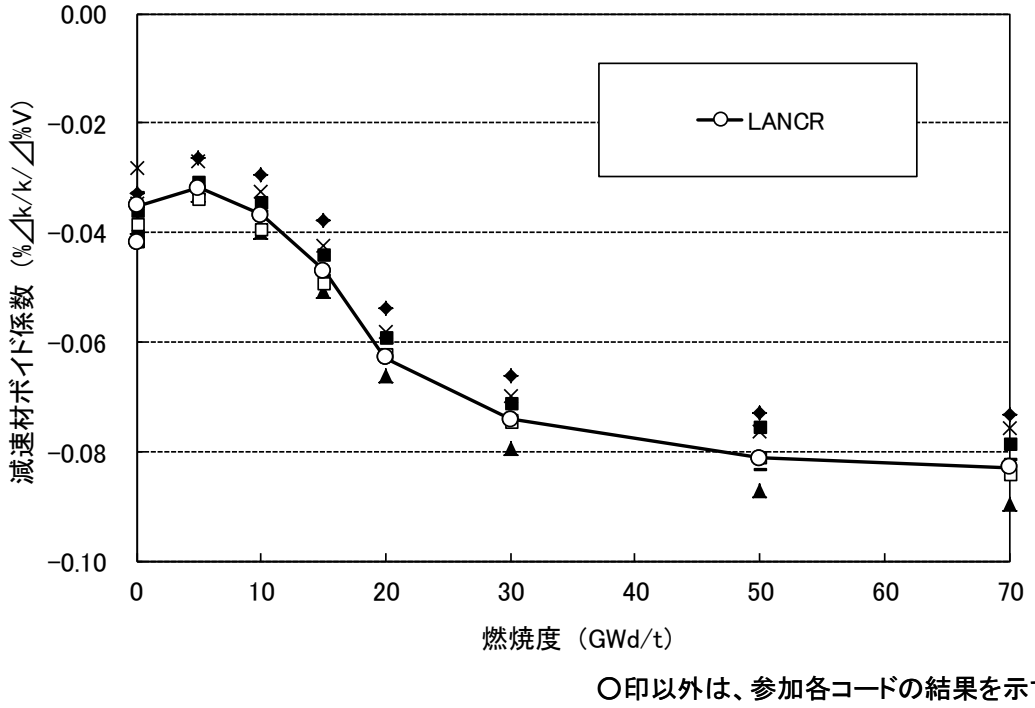


図 2-9　ウラン燃料集合体問題における減速材ボイド係数の比較

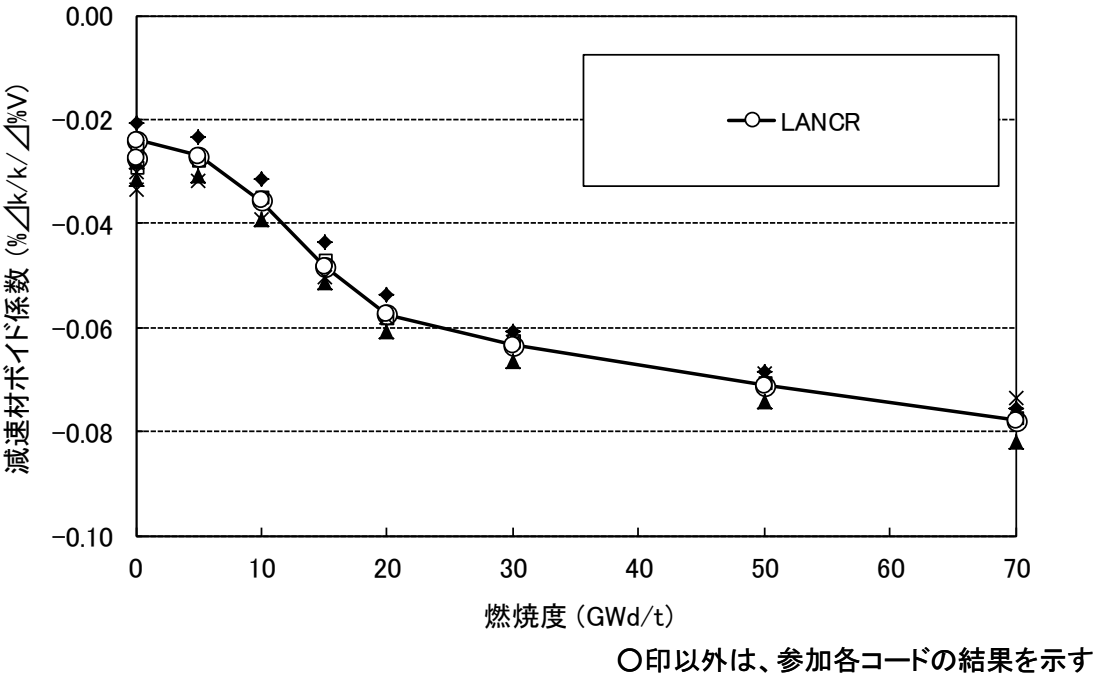


図 2-10　MOX 燃料集合体問題における減速材ボイド係数の比較

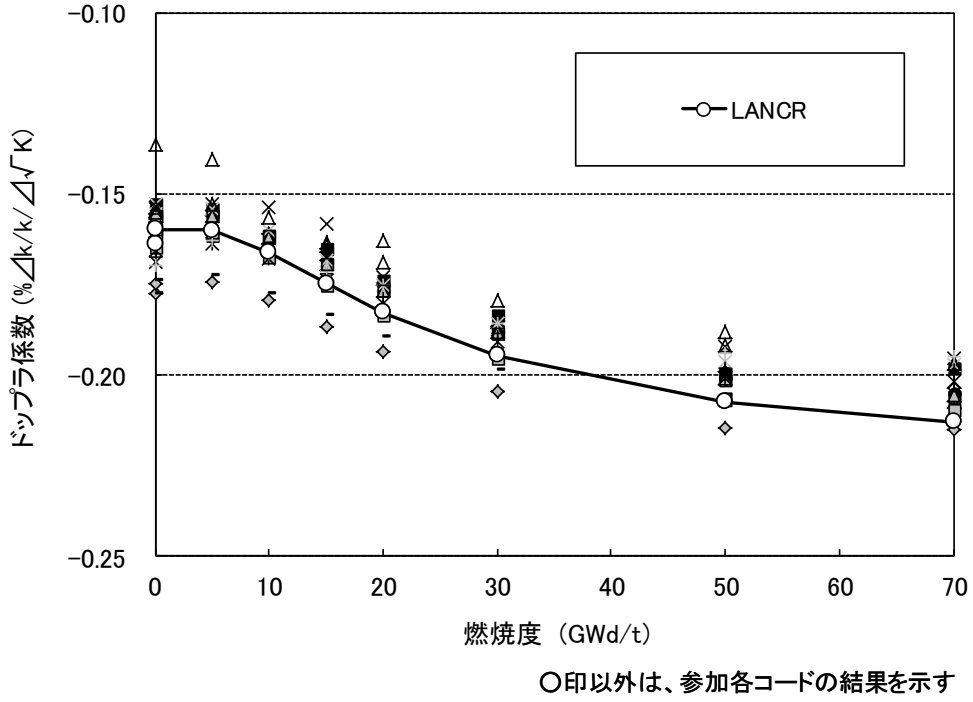


図 2-11　ウラン燃料棒セル問題におけるドップラ係数の比較

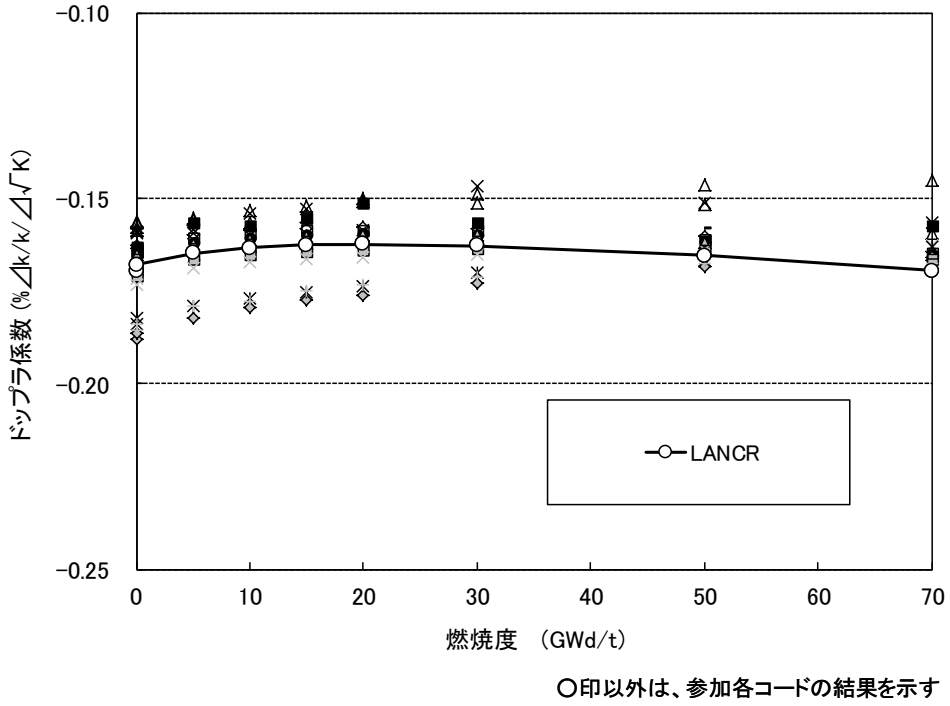


図 2-12　MOX 燃料棒セル問題におけるドップラ係数の比較

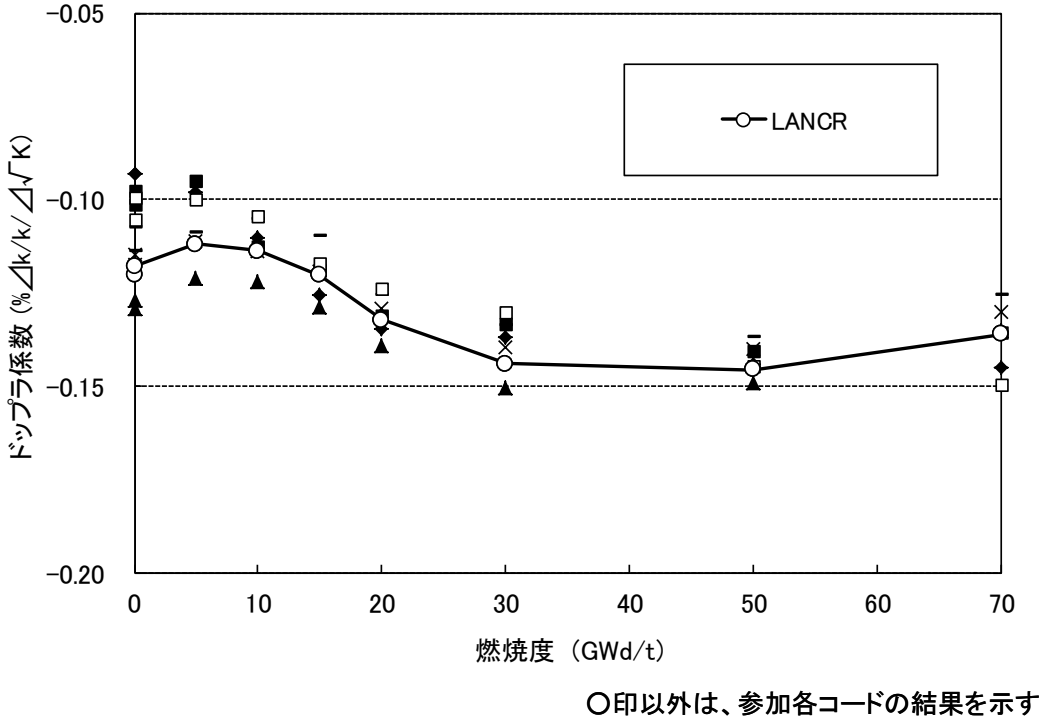


図 2-13　ウラン燃料集合体問題におけるドップラ係数の比較

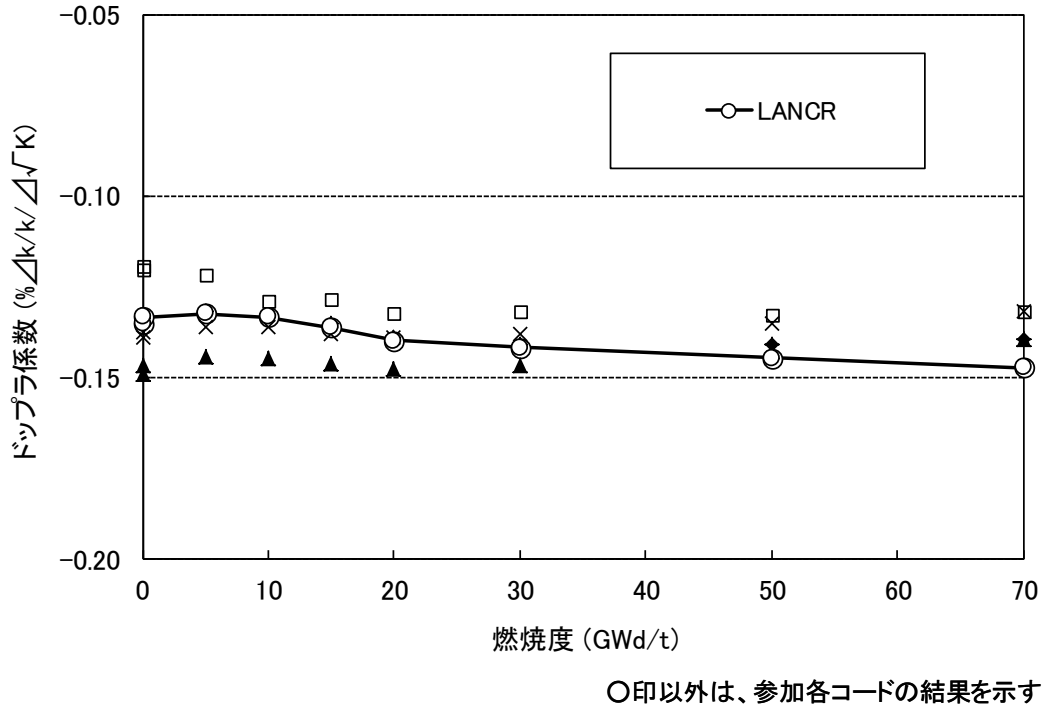


図 2-14　MOX 燃料集合体問題におけるドップラ係数の比較

2.1.2.2　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[2]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 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 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 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 2-17 及び図 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。

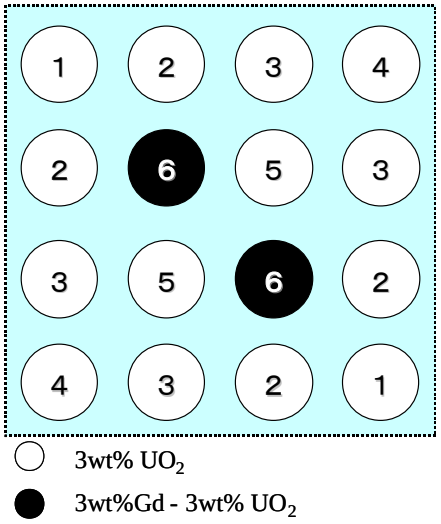


図 2-15　NEACRP-L-271 国際ベンチマーク問題体系

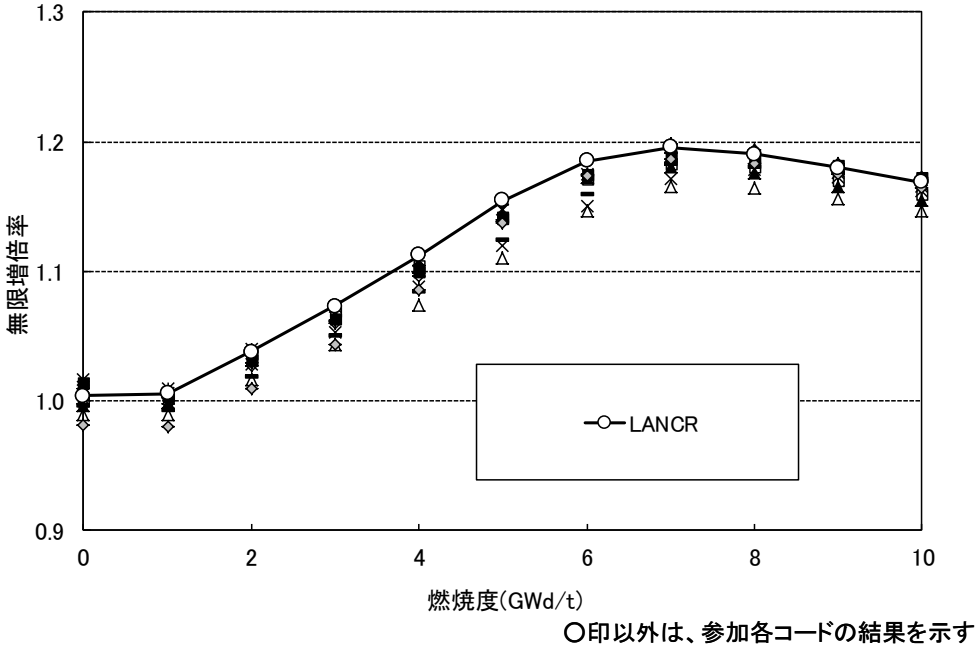


図 2-16　NEACRP-L-271 ベンチマークにおける無限増倍率の比較

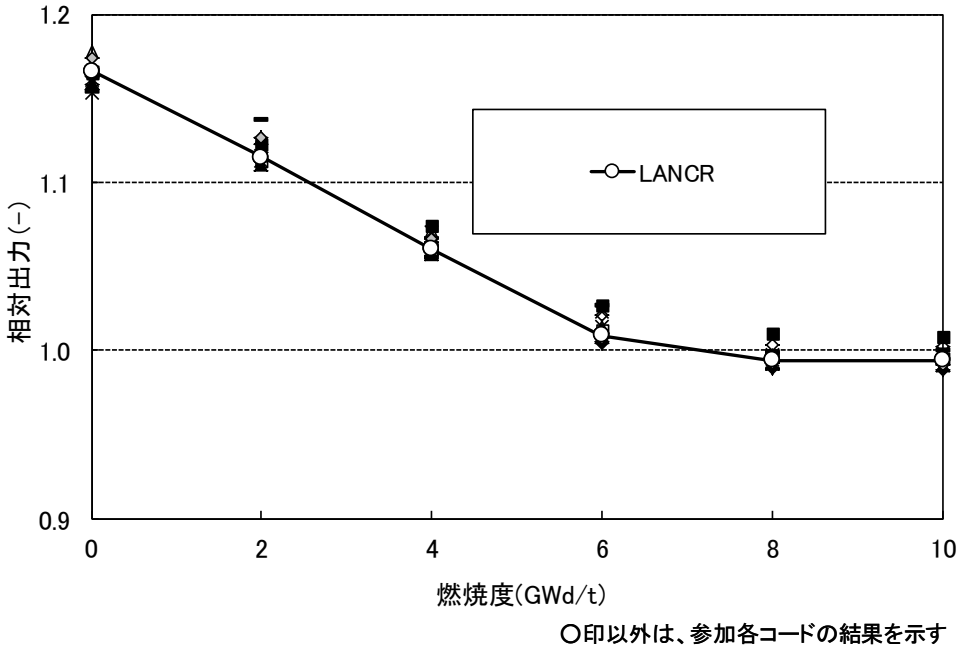


図 2-17　NEACRP-L-271 ベンチマークにおける燃料棒相対出力の比較
(UO_2燃料棒，燃料棒番号４番)

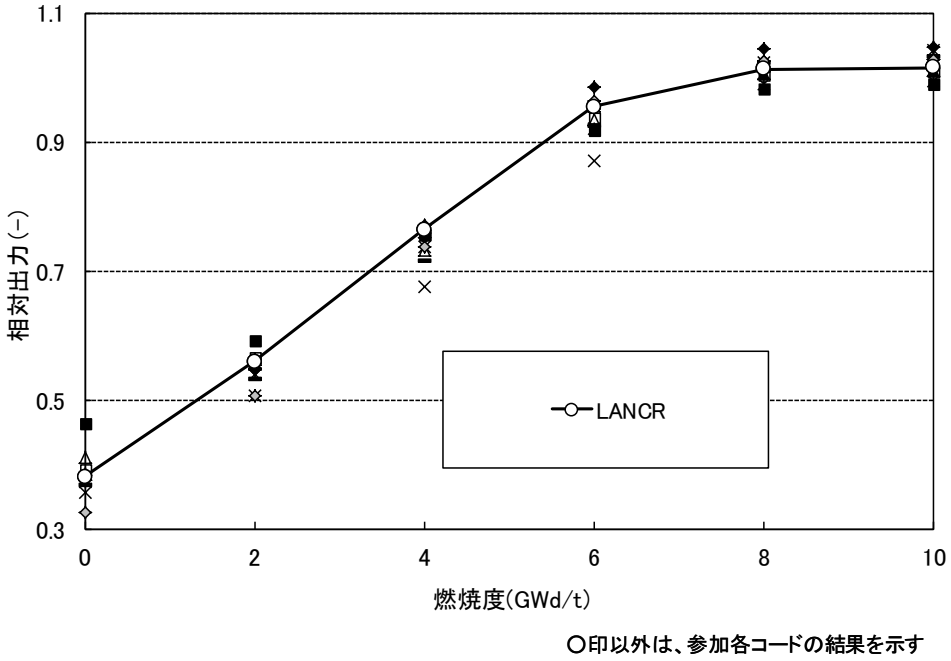


図 2-18　NEACRP-L-271 ベンチマークにおける燃料棒相対出力の比較
（ガドリニア添加燃料棒）

2.1.3　試験による妥当性確認

以下の試験データを用いて LANCR の妥当性確認を行った。

1. Babcock & Wilcox 臨界試験[3,4,5]
2. NCA 臨界試験 [14]
3. BASALA 臨界試験[6,7]
4. Hellstrand 実効共鳴積分の実験式[8]
5. MISTRAL 臨界試験 [6,9,10]
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[11,12,13]

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 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 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）	島根３号炉（参考）
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	ウラン燃料集合体
試験領域 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：[redacted]）	ウラン：約 3.7 MOX：約 7.0，一部 8.7 （Puf：[redacted]）	初装荷　1.5～4.1 取替　　3.8
減速材温度（℃）	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 炉心２：冷温模擬	約 20	停止余裕評価 20 高温運転時 平均約 40%ボイド
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	冷温：約 9 40%ボイド模擬：約 5
燃料棒又は燃料集合体ピッチ（cm）	ウラン：1.63 MOX　：1.90	燃料棒 約 1.4 燃料集合体 約 15	燃料棒 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	燃料棒 約 1.4 燃料集合体 約 15
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 実効増倍率	燃料集合体内出力分布 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℃ ウォータロッド反応度 試験燃料 H/HM：6.0	実効遅発中性子割合（βeff）	

＊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。

2.1.3.1　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:2,029ppm,MOX 燃料棒体系:2,230ppm)。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。上記の実現方法は参考文献 5 に示されている。具体的には臨界試験体系における中心部３×３燃料棒領域をテスト格子領域と見なし，同一燃料が装荷された十分なバッファ領域を確保することでテスト格子領域の平坦な中性子束分布を実現する。さらにテスト格子領域を真空を模擬する void can で置換した際に，置換前後で同じ臨界条件が達成できるように減速材中ボロン濃度が調整されている。これにより,真空模擬時のテスト格子領域と３×３のテスト格子燃料装荷時は同一効果（実質的な反応度が０）と見なせるため，上記テスト格子は無限増倍体系を模擬していると見なすことができる。

妥当性確認の結果，実効増倍率の実験値からの差は，ウラン燃料棒では［　　］%Δk，MOX 燃料棒では［　　］%Δk であった。

以上より，実効増倍率の不確かさが確認できた。

2.1.3.2　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[14]を対象に妥当性確認を行った。NCA では低濃縮 UO_2 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 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 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-5[15]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

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。

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[16]。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差は，高温模擬試験において［　　］%Δk，冷温模擬試験において［　　］%Δk であった。高温模擬試験及び冷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 2-20 及び図 2-21 は，それぞれ高温及び冷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 2-22 及び図 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）差は，高温で［　　］%，冷温で［　　］%であった。なお，RMS 差は，以下の式により求めた。

$$RMS = 100 \times \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(X_{L,i} - X_{R,i}\right)^2} \qquad (2\text{-}3)$$

ここに，RMS：二乗平均平方根(%)

$X_{L,i}$：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

以上より，実効増倍率及び出力分布に対する不確かさが確認できた。

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。

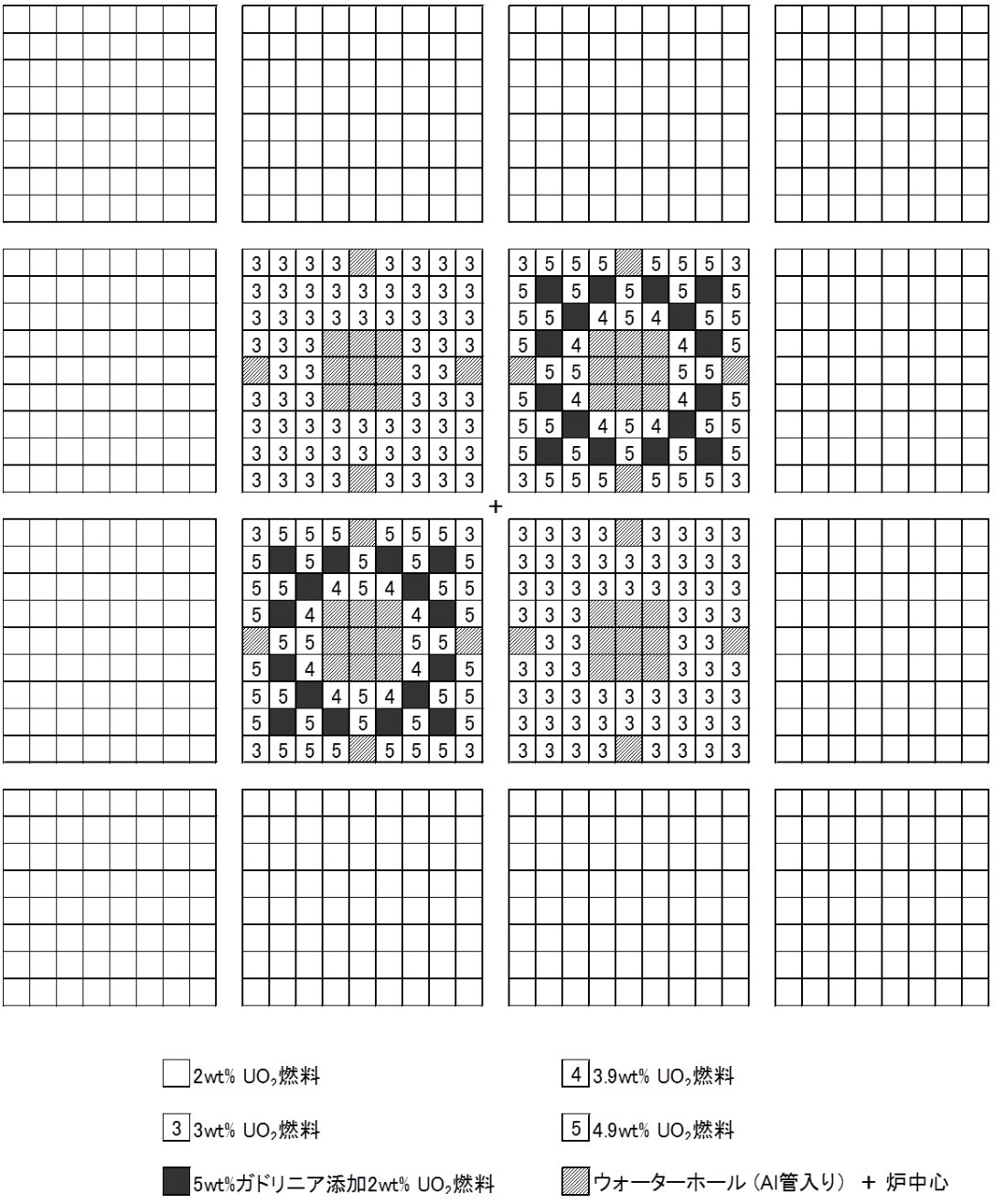


図 2-19　NCA 臨界試験体系例（高温模擬試験）

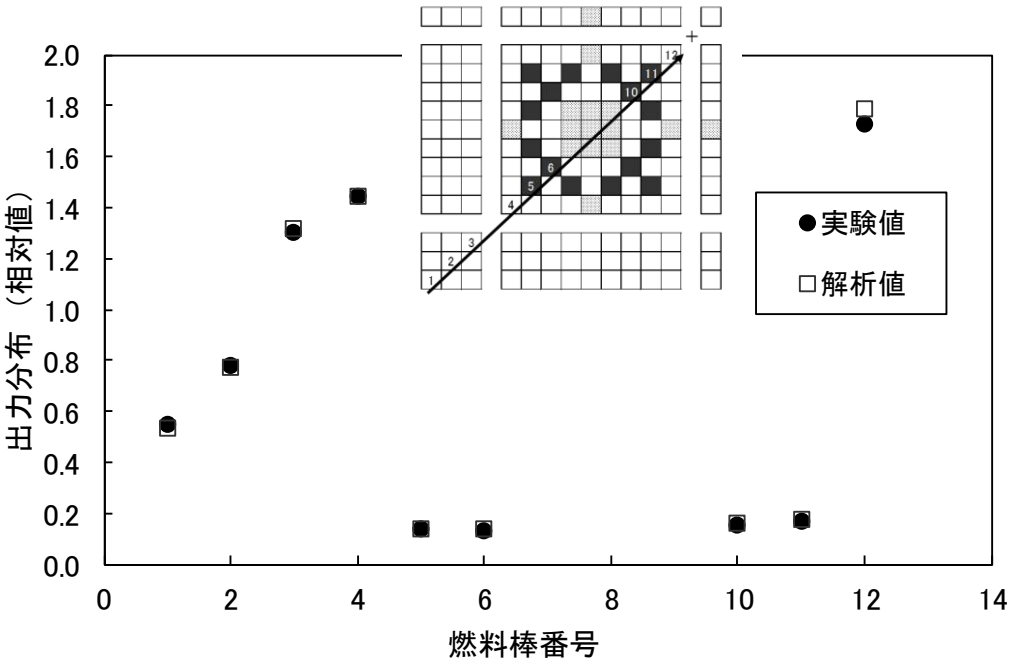


図 2-20　NCA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較（高温模擬試験）

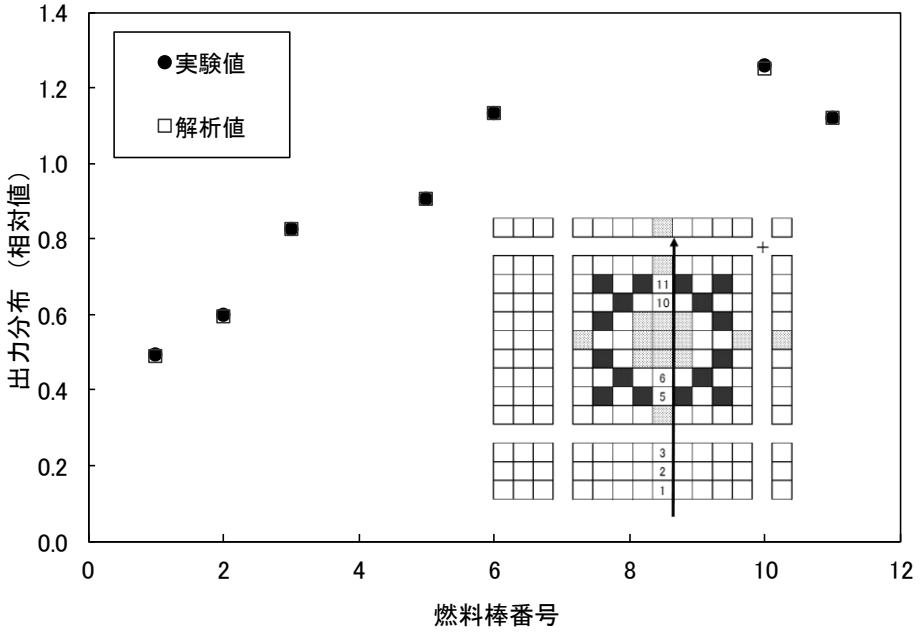


図 2-21　NCA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較（冷温模擬試験）

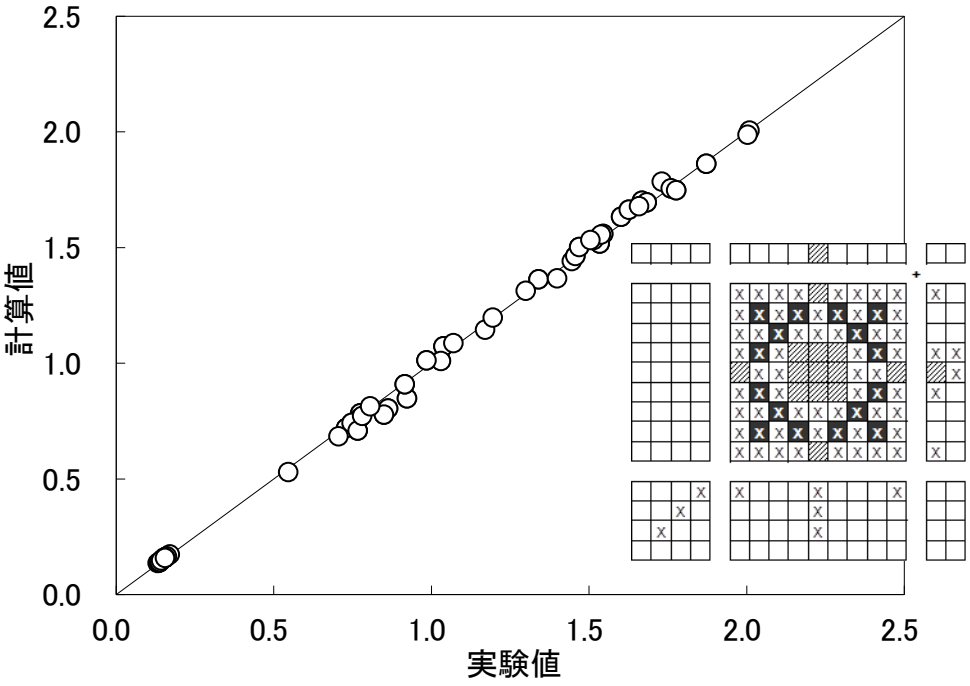


図 2-22　NCA 臨界試験における相対出力分布の比較
（全測定点対象，高温模擬試験）

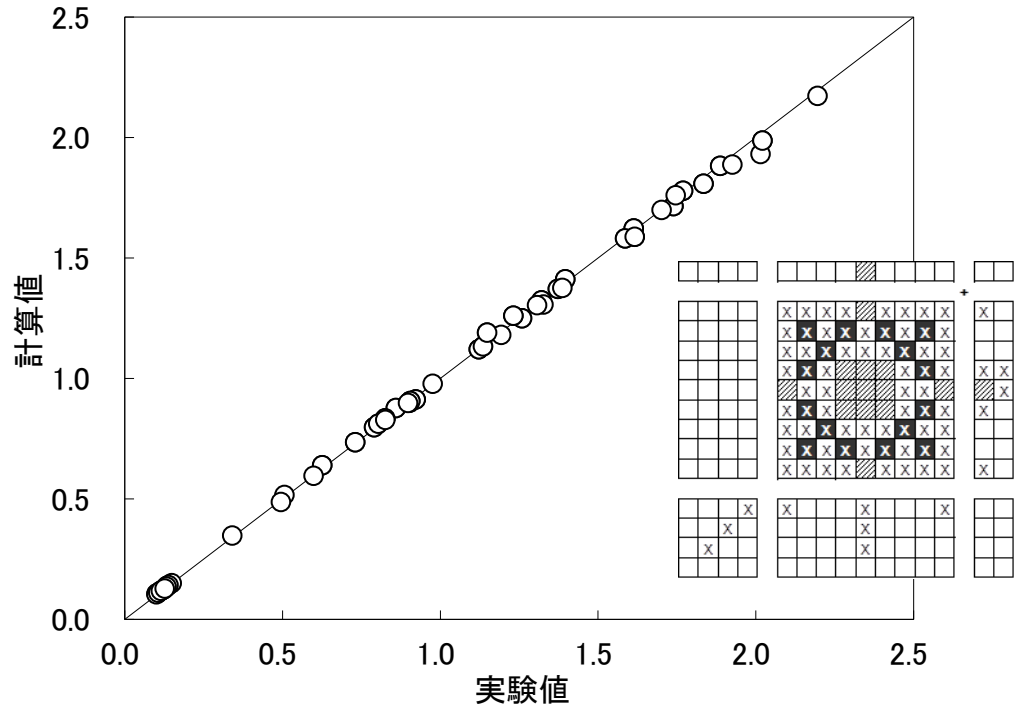


図 2-23　NCA 臨界試験における相対出力分布の比較
（全測定点対象，冷温模擬試験）

2.1.3.3　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は冷温模擬）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 2-24 及び図 2-25 に示す。主要な評価パラメータは表 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（中性子エネルギ群は 35 群，不連続因子を含む）を２次元拡散コード ALEX（詳細は添付資料７参照）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。

以下に示す結果から，実効増倍率や出力分布，各種の反応度係数などの不確かさが確認できた。

2.1.3.3.1　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=冷温状態模擬）
○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 B_4C 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差を図 2-26 に示す。実効増倍率の差の平均は [　　]%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 B_4C 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 2-27 及び図 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

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についてそれぞれ図 2-29 及び図 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 差は，[redacted]%であった。

2.1.3.3.2　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 6 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(2-4)に示す定義式に基づき反応度を導出した。

$$\rho = \frac{k_R^{eff} - k_P^{eff}}{k_R^{eff} \times k_P^{eff}} \times 10^5 \qquad (2\text{-}4)$$

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 2-31 及び図 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の不確かさ（約 [redacted] %）の範囲内であった。減速材ボイド反応度の不確かさ（相対差）については，測定値に対して[redacted]%であった。この結果は本文５章における適用性判断で使用される不確かさである。

2.1.3.3.3　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℃から 80℃まで 10℃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 6 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(2-5)に示す定義式に基づき，温度差が 10℃となる試験間でそれぞれ導出した。

$$\rho = \frac{k_{HT}^{eff} - k_{LT}^{eff}}{k_{HT}^{eff} \times k_{LT}^{eff} \times (T_{HT} - T_{LT})} \times 10^5 \qquad (2\text{-}5)$$

ここに，ρ：等温温度係数（pcm/℃）

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

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。

T_{HT}：温度上昇後の燃料温度（℃）

T_{LT}：温度上昇前の燃料温度（℃）

実験値との比較を図 2-33 に示す。10℃～60℃での計算値は実験の不確かさの範囲内であり，60℃～80℃の２ケースについては２ σ 以内で一致した。

2.1.3.3.4　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 6 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(2-6)に示す定義式に基づき導出した。

$$\rho = \frac{k_{XB}^{eff} - k_{0B}^{eff}}{k_{XB}^{eff} \times k_{0B}^{eff} \times \beta_{eff}} \times 10^5 \qquad (2\text{-}6)$$

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 2-34 に示す。計算値は，実験の不確かさの範囲内で実験値と一致している。ほう素価値に対する参照解との比較に基づく不確かさの定量化については添付資料６に示す。

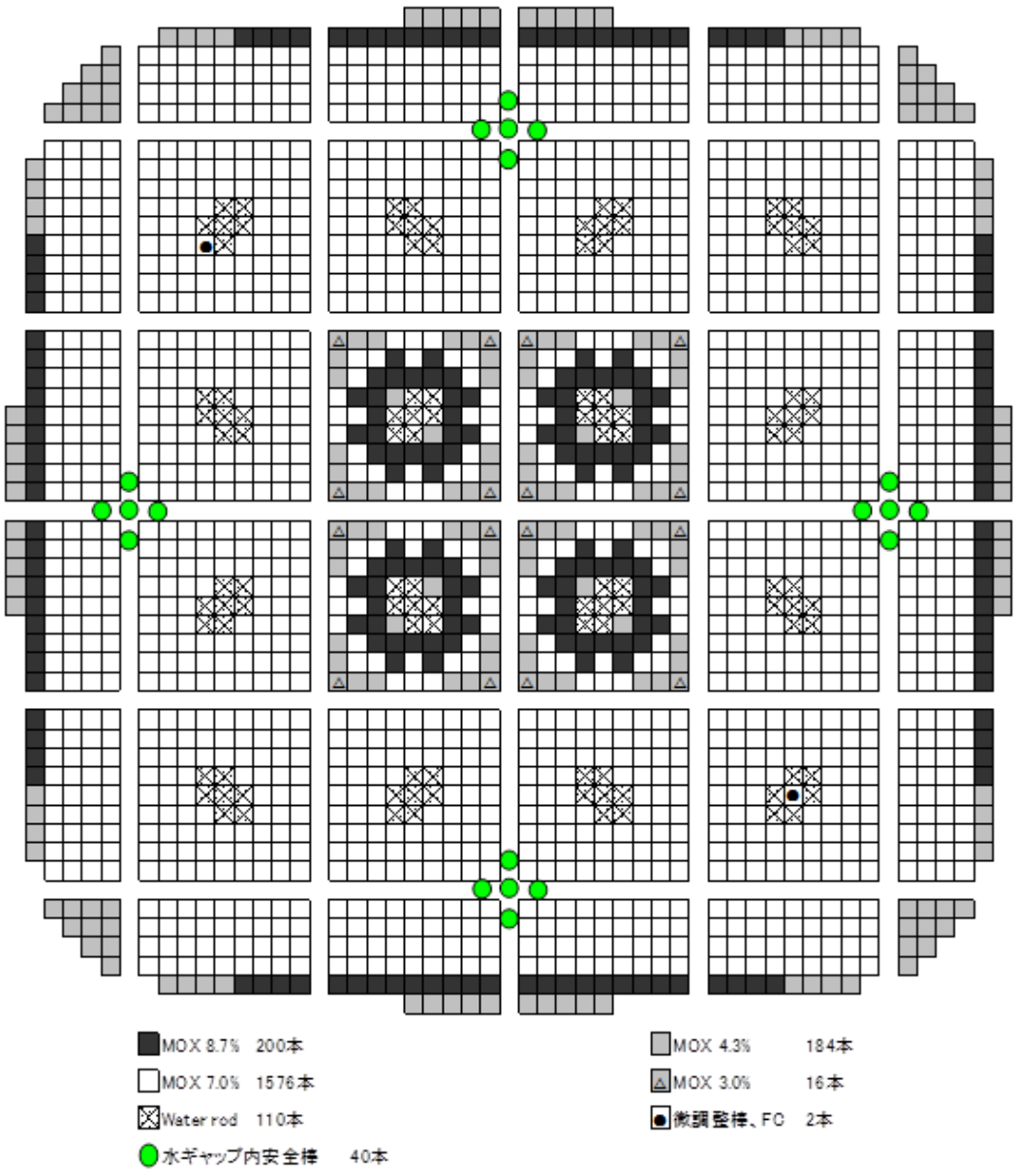


図 2-24　BASALA 臨界試験の炉心構成（炉心１，基準炉心）

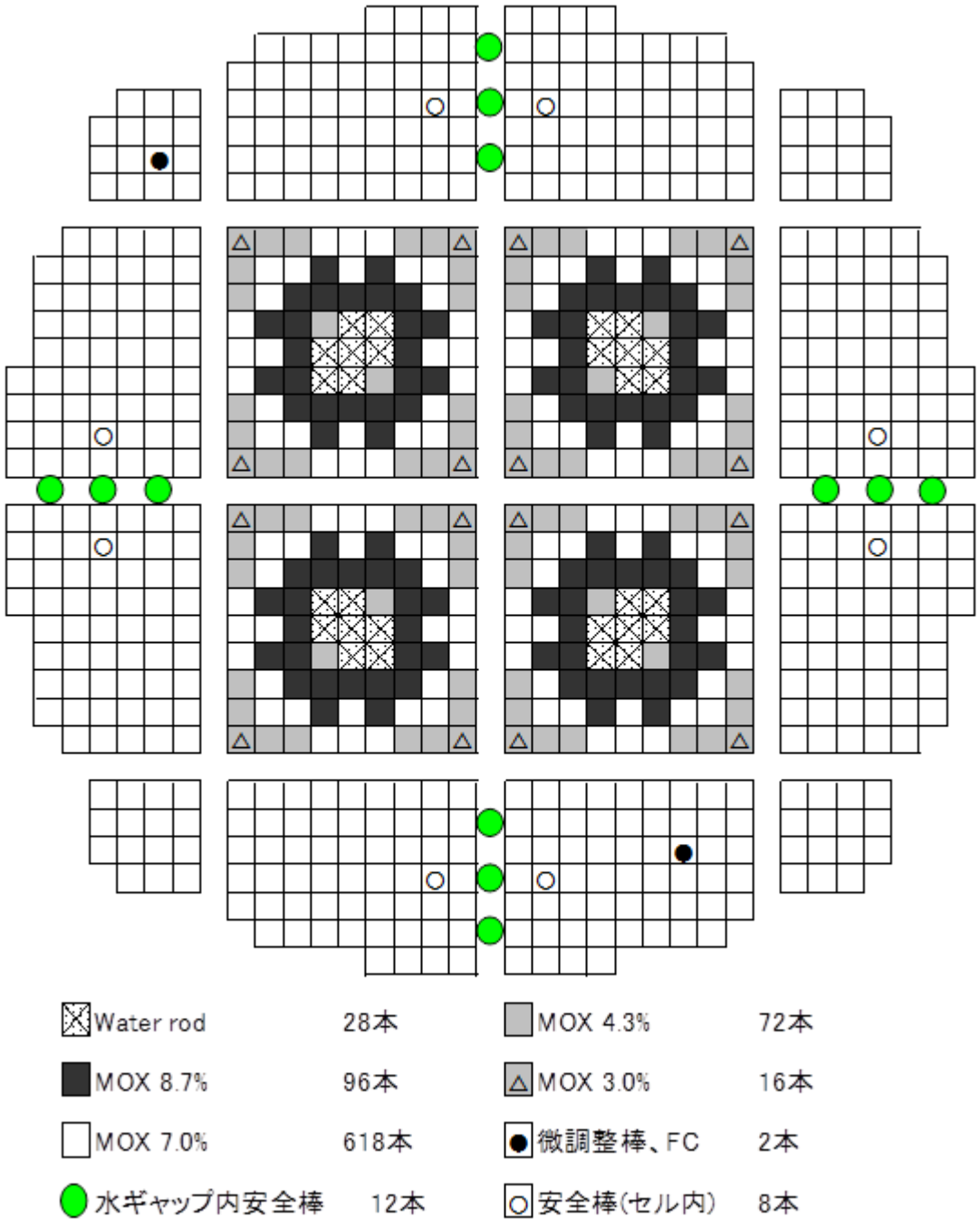


図 2-25　BASALA 臨界試験の炉心構成（炉心２，基準炉心）

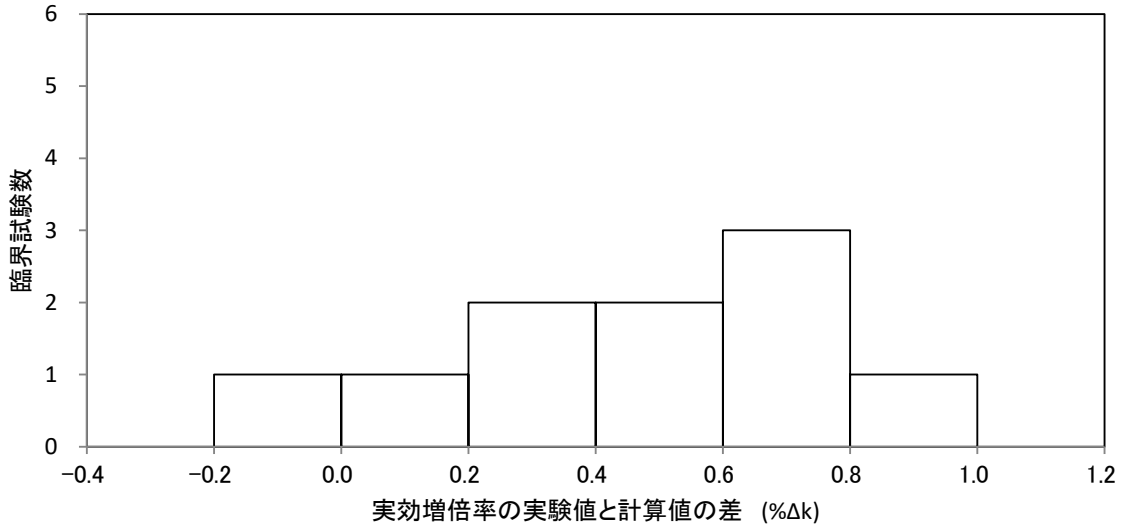


図 2-26　BASALA 臨界試験の実効増倍率の差

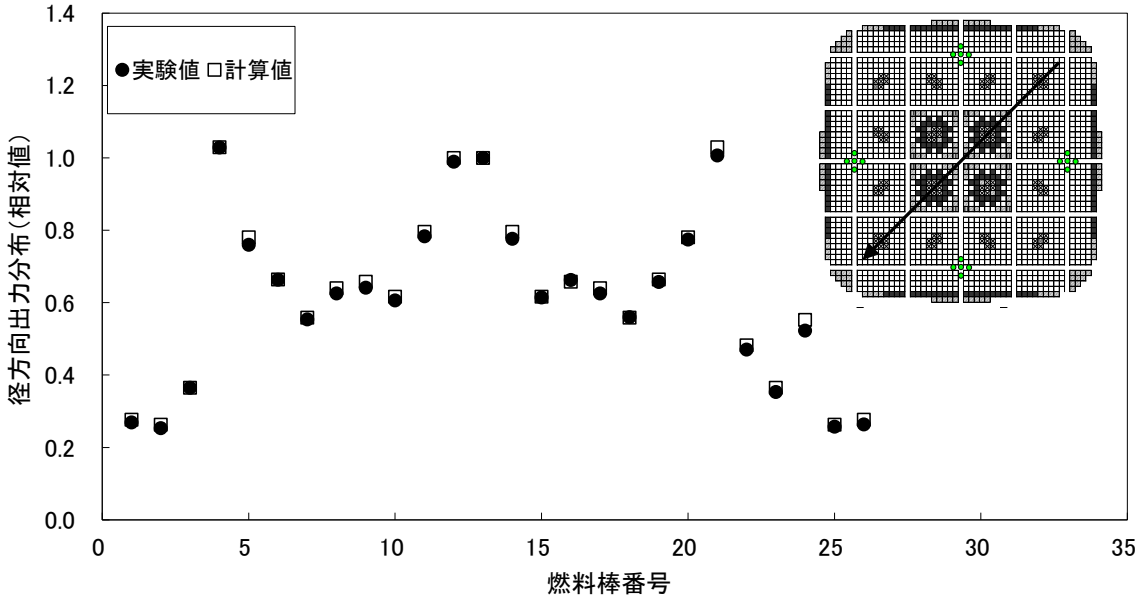


図 2-27　BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較
（炉心１，基準炉心）

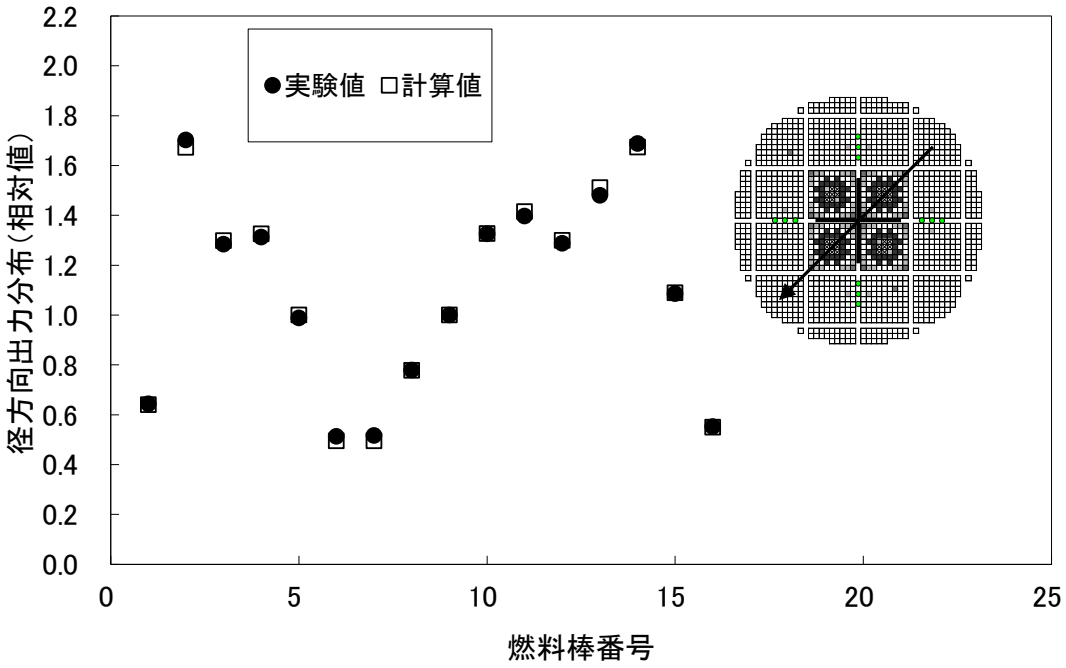


図 2-28　BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較
（炉心２，B_4C 制御棒挿入炉心）

