

島根原子力発電所3号炉 審査資料	
資料番号	S3-EP-003
提出年月日	令和4年7月5日

島根原子力発電所3号炉

AETNA コード説明書

令和4年7月

中国電力株式会社

目次

1. 目的と概要
 - 1.1 目的
 - 1.2 概要
 - 1.3 主要な機能
 - 1.4 解析モデルの概要
 - 1.5 炉心幾何形状及び特性
 - 1.6 解析条件適用範囲

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

3. 解析モデル
 - 3.1 核計算
 - 3.2 燃料棒出力計算
 - 3.3 断面積計算
 - 3.4 燃焼履歴計算
 - 3.5 熱水力計算
 - 3.6 熱的余裕計算
 - 3.7 炉内核計装応答計算
 - 3.8 照射量計算
 - 3.9 動特性計算
 - 3.10 高次モード計算
 - 3.11 物性値

4. 検証及び妥当性確認
 - 4.1 概要
 - 4.2 ベンチマーク計算による検証及び妥当性確認例
 - 4.3 冷温時臨界固有値（制御棒価値を含む）
 - 4.4 出力運転時臨界固有値
 - 4.5 出力分布（移動式炉心内計装系 TIP との比較）
 - 4.6 出力分布（ガンマスキャンとの比較）
 - 4.7 燃料棒出力分布（ガンマスキャンとの比較）
 - 4.8 照射後試験の測定燃焼度と計算燃焼度との比較
 - 4.9 MOX 燃料装荷炉心
 - 4.10 長期停止運転

- 4.11 部分出力運転
 - 4.12 減速材ボイド分布
 - 4.13 燃料集合体圧力損失
 - 4.14 SPERT 実験との比較
 - 4.15 安定性試験高次モード分布との比較
-
- 5. 許認可解析への適用
 - 5.1 検証及び妥当性確認結果のまとめ
 - 5.2 許認可解析における不確かさの適用
-
- 6. 参考文献

表一覧

- 表 1.6-1 AETNA の解析条件適用範囲
- 表 2.1-1 本書における PIRT ランキングの考え方
- 表 2.1-2 核定数テーブルの PIRT 及びモデル性能比較表
- 表 2.1-3 AETNA の PIRT 及びモデル性能比較表 (1/2, 核的現象)
- 表 2.1-4 AETNA の PIRT 及びモデル性能比較表 (2/2, 熱・水力・材料現象)
- 表 2.2-1 AETNA のモデル性能比較及び評価表 (1/2, 核的現象)
- 表 2.2-2 AETNA のモデル性能比較及び評価表 (2/2, 熱・水力・材料現象)
- 表 3.5-1 分布定数 C_0 に対する相関関数
- 表 3.5-2 ドリフト速度 V_{gj} に対する相関関数
- 表 3.5-3 ボイド率相関関数
- 表 4.1-1 臨界固有値/TIP 妥当性確認対象プラント
- 表 4.1-2 制御棒価値妥当性確認対象プラント
- 表 4.1-3 ガンマスキャン妥当性確認対象プラント
- 表 4.1-4 燃料棒ガンマスキャン妥当性確認対象プラント
- 表 4.1-5 ペレット燃焼度妥当性確認対象プラント
- 表 4.1-6 MOX 燃料装荷炉心妥当性確認対象プラント
- 表 4.1-7 長期停止後運転時妥当性確認対象プラント
- 表 4.1-8 部分出力運転妥当性確認対象プラント
- 表 4.1-9 安定性試験高次モード分布妥当性確認対象プラント
- 表 4.2-1 国際ベンチマーク問題
- 表 4.2-2 ベンチマーク問題参照コード
- 表 4.2-3 IAEA 2次元 PWR 問題サマリ
- 表 4.2-4 IAEA 3次元 PWR 問題サマリ
- 表 4.2-5 LRA 3次元 BWR 問題サマリ, 1/4 炉心制御棒挿入ケース
- 表 4.2-6 LRA 3次元 BWR 問題サマリ, 1/4 炉心制御棒引抜ケース
- 表 4.2-7 LRA 3次元 BWR 問題サマリ, 全炉心制御棒引抜ケース
- 表 4.2-8 HAFAS 2次元 BWR 問題サマリ
- 表 4.2-9 LRA 3次元 BWR 過渡問題サマリ (1/4 炉心)
- 表 4.2-10 LMW 3次元 PWR 過渡問題サマリ (フィードバック無)
- 表 4.2-11 均質円筒炉心に対する高次モード未臨界度の比較
- 表 4.2-12 局所出力ベンチマーク問題
- 表 4.2-13 初装荷多種類燃料炉心局所出力問題サマリ
- 表 4.2-14 MOX 燃料部分装荷炉心局所出力問題サマリ
- 表 4.2-15 10×10 燃料平衡炉心局所出力問題サマリ
- 表 4.2-16 局所出力ベンチマーク全問題サマリ
- 表 4.2-17 制御棒履歴問題運転パターン

- 表 4.2-18 全炉心 MCNP 妥当性確認の解析条件
- 表 4.2-19 全炉心 MCNP 妥当性確認結果
- 表 4.5-1 TIP 計算値の測定値との比較 (全プラント測定点平均)
- 表 4.6-1 ガンマスキャン La-140 測定値との比較 (BWR 大型炉取替炉心)
- 表 4.6-2 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ドル RMS 誤差 (BWR 大型炉取替炉心)
- 表 4.6-3 ガンマスキャン La-140 測定値との比較 (ABWR 初装荷炉心)
- 表 4.6-4 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ドル RMS 誤差 (ABWR 初装荷炉心)
- 表 4.6-5 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)
- 表 4.7-1 燃料棒ガンマスキャン La-140 測定値との比較 (BWR 中型炉心)
- 表 4.8-1 ペレット燃焼度測定試料
- 表 4.9-1 MOX 燃料装荷炉心
- 表 4.9-2 TIP 計算値の測定値との比較 (MOX 燃料装荷炉心)
- 表 4.10-1 長期停止運転履歴
- 表 4.10-2 TIP 計算 RMS 誤差サイクル平均値 (長期停止運転)
- 表 4.11-1 サイクル起動時 TIP 比較ケース (部分出力運転)
- 表 4.11-2 TIP 計算 RMS 誤差 (部分出力運転)
- 表 4.12-1 NUPEC 管群ボイド率測定データ
- 表 4.12-2 NUPEC 管群ボイド試験仕様 (高燃焼度 8 × 8 燃料) (参考文献 83 から引用)
- 表 4.12-3 ボイド率予測誤差
- 表 4.13-1 NUPEC 8 × 8 燃料集合体单相圧損特性試験
- 表 4.13-2 NUPEC 8 × 8 燃料集合体二相圧損特性試験
- 表 4.13-3 燃料集合体発熱部圧力損失 相対予測誤差 (高燃焼度 8 × 8 燃料)
- 表 4.13-4 NUPEC 9 × 9 A 型燃料集合体单相圧損特性試験
- 表 4.13-5 NUPEC 9 × 9 A 型燃料集合体二相圧損特性試験
- 表 4.13-6 NUPEC 熱水力試験仕様 (9 × 9 A 型燃料) (参考文献 86, 87 から引用)
- 表 4.13-7 燃料集合体発熱部圧力損失 相対予測誤差 (9 × 9 A 型燃料)
- 表 4.14-1 SPERT III E 炉心燃料仕様
- 表 4.14-2 SPERT III E 炉心実験値のサマリ
- 表 4.15-1 BWR 6 プラントにおける安定性試験ケース
- 表 4.15-2 安定性試験高次モード未臨界度計算値 ($\Delta k/k$)
- 表 5.1-1 AETNA の適用範囲と検証及び妥当性確認範囲
- 表 5.1-2 核熱水力設計手法の検証及び妥当性確認結果
- 表 5.2-1 原子炉設置 (変更) 許可申請書における解析内容と不確かさの適用

図一覧

- 図 1.2-1 炉心核熱水力特性解析システム
- 図 1.5-1 チャンネルに対するノード及びメッシュの配置
- 図 1.5-2 炉心対称性オプション
- 図 1.5-3 制御棒及び炉心内計装位置
- 図 3.1-1 ノードインデクスとノード境界中性子流 ($u = x$ の場合)
- 図 3.1-2 出力分布反復計算
- 図 3.4-1 Nd-147~Sm-150 崩壊系列 (2, 200m/sec 断面積)
- 図 3.4-2 Sm-152~Gd-155 崩壊系列 (2, 200m/sec 断面積)
- 図 3.4-3 Pu-239~Am-241 を含む崩壊系列 (2, 200m/sec 断面積)
- 図 3.5-1 熱水力計算の流れ
- 図 3.5-2 熱水力ノード分割と圧損計算領域
- 図 3.9-1 過渡時中性子束計算の流れ
- 図 4.2-1 IAEA 3次元 PWR 問題 燃料集合体出力の比較 (1/8 炉心を表示)
- 図 4.2-2 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)
- 図 4.2-3 LRA 3次元 BWR 問題(1/4 炉心制御棒引抜ケース) 燃料集合体出力の比較 (R: 引抜制御棒位置)
- 図 4.2-4 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)
- 図 4.2-5 LRA 3次元 BWR 過渡問題の炉心熱出力応答(1/4 炉心)
- 図 4.2-6 LMW 3次元 PWR 過渡問題の炉心熱出力応答
- 図 4.2-7 均質円筒炉心に対する未臨界度 ($\Delta k/k$) の比較
- 図 4.2-8 周方向 1 次モード径方向出力分布
- 図 4.2-9 初装荷多種類燃料炉心問題 燃料配置
- 図 4.2-10 初装荷多種類燃料炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 1)
- 図 4.2-11 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)
- 図 4.2-12 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))
- 図 4.2-13 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))
- 図 4.2-14 MOX 燃料混在炉心問題の燃料配置
- 図 4.2-15 MOX 燃料混在炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 1)
- 図 4.2-16 MOX 燃料混在炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 2)
- 図 4.2-17 MOX 燃料混在炉心 2 局所出力分布の比較 (燃料集合体(1, 2))
- 図 4.2-18 MOX 燃料混在炉心 2 局所出力分布の比較 (燃料集合体(2, 1))
- 図 4.2-19 10×10 燃料平衡炉心局所出力問題 燃料配置
- 図 4.2-20 10×10 燃料平衡炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 1)
- 図 4.2-21 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)

- 図 4.2-22 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))
- 図 4.2-23 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))
- 図 4.2-24 出力運転時実効増倍率の比較, 437 日運転毎 1,600 日停止後再起動
- 図 4.2-25 出力運転時実効増倍率の比較, 437 日運転毎 1,600 日停止後再起動
(500 日以後拡大図)
- 図 4.2-26 出力運転時実効増倍率の比較, 437 日運転毎 4,800 日停止後再起動
- 図 4.2-27 出力運転時実効増倍率の比較, 437 日運転毎 4,800 日停止後再起動
(500 日以後拡大図)
- 図 4.2-28 制御棒履歴運転時実効増倍率の比較 (D 格子 9×9 燃料)
- 図 4.2-29 制御棒履歴運転時実効増倍率の比較 (C 格子 10×10 燃料)
- 図 4.2-30 制御棒履歴運転時燃料棒最大 LPF 及び RMS 誤差 (D 格子 9×9 燃料)
- 図 4.2-31 制御棒履歴運転時燃料棒最大 LPF 及び RMS 誤差 (C 格子 10×10 燃料)
- 図 4.2-32 全炉心 MCNP 妥当性確認結果 (MCNP との反応度差[%Δk])
- 図 4.2-33 定格出力時チャンネル流量の比較
- 図 4.2-34 部分出力時チャンネル流量の比較
- 図 4.3-1 冷温時臨界固有値の変動 (プラント毎)
- 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)
- 図 4.3-3 制御棒価値の測定結果と解析結果の比較
- 図 4.4-1 出力運転時臨界固有値の変動 (プラント毎)
- 図 4.4-2 出力運転時臨界固有値の変動ヒストグラム (全プラント)
- 図 4.5-1 TIP 測定値と計算値のノーダル RMS 誤差
- 図 4.5-2 TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 誤差
- 図 4.5-3 TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 誤差
- 図 4.5-4 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)
- 図 4.5-5 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 4.5-6 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 4.5-7 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 4.5-8 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 4.5-9 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 4.5-10 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 4.5-11 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 小型 D 格子炉)
- 図 4.5-12 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 小型 S 格子炉)

- 図 4.5-13 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 中型 D 格子炉)
- 図 4.5-14 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 中型 S 格子炉)
- 図 4.5-15 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 大型 C 格子炉)
- 図 4.5-16 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 大型 S 格子炉)
- 図 4.5-17 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (ABWR)
- 図 4.6-1 ノードル La-140 の計算値と測定値の比較 (BWR 大型炉取替炉心の例)
- 図 4.6-2 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 4.6-3 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)
- 図 4.6-4 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 4.6-5 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)
- 図 4.6-6 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 4.6-7 La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(2) (ABWR 初装荷炉心の例)
- 図 4.7-1 GE14 燃料集合体断面図
- 図 4.7-2 燃料棒径方向 La-140 分布の予測誤差 (集合体 1)
- 図 4.7-3 燃料棒径方向 La-140 分布の予測誤差 (集合体 2)
- 図 4.7-4 燃料棒ノードル La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 1)
- 図 4.7-5 燃料棒ノードル La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 2)
- 図 4.7-6 燃料棒径方向 La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 1)
- 図 4.7-7 燃料棒径方向 La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 2)
- 図 4.7-8 燃料棒軸方向 La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 1)
- 図 4.7-9 燃料棒軸方向 La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 2)
- 図 4.8-1 ペレット計算燃焼度と測定燃焼度の比較 (9 × 9 燃料)
- 図 4.9-1 制御棒価値の測定結果と解析結果の比較
- 図 4.9-2 冷温時臨界固有値の変動
- 図 4.9-3 出力運転時臨界固有値の変動
- 図 4.9-4 TIP 測定値と計算値のノードル RMS 誤差
- 図 4.9-5 TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 誤差
- 図 4.9-6 TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 誤差
- 図 4.9-7 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較
- 図 4.10-1 出力運転時臨界固有値の変動 (長期停止運転)
- 図 4.10-2 冷温時臨界固有値の変動 (長期停止運転)
- 図 4.10-3 TIP 測定値と計算値のノードル RMS 誤差 (長期停止運転)
- 図 4.10-4 TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 誤差 (長期停止運転)
- 図 4.10-5 TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 誤差 (長期停止運転)
- 図 4.11-1 サイクル起動時炉心流量の推移 (部分出力運転)
- 図 4.11-2 TIP 測定値と計算値のノードル RMS 誤差 (部分出力運転)
- 図 4.11-3 TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 誤差 (部分出力運転)

- 図 4.11-4 TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 誤差 (部分出力運転)
- 図 4.11-5 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)
- 図 4.12-1 NUPEC 管群ボイド試験断面平均ボイド率の比較 (高燃焼度 8 × 8 燃料)
- 図 4.12-2 NUPEC ボイド試験クオリティボイド率相関 (高流量時)
- 図 4.12-3 NUPEC ボイド試験クオリティボイド率相関 (中流量時)
- 図 4.12-4 NUPEC ボイド試験クオリティボイド率相関 (低流量時)
- 図 4.13-1 NUPEC 8 × 8 燃料熱水力試験 発熱部圧力損失の比較 (単相試験)
- 図 4.13-2 NUPEC 8 × 8 燃料熱水力試験 発熱部圧力損失の比較 (二相試験)
- 図 4.13-3 NUPEC 8 × 8 燃料熱水力試験 出口クオリティと発熱部圧力損失 (圧力 7.2MPa)
- 図 4.13-4 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)
- 図 4.13-5 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 4.13-6 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 4.13-7 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 4.13-8 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)
- 図 4.14-1 SPERT III E 炉心の断面
- 図 4.14-2 炉心熱出力の時間変化 (SPERT III E 炉心試験 43)
- 図 4.14-3 投入反応度の時間変化 (SPERT III E 炉心試験 43)
- 図 4.15-1 領域振動の LPRM 試験データの例 (安定性試験ケース 4)
- 図 4.15-2 周方向 1 次モード分布計算値 (安定性試験ケース 4)
- 図 4.15-3 規格化された LPRM 振幅の比較 (安定性試験ケース 4)

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。定常状態に対する炉心核熱水力特性解析システム¹は、2次元の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。

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

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。）は次のような要求に対して、より適応性を高めることを目的に開発された。(a) 長期サイクル (b) 混合酸化物（以下、「MOX」という。）燃料導入 (c) 高出力密度炉心、などである。これらの目的のため、高速群、共鳴群、及び熱群を陽に扱うようにエネルギー群として3群構成を、また中性子束解法として解析的多項式ノード法ⁱを採用して計算モデルの信頼性を向上⁶するとともに、複数核種のマイクロ燃焼モデルを導入することで体系計算時の燃焼に伴う様々な変化に対する精度を向上させている。AETNA は、同じ目的で開発された燃料集合体核特性計算コード LANCR Ver. 1⁷（以下、「LANCR」という。）との組み合わせで使用される。

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

1.2 概要

本書では、原子炉の定常状態を解析する炉心核熱水力特性解析システムを構成する三次元沸騰水型原子炉模擬計算コード AETNA について説明する。BWR 炉心核熱水力特性解析システムの概要を、図 1.2-1 に示す。BWR 炉心核熱水力特性解析システムは、燃料集合体核特性計算コード LANCR 及び三次元沸騰水型原子炉模擬計算コード AETNA から構成される。なお、AETNA は定常状態の他に三次元断熱動特性の解析機能も有する。

LANCR は、燃料集合体形状や燃料組成などの設計情報と評価済み核データファイルに基づいて処理された核データライブラリを用いて、燃料集合体断面の核特性を計算する。この計算では燃料集合体の一断面を対象として、単一燃料集合体計算により炉心内における代表的な燃料の状態に対して核反応に伴う核種組成の変化

ⁱ 準解析的ノード法 (Semi-analytic nodal method) とも呼ばれる。

の追跡（以下、「燃焼」という。）を行う。この結果は、燃料集合体断面平均の核定数としてデータベース上に出力される。

AETNA は、燃料集合体断面平均核定数や熱水力データを用いて、炉心熱出力、炉心冷却材流量、及び制御棒パターンなどの運転状態に対応した臨界性や熱的制限値への余裕を評価する。AETNA の出力は、下流コードであるプラント動特性計算コード^{8,9}及び炉心安定性解析コード^{10,11}などの炉心過渡解析計算コード、並びに燃料棒熱・機械設計コード¹²に受け渡される。また、AETNA はプロセス計算機の有する機能の一つである炉心性能計算^{13,14}の物理モデルに適用することができる^{15,16}。

AETNA は、従来の三次元沸騰水型原子炉模擬計算コード^{4,5}の熱水力モデルは変更せずに、核モデルを改良修正 1 群モデルから 3 群ノード法モデルに置き換え、さらに新機能を追加したものである。また、AETNA では、上流側及び下流側コードとのつなぎを自動化し、品質の向上を図っている。特に、燃料集合体核特性値はデータベースに格納された燃料集合体計算コードの計算結果を AETNA が直接取り込み、内部で核定数テーブルを生成する。

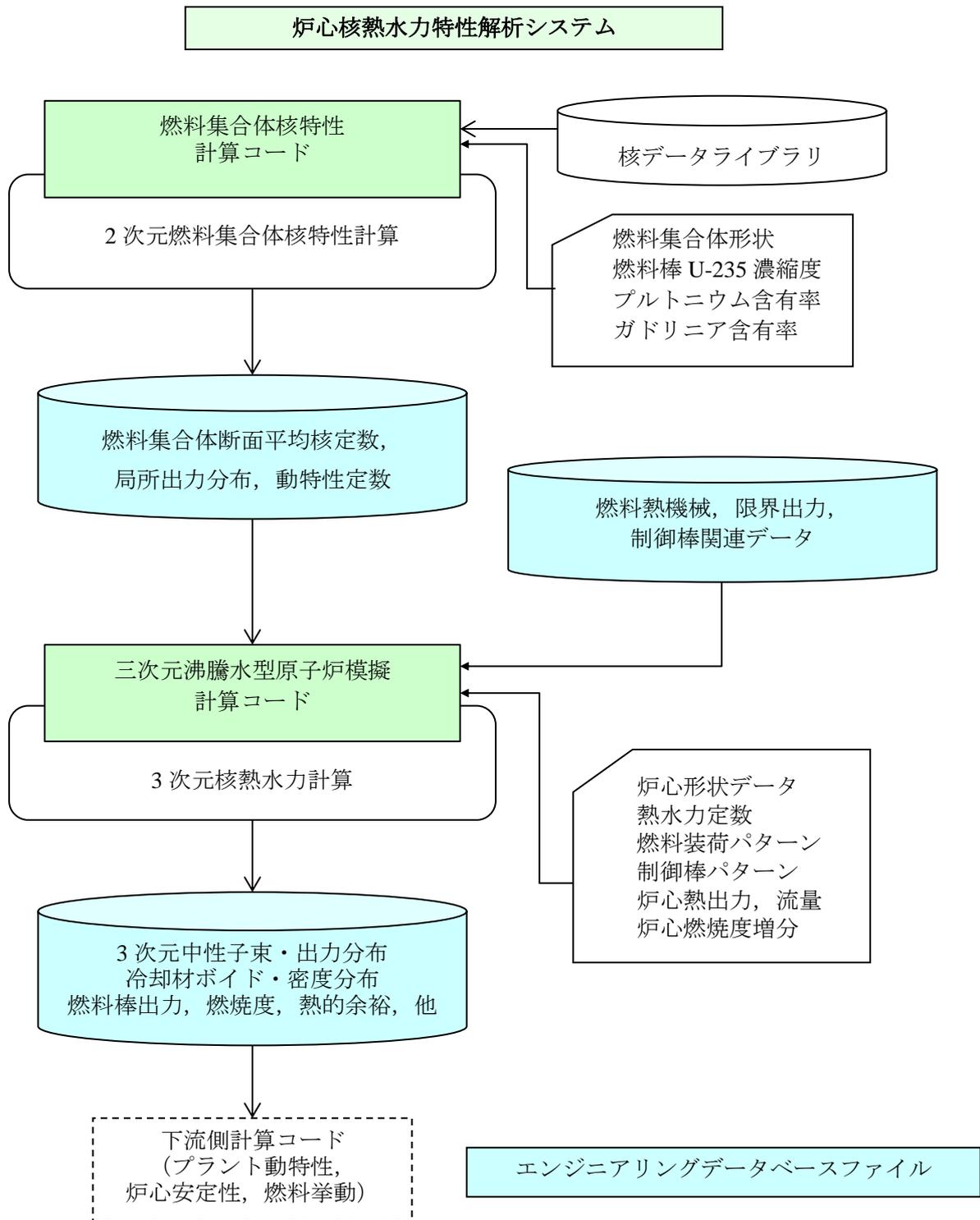


図 1.2-1 炉心核熱水力特性解析システム

1.3 主要な機能

1.3.1 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 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。

1.3.3 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。

1.3.4 断熱近似動特性計算

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

1.3.5 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。高次モード計算は、Gram-Schmidt 直交化法による低次モードの抜き取りに基づく。

1.4 解析モデルの概要

1.4.1 中性子エネルギー3群構成

エネルギー群としてより詳細な3群構成を採用した。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。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。反射体は多群中性子束計算では陽に解かれ，修正1群計算では炉心反射体境界における中性子流に対する境界条件が与えられる。

1.4.2 解析的多項式ノード法

解析的多項式ノード法は，ノード内中性子源を多項式で近似し，中性子束分布を解析的に解くため，燃料集合体間の中性子スペクトルミスマッチの大きな炉心に対して，ノード内の中性子束分布形状を精度良く表現できる。このため粗い空間メッシュでも炉内中性子束分布と固有値の計算精度が向上する。中性子束計算では，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。この方法では，ノード法で与えられるノード表面中性子束を用いて計算されるノード表面燃焼度及びスペクトル履歴を利用する。

1.4.3 非線形反復法

ノード法の数値解に対する応答行列を用いた直接解法はメモリ量を多く必要とし，また要素間の結合の弱い行列のために収束が遅い欠点がある。この代わりに，ノード法を既存の反復解法が適用できる有限差分型に変換する。この手法は局所的な2ノード問題を，前回反復におけるノード平均中性子束を境界条件として与えて解くことで実現される。差分法に対するノード法の補正項は，ノード法による2ノード境界の中性子流を保存するように決定され，中性子束が収束するまで反復更新される。

1.4.4 断面積計算

ノード法計算に用いる巨視的断面積は燃焼度区間毎に燃焼度，瞬時水密度，及び実効履歴水密度のクロス項を考慮した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。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，及びプルトニウム，アメリカシウムの効果は，これらの核種の数密度を追跡し，微視的燃焼モデルを用いて補正する。

1.4.5 スペクトル履歴

ノードにおける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。

1.4.6 制御棒履歴

長期間にわたり制御棒が挿入される炉心に適用するため、AETNA の制御棒履歴（以下、「CBH」という。）モデル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する。

1.4.7 燃料棒出力再構築

燃料棒出力再構築モデルは、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。沸騰遷移相関式に用いる燃料集合体 R 因子を、再構築された局所出力分布から計算できる。また燃料棒出力に対して制御棒履歴を、R 因子に対して制御棒履歴とチャンネル曲がりの効果を考慮できる。