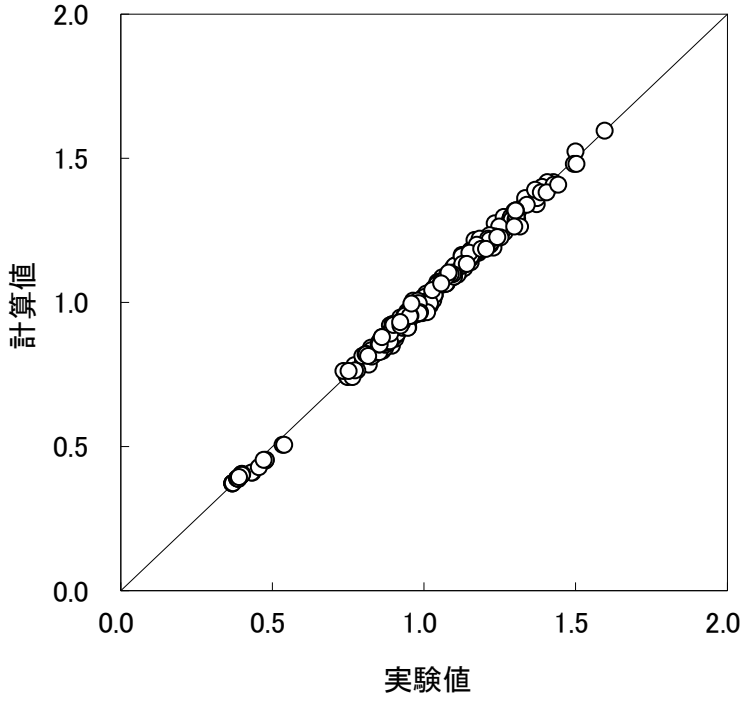


図 2-29　BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較（炉心１）

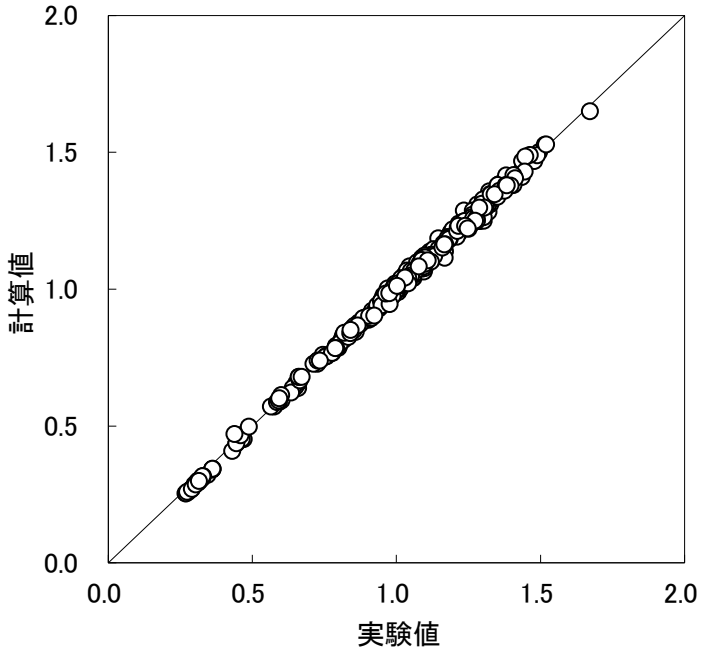


図 2-30　BASALA 臨界試験における径方向相対出力分布の比較（炉心２）

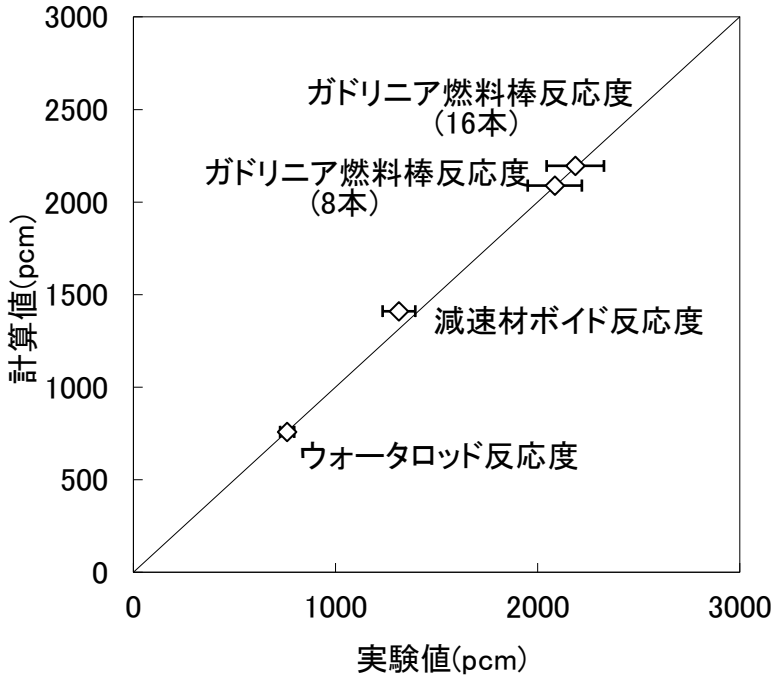


図 2-31　BASALA 臨界試験における反応度の比較（炉心１）

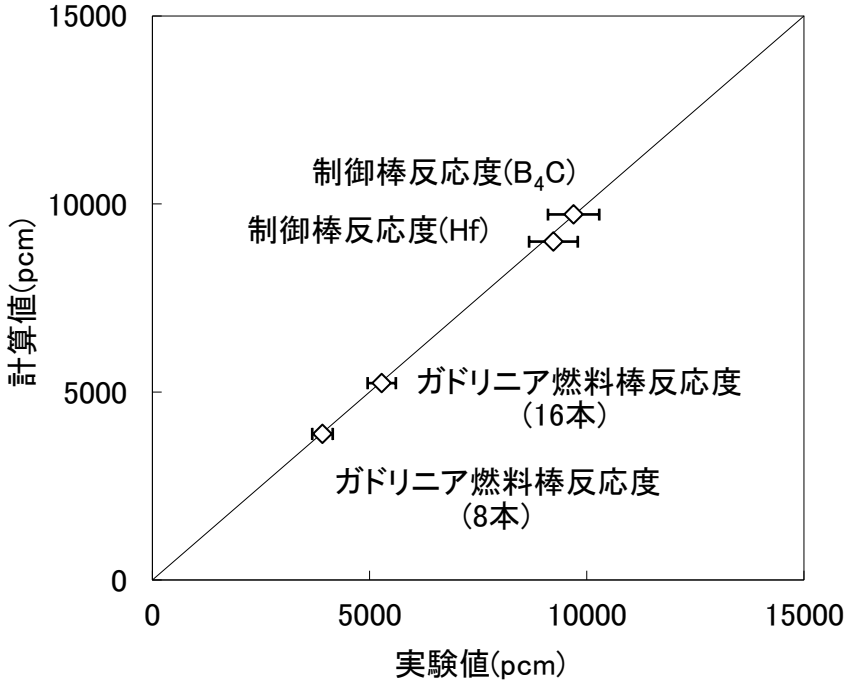


図 2-32　BASALA 臨界試験における反応度の比較（炉心２）

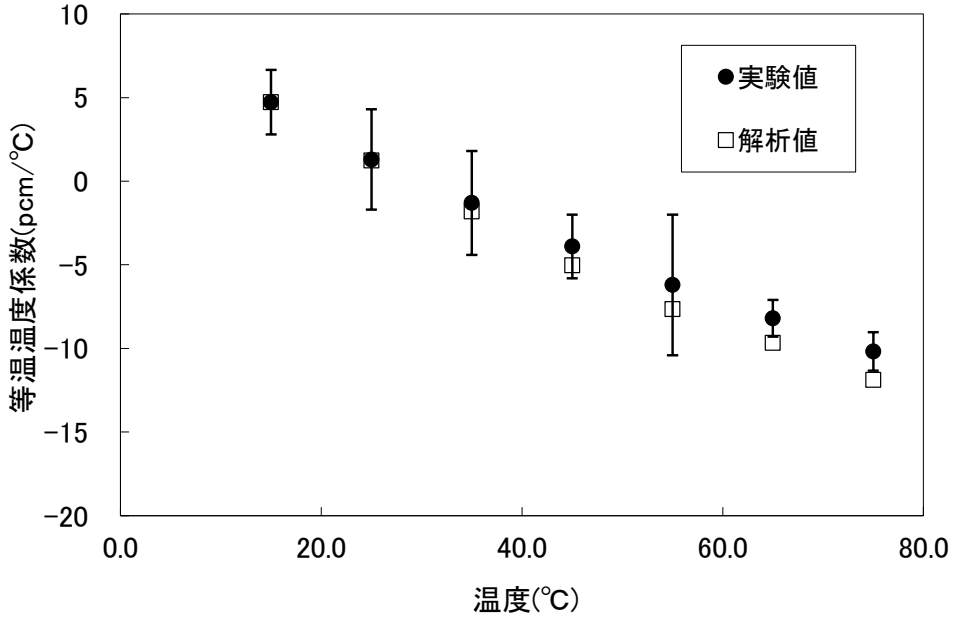


図 2-33　BASALA 臨界試験における等温温度係数の比較

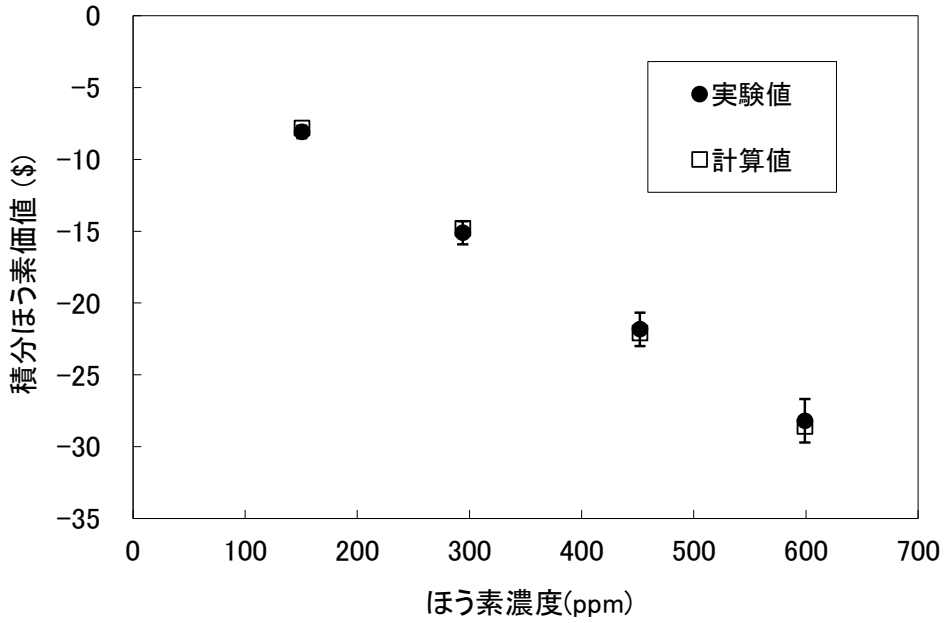


図 2-34　BASALA 臨界試験における積分ほう素価値の比較

2.1.3.4　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。８×８燃料の燃料棒径相当の体系における実効共鳴積分の実験式と LANCR による計算値の比較を図 2-35 に示す。９×９燃料，10×10 燃料よりも燃料棒径が太く自己遮蔽効果の影響が大きいことから８×８燃料で代表している。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 8 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	√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と，温度条件に依存した相対標準偏差は［　　］%である。本文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。

以上に示す結果から，実効共鳴積分に関する予測性能は試験の持つ不確かさに比べ小さいことが確認できた。これらの結果は本文５章における適用性判断で使用される不確かさである。

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。

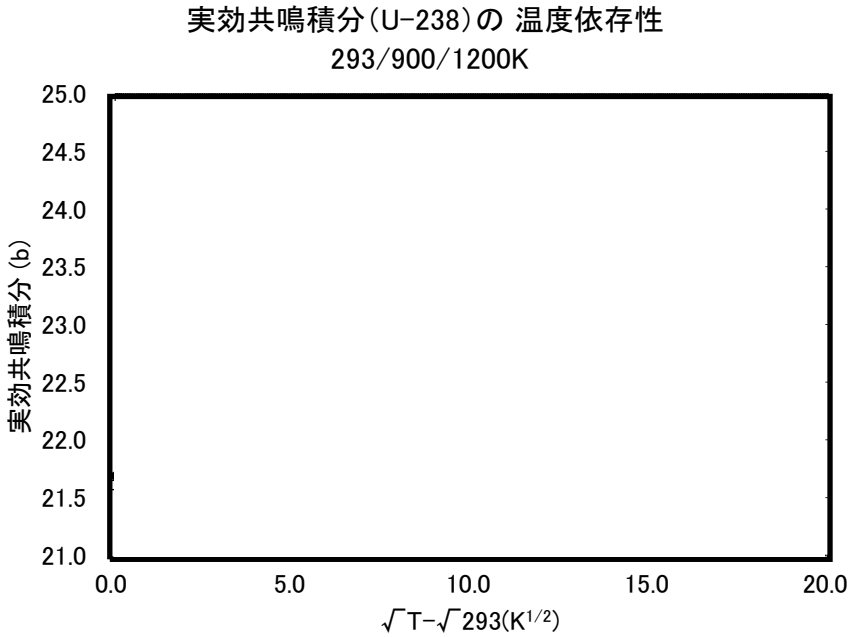


図 2-35　U-238 の実効共鳴積分の実験式と計算値の比較

2.1.3.5　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 1,572 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 2-36 に示すとおり計算値と測定値の相対差の平均値は約[　]%で従来コードの不確かさ[　]%未満であり，計算値は測定の不確かさの２σ以内で実験値を再現した。これらの結果は本文５章における適用性判断で使用される不確かさである。

以上に示す結果から，遅発中性子割合の不確かさが確認できた。

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。

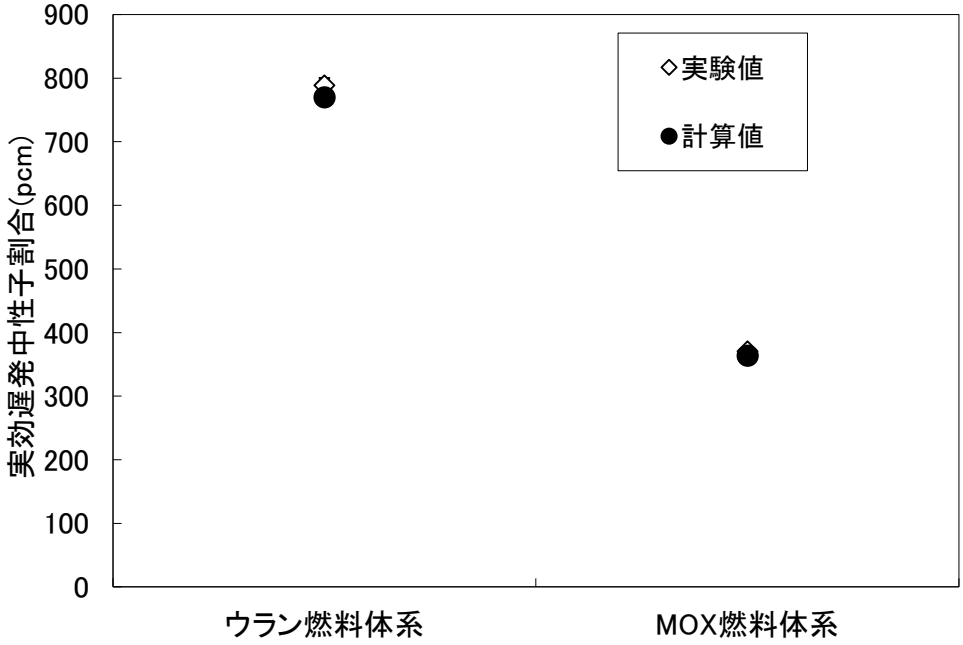


図 2-36　MISTRAL 臨界試験における実効遅発中性子割合の比較

2.1.3.6　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 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 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 2-37 から図 2-41 に示す。測定値との RMS 差はウラン燃料で□%未満，MOX 燃料で□%未満であった。以上より，ペレット燃焼度に対する不確かさが確認できた。

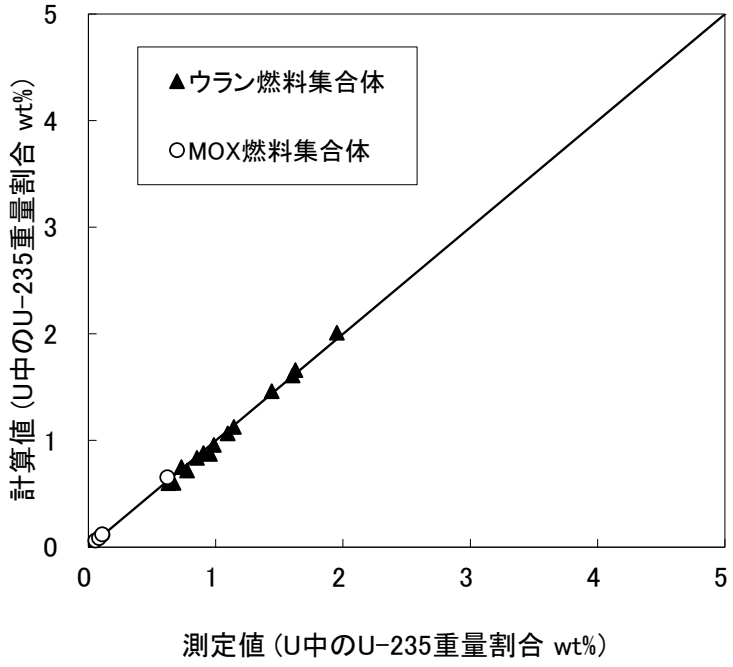


図 2-37　燃焼後組成の測定値と計算値の比較（U-235）

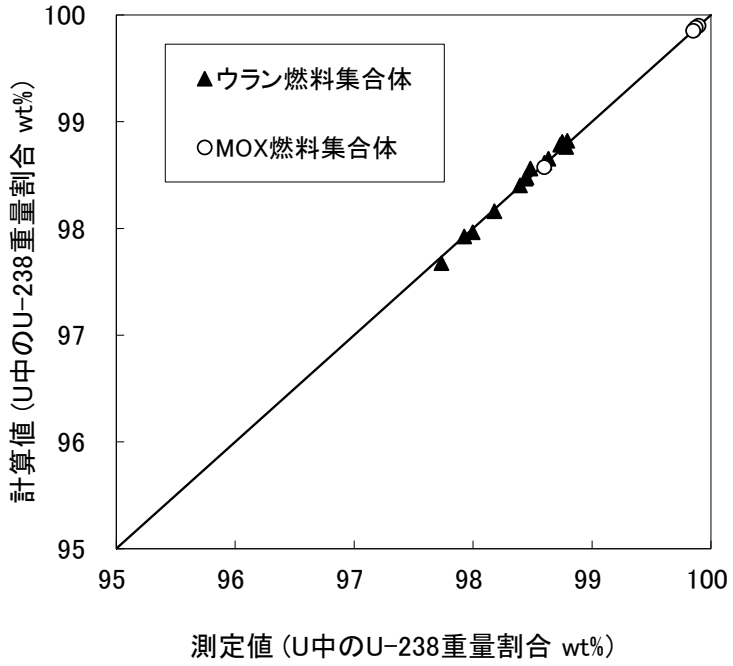


図 2-38　燃焼後組成の測定値と計算値の比較（U-238）

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。

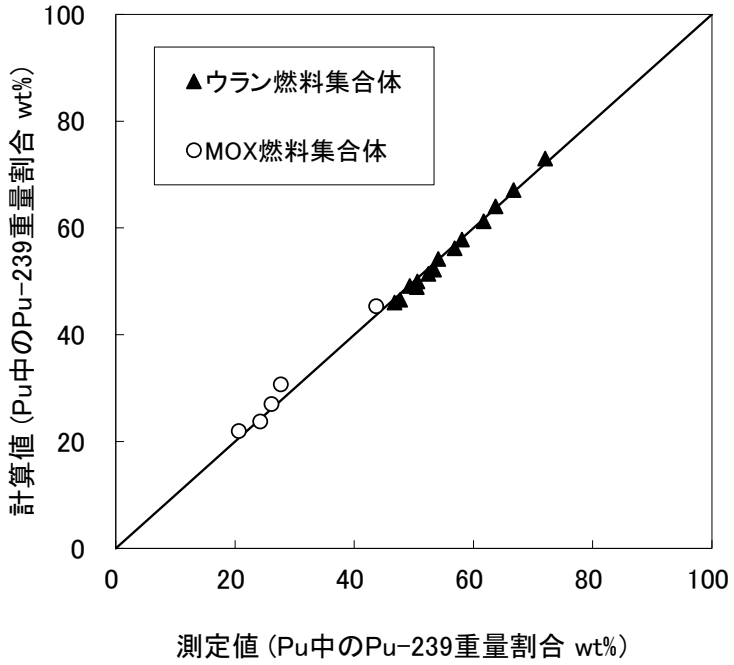


図 2-39　燃焼後組成の測定値と計算値の比較（Pu-239）

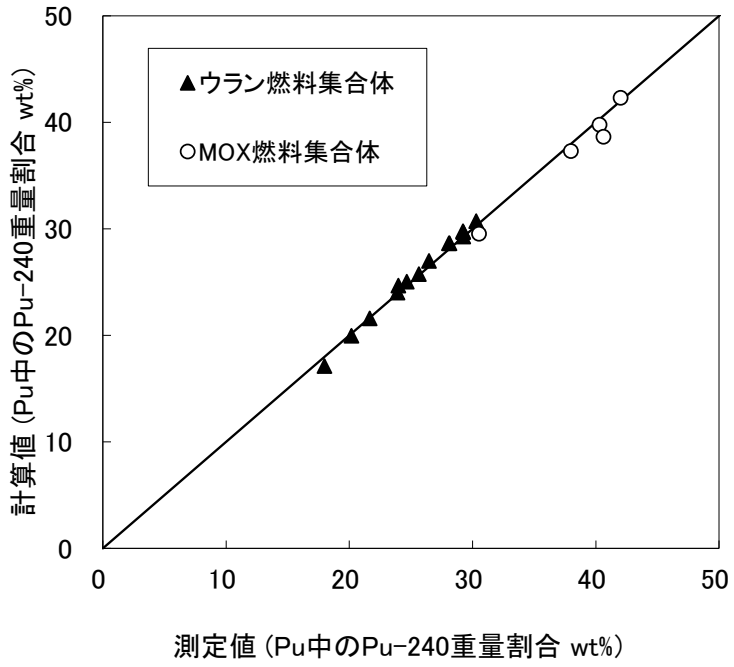


図 2-40　燃焼後組成の測定値と計算値の比較（Pu-240）

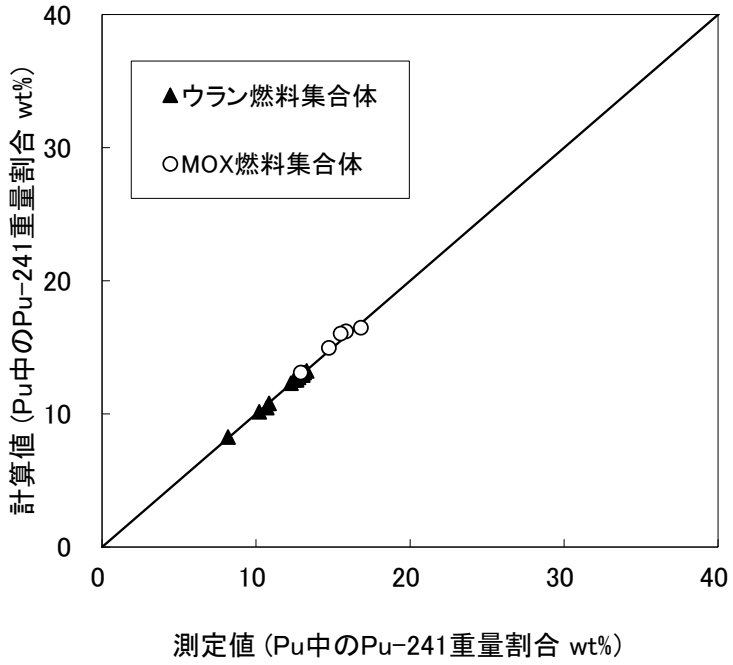


図 2-41　燃焼後組成の測定値と計算値の比較（Pu-241）

2.1.4　連続エネルギモンテカルロ計算による妥当性確認

本節では，連続エネルギモンテカルロ輸送計算コードである MCNP5[17]又は連続エネルギモンテカルロ輸送燃焼計算コードである Monteburns2[18]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，実質的なモデル由来の不確かさ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[19,20]。そこで，以下の妥当性確認における MCNP5 及び Monteburns2 の参照計算では，この上方散乱効果を取り込んだ改良版 MCNP5[20]（以下，「MCNP5_DBRC」という。）を一貫して使用している。

以下に示す結果から，無限増倍率など各種の不確かさが確認できた。

2.1.4.1　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 2-3 に示す。

表 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 下部断面 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 棒の母材 U は 0.2wt%	格子タイプ：S,N,C,D[21, 22] 初装荷燃料及び取替燃料
	9×9		
	10×10		
MOX	8×8		

まず，無限増倍率については次のケースについて妥当性確認を行った。

・高温での制御棒引抜状態及び挿入状態

・冷温での制御棒引抜状態及び挿入状態

・冷温でのほう素（660ppm）注入状態（制御棒引抜状態のみ）

なお，高温状態における減速材ボイド率は，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 2-42 から図 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 [redacted] %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(2-3)に基づき評価した出力分布の RMS（二乗平均平方根）差の全燃料断面，全ケースでの平均は [redacted] %であった。

ここで，本文 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，本文表 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８×８MOX 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 2-45 に示す。

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。

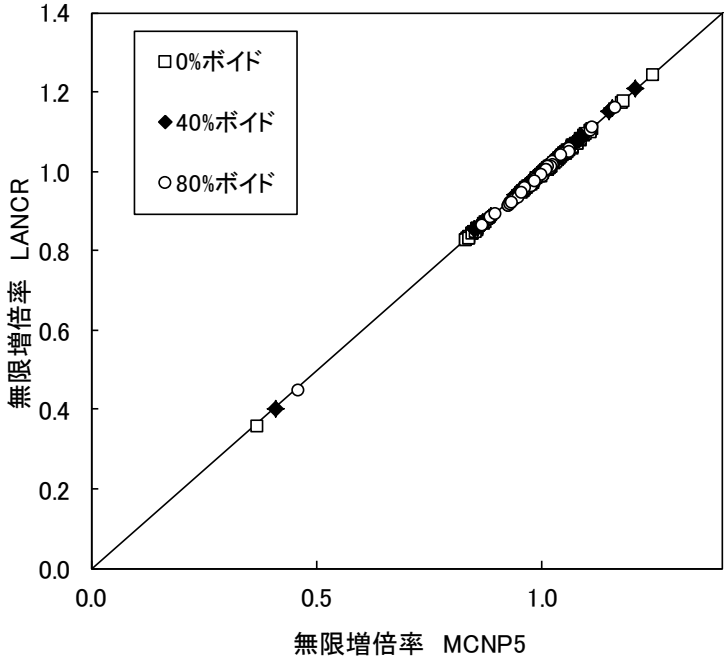


図 2-42　未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較
（高温，制御棒引抜状態）

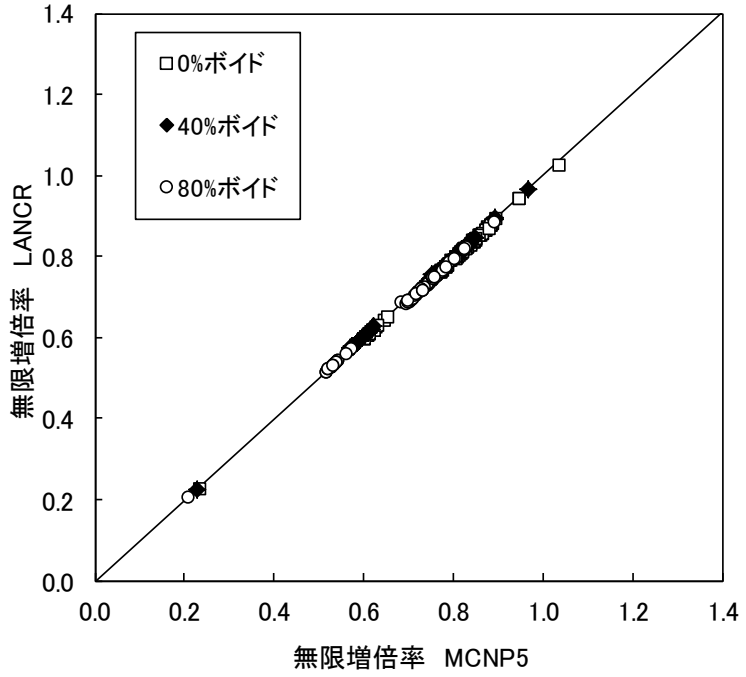


図 2-43　未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較
（高温，制御棒挿入）

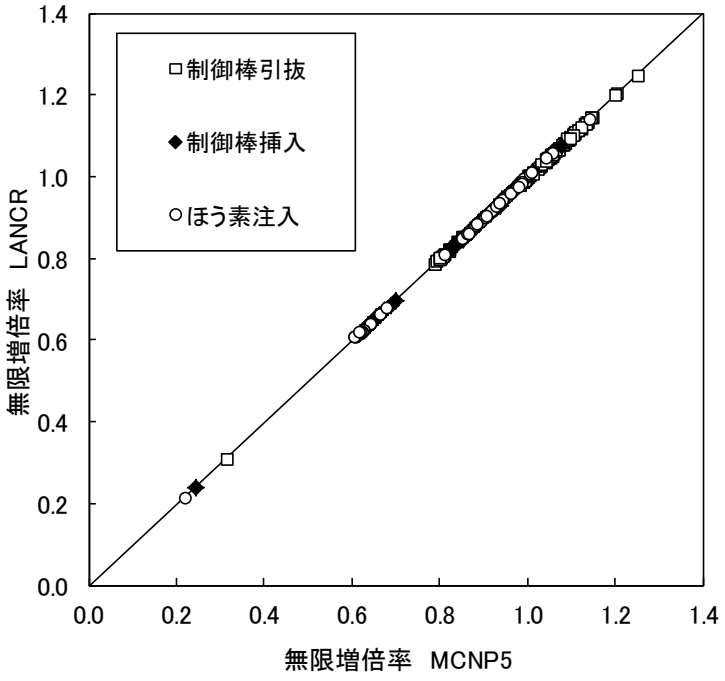


図 2-44　未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較（冷温）

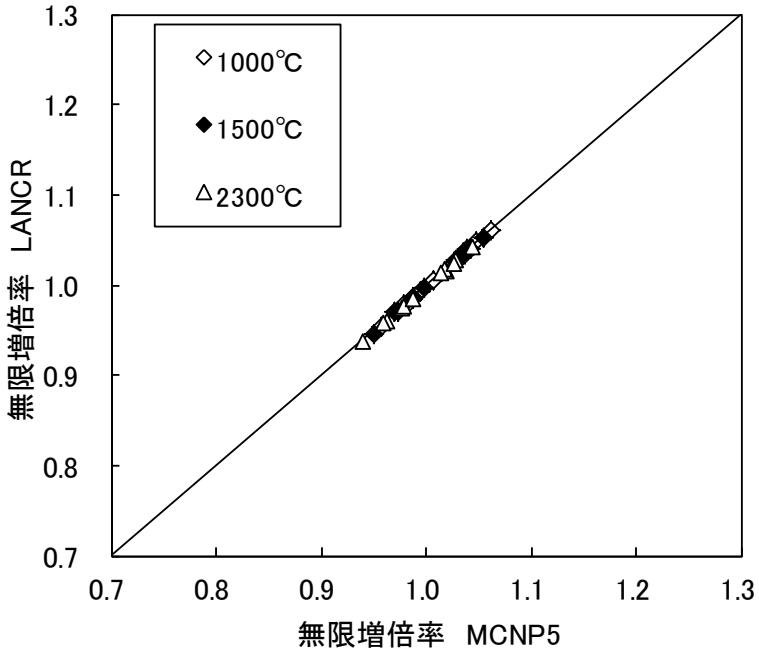


図 2-45　未燃焼組成での無限増倍率のモンテカルロ計算との比較
（燃料温度を中性子反応断面積ライブラリ温度テーブル上限まで変化）

2.1.4.2　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

2.1.4.2.1　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LANCRによる履歴ボイド率０%，40%及び80%の燃焼計算を行った。次いで，各履歴ボイド率について，燃焼度０，5.5，11.0，22.0，44.1及び66.1GWd/tの６点を代表燃焼度として選定し，同一の組成，温度及び制御棒条件の下でMCNP5計算を行った。

無限増倍率のモンテカルロ計算との比較をウラン濃縮度別に比較した結果を図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差は，全ケースを平均すると［　　］%であった。

2.1.4.2.2　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１wt%，４wt%，７wt%，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LANCRによる履歴ボイド率０%，40%及び80%の燃焼計算を行った。次いで，各履歴ボイド率について，０，5.5，11.0，22.0，44.1及び66.1GWd/tの６点を代表燃焼度として選定し，同一の組成，温度及び制御棒条件の下でMCNP5計算を行った。

無限増倍率のモンテカルロ計算との比較をPuf富化度別に比較した結果を図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［　　］%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。

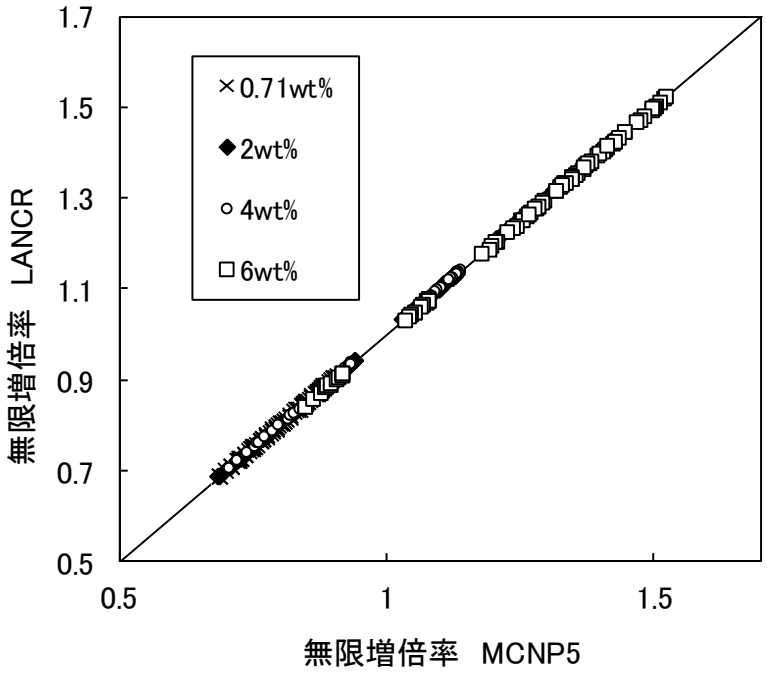


図 2-46　ウラン濃縮度ごとの無限増倍率のモンテカルロ計算との比較

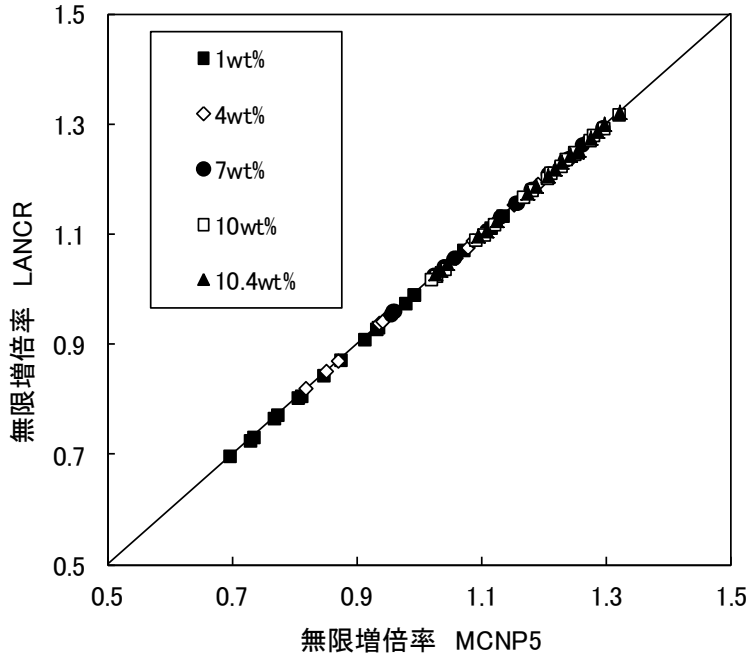


図 2-47　Puf 富化度ごとの無限増倍率のモンテカルロ計算との比較

2.1.4.3　反応度価値及び反応度係数に対する妥当性確認

2.1.4.3.1　ガドリニア価値

ガドリニアを燃料棒へ添加したときの反応度（ガドリニア価値）の評価性能をモンテカルロ計算との比較によって妥当性確認を行った。８×８，９×９及び 10×10 ウラン燃料集合体及び８×８MOX 燃料集合体を対象に，各燃料集合体に含まれているガドリニア入り燃料棒内の燃焼初期ガドリニア濃度は，０，2.0，4.0，6.0，8.8，10.0，12.0，15.0wt%の計８種類とした。未燃焼時の減速材ボイド率０%，40%及び 80%について，ガドリニア価値を式(2-7)に示した定義に基づき評価した。

$$W_{Gd} = (k_x^{\infty} - k_0^{\infty}) \times 100 \qquad (2\text{-}7)$$

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 2-48 に示す。ガドリニア価値のモンテカルロ計算からの相対差の平均は［　　］%であった。

2.1.4.3.2　減速材ボイド係数

減速材ボイド係数の評価性能をモンテカルロ計算との比較によって妥当性確認を行った。解析方法については，８×８，９×９及び 10×10 ウラン燃料集合体及び８×８MOX 燃料集合体を対象に，まず 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，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(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 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相対差の平均は［　　］%であった。

2.1.4.3.3　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(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。

$$W_B = (k_x^{\infty} - k_0^{\infty}) \times 100 \qquad (2\text{-}8)$$

ここに，W_B：ほう素価値（%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。

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 2-50 に示す。ほう素価値のモンテカルロ計算からの相対差の平均は［　　］%であった。

2.1.4.3.4　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 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(2-9)に示す定義により制御棒価値を導出し，比較した。

$$W_{CR} = (k_{con}^{\infty} - k_{unc}^{\infty}) \times 100 \qquad (2\text{-}9)$$

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 2-51 に示す。制御棒価値のモンテカルロ計算からの相対差の平均は［　　］%であった。

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

2.1.4.3.5　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(2-10)に示す定義により導出し，比較した。

$$C_{IT} = \frac{k_{HT}^{\infty} - k_{LT}^{\infty}}{k_{LT}^{\infty} \times (T_{HT} - T_{LT})} \times 100 \qquad (2\text{-}10)$$

ここに，C_{IT}：等温温度係数（%Δk/k/Δ℃）

k_{HT}^{∞}：温度上昇後の無限増倍率

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。

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（℃）
T_{LT}：温度上昇前の燃料，減速材温度（℃）

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 2-53 に示す。等温温度係数のモンテカルロ計算からの相対差の平均は［　　］%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［　　］(%Δk/k/Δ℃)であった。

2.1.4.3.6　ドップラ係数

ドップラ係数の評価性能の妥当性をモンテカルロ計算との比較により確認した。解析方法は次のとおりである。８×８，９×９及び 10×10 ウラン燃料集合体及び８×８MOX 燃料集合体を対象に，まず LANCR による履歴ボイド率 40%の燃焼計算を行い，次いで燃焼度０，5.5，11.0，22.0，44.1 及び 66.1GWd/t の６点を代表燃焼度として選定し，同一の組成条件の下，LANCR 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(2-2)に示す定義により導出し，比較した。

このドップラ係数をモンテカルロ計算と比較した結果を図 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。

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。

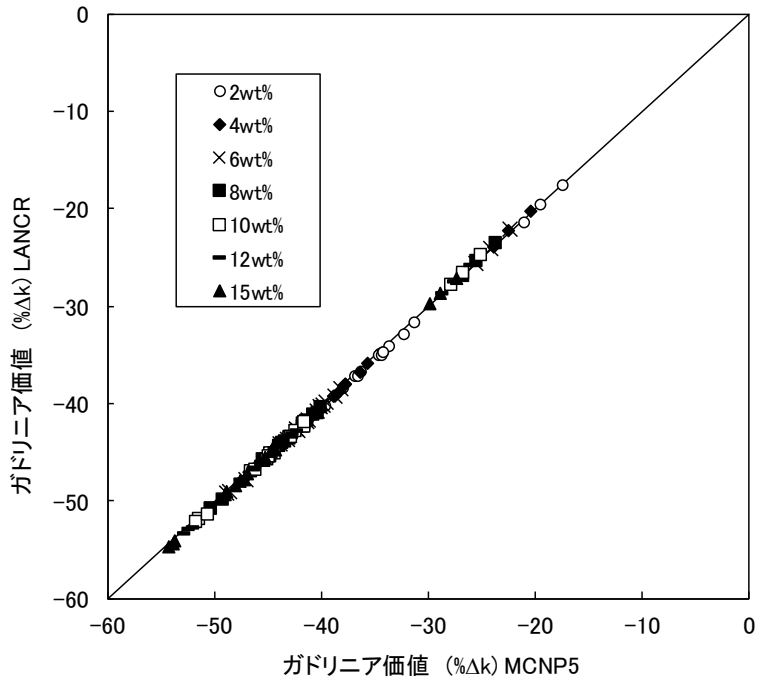


図 2-48　ガドリニア価値のモンテカルロ計算との比較

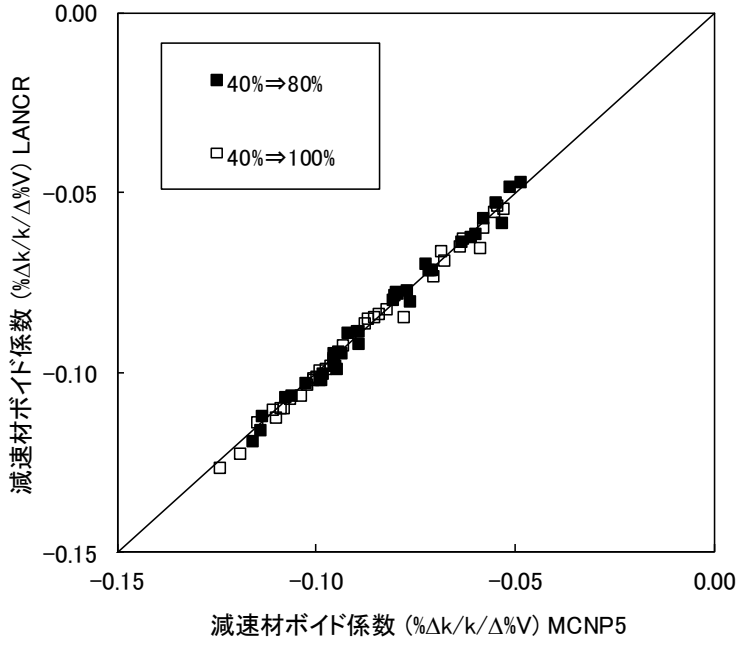


図 2-49　減速材ボイド係数のモンテカルロ計算との比較

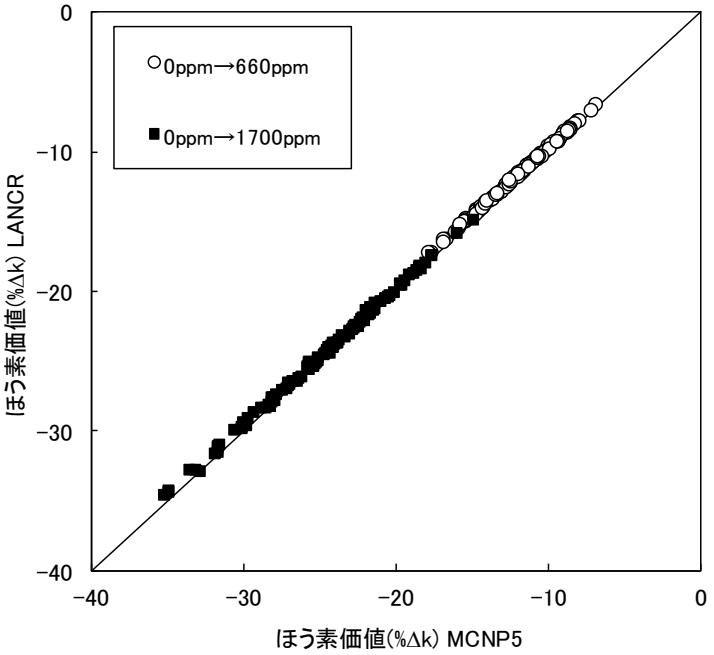


図 2-50　ほう素価値のモンテカルロ計算との比較

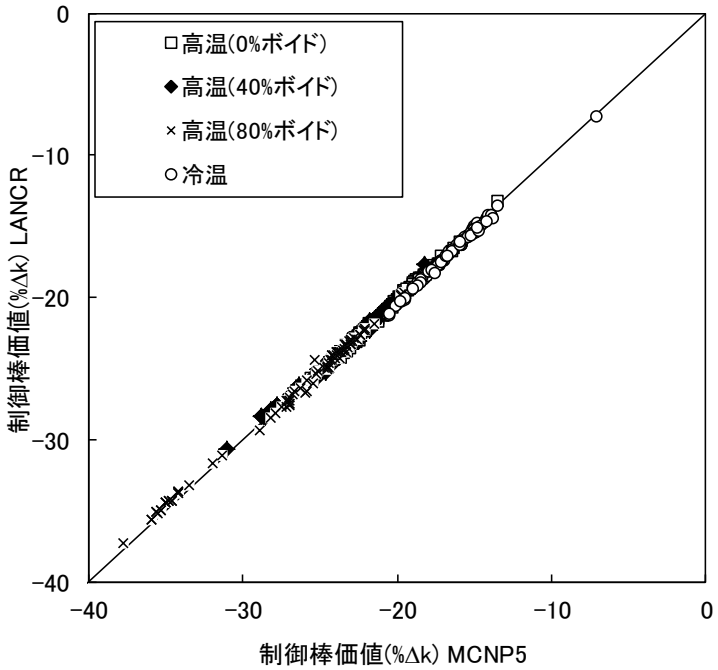


図 2-51　制御棒価値のモンテカルロ計算との比較

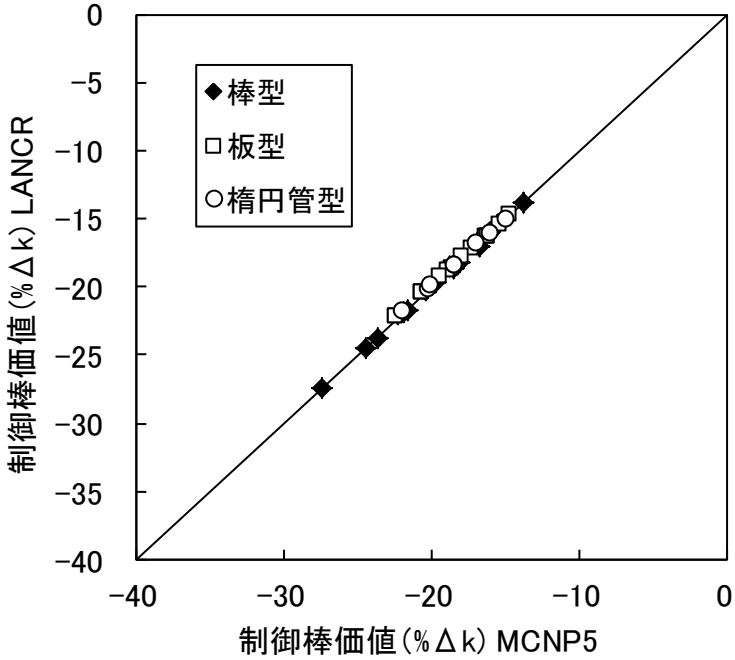


図 2-52　形状の異なる制御棒価値のモンテカルロ計算との比較

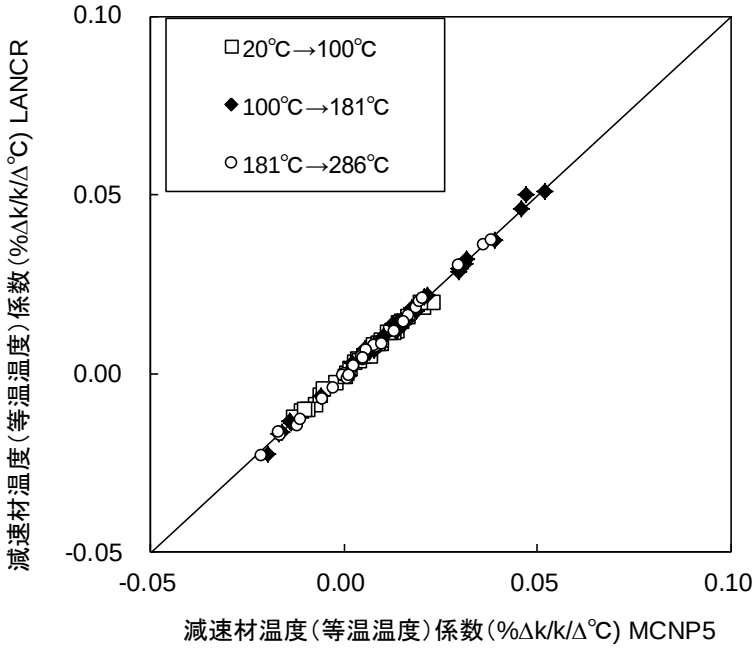


図 2-53　等温温度係数のモンテカルロ計算との比較

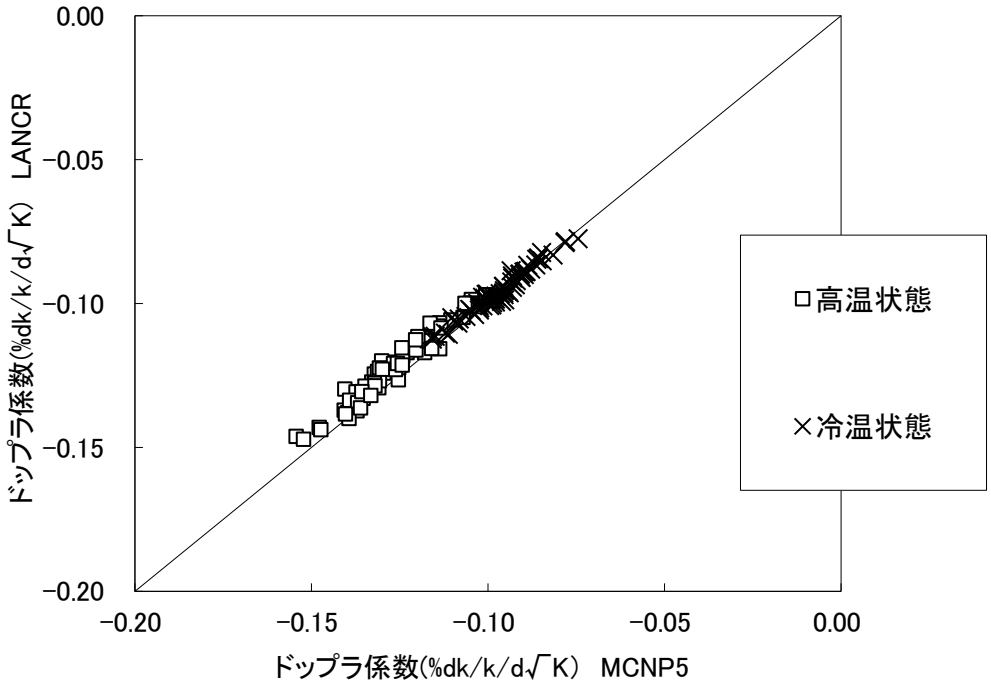


図 2-54　ドップラ係数のモンテカルロ計算との比較

2.1.4.4　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８×８MOX 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 計算によって実効ミ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 2-55 から図 2-58 に示す。モンテカルロ計算との差は，全燃焼度点を通して [redacted] %Δk～[redacted] %Δk の範囲内で一致した。

以上に示す結果から，燃焼時実効増倍率に関する不確かさが確認できた。

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。

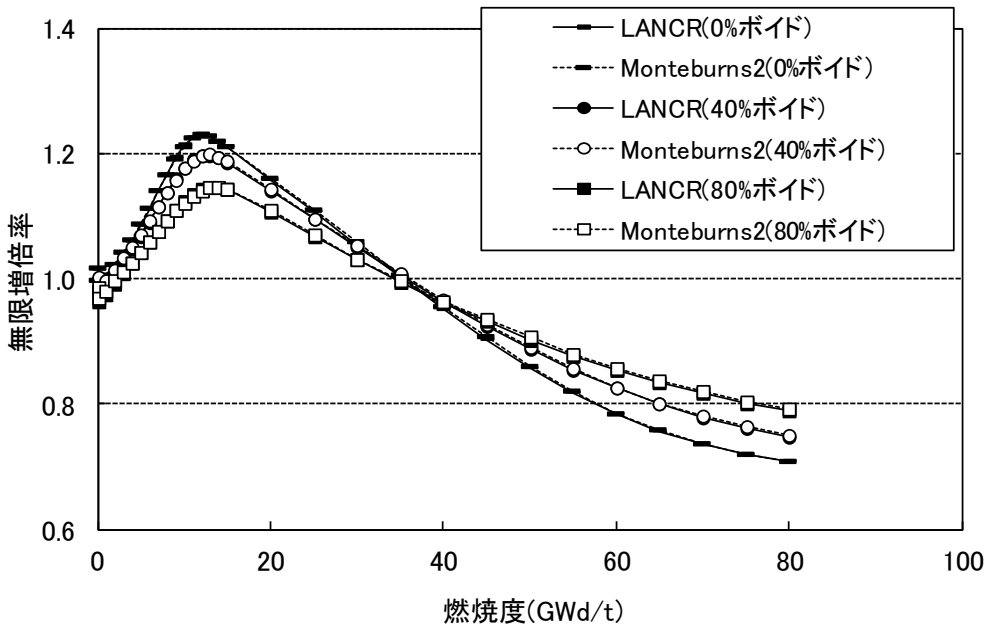


図 2-55　燃焼特性のモンテカルロ計算との比較
（９×９ウラン燃料集合体）

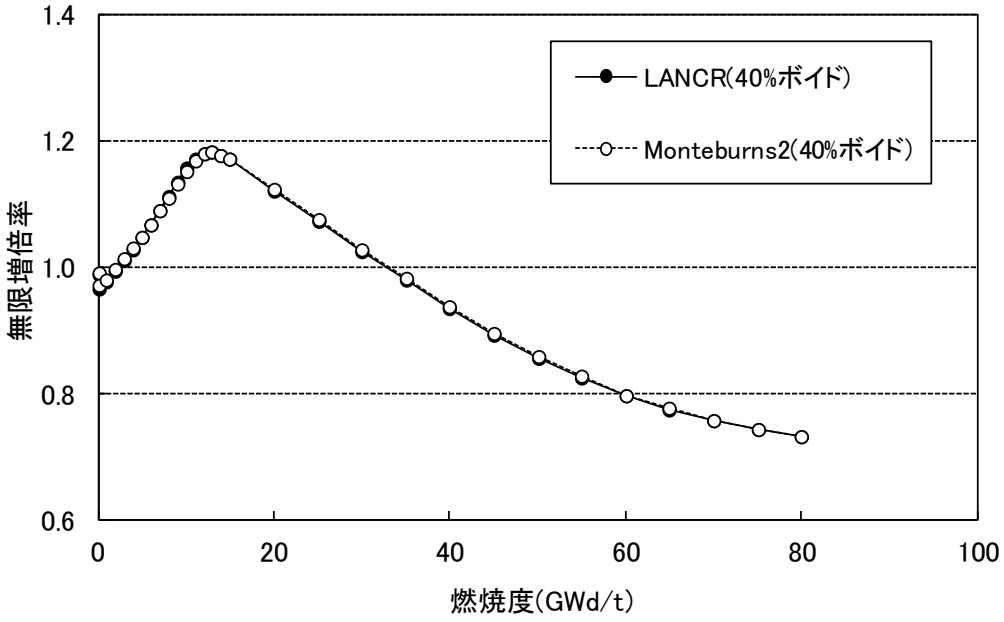


図 2-56　燃焼特性のモンテカルロ計算との比較
（８×８ウラン燃料集合体）

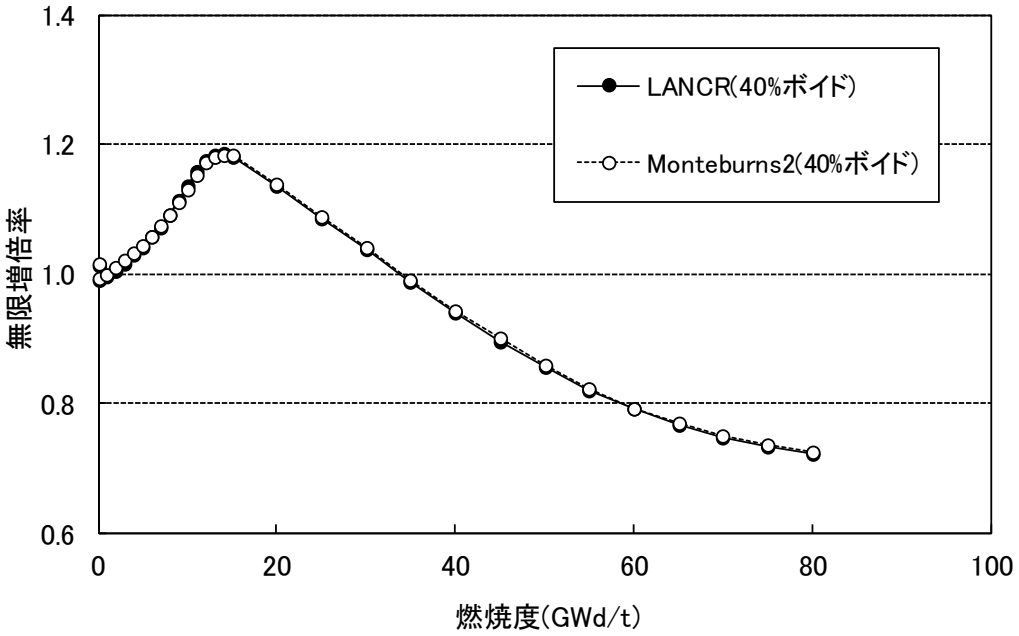


図 2-57　燃焼特性のモンテカルロ計算との比較
（10×10 ウラン燃料集合体）

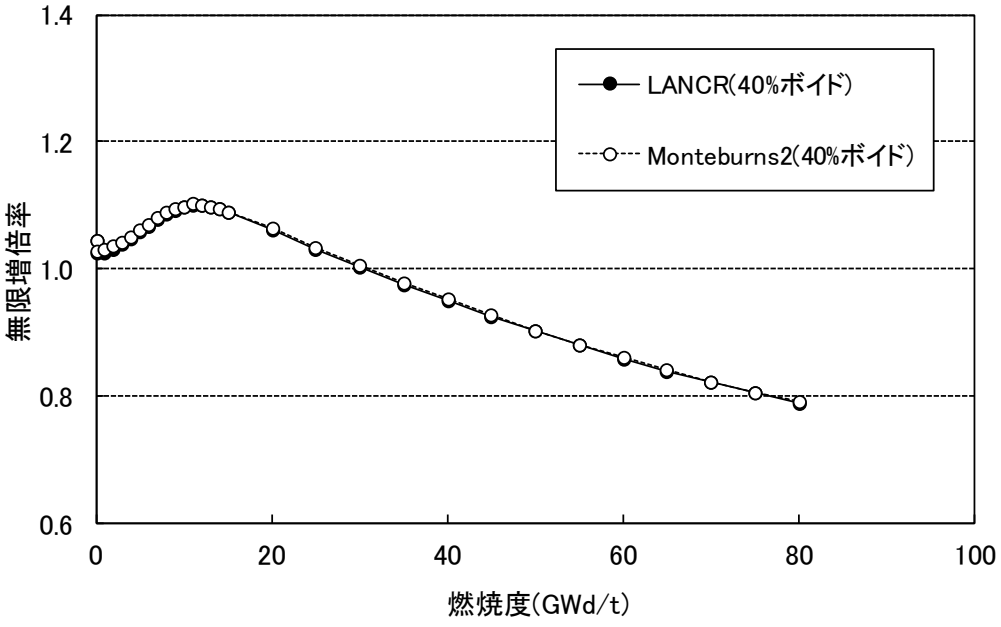


図 2-58　燃焼特性のモンテカルロ計算との比較
（８×８MOX 燃料集合体）

2.1.4.5　ガンマ発熱量に対する妥当性確認

LANCR では，本文 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０GWd/t 及び 44.1GWd/t において，減速材ボイド率を 40%としたときのガンマ発熱量を比較した。MCNP5 の解析方法については，MCNP5 に LANCR で算出した燃料棒内のガンマ線源を与え，LANCR と同一組成を用いてガンマ線の固定源計算を行い，燃料棒内のガンマ発熱量を算出した。

ガンマ線源あたりの燃料棒内でのガンマ発熱量をモンテカルロ計算と比較した結果を図 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 差は，いずれも［　］%以内であった。

以上に示す結果から，ガンマ発熱量に関する不確かさが確認できた。

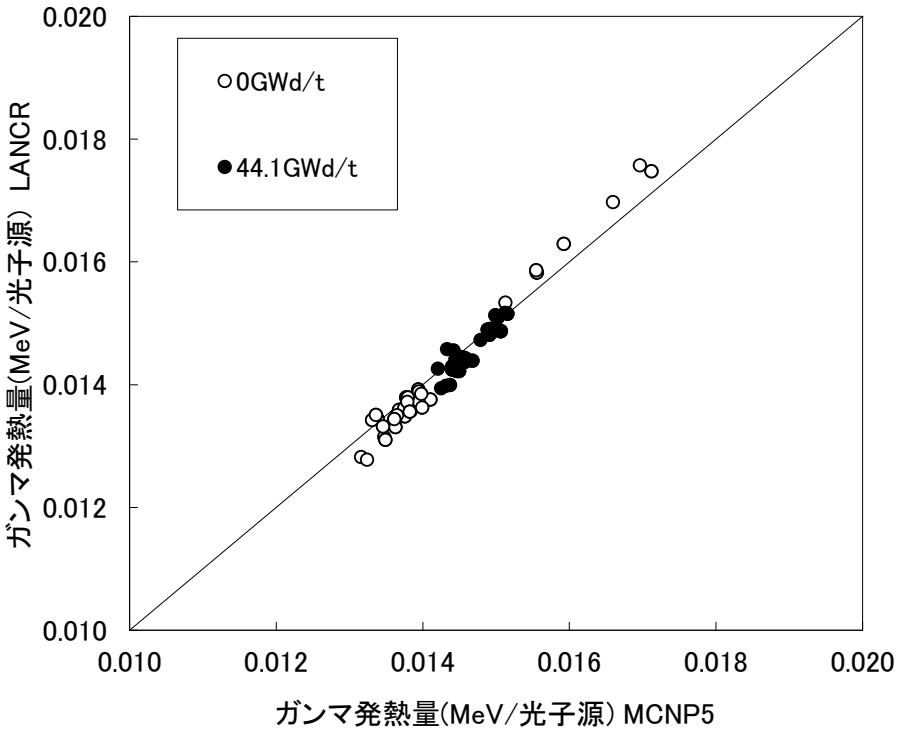


図 2-59　ガンマ発熱量のモンテカルロ計算との比較

本資料のうち，枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

3. AETNA の検証及び妥当性確認

3.1.1　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)連続エネルギモンテカルロ計算等による妥当性確認

連続エネルギ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)プラント運転実績による妥当性確認

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。

3.1.2　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（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 ボイド率測定
② チャンネル圧損試験
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 3-1 から表 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 21 及び 22 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23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24及び25に AETNA Ver.1 及び AETNA と核モデルが同一の TRACG Ver.5 による BWR４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[26,27]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[28]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 MCPR[i,53,29,30]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ボイド率分布及び②チャンネル圧損については，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，BWR４炉心のプラント過渡解析[31,32]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（B_4C 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_DBRC[17] 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 Monteburns2[18] 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。

妥当性確認時の主な解析条件を表 3-10 に示す。これらの設定に由来する不確かさの影響は，以降に示す核計算を伴うすべての妥当性確認結果の不確かさ量に包含される。

---

[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[53,29,30]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 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 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 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 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 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 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 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 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 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

表 3-10 AETNA 妥当性確認時の主な解析条件

項目 （記載箇所）	妥当性確認実施条件
エネルギ群数 （本文 1.4.2.2）	一部の国際ベンチマークでは LANCR 処理に基づく核定数ではなく，２群の断面積設定値が問題にて規定される場合があり，この場合は中性子エネルギ群数について説明をする。 上記を除き，特に断りが無い限り中性子エネルギ群数は３群である。
ノード分割条件 （本文 1.5.2）	ABWR を含む BWR の炉心解析では設計時と等しい本文 1.5.2 記載のノード分割条件で実施した。ベンチマーク問題などでは問題設定に従った。
履歴水密度 （本文 3.2.3.1）	炉心解析において履歴水密度が参照される場合，特に断りがない限り設計計算時と同じ UHSPH を用いた。
燃料平均温度 （本文 3.2.3.3.2）	ノード出力密度の依存性については，従来の国内燃料における設計計算時と同じ燃焼度依存性のない本文式(3.2-102)の形式で実施した。設計計算では本文式(3.2-102)の形式と本文式(3.2-103)の形式で計算結果に及ぼす影響が小さいことを確認している。
反射体定数 （本文 3.2.3.2）	ABWR を含む BWR の炉心解析では，設計時と等しい実績のある反射体定数を使用した。一般的な炉心は中性子経済の観点から中性子漏洩率の低い構成とするため反射体定数が熱的状態値などに及ぼす影響は小さい。これらの定数が持つ不確かさは，妥当性確認の結果得られた各種のパラメータが持つ不確かさに包含される。
実機追跡時 熱水力条件 （本文 3.2.5）	出力分布（TIP との比較），出力分布（ガンマスキャンとの比較）では，炉圧・炉心入口エンタルピ・バイパス流量については実機運転データが得られているが，許認可解析時や取替炉心設計時の予測性能を模擬するため，これらについては上記と同様に設計値を用いている。

3.1.3　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 3-11 に，参照及び比較に用いたコードを表 3-12 に示す。

燃料棒局所出力分布については，連続エネルギ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。

3.1.3.1　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。

3.1.3.1.1　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 [43,33]，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 3-13 に，また３次元問題に対するサマリを表 3-14 に，燃料集合体出力の比較を図 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_{avrg}は，参考文献 43 に従ってそれぞれ以下で定義される。

$$\varepsilon_{max} = max_i \left\{ \frac{\left| P_i - P_i^{Ref} \right|}{P_i^{Ref}} \right\} \tag{3-1}$$

$$\varepsilon_{avrg} = \frac{1}{V_t} \sum_i V_i \frac{\left| P_i - P_i^{Ref} \right|}{P_i^{Ref}} \tag{3-2}$$

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 の参照解に対する差は，他のノード法コードと同等以下である。

3.1.3.1.2　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 [43,33]。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差異のサマリを 1/4 対称制御棒挿入炉心について表 3-15 に示す。また，燃料集合体出力の比較を図 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 3-16 に，また燃料集合体出力の比較を図 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 3-17 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。

3.1.3.1.3　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[34]，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 3-18 にまとめる。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 3-4 に示す。固有値及び燃料集合体出力の差は，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 3-11　国際ベンチマーク問題

名称 (参考文献)	集合体	群数	次元	定常/過渡	体系
IAEA PWR (43,33)	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 (43,33)	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 (34)	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 (43)	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 3-12　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	35	2 群解析的ノード法（θ 法）
CONQUEST	36	2 群 4 次多項式ノード法（QS 法）
DIF3D/nodal	37	多群 4 次多項式ノード法
IQSBOX	37	2 群 5 次多項式ノード法（QS 法）
MOSRA-Light	38	多群 4 次多項式ノード法
NEM	37	2 群 5 次多項式ノード法
NESTLE	39,40	2 群 4 次多項式ノード法
PANTHER	41	2 群解析的ノード法（FTM 法）
POLCA7	42	2 群解析的ノード法
QUANDRY	43	2 群解析的ノード法（θ 法）
SIMULATE3	44	2 群 4 次多項式ノード法（FTM 法）
SKETCH-N	45,46	多群解析的多項式ノード法（直接解法）
SPANDEX	41	2 群 5 次多項式ノード法（GRK 法）
VENTURE	37	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 3-13　IAEA ２次元 PWR 問題サマリ

コード	参考文献	メッシュ幅 (X,Y,Z)	固有値	固有値差	燃料集合体出力[a]	
					最大差	平均差
VENTURE	37	詳細メッシュ	1.02959	Ref.	Ref.	Ref.
IQSBOX(5th)	37	20×20×20cm	1.02966	0.007%	1.40%	N/A
NESTLE	40	20×20×20cm	1.02951	-0.008%	N/A	N/A
POLCA7	42	20×20×20cm	1.02967	0.008%	0.64%	0.23%
MOSRA-Light	38	20×20×20cm	1.02949	-0.010%	1.71%	0.75%
QUANDRY	37	20×20×20cm	1.02962	0.003%	0.94%	0.27%
SKETCH-N	45	20×20×20cm	1.02956	-0.003%	0.5%	0.2%
AETNA	-	20×20×20cm				

[a] 燃料集合体出力差= (AETNA-Ref)/Ref×100

Ref.： 参照解

N/A ： Not Available

表 3-14　IAEA ３次元 PWR 問題サマリ

コード	参考文献	メッシュ幅 (X,Y,Z)	固有値	固有値差	燃料集合体出力[a]	
					最大差	平均差
VENTURE	37	詳細メッシュ	1.02903	Ref.	Ref.	Ref.
DIF3D/nodal	37	20×20×20cm	1.02898	-0.005%	1.50%	0.59%
NESTLE	40	20×20×20cm	1.02899	-0.004%	N/A	N/A
NEM (5th)	37	20×20×20cm	1.02911	0.008%	0.90%	0.30%
SIMULATE3	44	20×20×20cm	1.02912	0.009%	N/A	N/A
MOSRA-Light	38	20×20×20cm	1.02897	-0.006%	1.30%	0.59%
QUANDRY	37	20×20×20cm	1.02902	-0.001%	0.69%	0.24%
SKETCH-N	45	20×20×20cm	1.02905	0.002%	0.4%	0.2%
AETNA	-	20×20×20cm				

[a] 燃料集合体出力差= (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 3-15　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	参考文献	メッシュ幅 (X,Y,Z)	固有値	固有値差	燃料集合体出力[a]	
					最大差	平均差
QUANDRY	43	7.5×7.5×25cm	0.99639	Ref.	Ref.	Ref.
QUANDRY	43	15×15×25cm	0.99644	0.005%	0.24%	0.08%
QUBBOX	43	15×15×30cm	0.99626	-0.013%	N/A	N/A
IQSBOX	43	15×15×30cm	0.99624	-0.015%	N/A	N/A
CONQUEST	36	15×15×25cm	0.99636	-0.003%	1.17%	0.22%
NESTLE	40	15×15×15cm	0.99627	-0.012%	N/A	N/A
SPANDEX	41	15×15×25cm	0.99642	0.003%	N/A	N/A
SKETCH-N	45	15×15×25cm	0.99637	-0.002%	0.4%	0.1%
AETNA	-	15×15×25cm				

[a] 燃料集合体出力差= (AETNA-Ref)/Ref×100

表 3-16　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	参考文献	メッシュ幅 (X,Y,Z)	固有値	固有値差	燃料集合体出力[a]	
					最大差	平均差
QUANDRY	43	7.5×7.5×25cm	1.01549	Ref.	Ref.	Ref.
QUANDRY	43	15×15×25cm	1.01559	0.010%	0.45%	0.23%
IQSBOX	43	15×15×30cm	1.01518	-0.031%	N/A	N/A
QUBBOX	43	15×15×30cm	1.01517	-0.032%	N/A	N/A
AETNA	-	15×15×25cm				

[a] 燃料集合体出力差= (AETNA-Ref)/Ref×100

表 3-17　LRA　3 次元 BWR 問題サマリ，全炉心制御棒引抜ケース

コード	参考文献	メッシュ幅 (X,Y,Z)	固有値	固有値差	燃料集合体出力[a]	
					最大差	平均差
QUANDRY	43	15×15×25cm	1.01494	Ref.	Ref.	Ref.
QUANDRY	43	30×30×33.3cm	1.01510	0.016%	3.20%	0.76%
AETNA	-	15×15×25cm				

[a] 燃料集合体出力差= (AETNA-Ref)/Ref×100

[b] 参照解の出力分布が参考文献に与えられていない

表 3-18　HAFAS　2 次元 BWR 問題サマリ

コード	参考文献	メッシュ幅 (X,Y,Z)	固有値	固有値差	燃料集合体出力[a]	
					最大差	平均差
QUANDRY	43	詳細メッシュ	1.04420	Ref.	Ref.	Ref.
QUANDRY(ADF)	43	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。

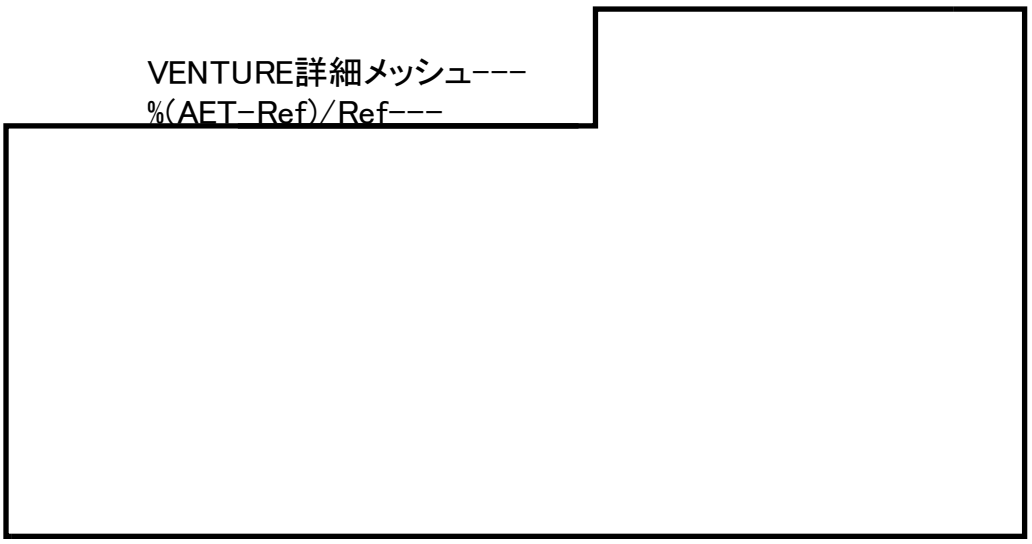


図 3-1　IAEA　3 次元 PWR 問題 燃料集合体出力の比較
(1/8 炉心を表示)

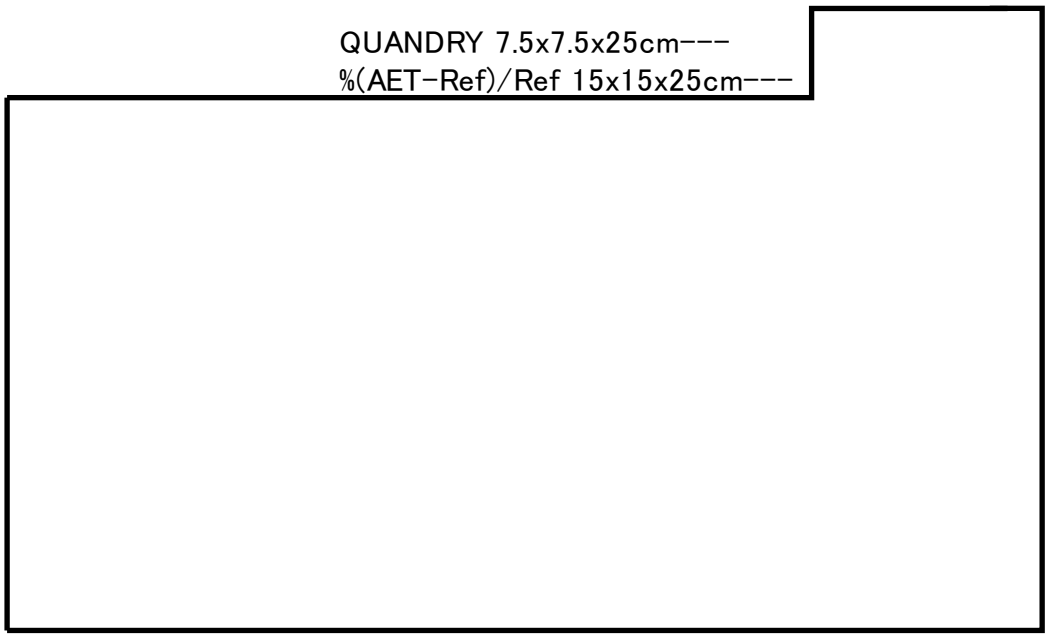


図 3-2　LRA　3 次元 BWR 問題(1/4 炉心制御棒挿入ケース)
燃料集合体出力の比較(1/8 炉心を表示)

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。

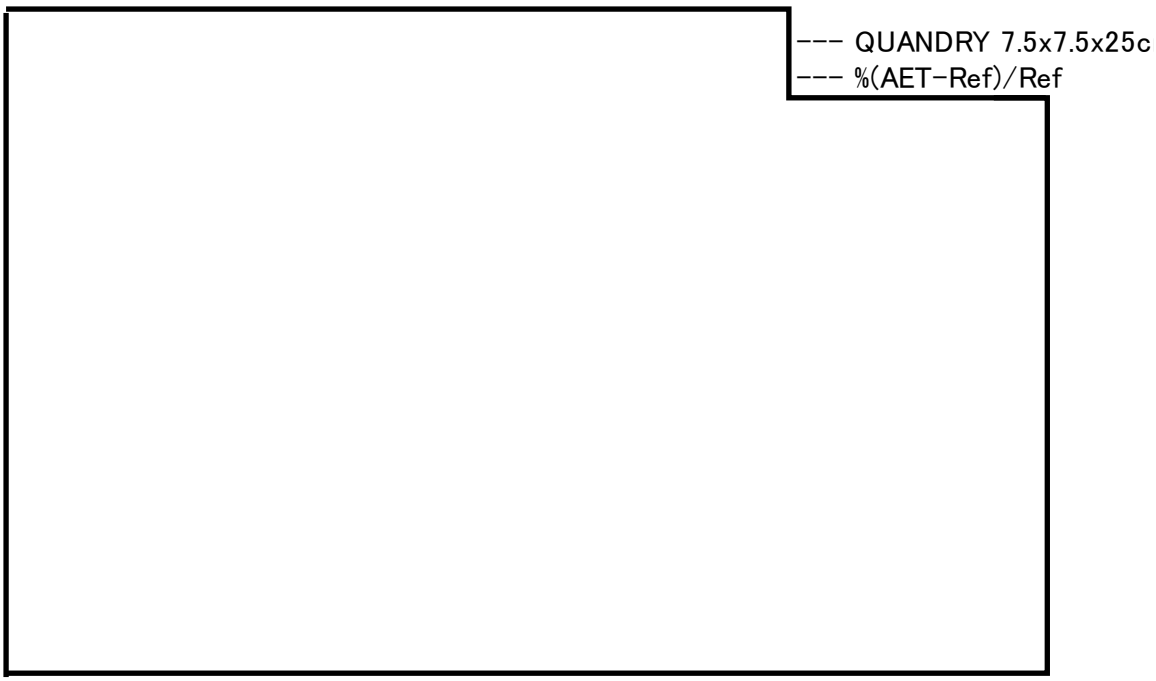


図 3-3　LRA　３次元 BWR 問題(1/4 炉心制御棒引抜ケース)
燃料集合体出力の比較（R: 引抜制御棒位置）

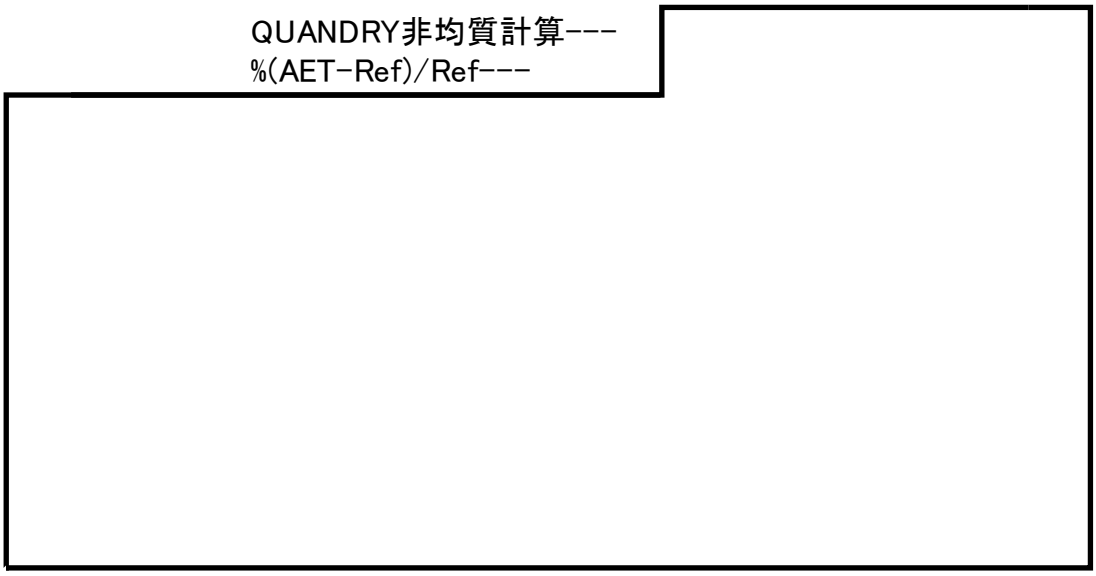


図 3-4　HAFAS　２次元 BWR 問題　燃料集合体出力の比較
(1/8 炉心を表示，+は制御棒挿入セル)

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。

3.1.3.2　過渡問題（島根３号炉許認可解析非適用）

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。

3.1.3.2.1　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[43]。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 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 3-19 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。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。

3.1.3.2.2　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[43]。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３cm/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 3-20 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 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 3-20 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 3-19　LRA　3 次元 BWR 過渡問題サマリ(1/4 炉心)

コード	QUANDRY[43]		IQSBOX[36]	ARROTTA[35]	SKETCH[45]	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 3-20　LMW　3 次元 PWR 過渡問題サマリ(フィードバック無)

コード	PANTHER[41]	QUANDRY[43]	SPANDEX[41]		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。

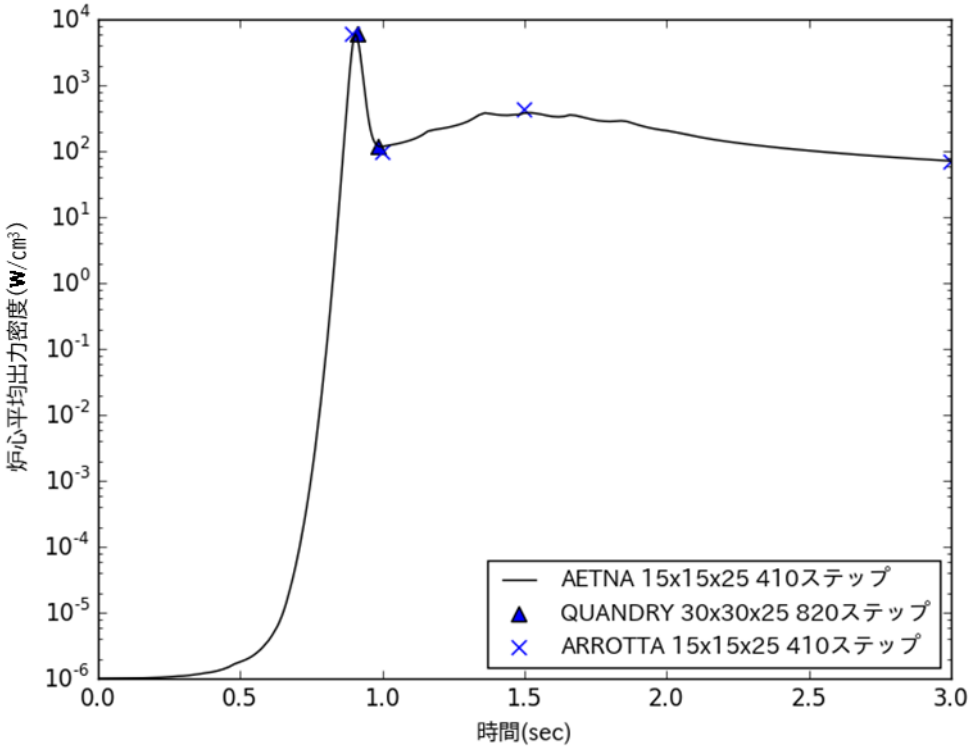


図 3-5　LRA　3 次元 BWR 過渡問題の炉心熱出力応答(1/4 炉心)

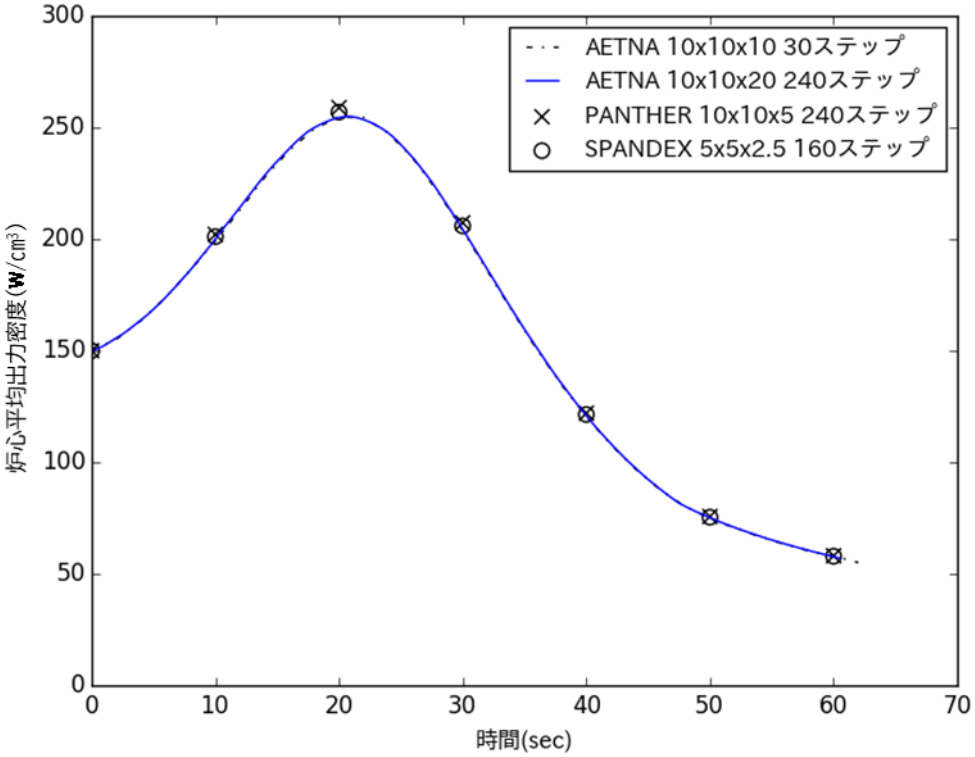


図 3-6　LMW　3 次元 PWR 過渡問題の炉心熱出力応答

3.1.4　連続エネルギモンテカルロ計算等による妥当性確認

3.1.4.1　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[47]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。

$$\phi(r,\theta,z) = J_{nt}(j_{nt,nr}r/R)\cos(nt\theta)\cos\{(nz+1)\pi z/H\} \tag{3-3}$$

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。

$$B^2 = B_r^2 + B_z^2, \quad B_z H = (nz+1)\pi, \quad B_r R = j_{nt,nr} \tag{3-4}$$

$$\lambda_{nt,nr,nz} = k^{\infty}/(1 + M^2 B_{nt,nr,nz}^2) \tag{3-5}$$

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 3-21 及び図 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 3-8 に示す。

以上に示す結果から，高次モード未臨界度に関する不確かさが確認できた。

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 3-21　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	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。

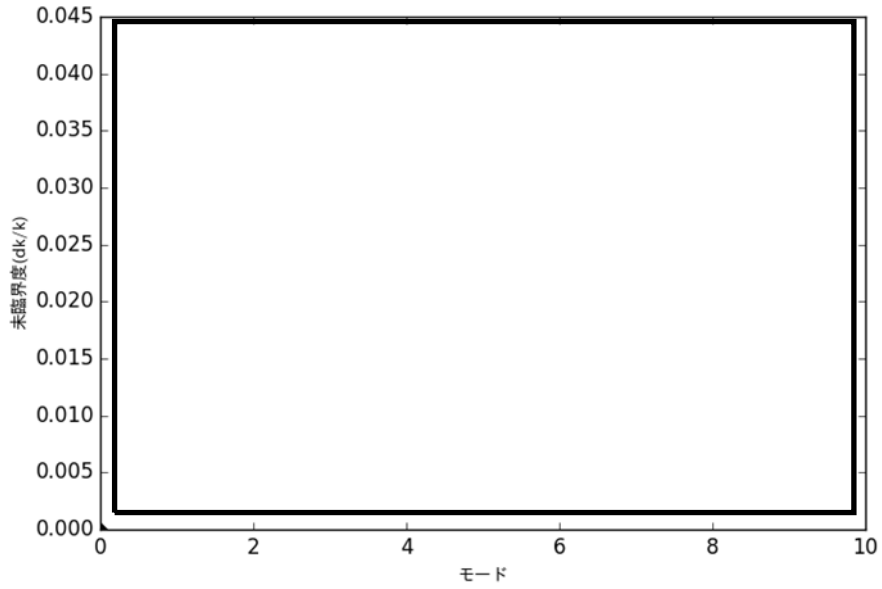


図 3-7　均質円筒炉心に対する未臨界度($\Delta k/k$)の比較

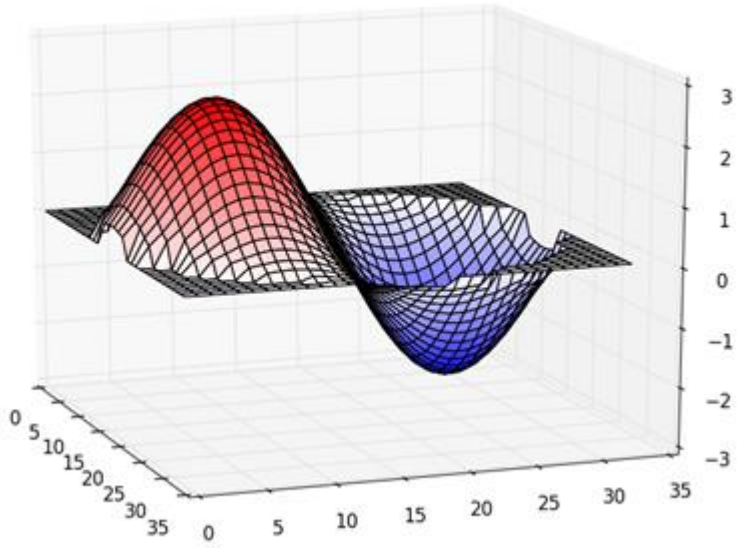


図 3-8　周方向 1 次モード径方向出力分布

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。

3.1.4.2　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，連続エネルギモンテカルロ輸送計算コードである MCNP5_DBRC 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 3-22 に示す。炉心中央部の模擬として２次元４×４炉心領域（鏡面反射条件）としているが，これは制御棒隣接燃料から一定の距離を確保できる大きさとして計算領域を設定している。

なお，MCNP5_DBRC の結果は，実質的なモデル由来の不確かさ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（連続エネルギモンテカルロ計算における核データ処理では群縮約を伴わないため，核データ処理の数学的モデルに付随する不確かさも極めて小さい）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。これにより計算値との比較で得られた不確かさには，核データ処理時のエネルギ縮約に伴う不確かさと，LANCR/AETNA の数学的モデルに由来する不確かさが含まれることとなる。

3.1.4.2.1　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 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 3-23 に示す。ここで，燃料集合体最大 LPF の差は，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。

$$\varepsilon_{LPF} = max_i\, p_i - max_i\, p_i^{ref} \tag{3-6}$$

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 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。

$$\varepsilon_{RMS} = \sqrt{\frac{\sum_i (p_i - p_i^{ref})^2}{N_r}} \tag{3-1}$$

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 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 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 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 3-13 に示す。差は，AETNA 計算値−参照解で定義されている。

3.1.4.2.2　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 UO_2 燃料から成る。炉心の燃料配置を図 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，UO_2 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 UO_2 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 UO_2 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 UO_2 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 3-24 に示す。図 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 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　UO_2 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 3-17

及び図 3-18 に示す。

3.1.4.2.3　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 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 3-25 に示す。図 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 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 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 3-23 に示す。

3.1.4.2.4　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 3-26 に示す。全問題に対する燃料集合体最大 LPF の差の平均値は［　　］%，また燃料棒出力 RMS 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 差は平均［　　］%であり，これを合わせた燃料棒出力 RMS 差の平均値は［　　］%である。

以上に示す結果から，局所出力に関する不確かさが確認できた。

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 3-22　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 (9×9(A 型)取替燃料平衡炉心に 8×8 MOX 燃料(標準組成 Pu 含有率約 4%)を部分装荷炉心)
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 3-23　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 差[ii]の平均値	燃料棒出力 RMS 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 3-24　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 差の平均値	燃料棒出力 RMS 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 3-25　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 差の平均値	燃料棒出力 RMS 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 3-26　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 差の平均値	燃料棒出力 RMS 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

1	3	2	1
3	2	3	2
2	3	2	3
1	2	3	1

炉心２

1	3	2	1
3	2	3	2
2	3	2	3
1	2	3	1

（いずれも２次元４×４炉心（境界条件：鏡面反射））

タイプ番号	燃料集合体タイプ
1	初装荷低濃縮燃料（二重罫線は制御棒挿入位置）
2	初装荷中濃縮燃料
3	初装荷高濃縮燃料

図 3-9　初装荷多種類燃料炉心問題　燃料配置

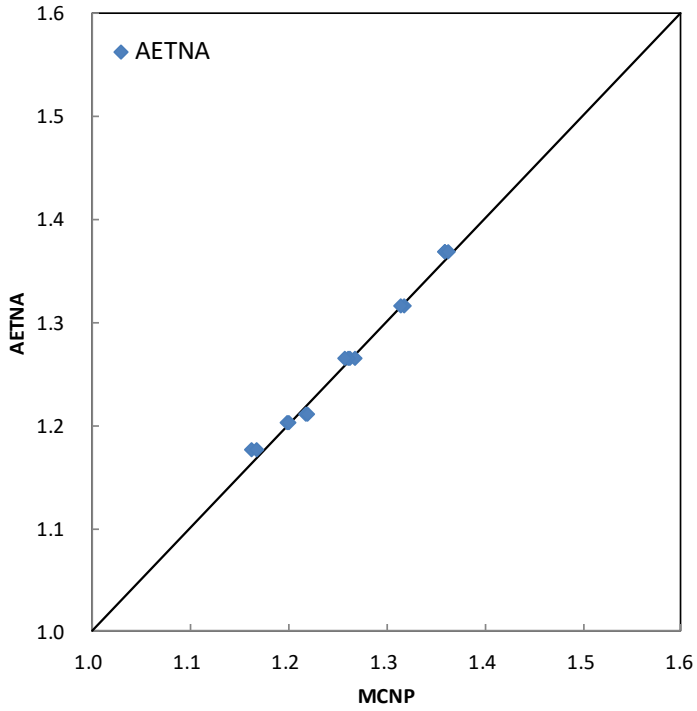


図 3-10　初装荷多種類燃料炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較（炉心１）

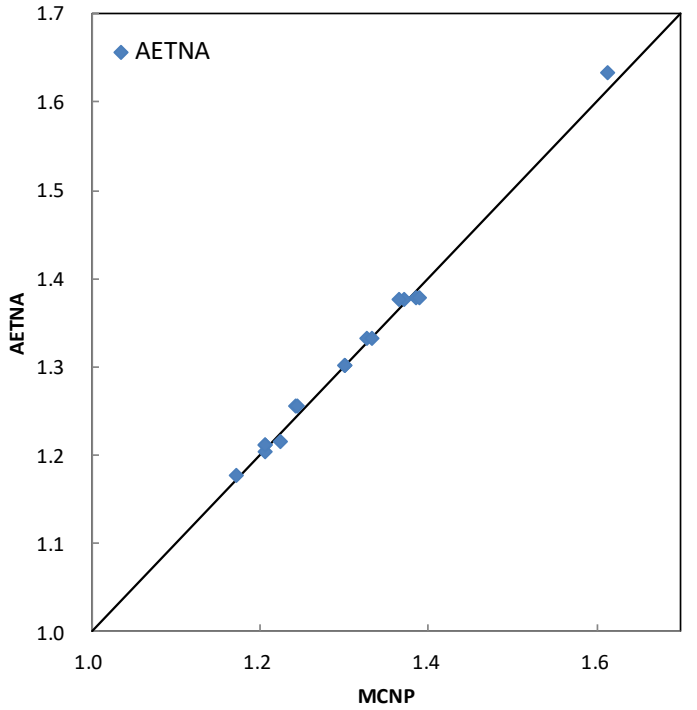
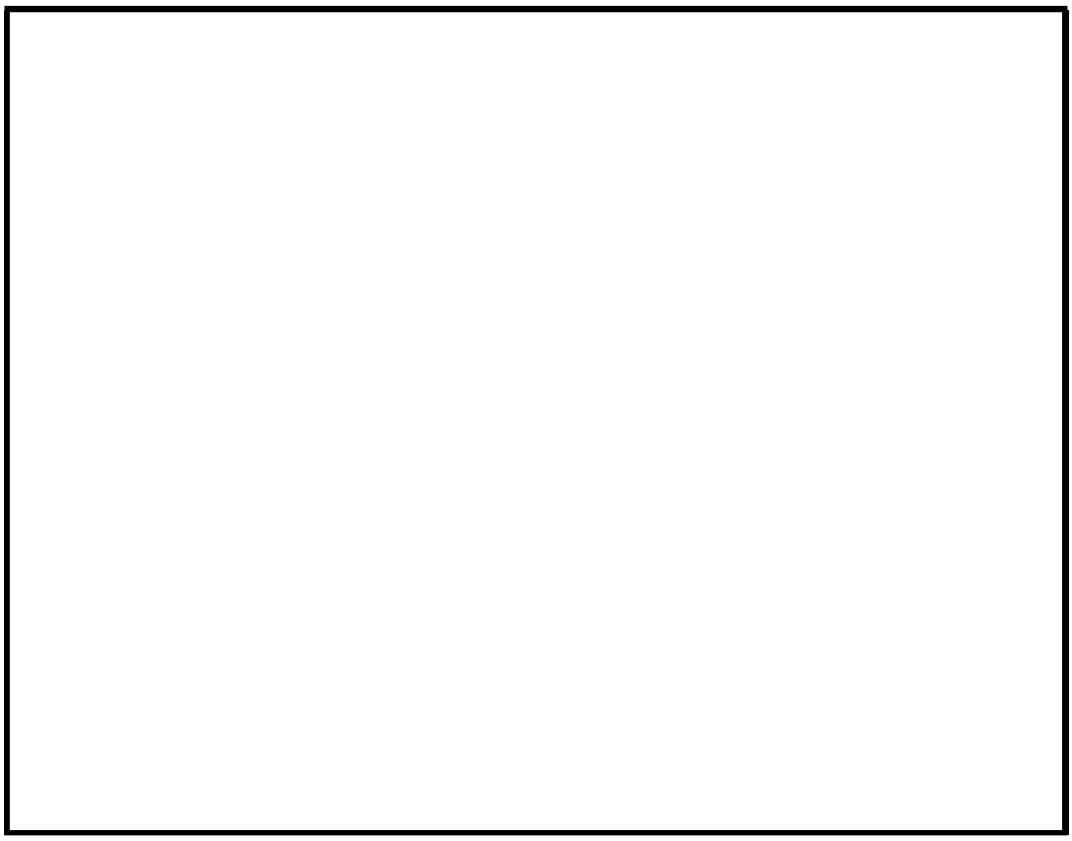