1.4.8 熱水力計算

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

1.4.9 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 MLHGR¹⁷を計算する。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」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、燃料棒毎に設計出力履歴に対する比を評価できる。

1.4.10 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。）また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。

1.4.11 照射量計算

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

1.5 炉心幾何形状及び特性

1.5.1 炉心の記述

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 インデックスで表される(図 1.5-1 及び図 1.5-2 参照)。水平方向面では、各燃料集合体はノード中心の 1 メッシュで記述される。

垂直方向は、サイズ ΔZ の等間隔メッシュで最初の点(k=1)は炉底から($\Delta Z/2$)の距離の点であり、最後の点(k=KMAX)は炉頂から($\Delta Z/2$)の距離の点である。全炉心計算に加えて、鏡面又は回転対称性を考慮した 1/4 炉心計算及び 1/2 炉心計算が可能である(図 1.5-2 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面鏡面反射または周期境界条件も適用可能である。

1.5.2 燃料集合体タイプ

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。

1.5.3 燃料タイプ

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

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

1.5.4 オリフィスタイプ

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

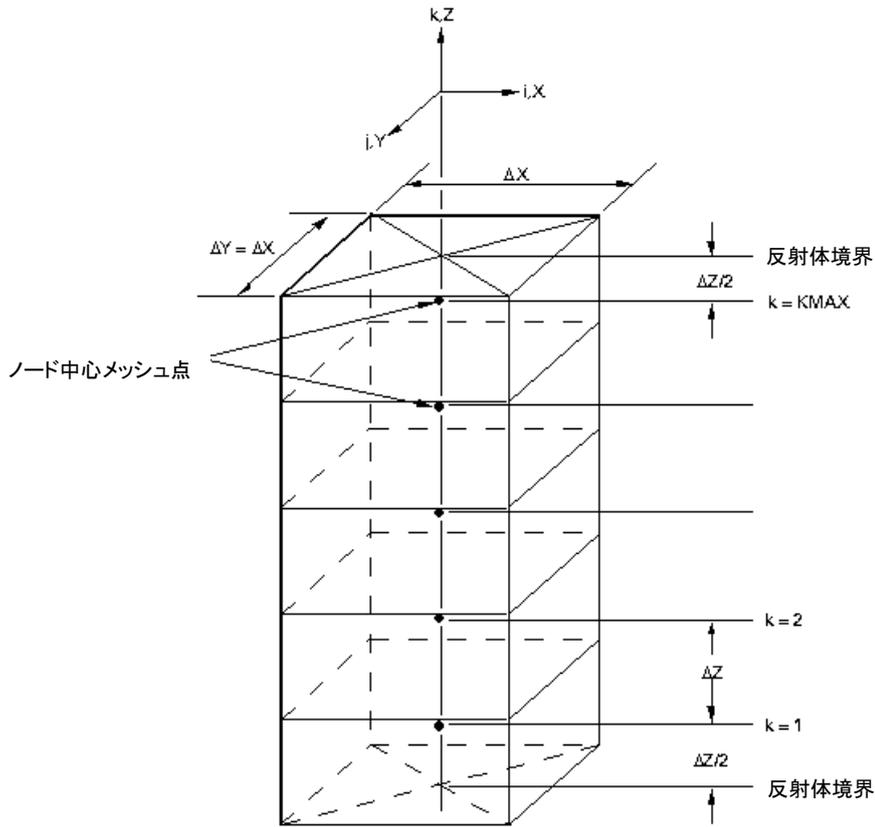


図 1.5-1 チャンネルに対するノード及びメッシュの配置

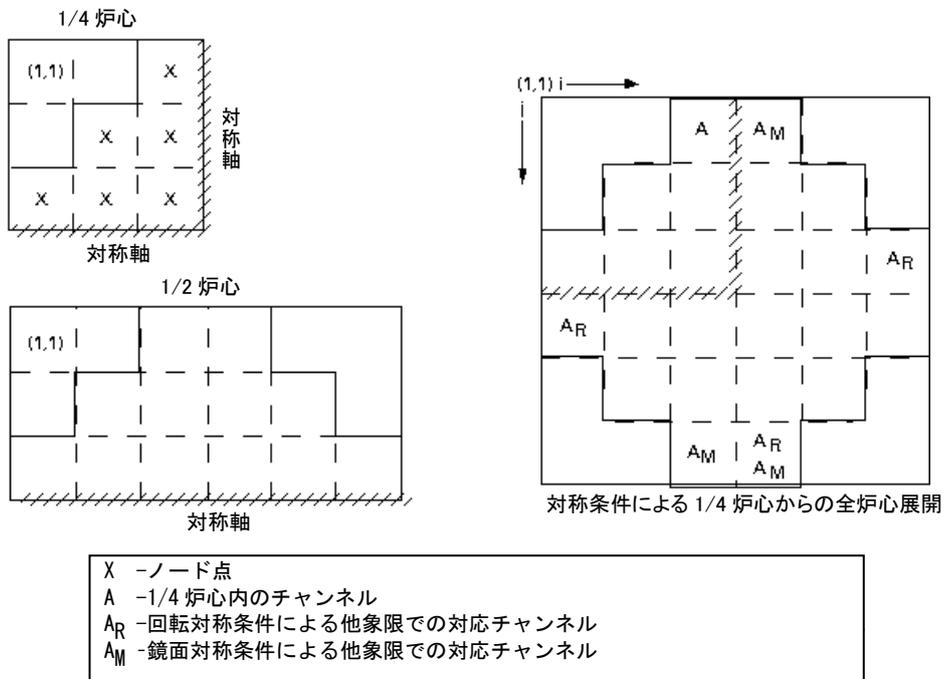


図 1.5-2 炉心対称性オプション

1.5.5 制御棒タイプ

制御棒は、通常炭化ほう素（以下、「 B_4C 」という。）制御棒以外に、軸方向に価値の異なる長寿命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毎に指定される。

1.5.6 炉心内計装位置

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。）位置は、TIP/LPRM 応答を計算するために用いられる。

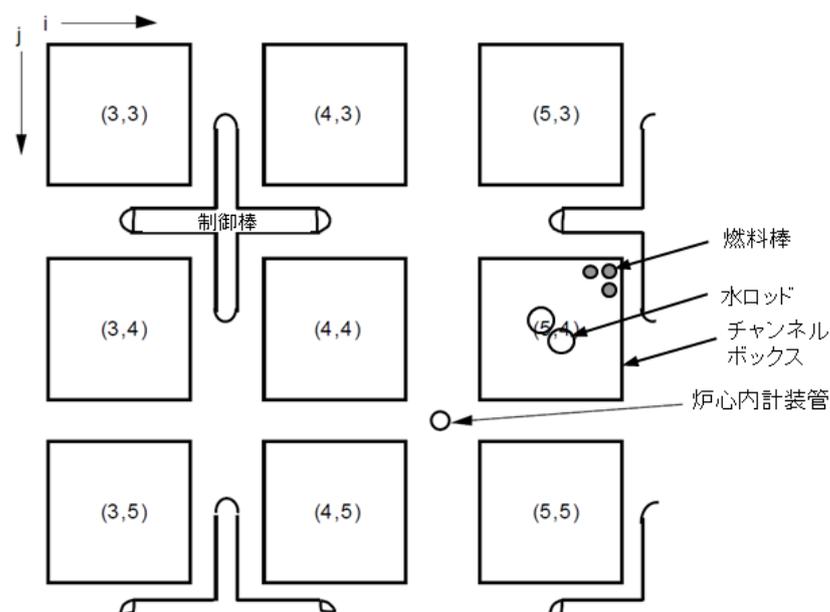


図 1.5-3 制御棒及び炉心内計装位置

1.5.7 反射体領域

炉心を囲む反射体は与えられた条件に対する一層の水及び構造材を均質化したノードで表現される。炉心下部では、水の密度は炉心入口のサブクール条件を基にし、炉心上部では各燃料集合体の出口条件に基づく。径方向の反射体は炉心入口条件に基づく。

多群中性子束計算では、アルベド境界条件ⁱが反射体ノードの外側表面に対して課される。アルベド条件は、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

AETNA コードは、BWR の炉心設計及び許認可解析における定常及び断熱動特性解析に適用できる。典型的な解析例は 1.3 節の主要な機能に示されている。

AETNA の解析条件の適用範囲は、炉心核熱水力特性解析システムが設置（変更）許可申請書における許認可解析に使用されることを前提として設定し、4 章に詳述するように、この適用範囲を包含する検証及び妥当性確認を行っている。AETNA の解析条件に関する適用範囲を表 1.6-1 に示す。

AETNA は、 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炉心管理（MOX 燃料を含む）について適用可能である。すなわち、冷温停止状態、部分出力運転状態、通常運転状態及び SLC 作動状態の炉心に対して必要な解析モデルを備えており、それらは検証及び妥当性確認によって適用性を確認している。AETNA で用いるボイド相関式及び GEXL 相関式を定めた試験パラメータの範囲は、実炉の通常運転時の各主要パラメータの変動範囲を包括する。

表 1.6-1 AETNA の解析条件適用範囲

項 目	適用範囲
燃料棒配列サイズ	$7 \times 7 \sim 10 \times 10$ ⁱ
炉型	BWR2/3/4/5/6, ABWR
燃料	UO ₂ , MOX
減速材温度	低温 ~ 高温（出力運転時）
減速材中の吸収材	ほう素（ほう酸水注入系作動時）
炉圧	大気圧 ~ 8.6 MPa
制御棒吸収材	炭化ほう素（B ₄ C）, ハフニウム（Hf）

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、PIRT (Phenomena Identification and Ranking Table) を利用する方法がある¹⁸。本章では、3章で詳細を述べる AETNA の核定数モデル及び数学モデルについて、重要な現象に対するモデル化の包絡性を、PIRT 及びモデル性能比較表を用いて確認する。さらに、4章で詳細を述べる検証と妥当性確認について、モデル性能評価表を用いて、重要なモデルに対する妥当性確認が網羅的に実施されていることを確認する。なお、ソフトウェアの品質確保に係る検証については本書では記載を省略する。

2.1 PIRT 及びモデル性能評価表によるモデル化の確認

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

2.1.1 核定数テーブルの各種依存性に対する確認

集合体核定数計算と炉心核熱水力計算から構成される 2 段階手法を前提とした AETNA の解析では、参照する核定数テーブルが、利用目的の範囲において起こりうる状態の変化に対して、計算に必要な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 及びモデル性能評価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 及びモデル性能評価表を表 2.1-2 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、プラントの運転管理において制御棒照射量に対し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は出ないよう管理されており、その影響は小さい。

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、解析条件温度点がプラント毎に 1 つの温度に定められており、当該温度点の核定数を保持すれば減速材温度依存性は現時点では不要。

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）⁸ 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。

2.1.2 その他の AETNA の数学モデルについての確認

その他の AETNA の数学モデルに関して、重要現象の特定と対応する数学モデルの確認を目的とした PIRT 及びモデル性能比較表を、表 2.1-3、表 2.1-4 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、核的および熱・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）を抽出している。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理由を以下に示す。

① スクラム時ボイド反応度（核的現象）

AETNA は、断熱近似（燃料棒表面における熱伝達は過渡中に変化しない）に基づくスクラム反応度解析が可能である。本近似モデルの適用により、安全解析に重要なスクラム直後の比較的早期の反応度積算量（スクラムインデックス）の概算を把握することは可能である。なお、島根 3 号の解析では対応する機能を適用していない。

② 集合体内ボイド分布（水力的現象）

LANCR による集合体核特性計算は二段階手法で一般的な 2 次元計算の結果に基づく。2 次元計算で集合体内の空間ボイド分布を考慮することは何らかの仮定をしない限り不可能であることから、集合体内ボイド率分布について均一分布を想定する。ボイド分布の存在を無視することによる影響は、通常の燃料では限定的である¹⁹。集合体内ボイド率の均一分布仮定は 4.7 章 燃料棒出力分布（ガンマスキャンとの比較）で間接的に妥当性は確認される。

③ 炉心熱出力（熱的現象）

外部評価値の入力としている。

なお、“バイパス流量”，“水ロッド流量”，“減速材直接発熱”，“構造材直接発熱”および“燃料平均温度”については、物理現象を考慮した解析に基づいて適切な依存性を有する設定値（係数）を入力している。以上より、上記①～③以外

のすべての物理現象に対し必要なモデルを有しており、重要な現象は考慮されている。

表 2.1-1 本書における PIRT ランキングの考え方

ランク	PIRT 重要度ランクの定義	包絡性確認の考え方
H	評価指標に対する影響が大きいと考えられる現象	該当する数学モデルを実装する。実装された数学モデルに対して、試験・実機もしくは連続エネルギーモンテカルロコード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、本書の PIRT 等では記載を省略している。
I	評価指標に対して影響を与えないか、または無視できる程度の現象	

表 2.1-3 AETNA の PIRT 及びモデル性能比較表 (1/2, 核的現象)

評価事象	重要度ランキング				モデル性能比較表 "ー": 関連しない, "O": 関連する, "N/A": モデル無																					
	通常運転時				過渡時				核計算								熱水力計算				その他					
	核的制限値		熱的制限値		核的制限値		熱的制限値		燃料燃焼		熱的制限値		熱的制限値		燃料燃焼		熱的制限値		熱的制限値		燃料燃焼		熱的制限値			
BWRの炉内物理現象 (*はLANCR PIRTの評価指標)	中性子増倍特性 (ノード)*	集合体核設計, 燃料配置	中性子束計算(炉内)	中性子束計算(炉外)	中性子束計算(炉内)	中性子束計算(炉外)	中性子束計算(炉内)	中性子束計算(炉外)	中性子束計算(炉内)	中性子束計算(炉外)	中性子束計算(炉内)	中性子束計算(炉外)	中性子束計算(炉内)	中性子束計算(炉外)	中性子束計算(炉内)	中性子束計算(炉外)	中性子束計算(炉内)	中性子束計算(炉外)	中性子束計算(炉内)	中性子束計算(炉外)	中性子束計算(炉内)	中性子束計算(炉外)	中性子束計算(炉内)	中性子束計算(炉外)		
	運送中性子割合 (ノード)*	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度	スクラム反応度		
	3次元 出力分布(定常)																									
	3次元 高次モード分布(定常)																									
	3次元 出力分布(過渡)																									
	局所出力分布*	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	燃料棒出力再構築, R因子	
	局所燃焼度分布	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴	設計出力履歴
	制御棒価値*																									
	ポイド反応度*																									
	ドップラ反応度*																									
ほう酸価値*																										
減速材温度*																										
燃料減損 (ノード)*																										
核分裂生成物反応度(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	長期停止効果(ノード)	
スクラム時 制御棒価値	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定	スクラム反応度, 断熱仮定						
スクラム時 ポイド反応度	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)	スクラム反応度, 断熱仮定(補正)						
制御棒履歴	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	OBH効果(片燃え)	
多種類制御棒効果	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	
水ロッド形状	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	断面効果(片燃え)	
炉内計装管応答	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	TIP/LPRM学習(プロセス計算機編)	

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

表 2.1-4 AETNA の PIRT 及びモデル性能比較表 (2/2, 熱・水力・材料現象)

評価対象		重要度ランキング				モデル性能比較表	
		通常運転時		過渡時		物理モデルまたは構成式	
BWRの炉内物理現象 (*はLANCR PIRTの評価指標)		核的制限値		核的制限値		核計算	
		燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
3次元ポイント分布	インチャンネルポイント	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
集合体内ポイント分布	LRM感度制限(7%)	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
ハイバスポイント分布	サブクォールポイントモデル	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
サブクォールポイント	局所圧損, 加速圧損, 摩擦圧損, 位置圧損	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
チャンネル圧損	(チャンネル圧損依存)	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
チャンネル流量	出力=流量依存/ハイバス流量表 (入力値)	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
ハイバス流量	出力=流量依存/ハイバス流量表 (入力値)	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
水ロッド流量	出力=流量依存/ハイバス流量表 (入力値)	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
水ロッド形状	流路面積変化	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
減速材直接発熱	入力値	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
構造材直接発熱	入力値	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
炉心熱出力	入力値	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
沸騰遷移	GETAB (GEXL相關式)	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
燃料平均温度	熱流束=燃料温度表 (入力値)	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下
チャンネル曲リハルズ	チャンネル曲リを考慮したR因子	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下	燃料温度上昇	燃料温度低下

注: ① (ハイバス流量, 水ロッド流量), ② (減速材直接発熱, 構造材直接発熱), ③ (燃料平均温度) は, それぞれ物理現象を考慮した解析に基づき入力値を設定している。

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。

2.2 モデルに対する検証・妥当性確認の網羅性確認

3章に示すモデルに対する個々の検証・妥当性確認の詳細は4章で示す。ここでは、4章の検証及び妥当性確認が網羅的に実施されていることを確認する方法として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検証・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毎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2.2-1、表2.2-2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、チャンネル毎の圧力損失が等しくなるよう配分される。したがって、圧力損失モデルの妥当性確認がなされれば、チャンネル流量も正しい値となると考えられる。圧力損失モデルについては試験による妥当性確認を実施しており、代表チャンネルに基づく流量配分モデルについては全集合体を独立チャンネルとして扱う詳細コードとの比較による妥当性確認を実施している。以上より本現象に対しては間接的な妥当性確認により信頼性は確認されている。

② 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いる。この相関式の妥当性は、参考文献36、37に示されている。

以上より、AETNAの数学モデルは網羅的に検証・妥当性確認が実施されている。

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と考えられるため、妥当性確認は実施していない。

表 2.2-2 AETNA のモデル性能比較及び評価表 (2/2, 熱・水力・材料現象)

評価事象	モデル性能比較表		モデル性能評価表	
	"-": 関連しない, "O": 関連する, "N/A": モデル無	熱水力計算	その他	フラント運転実績による妥当性確認
三次元沸騰水型 原子炉模擬計算コード モデルと性能評価 BWRの炉内物理現象 (*はLANCR PIRTの評価指標)	中子束計算(定常)	中子束計算(定常)	中子束計算(定常)	中子束計算(定常)
	中子束計算(過渡)	高次モード計算	高次モード計算	高次モード計算
	燃料棒出力再燃燃	燃料棒出力再燃燃	燃料棒出力再燃燃	燃料棒出力再燃燃
	燃料棒燃焼度再燃燃	燃料棒燃焼度再燃燃	燃料棒燃焼度再燃燃	燃料棒燃焼度再燃燃
	断面積モデル	断面積モデル	断面積モデル	断面積モデル
	燃料層厚モデル	燃料層厚モデル	燃料層厚モデル	燃料層厚モデル
	シロ燃料モデル	シロ燃料モデル	シロ燃料モデル	シロ燃料モデル
	燃料温度モデル	燃料温度モデル	燃料温度モデル	燃料温度モデル
	反射体モデル	反射体モデル	反射体モデル	反射体モデル
	エネルギー	エネルギー	エネルギー	エネルギー
	サブクール沸騰モデル	サブクール沸騰モデル	サブクール沸騰モデル	サブクール沸騰モデル
	圧力損失	圧力損失	圧力損失	圧力損失
	燃料棒出力分布(アキヤ)	出力分布(アキヤ)	出力分布(アキヤ)	出力分布(アキヤ)
	燃料棒出力分布(アキヤ)	燃料棒出力分布(アキヤ)	燃料棒出力分布(アキヤ)	燃料棒出力分布(アキヤ)
	照射後試験	照射後試験	照射後試験	照射後試験
	MOX燃料炉心	MOX燃料炉心	MOX燃料炉心	MOX燃料炉心
長期停止運転	長期停止運転	長期停止運転	長期停止運転	
部分出力運転	部分出力運転	部分出力運転	部分出力運転	
ホド測定(ホド率比較)	ホド測定(ホド率比較)	ホド測定(ホド率比較)	ホド測定(ホド率比較)	
チャネル圧揚試験	チャネル圧揚試験	チャネル圧揚試験	チャネル圧揚試験	
SPERT実験	SPERT実験	SPERT実験	SPERT実験	
妥当性確認	妥当性確認	妥当性確認	妥当性確認	
ベンチマーク問題 による検証	IAEA PWRベンチマーク(荷電) LRA BWRベンチマーク(定常/過渡) HAFAS BWRベンチマーク(定常) LMW PWRベンチマーク(過渡)	均質円筒炉心高次モード問題 局所出力(初装荷多量燃焼炉心) 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 全炉心体系モニタリング チャネル流量配分	均質円筒炉心高次モード問題 局所出力(初装荷多量燃焼炉心) 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 全炉心体系モニタリング チャネル流量配分	
運転エネルギーモニタリング計算 等による妥当性確認				

① 集合体内の均一ボイド分布の仮定は, "燃料棒出力(アキヤ)" で間接的に確認される。
 ② "燃料棒出力(アキヤ)" で間接的に確認される。

本資料のうち, 枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

3. 解析モデル

3.1 核計算

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

本手法では、中性子エネルギー3群スキームを採用し、高速群、共鳴群、及び熱群を陽に解く。またノード境界のスペクトルミスマッチによる熱中性子束の分布を精度良く扱えるように解析的多項式ノード法²⁰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²⁰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⁶。

3.1.1 基本方程式

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

$$\nabla \cdot J_g^i(x, y, z) + \Sigma_{rg}^i \phi_g^i(x, y, z) = Q_g^i(x, y, z) \quad (3.1-1)$$

中性子流及び中性子源は、それぞれ

$$J_g^i(x, y, z) = -D_g^i \nabla \phi_g^i(x, y, z) \quad (3.1-2)$$

$$Q_g^i(x, y, z) = \sum_{g' \neq g} \Sigma_{g' \rightarrow g}^i \phi_{g'}^i(x, y, z) + \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i \phi_{g'}^i(x, y, z) \quad (3.1-3)$$

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

∇ : ナブラ演算子（空間微分を表す）

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

$D_g^i(x, y, z)$: 第 g 群拡散係数

$\Sigma_{rg}^i(x, y, z)$: 第 g 群除去断面積

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

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

χ_g : 核分裂スペクトル

方程式の離散化のため、式(3.1-1)をノード体積で積分すると次の中性子バランス式を得る。

$$\sum_{u=x,y,z} \frac{1}{h_u^i} (J_{gu+}^i - J_{gu-}^i) + \Sigma_{rg}^i \bar{\phi}_g^i = \bar{Q}_g^i \quad (3.1-4)$$

ここで、 $\bar{\phi}_g^i$ と $J_{gu\pm}^i$ はノード平均中性子束とノードの u 方向表面の境界中性子流であり、 h_u は u 方向のノード幅である。 x 方向を例に、ノードインデクスとノード境界中性子流の関係を図 3.1-1 に示す。

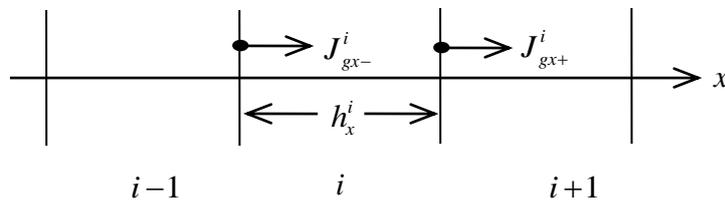


図 3.1-1 ノードインデクスとノード境界中性子流 ($u = x$ の場合)

式(3.1-4)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。

3.1.2 解析的多項式ノード法

従来の差分法では、境界中性子流を隣接2ノードの平均中性子束の差分から計算するが、ノード幅が大きい場合に精度が悪化する。ノード法では、より精度良く求めるために、ノード内の中性子束分布を関数展開して、境界中性子流を計算する²¹。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²²。境界中性子流を求めるために拡散方程式(3.1-1)を着目 x 方向以外の横方向について積分し、次の1次元方程式を得る。なお、 y, z 方向の中性子流についても同様である。

$$-D_g^i \frac{d^2}{dx^2} \phi_{gx}^i(x) + \Sigma_{rg}^i \phi_{gx}^i(x) = Q_{gx}^i(x) - L_{gx}^i(x) \quad (3.1-5)$$

ここで、

$$\phi_{gx}^i(x) = \frac{1}{h_y^i h_z^i} \int_0^{h_y^i} dy \int_0^{h_z^i} dz \phi_g^i(x, y, z) \quad (3.1-6)$$

横方向の漏れ項は以下で定義される。

$$L_{gx}^i(x) = \frac{1}{h_y^i h_z^i} \int_0^{h_z^i} dz \{J_{gy}^i(x, y+, z) - J_{gy}^i(x, y-, z)\} + \frac{1}{h_z^i h_y^i} \int_0^{h_y^i} dy \{J_{gz}^i(x, y, z+) - J_{gz}^i(x, y, z-)\} \quad (3.1-7)$$

解析的多項式ノード法では、横方向積分された式(3.1-5)の中性子源項と横方向の漏れ項を多項式で展開する。

$$Q_{gx}^i(x) = \sum_{n=0}^2 Q_{gxn}^i w_n(x/h_x^i) \quad (3.1-8)$$

$$L_{gx}^i(x) = \sum_{n=0}^2 L_{gxn}^i w_n(x/h_x^i) \quad (3.1-9)$$

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

$$w_0(u) = 1$$

$$w_1(u) = 2u - 1 \quad (3.1-10)$$

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

これらの多項式は次の直交関係を満たす。

$$\int_0^1 du w_n(u) w_m(u) = \frac{1}{2n+1} \delta_{mn} \quad (3.1-11)$$

これにより、式(3.1-5)の1次元中性子束は解析的に解かれ、 x 方向について次のように表される。

$$\phi_{gx}^i(x) = A_{gx}^i \cosh \kappa_g^i x + B_{gx}^i \sinh \kappa_g^i x + \sum_{n=0}^2 a_{gxn}^i w_n(x/h_x^i) \quad (3.1-12)$$

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(3.1-12)が式(3.1-5)を満足するよう定めるが、まず a_{gxn}^i は中性子源の分布形より定まる。式(3.1-12)の特殊解を式(3.1-5)に代入すると、

$$D_g^i \frac{12}{h_x^i} a_{gx2}^i + \Sigma_{rg}^i \sum_{n=0}^2 a_{gxn}^i w_n(x/h_x^i) = \sum_{n=0}^2 (Q_{gxn}^i - L_{gxn}^i) w_n(x/h_x^i) \quad (3.1-13)$$

ルジャンドル多項式の係数を比較することにより、 a_{gxn}^i は中性子源モーメント Q_{gxn}^i と漏洩モーメント L_{gxn}^i により表される。一方、式(3.1-12)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(3.1-12)をノード内で積分することにより、ノード平均中性子束 $\bar{\phi}_g^i$ 、ノード境界中性子束 ϕ_{gx-}^i 、ノード境界中性子流 J_{gx-}^i に対する次の関係式を得る。

$$\phi_{gx-}^i = \gamma_{gx}^i \bar{\phi}_g^i + (1 - \gamma_{gx}^i) a_{gx0}^i - (1 - \theta_{gx}^i) a_{gx1}^i - (1 - 3\theta_{gx}^i) a_{gx2}^i + \frac{\theta_{gx}^i h_x^i}{2D_g^i} J_{gx-}^i \quad (3.1-14)$$

ここで,

$$\gamma_{gx}^i = \kappa_g^i h_x^i / (\sinh \kappa_g^i h_x^i) \quad (3.1-15)$$

$$\theta_{gx}^i = \tanh(\kappa_g^i h_x^i / 2) / (\kappa_g^i h_x^i / 2) \quad (3.1-16)$$

3.1.3 不連続因子を用いた差分ノード結合式

中性子束不連続因子は燃料集合体均質化による誤差を補正するように導入されたものであり、非均質計算によるノード平均中性子束とノード境界中性子流を、均質計算で再現するように均質中性子束に対してノード境界での不連続性を許容するものである。不連続因子はノード境界での非均質中性子束と均質中性子束の比として定義されるが、実際には非均質炉心計算を行わないと求まらないため、本手法では近似値として、単一燃料集合体計算による非均質中性子束と均質中性子束の燃料集合体境界での比 ADF(集合体不連続因子)を径方向の中性子束不連続因子として与える²³。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(3.1-17)で与えられる境界での中性子束連続条件を用いてノード境界中性子束を消去すれば、境界中性子流と境界を挟む2ノードの平均中性子束の関係が得られる。

$$f_{gx+}^{i-1} \phi_{gx+}^{i-1} = f_{gx-}^i \phi_{gx-}^i \quad (3.1-17)$$

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

式(3.1-14)とノード $i-1$ に対する同様の式を式(3.1-17)に代入して境界中性子流について解くことにより、ノード法による境界中性子流の表現を得る。

$$J_{gx-}^i = \left[\frac{f_{gx-}^i \theta_{gx}^i h_x^i}{2D_g^i} + \frac{f_{gx+}^{i-1} \theta_{gx}^{i-1} h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}} \right]^{-1} \\ \times [f_{gx+}^{i-1} \{ \gamma_{gx}^{i-1} \bar{\phi}_g^{i-1} + (1 - \gamma_{gx}^{i-1}) a_{gx0}^{i-1} + (1 - \theta_{gx}^{i-1}) a_{gx1}^{i-1} - (1 - 3\theta_{gx}^{i-1}) a_{gx2}^{i-1} \} \\ - f_{gx-}^i \{ \gamma_{gx}^i \bar{\phi}_g^i + (1 - \gamma_{gx}^i) a_{gx0}^i - (1 - \theta_{gx}^i) a_{gx1}^i - (1 - 3\theta_{gx}^i) a_{gx2}^i \}] \quad (3.1-18)$$

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

$$J_{gx-}^i = - \left[\frac{h_x^i}{2D_g^i} + \frac{h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}} \right]^{-1} \left[(\bar{\phi}_g^i - \bar{\phi}_g^{i-1}) - C_{gx}^{i-1/2} (\bar{\phi}_g^i + \bar{\phi}_g^{i-1}) \right] \quad (3.1-19)$$

ここで、 $C_{gx}^{i-1/2}$ は隣接ノードに共通の補正係数で、式(3.1-19)の中性子流が式(3.1-18)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²⁴と称する。

式(3.1-4)に、式(3.1-19)及び式(3.1-3)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。

3.1.4 中性子源モーメントとノード出力の計算

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

$$Q_{gxn}^i = \frac{2n+1}{h_x^i} \int_0^{h_x^i} dx \, w_n \left(\frac{x}{h_x^i} \right) \frac{1}{h_y^i h_z^i} \int_0^{h_y^i} dy \int_0^{h_z^i} dz \left[\sum_{g' \neq g} \Sigma_{g' \rightarrow g}^i \phi_{g'}^i(x, y, z) \right. \\ \left. + \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i(x, y, z) \phi_{g'}^i(x, y, z) - \delta \Sigma_{ag}^i(x, y, z) \phi_g^i(x, y, z) \right] \quad (3.1-20)$$

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(3.1-5)の左辺の除去断面積が定数でなければならないためである。積分内の均質断面積と中性子束は x, y, z 方向の分離型展開を仮定して近似される。

$$\nu \Sigma_{fg}^i(x, y, z) \cong \nu \Sigma_{fgx}^i(x) + \nu \Sigma_{fgy}^i(y) + \nu \Sigma_{fgz}^i(z) - 2\nu \bar{\Sigma}_{fg}^i \quad (3.1-21)$$

$$\nu \Sigma_{fgx}^i(x) = \sum_{n=0}^2 \nu \Sigma_{fgxn}^i w_n(x/h_x^i) \quad (3.1-22)$$

$$\phi_g^i(x, y, z) \cong \phi_{gx}^i(x) + \phi_{gy}^i(y) + \phi_{gz}^i(z) - 2\bar{\phi}_g^i \quad (3.1-23)$$

$$\phi_{gx}^i(x) = \sum_{n=0}^2 \phi_{gxn}^i w_n(x/h_x^i) \quad (3.1-24)$$

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

$$\nu \Sigma_{fgx0}^i = \bar{\nu \Sigma}_{fg}^i \quad (3.1-25)$$

$$\nu \Sigma_{fgx1}^i = (\nu \Sigma_{fgx+}^i - \nu \Sigma_{fgx-}^i)/2 \quad (3.1-26)$$

$$v\Sigma_{fgx2}^i = \overline{v\Sigma_{fg}^i} - (v\Sigma_{fgx+}^i + v\Sigma_{fgx-}^i)/2 \quad (3.1-27)$$

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(3.1-12)に対する直交展開により得る。

$$\phi_{gxn}^i = \frac{2n+1}{h_x^i} \int_0^{h_x^i} dx w_n(x/h_x^i) \phi_{gx}^i(x) \quad (3.1-28)$$

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

$$\phi_{gx0}^i = \overline{\phi}_g^i \quad (3.1-29)$$

$$\phi_{gx1}^i = -\frac{1}{2} \eta_{gx}^i \frac{h_x^i}{2D_g^i} (J_{gx+}^i + J_{gx-}^i) + (1 - \eta_{gx}^i) a_{gx1}^i \quad (3.1-30)$$

$$\phi_{gx2}^i = -\frac{1}{6} \zeta_{gx}^i \frac{h_x^i}{2D_g^i} (J_{gx+}^i - J_{gx-}^i) + (1 + \zeta_{gx}^i) a_{gx2}^i \quad (3.1-31)$$

ここで、

$$\eta_{gx}^i = \frac{12}{(\kappa_g^i h_x^i)^2} (1 - \theta_{gx}^i) \quad (3.1-32)$$

$$\zeta_{gx}^i = \frac{60}{(\kappa_g^i h_x^i)^2} (-1 - \tau_{gx}^i) \quad (3.1-33)$$

$$\tau_{gx}^i = \frac{12}{(\kappa_g^i h_x^i)^2} \left(1 - \frac{\kappa_g^i h_x^i}{2} \coth \frac{\kappa_g^i h_x^i}{2} \right) \quad (3.1-34)$$

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

中性子束の直交展開は最小二乗近似の意味でノード内分布を近似する。二乗誤差を

$$F[\phi_{gxn}^i] = \int_0^{h_x^i} dx \{ \phi_{gx}^i(x) - \sum_{n=0}^2 \phi_{gxn}^i w_n(x/h_x^i) \}^2 \quad (3.1-35)$$

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

$$\frac{\partial F}{\partial \phi_{gxn}^i} = -2 \int_0^{h_x^i} dx w_n(x/h_x^i) \phi_{gx}^i(x) + 2 \phi_{gxn}^i \int_0^{h_x^i} dx \{w_n(x/h_x^i)\}^2 = 0 \quad (3.1-36)$$

この結果は式(3.1-28)を与える。直交展開法は従来²⁰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²²。

中性子源モーメントは式(3.1-21)と(3.1-23)を式(3.1-20)に代入し、積分を行って得られる。例えば、核分裂モーメントは、

$$Q_{fgx0}^i = \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \left[\nu \Sigma_{fg'x0}^i \phi_{g'x0}^i + \sum_{u=x,y,z} \left(\frac{1}{3} \nu \Sigma_{fg'ru1}^i \phi_{g'ru1}^i + \frac{1}{5} \nu \Sigma_{fg'ru2}^i \phi_{g'ru2}^i \right) \right] \quad (3.1-37)$$

$$Q_{fgx1}^i = \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \left[\nu \Sigma_{fg'x0}^i \phi_{g'x1}^i + \nu \Sigma_{fg'x1}^i \phi_{g'x0}^i - \frac{2}{5} \nu \Sigma_{fg'x1}^i \phi_{g'x2}^i - \frac{2}{5} \nu \Sigma_{fg'x2}^i \phi_{g'x1}^i \right] \quad (3.1-38)$$

$$Q_{fgx2}^i = \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \left[\Sigma_{fg'x0}^i \phi_{g'x2}^i + \nu \Sigma_{fg'x2}^i \phi_{g'x0}^i - \frac{2}{3} \nu \Sigma_{fg'x1}^i \phi_{g'x1}^i - \frac{2}{7} \nu \Sigma_{fg'x2}^i \phi_{g'x2}^i \right] \quad (3.1-39)$$

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(3.1-4)におけるノード平均中性子源も0次モーメント Q_{gx0}^i により与えられる。

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

ノード平均出力は、核分裂密度をノード平均して得られる。

$$P^i = \frac{1}{h_x^i h_y^i h_z^i} \int_0^{h_x^i} dx \int_0^{h_y^i} dy \int_0^{h_z^i} dz \varepsilon \Sigma_g \Sigma_{fg}^i(x,y,z) \phi_g^i(x,y,z) = \varepsilon^i \Sigma_g (\Sigma_{fg}^i + \delta \Sigma_{fg}^i) \bar{\phi}_g^i \quad (3.1-40)$$

ここで、 ε は核分裂あたりの放出エネルギーであり、 Σ_{fg} は核分裂断面積である。また上式でノード内燃焼分布による補正項は、式(3.1-37)と同様にして、

$$\delta \Sigma_{fg}^i \bar{\phi}_g^i = \sum_{u=x,y,z} \left(\frac{1}{3} \Sigma_{fg'ru1}^i \phi_{g'ru1}^i + \frac{1}{5} \Sigma_{fg'ru2}^i \phi_{g'ru2}^i \right) \quad (3.1-41)$$

3.1.5 横方向漏洩モーメントの計算

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

x 方向の横方向漏れは y 及び z 方向の漏れにより、

$$L_{gx}^i(x) = \frac{1}{h_y^i} L_{gy}^i(x) + \frac{1}{h_z^i} L_{gz}^i(x) \quad (3.1-42)$$

y方向の漏れは次のように定義され,

$$L_{gy}^i(x) = \frac{1}{h_z^i} \int_0^{h_z^i} dz \{J_{gy}^i(x, y+, z) - J_{gy}^i(x, y-, z)\} \quad (3.1-43)$$

次のように2次の多項式で展開される。

$$L_{gy}^i(x) = \sum_{n=0}^2 L_{gxn}^{iy} w_n(x/h_x^i) \quad (3.1-44)$$

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

$$\begin{aligned} \bar{L}_{gy}^i &= \frac{1}{h_x^i} \int_0^{h_x^i} dx L_{gy}^i(x) = \frac{1}{h_x^i h_z^i} \int_0^{h_x^i} dx \int_0^{h_z^i} dz \{J_{gy}^i(x, y+, z) - J_{gy}^i(x, y-, z)\} \\ &= J_{gy+}^i - J_{gy-}^i \end{aligned} \quad (3.1-45)$$

仮にy方向の漏れが隣接3ノードに渡って式(3.1-44)で表されるとすると、各ノードの平均漏れについて次の式が与えられる。

$$h_x^i \bar{L}_{gy}^i = \int_0^{h_x^i} dx L_{gy}^i(x) \quad (3.1-46)$$

$$h_x^{i-1} \bar{L}_{gy}^{i-1} = \int_{-h_x^{i-1}}^0 dx L_{gy}^i(x) \quad (3.1-47)$$

$$h_x^{i+1} \bar{L}_{gy}^{i+1} = \int_{h_x^i}^{h_x^i + h_x^{i+1}} dx L_{gy}^i(x) \quad (3.1-48)$$

式(3.1-44)を代入して積分を評価し、得られた結果を展開係数について解くと、

$$L_{gx0}^{iy} = \bar{L}_{gy}^i \quad (3.1-49)$$

$$L_{gx1}^{iy} = h_x^i \frac{(h_x^i + h_x^{i+1})(h_x^i + 2h_x^{i+1})(\bar{L}_{gy}^i - \bar{L}_{gy}^{i-1}) - (h_x^i + h_x^{i-1})(h_x^i + 2h_x^{i-1})(\bar{L}_{gy}^i - \bar{L}_{gy}^{i+1})}{2(h_x^i + h_x^{i-1})(h_x^i + h_x^{i+1})(h_x^i + h_x^{i-1} + h_x^{i+1})} \quad (3.1-50)$$

$$L_{gx2}^{iy} = h_x^i \frac{2(h_x^i + h_x^{i+1})(\bar{L}_{gy}^i - \bar{L}_{gy}^{i-1}) + (h_x^i + h_x^{i-1})(\bar{L}_{gy}^i - \bar{L}_{gy}^{i+1})}{2(h_x^i + h_x^{i-1})(h_x^i + h_x^{i+1})(h_x^i + h_x^{i-1} + h_x^{i+1})} \quad (3.1-51)$$

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。

3.1.6 炉心外側境界条件

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

最外周左側境界について、

$$J_{gx-}^i = -\beta_{gx-}^i \phi_{gx-}^{i,het} = -\beta_{gx-}^i f_{gx-}^i \phi_{gx-}^i \quad (3.1-52)$$

$$\beta_{gx-}^i = (1 - \alpha_{gx-}^i) / \{2(1 + \alpha_{gx-}^i)\} \quad (3.1-53)$$

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

$$\alpha_{gx-}^i = j_{gx-}^{i,in} / j_{gx-}^{i,out} = \frac{\phi_{gx-}^{i,het} / 4 + J_{gx-}^i / 2}{\phi_{gx-}^{i,het} / 4 - J_{gx-}^i / 2} \quad (3.1-54)$$

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。

3.1.7 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 3.1-2 に示すようにノードの出力分布とボイド分布が互いに矛盾無くなるまでボイド反復計算を行って収束解を得る。本手法の出力分布反復計算はボイド反復計算、非線形ノード法反復計算、中性子源(外側)反復計算、及び中性子束(内側)反復計算から構成される。非線形ノード法反復計算はノード法結合補正係数を更新するもので、通常はボイド反復計算と同期される。目標固有値に対する臨界探索を行う場合は、ボイド反復中で臨界調節因子を更新する。

3.1.7.1 内側反復計算

少数群計算においては、内側／外側反復が必要である。外側反復計算により核分裂源を計算し、内側反復計算では少数群計算では上方散乱を直接考慮しないので、高速群から熱群の順に減速中性子源を計算し、エネルギー群毎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⁶。

3.1.7.2 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(3.10節参照)で解くが、チェビシエフ加速法²⁵を適用して中性子源を外挿することで計算時間の短縮を実現している。

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

$$DIFP = \{ \max_i P_i^{(L)} / P_i^{(L-1)} - \min_i P_i^{(L)} / P_i^{(L-1)} \} \quad (3.1-55)$$

$$SUMP = \sqrt{ \sum_i (P_i^{(L)} - P_i^{(L-1)})^2 / \sum_i 1 } \quad (3.1-56)$$

$$DELK = |\lambda^{(L)} - \lambda^{(L-1)}| \quad (3.1-57)$$

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

$$DELK = |\lambda^{(L)} - \lambda^{target}| \quad (3.1-58)$$

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

$$s_L = s_{L-1} + (\lambda^{target} - \lambda^{(L)})/(d\lambda/ds)_{L-1} \quad (3.1-59)$$

3.1.7.3 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(参考文献16参照)。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。

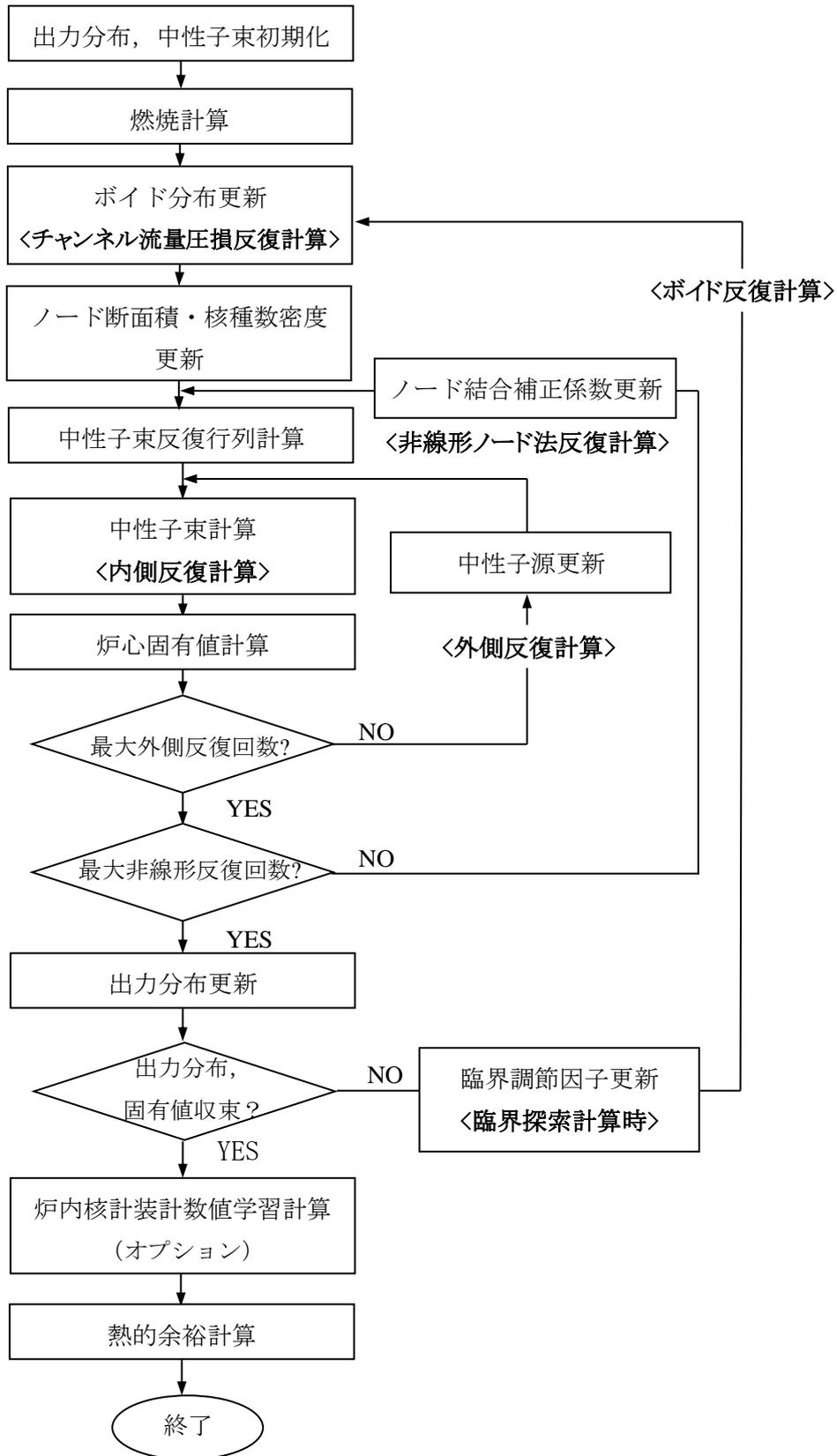


図 3.1-2 出力分布反復計算

3.1.8 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²¹。本手法では非線形反復法を用いるので，前進解に対する収束したノード法結合補正係数を用いて中性子束反復行列を転置し，容易に数学的随伴解を得ることができる。

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

$$\sum_{u=x,y,z} \frac{1}{h_u^i} (J_{gu+}^i - J_{gu-}^i) + \Sigma_{rg}^i \bar{\phi}_g^i = \sum_{g' \neq g} \Sigma_{g' \rightarrow g}^i \bar{\phi}_{g'}^i + \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i \bar{\phi}_{g'}^i \quad (3.1-60)$$

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

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

$$\begin{aligned} J_{gx-}^i &= - \left[\frac{h_x^i}{2D_g^i} + \frac{h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}} \right]^{-1} \left[(\bar{\phi}_g^i - \bar{\phi}_g^{i-1}) - C_{gx}^{i-1/2} (\bar{\phi}_g^i + \bar{\phi}_g^{i-1}) \right] \\ &= - \left[\frac{h_x^i}{2D_g^i} + \frac{h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}} \right]^{-1} \left[(1 - C_{gx}^{i-1/2}) \bar{\phi}_g^i - (1 + C_{gx}^{i-1/2}) \bar{\phi}_g^{i-1} \right] \end{aligned} \quad (3.1-61)$$

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

$$J_{gx+}^i = - \left[\frac{h_x^{i+1}}{2D_g^{i+1}} + \frac{h_x^i}{2D_g^i} \right]^{-1} \left[(1 - C_{gx}^{i+1/2}) \bar{\phi}_g^{i+1} - (1 + C_{gx}^{i+1/2}) \bar{\phi}_g^i \right] \quad (3.1-62)$$

前進解のシステムは行列形式で次のように形式的に書かれる。

$$L\phi = (1/\lambda)M\phi \quad (3.1-63)$$

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

$$\langle \phi^*, L\phi \rangle = \langle \phi, L^* \phi^* \rangle \quad (3.1-64)$$

ここで、内積 $\langle \rangle$ は空間及びエネルギー変数に関する積分を表す。差分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ーのインデックスについて転置して得られる。

$$L^* \phi^* = (1/\lambda^*) M^* \phi^* \quad (3.1-65)$$

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²⁶。

式(3.1-65)で散乱行列はエネルギーについて転置され、 $v\Sigma_{fg}$ は χ_g と互いに置換される。空間行列要素については、随伴系の非対角要素は前進解のノード結合係数の転置により得られる。したがって、随伴行列は次のように陽に書かれる。

$$\sum_{u=x,y,z} \frac{1}{h_u^i} (J_{gu+}^{i*} - J_{gu-}^{i*}) + \Sigma_{rg}^i \bar{\phi}_g^{i*} = \sum_{g' \neq g} \Sigma_{g \rightarrow g'}^i \bar{\phi}_{g'}^{i*} + \frac{v\Sigma_{fg}^i}{\lambda^*} \sum_{g'} \chi_{g'} \bar{\phi}_{g'}^{i*} \quad (3.1-66)$$

$$J_{gx-}^{i*} = - \left[\frac{h_x^i}{2D_g^i} + \frac{h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}} \right]^{-1} \left[(1 - C_{gx}^{i-1/2}) \bar{\phi}_g^{i*} - (1 - C_{gx}^{i-1/2}) \bar{\phi}_g^{*(i-1)} \right] \quad (3.1-67)$$

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

$$J_{gx+}^{i*} = - \left[\frac{h_x^{i+1}}{2D_g^{i+1}} + \frac{h_x^i}{2D_g^i} \right]^{-1} \left[(1 + C_{gx}^{i+1/2}) \bar{\phi}_g^{*(i+1)} - (1 + C_{gx}^{i+1/2}) \bar{\phi}_g^{i*} \right] \quad (3.1-68)$$

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

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

3.2 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毎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毎の出力分布を計算する²⁷。