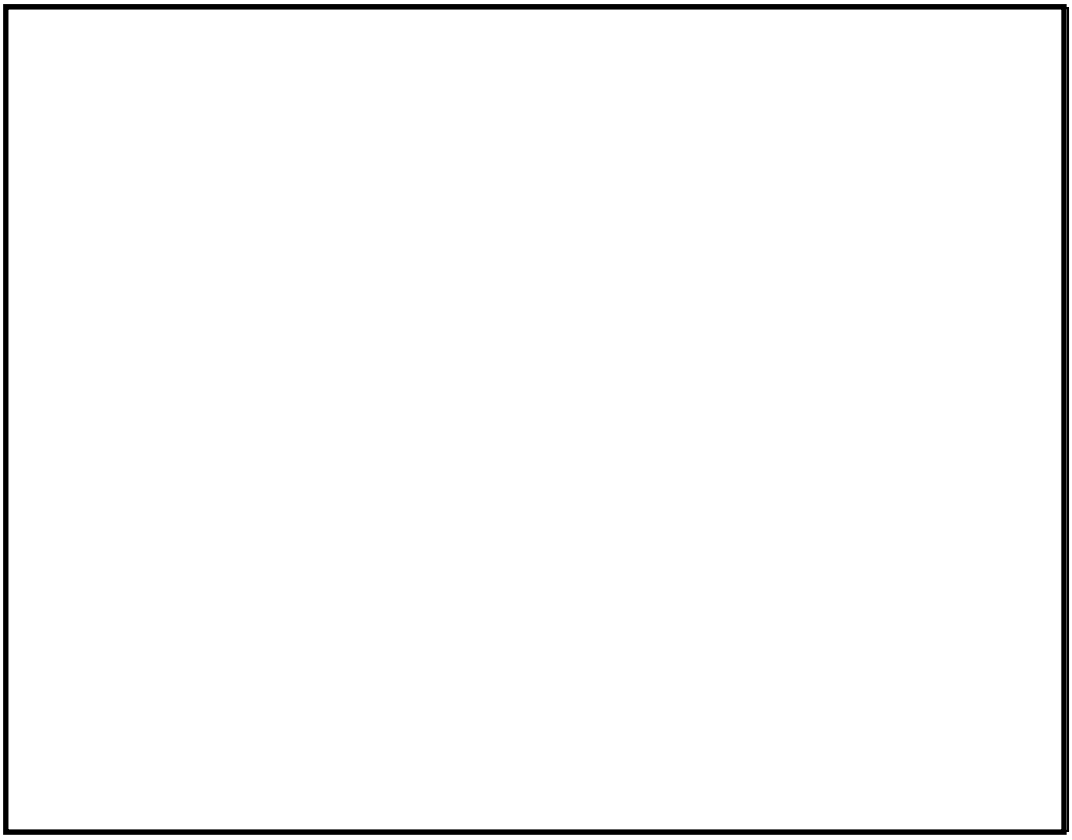
図 3-11　初装荷多種類燃料炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較（炉心２）



（左上が制御棒挿入側）

図 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 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

3	1	3	1
1	2	1	2
3	1	3	1
1	2	1	2

炉心２

3	11	3	11
1	2	1	2
3	11	3	11
1	2	1	2

（いずれも２次元４×４炉心（境界条件：鏡面反射））

タイプ番号	燃料集合体タイプ
11	８×８MOX 燃料　燃焼度　0 GWd/t
1	９×９燃料　燃焼度　0 GWd/t
2	９×９燃料　燃焼度　11 GWd/t
3	９×９燃料　燃焼度　22 GWd/t

図 3-14　MOX 燃料混在炉心問題の燃料配置

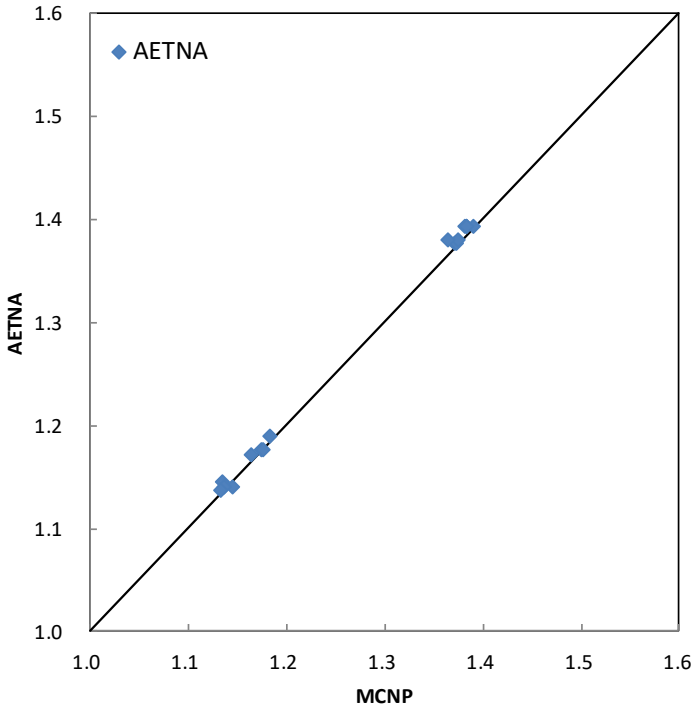


図 3-15　MOX 燃料混在炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較（炉心１）

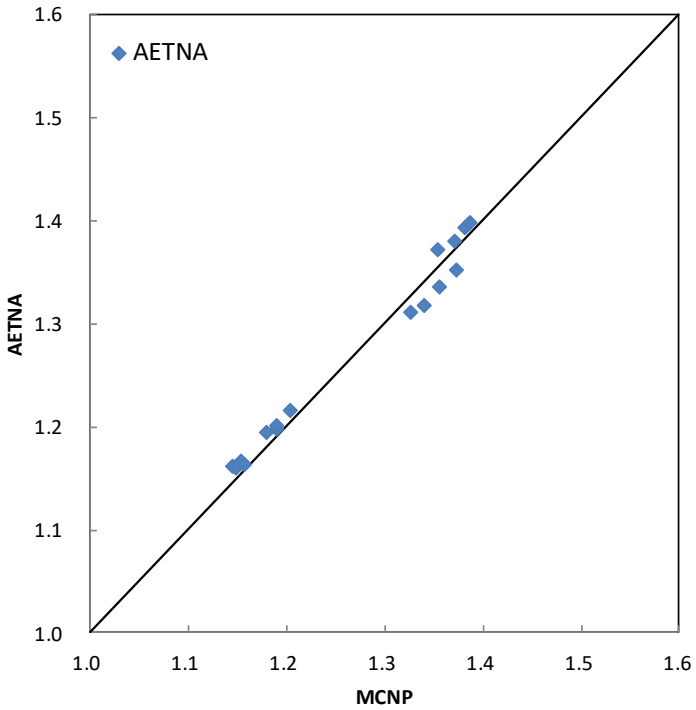
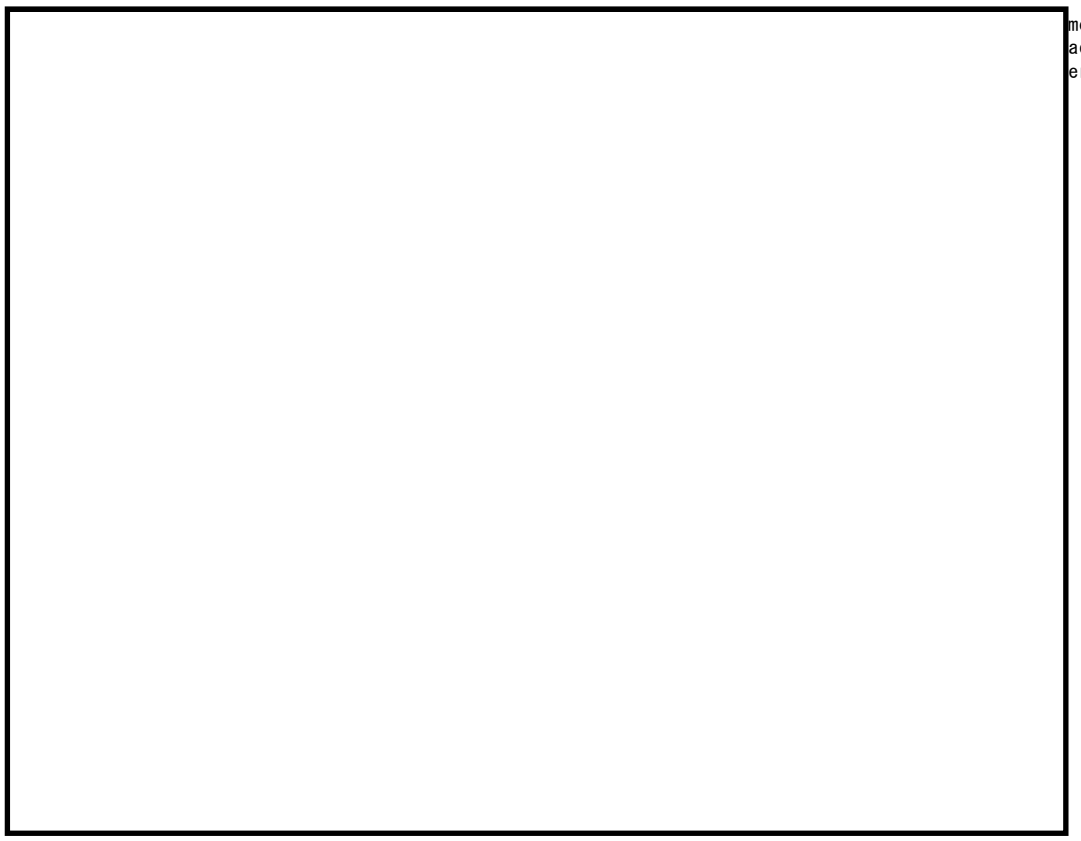


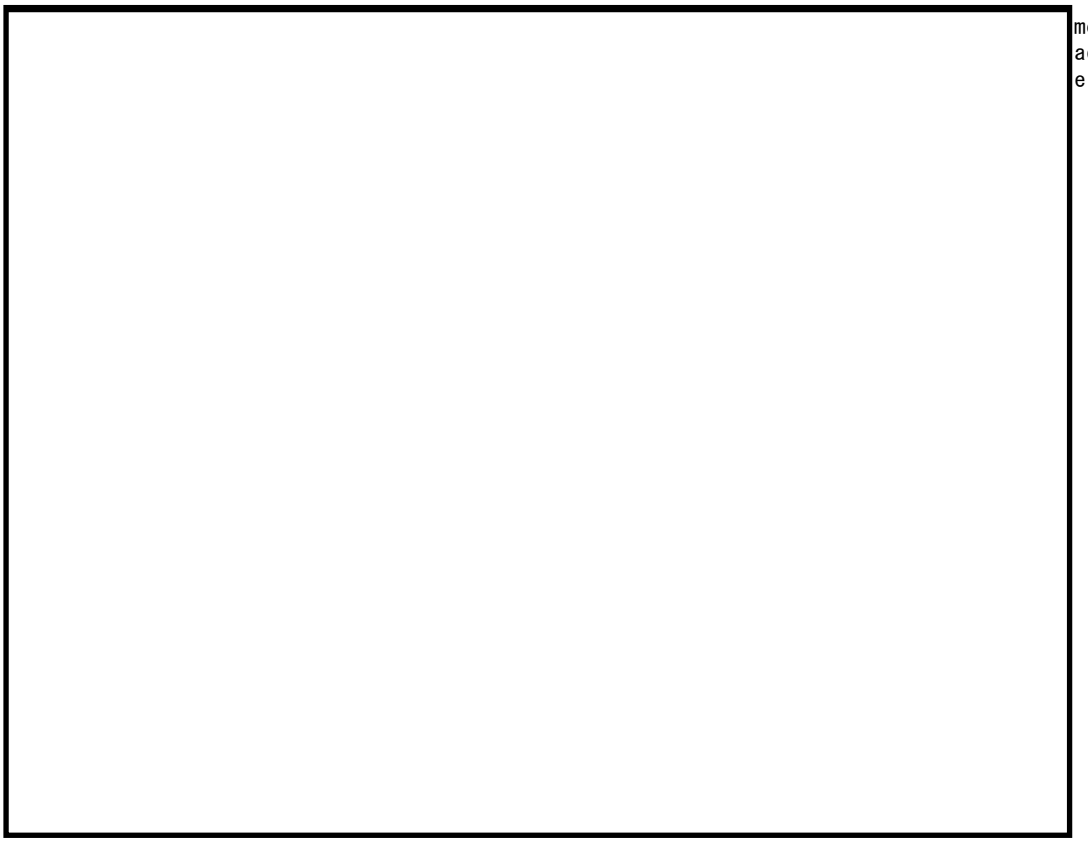
図 3-16　MOX 燃料混在炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較（炉心２）



（左上が制御棒挿入側）

図 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。



（左上が制御棒挿入側）

図 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

2	1	2	1
1	3	1	3
2	1	2	1
1	3	1	3

炉心２

2	1	2	1
1	3	1	3
2	1	2	1
1	3	1	3

（いずれも２次元４×４炉心（境界条件：鏡面反射））

タイプ番号	燃料集合体タイプ
1	１サイクル目燃料 燃焼度 0.0 GWd/t（二重罫線は制御棒挿入位置）
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 3-19　10×10 燃料平衡炉心局所出力問題 燃料配置

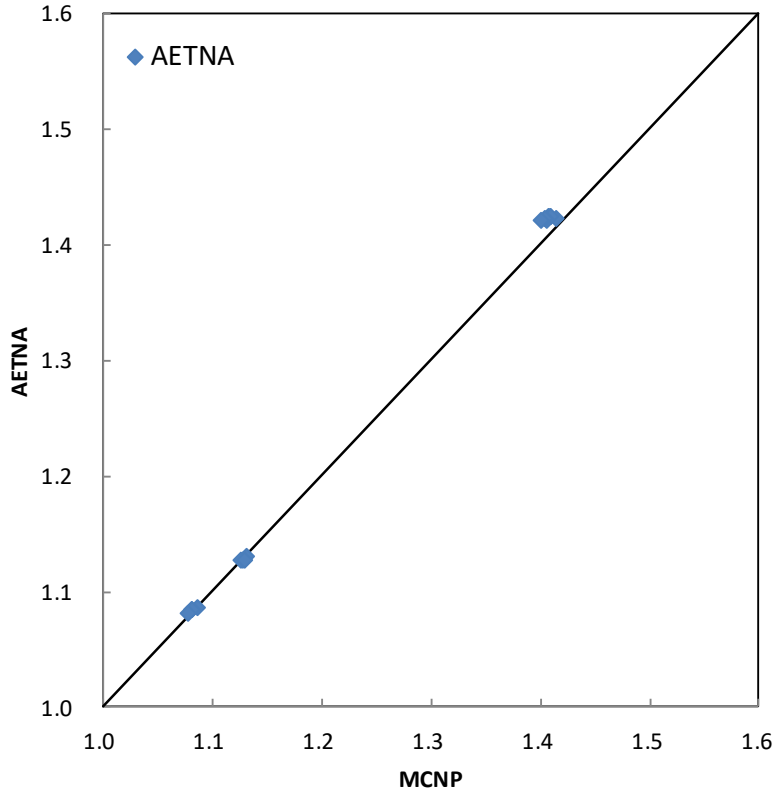


図 3-20　10×10 燃料平衡炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較（炉心１）

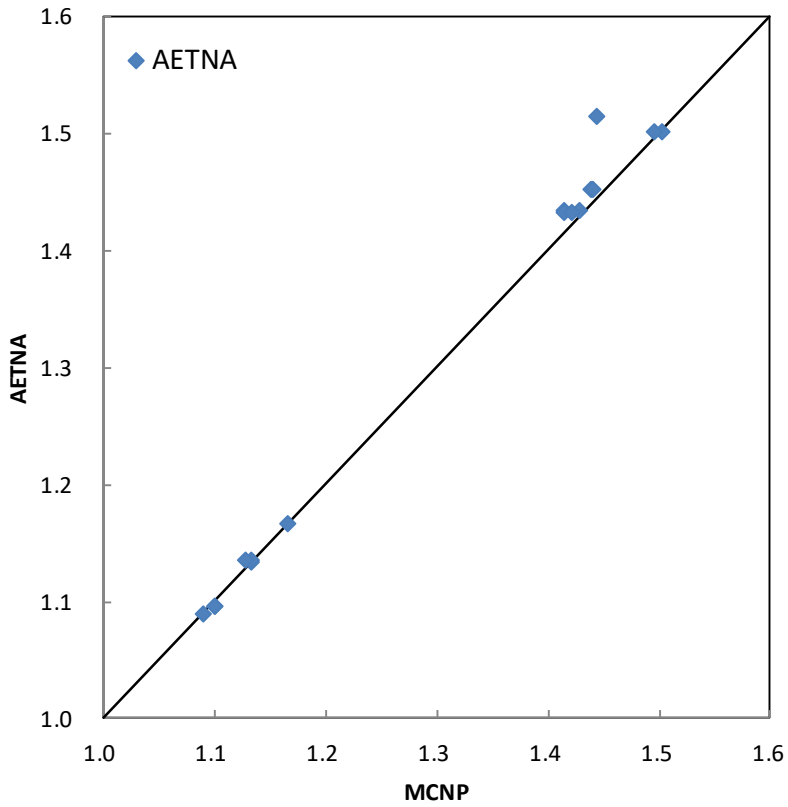
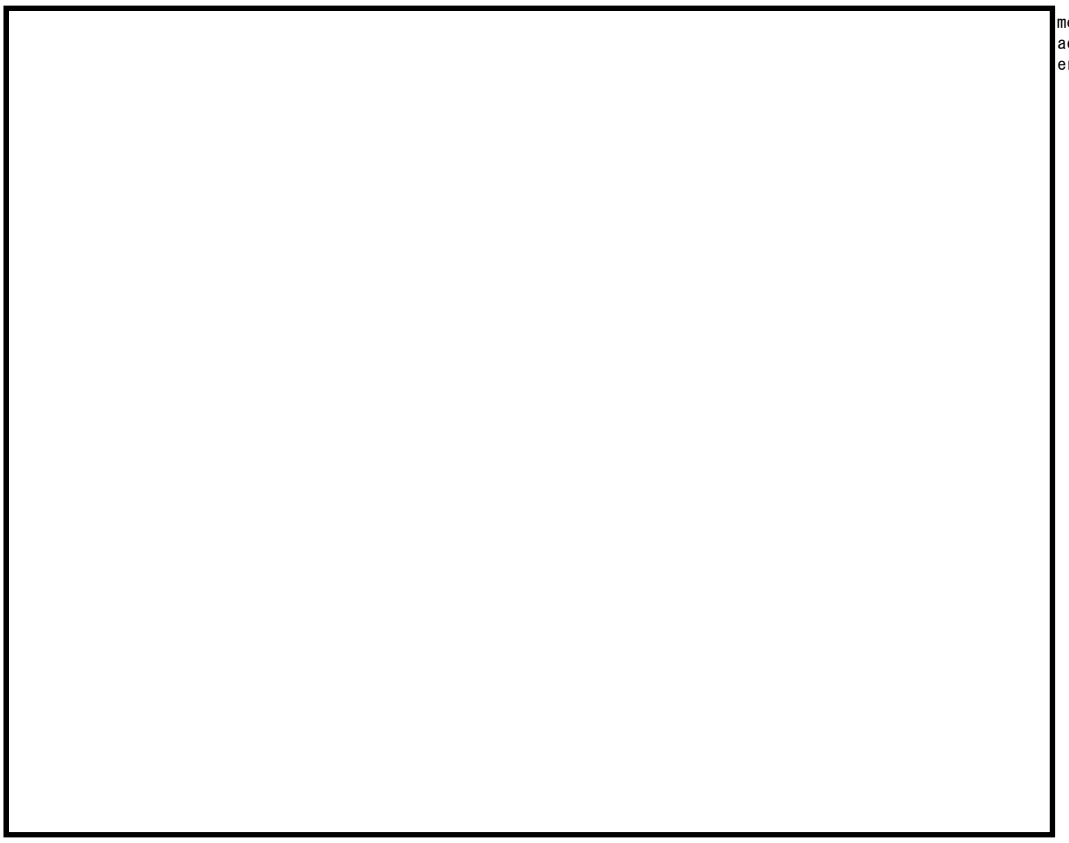


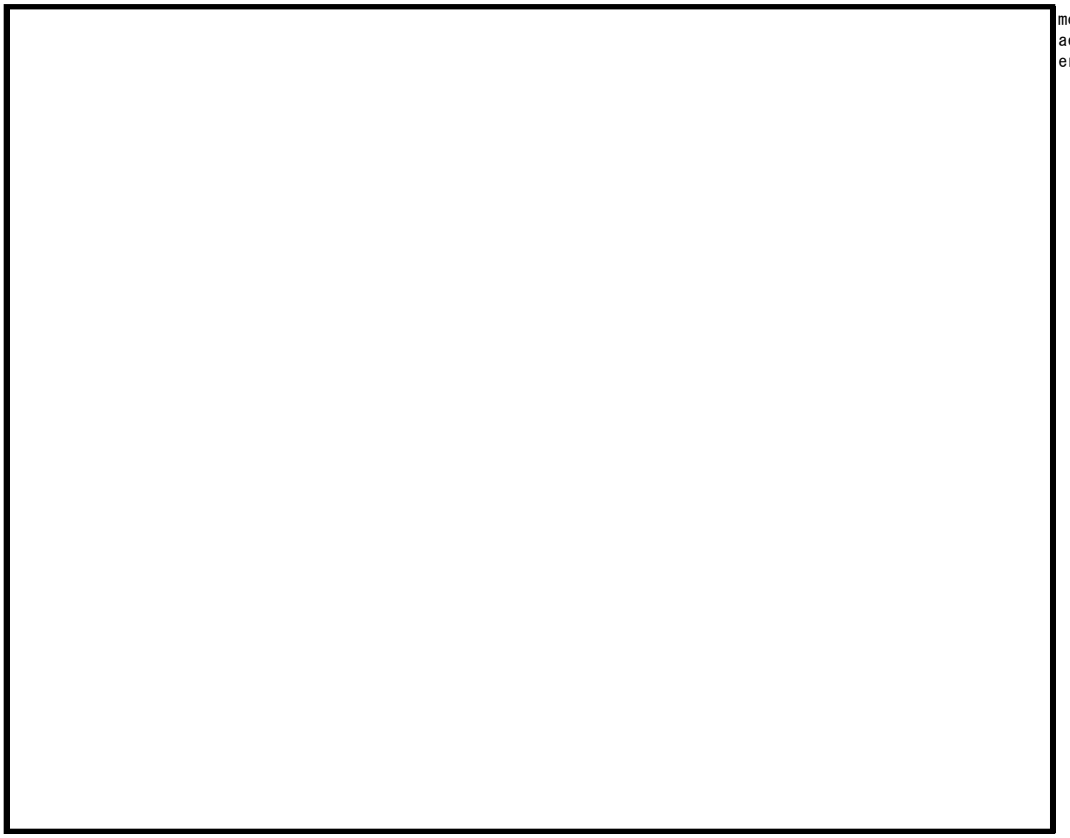
図 3-21　10×10 燃料平衡炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較（炉心２）



（左上が制御棒挿入側）

図 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 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。

3.1.4.3　燃焼履歴問題

3.1.4.3.1　炉停止問題（島根３号炉許認可解析非適用）

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（約４年）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（約 13 年）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 3-24 及び図 3-25 に，また炉停止 4,800 日の場合について図 3-26 及び図 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。

以上に示す結果から，長期停止時の実効増倍率に関する不確かさが確認できた。

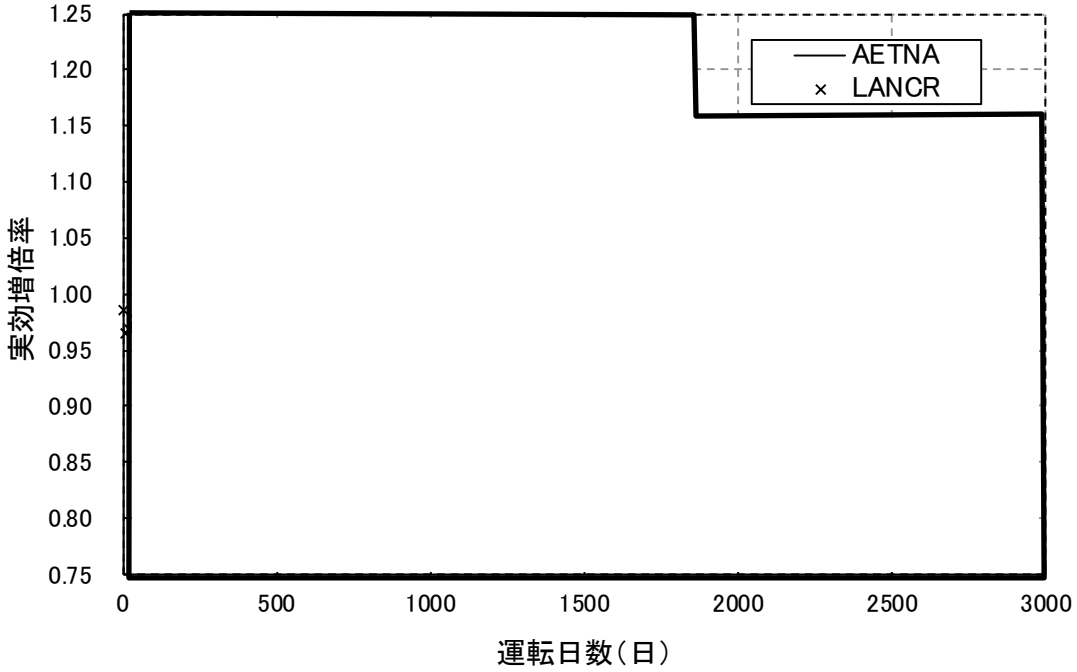


図 3-24　出力運転時実効増倍率の比較，437 日運転ごと 1,600 日停止後再起動

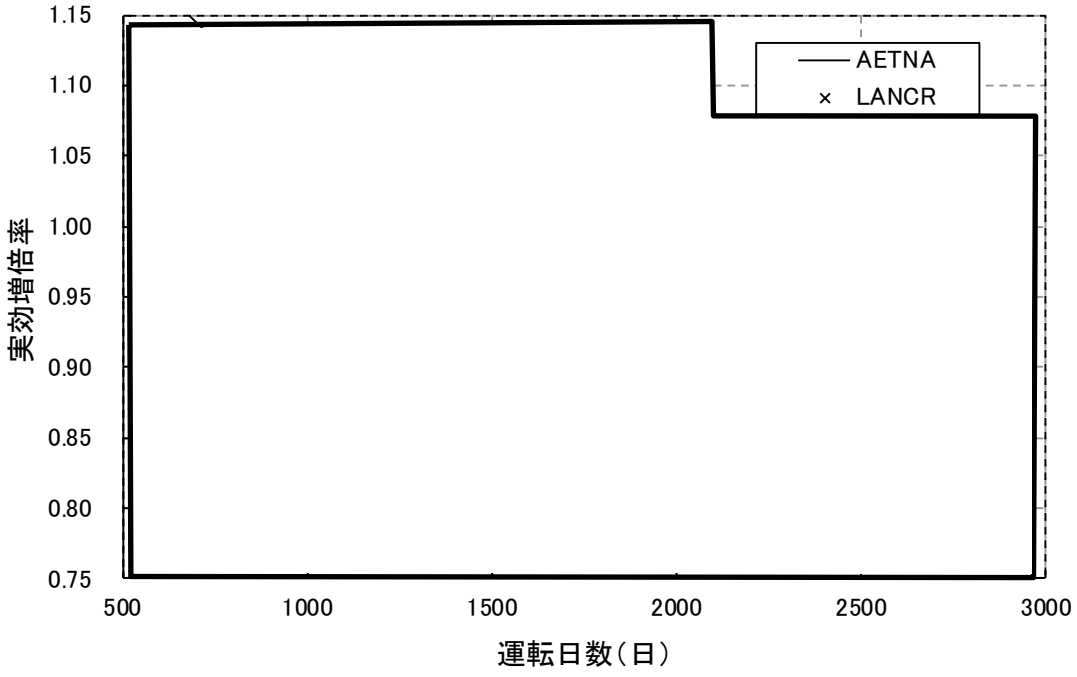


図 3-25　出力運転時実効増倍率の比較，437 日運転ごと 1,600 日停止後再起動
（500 日以後拡大図）

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。

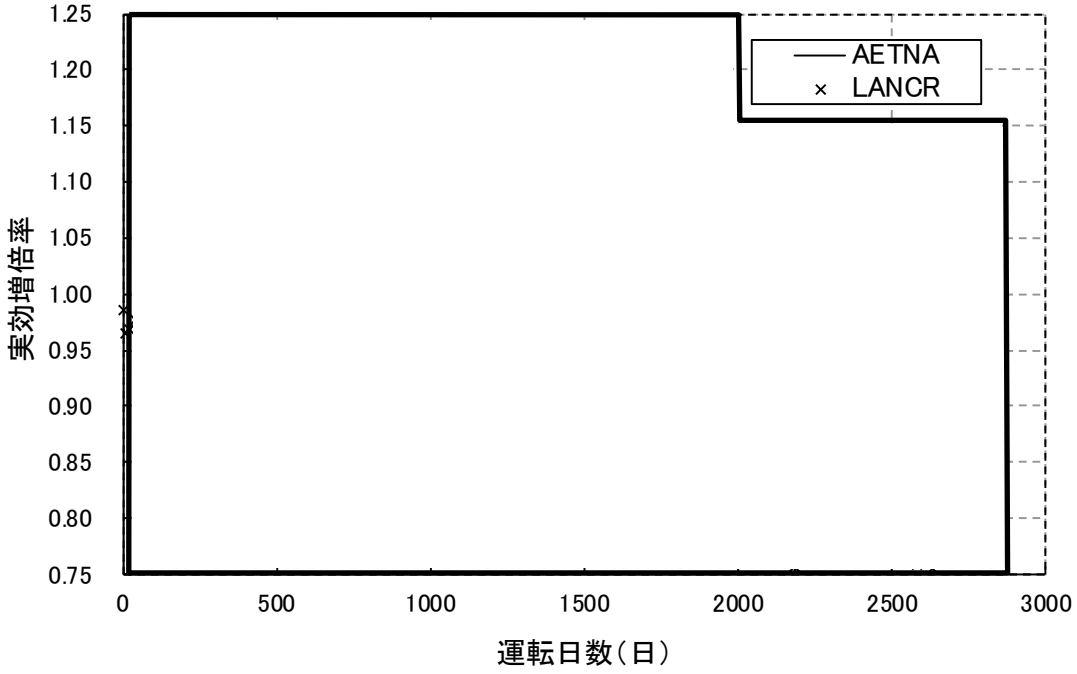


図 3-26　出力運転時実効増倍率の比較，437 日運転ごと 4,800 日停止後再起動

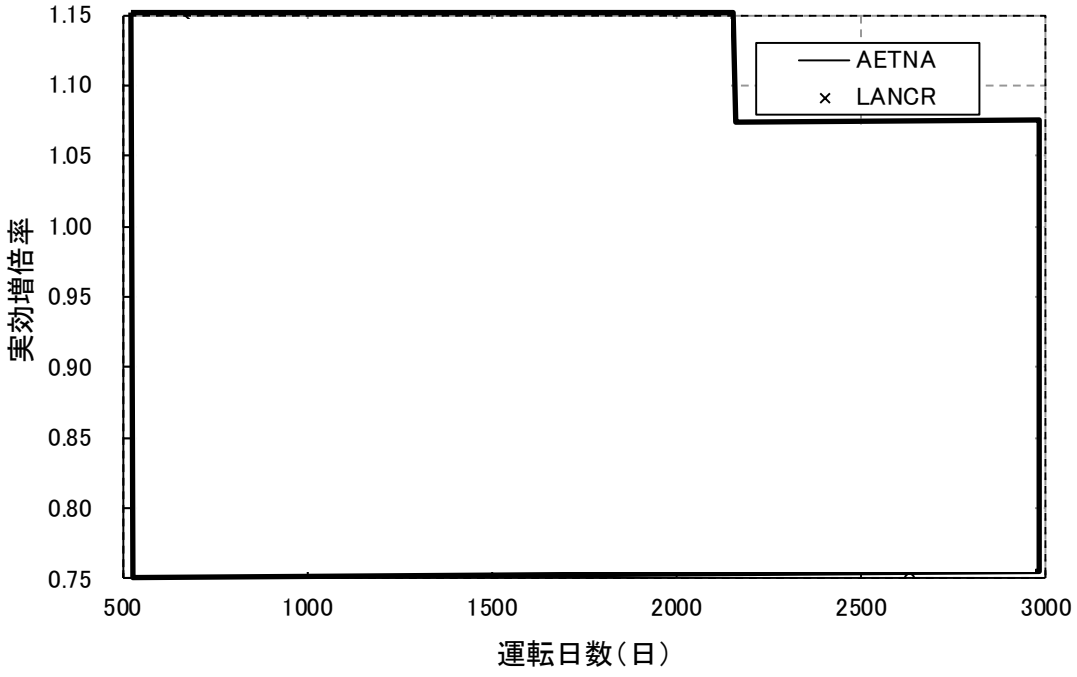


図 3-27　出力運転時実効増倍率の比較，437 日運転ごと 4,800 日停止後再起動
（500 日以後拡大図）

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。

3.1.4.3.2　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 B_4C 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 3-27 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 3-28 に，C 格子 10×10 燃料の場合について図 3-29 に示す。制御棒引抜直後の臨界固有値の不確かさは平均 [redacted] 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 差を，D 格子９×９燃料の場合について図 3-30 に，C 格子 10×10 燃料の場合について図 3-31 に示す。制御棒引抜直後の燃料棒出力 RMS 差は平均 [redacted] %であった。

以上に示す結果から，制御棒履歴効果の影響下における実効増倍率及び局所出力に関する不確かさが確認できた。

表 3-27　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。

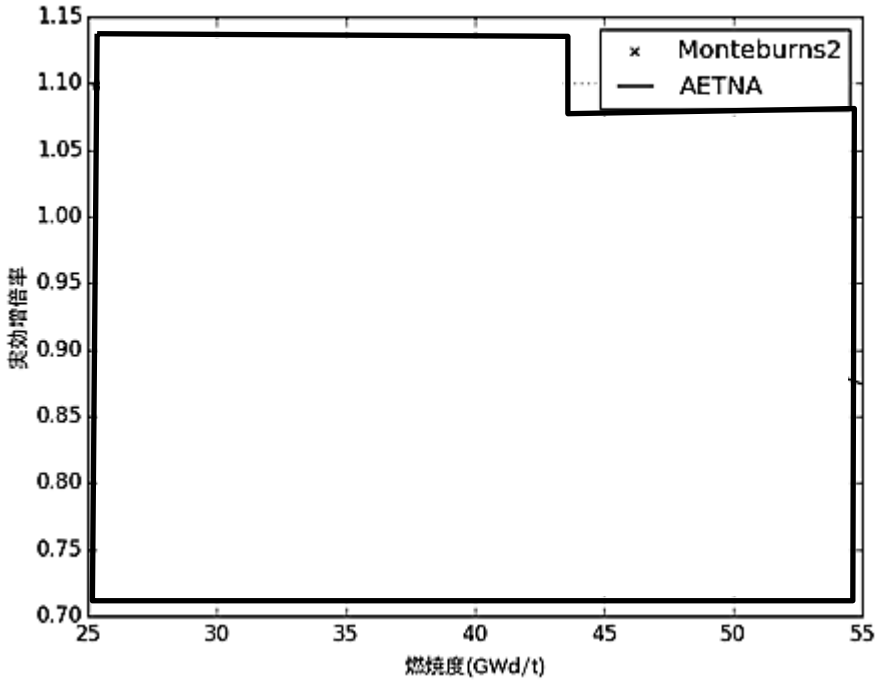


図 3-28　制御棒履歴運転時実効増倍率の比較（D 格子 9 × 9 燃料）

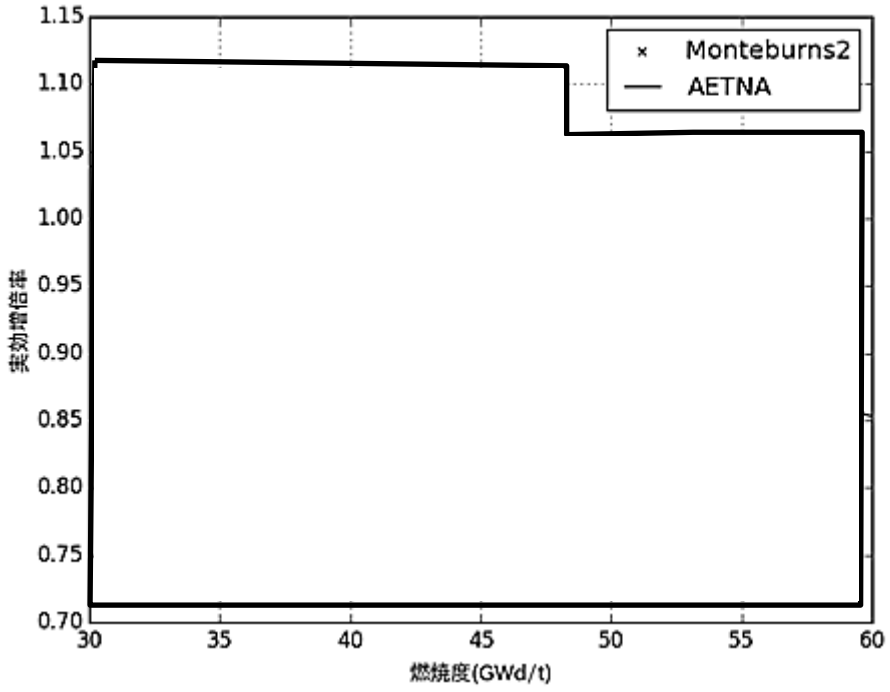


図 3-29　制御棒履歴運転時実効増倍率の比較（C 格子 10×10 燃料）

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。

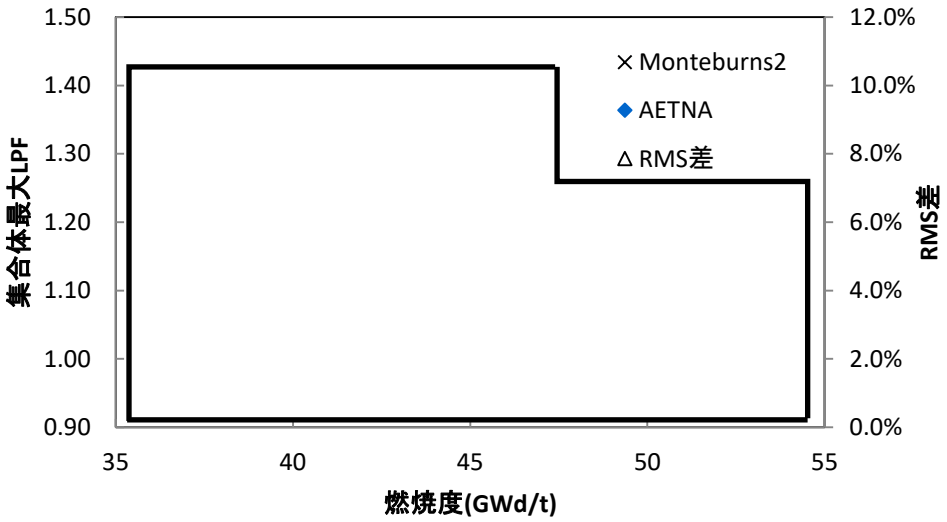


図 3-30　制御棒履歴運転時燃料棒最大 LPF 及び RMS 差
(D 格子 9 × 9 燃料)

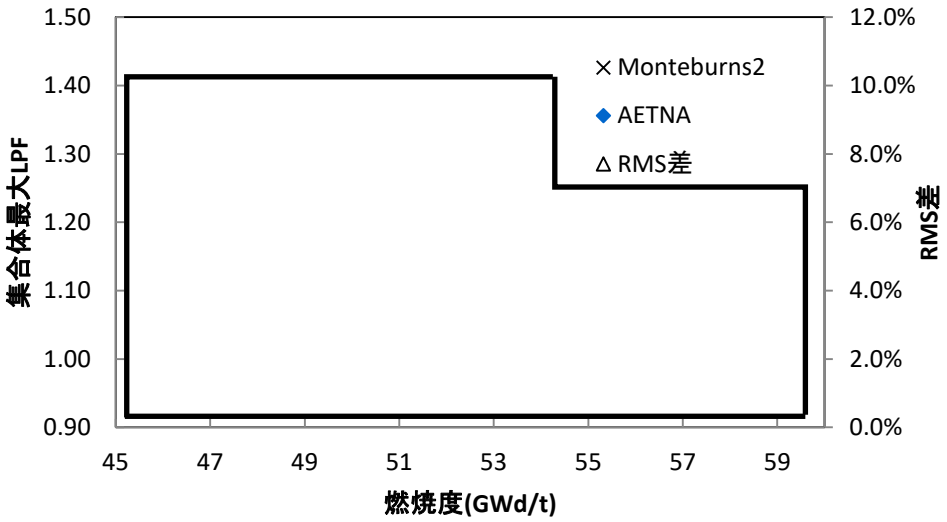


図 3-31　制御棒履歴運転時燃料棒最大 LPF 及び RMS 差
(C 格子 10×10 燃料)

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。

3.1.4.4　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[48]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(SUMIT[49])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。高燃焼度初装荷炉心は多濃縮度タイプの初装荷ウラン燃料で構成されており，スペクトルミスマッチの厳しい炉心として知られている。これにさらに８×８MOX 燃料（標準組成 Pu 含有率約４%）を装荷していくことで，よりスペクトルミスマッチが厳しい条件での妥当性確認としている。

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 3-28 に，妥当性確認結果を表 3-29 及び図 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 [redacted] %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 [redacted] %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。

以上に示す結果から，初装荷炉心及び MOX 燃料装荷炉心に対して実効増倍率及び各種反応度に関する不確かさが確認できた。

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 3-28　全炉心 MCNP 妥当性確認の解析条件

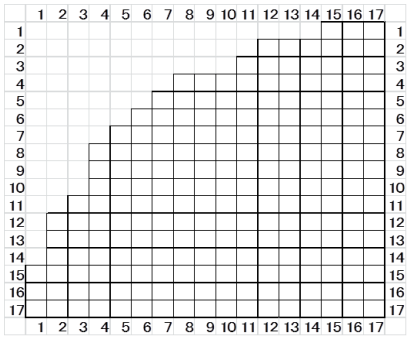
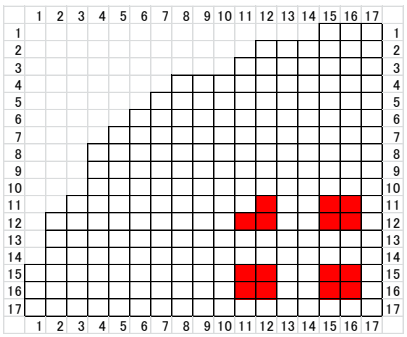
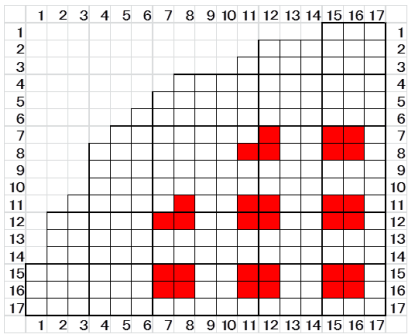
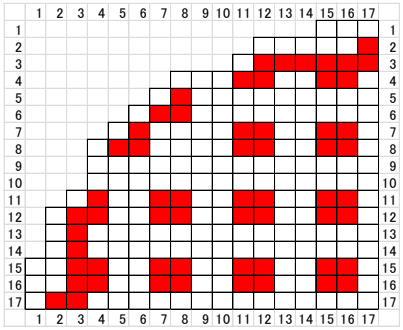
	条件
炉心	ABWR 初装荷炉心（SUMIT）模擬
運転状態	① 高温運転状態模擬 ボイド率　　：全燃料炉心下部から 0/40/70 %V 固定 制御棒パターン：実機初装荷炉心定格パターン模擬 燃料平均温度　：定格出力密度平均温度一定（フィードバック無） ② SLC 作動状態模擬 ボイド率　　：0% 制御棒パターン：実機初装荷炉心定格パターン模擬 ボロン濃度　　：676 ppm 炉水・燃料温度：181℃
装荷燃料	全炉心 872 体 ① 初装荷用 9×9 燃料 872 体，8×8 MOX 燃料 なし ② 初装荷用 9×9 燃料 812 体，8×8 MOX 燃料　60 体 ③ 初装荷用 9×9 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) *赤：MOX 燃料	0 体ケース  60 体ケース  120 体ケース  240 体ケース 
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 3-29 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				
	%Δk				
全制御棒引抜	MCNP				
	AETNA				
制御棒価値	MCNP				
	AETNA				
	A/M-1				
	%Δk				
ボイド+5%	MCNP				
	AETNA				
ボイド反応度	MCNP				
	AETNA				
	A/M-1				
	%Δk				
SLC作動状態模擬	MCNP				
	AETNA				
	%Δk				
SLC価値	MCNP				
	AETNA				
	A/M-1				
	%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。

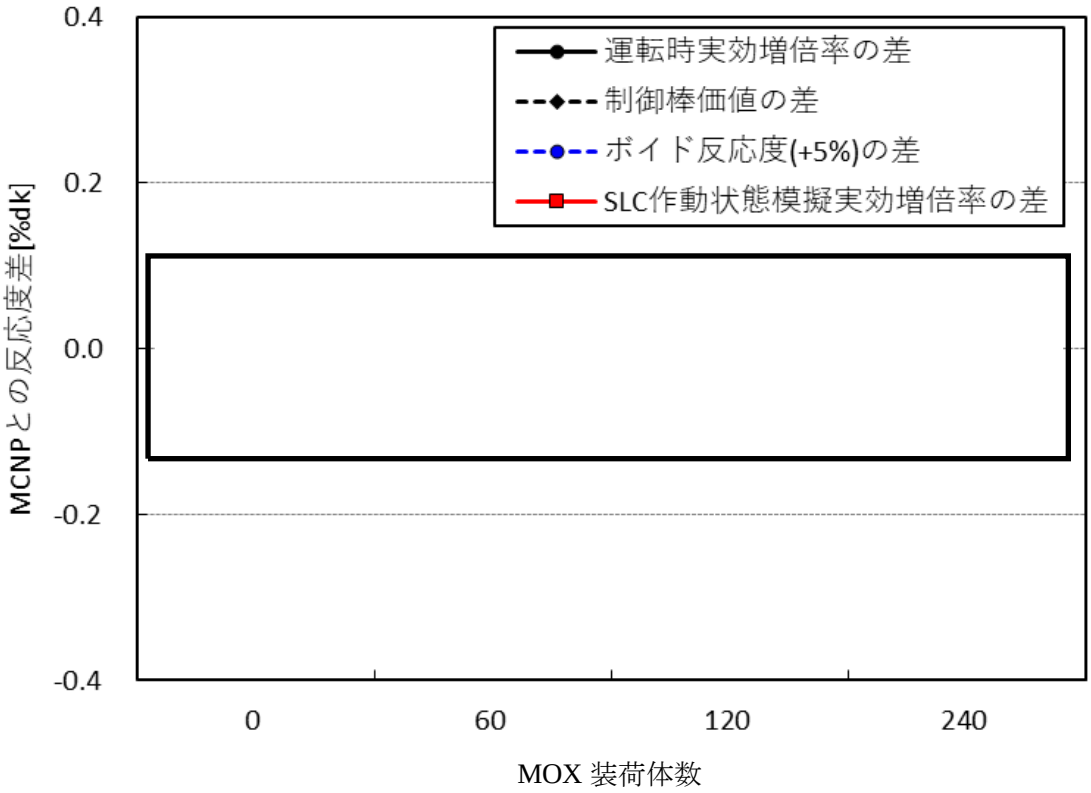


図 3-32　全炉心 MCNP 妥当性確認結果（MCNP との反応度差[%Δk]）

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。

3.1.4.5　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，熱水力特性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 ISCOR[50]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[51,52]。

ISCORFC は，熱水力計算コードとして従来許認可でも用いられてきた ISCOR を基に，ソフトウエアとしての取り扱い可能チャンネル数の上限を拡張したものであり，その他の変更は加えられていない。したがって計算時に使用される数学的モデルは ISCOR と同じである。

なお，本妥当性確認は，ISCORFC と AETNA で用いられる解析条件を等しくさせ，全ての集合体を独立チャンネルとして圧損が等しくなるよう流量を分配した ISCORFC の評価結果を参照解として，代表チャンネルモデルによる流量配分結果の妥当性を確認する試験であるため，ISCORFC の不確かさは無視できる。圧損を正しく評価するためのボイド率や圧損計算における各種相関式の妥当性確認は，別途実施される。

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。評価時には燃料各部に起因する各種圧損特性に加え，既設 ABWR の許認可熱水力計算や運転実績のある ABWR プラントで使用されてきた実績のあるオリフィス圧損係数が考慮されている。

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 3-33 に，部分出力時の比較を図 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。

以上に示す結果から，チャンネル流量配分に関する不確かさが確認できた。

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。

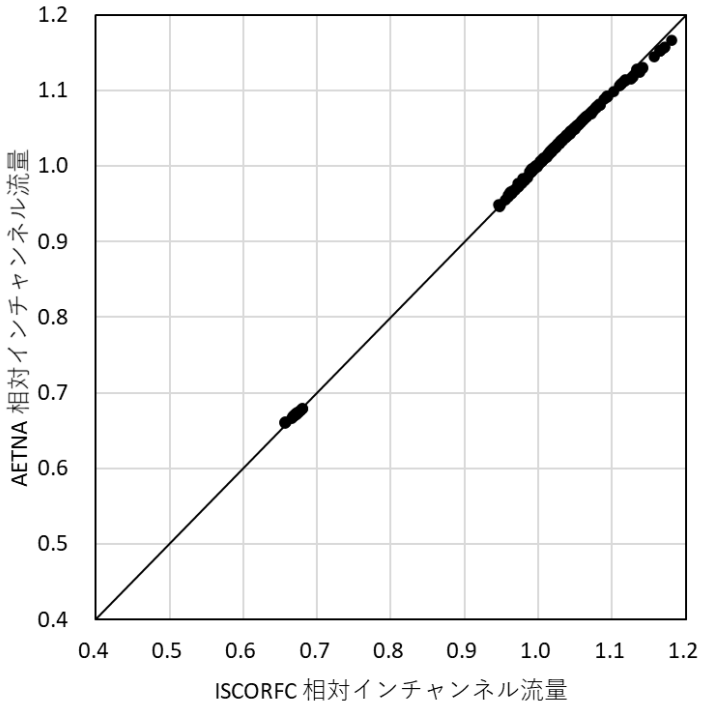


図 3-33　定格出力時チャンネル流量の比較

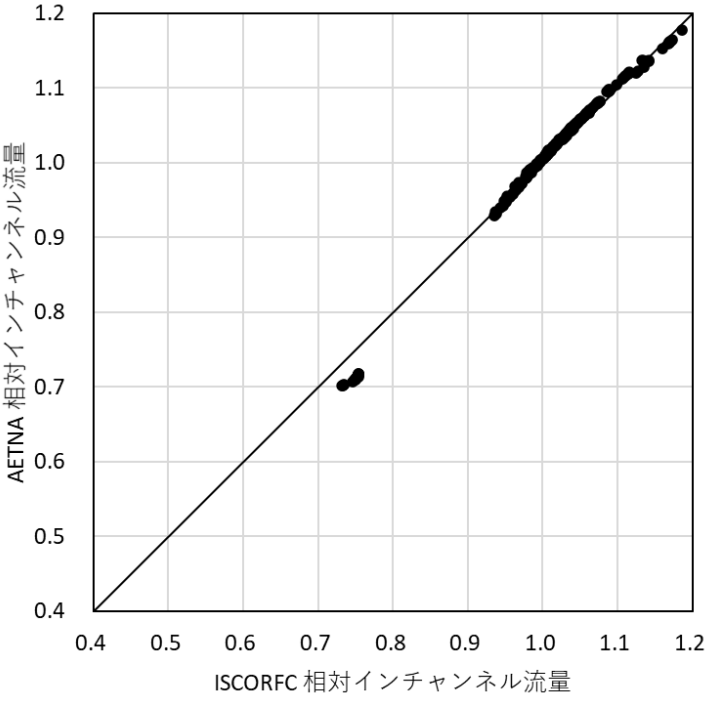


図 3-34　部分出力時チャンネル流量の比較

3.1.5　プラント運転実績による妥当性確認

3.1.5.1　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，3.1.5.2 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)パターンがいずれかに偏ることなく十分なケース数含まれており，最大価値制御棒１本引き抜き時の停止余裕評価や起動時の制御棒引き抜き時などを想定できる試験構成となっている。この結果から，取替炉心設計時の固有値バイアス設定と同等の方法でプラントごとに，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プラント毎の全データの平均値について線形近似により求めた炉心平均燃焼度依存バイアスを当該プラントにおける冷温臨界固有値の目標バイアスとし，各試験点における臨界固有値と前記のプラント毎の目標臨界固有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 3-35 に示す。図 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 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 [redacted] 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。実機での制

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。

御棒価値の測定はペリオド法およびデジタル反応度計による測定の２種類で実施されている。

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[redacted] $\Delta k/k'k$，標準偏差は[redacted]$\Delta k/k'k$，相対差の平均値は[redacted]%，標準偏差は[redacted]%である。ここで相対差は（AETNA-測定値）/測定値で定義される。

以上の(1)～(3)に示す結果から，冷温時実効増倍率及び制御棒価値に関する不確かさが確認できた。なお，冷温時臨界固有値の不確かさについては95%信頼度―95%確率値などの統計データについて添付資料６に詳細を示している。

本資料のうち，枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

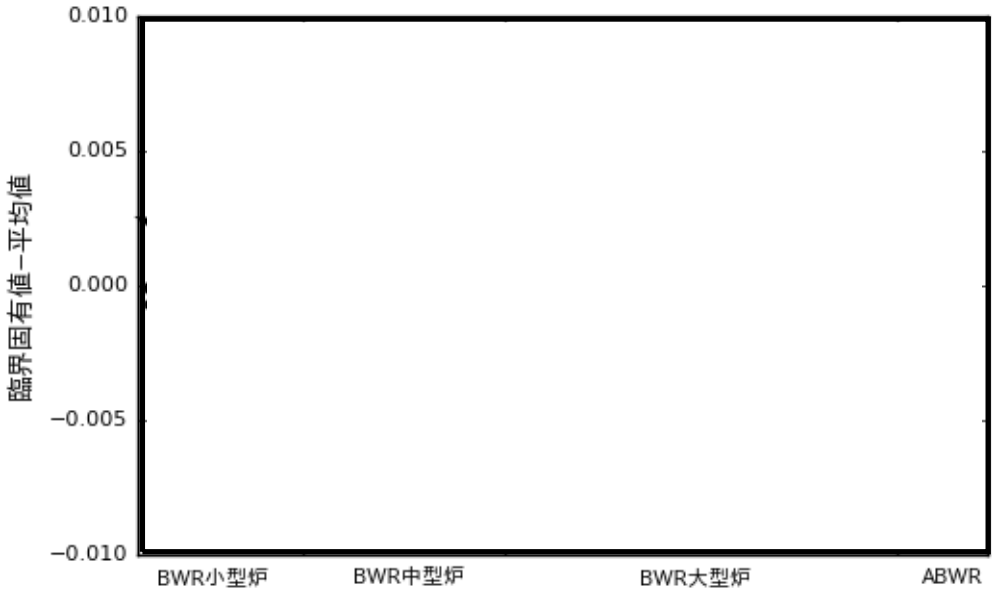


図 3-35　冷温時臨界固有値の変動（プラントごと）

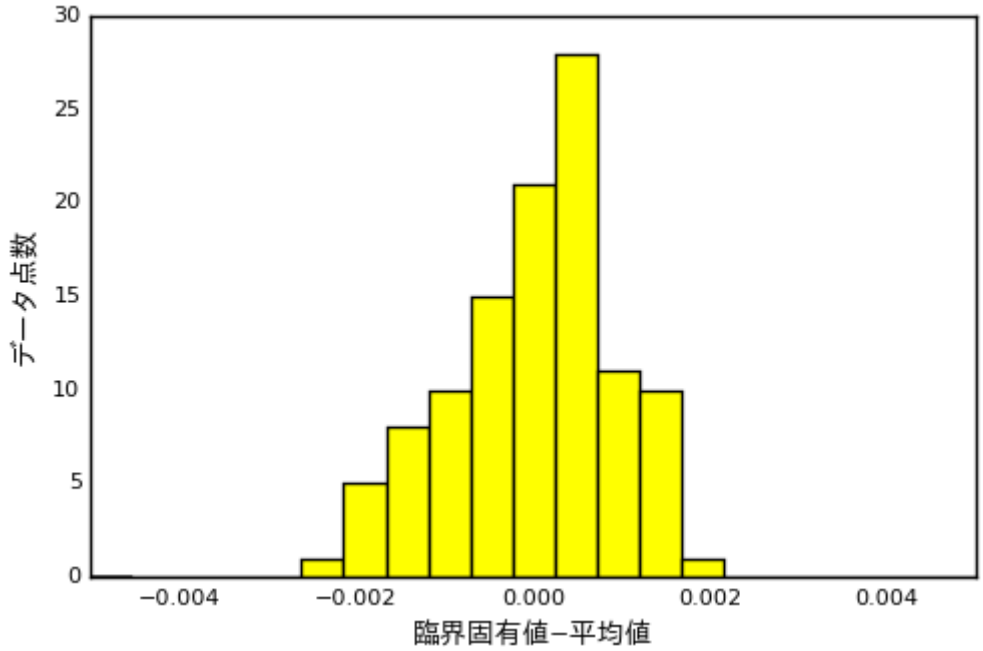


図 3-36　冷温時臨界固有値の変動ヒストグラム（全プラント）

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。

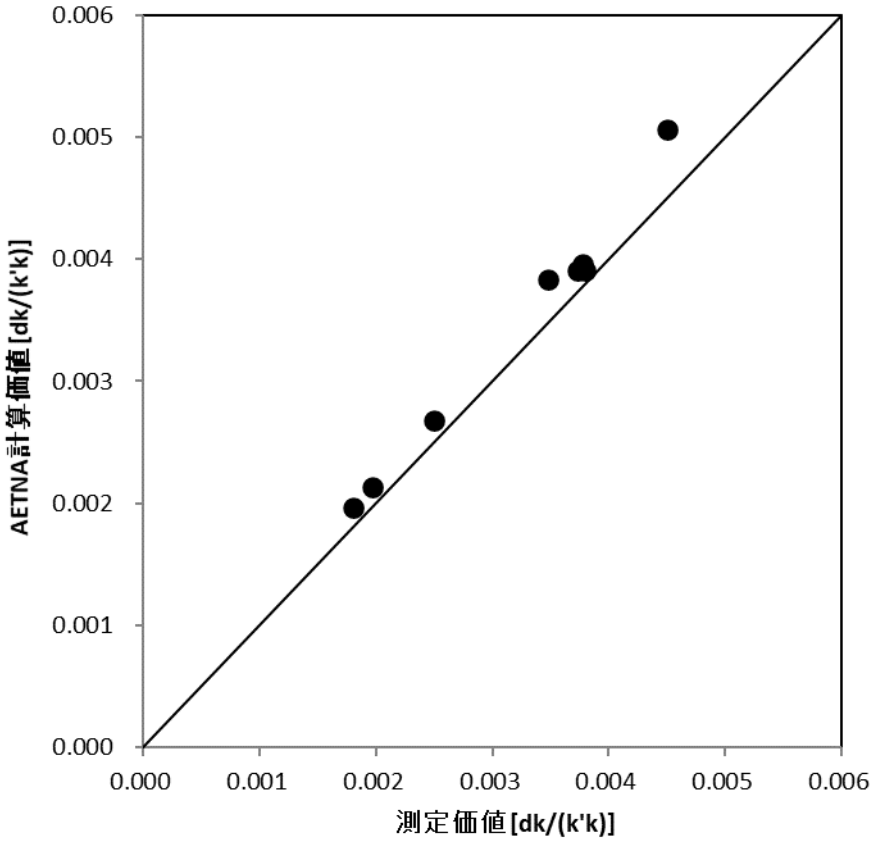


図 3-37　制御棒価値の測定結果と解析結果の比較

3.1.5.2　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なっていない。

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取替炉心設計時の固有値バイアス設定と同等の方法で評価した。すなわち，プラント毎に炉心サイクル燃焼度増分に対する臨界固有値の平均的なトレンドとして当該プラントの全データ平均値を多項式近似により求めこれを当該プラントにおけるサイクル燃焼度依存の高温時目標臨界固有値とし，このサイクル燃焼度依存バイアス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 3-38 に示す。図 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 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 [redacted] Δk であった。

以上に示す結果から，出力運転時の臨界固有値に関する不確かさが確認できた。

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。

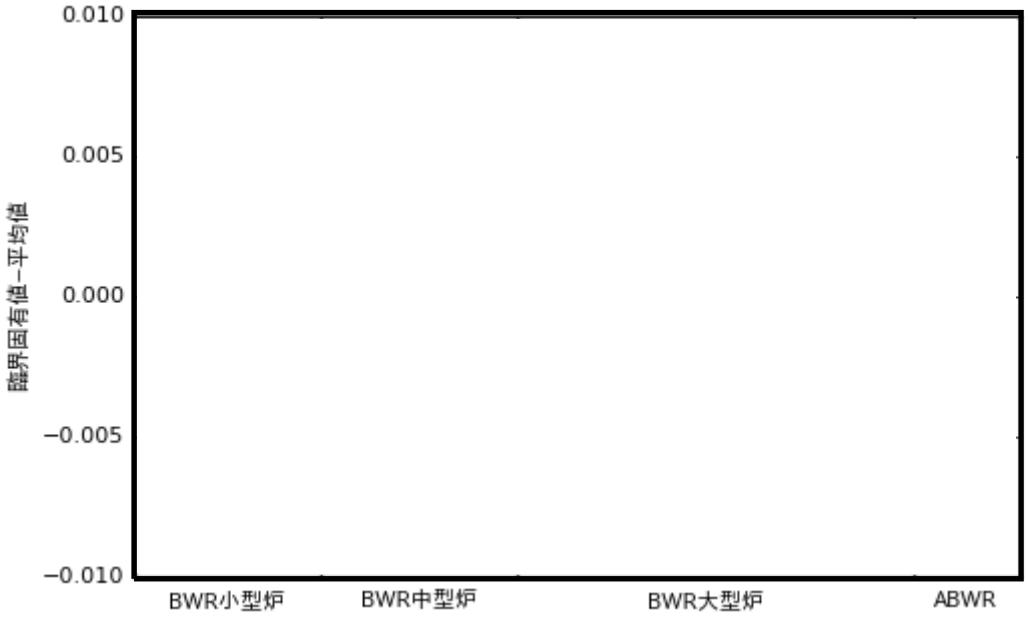


図 3-38　出力運転時臨界固有値の変動（プラントごと）

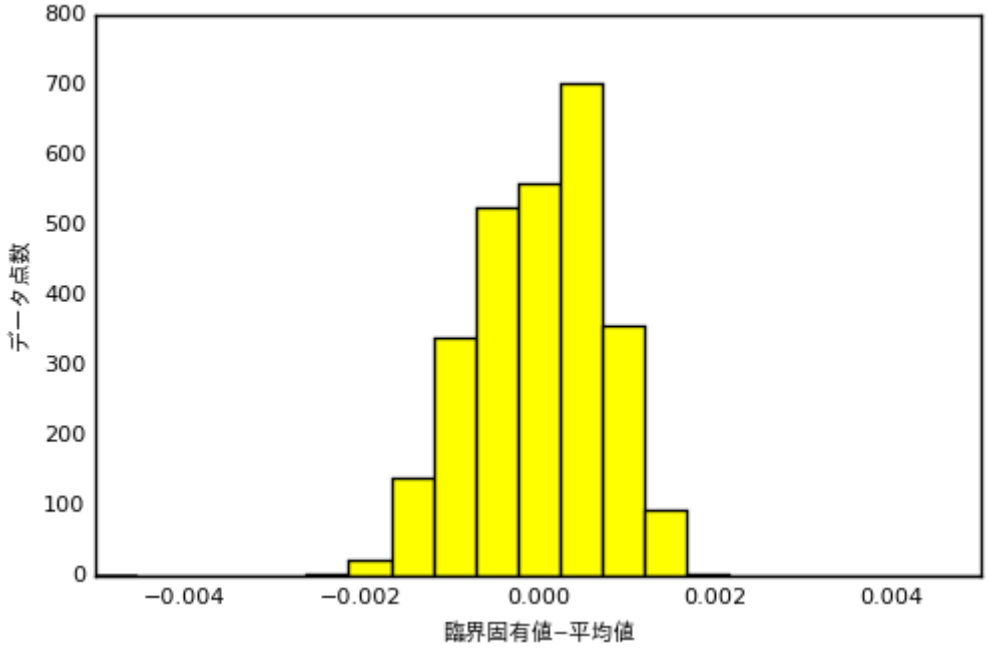


図 3-39　出力運転時臨界固有値の変動ヒストグラム（全プラント）

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。

3.1.5.3　出力分布（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 計算値のノーダル RMS 差を図 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 ノーダル RMS 差に対応している。同様に，TIP 径方向 RMS 差を図 3-41 に，TIP 軸方向 RMS 差を図 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差が含まれ，ノーダル TIP 測定値の不確かさは 2.6%と評価されている[53]。

図 3-43～図 3-49 は BWR 炉型ごとに，TIP 測定値と TIP 計算値の３次元分布について，軸方向高さ位置ごとに全径方向値の平均値に縮約した炉心平均軸方向分布の比較を全燃焼度点全軸方向位置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 3-50～図 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 差異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 差の平均値を表 3-30 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差が大きいため，統計値より除いている。

ノーダル，径方向及び軸方向の RMS 差の定義は次の通りである。

ノーダル RMS 差:

$$RMS_{nodal} = \sqrt{\frac{\sum_{L=1}^{NICS}\sum_{K=Klow}^{Kup}(T_{K,L}^{m}-T_{K,L}^{c})^{2}}{NICS*Km}} \qquad (3\text{-}2)$$

径方向 RMS 差：

$$RMS_{radial} = \sqrt{\frac{\sum_{L=1}^{NICS}\left(\frac{\sum_{K=Klow}^{Kup} T_{K,L}^{m}}{Km} - \frac{\sum_{K=Klow}^{Kup} T_{K,L}^{c}}{Km}\right)^2}{NICS}} \tag{3-3}$$

軸方向 RMS 差:

$$RMS_{axial} = \sqrt{\frac{\sum_{K=Klow}^{Kup}\left(\frac{\sum_{L} T_{K,L}^{m}}{NICS} - \frac{\sum_{L} T_{K,L}^{c}}{NICS}\right)^2}{Km}} \tag{3-4}$$

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。

以下に示す結果から，出力分布の不確かさが確認できた。

表 3-30　TIP 計算値の測定値との比較（全プラント測定点平均）

RMS差（ノーダル）	
RMS差（径方向）	
RMS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 3-40　TIP 測定値と計算値のノーダル RMS 差

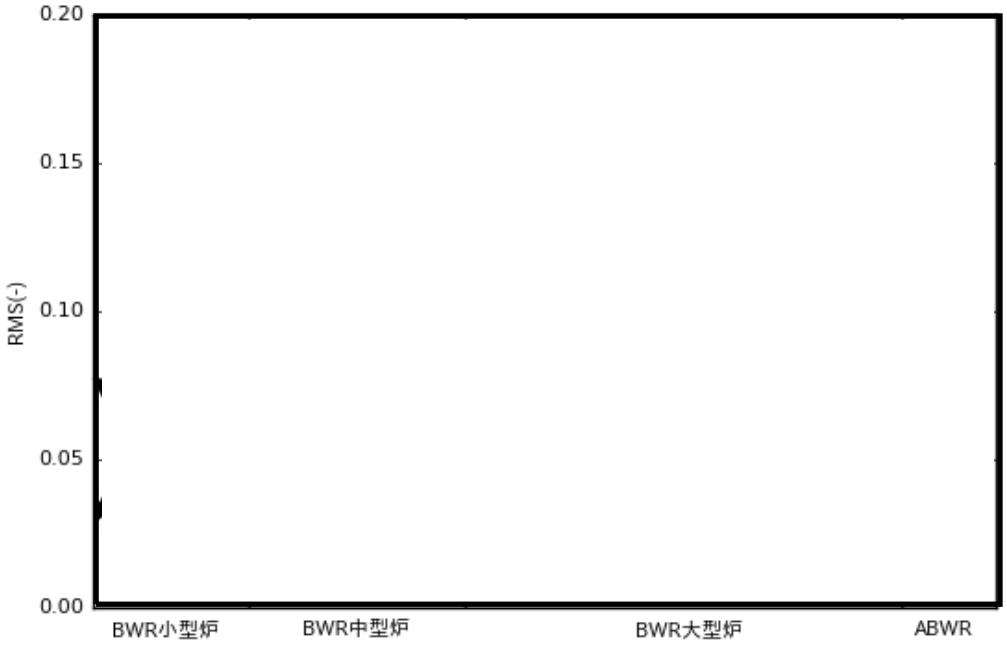


図 3-41　TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 差

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。

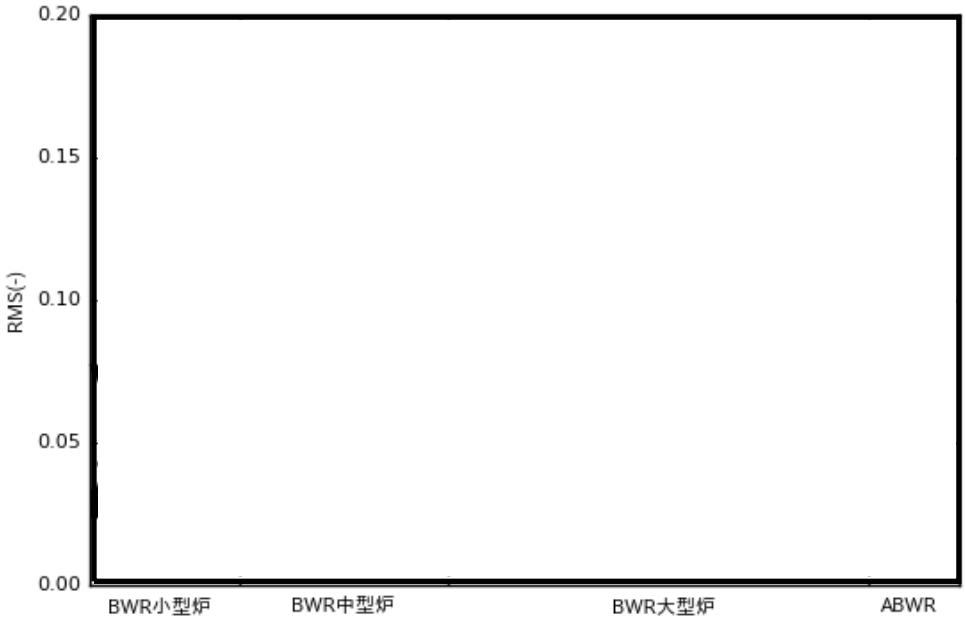


図 3-42　TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 差

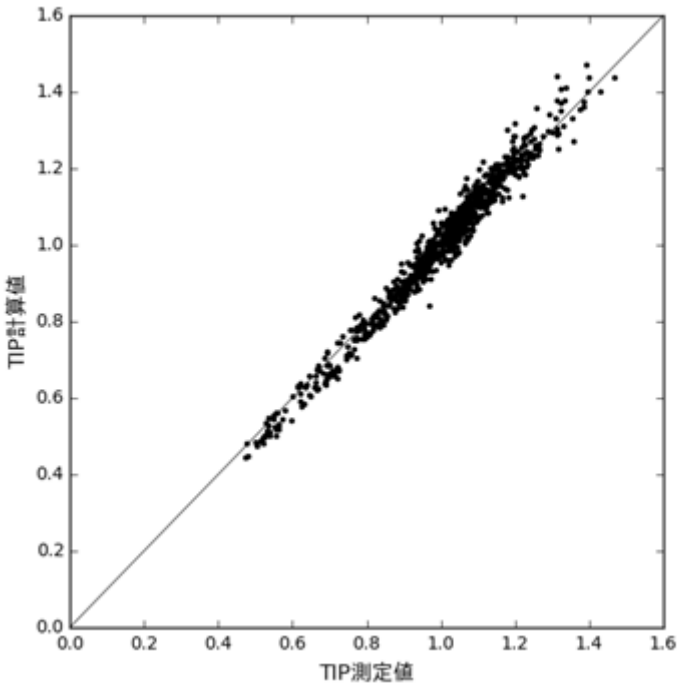


図 3-43　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 小型 D 格子炉の例)

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。

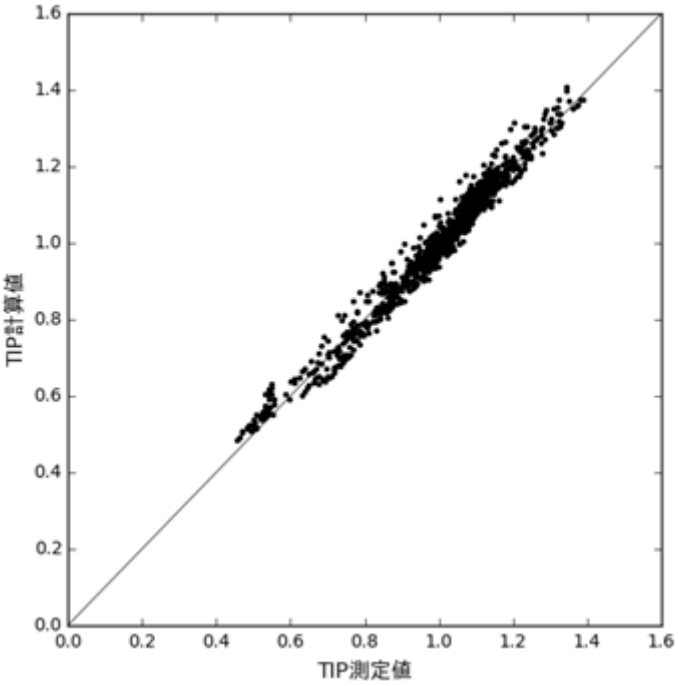


図 3-44　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 小型 S 格子炉の例)

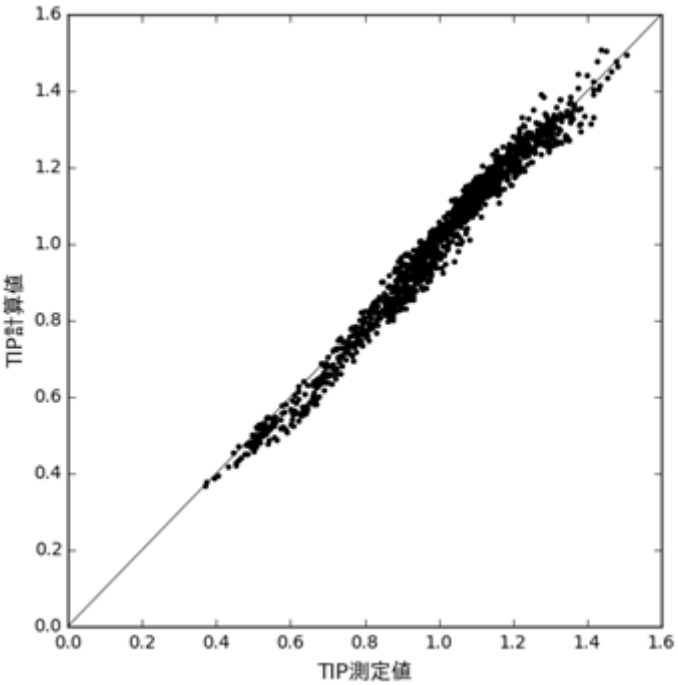


図 3-45　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 中型 D 格子炉の例)

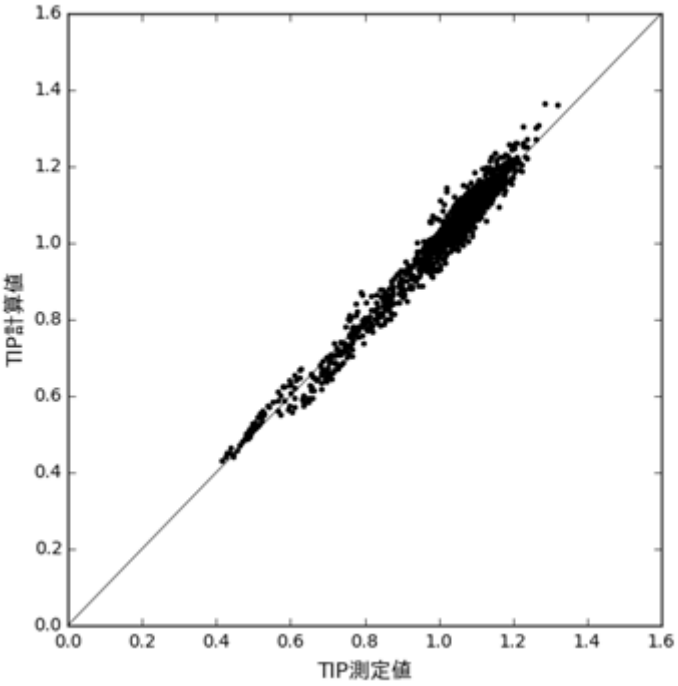


図 3-46　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 中型 S 格子炉の例)

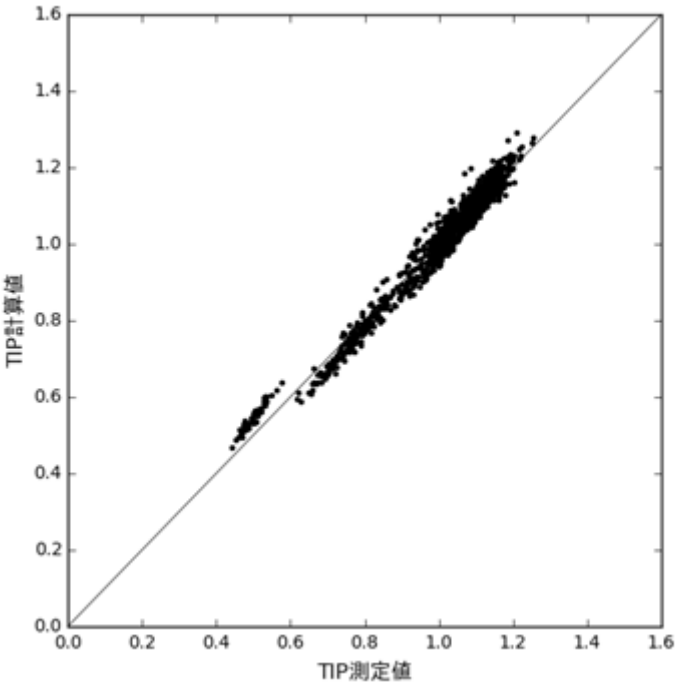


図 3-47　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 大型 C 格子炉の例)

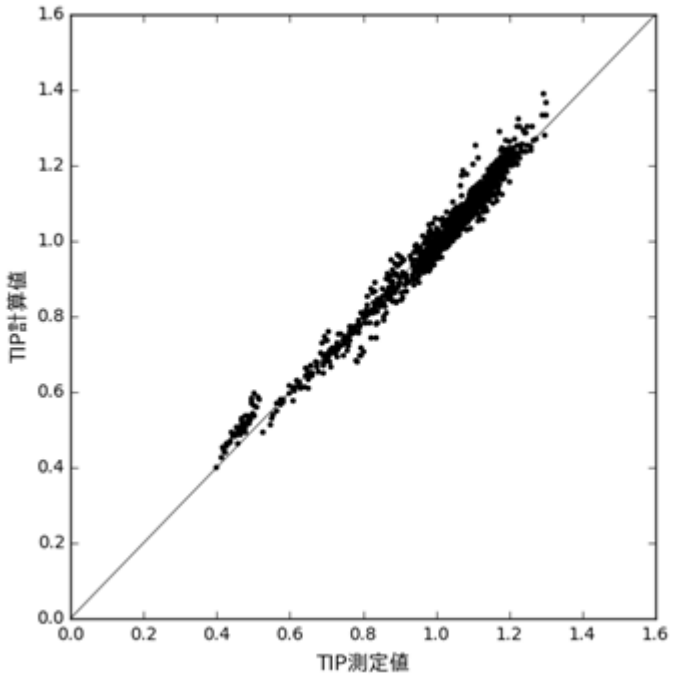


図 3-48　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 大型 S 格子炉の例)

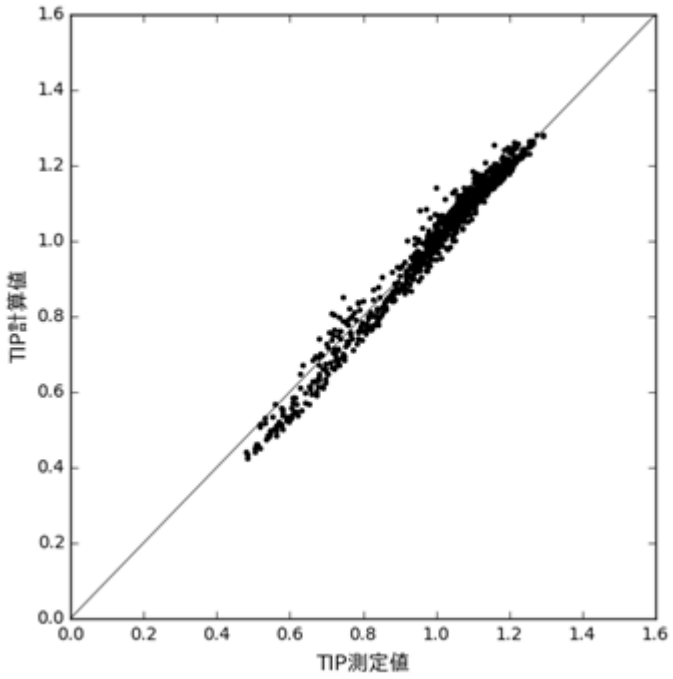


図 3-49　TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(ABWR の例)

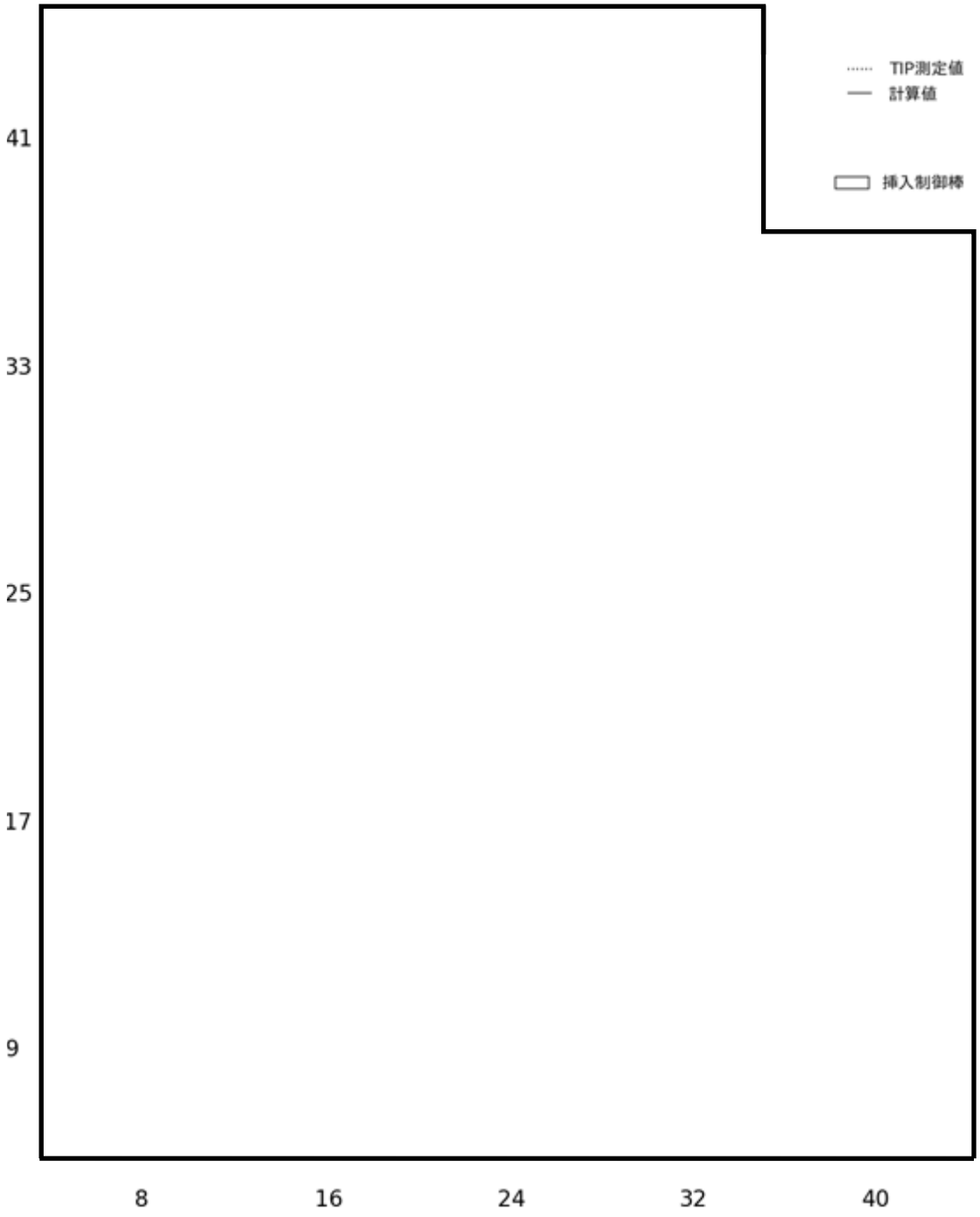


図 3-50　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（BWR 小型 D 格子炉）

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。

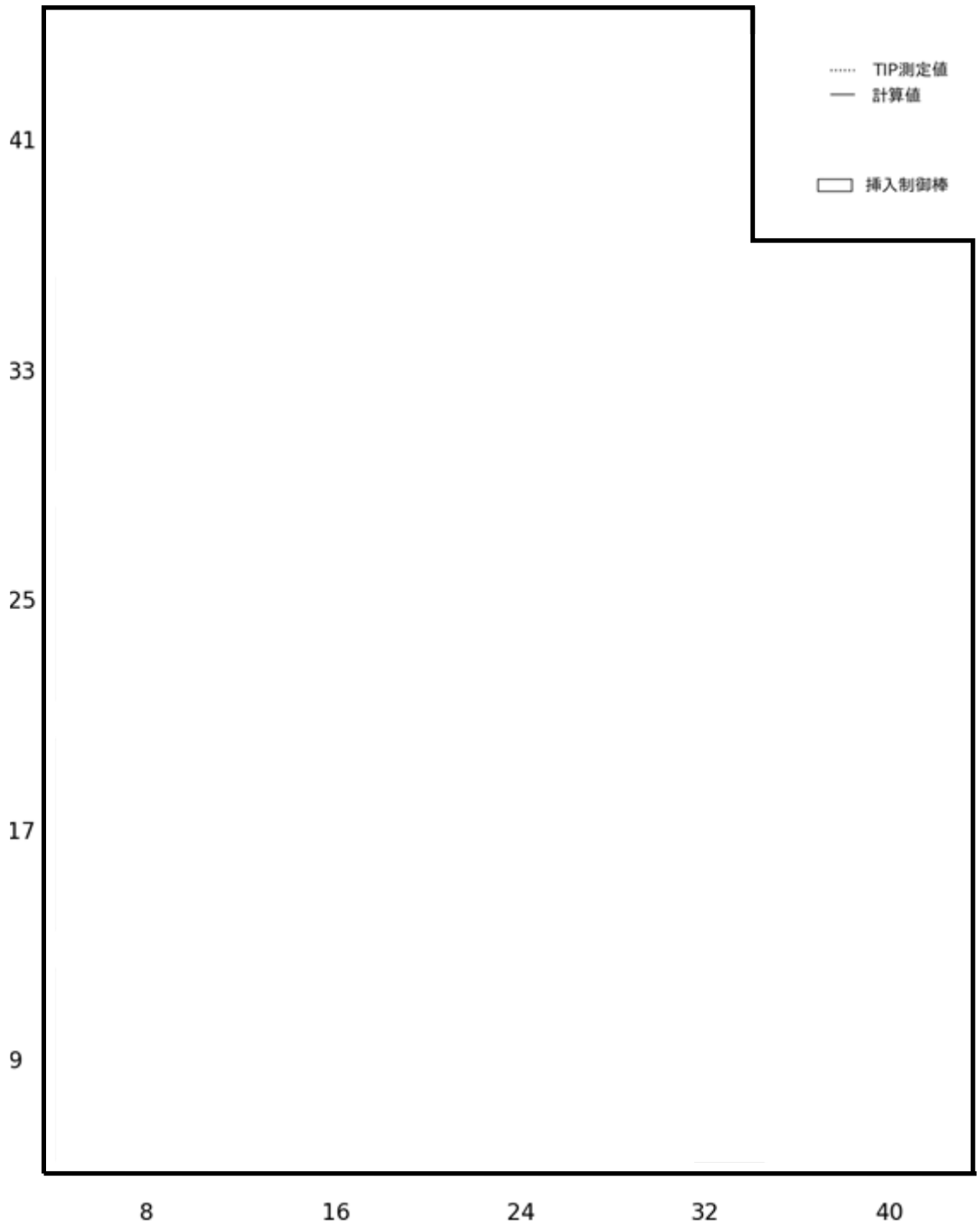


図 3-51　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（BWR 小型 S 格子炉）

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。

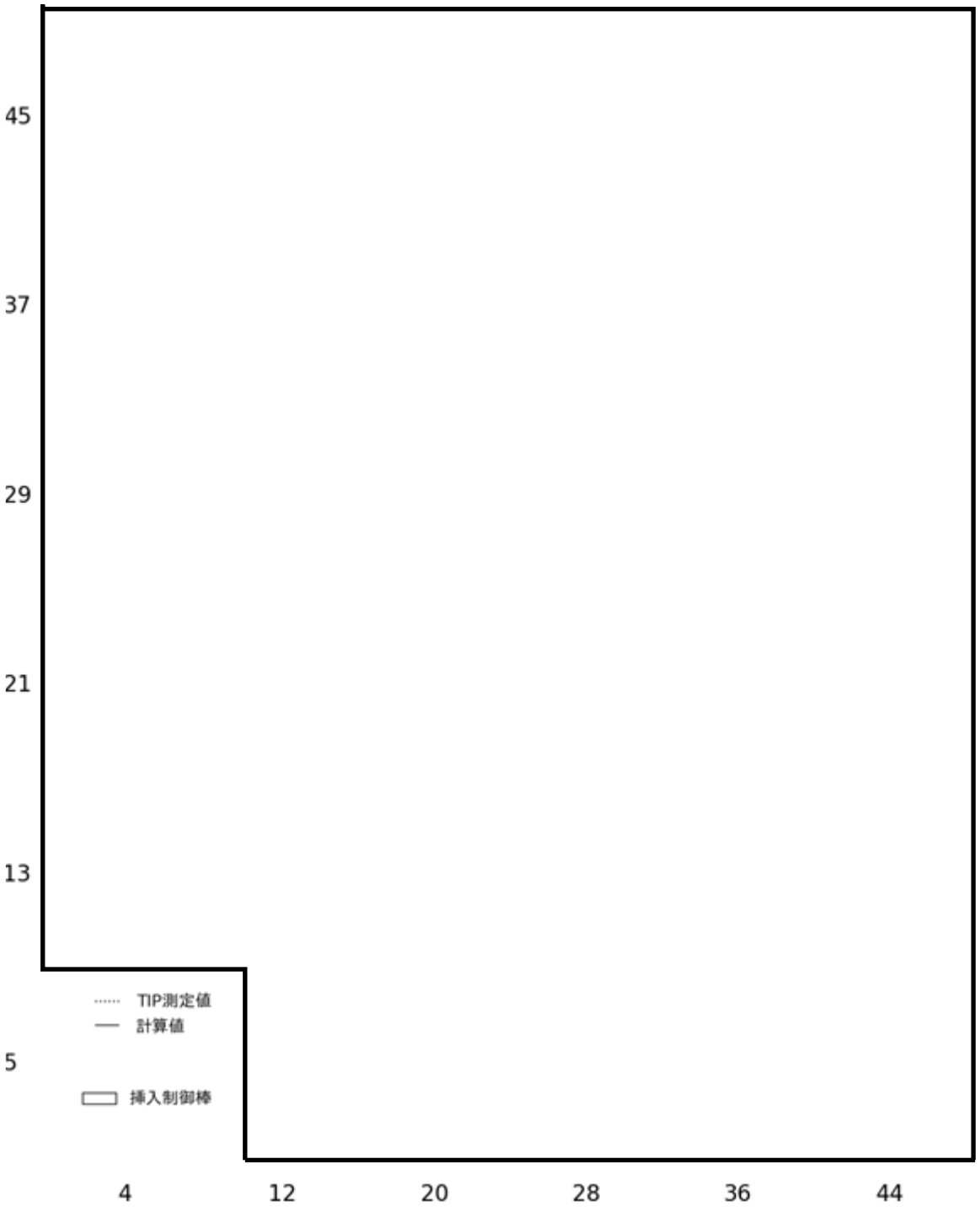


図 3-52　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（BWR 中型 D 格子炉）

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。

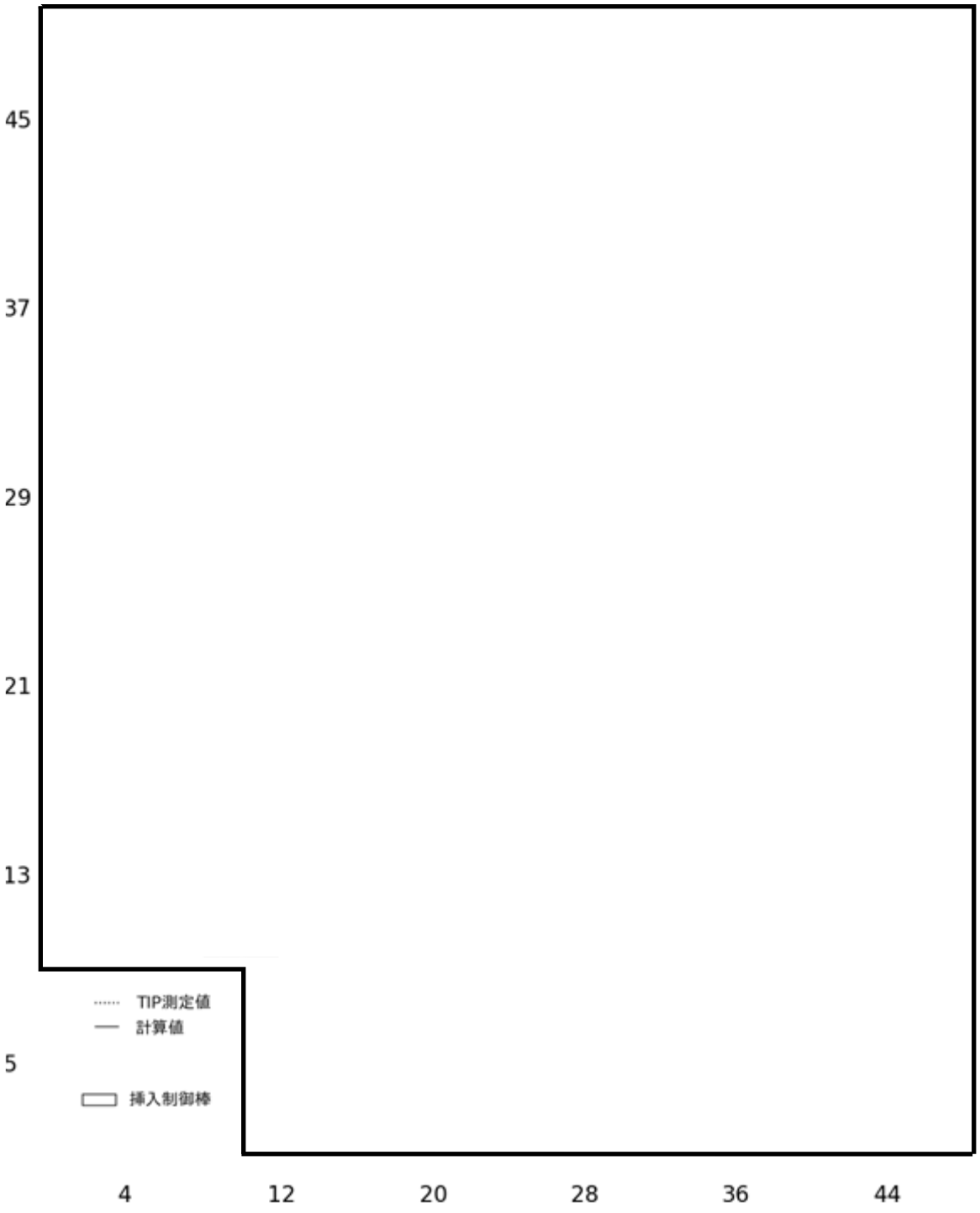


図 3-53　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（BWR 中型 S 格子炉）

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。

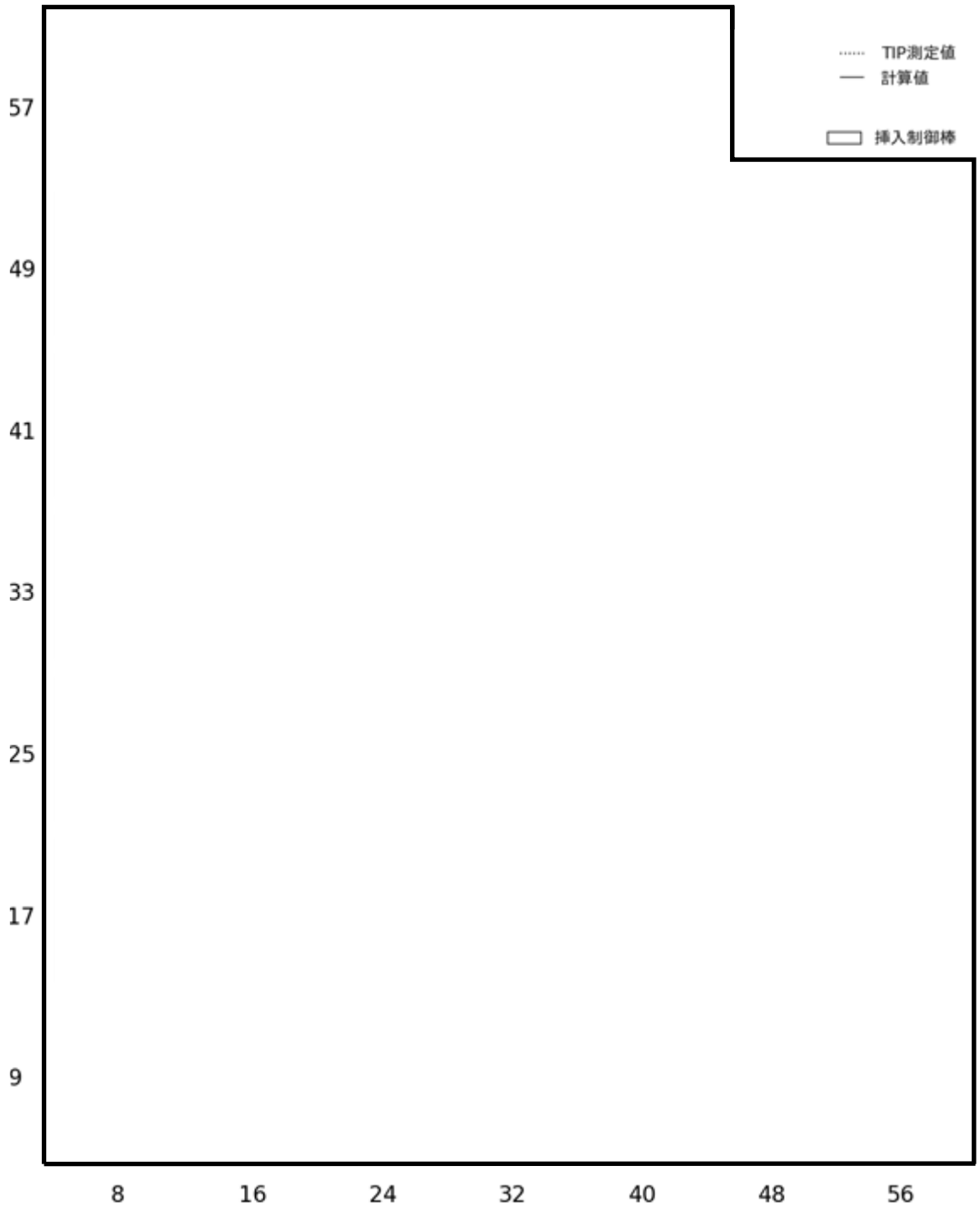


図 3-54　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（BWR 大型 C 格子炉）

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。

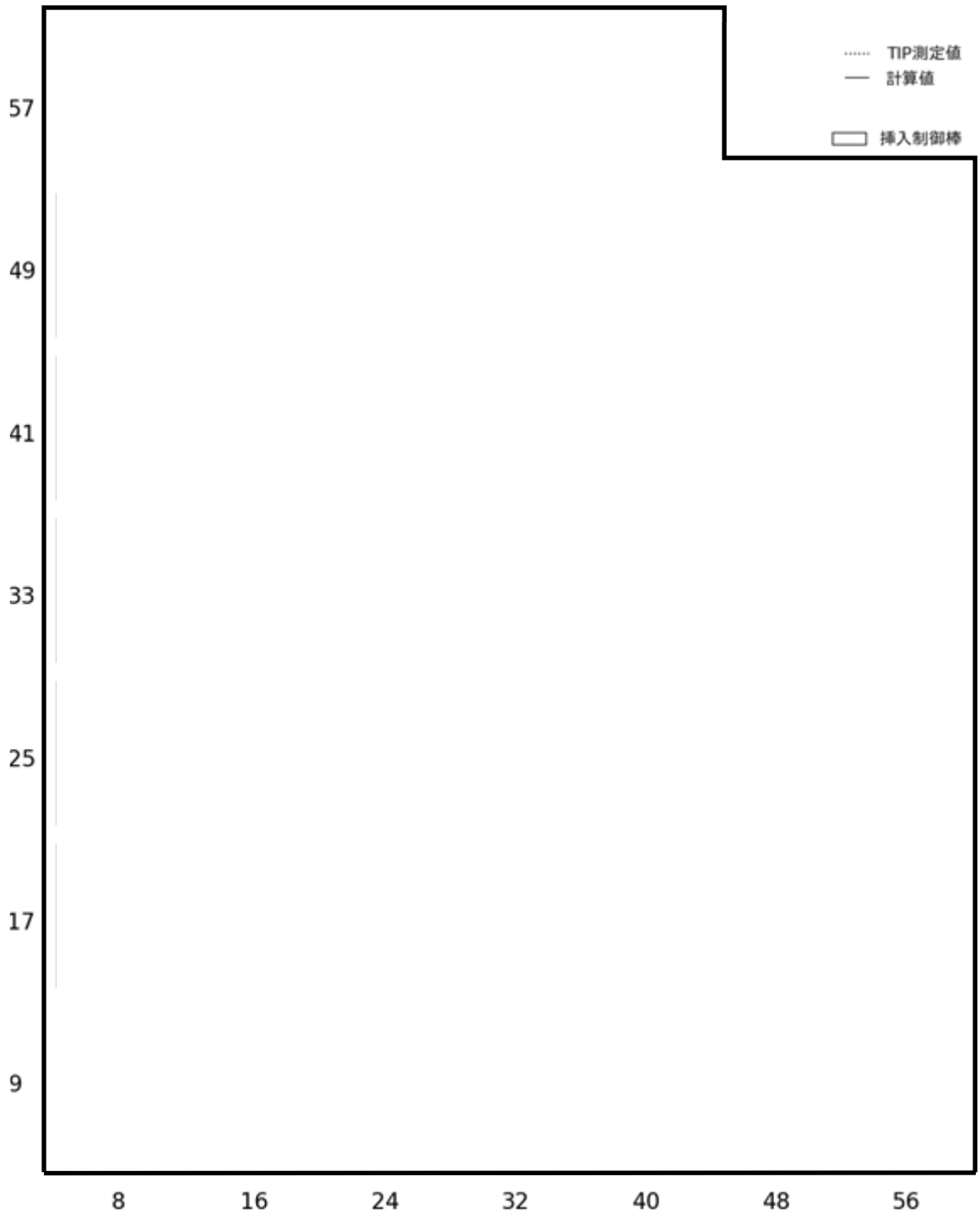


図 3-55　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（BWR 大型 S 格子炉）

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。

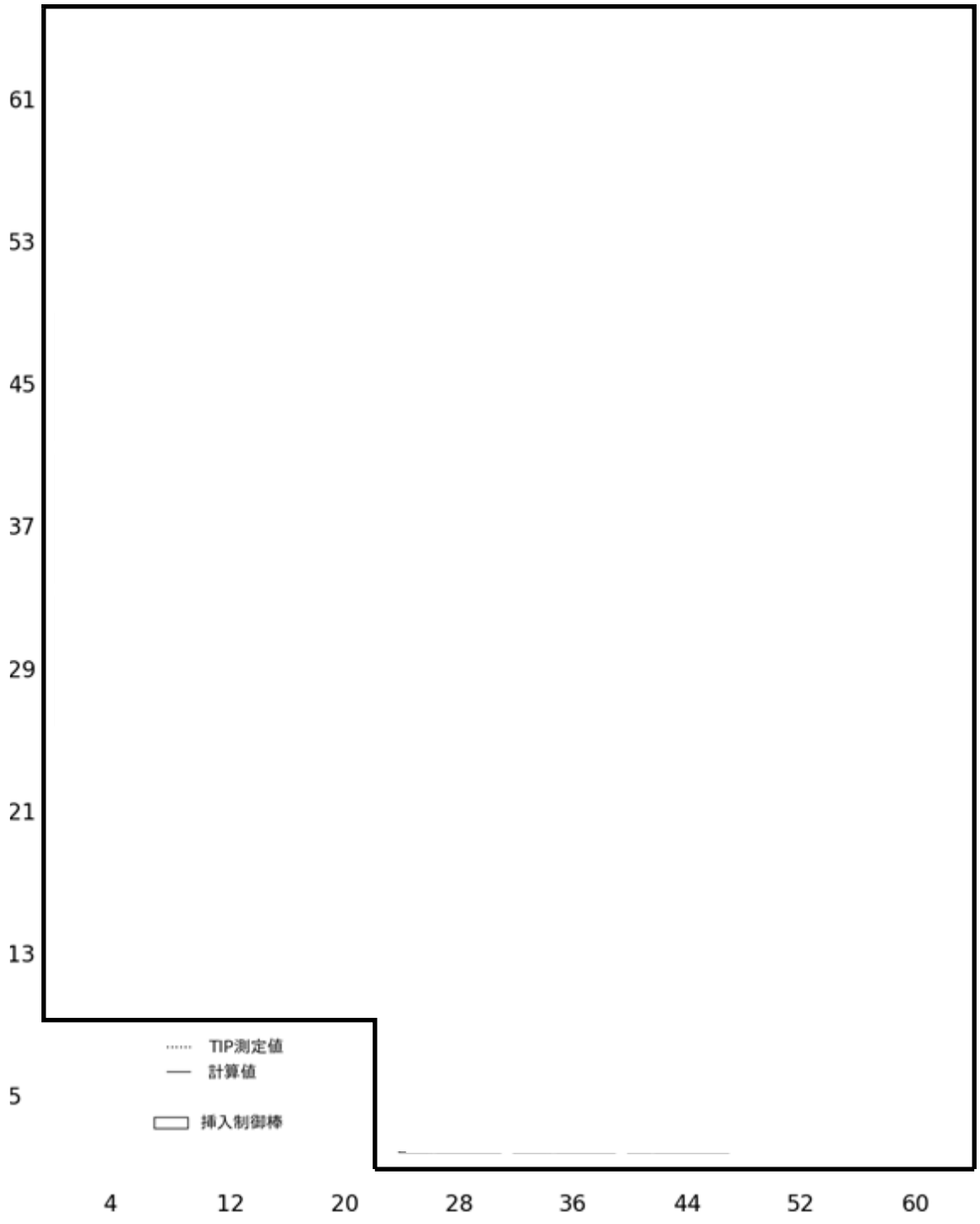


図 3-56　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（ABWR）

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。

3.1.5.4　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。）。

$$\frac{dN_{Ba140}(t)}{dt} = Y_e(t)F(t) - \lambda_{Ba140}N_{Ba140}(t), \qquad (3\text{-}5)$$