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毎の燃料棒出力と燃料棒燃焼度を計算する。

3.2.1 ノード法燃料棒出力再構築

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

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

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、群毎でなく、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毎に規格化される。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(3.1-12)のように表されるが、燃料棒出力計算に必要な 2 次元分布は直接には得られない。ノード法では均質中性子束 2 次元分布を、多項式又は解析式を用いた x, y 非分離型の展開で近似するのが一般的である。展開係数はノード法で得られるノード境界中性子束、中性子流、ノード平均中性子束などから決定できるが、本手法の解析的多項式ノード法では精度良くこれらを計算できる。

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

$$\phi_g(x, y) = \sum_{n,m=0}^4 c_{nm}^g x^n y^m, \quad (g \leq G-1) \quad (3.2-2)$$

熱群について,

$$\phi_g(x, y) = c_{00}^g \phi_{g-1}(x, y) + \sum_{\substack{n,m=0 \\ n=m \neq 0}}^4 c_{nm}^g F_n(\kappa_g^i x) F_m(\kappa_g^i y) \quad (g=G) \quad (3.2-3)$$

$$F_0(x) = 1$$

$$F_1(x) = \cosh x, \quad F_2(x) = \sinh x \quad (3.2-4)$$

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

ここで、熱群に対する展開式は式(3.1-12)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(3.2-2), (3.2-3)において、 $n \geq 3$ または $m \geq 3$ のクロス項は無視する。各群に対して全部で13の展開係数は、4つのノード表面中性子束、4つの境界中性子流、4つのノードコーナー中性子束、1つのノード平均中性子束から決定できる。

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

$$\phi_{gx-}^i = \bar{\phi}_g^i - \phi_{gx1}^i - \phi_{gx2}^i \quad (3.2-5)$$

$$\phi_{gx+}^i = \bar{\phi}_g^i + \phi_{gx1}^i - \phi_{gx2}^i \quad (3.2-6)$$

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

$$\phi_{gx1}^i = -\frac{1}{2} \theta_{gx}^i \frac{h_x^i}{2D_g^i} (J_{gx+}^i + J_{gx-}^i) + (1 - \theta_{gx}^i) a_{gx1}^i \quad (3.2-7)$$

$$\phi_{gx2}^i = -\frac{1}{6} \tau_{gx}^i \frac{h_x^i}{2D_g^i} (J_{gx+}^i - J_{gx-}^i) + (1 + \tau_{gx}^i) a_{gx2}^i \quad (3.2-8)$$

ここで、 $J_{gx\pm}^i$ はノード表面 $x \pm$ における中性子流である。また θ, τ はそれぞれ式(3.1-16), 式(3.1-34)で与えられる。

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

$$\phi_{gc}^i = \frac{1}{4f_{gc}^i} \sum_{j=1}^4 \frac{f_{gc}^j \phi_{gx}^j(x_c) \phi_{gy}^j(y_c)}{\bar{\phi}_g^j} \quad (3.2-9)$$

ここで、 $\phi_{gx}^j(x)$ は式(3.1-12)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 熱群境界過渡成分に対する補正

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

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

$$\delta\phi_{gx}^{het}(x) = f_{gx-}^{\infty} \delta\phi_{gx}^{hom}(x) \quad (3.2-10)$$

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

$$\begin{aligned} \phi_{gx}^{het}(x) &= \phi_{gx}^{het,\infty}(x) + \delta\phi_{gx}^{het}(x) \\ &= \left(\frac{\phi_{gx}^{het}(x)}{\phi_{gx}^{hom}(x)} \right)^{\infty} \left[\phi_{gx}^{hom,\infty}(x) + \left(\frac{\phi_{gx}^{hom}(x)}{\phi_{gx}^{het}(x)} \right)^{\infty} \delta\phi_{gx}^{het}(x) \right] \\ &= \left(\frac{\phi_{gx}^{het}(x)}{\phi_{gx}^{hom}(x)} \right)^{\infty} \left[\phi_{gx}^{hom,\infty}(x) + f_{gx-}^{\infty} \left(\frac{\phi_{gx}^{hom}(x)}{\phi_{gx}^{het}(x)} \right)^{\infty} \delta\phi_{gx}^{hom}(x) \right] \end{aligned} \quad (3.2-11)$$

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

$$f_g^{\infty}(x, y) = \sum_{s=1}^4 \omega_s^g \left(\frac{\phi_g^{het}(x_s, y_s)}{\phi_g^{hom}(x_s, y_s)} \right)^{\infty} / \sum_{s=1}^4 \omega_s^g \quad (3.2-12)$$

$$\omega_s^g = \exp(-\kappa_g |x - x_s|) \exp(-\kappa_g |y - y_s|) \quad (3.2-13)$$

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

$$\begin{aligned} p(x, y) &= p^{\infty}(x, y) \left\{ \sum_{g=1}^{G-1} \Sigma_{fg}(x, y) \phi_g(x, y) + \Sigma_{fG}(x, y) \left[c_{00}^G \phi_{G-1}(x, y) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. b_G^{\infty}(x, y) \sum_{\substack{n,m=0 \\ n=m \neq 0}}^4 c_{nm}^G F_n(\kappa_G x) F_m(\kappa_G y) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.2-14)$$

ここで、 G は熱群を表し、

$$b_G^\infty(x, y) = f_G^\infty(x, y) \left(\frac{\phi_G^{hom}(x, y)}{\phi_G^{het}(x, y)} \right)^\infty \quad (3.2-15)$$

は熱群境界過渡成分に対する補正形状因子(BDF)である。式(3.2-3)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。

3.2.3 ノード内燃焼度分布補正

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

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

$$\Sigma_{fg}(x, y) \cong \Sigma_{fgx}(x) + \Sigma_{fgy}(y) - \bar{\Sigma}_{fg}, \quad (3.2-16)$$

$$\Sigma_{fgx}(x) = \sum_{n=0}^2 \Sigma_{fgxn} w_n(x/h_x) \quad (3.2-17)$$

展開係数はノード平均及び表面平均の均質断面積から決定する。

$$\Sigma_{fgx0} = \bar{\Sigma}_{fg} \quad (3.2-18)$$

$$\Sigma_{fgx1} = (\Sigma_{fgx+} - \Sigma_{fgx-})/2 \quad (3.2-19)$$

$$\Sigma_{fgx2} = \bar{\Sigma}_{fg} - (\Sigma_{fgx+} + \Sigma_{fgx-})/2 \quad (3.2-20)$$

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

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

$$\delta \Sigma_{fgx}^{sh}(x) = \sum_{n=0}^2 \delta \Sigma_{fgxn}^{sh} F_n(\kappa_g x) \quad (3.2-21)$$

ここで、 $F_n(x)$ は式(3.2-4)で与えられる。展開係数はノード平均及び $x \pm$ 表面平均の均質断面積から決定する。

燃料棒燃焼度については、ノード平均及び表面平均の燃焼度を用いて、ノード内均質燃焼度分布を式(3.2-16)と同様に展開する。

$$E(x, y) \cong E_x(x) + E_y(y) - \bar{E} \quad (3.2-22)$$

$$E_x(x) = \sum_{n=0}^2 E_{xn} w_n(x/h_x) \quad (3.2-23)$$

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。

$$E^{het}(x, y) = E^{het, \infty}(x, y) \cdot E(x, y) \quad (3.2-24)$$

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。

3.2.4 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、ノード毎のボイド率、燃焼度、燃料タイプ、及び曲がり量のテーブルとして与えられる。このモデルの詳細については熱的余裕計算モデルの節にて説明する。

3.3 断面積計算

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

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

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

3.3.1 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、燃焼区間毎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。

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。

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。

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毎にフィットされる。

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。

3.3.2 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毎の拡散係数，減速断面積，及び吸収断面積を与える。また動特性計算用に反射体の中性子速度も与える。

3.3.3 反応度補正

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

本資料のうち，枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

3.3.3.1 キセノン毒作用モデル

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

$$\Sigma_{r3} = \Sigma_{r3}^{noXe} + N_{Xe} \sigma_a^{Xe} \quad (3.3-4)$$

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

$$k_{\infty} = \frac{\nu_1 \Sigma_{f1} + \nu_2 \Sigma_{f2} SI_2 + \nu_3 \Sigma_{f3} SI_3}{\Sigma_1} \quad (3.3-5)$$

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

$$SI_2 = \frac{\phi_2^{\infty}}{\phi_1^{\infty}} = \frac{\Sigma_{1 \rightarrow 2}}{\Sigma_{r2}}, \quad SI_3 = \frac{\phi_3^{\infty}}{\phi_1^{\infty}} = \frac{\Sigma_{1 \rightarrow 2} \Sigma_{2 \rightarrow 3}}{\Sigma_{r2} \Sigma_{r3}} \quad (3.3-6)$$

キセノン反応度は、熱群吸収断面積の変化による無限増倍率変化から計算される。

$$\rho^{Xe} = \frac{\Delta k_{\infty}^{Xe}}{k_{\infty}} = \frac{(\Sigma_{r3}^{noXe} / \Sigma_{r3} - 1)}{FFF} \quad (3.3-7)$$

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

$$FFF = \frac{\nu_1 \Sigma_{f1} + \nu_2 \Sigma_{f2} SI_2 + \nu_3 \Sigma_{f3} SI_3}{\nu_3 \Sigma_{f3} SI_3} \quad (3.3-8)$$

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。

3.3.3.2 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。

$$\rho^{Dop} = C_T(\sqrt{T_{fuel}} - \sqrt{T_{base}}) \quad (3.3-9)$$

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

$$T_{fuel} = a_0 + a_1P + a_2P^2 \quad (3.3-10)$$

ここで、 $a_i, i=0, 1, 2$ は燃料棒熱・機械設計コード¹²による熱流束テーブルから得られる係数である。PRIME03 ベースの場合、燃料温度は燃焼度 E と出力密度 P 依存で与える。

$$\quad (3.3-11)$$

ドップラ反応度を共鳴群の除去断面積に転換することにより、除去断面積は、

$$\Sigma_{r2}^{Dop} = \frac{\Sigma_{r2}}{1 + \rho^{Dop} \cdot FFF2} \quad (3.3-12)$$

となる。ここで、

$$FFF2 = \frac{\nu_1 \Sigma_{f1} + \nu_2 \Sigma_{f2} S_{l2} + \nu_3 \Sigma_{f3} S_{l3}}{\nu_2 \Sigma_{f2} S_{l2} + \nu_3 \Sigma_{f3} S_{l3}} \quad (3.3-13)$$

3.3.3.3 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

$$\rho^U = w(k^{\infty CBU} - k^{\infty UBU}) / k^{\infty UBU} \quad (3.3-14)$$

また制御棒が挿入されたノードに対して

$$\rho^C = w(k^{\infty CBC} - k^{\infty UBC}) / k^{\infty UBC} \quad (3.3-15)$$

ここで、 w はCBH 期間に依存した荷重因子であり、また、

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

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

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

$k^{\infty CBC}$: 常に制御されて燃焼した無限増倍率

ノードの制御棒割合 (CFK) を考慮すると、CBH 反応度は、

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

$$\rho^{CBH} = CFK \cdot \rho^C + (1 - CFK)\rho^U \quad (3.3-16)$$

本手法では、CBH 補正は全ての断面積について、式(3.3-16)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。

3.3.3.4 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、

$$\rho^U = \frac{BORON - BPPM1}{BPPM2 - BPPM1} \left(\frac{K_{\infty}^{U2}}{K_{\infty}^{U1}} - 1 \right) \quad (3.3-17)$$

制御棒ありノードに対して同様に、

$$\rho^C = \frac{BORON - BPPM1}{BPPM2 - BPPM1} \left(\frac{K_{\infty}^{C2}}{K_{\infty}^{C1}} - 1 \right) \quad (3.3-18)$$

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、

$$\rho^{Boron} = CFK \cdot \rho^C + (1 - CFK)\rho^U \quad (3.3-19)$$

ほう素反応度を補正した熱群除去断面積は、

$$\Sigma_{r3}^{Boron} = \frac{\Sigma_{r3}}{1 + \rho^{Boron} \cdot FFF} \quad (3.3-20)$$

ここで、 FFF は式(3.3-8)で与えられる。

3.3.4 多種類制御棒モデル

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

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

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

3.3.5 部分制御棒挿入ノード

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

任意の断面積に対して、部分制御棒挿入ノードの断面積は、

$$\Sigma'_{xg} = (1 - C_g)\Sigma_{xg}^{UNC} + C_g\Sigma_{xg}^{CON} = [1 - C_g + C_g(\Sigma_{xg}^{CON}/\Sigma_{xg}^{UNC})] \cdot \Sigma_{xg}^{UNC} \quad (3.3-21)$$

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

$$C_g = \langle \phi_g, H(z - z_{tip}) \rangle / \langle \phi_g \rangle \quad (3.3-22)$$

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

$$\frac{d}{dz}J_g(z) + \Sigma_{r,g}(z)\phi_g(z) = S_g(z) \quad (3.3-23)$$

$$S_g(z) = \frac{\lambda_g}{\lambda} \Sigma_{g'} v \Sigma_{f,g'}(z)\phi_{g'}(z) + \Sigma_{g'} \Sigma_{g' \rightarrow g}(z)\phi_{g'}(z) \quad (3.3-24)$$

境界条件は反射あるいはノード上下端の中性子流で与える。

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

$$f_g^+(z_{k+1}) = \frac{\phi_g^+(z_{k+1})}{\phi_{g,k}^{+,hom}}, \quad f_g^-(z_k) = \frac{\phi_g^-(z_k)}{\phi_{g,k}^{-,hom}} \quad (3.3-25)$$

3.4 燃焼履歴計算

3.4.1 燃焼度積算

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

$$E_i^c = E_i^{c-1} + \int_{t^{c-1}}^{t^c} dt \frac{RP(t) P_i^c(t)}{N m_i} \quad (3.4-1)$$

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(3.4-1)から今ケースのノード燃焼度 E_i^c はノード相対出力 P_i を用いて、次のように表される。

$$E_i^c = E_i + DELWRD \cdot \frac{WCORE P_i}{N m_i} \quad (3.4-2)$$

3.4.2 履歴相対水密度

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

$$UH_{ijk} = \int_0^{E_{ijk}} \omega(E') U_{ijk}(E') dE' / \int_0^{E_{ijk}} \omega(E') dE' \quad (3.4-3)$$

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(3.4-3)から次のように更新される。

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

(3.4-4)

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の燃料種別毎に経験的に定める。

3.4.3 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²⁸。このモデルは、燃料集合体計算における水密度と中性子スペクトル（高速群と熱群の中性子束比）の関係式を用いて、各燃焼ステップにおけるノードの実際のスペクトルを実効的な水密度に変換することにより、ノードのスペクトル履歴効果を実効履歴水密度として計算する。このモデルでは断面積の参照に用いる履歴水密度を実効履歴水密度に置き換えるのみであり、熱水力計算で与えられる瞬時水密度は変更を受けない。

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

$$\rho_{UHSPH} = \rho_{eff} \frac{\bar{\phi}_3}{\bar{\phi}_1} \quad (3.4-4)$$

$$\rho_{UHSPH} = \rho_{UHSPH} \frac{\bar{\phi}_3}{\bar{\phi}_1} \quad (3.4-5)$$

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

$$U_0 = \rho_{UHSPH} \frac{\bar{\phi}_3}{\bar{\phi}_1} \quad (3.4-6)$$

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

3.4.4 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。

3.4.5 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。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

3.4.5.1 キセノン核分裂生成毒作用モデル

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

$$\frac{dI^i(t)}{dt} = \gamma_I^i(t)F(t) - \lambda_I I^i(t) \quad (3.4-7)$$

$$\frac{dX^i(t)}{dt} = \lambda_I I^i(t) + \gamma_X^i(t)F(t) - \lambda_X X^i(t) - \sigma_{X3}^i(t)\phi_3^i(t)X^i(t) \quad (3.4-8)$$

ここで、

γ_I : I-135 実効核分裂収率

λ_I : I-135 崩壊定数

γ_X : Xe-135 実効核分裂収率

λ_X : Xe-135 崩壊定数

σ_X : Xe-135 実効微視的熱群吸収断面積

ϕ_3 : 熱群中性子束

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

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

$$\bar{N}_n^i = \frac{1}{V^i} \int dr N_n^i(r) \quad (3.4-9)$$

$$\bar{\phi}_g^i = \frac{1}{V^i} \int dr \phi_g^i(r) \quad (3.4-10)$$

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

$$\bar{\sigma}_{gn}^i \bar{N}_n^i \bar{\phi}_g^i = \frac{1}{V^i} \int dr \sigma_{gn}^i(r) N_n^i(r) \phi_g^i(r) \quad (3.4-11)$$

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

$$I^\infty(t) = \frac{\gamma_I F(t)}{\lambda_I} \quad (3.4-12)$$

$$X^\infty(t) = \frac{\lambda_I I^\infty + \gamma_X F(t)}{\lambda_X + \sigma_{X3} \phi_3(t)} = \frac{(\gamma_I + \gamma_X) F(t)}{\lambda_X + \sigma_{X3} \phi_3(t)} \quad (3.4-13)$$

3.4.5.2 過渡キセノン解

(1) 一定出力に対する解

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

$$F(t) = \bar{F} \quad (3.4-14)$$

この場合、積分は解析的に実行でき、以下を得る。

$$I(t) = I_0 e^{-\lambda_I t} + \frac{\gamma_I \bar{F}}{\lambda_I} (1 - e^{-\lambda_I t}) \quad (3.4-15)$$

$$X(t) = X_0 e^{-\delta_X t} + \frac{\lambda_I I_0 - \gamma_I \bar{F}}{\delta_X - \lambda_I} (e^{-\lambda_I t} - e^{-\delta_X t}) + \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \bar{F}}{\delta_X} (1 - e^{-\delta_X t}) \quad (3.4-16)$$

$$\delta_X = \lambda_X + \sigma_{X3} \bar{\phi}_3 \quad (3.4-17)$$

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

炉心熱出力が 0 の場合、核分裂密度を 0 として炉停止計算を行う。

(2) 線形時間変化出力に対する解

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

$$F(t) = at + p \quad (3.4-18)$$

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。

3.4.6 サマリウム追跡計算

3.4.6.1 サマリウム毒作用モデル

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

$$\frac{dN_{Pm149}(t)}{dt} = \gamma_{Pm149}(t)F(t) - \lambda_{Pm149}N_{Pm149}(t), \quad (3.4-19)$$

$$\frac{dN_{Sm149}(t)}{dt} = \lambda_{Pm149}N_{Pm149}(t) - \sigma_{Sm149}(t)\phi_3(t)N_{Sm149}(t). \quad (3.4-20)$$

ここで,

γ_{Pm149} : Pm-149 実効核分裂収率

λ_{Pm149} : Pm-149 崩壊定数

σ_{Sm149} : Sm-149 実効微視的熱群吸収断面積

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

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

$$N_{Pm149}^{\infty} = \frac{\gamma_{Pm149}F}{\lambda_{Pm149}} \quad (3.4-21)$$

$$N_{Sm149}^{\infty} = \frac{\gamma_{Pm149}F}{\sigma_{Sm149,3}\phi_3} \quad (3.4-22)$$

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

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

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

Sm-149 の反応度効果を含む断面積は以下のように計算する。

$$\Sigma_{a3} = \Sigma_{a3,r} + \sigma_{Sm149}(N_{Sm149} - N_{Sm149,r}) \quad (3.4-23)$$

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

3.4.6.2 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 3.4-1 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。

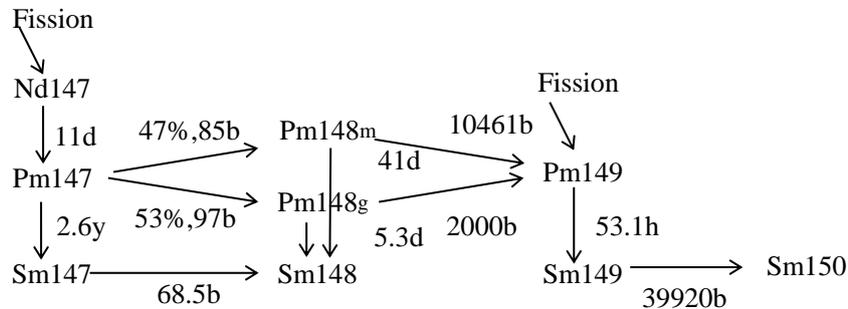


図 3.4-1 Nd-147～Sm-150 崩壊系列 (2, 200m/sec 断面積)

3.4.7 ガドリニウム追跡計算

3.4.7.1 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 3.4-2 に示す。ユーロピウム 153 (Eu-153)は部分的に Sm-152 の中性子捕獲により、また直接的に核分裂により生成される。ただし、核分裂収率は小さい。Eu-153 は安定核種であるため、燃焼度のみ依存すると見なせる。ユーロピウム 154 (Eu-154)は Eu-153 の中性子吸収により生成され、自身の中性子吸収とガドリニウム 154 (Gd-154)へのベータ崩壊で除去される。Eu-154 は安定核種ではないが、その半減期は相対的に長い(8.5 年)ので、実用的には燃焼度のみ依存すると見なせる。

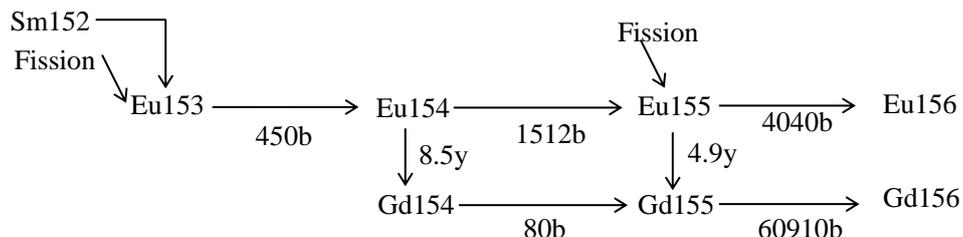


図 3.4-2 Sm-152～Gd-155 崩壊系列 (2, 200m/sec 断面積)

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。

$$\frac{dN_{Eu155}}{dt} = \gamma_{Eu155}F + \sigma_{Eu154}N_{Eu154}\phi - \sigma_{Eu155}N_{Eu155}\phi - \lambda_{Eu155}N_{Eu155} \quad (3.4-24)$$

$$\frac{dN_{Gd155}}{dt} = \lambda_{Eu155}N_{Eu155} + \sigma_{Gd154}N_{Gd154}\phi - \sigma_{Gd155}N_{Gd155}\phi \quad (3.4-25)$$

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。

3.4.7.2 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、

$$\Sigma_{ag} = \Sigma_{ag,r} + \sigma_{Gd155,g}(N_{Gd155} - N_{Gd155,r}) \quad (3.4-26)$$

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。

$$N_{Gd155}(t) = N_{Gd155}(E) + (N_{Gd155}(t) - N_{Gd155,r}(t)) \quad (3.4-27)$$

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。

3.4.8 プルトニウム追跡計算

プルトニウム 241 (Pu-241)はプルトニウム 240 (Pu-240)の中性子吸収で生成され、中性子吸収に加えて半減期 14.4 年のアメリシウム 241 (Am-241)へのベータ崩壊で消滅する。燃料集合体計算では、ベース出力一定燃焼の仮定で Pu-241 の反応度寄与が含まれている。出力履歴に依存した Pu-241 崩壊の反応度寄与は特に MOX 炉心の解析では重要である。また、ネプツニウム 239 (Np-239)は U-238 の中性子捕獲で生成され、半減期 56.5 時間でプルトニウム 239 (Pu-239)にβ崩壊する。Np-239 の反応度効果は無視できるが、Pu-239 の反応度効果は無視できず、特に原子炉の起動時に影響がある。Pu-239～Am-241 を含む崩壊系列を図 3.4-3 に示す。

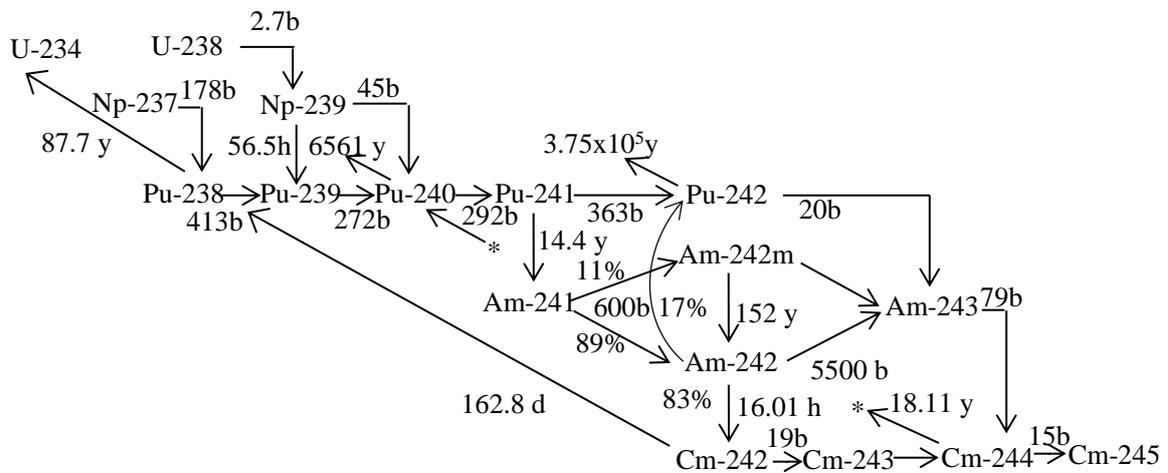


図 3.4-3 Pu-239～Am-241 を含む崩壊系列 (2, 200m/sec 断面積)

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。

3.4.8.1 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。

$$\frac{dPu_{241}^i(t)}{dt} = \{\sum_g \sigma_{Pu_{240},g}^i \phi_g^i(t)\} Pu_{240}^i(t) - \{\sum_g \sigma_{Pu_{241},g}^i \phi_g^i(t) + \lambda_{Pu_{241}}\} Pu_{241}^i(t) \quad (3.4-28)$$

ここで、

$\lambda_{Pu_{241}}$: Pu-241 崩壊定数

$\sigma_{Pu_{241}}$: Pu-241 実効微視的吸収断面積

$\sigma_{Pu_{240}}$: 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。

$$P_{Pu_{241},r}^i(t) = Pu_{240}^i(t) \sum_g \sigma_{Pu_{240},g}^i(t) \phi_{g,r}^i, \quad (3.4-29)$$

$$D_{Pu_{241},r}^i(t) = \sum_g \sigma_{Pu_{241},g}^i(t) \phi_{g,r}^i. \quad (3.4-30)$$

$\phi_{g,r}$ はベース出力密度に対する中性子束である。式(3.4-28)は次のように書ける。

$$\frac{dPu_{241}^i(t)}{dt} = P_{Pu_{241},r}^i(t) p^i(t) - \{D_{Pu_{241},r}^i(t) p(t) + \lambda_{Pu_{241}}^i\} Pu_{241}^i(t) \quad (3.4-31)$$

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(3.4-31)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。

$$\frac{dAm_{241}(t)}{dt} = \lambda_{Pu_{241}} Pu_{241}(t) - \{\sum_g \sigma_{Am_{241},g} \phi_g(t)\} Am_{241}(t) \quad (3.4-32)$$

ここで、

$\sigma_{Am_{241}}$: 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。

3.4.8.2 Pu-241 反応度補正

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

$$\Delta\Sigma_{fg,Pu241}^i = \sigma_{fg,Pu241}^i(Pu_{241}^i - Pu_{241,r}^i) \quad (3.4-33)$$

$$\Delta\Sigma_{ag,Pu241}^i = \sigma_{ag,Pu241}^i(Pu_{241}^i - Pu_{241,r}^i) \quad (3.4-34)$$

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

$$\Delta\Sigma_{ag,Am241}^i = \sigma_{ag,Am241}^i(Am_{241}^i - Am_{241,r}^i) \quad (3.4-35)$$

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

3.4.8.3 Pu-239 過渡解

Np-239～Pu-239 の崩壊チェーンを図 3.4-3 に示す。これより、Np-239 及び Pu-239 に対する過渡方程式は、

$$\frac{dNp_{239}^i(t)}{dt} = \{\sum_g \sigma_{U238,g}^i \phi_g^i(t)\} U_{238}^i(t) - \{\sum_g \sigma_{Np239,g}^i \phi_g^i(t) + \lambda_{Np239}\} Np_{239}^i(t) \quad (3.4-36)$$

$$\frac{dPu_{239}^i(t)}{dt} = \{\sum_g \sigma_{Pu238,g}^i \phi_g^i(t)\} Pu_{238}^i(t) + \lambda_{Np239} Np_{239}^i(t) - \{\sum_g \sigma_{Pu239,g}^i \phi_g^i(t)\} Pu_{239}^i(t) \quad (3.4-37)$$

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 3.4-3 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 (3.9.10 節参照)。この場合、Pu-239 過渡方程式における Pu-238 数密度は次のように補正される。

$$Pu_{238}(t) = Pu_{238}(E) + (Pu_{238}^a(t) - Pu_{238}^b(t)) \quad (3.4-38)$$

ここで $Pu_{238}^a(t)$ と $Pu_{238}^b(t)$ は、それぞれ実際とベース出力密度の Pu-238 数密度であり、 $Pu_{238}(E)$ は燃焼度だけに依存すると仮定した場合の Pu-238 数密度である。

3.4.8.4 Pu-239 反応度補正

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

$$\Delta \Sigma_{fg, Pu239}^i = \sigma_{fg, Pu239}^i (Pu_{239}^i - Pu_{239,r}^i), \quad (3.4-39)$$

$$\Delta \Sigma_{ag, Pu239}^i = \sigma_{ag, Pu239}^i (Pu_{239}^i - Pu_{239,r}^i). \quad (3.4-40)$$

3.4.9 制御棒履歴モデル

3.4.9.1 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（以下、「CC」という。）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²⁹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。

$$B_i = (B_{i-1} + \delta_i \cdot CFK_i \cdot \Delta E_i) e^{-\Delta E_i / C} \quad (3.4-41)$$

ここで、

B_{i-1} : 燃焼ステップ $i-1$ での実効制御燃焼度

δ_i : ノードが燃焼ステップ i で制御状態のとき 1, その他は 0

ΔE_i : $E_i - E_{i-1}$

CFK_i : 燃焼ステップ i でノードの制御割合

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

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

全実効燃焼度は δ_i を1と置いて定義される。

$$T_i = (T_{i-1} + \Delta E_i) e^{-\Delta E_i/C} \quad (3.4-42)$$

内挿に用いる荷重因子は次式で定義される。

$$W_i = B_i/T_i \quad (3.4-43)$$

(1) 制御状態から非制御状態になった場合

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

$$\Delta X S_i^{c \rightarrow u} = W_i (X S_i^{CBU} - X S_i^{UBU}) \quad (3.4-44)$$

ここで、

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

$X S_i^{UBU}$: 常に非制御で燃焼した燃焼度点 i の断面積

(2) 非制御状態から制御状態になった場合

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

$$\Delta X S_i^{u \rightarrow c} = W_i (X S_i^{CBC} - X S_i^{UBC}) \quad (3.4-45)$$

ここで、

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

$X S_i^{CBC}$: 常に制御されて燃焼した燃焼度点 i の断面積

(3) 部分的に制御されたノードの場合

部分制御棒挿入ノードについては、制御棒挿入割合 CFK_i を用いて、

$$\Delta X S_i = (1 - CFK_i) \cdot \Delta X S_i^{c \rightarrow u} + CFK_i \cdot \Delta X S_i^{u \rightarrow c} \quad (3.4-46)$$

補正された断面積は、

$$X S_i = X S_i^{base} + \Delta X S_i \quad (3.4-47)$$

ここで

$X S_i^{base}$: CBH補正なしの断面積

3.4.9.2 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毎の相対出力を、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。

燃料棒燃焼度に対する制御棒履歴補正も、燃料棒局所出力補正と同様である。

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。

3.5 熱水力計算

3.5.1 熱水力計算

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

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

チャンネル流量は，各チャンネルの圧力損失を等しくするようにインチャンネル流量配分を調整する繰返し計算によって計算する。計算の収束を早めるため各燃料集合体が属する特性チャンネルを定め，まず，特性チャンネルに対して流量配分計算を行う。特性チャンネルに対する流量配分は，各特性チャンネルの圧力損失が等しくなるように反復計算により流量を変化させて決定される。熱水力計算の流れを図 3.5-1 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，入口オリフイスタイプ，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，オリフイスタイプの間で，チャンネル出力と軸方向出力分布の関数として内外挿計算される。

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

本手法で流体の物性は，1967 ASME 蒸気表³⁰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

ギリシャ文字およびその他

α : ボイド率
 γ : 飽和蒸気水密度比 (ρ_g/ρ_f)
 Δh_s : 入口サブクール
 Δz : 軸方向ノード幅
 ε : 表面粗さ, 核分裂当たり放出エネルギー
 μ : 粘性係数
 ν : 比体積
 ρ : 密度
 $\bar{\rho}$: 混合流密度

σ : 表面張力
 τ : 壁面せん断応力
 ϕ_{TPF}^2 : 二相摩擦抵抗倍率
 ϕ_{TPL}^2 : 二相局所圧損倍率
 $\langle \rangle$: 領域平均

添え字

byp : バイパス
ch : チャンネル
f : 飽和水
g : 飽和蒸気
i : *x*方向ノードインデクス
ic : インチャンネル
j : *y*方向ノードインデクス
k : *z*方向ノードインデクス
l : 液相
ld : 液相離脱
v : 気相
w : 壁面
wr : 水棒

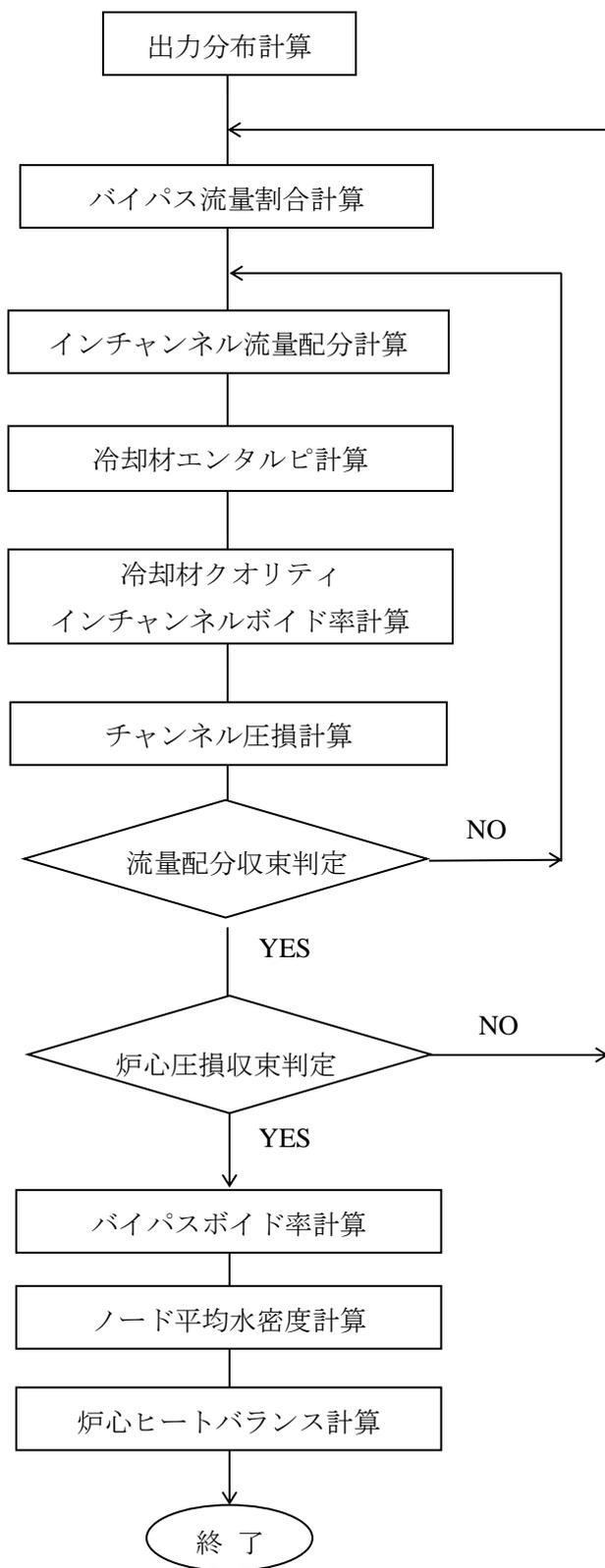


図 3.5-1 熱水力計算の流れ

3.5.2 混合流体保存式

本手法の熱水力モデルは垂直方向の強制流を仮定する。バイパス領域（アウトチャンネルと水ロッド）は、インチャンネルとは独立のチャンネルとして扱う。本手法では、燃料集合体内の二相流を、定常状態の混合流に対する3保存式とドリフトフラックスモデルを用いて解く³¹。

1次元の均質流に対する質量保存式は、

$$\frac{\partial}{\partial z} \{ \rho_g \alpha v_g + \rho_f (1 - \alpha) v_f \} A_F = 0 \quad (3.5-1)$$

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

$$\bar{\rho} = \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_f \quad (3.5-2)$$

$$G_g = \rho_g v_g \alpha = \bar{G} x \quad (3.5-3)$$

$$G_f = \rho_f v_f (1 - \alpha) = \bar{G} (1 - x) \quad (3.5-4)$$

$$\bar{G} = G_g + G_f \quad (3.5-5)$$

$$j_g = \frac{G_g}{\rho_g} = \frac{\bar{G} x}{\rho_g} \quad (3.5-6)$$

$$j_f = \frac{G_f}{\rho_f} = \frac{\bar{G} (1-x)}{\rho_f} \quad (3.5-7)$$

これより、質量保存式は次のように書かれる。

$$\frac{\partial}{\partial z} \{ G_g + G_f \} A_F = 0 \quad \text{又は} \quad \frac{\partial}{\partial z} (\bar{G} A_F) = 0 \quad (3.5-8)$$

対応する運動量保存式は、

$$\frac{1}{A_F} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\bar{G}^2 A_F}{\rho^+} \right) = - \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\tau_{pw}}{A_F} - \bar{\rho} g \cos \theta \quad (3.5-9)$$

ここで、

$$\frac{1}{\rho^+} = \frac{1}{\bar{G}^2} (\rho_g \alpha v_g^2 + \rho_f (1 - \alpha) v_f^2) \quad (3.5-10)$$

混合流のエネルギー保存式は、運動エネルギーを無視すると、

$$\frac{\partial}{\partial z} (\bar{G} A_F \bar{h}) = q' + \iint_{A_F} q''' dA_F + \frac{\bar{G} A_F}{\bar{\rho}} \left(\frac{\tau_{pw}}{A_F} + \frac{\partial P}{\partial z} \right) \quad (3.5-11)$$

ここで、混合流エンタルピは、

$$\bar{h} = \frac{1}{G}(\rho_g \alpha h_g v_g + \rho_f (1 - \alpha) h_f v_f) \quad (3.5-12)$$

3.5.3 圧力損失計算

積分演算を式(3.5-9)に適用すると、混合流の運動量保存式は以下で表される。

$$P_k - P_{k+1} = \Delta P_{friction} + \Delta P_{local} + \Delta P_{acceleration} + \Delta P_{elevation} \quad (3.5-13)$$

ここで、摩擦圧損、局所圧損、位置圧損成分はそれぞれ、

$$\Delta P_{friction} = f \frac{W^2}{2g_c \rho_\ell} \frac{\Delta z}{D_H A_F^2} \phi_{TPF}^2 \quad (3.5-14)$$

$$\Delta P_{local} = \sum_l \frac{K_l}{A_l^2} \frac{W^2}{2g_c \rho_\ell} \phi_{TPL,l}^2 \quad (3.5-15)$$

$$\Delta P_{elevation} = \bar{\rho} g \Delta z_k / g_c \quad (3.5-16)$$

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

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

$$\Delta P_{acceleration} = (1 - \sigma_A^2) \frac{W^2}{2g_c \rho_\ell A_F^2} \quad (3.5-17)$$

$$\sigma_A = \frac{A_{k+1}}{A_k} \quad (3.5-18)$$

二相流では、流体密度は可逆的圧力損失を与えるように密度比で置き換えられる。

$$\Delta P_{acceleration} = (1 - \sigma_A^2) \frac{W^2 \rho_H}{2g_c \rho_{KE}^2 A_F^2} \quad (3.5-19)$$

ここで、

$$\frac{1}{\rho_H} = \frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_f} \quad (3.5-20)$$

$$\frac{1}{\rho_{KE}^2} = \frac{x^3}{\rho_g^2 \alpha^2} + \frac{(1-x)^3}{\rho_f^2 (1-\alpha)^2} \quad (3.5-21)$$

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,

$$\Delta P_{acceleration} = \frac{W^2}{g_c A_F^2} \left[\left(\frac{1}{\rho_H} \right)_{out} - \left(\frac{1}{\rho_H} \right)_{in} \right] \quad (3.5-22)$$

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イス, 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 3.5-2 に示す。(チャンネル幾何形状の上面図例は図 1.5-3 を参照)

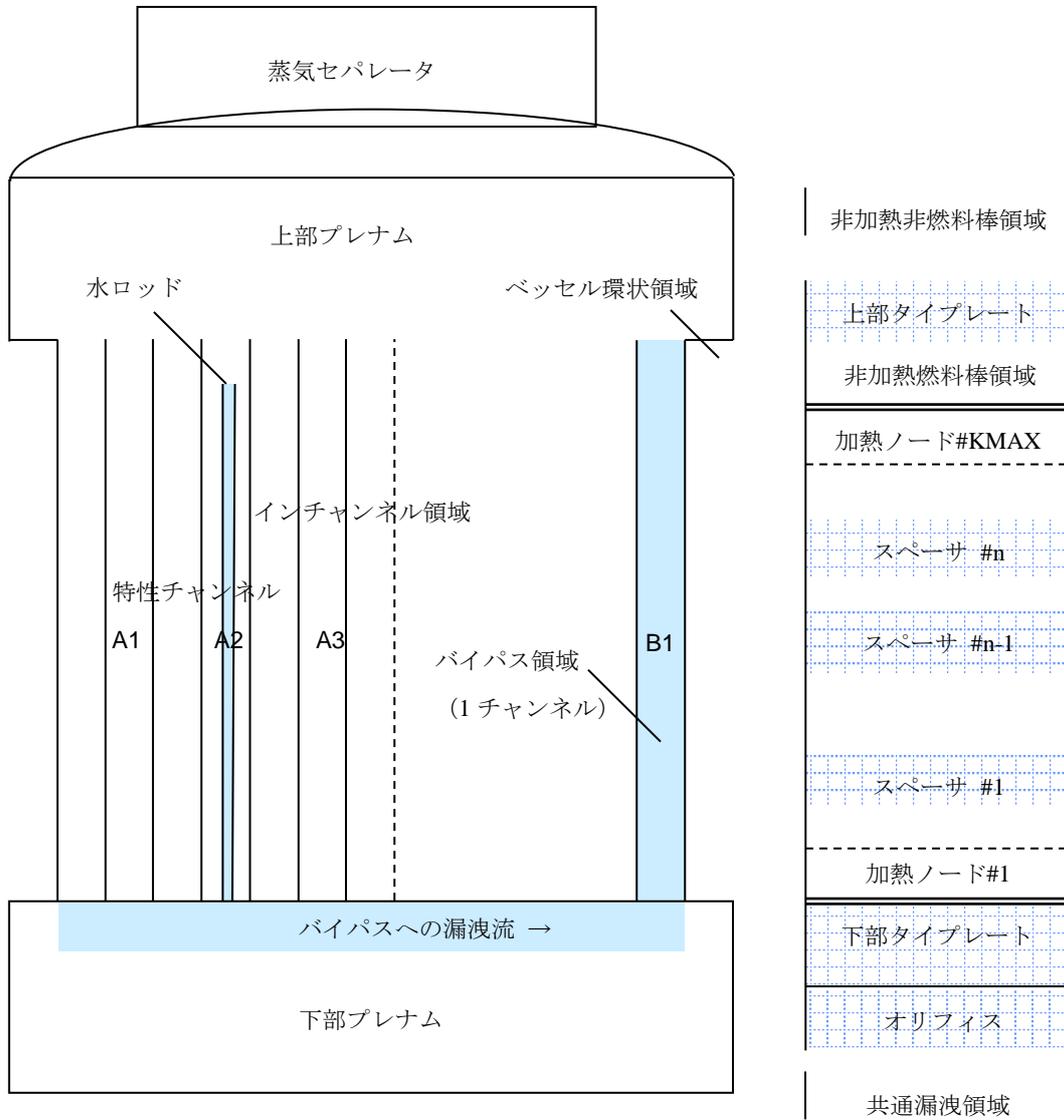


図 3.5-2 熱水力ノード分割と圧損計算領域

3.5.4 エネルギー計算

中性子束計算によるノード内の全核分裂出力は、

$$Q_k = \int_{\Delta V_k} d^3r \varepsilon \sum_g \Sigma_{fg} \phi_g(r) \quad (3.5-23)$$

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

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

各寄与を合計すると 1 になる。

$$F_f + F_{DMH} + F_{wr} + F_{ch} + F_{cb} = 1.0 \quad (3.5-24)$$

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(3.5-11)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。

$$h_{k+1} = h_k + \frac{\Delta z}{\bar{c}_k A_F} [q'_f + q'_{DMH} + q'_{wr} + q'_{ch} + q'_{byp} + q'_{cb}] \quad (3.5-25)$$

ここで、 k は軸方向ノードである。各加熱成分は、同じ形式で与えられる。

$$q'_x = \left(\frac{Q_{k+1} + Q_k}{2\Delta z} \right) F_x \chi \quad (3.5-26)$$

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

$$F_{DMH} \chi = f_{DMH} \cdot \rho_{ijk} \cdot \left(\frac{A_F}{A_F + A_{byp} + A_{wr}} \right) \quad (3.5-27)$$

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

$$F_{ch}\chi = F_{ch} \cdot U_{ijk} \left\{ \frac{1}{h_o^{byp}} + \frac{d_{ch}}{2k_{ch}} \right\} \quad (3.5-28)$$

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

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

3.5.5 バイパス熱伝達

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

バイパス領域へのエネルギー配分はノードベースで、先に述べたガンマ発熱、中性子減速による直接発熱とともに、インチャンネル水からの伝熱も考慮する。熱伝達の計算では軸方向ノード毎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³¹と飽和流体の値を用いて計算する。

$$h_o = 0.023 Re_f^{0.8} Pr_f^{0.4} \frac{k_f}{D_f} \quad (3.5-29)$$

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

$$Re = G \cdot D_H / \mu_f \quad (3.5-30)$$

$$Pr = \mu_f C_{pf} / k_f \quad (3.5-31)$$

バイパス領域への伝熱に対する全熱通過率は、

$$U_{ijk} = \left\{ \frac{1}{h_o^{ic}} + \frac{1}{h_o^{byp}} + \frac{d_{ch}}{k_{ch}} \right\}^{-1} \quad (3.5-32)$$

ここで、

d_{ch} : チャンネル壁肉厚

k_{ch} : チャンネル壁の熱伝導率

h_o^{ic} : インチャンネル水への熱伝達率

h_o^{byp} : バイパス水への熱伝達率

インチャンネルからバイパス領域への伝熱は、

$$q'_{H,k} = P_H^{ch} \cdot U_{ijk} \cdot (T_{l,k}^{ic} - T_{l,k}^{byp}) \quad (3.5-33)$$

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。

3.5.6 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。

3.5.6.1 チャンネル流量反復

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

$$\varepsilon_{dp} = \frac{|\Delta P_n^{m+1} - \Delta P^*|}{\Delta P^*} < PCOND \quad (3.5-34)$$

$$\varepsilon_w = \frac{|W_n^{m+1} - W_n^m|}{W_n^{m+1}} < BCOND \quad (3.5-35)$$

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

$$W_n^{m+1} = W_n^m \left(\frac{\Delta P^* - \Delta P_n^m}{\Delta P_n^{m-1} - \Delta P_n^m} \right) \quad (3.5-36)$$

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。

3.5.6.2 炉心圧損反復

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

$$\varepsilon_{wct} = \frac{|W_{sum}^{l+1} - WCT|}{WCT} < WCOND \quad (3.5-37)$$

$$\varepsilon_{cdp} = \frac{|\Delta P^{*l+1} - \Delta P^{*l}|}{\Delta P^{*l}} < CCOND \quad (3.5-38)$$

3.5.7 圧損計算に対する相関式

3.5.7.1 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³²。

$$f = b_1 \left\{ 1 + \left(b_2 \frac{\varepsilon}{D_H} + \frac{b_3}{Re_f} \right)^{b_4} \right\} \quad (3.5-39)$$

ここで、 ε は表面粗さである。

3.5.7.2 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³⁴である。

$$\quad (3.5-40)$$

$$\quad (3.5-41)$$

$$\Gamma^2 = (\rho_f / \rho_g)(f_g / f_f) \quad (3.5-42)$$

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。

3.5.7.3 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。

3.5.7.4 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³³で与えられる。

$$\phi_{TPL}^2 = 1 + x \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} - 1 \right) \quad (3.5-43)$$

3.5.8 混合流体の熱水力特性に対する相関式

3.5.8.1 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毎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³¹

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

では蒸気と混合流体の体積流量の差をドリフト速度 \bar{V}_{gj} と定義するが、この関係をボイド率 α で整理すると次の関係が与えられる。

$$\alpha = \frac{j_g}{C_0 j + \bar{V}_{gj}} = \frac{x}{C_0 \left\{ x + (1-x) \frac{\rho_g}{\rho_f} \right\} + \frac{\rho_g \bar{V}_{gj}}{G}} \quad (3.5-44)$$

ここで、

C_0 : 分布パラメータ

\bar{V}_{gj} : ドリフト速度

j : 混合流体の体積流束

j_g : 蒸気の体積流束

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

$$C_0 = \frac{\langle j\alpha \rangle}{\langle j \rangle \langle \alpha \rangle} \quad (3.5-45)$$

$$\bar{V}_{gj} = \frac{\langle (v_g - j)\alpha \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (3.5-46)$$

本手法では参考文献 31 に類似の修正 Zuber-Findlay (Dix-Findlay) 相関式が用いられる³⁴。このモデルでは C_0 、 \bar{V}_{gj} に流動様式への依存性を持たせ、実験的に定めた相関式を用いる。