ここで，

N_{Ba140}　：Ba-140 数密度，atoms/cm^3

$Y_e(t)$　：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 ± □ %と報告されている。なお，測定は 1/8 炉心を対象に行われるが，炉心の対称性を考慮すると，1/8 炉心を対象とした妥当性確認の有効性は損なわれない。

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 差を表 3-31 に，ノーダル La-140 分布の比較を図 3-57 に示す。図 3-58 は径方向分布の比較である。また，図 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 3-60 及び図 3-61 は，隣接

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。

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 分布の比較である。表 3-31 より，ノーダル RMS 差は約[　]%である。燃料集合体タイプ別のノーダル RMS 差を表 3-32 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 3-33，図 3-62 及び図 3-63 に示す。ノーダル RMS 差は約[　]%である。燃料集合体濃縮度タイプ別のノーダル RMS 差を表 3-34 に示す。

BWR 大型炉取替炉心及び ABWR 初装荷炉心について，計算値と測定値の差の平均値を表 3-35 に示す。ノーダル RMS 差は約[　]%である。

以上に示す結果から，出力分布の不確かさが確認できた。

ノーダル，径方向，及び軸方向の RMS 差の定義は以下の通りである。

ノーダル RMS 差:

$$RMS_{nodal} = \sqrt{\frac{\sum_{N=1}^{NBNDL}\sum_{K\in Kmes}(L_{K,N}^{m}-L_{K,N}^{c})^{2}}{NBNDL*Kmes}} \tag{3-6}$$

径方向 RMS 差：

$$RMS_{radial} = \sqrt{\frac{\sum_{N=1}^{NBNDL}\left(\frac{\sum_{K\in Kmes}L_{K,N}^{m}}{Kmes}-\frac{\sum_{K\in Kmes}L_{K,N}^{c}}{Kmes}\right)^{2}}{NBNDL}} \tag{3-7}$$

軸方向 RMS 差:

$$RMS_{axial} = \sqrt{\frac{\sum_{K\in Kmes}\left(\frac{\sum_{N}L_{K,N}^{m}}{NBNDL}-\frac{\sum_{N}L_{K,N}^{c}}{NBNDL}\right)^{2}}{Kmes}} \tag{3-8}$$

ここで，$L_{K,N}^{m}, L_{K,N}^{c}$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。

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 3-31　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差（ノーダル）	
RMS差（径方向）	
RMS差（軸方向）	

表 3-32　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 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 3-33　ガンマスキャン La-140 測定値との比較（ABWR 初装荷炉心）

	AETNA
RMS差（ノーダル）	
RMS差（径方向）	
RMS差（軸方向）	

表 3-34　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 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 3-35　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差（ノーダル）	
RMS差（径方向）	
RMS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。

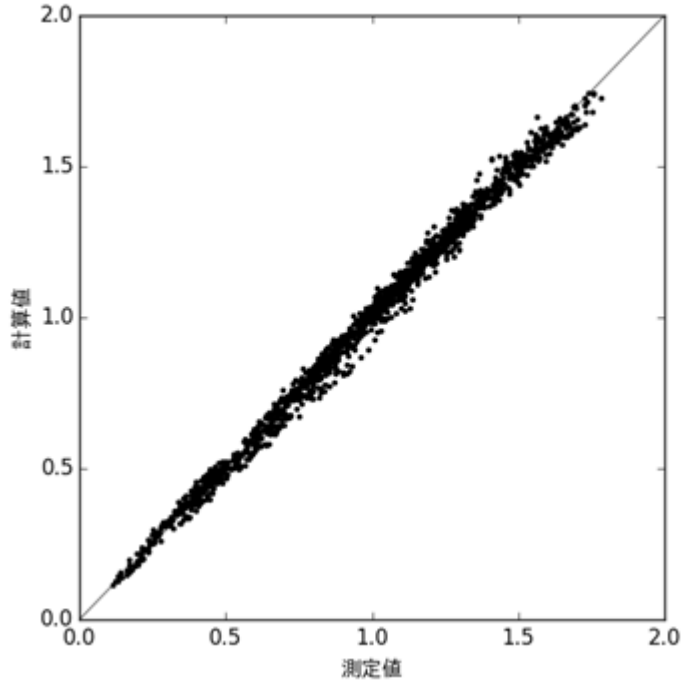


図 3-57　ノーダル La-140 の計算値と測定値の比較
(BWR 大型炉取替炉心の例)

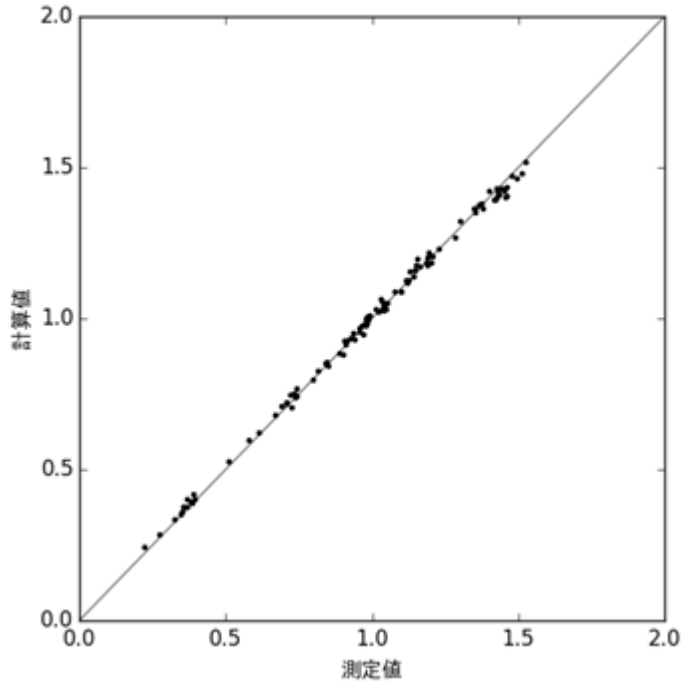


図 3-58　径方向 La-140 の計算値と測定値の比較
(BWR 大型炉取替炉心の例)

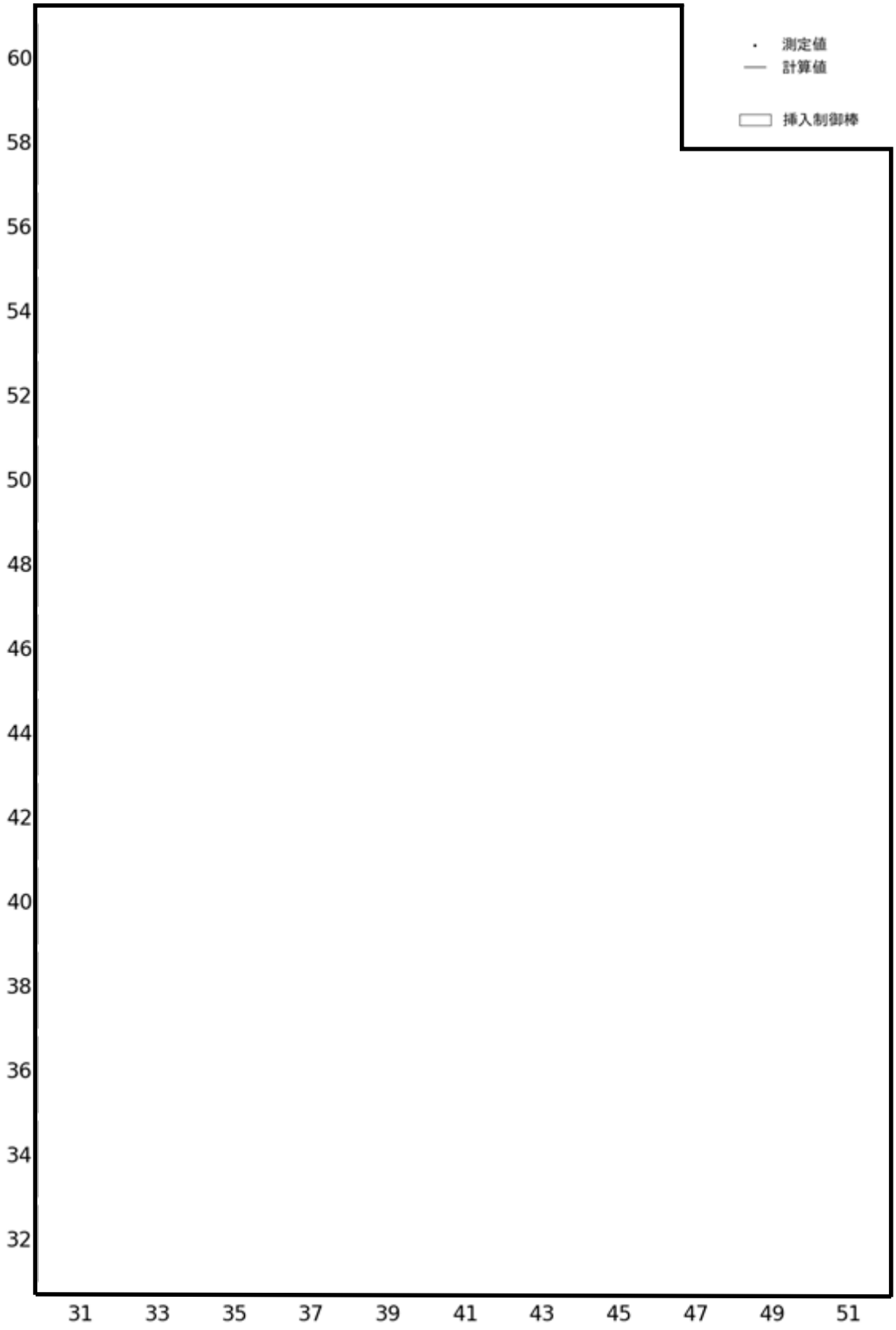


図 3-59　La-140 分布の計算値と測定値の比較
(BWR 大型炉取替炉心の例)

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。

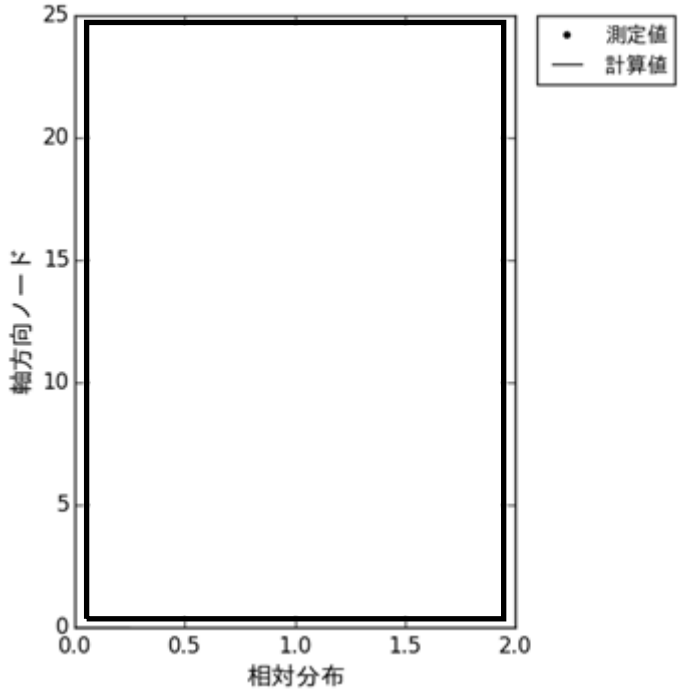


図 3-60　La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(1)（BWR 大型炉取替炉心の例）

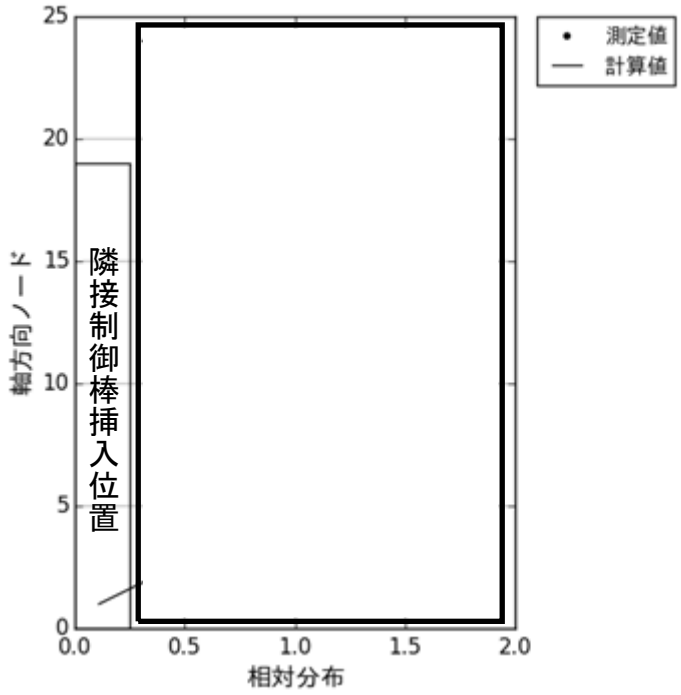


図 3-61　La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(2)（BWR 大型炉取替炉心の例）

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。

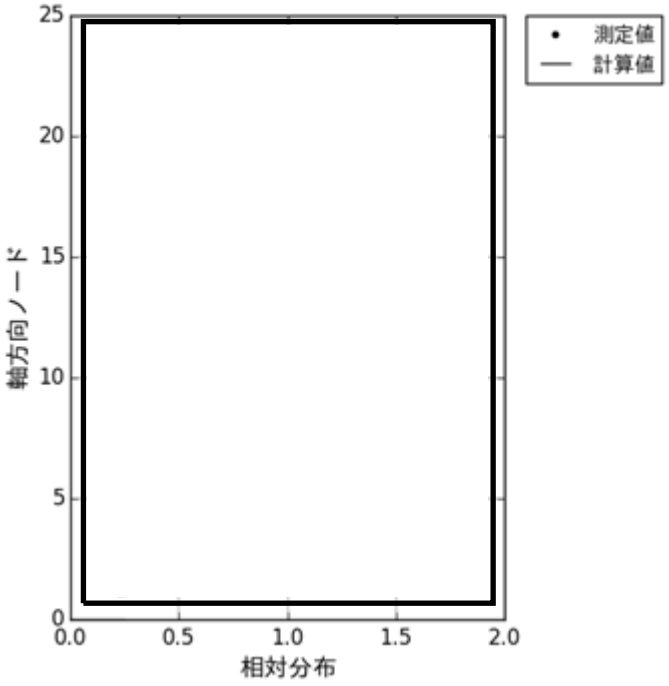


図 3-62　La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(1)（ABWR 初装荷炉心の例）

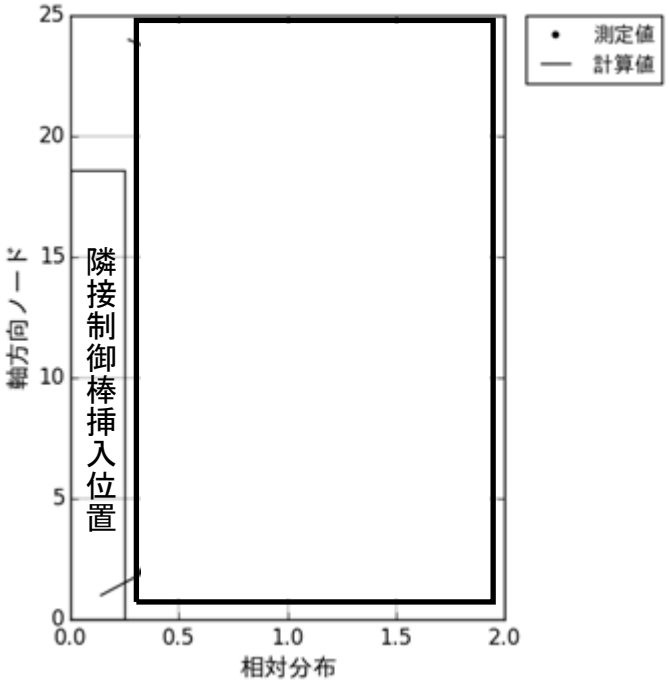


図 3-63　La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(2)（ABWR 初装荷炉心の例）

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。

3.1.5.5　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[54]。

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 3-64 に GE14 燃料集合体の断面図[55]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ー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[56]。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[56]。

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，測定の不確かさは集合体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[54]。

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 差のまとめを表 3-36 に示す。燃料棒ノーダル La-140 分布の比較を図 3-67 及び図 3-68 に，燃料棒径方向 La-140 分布の比較を図 3-69 及び図 3-70 に示す。また，燃料棒位置ごとの径方向 La-140 分布の予測の差を，集合体１について図 3-65 に，集合体２について図 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 3-71 及び図 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 3-36 より，

燃料棒ノーダル RMS 差は２体の平均で約 [redacted] %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 差は２体の平均で約 [redacted] %である。また，燃料棒軸方向 RMS 差は２体の平均で約 [redacted] %であり，測定の不確かさと同程度で一致した。

以上に示す結果から，局所出力の不確かさが確認できた。

ノーダル，径方向，及び軸方向分布と RMS 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。

$$R_{pin-nodal} = \sqrt{\frac{\sum_j \sum_k (M(k,j)-C(k,j))^2}{N}} \quad (3\text{-}9)$$

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。

$$R_{rod} = \sqrt{\frac{\sum_j (\bar{M}(j)-\bar{C}(j))^2}{J}} \quad (3\text{-}10)$$

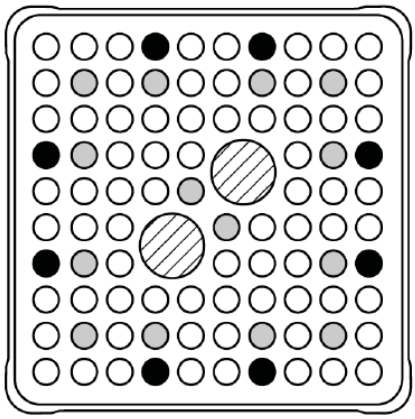
軸方向 RMS の計算では，軸方向測定高さごとに測定点のみについて径方向に平均した測定値と予測値を計算する。各高さで異なる燃料棒数がありうる。得られた軸方向燃料棒出力の総和がKになるようにそれぞれ規格化して$\bar{M}(k)$，$\bar{C}(k)$とし，RMS 差を計算する。ここで，Kはこの集合体の軸方向測定点数である。

$$R_{axial} = \sqrt{\frac{\sum_k (\bar{M}(k)-\bar{C}(k))^2}{K}} \quad (1.1\text{-}11)$$

表 3-36　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差（ノーダル）	[redacted]		
RMS差（径方向）			
RMS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

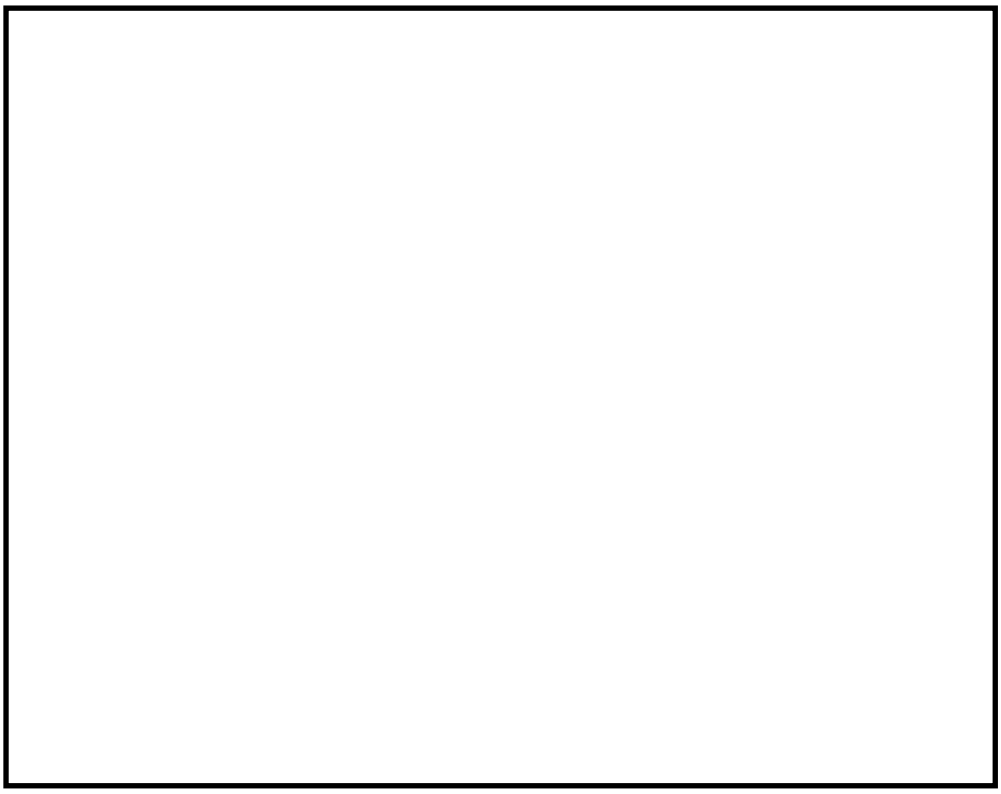
（左上が制御棒挿入側）

図 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 3-65　燃料棒径方向 La-140 分布の差（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 3-66　燃料棒径方向 La-140 分布の差（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。

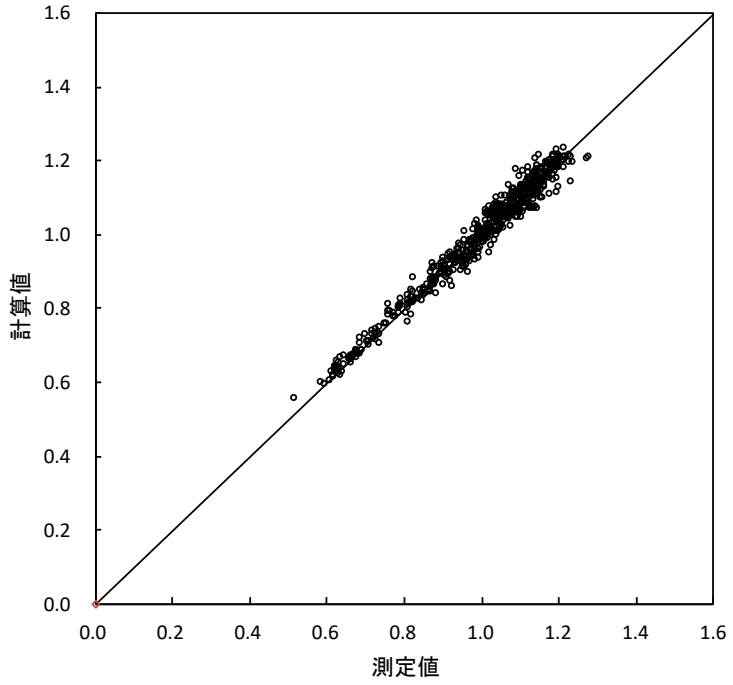


図 3-67　燃料棒ノーダル La-140 の計算値と測定値の比較　（集合体１）

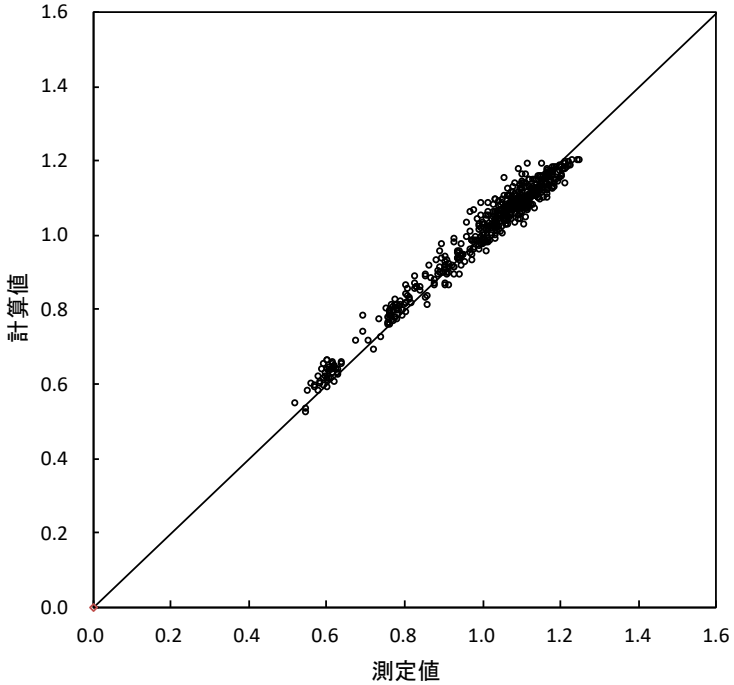


図 3-68　燃料棒ノーダル La-140 の計算値と測定値の比較　（集合体２）

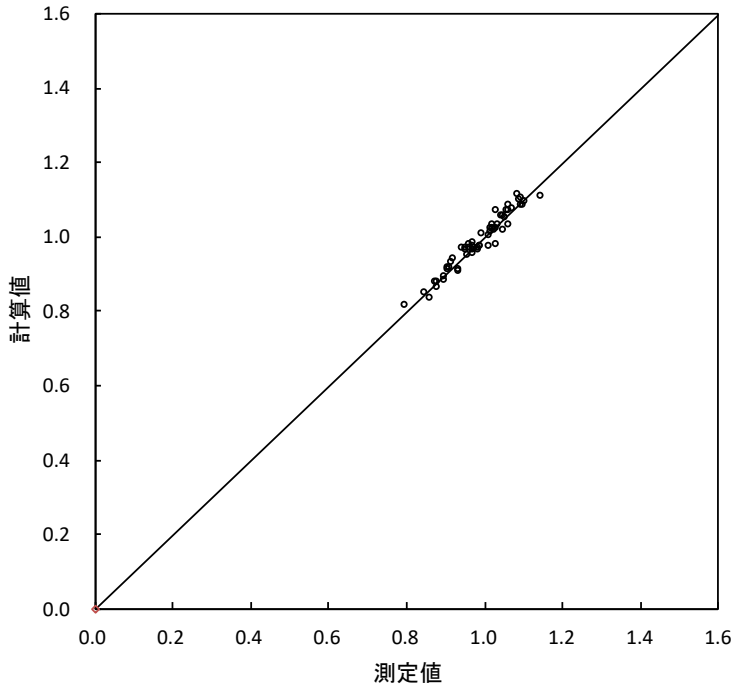


図 3-69　燃料棒径方向 La-140 の計算値と測定値の比較　（集合体１）

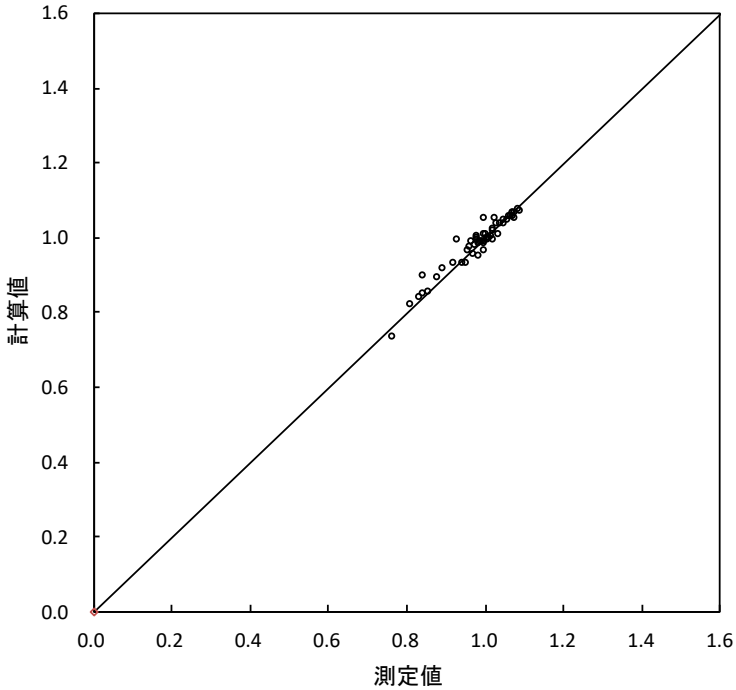


図 3-70　燃料棒径方向 La-140 の計算値と測定値の比較　（集合体２）

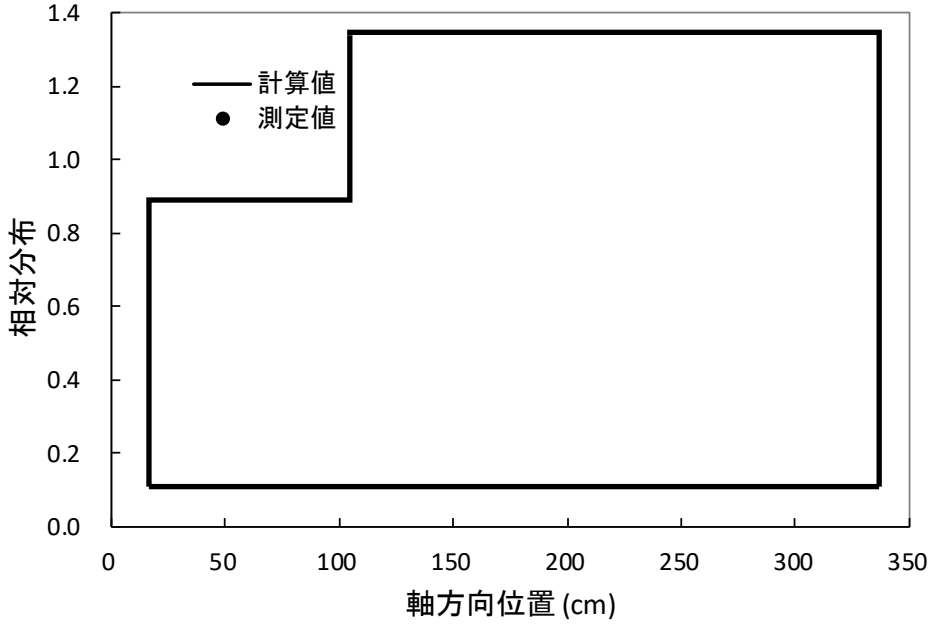


図 3-71　燃料棒軸方向 La-140 の計算値と測定値の比較（集合体１）

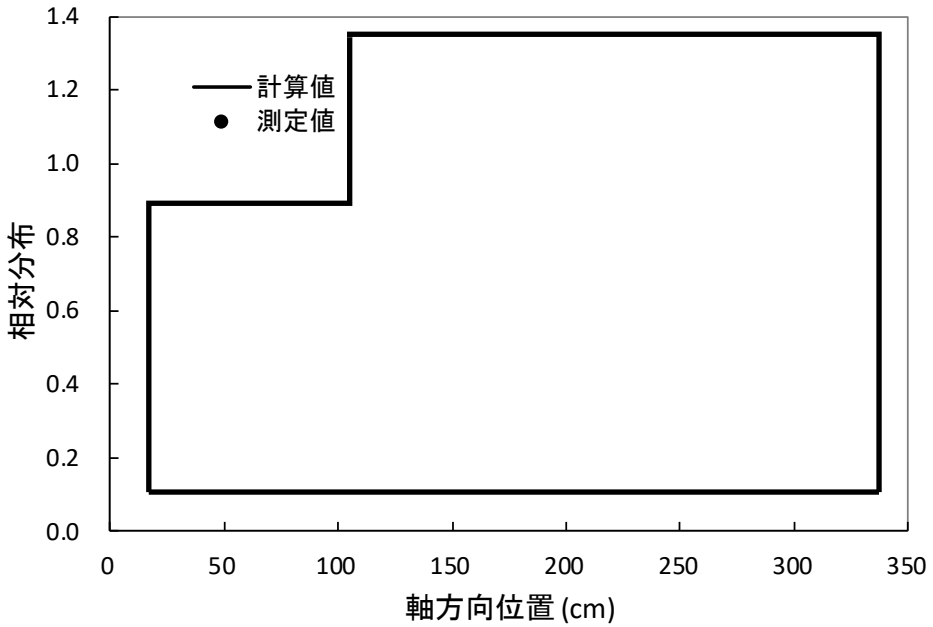


図 3-72　燃料棒軸方向 La-140 の計算値と測定値の比較（集合体２）

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。

3.1.5.6　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[57,58]。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 3-37 に示す。なお，測定燃焼度の差は約 6.4%と見積もられている[58]。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 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 差で約[　　]％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差が含まれている。

以上に示す結果から，ペレット燃焼度の不確かさが確認できた。

表 3-37　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_2O_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。

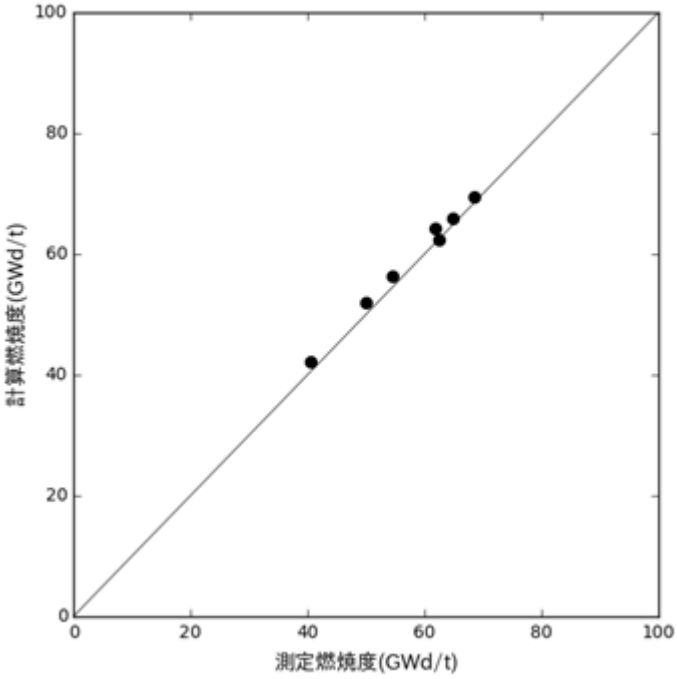


図 3-73　ペレット計算燃焼度と測定燃焼度の比較（９×９燃料）

3.1.5.7　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 3-38 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[59]。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４wt%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。以下に示す結果から， MOX 装荷炉心の各種不確かさがウラン炉心と同等であることが確認できた。

(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 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 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。

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)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 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 [redacted] 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 差を表 3-39 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 差の定義は 4.3.5 節で説明されている。TIP 計算値の RMS 差は，全プラントに対する 4.3.5 節の表 3-30 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 差のトレンドをそれぞれ図 3-77，図 3-78，図 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 差を UO_2 炉心と MOX 炉心で比較して表 3-39 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 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 差は [redacted] 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 差は [redacted] 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 3-38　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 3-39　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差（ノーダル）		
RMS差（径方向）		
RMS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。

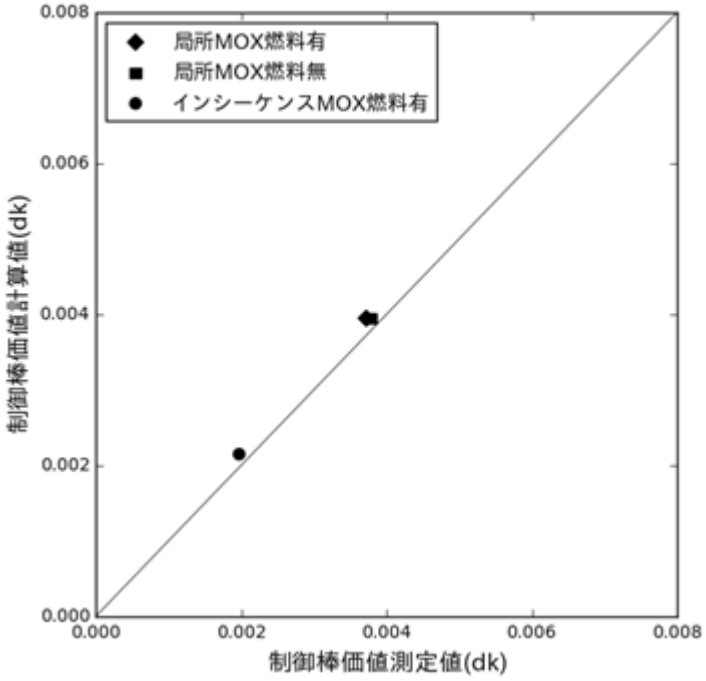


図 3-74　制御棒価値の測定結果と解析結果の比較

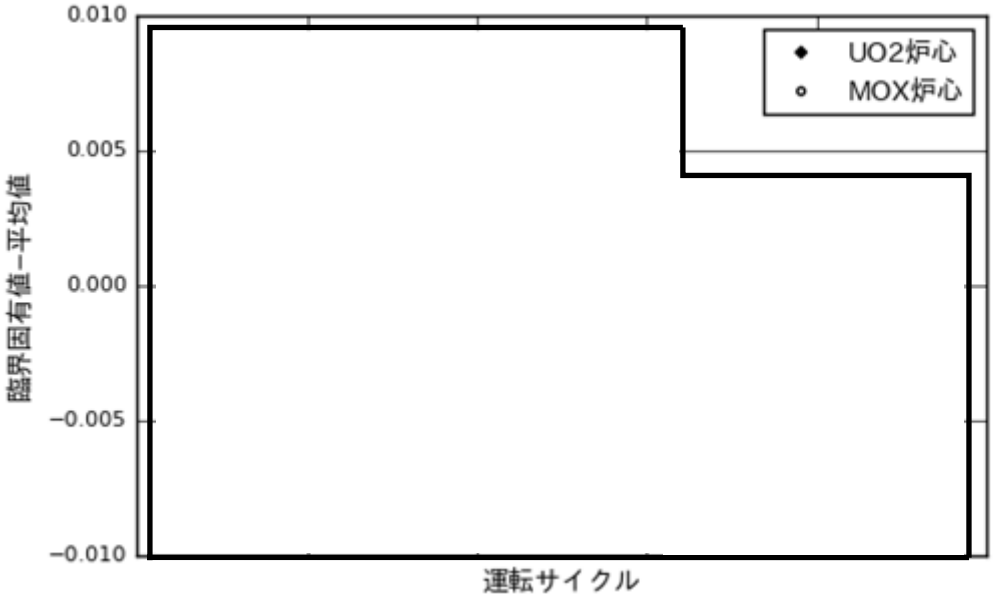


図 3-75　冷温時臨界固有値の変動

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。

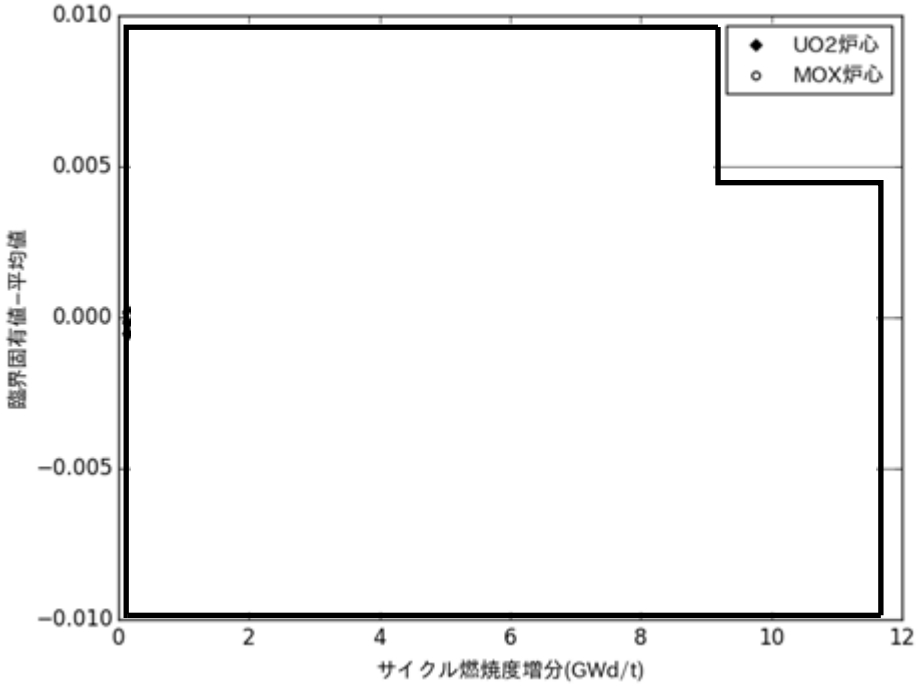


図 3-76　出力運転時臨界固有値の変動

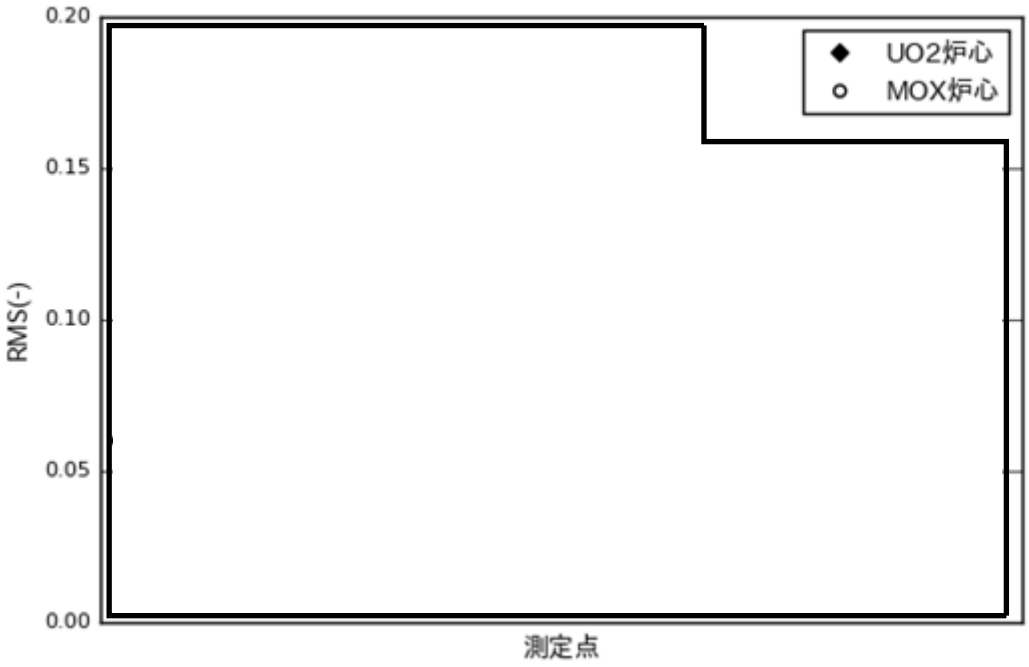


図 3-77　TIP 測定値と計算値のノーダル RMS 差

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。

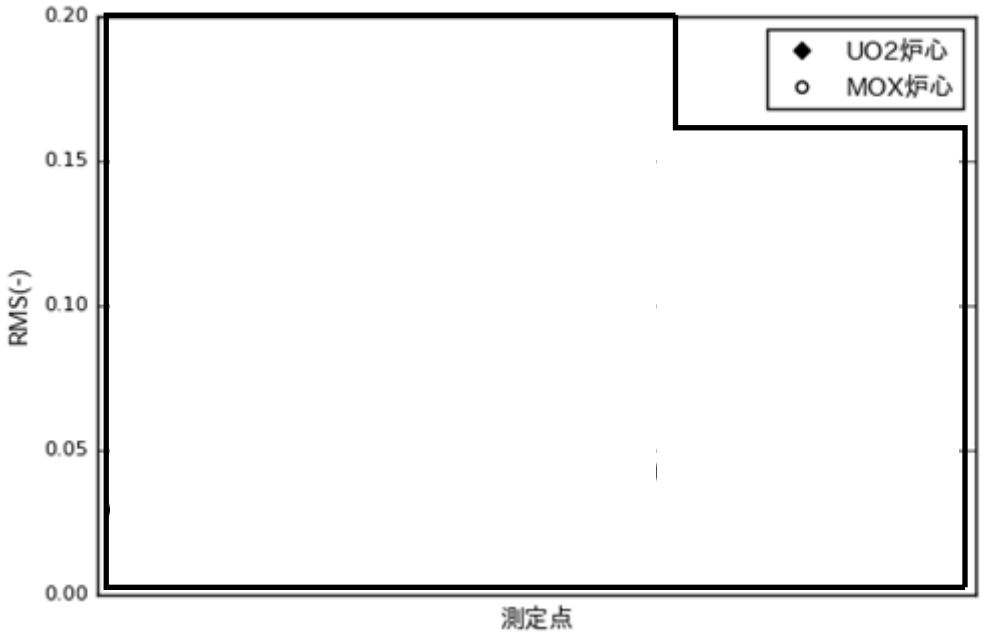


図 3-78　TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 差

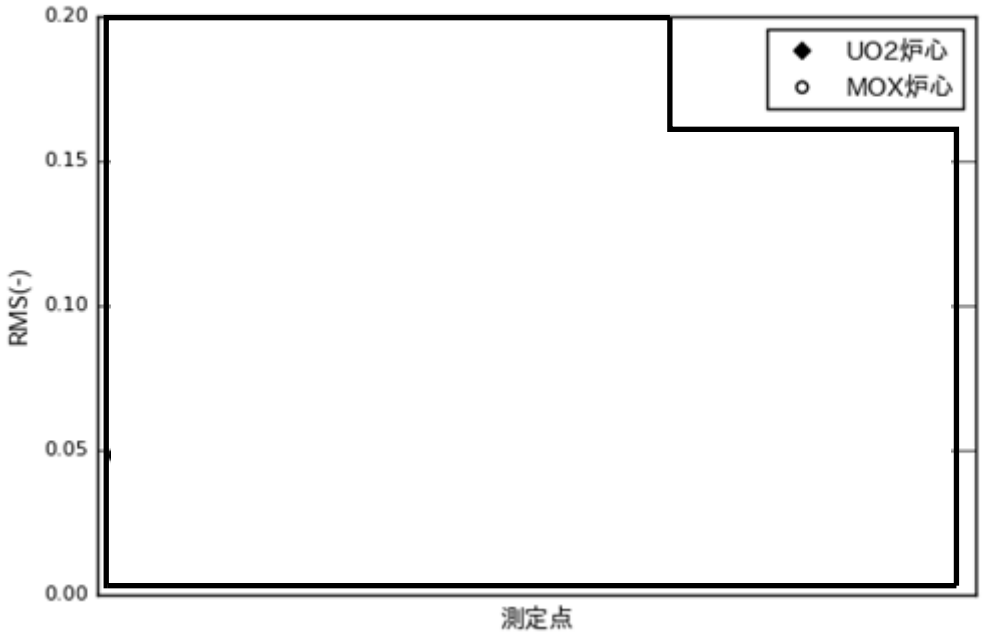
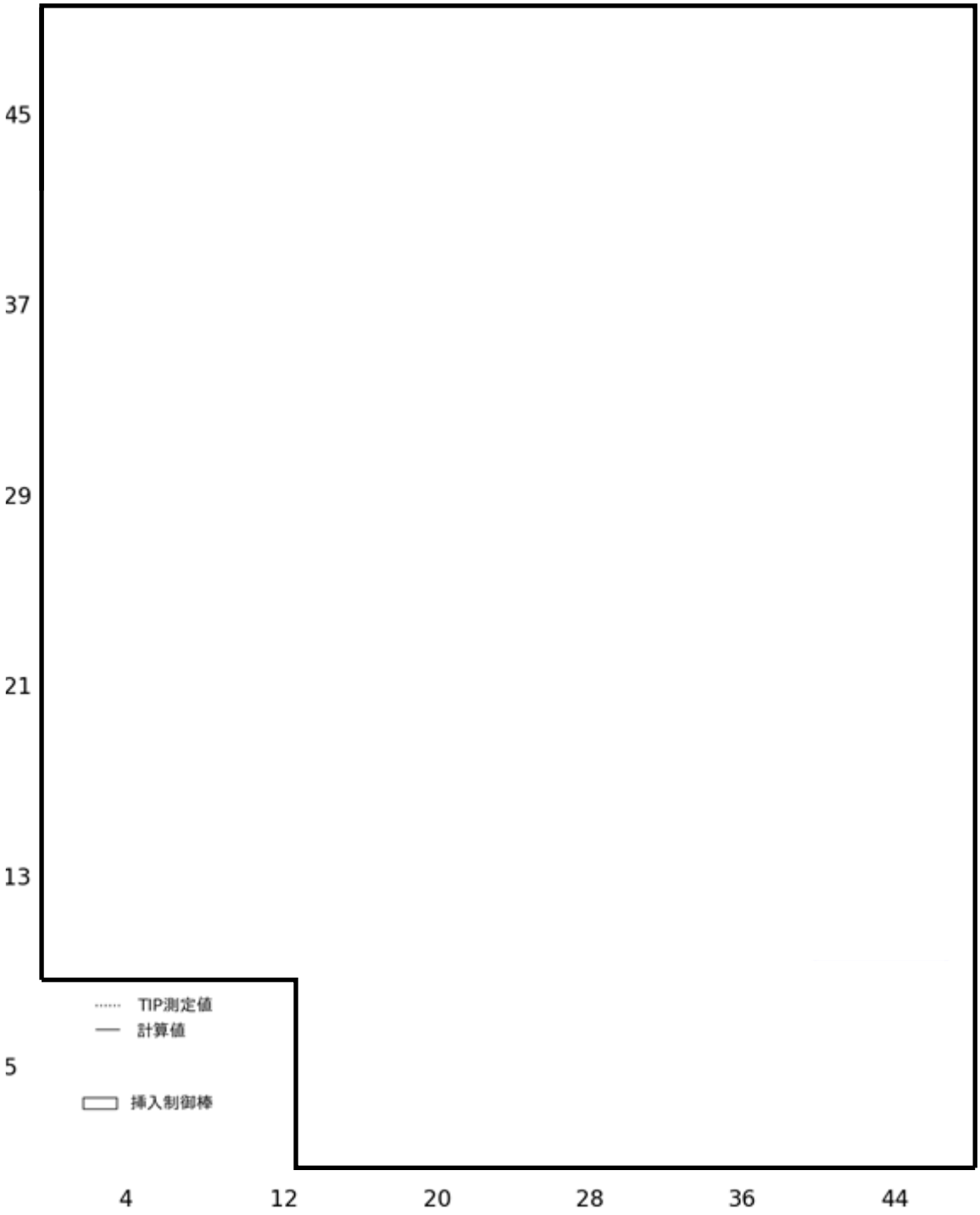


図 3-79　TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 差

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 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。

3.1.5.8　長期停止運転（島根３号炉許認可解析非適用）

長期停止後の運転時の炉心特性については，表 3-7 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 3-40 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。以下に示す結果から，長期停止炉心の各種不確かさが確認できた。

(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 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［　　］Δk 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 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［　　］Δk 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 計算値のノーダル RMS 差を図 3-83 に，径方向 RMS 差を図 3-84 に，軸方向 RMS 差を図 3-85 に示す。また，TIP 計算値の不確かさのサイクル平均値の比較を表 3-41 に示す。これらより，長期停止サイクル（サイクル N）の TIP 計算値の不確かさのトレンドは，全評価サイクルの平均的偏差の範囲にあり，十分小さいことを確認した。

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 3-40　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 3-41　TIP 計算 RMS 差サイクル平均値（長期停止運転）

サイクル	ノーダル	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。

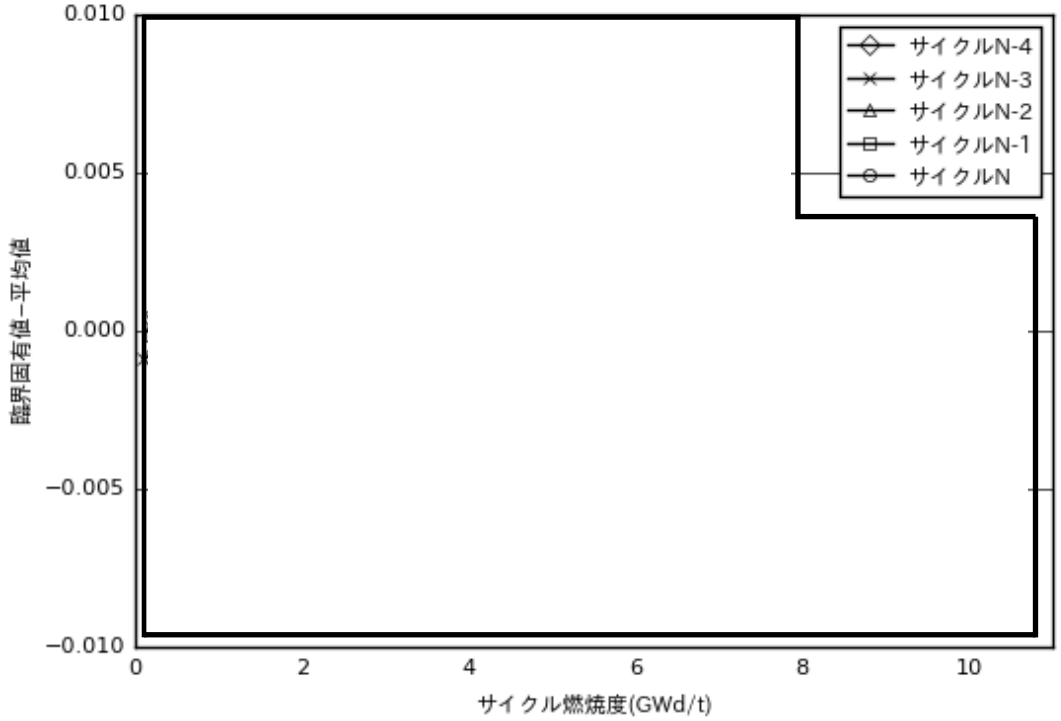


図 3-81　出力運転時臨界固有値の変動（長期停止運転）

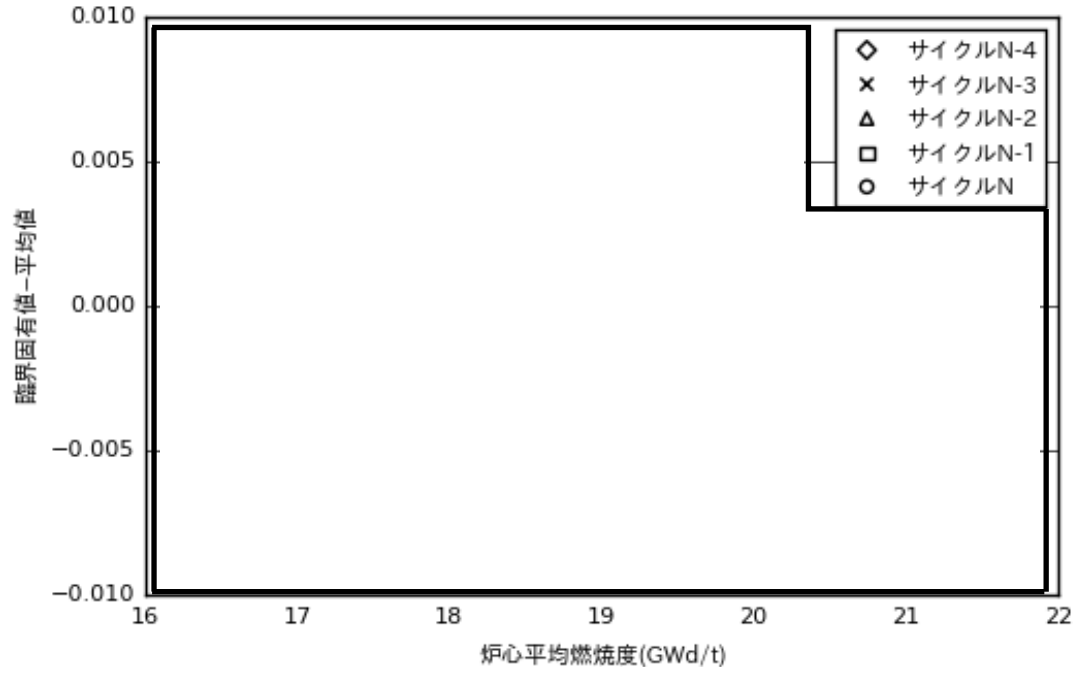


図 3-82　冷温時臨界固有値の変動（長期停止運転）

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。

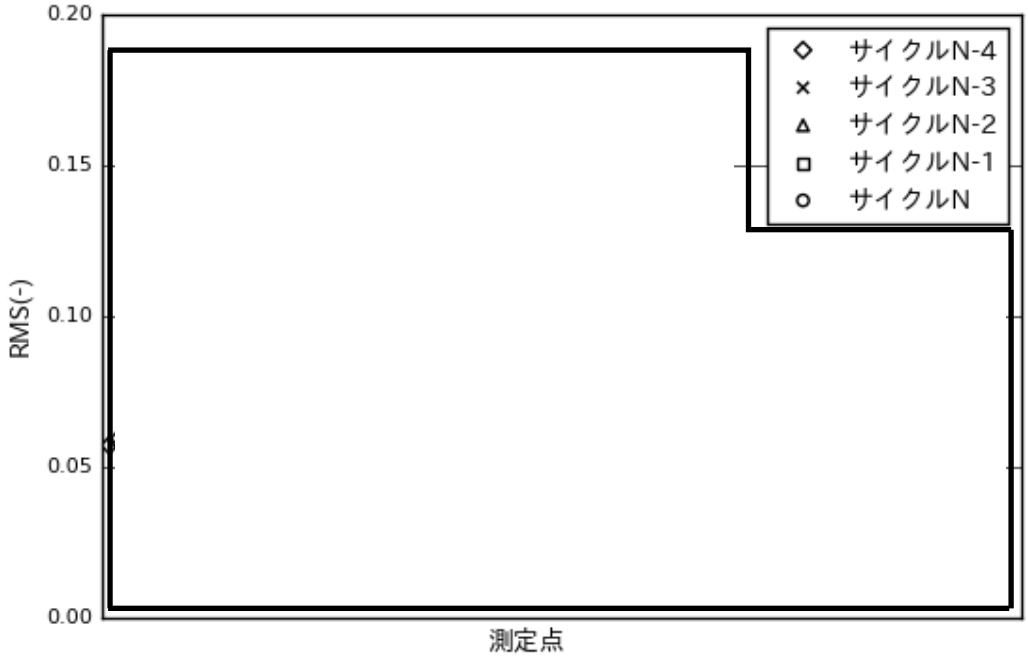


図 3-83　TIP 測定値と計算値のノーダル RMS 差（長期停止運転）

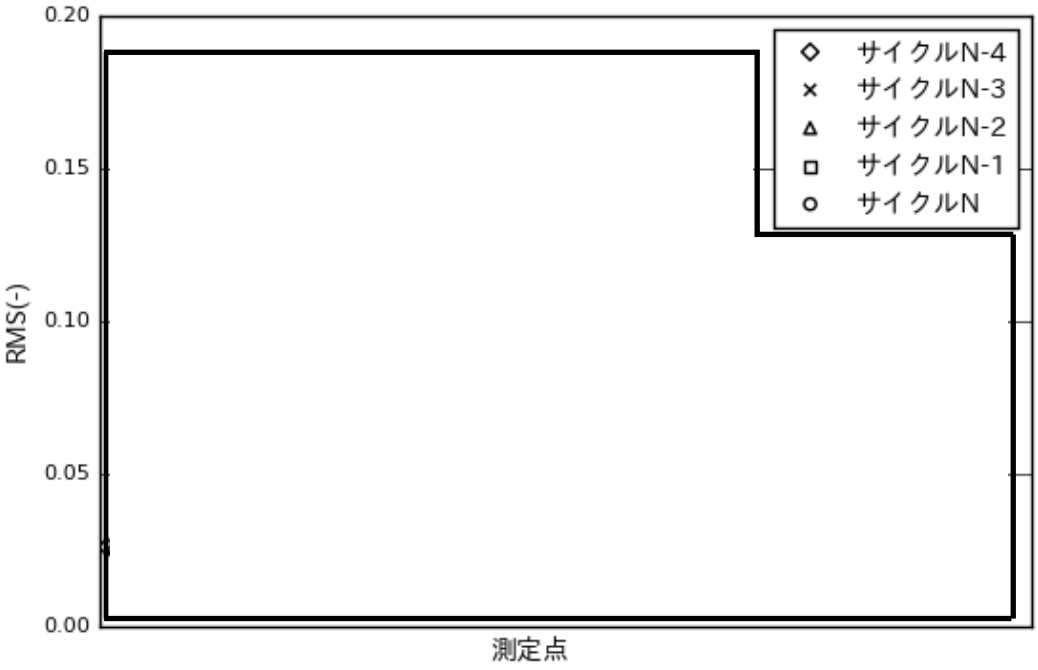


図 3-84　TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 差（長期停止運転）

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。

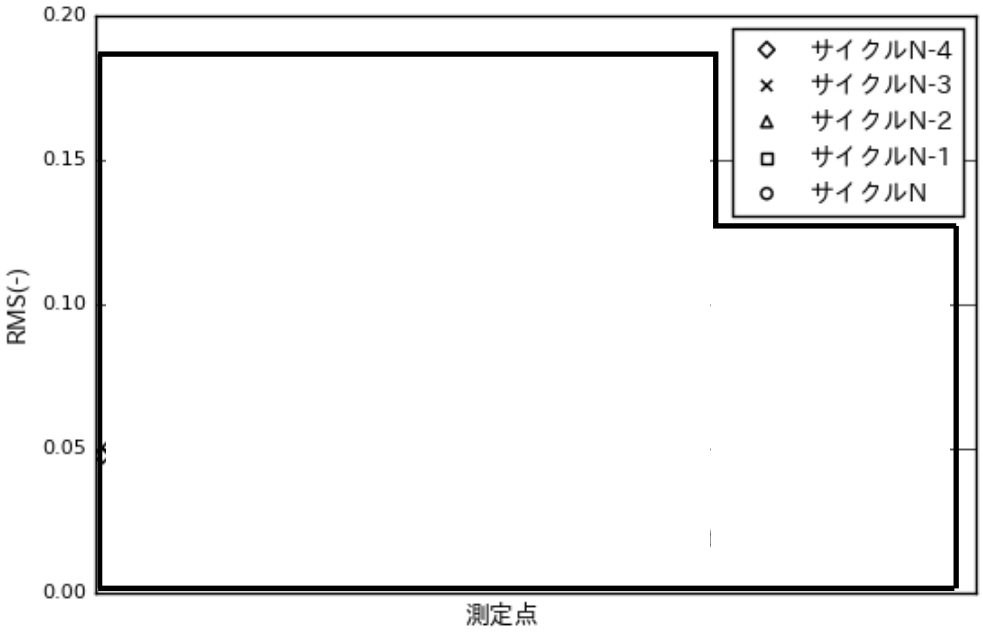


図 3-85　TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 差（長期停止運転）

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。

3.1.5.9　部分出力運転

部分出力運転時の炉心特性については，表 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[60]。

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 3-42 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。以下に示す結果から，部分出力炉心の不確かさが確認できた。

(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 3-43 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 計算値のノーダル RMS 差を図 3-87 に，径方向 RMS 差を図 3-88 に，軸方向 RMS 差を図 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 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 計算値の不確かさ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 3-42　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 3-43　TIP 計算 RMS 差（部分出力運転）

ケース	ノーダル	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。

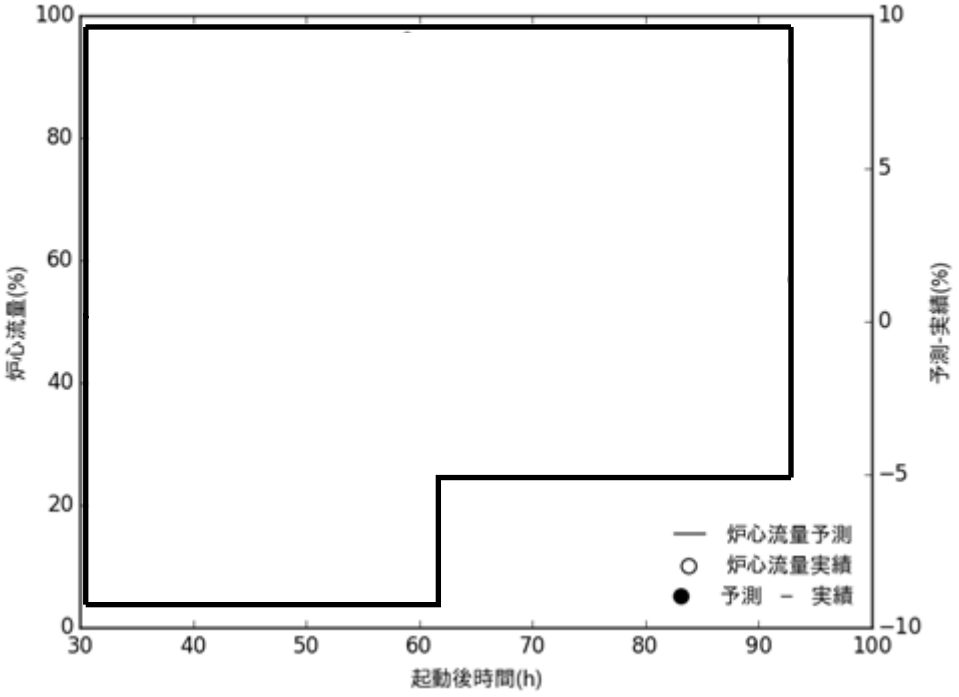


図 3-86　サイクル起動時炉心流量の推移（部分出力運転）

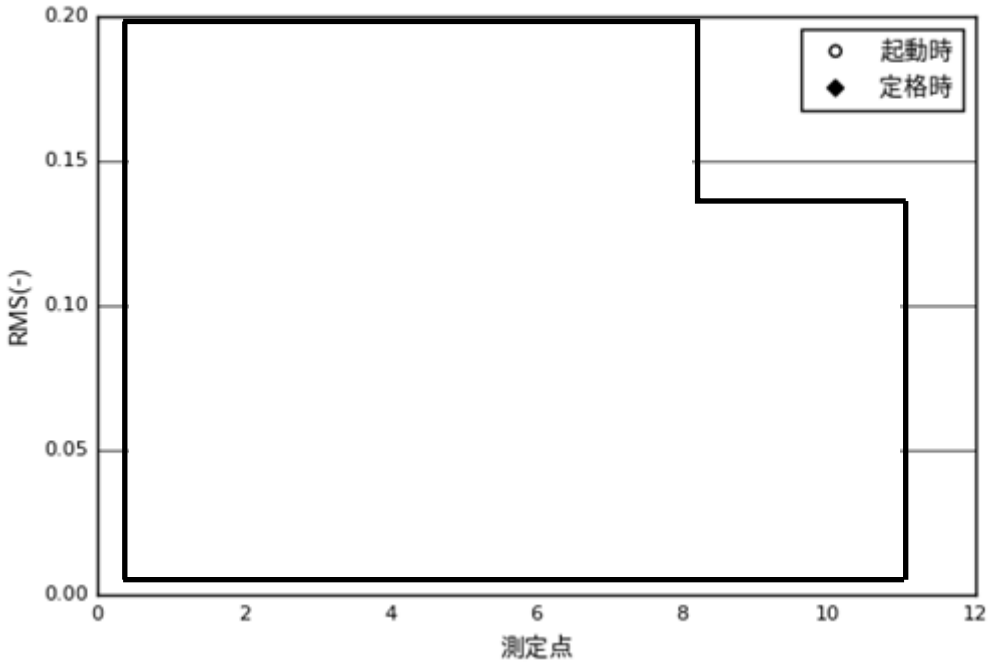


図 3-87　TIP 測定値と計算値のノーダル RMS 差（部分出力運転）

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。

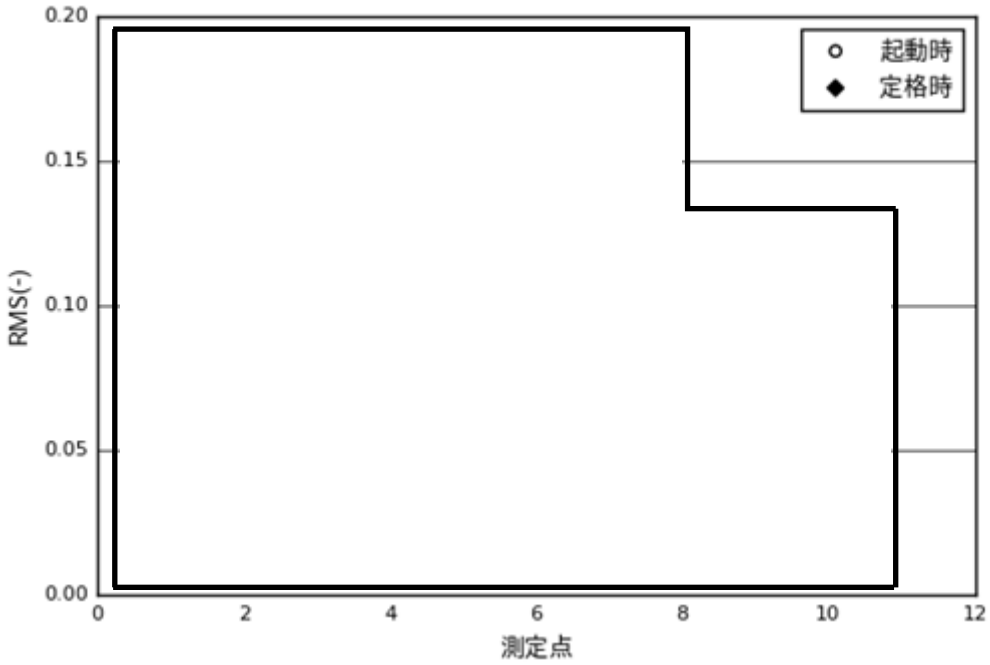


図 3-88　TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 差（部分出力運転）

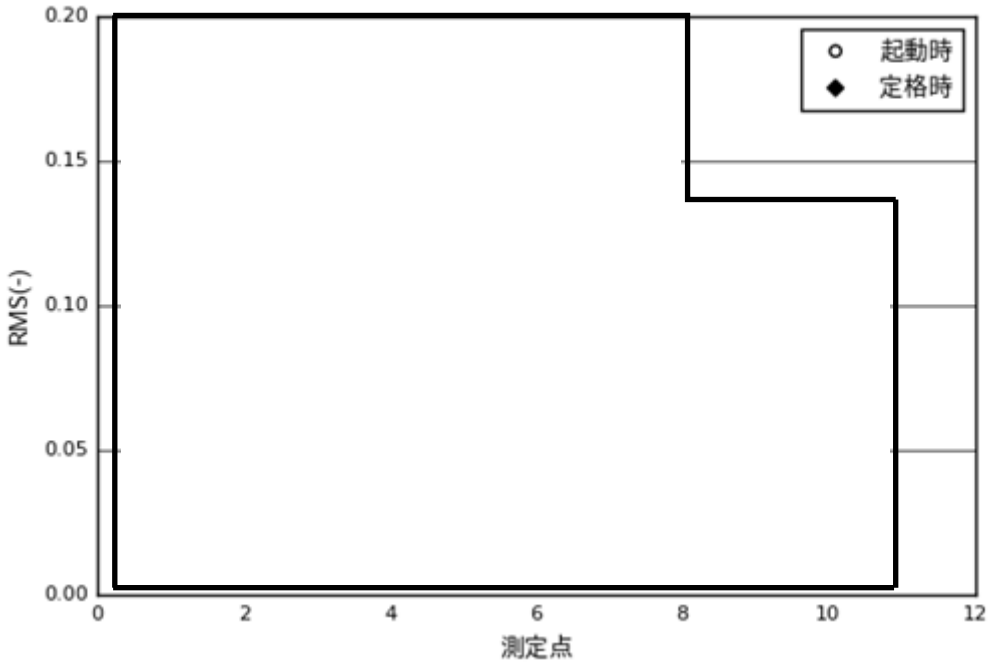


図 3-89　TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 差（部分出力運転）

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。

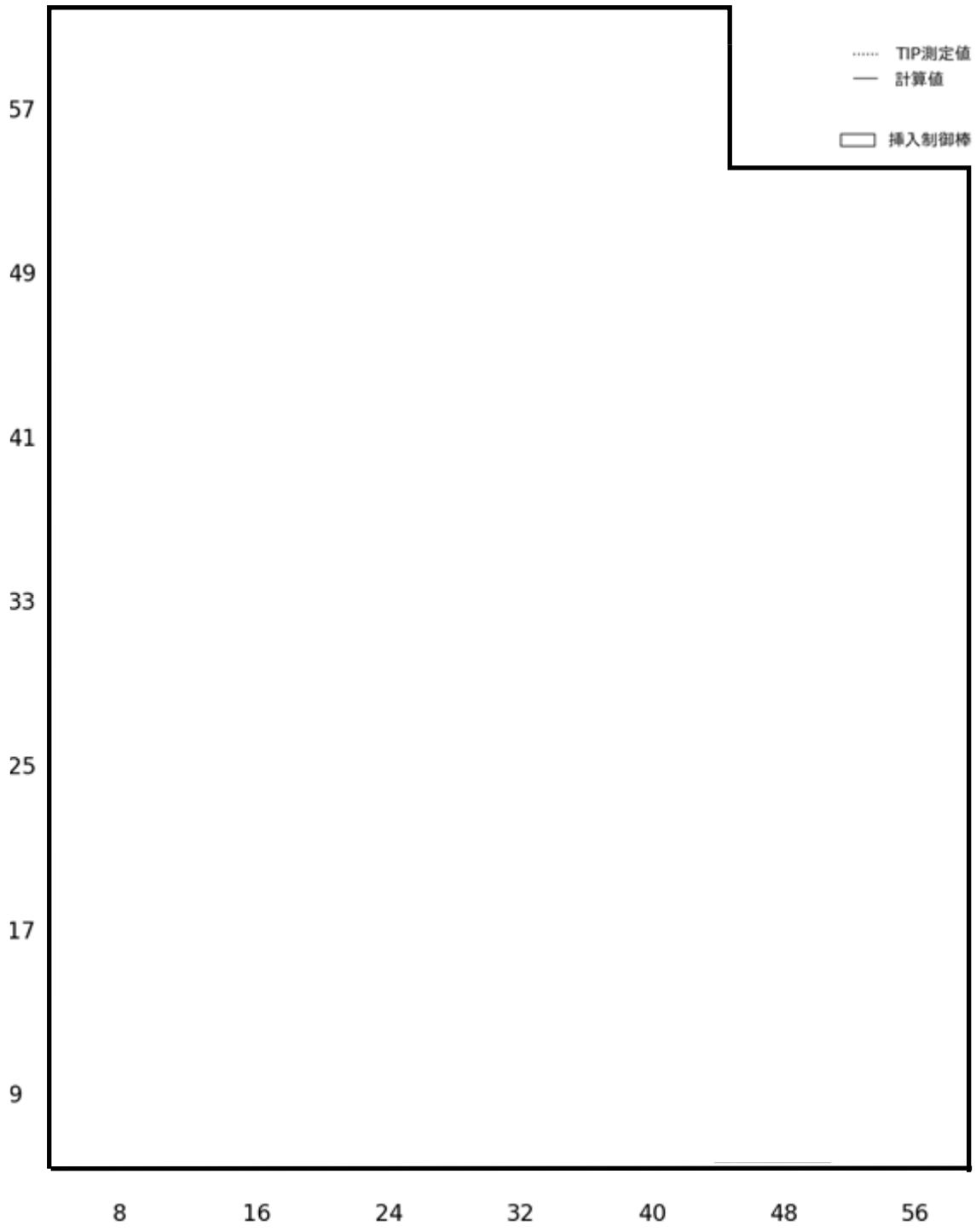


図 3-90　TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（部分出力運転ケース２）

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。

3.1.6　試験による妥当性確認

3.1.6.1　ボイド率測定

NUPEC で実施された管群ボイド試験[61,62,63]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 3-44 及び表 3-45 に示す太径水棒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，１MPa 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の不確かさは±２%以内と報告されている[61]。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 3-91 に示す。全データを対象とした相対差の平均値と標準偏差を表 3-46 に示す。相対差の平均値は約 [redacted] %（標準偏差は約 [redacted] %）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[64]では，相対差の平均値は約 [redacted] %（標準偏差は約 [redacted] %）である。ここで差は(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 3-92（高流量時），図 3-93（中流量時）及び図 3-94（低流量時）に測定値と計算値で比較して示すが，幅広いクオリティに対するボイド率を模擬できることを確認した。

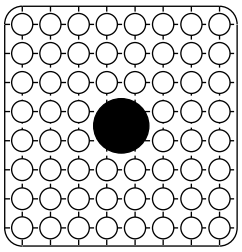
以上に示す結果から，ボイド率の不確かさが確認できた。

表 3-44　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 ～ 70
質量流束　(kg/m^2-s)	294 ～ 2055
出力　(MW)	0.23 ～ 7.33
サブクール (kJ/kg)	21 ～ 126
クオリティ (%)	2 ～ 25
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 3-45　NUPEC 管群ボイド試験仕様（高燃焼度８×８燃料）
（参考文献65から引用）

項目	データ	
試験集合体		
	4（ボイド試験）	C2A（圧損試験）
模擬集合体タイプ	高燃焼度 8×8	
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	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 3-46　ボイド率予測の不確かさ

	NUPEC 試験データ	（参考）GE 社での評価[64]
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。

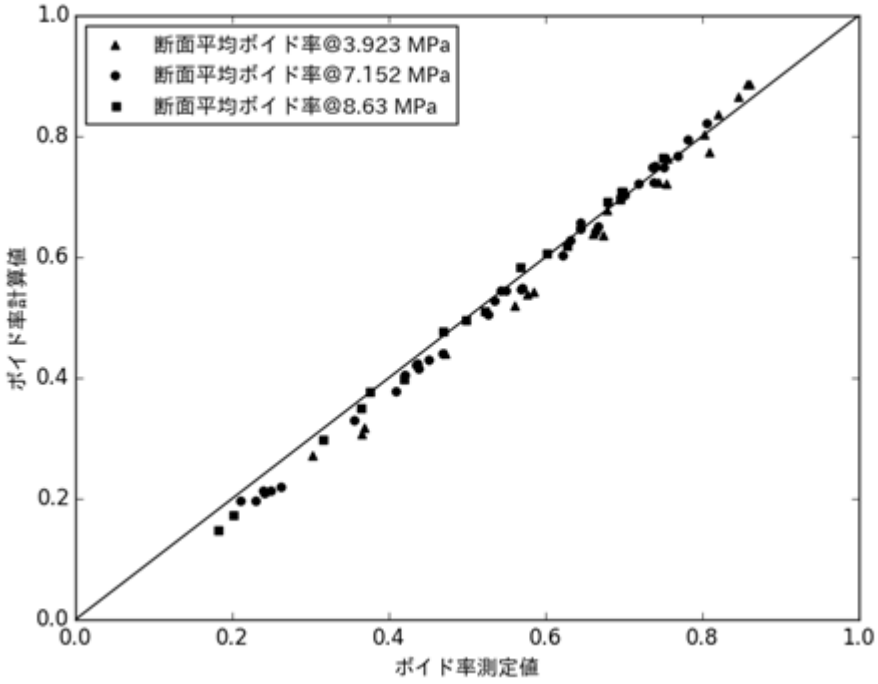


図 3-91　NUPEC 管群ボイド試験断面平均ボイド率の比較
（高燃焼度８×８燃料）

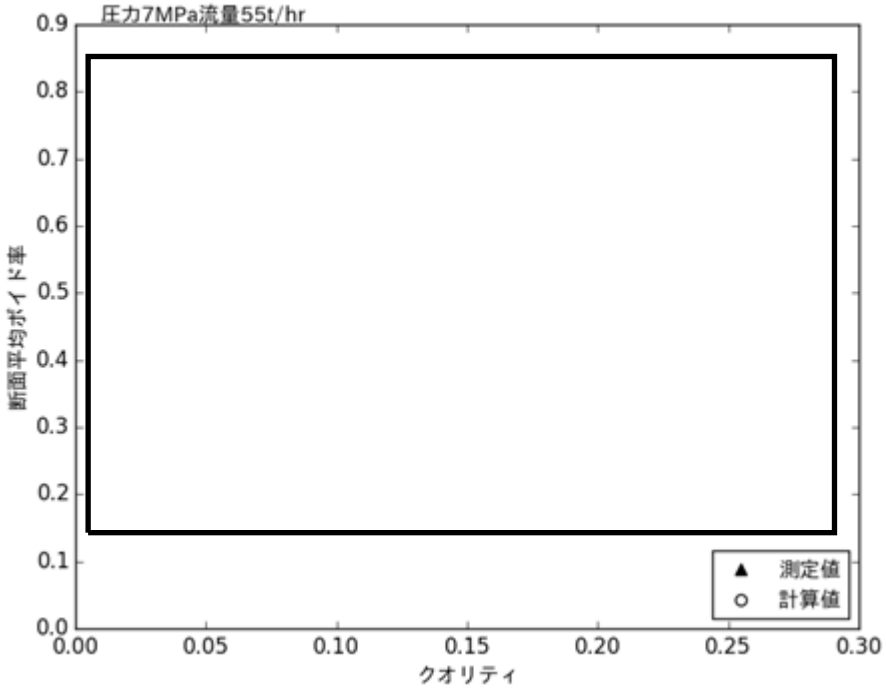


図 3-92　NUPEC ボイド試験クオリティボイド率相関
（高流量時）

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。

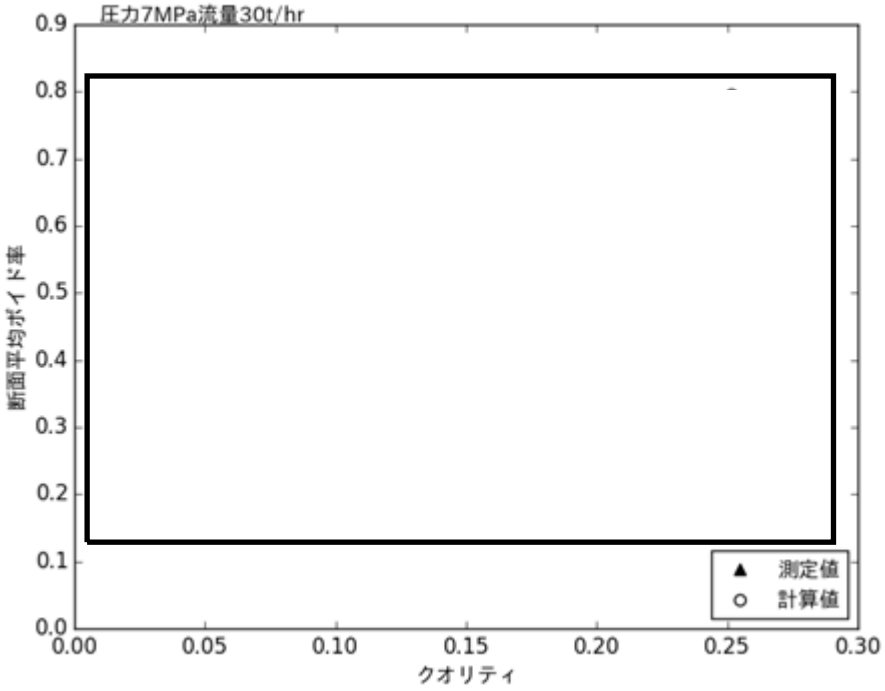


図 3-93　NUPEC ボイド試験クオリティボイド率相関
（中流量時）

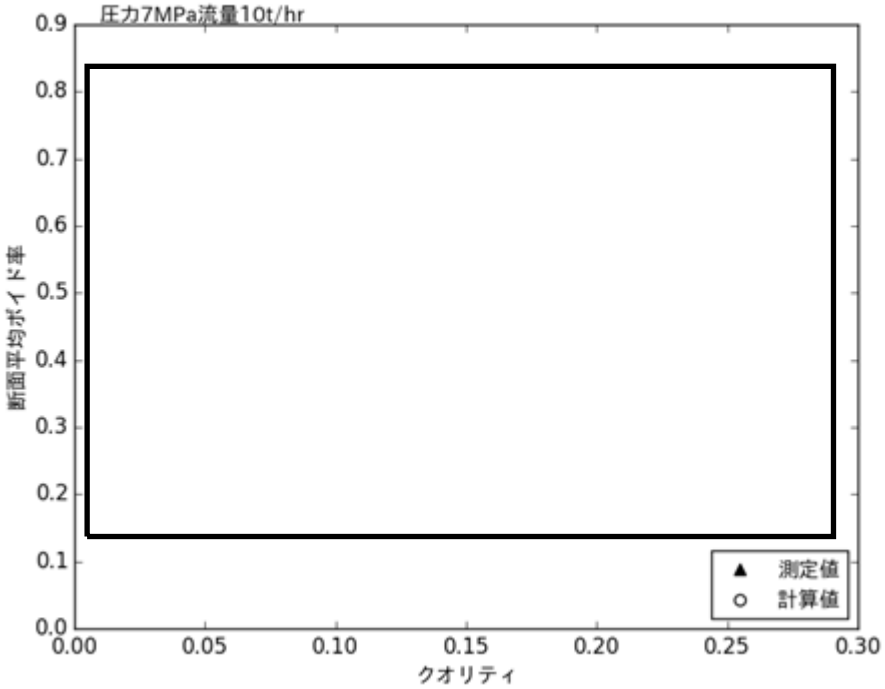


図 3-94　NUPEC ボイド試験クオリティボイド率相関
（低流量時）

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。

3.1.6.2　チャンネル圧損試験

3.1.6.2.1　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[65,66,67,68]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 3-47，表 3-48 及び前節の表 3-45(C2A)に示す太径水棒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，差圧の測定の不確かさは±１%以内と報告されている[66]。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参考文献 67 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 3-95 に，二相試験について図 3-96 に示す。全データを対象とした平均相対差と標準偏差を表 3-49 に示す。ここで相対差は，(計算値-測定値)／測定値で定義される。相対差の平均は，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 3-97 に，圧力 8.6MPa の場合を図 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。

以上に示す結果から，８×８ 燃料の単相及び二相に対する圧力損失の不確かさが確認できた。

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 3-47　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 3-48　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

表 3-49　燃料集合体発熱部圧力損失の不確かさ（高燃焼度８×８燃料）

相対差*	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。

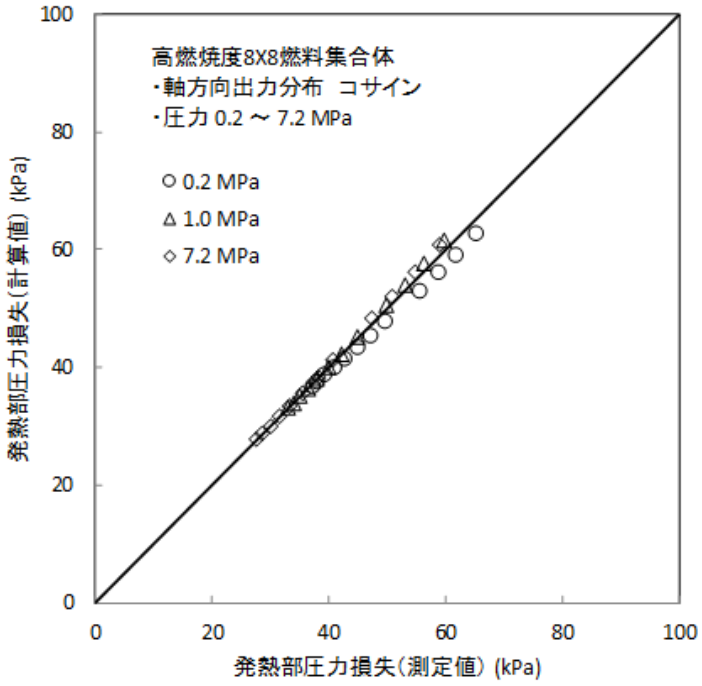


図 3-95　NUPEC　８×８燃料熱水力試験　発熱部圧力損失の比較（単相試験）

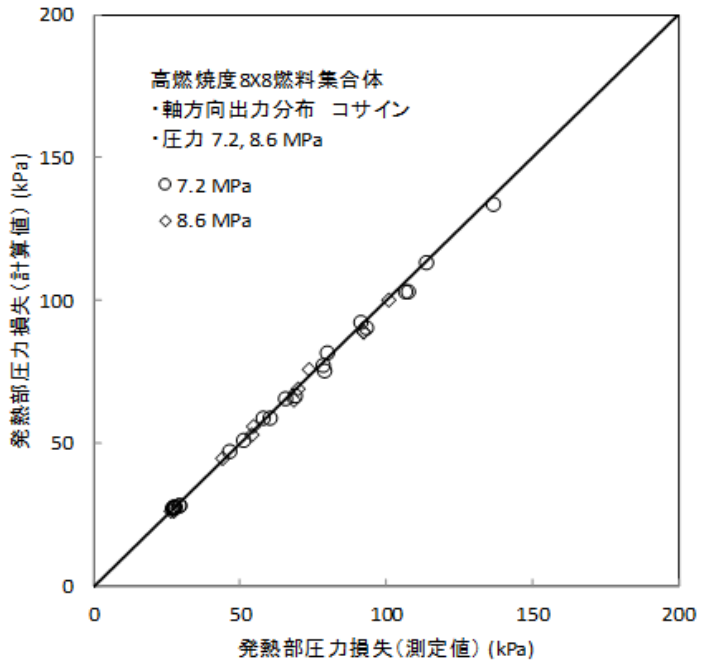


図 3-96　NUPEC　８×８燃料熱水力試験　発熱部圧力損失の比較（二相試験）

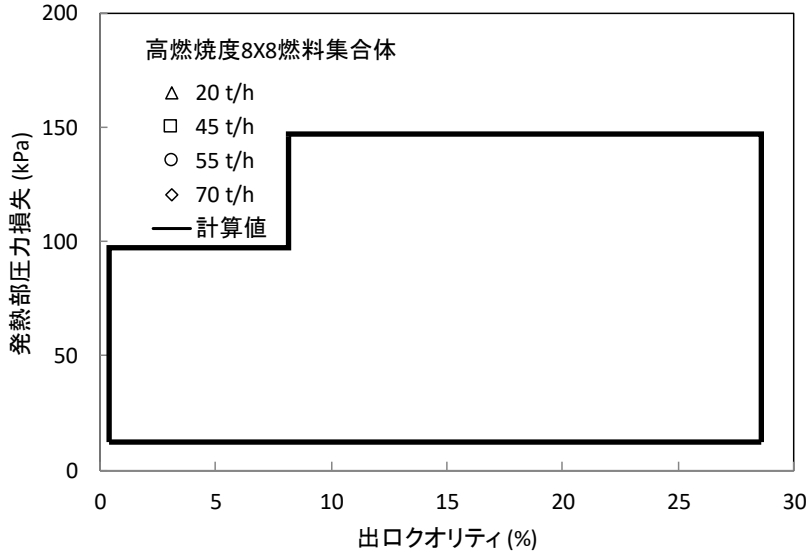


図 3-97　NUPEC ８×８燃料熱水力試験　出口クオリティと発熱部圧力損失
（圧力 7.2MPa）

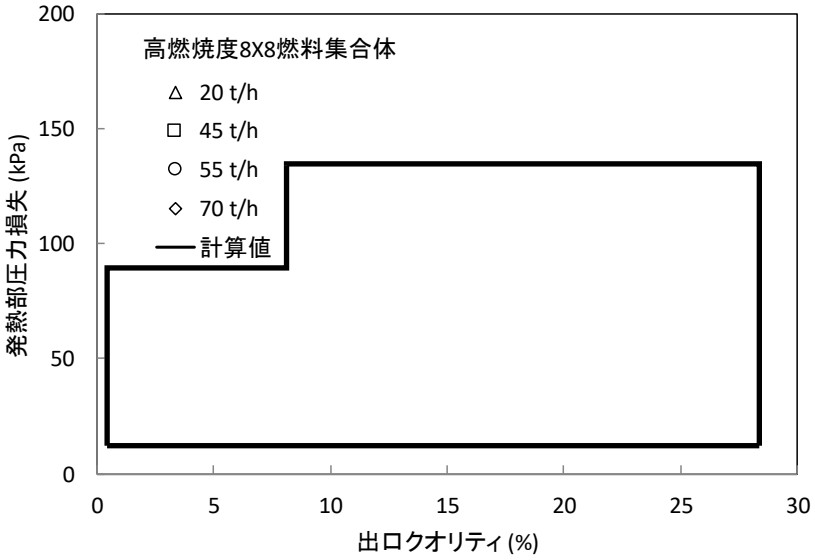


図 3-98　NUPEC ８×８燃料熱水力試験　出口クオリティと発熱部圧力損失
（圧力 8.6MPa）

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。

3.1.6.2.2　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[69,70,71]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 3-50，表 3-51 及び表 3-52(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参考文献 70 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 3-99 に，二相試験について図 3-100 に示す。全データを対象とした相対差の平均値と標準偏差を表 3-53 に示す。ここで相対差は，(計算値-測定値)／測定値で定義される。相対差の平均値は，単相及び二相で約 [redacted] 及び [redacted] %（標準偏差は約 [redacted] %及び約 [redacted] %）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 3-101 に，圧力 8.6MPa の場合を図 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。以上に示す結果から，９×９A 燃料に対する単相及び二相圧力損失の不確かさが確認できた。

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。

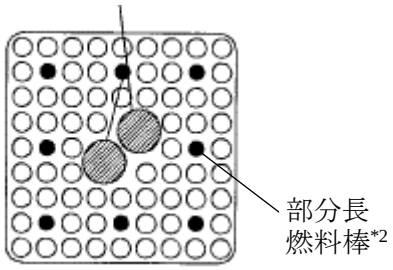
表 3-50　NUPEC　9 × 9A 型燃料集合体単相圧損特性試験

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 3-51　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

表 3-52　NUPEC 熱水力試験仕様（９×９A 型燃料）
（参考文献 69,70 から引用）

項目	データ
試験集合体	水棒*1 
	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 3-53　燃料集合体発熱部圧力損失 相対差（９×９A 型燃料）