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

$$(3.5-47)$$

ここで、

γ : 飽和密度の比 ρ_g / ρ_f

Re : 式(3.5-30)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 3.5-1 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-チェーン流領域 ($0 \leq \alpha \leq \alpha_2$)

$$\bar{V}_{gj} = K_\ell \cdot \left[\frac{g\sigma(\rho_f - \rho_g)g_c}{\rho_f^2} \right]^{1/4} \quad (3.5-48)$$

本資料のうち、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) 遷移領域 ($\alpha_2 \leq \alpha \leq \alpha_2 + 0.1$)

(3.5-49)

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

(3.5-50)

ここで,

σ : 表面張力

$K_\ell, K_g, \alpha_1, \alpha_3$ はレイノルズ数 Re の関数として表 3.5-2 で与えられる。

(3.5-51)

(3.5-52)

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

(3.5-53)

(3.5-54)

ここで、係数 K_1, K_2, K_3 , 及び K_4 は、領域毎に、表 3.5-3 に与えられる。
式(3.5-53)及び(3.5-54)を式(3.5-44)に代入するとボイド率に対する方程式を得る。

(3.5-55)

ここで,

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

(3.5-56)

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。

表 3.5-1 分布定数 C_0 に対する相関関数

表 3.5-2 ドリフト速度 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 3.5-3 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。

3.5.8.2 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³¹を用いて計算する。

$$h_f - h_{\ell d} = \begin{cases} q'' \frac{C_{pf} D_H}{455.0 k_f} & (Pe < 70,000) \\ \frac{q''}{0.0065 G} & (Pe \geq 70,000) \end{cases} \quad (3.5-57)$$

ここで、ペクレ数は、

$$Pe = \frac{G D_H C_{pf}}{k_f} \quad (3.5-58)$$

(2) サブクール沸騰ボイド率

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

Zuber-Staub によるプロファイル・フィット³¹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。

$$\left(\frac{h_f - h_\ell}{h_f - h_{\ell d}} \right) = 1 - \tanh \left(\frac{\bar{h} - h_{\ell d}}{h_f - h_{\ell d}} \right) \quad (3.5-59)$$

ここで、

$h_{\ell d}$: サブクール沸騰開始点エンタルピ

h_ℓ : 液相エンタルピ

3.5.8.3 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。

$$x_{eq} = \frac{\bar{h} - h_f}{h_g - h_f} \quad (3.5-60)$$

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。

$$x = \frac{\bar{h} - h_\ell}{h_g - h_\ell} \quad (3.5-61)$$

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

出口クオリティも熱バランス計算に対して有用である。

$$x_{exit} = \frac{h_{exit} - h_f}{h_g - h_f} \quad (3.5-62)$$

3.5.9 ノード平均水密度計算

3.5.9.1 インチャンネル流

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

$$\rho_{ijk} = (C_1 + C_2 \cdot h_{ijk}) (1 - \alpha_{ijk}) + \alpha_{ijk} \rho_g \quad (3.5-63)$$

一方、飽和エンタルピ以上の場合、

$$\rho_{ijk} = \rho_f (1 - \alpha_{ijk}) + \alpha_{ijk} \rho_g \quad (3.5-64)$$

ここで、

$$C_1 = \rho_l^{inlet} - C_2 \cdot h_l^{inlet} \quad (3.5-65)$$

$$C_2 = \frac{\rho_f - \rho_l^{inlet}}{h_f - h_l^{inlet}} \quad (3.5-66)$$

インチャンネルの相対水密度は

$$UI_{ijk} = \rho_{ijk} / \rho_{base} \quad (3.5-67)$$

ここで、 ρ_{base} は規格化に用いる基準となる水密度である。

3.5.9.2 バイパス流

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

$$UB_k = \rho_k / \rho_{base} \quad (3.5-68)$$

3.5.9.3 ノード相対水密度

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

$$U_{ijk} = \left(\frac{A_F}{A_F + A_{byp} + A_{wr}} \right) UI_{ijk} + \left(\frac{A_{byp} + A_{wr}}{A_F + A_{byp} + A_{wr}} \right) UB_k \quad (3.5-69)$$

3.5.10 炉心ヒートバランス

炉心の全発生熱出力は、インチャンネル流のエンタルピ全上昇とバイパス流のその和としても計算できる。チャンネル内で生成される出力は、

$$P_{ic} = \sum_{i,j} (h_{ij}^{exit} - h_{ij}^{inlet}) \cdot W_{ij} \quad (3.5-70)$$

バイパス領域で生成される出力は、

$$P_{byp} = (h_{byp}^{exit} - h_{byp}^{inlet}) \cdot W_{byp} \quad (3.5-71)$$

全発生出力は、

$$P_T = P_{ic} + P_{byp} \quad (3.5-72)$$

インチャンネル出力割合は、

$$F_{ic} = \frac{P_{ic}}{P_T} \quad (3.5-73)$$

バイパス出力割合は、

$$F_{byp} = \frac{P_{byp}}{P_T} \quad (3.5-74)$$

3.6 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^{35, 36, 37}とMLHGR^{38, 39}がある。

3.6.1 限界出力比

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

$$FLCPR(i,j) = CPRLIM(i,j)/CPR(i,j) \quad (3.6-1)$$

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

$$CPR(i,j) = CP(i,j)/BP(i,j) \quad (3.6-2)$$

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³⁵。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。

3.6.1.1 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³⁵。

3.6.1.2 限界クオリティ計算

限界クオリティ相関式³⁵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毎に表現する。R因子は燃料集合体設計及びスペーサ形状に依存する。

GEXL相関式は一般的な形として次式で表される。

$$x_c = f(L_B, L_A, D_Q, G, L_H, P, R) \quad (3.6-3)$$

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

3.6.1.3 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毎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毎の付加定数を用いて、燃料棒毎の R 因子を計算し、燃料棒中の最大値として定義する。設計 R 因子は燃料集合体の燃焼度と制御棒挿入割合の関数として与えられる。

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

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

$$RF(i, j) = ((BW_2 - BOWCHT) \cdot RFB_1 + (BOWCHT - BW_1) \cdot RFB_2) / (BW_2 - BW_1) \quad (3.6-4)$$

(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毎の付加定数の入力が必要とする。チャンネル曲がりを考慮する場合は、予め用意された曲がり量に対する燃料棒出力の補正テーブルを用いて内挿により軸方向ノード毎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毎の再構築された局所出力分布を用いて軸方向に積分された相対燃料棒出力 r_i を得る。

$$r_i = \frac{1}{BP/F} \int_0^H dz P(z) p_i(z) / N_r(z) \quad (3.6-5)$$

ここで、 H は燃料棒有効長であり、

$P(z)$: 軸方向出力分布

$p_i(z)$: 軸方向ノード毎の燃料棒 i の再構築された局所出力分布

$N_r(z)$: 軸方向ノード毎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 と燃料集合体格子毎に R 因子の定義式を用いて計算される。



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毎に用意される。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、

$$b(z) = B \sin(\pi z/H) \quad (3.6-7)$$

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

$$BOWMLT_i(z) = [RFM_i - 1.0] \cdot b(z) / BOWVAL(IB) + 1.0 \quad (3.6-8)$$

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。

$$p_i(z) = p_i(z) \cdot BOWMLT_i(z) \quad (3.6-9)$$

3.6.1.4 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 SLMCPR³⁵ に、プラント過渡時の Δ MCPR を加えた運転制限最小限界出力比（以下、「OLMCPR」という。）で与えられる。 Δ MCPR は燃

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

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毎に定義する CPRLIM で CPR 制限値を与えることができる。

炉心流量、出力依存の制限値を適用する場合は、次式で制限値を計算する。

$$MCPR_{lim} = \text{Max}\{MCPR_p, MCPR_f, OLMCPR\} \quad (3.6-10)$$

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毎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。

3.6.2 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。ノード毎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。

3.6.2.1 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、

$$KW_{ijk}^{ir, jr} = APLHGR_{ijk} \cdot LPF_{ijk}^{ir, jr} \quad (3.6-11)$$

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

$$APLHGR_{ijk} = \frac{RPF \cdot RP \cdot 10^3}{PNODES \cdot \Delta z} \left(\frac{P_{ijk}}{N_{r,ijk}} \right) \quad (3.6-12)$$

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

ノード内の燃料棒の最大線出力密度は、

$$PKW_{ijk} = APLHGR_{ijk} \cdot RLPF_{ijk} \quad (3.6-13)$$

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

$$RLPF_{ijk} = \max_{ir, jr} (LPF_{ijk}^{ir, jr}) \quad (3.6-14)$$

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、燃料棒毎の燃焼履歴を考慮して、設計出力履歴に対する燃料棒毎の余裕も計算する。

3.6.2.2 FLPD 制限値

(1) ノードの線出力密度制限比

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

(2) 燃料棒毎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、燃料棒断面毎のガドリニア濃度 $GADCON(ir, jr)$ 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。

3.6.2.3 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。

3.7 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。

3.7.1 TIP 応答

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

$$CALTIP_{k,l} = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 C_{nk} P_{nk} \quad (3.7-1)$$

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

熱中性子検出器の応答は以下のように計算される。

$$C_{nk} = A/D_{nk} / A/JN_{nk} \quad (3.7-2)$$

ここで、

$$A/JN_{nk} = \sum_g \Sigma_{fg}^{nk} \bar{\phi}_g^{nk}$$

$$A/D_{nk} = ADTIP_{nk} \cdot FDTIP_{nk} \sum_g \left(\frac{\hat{\phi}}{\bar{\phi}} \right)_g^{\infty, nk} \hat{\sigma}_{fg}^{U235} \bar{\phi}_g^{nk} \quad (3.7-3)$$

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

ガンマ TIP 応答は、燃料集合体のガンマ輸送計算により与えられる。

3.7.2 LPRM 応答

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

$$CALPRM_{ns,l} = \sum_{k=kl,ku} W_k \cdot \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 C_{nk} P_{nk} \quad (3.7-4)$$

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

3.8 照射量計算

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

3.8.1 LPRM 照射量

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

$$EXLPRM_{ns,l} = \frac{\sum_{n=1}^4 RTIP A_3^n \bar{\phi}_3^n}{4} \cdot \Delta t \cdot 10^{-21} \cdot FDFAC_{ns,l} \cdot (P_n^a / P_n^c) \quad (3.8-5)$$

ここで、 $RTIP A_g^n$ 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、 $\bar{\phi}_g^n$ は検出器を囲むノード n の中性子束である。

P_n^a, P_n^c はそれぞれ学習及び非学習出力を表す。(出力分布学習についての詳細は参考文献 16 参照) また、 $FDFAC$ は各 LPRM に対する中性子束のくぼみ補正係数であり、 Δt は時間ステップである。

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

$$EXSTRG_{ns,l} = \frac{1}{4} FDFDT \cdot \sum_{n=1}^4 FFXR_1^n \bar{\phi}_1^n \cdot \Delta t \cdot 10^{-21} \quad (3.8-6)$$

ここで、

$FFXR_1^n$: 1 MeV 以上の高速中性子束割合

$FDFDT$: ストリング位置の高速中性子束くぼみ係数

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

3.8.2 制御棒照射量

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

制御棒熱中性子照射量は、次式で定義される。

$$CREX = \frac{C2}{3600} \cdot RP \cdot \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 K_{CR} \cdot P_n^a \cdot \Delta t \cdot 10^{-21} \quad (3.8-7)$$

ここで、

$C2$: 炉心熱エネルギー 1 MWhあたりの平均熱中性子フルエンス

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

RP : 炉心熱出力 [MW]

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

制御棒高速中性子 (1 MeV 以上) 照射量は, 次式で定義される。

$$FCREX = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 FDFCB \cdot FFXR_1^n \cdot \bar{\phi}_1^n \cdot \Delta t \cdot 10^{-21} \quad (3.8-8)$$

ここで,

$FFXR$: 1 MeV以上の高速中性子束割合

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

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

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

$$B^{10} = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 \frac{FSDN_n \cdot \mu_n \cdot f(\%B) \cdot \Delta t}{N_{B10}} \quad (3.8-9)$$

$FSDN$ 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

3.8.3 チャンネルボックス照射量

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

AETNA では, チャンネルボックス照射量に基づくチャンネル曲がり量を, 照射成長モデルに基づき, 軸方向断面毎に対向面の伸びの差から計算される曲がり量を積み上げて計算できる。ノード毎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。

3.8.4 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、ノード毎に燃料集合体燃焼計算結果から、断面積と同様に、燃料タイプ IFT, 燃焼度 EK, スペクトル履歴水密度 UHK, 及び瞬時水密度 UK のテーブルで与えられる (実際には UK には依存しない)。

$$WFR(NHEV,K,I,J) = WFHEV(IFT,NHEV,EK,UHK,UK) \quad (3.8-10)$$

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 3.4-3 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、

$$FMISO(NHEV,I,J) = \sum_{K=1}^{KMAX} WTNODE(K,I,J) \cdot 1000 \cdot WFR(NHEV,K,I,J) \quad (3.8-11)$$

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。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

$$WFRP(NHEV,K,I,J) = WFHEVP(IFT,NHEV,EK,UHK,UK) \quad (3.8-12)$$

ここで、

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、

$$FMISOP(NHEV,I,J) = \sum_{K=1}^{KMAX} WTNODE(K,I,J) \cdot 1000 \cdot WFRP(NHEV,K,I,J) \quad (3.8-13)$$

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。

$$FMISOU(NHEV,I,J) = FMISO(NHEV,I,J) - FMISOP(NHEV,I,J) \quad (3.8-14)$$

燃料集合体重元素重量計算値は、燃料集合体毎に実測された初期 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毎に補正できる。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、

$$GAMA = \{W25(I,J) / WBUN(I,J)\} / ENRNOM(I,J,1) \quad (3.8-15)$$

また、ウラン起源の U-238, Pu-239, Pu-240, Pu-241, Pu-242 及び Am-241 に対し、

$$GAMA = \{1-W25(I,J) / WBUN(I,J)\} / \{1-ENRNOM(I,J,1)\} \quad (3.8-16)$$

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、

$$GAMA = \{WPU(I,J) / WBUN(I,J)\} / (ENRNOM(I,J,3)) \quad (3.8-17)$$

で、それぞれ与えられる。

3.9 動特性計算

3.9.1 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⁴⁰。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。

3.9.2 時間依存拡散方程式

時間依存の多群3次元拡散方程式は均質ノード i について、以下のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g^i} \frac{\partial}{\partial t} \phi_g^i(x, y, z, t) &= \nabla \cdot D_g^i(x, y, z, t) \nabla \phi_g^i(x, y, z, t) - \Sigma_{rg}^i(x, y, z, t) \phi_g^i(x, y, z, t) \\ &+ \frac{\chi_g^p}{k_{eff}^p} (1 - \beta^i) \Sigma_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i(x, y, z, t) \phi_{g'}^i(x, y, z, t) + \Sigma_{g' < g} \Sigma_{sg' \rightarrow g}^i(x, y, z, t) \phi_{g'}^i(x, y, z, t) \\ &+ \Sigma_{m=1}^6 \chi_g^m \lambda_m^i C_m^i(x, y, z, t) + \chi_g^{ext} q_{ext}^i(x, y, z, t) \end{aligned} \quad (3.9-1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} C_m^i(x, y, z, t) = \frac{\beta_m^i}{k_{eff}^i} \Sigma_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i(x, y, z, t) \phi_{g'}^i(x, y, z, t) - \lambda_m^i C_m^i(x, y, z, t) \quad (3.9-2)$$

ここで、

- $D_g^i(x, y, z, t)$: 第 g 群拡散係数 (時刻 t)
- $\Sigma_{rg}^i(x, y, z, t)$: 第 g 群除去断面積 (時刻 t)
- $\nu \Sigma_{fg}^i(x, y, z, t)$: 第 g 群核分裂断面積 (時刻 t)
- $\Sigma_{sg' \rightarrow g}^i(x, y, z, t)$: 第 $g' \rightarrow g$ 群散乱断面積 (時刻 t)
- $C_m^i(x, y, z, t)$: 第 m 群遅発中性子先行核密度 (時刻 t)
- $\phi_g^i(x, y, z, t)$: 第 g 群中性子束 (時刻 t)
- $q_{ext}^i(x, y, z, t)$: 外部中性子源 (時刻 t)
- v_g : 第 g 群中性子速度
- χ_g^p : 即発核分裂スペクトル

k_{eff}	: 初期実効増倍率
β_m^i	: 第 m 群遅発中性子割合 ($\beta^i = \sum_{m=1}^6 \beta_m^i$)
χ_g^m	: 第 m 群遅発中性子核分裂スペクトル
λ_m^i	: 第 m 群遅発中性子先行核崩壊定数
χ_g^{ext}	: 外部中性子源エネルギースペクトル

初期実効増倍率 k_{eff} は、臨界計算から過渡計算を継続する場合に必要となるものであり、外部中性子源を考慮する場合は目標固有値にセットされる。

関数の時間依存性を弱くして時間ステップ幅を大きくするために、周波数変換法 (frequency transform method) を導入する²⁴。ここでは、連続する2つの時間ステップの間での中性子束は、時間に弱く依存する関数とノード周波数 Ω を持つ指数関数の積で表される。

$$\phi_g^i(x, y, z, t) = e^{\Omega^i(t-t_n)} \psi_g^i(x, y, z, t) \quad (t_n \leq t \leq t_{n+1}) \quad (3.9-3)$$

ここで、 $t = t_n$ では、中性子束と弱い時間依存性の関数の関係は、次式で与えられる。

$$\phi_g^i(x, y, z, t_n) = \psi_g^i(x, y, z, t_n) \quad (3.9-4)$$

式(3.9-3)を式(3.9-1)及び(3.9-2)に代入すると、動特性方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \psi_g^i(x, y, z, t) &= \nabla \cdot D_g^i(x, y, z, t) \nabla \psi_g^i(x, y, z, t) - \left(\Sigma_{rg}^i(x, y, z, t) + \frac{\Omega^i}{v_g} \right) \psi_g^i(x, y, z, t) \\ &+ \frac{\chi_g^p}{k_{eff}} (1 - \beta^i) \sum_{g'} v \Sigma_{fg'}^i(x, y, z, t) \psi_{g'}^i(x, y, z, t) + \sum_{g' < g} \Sigma_{sg' \rightarrow g}^i(x, y, z, t) \psi_{g'}^i(x, y, z, t) \\ &+ e^{-\Omega^i(t-t_n)} \left(\sum_{m=1}^6 \chi_g^m \lambda_m^i C_m^i(x, y, z, t) + \chi_g^{ext} q_{ext}^i(x, y, z, t) \right) \end{aligned} \quad (3.9-5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} C_m^i(x, y, z, t) = \frac{\beta_m^i}{k_{eff}} \sum_{g'} e^{\Omega^i(t-t_n)} v \Sigma_{fg'}^i(x, y, z, t) \psi_{g'}^i(x, y, z, t) - \lambda_m^i C_m^i(x, y, z, t) \quad (3.9-6)$$

3.9.3 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(3.9-5)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(3.9-5)の左辺の時間微分項が静特性方程式との基本的な差である。着目方向1次元の方程式を解析的に解くことは一般に

困難であるが、時間ステップを大きくとることのできる陰的手法を適用することを目的に、後退差分を用いて時間微分項を差分化する。

$$\frac{1}{v_g} \frac{\psi_{gx}^i(x, t_{n+1}) - \psi_{gx}^i(x, t_n)}{\Delta t_n} = \bar{D}_g^i(t_{n+1}) \frac{d^2}{dx^2} \psi_{gx}^i(x, t_{n+1}) - \left(\bar{\Sigma}_{rg}^i(t_{n+1}) + \frac{\Omega^i}{v_g} \right) \psi_{gx}^i(x, t_{n+1}) + Q_{gx}^i(x, t_{n+1}) - L_{gx}^i(x, t_{n+1}) \quad (3.9-7)$$

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²⁴。

式(3.9-7)において時間ステップ n の中性子束を中性子源項に繰り込むと、定常状態の拡散方程式と同様の式が得られる。

$$-\bar{D}_g^i(t_{n+1}) \frac{d^2}{dx^2} \psi_{gx}^i(x, t_{n+1}) + \bar{\Sigma}_{rg}^{ti}(t_{n+1}) \psi_{gx}^i(x, t_{n+1}) = Q_{gx}^{ti}(x, t_{n+1}) - L_{gx}^i(x, t_{n+1}) \quad (3.9-8)$$

ここで、

$$\bar{\Sigma}_{rg}^{ti}(t_{n+1}) = \bar{\Sigma}_{rg}^i(t_{n+1}) + \frac{1}{v_g} \left(\Omega^i + \frac{1}{\Delta t_n} \right) \quad (3.9-9)$$

$$Q_{gx}^{ti}(x, t_{n+1}) = Q_{gx}^i(x, t_{n+1}) + \frac{1}{v_g \Delta t_n} \psi_{gx}^i(x, t_n). \quad (3.9-10)$$

式(3.9-8)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 3.9-1 に示す。

ノード周波数及び遅発中性子先行核密度も中性子束に依存するため、同じ非線形ノード法反復において更新する。ノード法結合係数の計算には計算時間を要する。計算時間の短縮のため、ノード法結合係数の計算を大きな時間ステップで行う。中性子束の収束は、1点及び炉心平均核分裂中性子源誤差で判定する。

3群計算におけるノード周波数に関しては、熱群のノード周波数で代用でき、時間ステップ t_{n+1} の熱中性子束を用いて次のように反復更新する。

$$\Omega^{i(k)}(t_{n+1}) = \Omega^i(t_n) + \frac{1}{\Delta t_n} \ln \left(\frac{\bar{\psi}_3^{-i(k)}(t_{n+1})}{\bar{\phi}_3^i(t_n)} \right) \quad (3.9-11)$$

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。

3.9.4 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(3.9-6)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(3.9-6)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。

$$\frac{\partial}{\partial t} C_{mx}^i(x, t) = \sum_{g'} e^{\Omega^i(t-t_n)} F_{g'ix}^i(x, t) - \lambda_m^i C_{mx}^i(x, t) \quad (3.9-12)$$

ここで、

$$C_{mx}^i(x, t) = \frac{1}{h_y^i h_z^i} \int_0^{h_y^i} dy \int_0^{h_z^i} dz C_m^i(x, y, z, t) \quad (3.9-13)$$

$$F_{g'ix}^i(x, t) = \frac{\beta_m^i(t)}{k_{eff}^i} \frac{1}{h_y^i h_z^i} \int_0^{h_y^i} dy \int_0^{h_z^i} dz v \Sigma_{fg'}^i(x, y, z, t) \psi_g^i(x, y, z, t) \quad (3.9-14)$$

これにより、式(3.9-12)は解析的に解かれる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ C_{mx}^i(x, t) e^{\lambda_m^i t} \right\} = \sum_{g'} F_{g'ix}^i(x, t) e^{(\lambda_m^i + \Omega^i)t - \Omega^i t_n} \quad (3.9-15)$$

式(3.9-15)を時刻 t_n から t_{n+1} まで積分すると、

$$C_{mx}^i(x, t_{n+1}) = C_{mx}^i(x, t_n) e^{-\lambda_m^i \Delta t_n} + \sum_{g'} \int_{t_n}^{t_{n+1}} F_{g'ix}^i(x, t) e^{(\lambda_m^i + \Omega^i)t - \lambda_m^i t_{n+1} - \Omega^i t_n} dt \quad (3.9-16)$$

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

$$F_{g'ix}^i(x, t) = F_{g'ix}^i(x, t_n) + \frac{t-t_n}{\Delta t_n} (F_{g'ix}^i(x, t_{n+1}) - F_{g'ix}^i(x, t_n)) \quad (t_n \leq t \leq t_{n+1}) \quad (3.9-17)$$

式(3.9-16)は最終的に、

$$C_{mx}^i(x, t_{n+1}) = C_{mx}^i(x, t_n) e^{-\lambda_m^i \Delta t_n} + \sum_{g'} \frac{e^{\Omega^i \Delta t_n}}{(\lambda_m^i + \Omega^i)} \left\{ F_{g'ix}^i(x, t_{n+1}) (1 - T_m^i) + F_{g'ix}^i(x, t_n) \left(-e^{-(\lambda_m^i + \Omega^i) \Delta t_n} + T_m^i \right) \right\} \quad (3.9-18)$$

ここで、

$$T_m^i = \frac{1}{(\lambda_m^i + \Omega^i) \Delta t_n} \left(1 - e^{-(\lambda_m^i + \Omega^i) \Delta t_n} \right) \quad (3.9-19)$$

遅発中性子先行核の初期密度は、周波数を0と置いて、

$$C_m^i(x, 0) = \frac{\beta_m^i(0)}{k_{eff}^i \lambda_m^i} \sum_{g'} F_{g'ix}^i(x, 0) \quad (3.9-20)$$

これらの先行核密度は、中性子源モーメントの計算に用いられる。ただし、先行核密度のノード内分布が小さいことを考慮し、ノード平均先行核密度だけを陽に追跡し、高次モーメントについては次のように動的周波数を導入して近似する。

$$\Omega_m^i(t) = \frac{1}{C_m^i(t)} \frac{\partial}{\partial t} C_m^i(t) \quad (3.9-21)$$

これらの周波数は方向によらない。これから、式(3.9-12)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。

$$C_{mxl}^i(x, t) = \frac{\beta_m^i(t)}{k_{eff}(\Omega_m^i(t) + \lambda_m^i)} \sum_{g'} e^{\Omega_m^i(t-t_n)} F_{g'xl}^i(x, t), \quad l \geq 1 \quad (3.9-22)$$