相対差*	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。

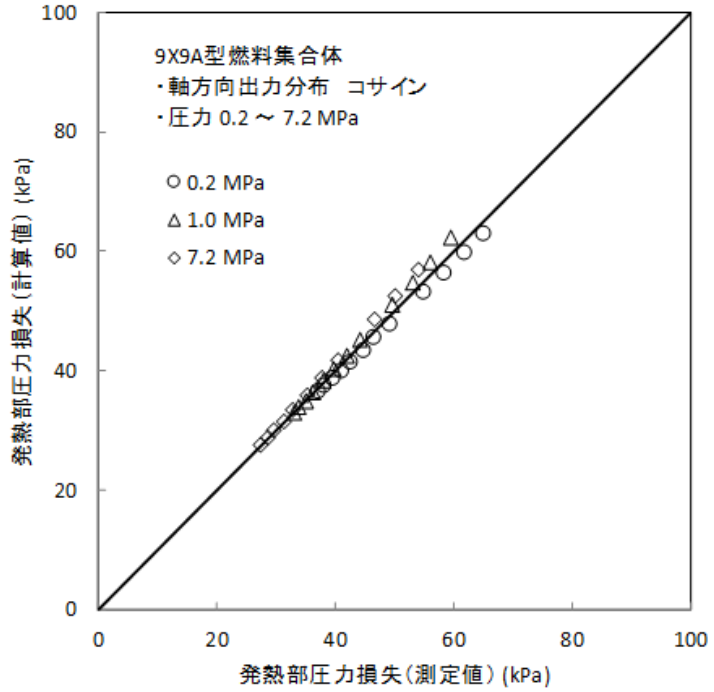


図 3-99　NUPEC　９×９A 型燃料熱水力試験　発熱部圧力損失の比較
（単相試験）

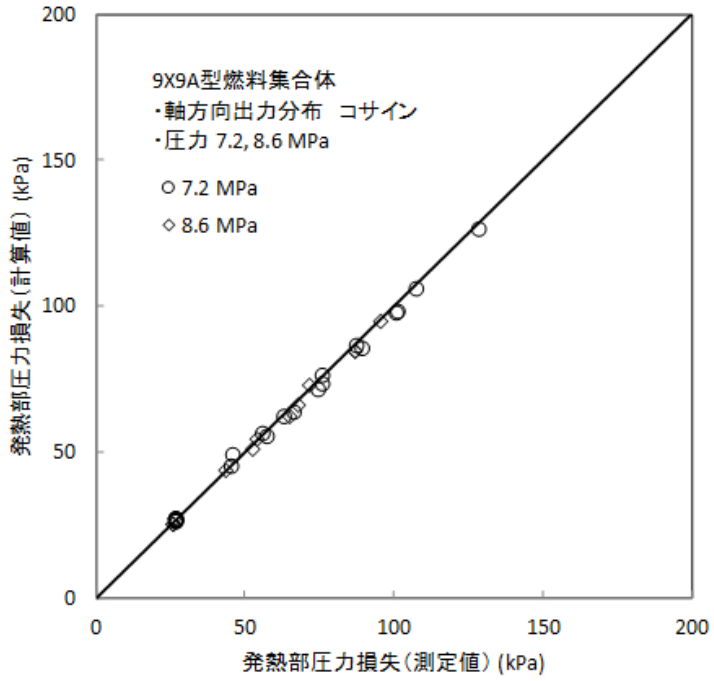


図 3-100　NUPEC　９×９A 型燃料熱水力試験　発熱部圧力損失の比較
（二相試験）

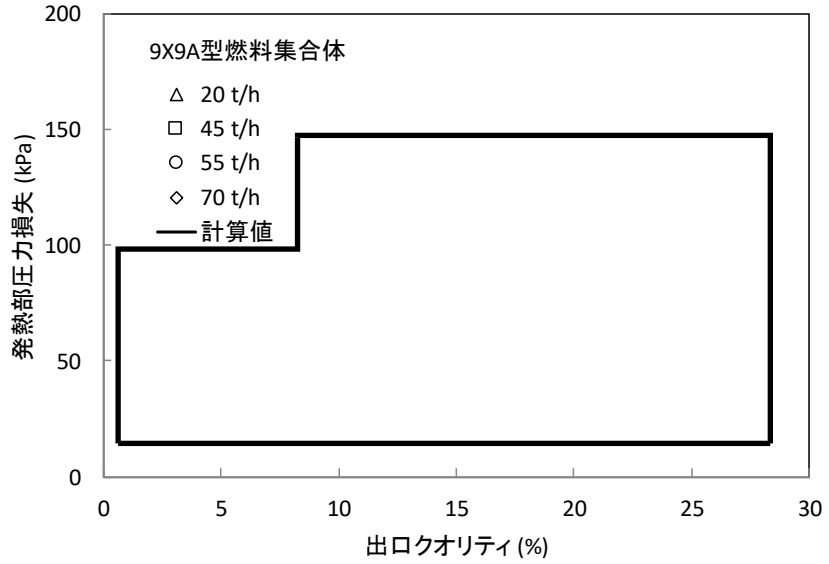


図 3-101　NUPEC ９×９A 型燃料熱水力試験
出口クオリティと発熱部圧力損失（圧力 7.2MPa）

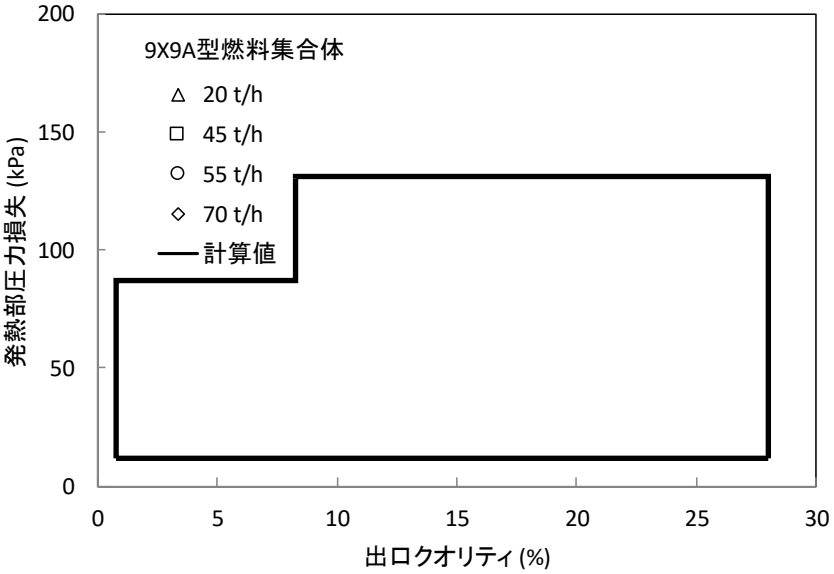


図 3-102　NUPEC ９×９A 型燃料熱水力試験
出口クオリティと発熱部圧力損失（圧力 8.6MPa）

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。

3.1.6.3　SPERT 実験との比較（島根３号炉許認可解析非適用）

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[72,73]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 3-54 に，断面を図 3-103 に示す。LANCR による燃料集合体計算はこれらの仕様に従っている。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用いられ，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，熱水力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。最大の投入反応度 1.21＄を与えた試験 43 を解析した結果を示す。なお，LANCR/AETNA での解析においては，幾何条件を実験時の条件と同じにしており，投入反応度は LANCR/AETNA による過渡解析の結果である。実験値のサマリは表 3-55 に示される。炉心熱出力の時間変化を図 3-104 に，投入反応度の時間変化を図 3-105 に示す。ピーク出力は実験の不確かさの１σ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。

以上に示す結果から，過渡炉心に対する時間依存の炉心熱出力及び投入反応度の不確かさが実験の不確かさ程度であることが確認できた。

表 3-54　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 3-55　SPERT III E 炉心実験値のサマリ

試 験 番号	投入反応度 ($)	初期減速材 温度（℃）	炉心 圧力	ピ ー ク 出 力（MW）	ピーク出力時 間（sec）	ピーク出力反応 度補償量（$）
43	1.21±0.05	25.6±2.2	大気圧	280±42	0.230±0.006	0.22±0.02

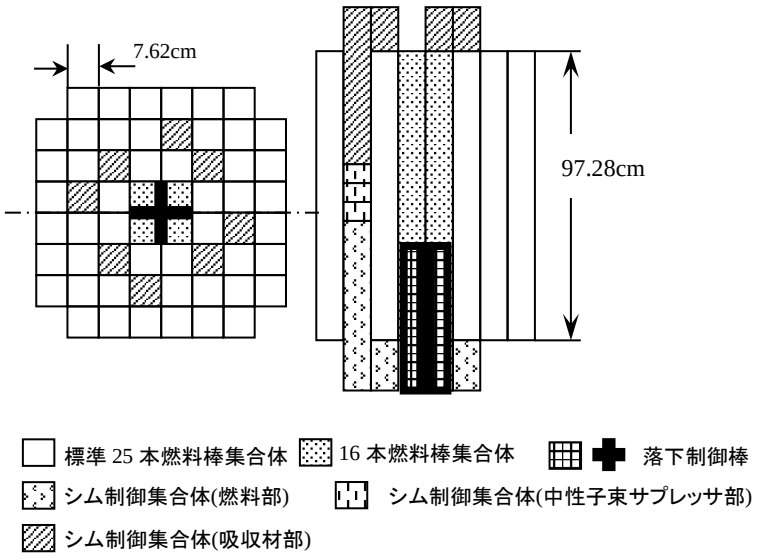


図 3-103　SPERTⅢ E 炉心の断面

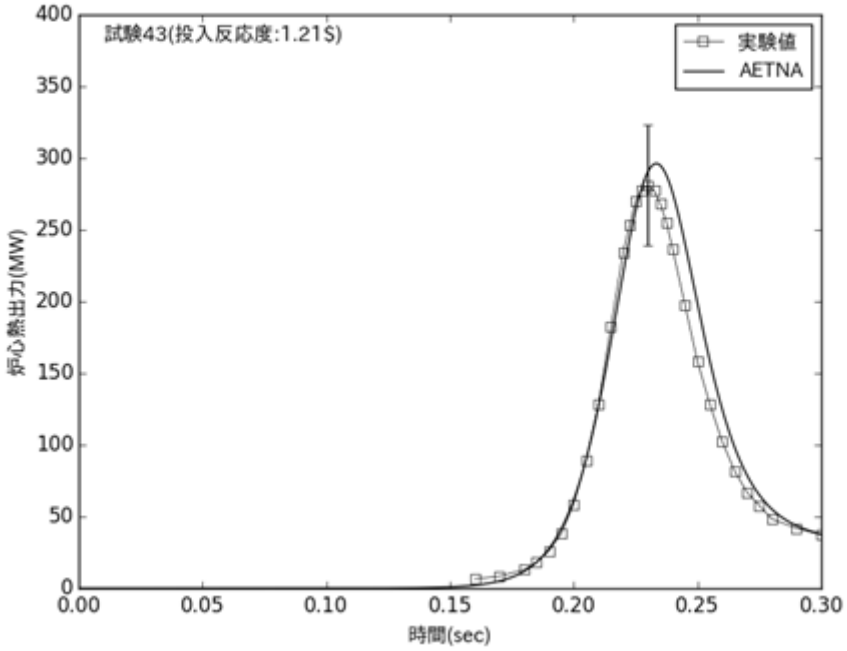


図 3-104　炉心熱出力の時間変化（SPERT III E 炉心試験 43）

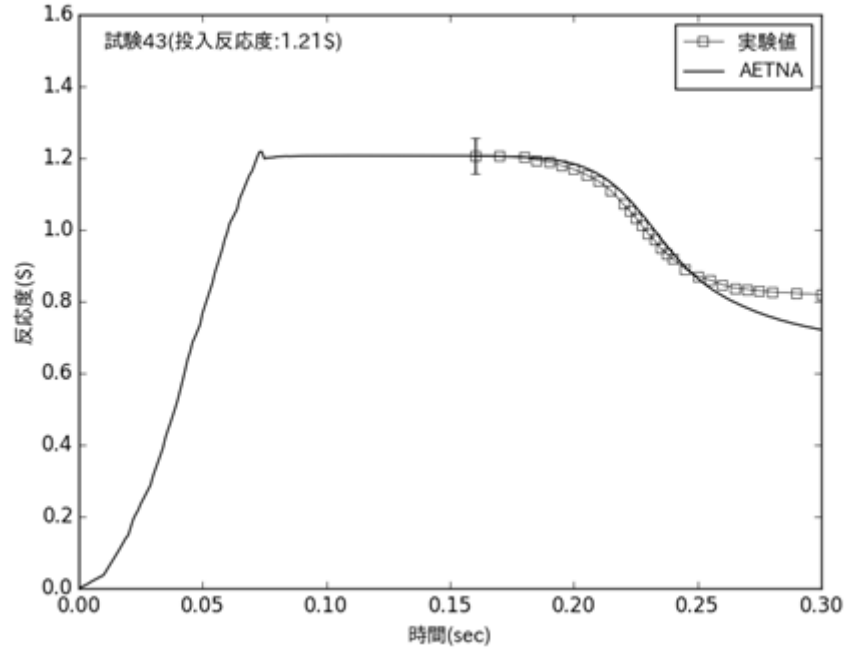


図 3-105　投入反応度の時間変化（SPERT III E 炉心試験 43）

3.1.6.4　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[74,75,76]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[47]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 3-56 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 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[75]。

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 3-57 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[76]。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 3-107 に示す。均質炉心（図 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 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ンドノイズのため差が大きいが[75]，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 3-56　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 3-57　安定性試験高次モード未臨界度計算値（Δk/k）

モード / 試験ケース	1	2	3	4
4				
4A				
5				
5A				

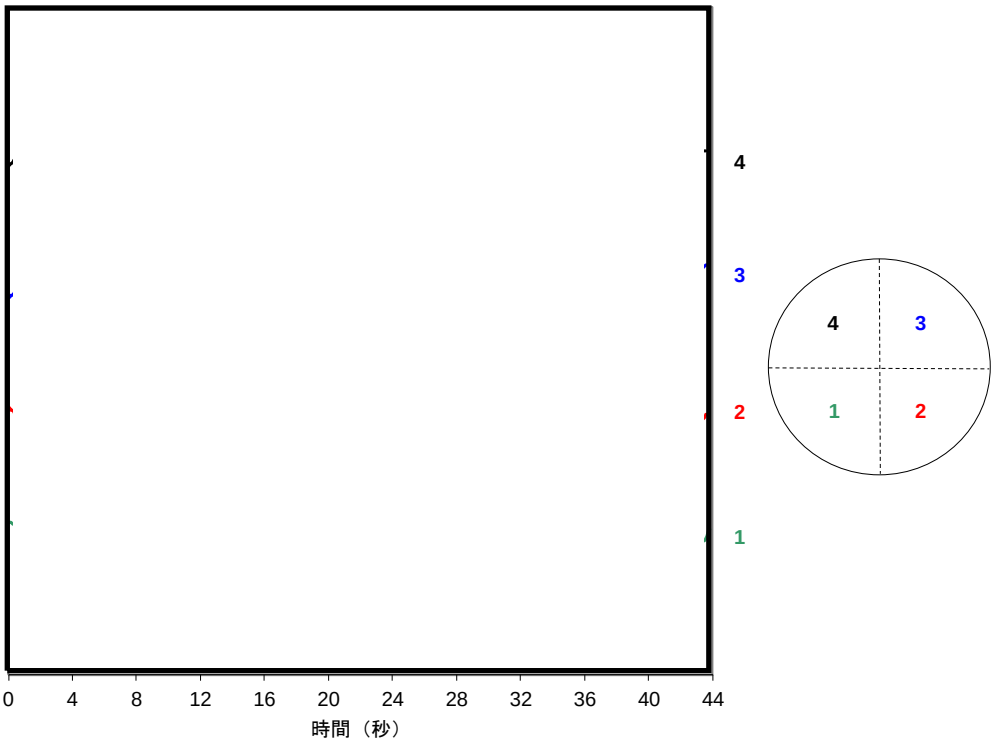


図 3-106　領域振動の LPRM 試験データの例（安定性試験ケース４）

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。

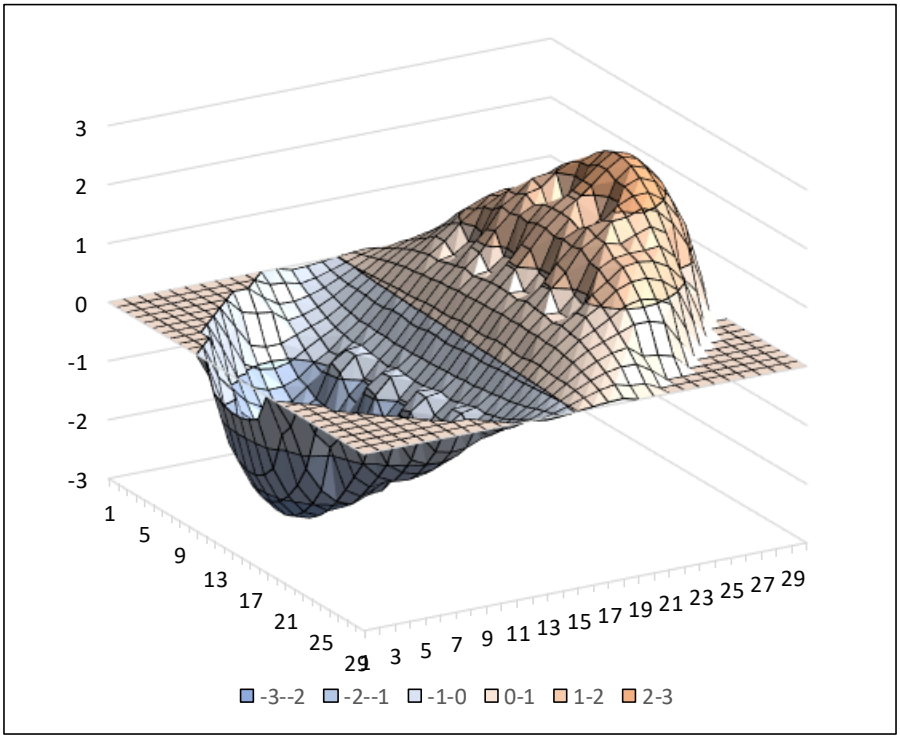


図 3-107　周方向１次モード分布計算値（安定性試験ケース４）

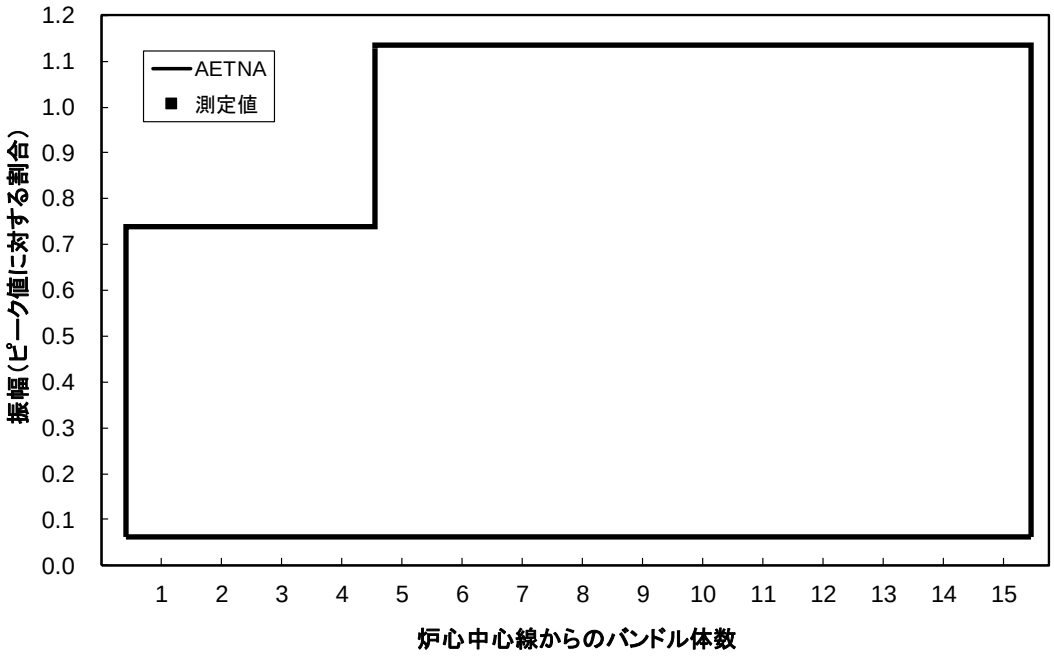


図 3-108　規格化された LPRM 振幅の比較（安定性試験ケース４）

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。

3.2 LANCR/AETNA の検証及び妥当性確認のまとめ

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 3-58，表 3-59 にまとめる。要求すべき予測性能との比較は本文５章で述べる。

表 3-58 LANCR の妥当性確認結果のまとめ（下線は本文５章で参照される）

評価指標	妥当性確認結果（括弧内は詳細説明箇所の章番号）
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 [redacted] %Δk（2.1.4.2.1），MOX 体系については [redacted] %Δk（2.1.4.2.2）であった。燃焼モンテカルロ計算に対しては [redacted] %Δk（2.1.4.4）であった。
局所出力分布	試験データ（2.1.3.2，2.1.3.3.1）及びモンテカルロ計算との比較（2.1.4.1，2.1.4.2.1，2.1.4.2.2）を実施し，RMS 差は概ね [redacted] %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相対差の平均は [redacted] %（2.1.4.3.1）であることを確認した。
ボイド反応度	BASALA 試験とは測定の不確かさの範囲とほぼ等しい [redacted] %の不確かさ（2.1.3.3.2）で一致した。モンテカルロ計算との相対差の平均は [redacted] %（2.1.4.3.2）であることを確認した。
ドップラ反応度	[redacted] %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（2.1.3.4）した。モンテカルロ計算との相対差の平均は [redacted] %であることを確認した。（2.1.4.3.6）
ほう素価値	試験データとは測定の不確かさの範囲内で一致し（2.1.3.3.4），モンテカルロ計算との相対差の平均は [redacted] %（2.1.4.3.3），燃焼度依存の 95%信頼度-95%確率値の最大値は [redacted] %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約 [redacted] %の範囲で一致し（2.1.3.3.2），モンテカルロ計算との相対差の平均は [redacted] %（2.1.4.3.4）であることを確認した。
減速材温度係数	試験データとは概ね測定の範囲内で一致し（2.1.3.3.3），モンテカルロ計算との相対差の平均は [redacted] (%Δk/k/Δ℃)であること（2.1.4.3.5）を確認した。
遅発中性子割合	試験データとの比較を実施し，測定の不確かさの [redacted] 以内，従来コードと同等の [redacted] %未満の相対差で実験値を再現すること（2.1.3.5）を確認した。
燃焼後核種組成	試験データとの比較を実施し，ウラン燃料で [redacted] %未満，MOX 燃料で [redacted] %未満の評価性能を有すること（2.1.3.6）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 3-59　AETNA の妥当性確認結果のまとめ （下線は本文５章で参照される）

評価指標	妥当性確認結果（括弧内は詳細説明箇所の章番号）
余剰反応度	余剰反応度の妥当性確認のため，出力運転時臨界固有値を確認した。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□ Δk（3.1.5.2）で，MOX 装荷炉心に対しても不確かさの拡大は認められない。（3.1.4.4，3.1.5.7）
炉停止余裕	炉停止余裕の妥当性確認のため，冷温時臨界固有値を確認した。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□ Δk（3.1.5.1），95%信頼度-95%確率値で□ %Δk（添付資料６）であり，MOX 装荷炉心に対しても不確かさの拡大は認められない。
最大制御棒価値	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□ $\Delta k/k'k$，標準偏差は□ $\Delta k/k'k$，相対差の平均は□ %，標準偏差は□ %である。（3.1.5.1）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の不確かさ□ 以内で一致することを確認した。（3.1.3.2，3.1.6.3）
反応度係数	ABWR 初装荷炉心における運転時実効増倍率，制御棒価値，ボイド反応度は，いずれも連続エネルギモンテカルロ計算と比較して□ %Δk 以内で一致しており，MOX 燃料の装荷割合によらずほぼ同じであった。（3.1.4.4）
ほう酸注入系停止機能	ほう酸注入系停止機能の妥当性確認のため，SLC 作動時の固有値を確認した。SLC 作動時の MCNP 全炉心計算との実効増倍率の最大差は□ %Δk であり（3.1.4.4），LANCR 妥当性確認でのほう酸価値に対する相対差の平均に対して 3 次元体系による差の拡大は確認されなかった。
熱機械（MLHGR）/ 焼損（MCPR）	熱機械（MLHGR），焼損（MCPR）の妥当性確認のため，局所出力分布，ノード出力分布を確認した。下記の妥当性確認については，ノード出力・局所出力による確認であるが，これらは核・熱流動の主要な数学的モデルがすべて影響し，得られる結果である。 連続エネルギモンテカルロ計算との比較による燃料集合体内局所出力分布の RMS 差は約□ %であった。（3.1.4.2.4）なお，燃料の製造公差による不確かさは約□ %と推定されており[53]，合成された局所出力分布の不確かさは約□ %となる。ガンマスキャンと比較した局所出力分布 RMS 差は約□ %（3.1.5.5）であり，合成された不確かさと同程度であった。 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 差が□ %以下，径方向 RMS 差が□ %以下，軸方向出力 RMS 差が□ %以下である。（3.1.5.4）また，TIP 測定値と比較した評価により，ノーダル RMS 差が□ %以下，径方向 RMS 差が□ %以下，軸方向 RMS 差が□ %以下（3.1.5.3）であり，MOX 装荷炉心に対して不確かさの拡大は認められない。（3.1.5.7）
設計出力履歴（燃焼度）	照射後試験による測定ペレット燃焼度と計算値の RMS 差は□ %であった。（3.1.5.6）
未臨界度	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不確かさは□ $\Delta k/k$であった。（3.1.4.1）

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。

4. 参考文献

[1]「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)

[2] C. Maeder et al., “International Cpmparison Calculations for a BWR Lattice with Adjacent Gadolinium Pins”, NEACRP-L-271 (1984)

[3] M. N. Baldwin et al., “Physics Verification Program, Part III”, Final Report, BAW-3647-13, Babcock and Wilcox, July 1969

[4] W. G. Pettus et al., “Physics Verification Program, Part III”, Quarterly Technical Report, BAW-3647-15, Babcock and Wilcox, December 1969

[5] 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

[6]「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）

[7] 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)

[8] E. Hellstrand, “Measurement of Resonance Integral: Reactor Physics in the Resonance and Thermal Regions, Vol.II”, MIT Press, Cambridge, p.151 (1966)

[9] 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)

[10] 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)

[11] 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

[12] 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

[13] “ARIANE International Programme Final Report”, ORNL/SUB/97-XSV750-1, May 2003

[14] Global Nuclear Fuel-Americas, LLC, “LANCR02 LATTICE PHYSICS MODELQUALIFICATION REPORT”, Licensing Topical Report, NEDO-33377 Revision 2 (2015)

[15] L.A.Hageman, ‘Numerical Methods and Techniques Used in the Two-Dimensional Neutron Diffusion Program PDQ-5’, WAPD-TM-364 (1963)

[16] K. S. Smith, ″Spatial Homogenization Methods for Light Water Reactor Analysis,″ PhD Thesis, MIT (1980)

[17] 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

[18] D. I. Poston et al., “User’s Manual, Version 2.0 for Monteburns, Version 1.0”, LA-UR-99-4999, September 1, 1999

[19] 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)

[20] 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)

[21] 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)

[22] 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)

[23] 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)

[24] 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)

[25] 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)

[26] General Electric Company, “Steady-State Nuclear Methods”, Licensing Topical Report, NEDO-30130-A (1985)

[27] 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)

[28] GE Hitachi Nuclear Energy, “Applicability of GE Methods to Expanded Operating Domains”, Licensing Topical Report, NEDO-33173 (2009)

[29] 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)

[30] 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)

[31] 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)

[32] 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)

[33] Argonne National Laboratory, “ARGONNE CODE CENTER: BENCHMARK PROBLEM BOOK”, ANL-7416 Suppl. 2, (Revised June 1977)

[34] K. S. Smith, “Spatial Homogenization Methods for Light Water Reactor Analysis,” PhD Thesis, Nuclear Engineering, Massachusetts Institute of Technology (1980)

[35] P. Huang, J. Yang, J. Wu, “Qualification of the ARROTTA Code for Light Water Reactor Accident Analysis”, Nucl. Technol., Vol.108, p137 (1994)

[36] J. C. Gehin, “A Quasi-Static Polynomial Nodal Method for Nuclear Reactor Analysis,” PhD Thesis, Nuclear Engineering, Massachusetts Institute of Technology (1992)

[37] R. D. Lawrence, “Progress in Nodal Methods for the Solution of the Neutron Diffusion and Transport Equations,” Prog. Nucl. Energy, 17, p271 (1986)

[38] 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)

[39] 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)

[40] R. D. Mosteller, “Validation of NESTLE Against Static Reactor Benchmark Problems” , Trans. Am. Nucl. Soc., 74, p310 (1996)

[41] T. M. Sutton, B. N. Aviles, “Diffusion Theory Methods for Spatial Kinetics Calculations”, Progress in Nucl. Energy, 30, p119 (1996)

[42] 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)

[43] 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)

[44] K. S. Smith, D. M. Ver Planck, M. Edenius., “QPANDA: An Advanced Nodal Method for LWR Analyses”, Trans. Am. Nucl. Soc., 50, p532 (1985)

[45] 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)

[46] V. G. Zimin, H. Ninokata, “Nodal Neutron Kinetics Model Based on Nonlinear Iteration Procedure for LWR Analysis”, Ann. Nucl. Energy, 25, p507 (1998)

[47] J. Zino, A. Karve, B. Moore, “Higher Harmonics Calculations and Benchmarking for PANAC11”, Trans. Am. Nucl. Soc., 99, 734 (2008)

[48] 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)

[49] 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)

[50] Global Nuclear Fuel - Americas, LLC, “General Electric Standard Application for Reactor Fuel (GESTAR II),” NEDE-24011-P-A-31 (2020)

[51] H.T.Kim, “Core Flow Distribution in a Modern Boiling Water Reactor as Measured in Monticello,” NEDO-10299A , General Electric Company (1976)

[52] 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)

[53] General Electric Company, “General Electric BWR Thermal Analysis Basis (GETAB): Data, Correlation and Design Application”, Licensing Topical Report, NEDO- 10958-A (1977)

[54] 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)

[55] GE-Hitachi Nuclear Energy, “ABWR Plant General Description”, Chapter 6 (2007)

[56] GE-Hitachi Nuclear Energy, “Applicability of GE Methods to Expanded Operating Domains”, NEDO-33173 Supplement 2 Part 2-A (2009)

[57] 「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）

[58] 「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）

[59] Tatsuya Iwamoto, Tadashi Ikehara, Michitaka Ono, Teppei Yamana, Hisao Suzuki, “VALIDATION OF LANCR01/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)

[60] 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

[61] 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)

[62] (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)

[63] (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)

[64] J. A. Findlay and G. E. Dix, “BWR Void Fraction Correlation and Data”, NEDE-21565, General Electric Proprietary Information (1977)

[65] 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)

[66] 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)

[67] (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)

[68] (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)

[69] 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)

[70] (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)

[71] (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)

[72] 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)

[73] 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)

[74] 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)

[75] 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)

[76] 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９　用語説明

目次

(1)　中性子輸送方程式
(2)　衝突確率法
(3)　中性子反応断面積のエネルギの離散化
(4)　自己遮蔽
(5)　実効断面積と縮約
(6)　中性子スペクトル計算
(7)　無限希釈断面積
(8)　自己遮蔽因子
(9)　ダンコフ係数
(10) クオリティ
(11) ボイド率
(12) ボイドクオリティモデル
(13) サブクール沸騰
(14) ノード法における横方向積分による着目方向１次元化
(15) 臨界固有値と実効増倍率
(16) TIP（移動式炉心内計装装置）とガンマスキャン測定
(17) ガンマスキャン測定における Ba-140 および La-140 の放射平衡
(18) 冷温臨界試験におけるインシーケンスパターンと局所臨界パターン
(19) BWR 制御棒価値測定試験の測定方法

参考文献

本添付資料は，本書内の用語について説明するものである。

(1) 中性子輸送方程式

微積分型中性子輸送方程式は，体系における中性子の生成と消滅のバランス式として，以下のように表される。

$$\vec{\Omega}\cdot\nabla\phi(\vec{r},E,\vec{\Omega})+\Sigma_t(\vec{r},E)\phi(\vec{r},E,\vec{\Omega})=Q(\vec{r},E,\vec{\Omega})$$

ここで，$\vec{r}$：中性子の位置，E：中性子のエネルギ，$\vec{\Omega}$：中性子の飛行方向，$\phi(\vec{r},E,\vec{\Omega})$：角度中性子束，$Q(\vec{r},E,\vec{\Omega})$：中性子源，$\Sigma_t(\vec{r},E)$：全断面積である。式の左辺第一項は中性子の漏れ，左辺第二項は中性子の消滅，右辺は中性子の生成を表す。生成項であるQの内訳は，散乱，核分裂や中性子源などである。上記の輸送方程式について，空間について積分することで以下の積分型輸送方程式が導出[1]される。

$$\phi(\vec{r},E,\vec{\Omega})=\int_0^{\infty}Q(\vec{r}-l\vec{\Omega},E,\vec{\Omega})\,exp\left(-\int_0^{l}\Sigma_t(\vec{r}-l'\vec{\Omega},E)dl'\right)dl$$

式の右辺の被積分関数は，位置$\vec{r}-l\vec{\Omega}$にある中性子源Qで発生した中性子が，Σ_tの媒質中を衝突せずに位置$\vec{r}$に到達する成分であり，その合計（lでの積分）が位置$\vec{r}$の角度中性子束$\phi(\vec{r},E,\vec{\Omega})$となることを表す。$exp$関数における$\int_0^{l}\Sigma_t(\vec{r}-l'\vec{\Omega},E)dl'$は光学的厚さ[2]と呼ばれる。

(2) 衝突確率法

対象を領域で分割し，ある領域で発生した中性子が着目する領域で衝突する確率（衝突確率）を用いることで中性子束を求める方法である。衝突確率法のイメージを以下の図に示す。図は，ピンセル体系で燃料ペレット（領域 1），被覆管（領域 2），減速材（領域 3）からなる。領域 1 の中性子束は，領域 1～3 から領域 1 への衝突確率$P_{i(i=1\sim3)\to1}$と各領域の中性子源から求めることとなる。

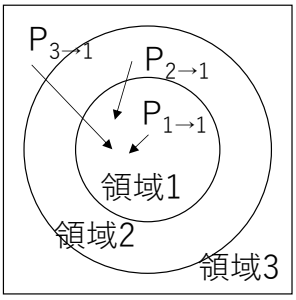


図　衝突確率法のイメージ図

衝突確率法の基礎式は，中性子束が領域内で一定である，中性子源が等方であるとの仮定のもと積分型輸送方程式を角度に関し，積分することで，以下の通り導出される。

$$\Sigma_i^g\phi_i^gV_i=\sum_j P_{j\to i}^g\sum_{g'}\left(\Sigma_j^{g'\to g}+\frac{\chi_j^g}{\lambda}\nu\Sigma_{f,j}^{g'}\right)\phi_j^{g'}V_j$$

ϕ_i^g	:	領域iにおけるエネルギg群の中性子束
$P_{j\to i}^g$	:	領域jで生まれたエネルギg群の中性子が領域iではじめて衝突する確率
V_i	:	領域iの体積
$\Sigma_i^g, \nu\Sigma_{f,i}^g, \Sigma_i^{g'\to g}$	:	領域iにおけるエネルギ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

衝突確率法の課題は，領域の数が増えるほど，領域の組み合わせの数だけ衝突確率を計算する必要があり，計算コストが多大となることである。その課題を解決するために開発された手法が，LANCR でも採用している CCCP 法である。

(3) 中性子反応断面積のエネルギの離散化

連続エネルギモンテカルロ法のような手法を除き，輸送方程式や拡散方程式を数値計算によって解く場合，空間やエネルギを離散化して取り扱う必要がある。

エネルギの離散化に関して，ウランやプルトニウムなどの核種の中性子反応断面積は，共鳴と呼ばれるエネルギに急峻な構造を持つ。以下に U-238 の捕獲断面積の例を示す。断面積の共鳴構造を明示的に取り扱うにはエネルギ群数を数十万群とする必要があるが，炉心・集合体計算でそのようなエネルギ群数とすることは，現状の計算機では現実的でないことから，集合体計算では，数十群から数百群程度，炉心計算では数群から数十群程度のオーダーでエネルギ群を取り扱うことが多い。LANCR の集合体計算では，実効断面積を求める中性子スペクトル計算は 190 群，中性子輸送計算は 35 群，AETNA の炉心計算は３群である。エネルギの離散化は多群化と呼称することも多い。

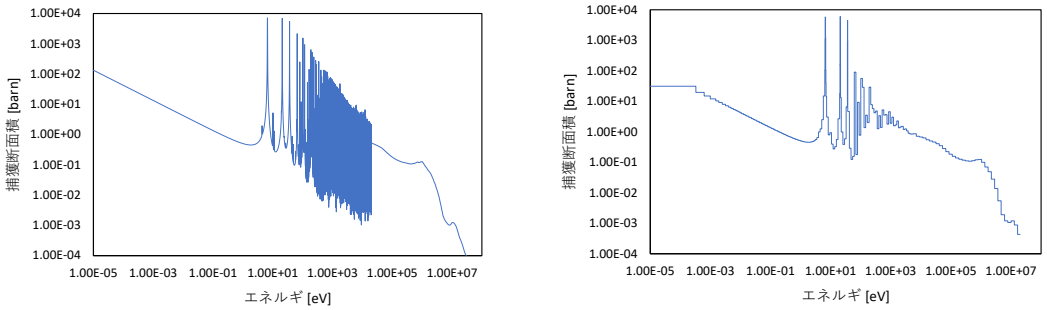


図　U-238 の捕獲断面積（左：連続エネルギ，右：多群（190 群））

(4) 自己遮蔽

共鳴のあるエネルギ近傍では，共鳴による中性子吸収により，中性子束がくぼんだ形状となる。中性子束のくぼみによって共鳴エネルギでの中性子反応率が低下する現象をエネルギの自己遮蔽と呼ぶ。また，共鳴物質を含む領域に入射した中性子は，領域の表面近傍で吸収され，領域の内部に届きにくくなり，空間的に中性子束がくぼみ，そのため反応率が低下する。このことを空間の自己遮蔽と呼ぶ。自己遮蔽効果の大小は，共鳴核種の組成割合，形状などの影響で変化し，例として，共

鳴核種の組成割合が小さければ共鳴による中性子束のゆがみは小さくなり，共鳴核種の組成割合が大きければ中性子束のゆがみは大きくなる。

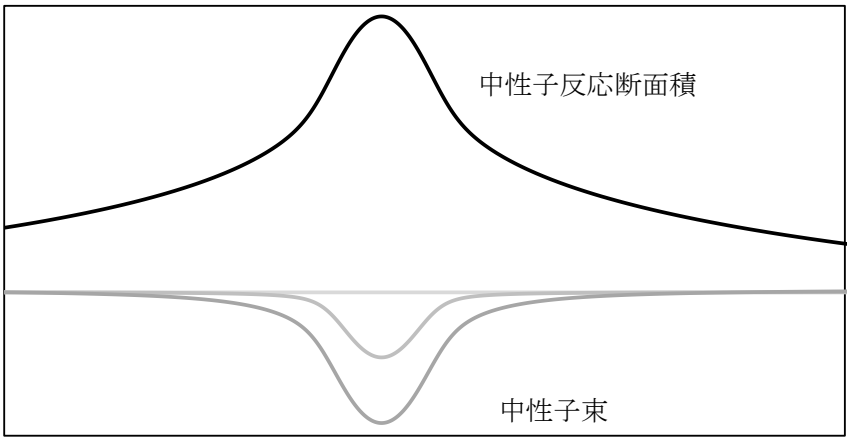


図　中性子反応断面積と中性子束

(5) 実効断面積と縮約

連続エネルギの断面積から多群断面積へのエネルギの離散化は，以下の式のように中性子束重みで行う。

$$\sigma^g = \frac{\int_{E_g}^{E_{g+1}} \sigma(E)\phi(E)dE}{\int_{E_g}^{E_{g+1}} \phi(E)dE}$$

上式より，多群断面積σ^gは重みとして用いる中性子束$\phi(E)$によって異なる値をとる。中性子束は，体系（組成，形状）によって異なり，特に自己遮蔽効果による中性子束のくぼみの程度の違いが，多群断面積の値に大きく影響する（多群断面積の大きさは，中性子束にくぼみがない場合は大きく，くぼみがある場合は小さくなる。）。このように，多群断面積は，中性子束を介して自己遮蔽効果を断面積に反映しており，エネルギ群内で生じている実効的な中性子反応率の情報を含むことから，多群断面積を実効断面積と呼ぶ。

(3)の通り，LANCR/AETNA では，計算の各段階において取り扱うエネルギ群数が異なる。本文図 2.1-1 の通り，解くべき対象の空間の解像度の違いにより，計算コストの観点で取り扱うことができるエネルギ群数に制約ができるためである。詳細なエネルギ群の多群断面積から少ないエネルギ群の多群断面積を作成する際，一般的に反応率を保存するため，以下の式により中性子束を重みとして平均化される。

$$\sigma^g = \frac{\sum_{h\in g} \sigma^h \phi^h}{\sum_{h\in g} \phi^h}$$

また，LANCR が AETNA の集合体平均核定数を作成する際は，上式のエネルギのインデックスが空間領域（位置）のインデックスに置き換え，平均化する。以上のように，エネルギ群数や空間領域数を少なくすることを縮約と呼ぶ。AETNA の定数を

作成する際の空間領域の平均化の操作は，集合体内を均質とすることから均質化と呼称する場合もある。

(6) 中性子スペクトル計算

一般的に，燃料集合体核特性計算コードは，あらかじめ作成した核データライブラリの断面積をもとに，解析対象の燃料組成，形状の影響を考慮した実効断面積を作成し，それを用いて中性子束分布を計算する。これらのコードでは，計算時間の観点で，実効断面積の作成の段階においては，エネルギの自己遮蔽効果の取り扱いを優先してエネルギ縮約を行うことから，実効断面積を計算する際に用いる中性子束の計算を，中性子スペクトル計算と呼称している。

LANCR の中性子スペクトル計算は，水ロッドやアウトチャンネル非均質性を考慮するために，燃料集合体を模擬した円筒クラスタ体系で実施する。なお，従来コードの中性子スペクトル計算は，単位燃料棒セルもしくは単位燃料棒セルに周辺燃料棒を考慮した体系で実施している。

(7) 無限希釈断面積

物質中の共鳴物質の組成割合が極めて小さい場合，共鳴による中性子束のくぼみが生じないとみなせる。くぼみのない中性子束でエネルギ平均化された断面積のことを無限希釈断面積という。

(8) 自己遮蔽因子

実効断面積と無限希釈断面積の比のこと。LANCR の核データライブラリでは，温度点と背景断面積をパラメータとしてテーブル化されている。例として，U-238 の捕獲断面積のエネルギ 69 群の自己遮蔽因子（f 値）を以下の図に示す。一般に，f 値は無限希釈状態（σ_0=1.0×10^{10}）を 1.0 とし，自己遮蔽効果が大きくなる（背景断面積が小さくなる）につれて，1.0 よりも小さな値をとる。

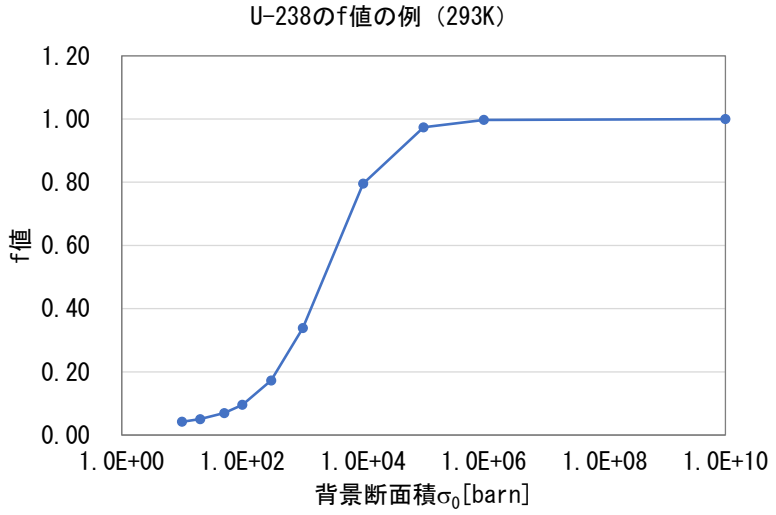


図　U-238 の捕獲断面積の 69 群の自己遮蔽因子（293K）

(9) ダンコフ係数

BWR 燃料集合体のように，燃料棒が格子状に配列されている場合，減速材中に孤立して配置された燃料棒と比べて，別の燃料棒に中性子が吸収されることがあるため，対象の燃料棒の中性子の共鳴吸収量は減少する。この効果を考慮するためのパラメータがダンコフ係数[3]である。

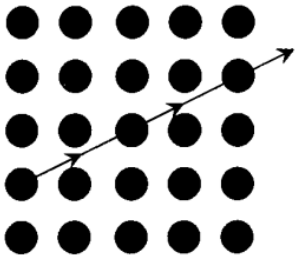


図　燃料棒の干渉の影響

(10)　クオリティ

冷却材流路が液相（水）と気相（水蒸気）で占められている場合に，その全冷却材質量流量に対する気相（水蒸気）質量流量の割合のこと。冷却材が系の圧力に対する飽和温度状態の場合，全て液相ならば 0（0%），全て気相ならば 1（100%）となり，二相混在の場合はその中間値をとる。実際には，単相状態の場合を除いてクオリティには常に多少の変動がある場合が多いが，AETNA で定常状態の評価を対象とする場合には，その時間平均値を意味し，ボイド率の評価や，流路圧力損失の評価に用いられる。LANCR では直接的には用いられていない。

(11)　ボイド率

着目する冷却材部分が液相（水）と気相（水蒸気）で占められている場合に，その全体積に対する気相（水蒸気）体積の割合のこと。全て液相ならば 0（0%），全て気相ならば 1（100%）となり，二相混在の場合はその中間値をとる。実際には，単相状態の場合を除いてボイド率には常に多少の変動がある場合が多いが，LANCR や AETNA で定常状態の評価を対象とする場合には，その時間平均値を意味し，減速材平均密度の評価や，流路圧力損失の評価に用いられる。

(12)　ボイドクオリティモデル

クオリティとボイド率の間には相関があるが，一般的には比例しない。これは，気液二相流の流動様式が，クオリティが増加するにつれ，気泡流から始まり，最終的には環状流などへと遷移し，それに従って液相に対する気相の相対速度が変化することによる。そこで，このような影響を考慮して，クオリティ，気相・液相の物性，流路形状などからボイド率を算出する評価モデルが構築されており，ボイドクオリティモデル[4] と呼ばれている。AETNA では修正 Zuber-Findlay のドリフトフラックスモデルが用いられている。

(13)　サブクール沸騰

炉心下端部において冷却材温度は飽和温度未満であり，ボイド率が 0 の状態にある。その後，冷却材が燃料体内を通過してゆくにつれ，壁面からの熱伝達によって温度が上昇し，飽和温度付近になると壁面から気泡が発生し始める。この状態では，冷却材流全体の混合平均温度はまだ飽和温度より低いが，壁面温度は飽和温度より高く，気泡は主として壁面近傍だけに存在する。このような状態をサブクール沸騰という。AETNA ではサブクール沸騰状態も考慮したクオリティやボイド率が評価される。

(14)　ノード法における横方向積分による着目方向１次元化

ノード法ではノード内の３次元中性子束分布（x-y-z 方向）を各方向に変数分離し，それぞれの方向に対して個別にノード内分布を展開する。この時，着目方向以外の方向（例：x 方向に着目する際には，y および z 方向）に向けた漏洩成分を積分することで，着目方向のみの１次元問題に帰着させる。以下の本文式（3.2-5）は x 方向に着目したノード内中性子束分布に対する拡散方程式であり，右辺最終項$L^i_{gx}(x)$は y および z 方向への漏洩成分であり，式(3.2-7)に従い横方向積分することで x 方向１次元問題に帰着させている。

$$-D^i_g \frac{d^2}{dx^2}\phi^i_{gx}(x) + \Sigma^i_{rg}\phi^i_{gx}(x) = Q^i_{gx}(x) - L^i_{gx}(x)$$

x 方向１次元拡散成分	x 方向１次元除去成分	x 方向１次元生成成分	yz 方向への漏洩成分

(15)　臨界固有値と実効増倍率

実効増倍率は，有限体系において中性子の漏れを考慮した時の単位時間当たりに消滅する中性子数と生成する中性子数の比のことを指す。拡散方程式は，以下のような形式で表現することが可能である。

$$A\phi = \frac{1}{k_{eff}}F\phi$$

ここで，Aは中性子の消滅にかかわる成分，Fは中性子の生成にかかわる成分，ϕは中性子束，k_{eff}は実効増倍率である。

上記の方程式は，固有値方程式の形式をしていることから，k_{eff}のことを固有値もしくは臨界固有値と呼称することがある。

(16)　TIP（移動式炉心内計装装置）とガンマスキャン測定

TIP は，炉内計装系の一つである移動式炉心内計装装置（Traversing In-core Probe）のことである。TIP は，局所出力領域モニタの校正及び炉心軸方向の中性

子束分布の測定のために設置される。各検出器集合体内に校正用導管が設けられており，この導管内を超小型電離箱が移動して中性子束分布を測定する。各検出器集合体は炉心対称性を考慮して設置されている。島根３号炉における検出器集合体設置位置を以下に示す。

TIP 測定では，ガンマスキャン同様，運転中 BWR の炉内３次元出力分布に関する情報を得ることができるため，炉内の３次元出力分布に対する妥当性確認に使用される。熱中性子を検出する方法では，ギャップ領域での減速材による中性子束変化に応じて，幾何条件に対する不確かさがガンマスキャン測定よりも大きくなりうるが，運転中定期的に走査されるため，実機プラントから多数の条件下における３次元データが取得できる。一方，ガンマスキャンは核分裂生成物からのガンマ線を測定するため，減速材など構造材による影響が少なく，TIP よりも不確かさを抑えることができるが，測定機会が少なくデータ数（測定条件）が限られる。上記のように異なる特徴を有する TIP 測定とガンマスキャン測定を組み合わせて妥当性確認を補完することが有効となる。

(17)　ガンマスキャン測定における Ba-140 および La-140 の放射平衡

ガンマスキャン測定では，照射済み燃料中にある核分裂生成物である Ba-140 を親核種とする La-140 がβ壊変時に出す強ガンマ線を測定する方法が代表的である。両者の間では，Ba-140 が半減期約 12.8 日でβ壊変して La-140 になるのに対し，La-140 の半減期は約 1.7 日と短いために放射平衡（過渡平衡）[5]となる。この状態では，娘核種である La-140 の数密度は，親核種 Ba-140 の数密度に対し，両者の崩壊定数から容易に決定できる。Ba-140 の半減期が約 12.8 日であることから，ガンマスキャンで測定される相対分布は運転停止直前の出力分布ではなく，停止前１か月間程度の期間の出力分布の影響を受けた結果となる。AETNA ではガンマスキャン測定による妥当性確認を実施するため，運転中および停止後の Ba-140 および La-140 のミクロ燃焼モデルによりノード毎の両者の数密度を把握することでガンマスキャン測定結果を模擬することができる。

(18)　冷温臨界試験におけるインシーケンスパターンと局所臨界パターン

インシーケンスパターンは，原子炉の起動途中の制御棒パターンであり，炉心全体に平均的に制御棒が引き抜かれている。局所臨界パターンは，炉心の一部の領域で制御棒が局所的に引き抜かれている制御棒パターンである。

一般にインシーケンスパターンでは，制御棒が分散して引き抜かれるため，制御棒価値が小さくなりやすく，原子炉が臨界になるまでに引き抜かれる制御棒本数は多くなりやすい。一方，局所臨界パターンでは炉内が局所的に臨界になるまで制御棒が引き抜かれており，径方向相対出力分布が局所的に狭い領域で大きな値になり得るため，局所臨界パターンを用いた妥当性確認は，ワンロッドスタックを模擬した炉停止余裕計算条件に対する確認となる。

(19)　BWR 制御棒価値測定試験の測定方法

所定のシーケンスに従って制御棒を引き抜き，反応度調整用制御棒の挿入深さを調整して臨界をわずかに超過した状態として，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（ペリオドと反応度の換算は試験体系で逆時間方程式に基づいて評価）から制御棒価値を求めるペリオド法と，逆動特性法に基づくデジタル反応度計による測定値から制御棒価値を積算する方法がある。

試験では臨界をわずかに超過した状態とする必要があるため，測定対象制御棒を軸方向に複数領域に分割し，それぞれの領域内での対象制御棒の移動ごとに反応度補償制御棒も操作することで領域ごとの価値を測定し，それらを合算することで測定対象１本の制御棒価値としている。

未臨界に至っても反応度測定が可能なデジタル反応度計による測定の場合，測定時の制御棒パターンに対するが制約が少なく短時間で試験が可能となる。

参考文献

[1] 平川直弘ほか，原子炉物理入門，東北大学出版会，p.252
[2] 平川直弘ほか，原子炉物理入門，東北大学出版会，p.253
[3] 平川直弘ほか，原子炉物理入門，東北大学出版会，p.250
[4] R. Lahey, F. Moody, “The Thermal-Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor”, Second Edition, American Nuclear Society (1993), p.202
[5] 飯田博美，放射線概論，通商産業研究社，p.134