3.9.5 出力分布計算

ノード平均出力は次式で計算される。

$$P^i(t) = \varepsilon^i \sum_{g'} \left\{ \Sigma_{f, g'0}^i(t) \bar{\phi}_{g'}^i(t) + \sum_{u=x,y,z} \left(\frac{1}{3} \Sigma_{f, gru1}^i(t) \phi_{gru1}^i(t) + \frac{1}{5} \Sigma_{f, gru2}^i(t) \phi_{gru2}^i(t) \right) \right\} \quad (3.9-23)$$

ここで、 ε^i は核分裂当たりの放出エネルギーであり、第2項は均質核分裂断面積のノード内片燃え効果を表す。崩壊熱を含める場合は、発生熱の遅れ成分を考慮する⁴¹。

$$P^i(t) = (1 - \sum_k f_{d,k}) P_p^i(t) + \sum_k P_{d,k}^i \quad (3.9-24)$$

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。

3.9.6 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²⁶。3群動特性方程式(3.9-1)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、

$$\begin{aligned} \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \frac{1}{v_g} \frac{\partial \phi_g}{\partial t} dV &= \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \nabla D_g \nabla \phi_g dV - \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \Sigma_{ag} \phi_g dV + \int \sum_{g=1}^2 (\phi_{g+1}^* - \phi_g^*) \Sigma_{slg} \\ &+ \frac{1}{k_{eff}(0)} \int (1 - \beta) \phi_1^* \sum_{g=1}^3 \nu \Sigma_{fg} \phi_g dV + \int \phi_1^* \sum_{m=1}^6 \lambda_m C_m dV + \int \phi_1^* q_{ext} dV \end{aligned} \quad (3.9-25)$$

上式を $\int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* dV$ で割り整理すると、最終的に1点動特性方程式は、次式で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle n \rangle = \frac{(\rho(t) - \bar{\beta})}{\Lambda(t)} \langle n \rangle + \sum_{m=1}^6 \bar{\lambda}_m \langle C_m \rangle + \langle q_{ext} \rangle \quad (3.9-26)$$

ここで、炉内平均の中性子数，実効遅発中性子割合，遅発中性子先行核崩壊定数，遅発中性子先行核密度，及び外部中性子源はそれぞれ，

$$\langle n \rangle = \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \frac{1}{v_g} \phi_g dV / \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* dV \quad (3.9-27)$$

$$\bar{\beta} = \int \beta \phi_1^* \sum_{g=1}^3 v \Sigma_{fg} \phi_g dV / \int \phi_1^* \sum_{g=1}^3 v \Sigma_{fg} \phi_g dV \quad (3.9-28)$$

$$\bar{\lambda}_m = \int \phi_1^* \lambda_m C_m dV / \int \phi_1^* C_m dV \quad (3.9-29)$$

$$\langle C_m \rangle = \int \phi_1^* C_m dV / \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* dV \quad (3.9-30)$$

$$\langle q_{ext} \rangle = \int \phi_1^* q_{ext} dV / \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* dV \quad (3.9-31)$$

実効増倍率，反応度，中性子生成時間は次式で定義される。

$$k_{eff}(t) = \frac{\langle v \Sigma_f \phi \rangle}{-\langle \nabla D \nabla \phi \rangle + \langle \Sigma_a \phi \rangle} = \frac{\int \phi_1^* \sum_{g=1}^3 v \Sigma_{fg} \phi_g dV}{-\int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \nabla D_g \nabla \phi_g dV + \int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \Sigma_{ag} \phi_g dV} \quad (3.9-32)$$

$$\begin{aligned} \rho(t) &= \frac{k_{eff}(t) - k_{eff}(0)}{k_{eff}(t)} + k_{eff}(0) \frac{\langle \Sigma_{st} \phi \rangle}{\langle v \Sigma_f \phi \rangle} \\ &= \frac{k_{eff}(t) - k_{eff}(0)}{k_{eff}(t)} + \frac{\int \sum_{g=1}^2 (\phi_{g+1}^* - \phi_g^*) \Sigma_{stg}}{\frac{1}{k_{eff}(0)} \int \phi_1^* \sum_{g=1}^3 v \Sigma_{fg} \phi_g dV} \end{aligned} \quad (3.9-33)$$

$$\Lambda(t) = \frac{\int \sum_{g=1}^3 \phi_g^* \frac{1}{v_g} \phi_g dV}{\frac{1}{k_{eff}(0)} \int \phi_1^* \sum_{g=1}^3 v \Sigma_{fg} \phi_g dV} \quad (3.9-34)$$

周波数変換法を用いる場合は，反応度は式(3.9-32)と(3.9-33)で ϕ_g を $\psi_g e^{\Omega \Delta t}$ で置き換えて計算できる。

ドップラ，ボイド，制御棒などの反応度成分を分離したい場合は，各反応度に伴随するノードパラメータ（ノード燃料温度，水密度，制御棒割合など）を反応度成分毎に順次初期値に置き換えてノード断面積を計算し直して，仮想的な実効増倍率を計算し，それぞれの実効増倍率の差分から各反応度成分を計算する。ただし，中性子束は全反応度を計算したときのものを用いる。

スクラム反応度については，AETNAは断熱近似のため熱水力フィードバックを考慮できないが，プラント過渡解析コードを参照解とした補正乗数を適用することができる。

$$\int \rho(C) SM(C) dC = \sum_{n=1}^{N-1} \frac{(C_{n+1} - C_n)}{2} [\rho^n SM^n(C) + \rho^{n+1} SM^{n+1}(C)] \quad (3.9-35)$$

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。

3.9.7 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。

$$\frac{dh_i}{dt} = \frac{(1-\gamma)}{\rho_f} (P_i(t)PD(t) - P_i(0)PD(0)) \quad (3.9-36)$$

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(3.9-36)を時刻 t^{n-1} から t^n まで積分すると、時刻 t^n のエンタルピは、

$$h_i^n = h_i^{n-1} + \frac{(1-\gamma)}{2\rho_f} [(P_i^n + P_i^{n-1})PD^n - 2P_i^0 PD^0] \Delta t^n \quad (3.9-37)$$

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。

3.9.8 燃料棒エンタルピ計算

燃料棒エンタルピ計算では、燃料棒毎にエンタルピを積分する。燃料棒“ r ”に対して、

$$h_{i,r}^n = h_{i,r}^{n-1} + \frac{(1-\gamma)}{2\rho_f} (P_i^n \cdot LPF_{i,r}^n \cdot PD^n + P_i^{n-1} \cdot LPF_{i,r}^{n-1} \cdot PD^n - 2P_i^0 \cdot LPF_{i,r}^0 \cdot PD^0) \Delta t^n \quad (3.9-38)$$

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。

3.9.9 中間領域モニタ及び起動領域モニタモデル

中間領域モニタ（以下、「IRM」という。）及び起動領域モニタ (SRNM) の応答は検出器位置を囲むノードの出力から計算される。

$$R_s = \frac{C_s}{4} (C_{ijk}P_{ijk} + C_{i+1jk}P_{i+1jk} + C_{ij+1k}P_{ij+1k} + C_{i+1j+1k}P_{i+1j+1k}) \cdot PD \quad (3.9-39)$$

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。

3.9.10 固定源計算

固定源計算においては、外部中性子源に加え、照射済み燃料集合体からの自発核分裂源及びランタン 140 (La-140)からの強ガンマ線による $D(\gamma, n)H$ 光核反応による中性子源^{42, 43}を考慮できる⁴⁴。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 3.4-3 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毎数密度を追跡計算することにより計算する。キュリウム 242 (Cm-242) は、アメリシウム 242 (Am-242) の半減期が短いことからアメリシウム 241 (Am-241) の中性子捕獲により直接生成されるとみなし、次の過渡方程式を解いて得られる。

$$\begin{aligned} \frac{dN_{Cm242}(t)}{dt} = & BR_{Am242} \cdot BR_{Cm242} \cdot \sigma_{Am241} \phi(t) N_{Am241}(t) \\ & - (\lambda_{Cm242} + \sigma_{Cm242} \phi(t)) N_{Cm242}(t) \end{aligned} \quad (3.9-40)$$

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 (3.4.8 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。

$$\frac{dN_{Cm244}(t)}{dt} = \sigma_{Am243}\phi(t)N_{Am243}(E) - (\lambda_{Cm244} + \sigma_{Cm244}\phi(t))N_{Cm244}(t) \quad (3.9-41)$$

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 (3.9-40) の解析解を代入する。

$$\begin{aligned} \frac{dN_{Pu238}(t)}{dt} = & \sigma_{c,Np237}\phi(t)N_{Np237}(E) + \lambda_{Cm242}N_{Cm242}(t) \\ & - (\lambda_{Pu238} + \sigma_{Pu238}\phi(t))N_{Pu238}(t) \end{aligned} \quad (3.9-42)$$

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。

$$q_{Cm242}(t) = R_{Cm242} \cdot \lambda_{Cm242} \cdot N_{Cm242}(t) \quad (3.9-43)$$

$$R_{Cm242} = \nu_{Cm242} \cdot SF_{Cm242} + F_{Cm242}^{(\alpha,n)} \quad (3.9-44)$$

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。

$$\frac{dN_{Ba140}(t)}{dt} = Y_e F(t) - \lambda_{Ba140} N_{Ba140}(t) \quad (3.9-45)$$

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、

$$q_{La140}(t) = R_{La140} \cdot \lambda_{La140} \cdot \frac{\lambda_{Ba140}}{\lambda_{La140} - \lambda_{Ba140}} N_{Ba140}(t) \quad (3.9-46)$$

ここで、

R_{La140} : La-140 の γ 崩壊に伴って放出される光中性子数

λ_{La140} : La-140 崩壊定数

個々の反応による中性子のエネルギースペクトラムは異なるが、すべて高速中性子として生成されると仮定できる。

固定源計算では、未臨界体系における中性子束反復の収束加速のため、中性子束スケーリング法²⁵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。

$$A\phi = F\phi + S \quad (3.9-47)$$

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。

$$f = \frac{\int S dV}{\int A\phi dV - \int F\phi dV} \quad (3.9-48)$$

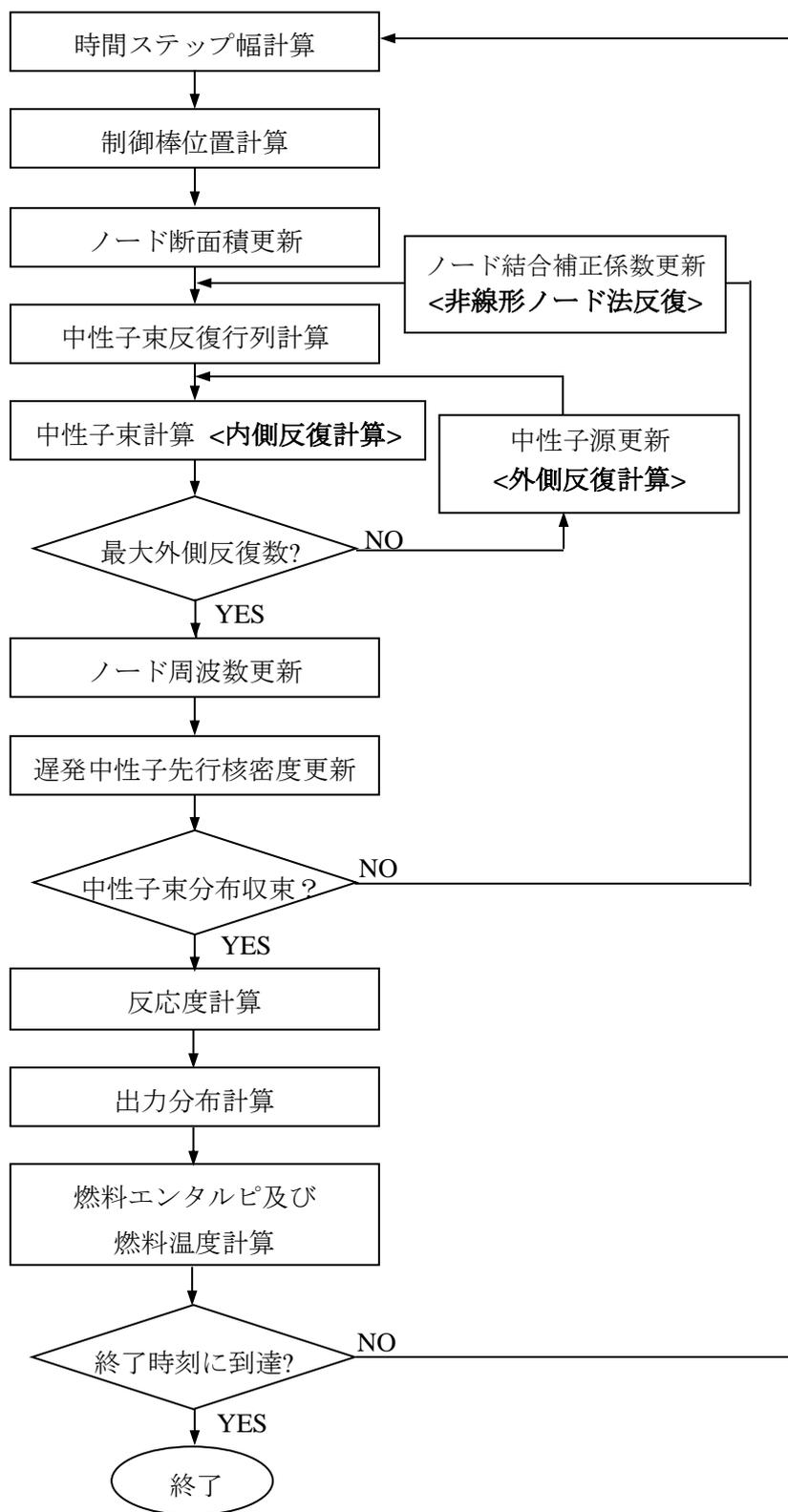


図 3.9-1 過渡時中性子束計算の流れ

3.10 高次モード計算

3.10.1 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、ノード毎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¹⁰。

3.10.2 高次モード中性子束計算

多群中性子拡散方程式は、

$$-\nabla \cdot D_g \nabla \phi_g + \Sigma_{rg} \phi_g = \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'} \phi_{g'} + \sum_{g'} \Sigma_{g' \rightarrow g} \phi_{g'} \quad (3.10-1)$$

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(3.10-1)は高次モードに対して形式的に、次のように書ける。

$$L \phi_m = \frac{1}{\lambda_m} M \phi_m \quad (3.10-2)$$

全除去演算子と生成演算子、 L 及び M はそれぞれ次のように定義される。

$$L = -\nabla \cdot D_g \nabla + \Sigma_{rg} - \sum_{g'} \Sigma_{g' \rightarrow g} \quad (3.10-3)$$

$$M = \chi_g \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'} \quad (3.10-4)$$

随伴方程式は次のように書かれる(3.1.8節参照)。

$$L^* \phi_m^* = \frac{1}{\lambda_m} M^* \phi_m^* \quad (3.10-5)$$

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²⁶。

$$\langle \phi_n^*, M \phi_m \rangle = 0, \quad n \neq m \quad (3.10-6)$$

ここで、内積は炉心内の全ノードと群に関する和で定義される。固有値が次のように降順に並んでいると仮定する。

$$\lambda_0 > \lambda_1 > \dots > \lambda_m > \dots > \lambda_n, \quad m < n \quad (3.10-7)$$

固有値方程式は、べき乗法で解かれる。任意のベクトル $\psi^{(0)}$ は固有関数の1次結合で表わされる。

$$\psi^{(0)} = \sum_m a_m \phi_m \quad (3.10-8)$$

反復手続きを以下のように定義する。

$$\psi^{(t)} = \frac{1}{\lambda^{(t-1)}} L^{-1} M \psi^{(t-1)} \quad (3.10-9)$$

$$\lambda^{(t)} = \lambda^{(t-1)} \frac{\langle M \psi^{(t)}, M \psi^{(t)} \rangle}{\langle M \psi^{(t)}, M \psi^{(t-1)} \rangle} \quad (3.10-10)$$

ここで、 t は反復回数である。式(3.10-2)より、

$$L^{-1} M \phi_m = \lambda_m \phi_m \quad (3.10-11)$$

多数回の反復を行って、 λ が λ_0 に十分に収束していると仮定すると、任意の反復ベクトルに対して、

$$\begin{aligned} \psi^{(t)} &= \frac{1}{\lambda_0} (L^{-1} M)^t \psi^{(0)} = \sum_{m=0} a_m (L^{-1} M / \lambda_0)^t \phi_m = \sum_{m=0} a_m (\lambda_m / \lambda_0)^t \phi_m \\ &= a_0 \phi_0 + \sum_{m=1} a_m (\lambda_m / \lambda_0)^t \phi_m \end{aligned} \quad (3.10-12)$$

ここで、 $\lambda_m / \lambda_0 < 1$ であるから任意のベクトルは基本モードに収束する。高次モード次数 n のベクトルを得るには、反復プロセスを次のように変更して低次のモードを除去する。

$$\psi_n^{(t)} = \frac{1}{\lambda^{(t-1)}} L^{-1} M \left[\psi_n^{(t-1)} - \sum_{m=0}^{n-1} a_{nm}^{(t-1)} \phi_m \right] \quad (3.10-13)$$

$$a_{nm}^{(t-1)} = \frac{\langle \phi_m^*, M \psi_n^{(t-1)} \rangle}{\langle \phi_m^*, M \phi_m \rangle} \quad (3.10-14)$$

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(3.10-6)を用いて引き去って得る。

3.10.3 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。

$$\sum_{u=x,y,z} \frac{1}{h_u^i} (J_{gu+}^i - J_{gu-}^i) + \sum_{r,g} \bar{\phi}_g^i = \sum_{g' \neq g} \Sigma_{g' \rightarrow g}^i \bar{\phi}_{g'}^i + \frac{\chi_g}{\lambda} \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i \bar{\phi}_{g'}^i \quad (3.10-15)$$

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

$$J_{gx-}^i = - \left[\frac{h_x^i}{2D_g^i} + \frac{h_x^{i-1}}{2D_g^{i-1}} \right]^{-1} \left[(\bar{\phi}_g^i - \bar{\phi}_g^{i-1}) - C_{gx}^{i-1/2} (\bar{\phi}_g^i + \bar{\phi}_g^{i-1}) \right] \quad (3.10-16)$$

ここで、 $C_{gx}^{i-1/2}$ は隣接ノードに共通のノード結合補正係数であり、2ノード問題をノード法で解いたとき、差分形式の中性子流がノード法表現を保存するように決定される。これらの補正係数は収束するまで反復更新される。高次モード計算では、ノード結合補正係数は、断面積と同様に基本モードの値が保持される。

モード間の直交関係より、中性子源反復 $t-1$ 回の中性子束から低次のモードを抜き取るための展開係数は、次式で計算される。

$$a_{nm}^{(t-1)} = \frac{\langle \bar{\phi}_m^* M \bar{\psi}_n \rangle}{\langle \bar{\phi}_m^* M \bar{\phi}_m \rangle} = \frac{\sum_i \sum_g \bar{\phi}_{g,m}^{*i} \chi_g \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i \bar{\psi}_{g',n}^{-(t-1)}}{\sum_i \sum_g \bar{\phi}_{g,m}^{*i} \chi_g \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'}^i \bar{\phi}_{g,m}^i} \quad (3.10-17)$$

これより、 n 次モード計算では、中性子源反復 t 回の低次モードの抜き取りは次式で行なわれる。

$$\bar{\psi}_{g,n}^{-(t)} = \bar{\psi}_{g,n}^{-(t-1)} - \sum_{m=0}^{n-1} a_{nm}^{(t-1)} \bar{\phi}_m^i \quad (3.10-18)$$

各モードについて、初期中性子束分布として全ての高次モード成分を含めるために乱数分布が選ばれる。

$$\psi_{g,n}^{i(0)} = R_n^i - 1/2, \quad (g=1, 2, 3) \quad (3.10-19)$$

ここで、 R_n^i は0から1の間の一様乱数である。

高次モード固有値は、レイリー商を用いて計算される。

$$\lambda_n^{(t)} = \lambda_n^{(t-1)} \frac{\langle M \bar{\psi}_n^{(t)}, M \bar{\psi}_n^{(t)} \rangle}{\langle M \bar{\psi}_n^{(t)}, M \bar{\psi}_n^{(t-1)} \rangle} \quad (3.10-20)$$

高次モード中性子束の収束は次の判定で行われる。

$$DIFP = (Max_i M \bar{\psi}_n^{-(t)} / M \bar{\psi}_n^{-(t-1)} - Min_i M \bar{\psi}_n^{-(t)} / M \bar{\psi}_n^{-(t-1)}) \leq EPS5 \quad (3.10-21)$$

$$SUMF = \sqrt{\sum_i (M \bar{\psi}_n^{-(t)} - M \bar{\psi}_n^{-(t-1)})^2 / \sum_i |M \bar{\psi}_n^{-(t)}|} \leq EPS1 \quad (3.10-22)$$

$$DELK = \left| \lambda_n^{(t)} - \lambda_n^{(t-1)} \right| \leq EPSK \quad (3.10-23)$$

収束後、高次モード中性子束は次のように規格化される。

$$\bar{\psi}_{gn}^i = \bar{\psi}_{gn}^i / (\sum_i |\bar{\psi}_{1n}^i| / \sum_i 1), \quad (g = 1, 3) \quad (3.10-24)$$

随伴解の高次モードも同様にして計算される。

3.10.4 固有値間隔，未臨界度

前進解に対して高次モード n の出力分布は，

$$\bar{P}_n^i = \varepsilon^i \sum_g \Sigma_{fg}^i \bar{\psi}_{gn}^i \quad (3.10-25)$$

ここで， ε は核分裂当たりの放出エネルギーであり，出力分布は絶対値の炉心平均が1になるように規格化される。

高次モード n の固有値間隔は，次式で定義される。

$$ES_n = \lambda_0 - \lambda_n \quad (3.10-26)$$

高次モードの未臨界度は，次式で与えられる。

$$\rho_n = 1/\lambda_n - 1/\lambda_0 \cong (\lambda_0 - \lambda_n)/\lambda_n \quad (3.10-27)$$

また，ドル単位では，

$$\rho_n[\$] = (\lambda_0 - \lambda_n)/\lambda_n / \bar{\beta}_0 \quad (3.10-28)$$

1点動特性モデルによる領域安定性解析に必要な，炉心平均の遅発中性子割合と即発中性子寿命（中性子生成時間）は，多群計算では3.9.6節参照に示したとおり，次のように計算される²⁶。ここで， v_g は中性子速度である。

$$\bar{\beta}_n = \frac{\sum_i \beta^i \sum_g \chi_g \bar{\psi}_{gn}^{i*} \sum_{g'} v \Sigma_{fg'}^i \bar{\psi}_{g'n}^i}{\sum_i \sum_g \chi_g \bar{\psi}_{gn}^{i*} \sum_{g'} v \Sigma_{fg'}^i \bar{\psi}_{g'n}^i} \quad (3.10-29)$$

$$\bar{\Lambda}_n = \frac{\sum_i \sum_g \bar{\psi}_{gn}^{i*} (1/v_g^i) \bar{\psi}_{gn}^i}{\sum_i \sum_g \chi_g \bar{\psi}_{gn}^{i*} \sum_{g'} v \Sigma_{fg'}^i \bar{\psi}_{g'n}^i} \quad (3.10-30)$$

なお， n, L, M をそれぞれ炉内中性子数，中性子除去（吸収＋もれ）率，及び中性子生成率とすると，即発中性子寿命 $\ell = n/L$ ，中性子生成時間 $\Lambda = n/M$ ，実効増倍率 $\lambda = M/L$ であるから， $\Lambda = \ell/\lambda$ の関係があり，臨界に近い体系では Λ は ℓ に等しい。

3.10.5 安定性出力分布指標

炉心安定性及び領域安定性の指標として、基準状態の径方向出力分布に関する炉心安定性指標（以下、「R 値」という。）及び領域安定性指標（以下、「RL 値」という。）が、また高次モードの径方向出力分布に関する領域安定性指標（以下、「R1 値」という。）が用いられる。

R 値は燃料集合体出力の 2 乗値の平均値であり、次式で定義する。

$$R0 = \sum_{ij} PB_0(i,j) \cdot PB_0(i,j) / N \quad (3.10-31)$$

ここで、 N は炉心の全燃料集合体数である。一方、RL 値は次式で定義される。

$$RL = \sum_{ij} PB_0(i,j) \cdot PB_0(i,j) L_{ij} / \sum_{ij} L_{ij} \quad (3.10-32)$$

ここで、 L_{ij} は、炉心中心と (i,j) 位置の燃料集合体の間の距離である。R1 値は高次モード n と基本モードの出力分布の積を含む。

$$R1(n) = \sum_{ij} PB_0(i,j) \cdot |PB_n(i,j)| / \sum_{ij} PB_n(i,j) \cdot PB_n(i,j) \quad (3.10-33)$$

3.11 物性値

3.11.1 蒸気表

AETNA で流体の物性は、1967 ASME 蒸気表³⁰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。

3.11.2 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、

$$\boxed{\hspace{10em}} \quad (3.11-1)$$

ここで、 $500^{\circ}\text{F} \leq T \leq 600^{\circ}\text{F}$ である。

ジルカロイの熱伝導度の関数形は、

$$\boxed{\hspace{15em}} \quad (3.11-2)$$

3.11.3 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⁴¹。

4. 検証及び妥当性確認

4.1 概要

AETNA の検証及び妥当性確認は、以下の項目について、表 4.1-1, 表 4.1-2, 表 4.1-3, 表 4.1-4, 表 4.1-5, 表 4.1-6, 表 4.1-7 及び表 4.1-8 に示す 8×8 燃料集合体, 9×9 燃料集合体及び 10×10 燃料集合体が装荷された, ウラン及び MOX 燃料装荷炉心の至近の 4～5 サイクルの運転実績データを使用して行った (ただし, 項目 (1), (11)～(13)を除く)。ここで, 妥当性確認に供せる試験データ数に制限がある事を考慮し, 連続エネルギーモンテカルロコードのような十分に高度なモデルに基づく信頼性の高い手法との比較については, コードの信頼性確認行為を補完しうる「妥当性確認に準ずる確認」と位置付ける。

格子形状の定義は参考文献45及び46に示される通りである。

- (1) ベンチマーク計算による検証および妥当性確認
- (2) 冷温時臨界固有値 (制御棒価値を含む)
- (3) 出力運転時臨界固有値
- (4) 出力分布 (移動式炉心内計装系 TIP との比較)
- (5) 出力分布 (ガンマスキャンとの比較)
- (6) 燃料棒出力分布 (ガンマスキャンとの比較)
- (7) 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
- (8) MOX 燃料装荷炉心
- (9) 長期停止運転
- (10) 部分出力運転
- (11) 減速材ボイド分布の試験 (NUPEC) との比較
- (12) 燃料集合体圧力損失の試験 (NUPEC) との比較
- (13) SPERT 実験との比較
- (14) 安定性試験高次モード分布との比較

このうち, 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。また, 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, ベンチマーク計算による妥当性確認例及び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が, 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棒列数依存性は低いこと, また, 熱水力計算では, 流量配分にかかわる燃料集合体圧力損失相関式に, 10×10 燃料に対する試験データに基づいて整理した相関式を用いるとともに, 他を燃料型式によらない汎用的な相関式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 とほとんど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 19 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 8 及び 47 に AETNA Ver. 1 及び AETNA と核モデルが同一の TRACG Ver. 5 による BWR 4 炉心のプラント過渡解析への適用実績が示されている。

120%までの増出力運転に対して、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^{1,48}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⁴⁹がなされている。本報告ではこのうち約 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る。

MOX 炉心については、ベンチマーク問題による検証及び表 4.1-6 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た。実績評価においては、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た。

長期炉停止後の運転時の炉心特性については、表 4.1-7 に示すプラントの実績データによる臨界固有値及び出力分布(TIP との比較)の妥当性評価を実施した。また、部分出力運転時の炉心特性については、表 4.1-8 に示すプラントの炉心流量予測及び出力分布(TIP との比較)について妥当性評価を実施した。

MLHGR と MCPRⁱについては、燃料棒出力ガンマスキャン結果とともに連続エネルギーモンテカルロ輸送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 3 次元全炉心 MCNP との比較による妥当性確認を行った。

照射量計算については安全解析には使用されないため、本書では示さない。

減速材ボイド分布モデル及び燃料集合体圧力損失モデルについては、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

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^{35,36,37}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。

当性を確認しており、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、制御棒落下事故に対するベンチマーク問題及び SPERT 実験の解析を示す。SPERT 実験では、制御棒反応度及びドップラ反応度の妥当性も確認される。スクラム反応度の実績データ解析については、AETNA 単独では熱水力フィードバックを考慮できないため本書には示さないが、AETNA と核モデルが同一の TRACG Ver. 5 と組み合わせて評価した例が、BWR 4 炉心のプラント過渡解析^{50, 51} 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、運転プラントの安定性試験で得られた結果との比較を実施した。

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，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，MCNP5⁵² 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 効果」という。）を考慮する機能を追加した MCNP5_DBRC⁵³ である。モンテカルロ燃焼コード Monteburns2⁶⁶ においても中性子束ソルバーとして MCNP5_DBRC を使用している。

表 4.1-1 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 4.1-2 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 4.1-3 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 4.1-4 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 4.1-5 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 4.1-6 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 4.1-7 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 4.1-8 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 4.1-9 安定性試験高次モード分布妥当性確認対象プラント

炉型	サイズ (万 kW 級)	格子	プラント	評価サイクル数
BWR 大型炉	100	S	N (BWR6)	1

4.2 ベンチマーク計算による検証及び妥当性確認例

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り、AETNAの核計算モデルを検証した。AETNAの計算はLMWベンチマーク問題を除き、いずれも1燃料集合体1メッシュで行った。ベンチマーク問題の要約を表4.2-1に、参照及び比較に用いたコードを表4.2-2に示す。また、燃料棒局所出力分布については、連続エネルギーモンテカルロ輸送計算コードMCNP5_DBRCの解析結果との比較による妥当性確認を行った。

4.2.1 定常問題

定常問題では、詳細メッシュ計算による参照解に対して、炉心固有値及び燃料集合体出力の比較を行う。

4.2.1.1 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^{59,63}、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리를他のノード法コードと比較して表4.2-3に、また3次元問題に対するサマ리를表4.2-4に、燃料集合体出力の比較を図4.2-1に示す。誤差は、VENTURE差分法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59に従ってそれぞれ以下で定義される。

$$\varepsilon_{max} = \max_i \left\{ \frac{|P_i - P_i^{Ref}|}{P_i^{Ref}} \right\} \quad (4.2-1)$$

$$\varepsilon_{avrg} = \frac{1}{V_t} \sum_i V_i \frac{|P_i - P_i^{Ref}|}{P_i^{Ref}} \quad (4.2-2)$$

ここで、 V_i はノード*i*の体積、 V_t は炉心の全体積である。ノード出力 P_i は、それぞれ平均値が1となるように規格化されている。AETNAの参照解に対する誤差は十分に小さく、また他のノード法コードと同等以上である。

4.2.1.2 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^{59,63}。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による参照解に対する誤差のサマ리를1/4対称制御棒挿入炉心に対して表4.2-5に示す。また、燃料集合体出力の比較

を図 4.2-2 に示す。次に、1/4 対称制御棒引抜炉心についてのサマリを表 4.2-6 に、また燃料集合体出力の比較を図 4.2-3 に示す。1/4 対称炉心では4本の対称位置制御棒が引き抜かれている。最後に、全炉心制御棒引抜ケースについて表 4.2-7 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。

以上より、LRA 問題に対して AETNA は十分な精度を有し、かつ 1/4 炉心問題では 4 次の多項式展開ノード法よりも精度が良いことがわかる。

4.2.1.3 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⁶⁴、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 参照コードの単一燃料集合体非均質計算による 2 群均質化断面積と集合体不連続因子 ADF が与えられる。

HAFAS 2 次元問題の結果を表 4.2-8 にまとめる。誤差は、QUANDRY ノード法コードを用いた詳細メッシュ非均質計算による参照解に対して与えられる。また、燃料集合体出力の比較を図 4.2-4 に示す。固有値及び燃料集合体出力の誤差は、ノード法の中で最も近似の少ない解析的ノード法コード QUANDRY の均質粗メッシュ解と同等である。

表 4.2-1 国際ベンチマーク問題

名称(文献)	集合体	群数	次元	定常/過渡	体系
IAEA PWR (59, 63)	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 (59, 63)	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 (64)	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 (59)	均質	2	3	過渡	PWR における運転時の制御棒引抜過渡を模擬した 3 次元の遅発臨界問題。炉心は 20cm 幅の燃料集合体から構成される 2 燃料領域から成る

表 4.2-2 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	54	2 群解析的ノード法 (θ 法)
CONQUEST	55	2 群 4 次多項式ノード法 (QS 法)
DIF3D/nodal	21	多群 4 次多項式ノード法
IQSBOX	21	2 群 5 次多項式ノード法 (QS 法)
MOSRA-Light	56	多群 4 次多項式ノード法
NEM	21	2 群 5 次多項式ノード法
NESTLE	25, 57	2 群 4 次多項式ノード法
PANTHER	24	2 群解析的ノード法 (FTM 法)
POLCA7	58	2 群解析的ノード法
QUANDRY	59	2 群解析的ノード法 (θ 法)
SIMULATE3	60	2 群 4 次多項式ノード法 (FTM 法)
SKETCH-N	61, 62	多群解析的多項式ノード法 (直接解法)
SPANDEX	24	2 群 5 次多項式ノード法 (GRK 法)
VENTURE	21	多群中性子拡散差分法

QS: 準静近似, FTM: 周波数変換, GRK: Generalized Runge-Kutta

表 4.2-3 IAEA 2次元 PWR 問題サマリ

コード	文献	メッシュ幅 (X, Y, Z)	固有値	固有値 誤差	燃料集合体出力 ^a	
					最大誤差	平均誤差
VENTURE	21	詳細メッシュ	1.02959	Ref.	Ref.	Ref.
IQSBOX (5th)	21	20×20×20cm	1.02966	0.007%	1.40%	N/A
NESTLE	57	20×20×20cm	1.02951	-0.008%	N/A	N/A
POLCA7	58	20×20×20cm	1.02967	0.008%	0.64%	0.23%
MOSRA-Light	56	20×20×20cm	1.02949	-0.010%	1.71%	0.75%
QUANDRY	21	20×20×20cm	1.02962	0.003%	0.94%	0.27%
SKETCH-N	61	20×20×20cm	1.02956	-0.003%	0.5%	0.2%
AETNA	-	20×20×20cm				

^a 燃料集合体出力誤差= (AETNA-Ref)/Ref×100

Ref.: 参照解

N/A: Not Available

表 4.2-4 IAEA 3次元 PWR 問題サマリ

コード	文献	メッシュ幅 (X, Y, Z)	固有値	固有値 誤差	燃料集合体出力 ^a	
					最大誤差	平均誤差
VENTURE	21	詳細メッシュ	1.02903	Ref.	Ref.	Ref.
DIF3D/nodal	21	20×20×20cm	1.02898	-0.005%	1.50%	0.59%
NESTLE	57	20×20×20cm	1.02899	-0.004%	N/A	N/A
NEM (5th)	21	20×20×20cm	1.02911	0.008%	0.90%	0.30%
SIMULATE3	60	20×20×20cm	1.02912	0.009%	N/A	N/A
MOSRA-Light	56	20×20×20cm	1.02897	-0.006%	1.30%	0.59%
QUANDRY	21	20×20×20cm	1.02902	-0.001%	0.69%	0.24%
SKETCH-N	61	20×20×20cm	1.02905	0.002%	0.4%	0.2%
AETNA	-	20×20×20cm				

^a 燃料集合体出力誤差= (AETNA-Ref)/Ref×100

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

表 4.2-5 LRA 3次元 BWR 問題サマリ, 1/4 炉心制御棒挿入ケース

コード	文献	メッシュ幅 (X, Y, Z)	固有値	固有値 誤差	燃料集合体出力 ^a	
					最大誤差	平均誤差
QUANDRY	59	7.5×7.5×25cm	0.99639	Ref.	Ref.	Ref.
QUANDRY	59	15×15×25 cm	0.99644	0.005%	0.24%	0.08%
QUBBOX	59	15×15×30cm	0.99626	-0.013%	N/A	N/A
IQSBOX	59	15×15×30cm	0.99624	-0.015%	N/A	N/A
CONQUEST	55	15×15×25 cm	0.99636	-0.003%	1.17%	0.22%
NESTLE	57	15×15×15 cm	0.99627	-0.012%	N/A	N/A
SPANDEX	24	15×15×25 cm	0.99642	0.003%	N/A	N/A
SKETCH-N	61	15×15×25 cm	0.99637	-0.002%	0.4%	0.1%
AETNA	-	15×15×25 cm				

^a 燃料集合体出力誤差= (AETNA-Ref)/Ref×100

表 4.2-6 LRA 3次元 BWR 問題サマリ, 1/4 炉心制御棒引抜ケース

コード	文献	メッシュ幅 (X, Y, Z)	固有値	固有値 誤差	燃料集合体出力 ^a	
					最大誤差	平均誤差
QUANDRY	59	7.5×7.5×25cm	1.01549	Ref.	Ref.	Ref.
QUANDRY	59	15×15×25 cm	1.01559	0.010%	0.45%	0.23%
IQSBOX	63	15×15×30cm	1.01518	-0.031%	N/A	N/A
QUBBOX	59	15×15×30cm	1.01517	-0.032%	N/A	N/A
AETNA	-	15×15×25cm				

^a 燃料集合体出力誤差= (AETNA-Ref)/Ref×100

表 4.2-7 LRA 3次元 BWR 問題サマリ, 全炉心制御棒引抜ケース

コード	文献	メッシュ幅 (X, Y, Z)	固有値	固有値 誤差	燃料集合体出力 ^a	
					最大誤差	平均誤差
QUANDRY	59	15×15×25 cm	1.01494	Ref.	Ref.	Ref.
QUANDRY	59	30×30×33.3cm	1.01510	0.016%	3.20%	0.76%
AETNA	-	15×15×25 cm				

^a 燃料集合体出力誤差= (AETNA-Ref)/Ref×100

^b 参照解の出力分布が文献に与えられていない

表 4.2-8 HAFAS 2次元 BWR 問題サマリ

コード	文献	メッシュ幅 (X, Y, Z)	固有値	固有値 誤差	燃料集合体出力 ^a	
					最大誤差	平均誤差
QUANDRY	64	Fine mesh	1.04420	Ref.	Ref.	Ref.
QUANDRY (ADF)	64	15.31×15.31cm	1.04360	-0.060%	5.29%	1.33%
AETNA	-	15.31×15.31cm				

^a 燃料集合体出力誤差= (AETNA-Ref)/Ref×100

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

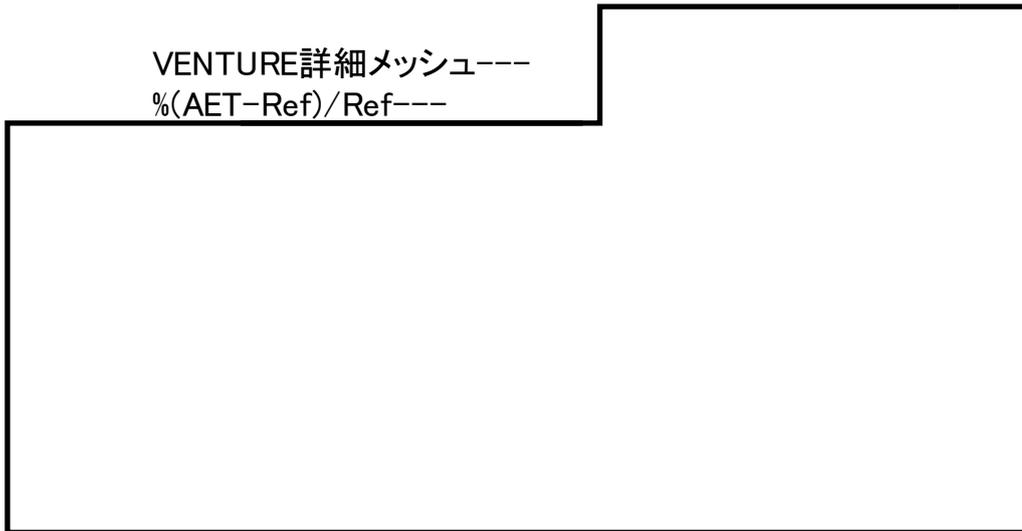


図 4.2-1 IAEA 3次元 PWR 問題 燃料集合体出力の比較
 (1/8 炉心を表示)

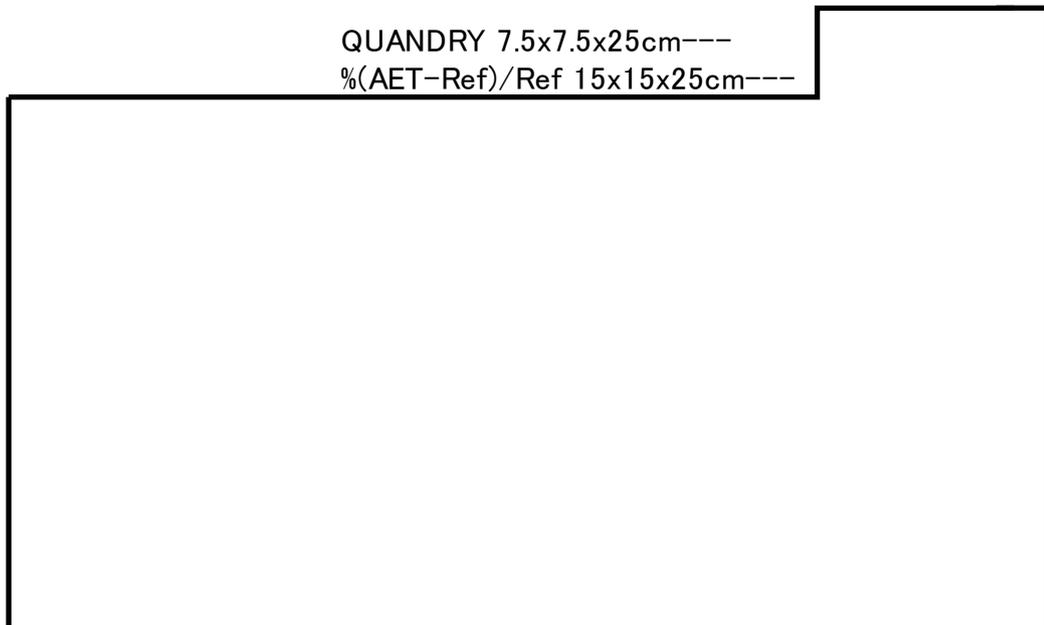


図 4.2-2 LRA 3次元 BWR 問題(1/4 炉心制御棒挿入ケース)
 燃料集合体出力の比較(1/8 炉心を表示)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

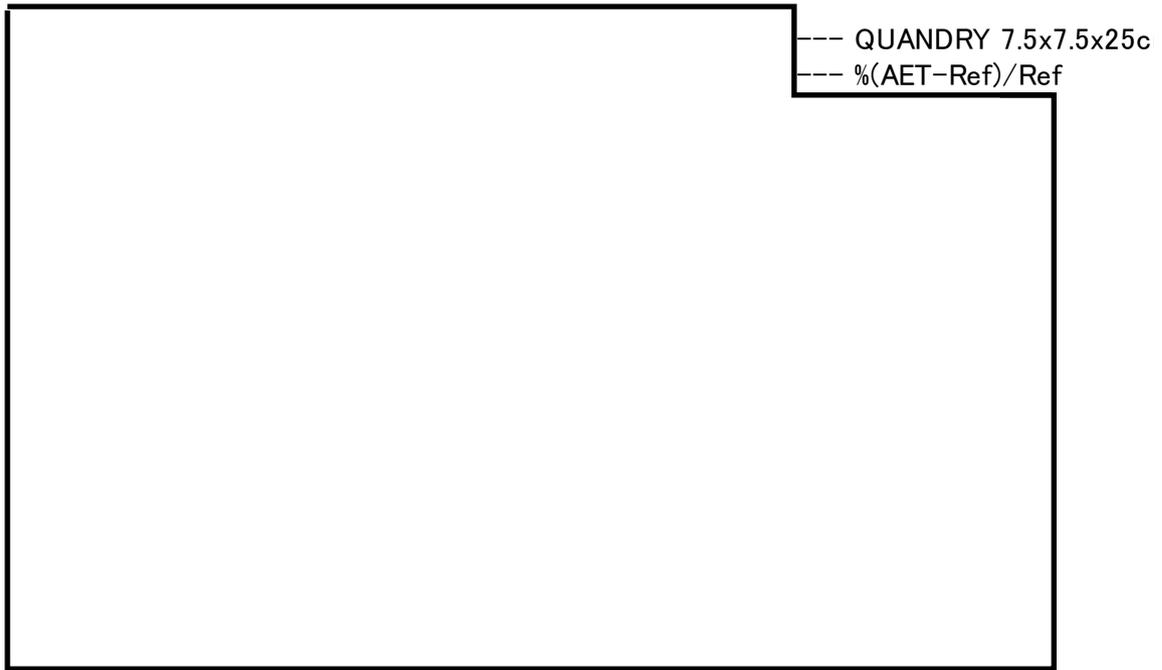


図 4.2-3 LRA 3次元 BWR 問題(1/4 炉心制御棒引抜ケース)
燃料集合体出力の比較 (R: 引抜制御棒位置)

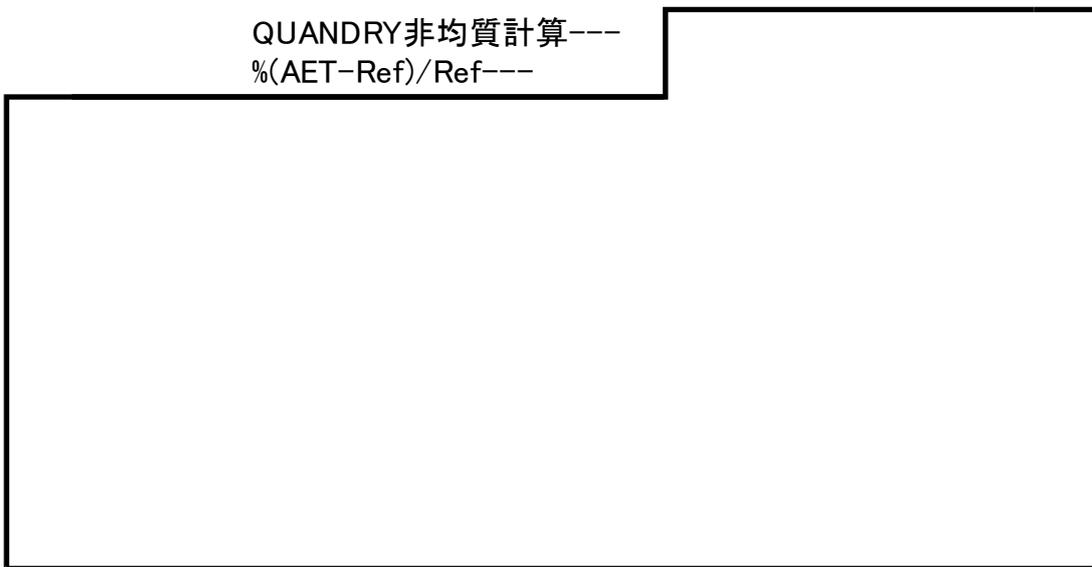


図 4.2-4 HAFAS 2次元 BWR 問題 燃料集合体出力の比較
(1/8 炉心を表示, +は制御棒挿入セル)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.2.2 過渡問題

過渡問題では、詳細メッシュ計算による参照解に対して炉心の熱出力応答及びノード燃料エンタルピを比較する。

4.2.2.1 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^{59,63}。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時間ステップ毎に更新した。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、炉心熱出力の応答を図4.2-5に示す。また、過渡時応答のサマリを、他コードと比較して表4.2-9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²⁴。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のコードと妥当な範囲で一致している。

4.2.2.2 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⁵⁹。この問題は中性子2群、6遅発中性子先行核群でモデル化され、ドップラフィードバックは考慮されない。炉心は20cm幅の均質な燃料集合体で構成される2燃料領域から成り、反射体で囲まれる。初期定常状態から制御棒グループ1が3 cm/sで全引抜され、7.5秒後に制御棒グループ2が同じ速度で挿入開始される。

AETNAの解析では、標準モデルとして、時間解法に周波数変換法を用い、表4.2-10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、時間ステップ毎に更新し、中性子束（出力分布）1点収束誤差の条件は $5.0E-4$ とした。

炉心熱出力の応答を図4.2-6に示す。また、過渡時応答のサマリを、他コードと比較して表4.2-11に示す。AETNAの結果は、時間ステップに依存せず、他コードと妥当な範囲で一致している。

表 4.2-9 LRA 3次元 BWR 過渡問題サマリ (1/4 炉心)

コード	QUANDRY ⁵⁹		IQSBOX ⁵⁵	ARROTTA ⁵⁴	SKETCH ⁶²	AETNA	
	30x30x37.5	30x30x25	15x15x30	15x15x25	15x15x25	15x15x25	15x15x25
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		
3 sec 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		
3 sec でのピークノード燃料温度 (K)	4148	N/A	N/A	3962	4038		

N/A: Not Available

表 4.2-10 LMW 3次元 PWR 過渡問題サマリ (フィードバック無)

コード	PANTHER ²⁴	QUANDRY ⁵⁹	SPANDEX ²⁴		AETNA		
	10x10x5	20x20x20	20x20x20	5x5x2.5	10x10x10		
メッシュ幅 (cm)	10x10x5	20x20x20	20x20x20	5x5x2.5	10x10x10		
時間ステップ数	240	240	431	160	30	240	
固有値 (初期)	N/A	0.99974	0.99971	0.99964			
時間 (sec)	出力密度 (W/cm ³)						
0	150.0	150.0	150.0	150.0			
10	202.1	202.0	201.8	201.1			
20	258.9	262.2	259.4	256.9			
30	207.3	210.8	207.9	205.9			
40	122.0	123.0	122.3	121.4			
50	75.7	75.7	76.0	75.4			
60	58.1	57.9	58.4	57.9			

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

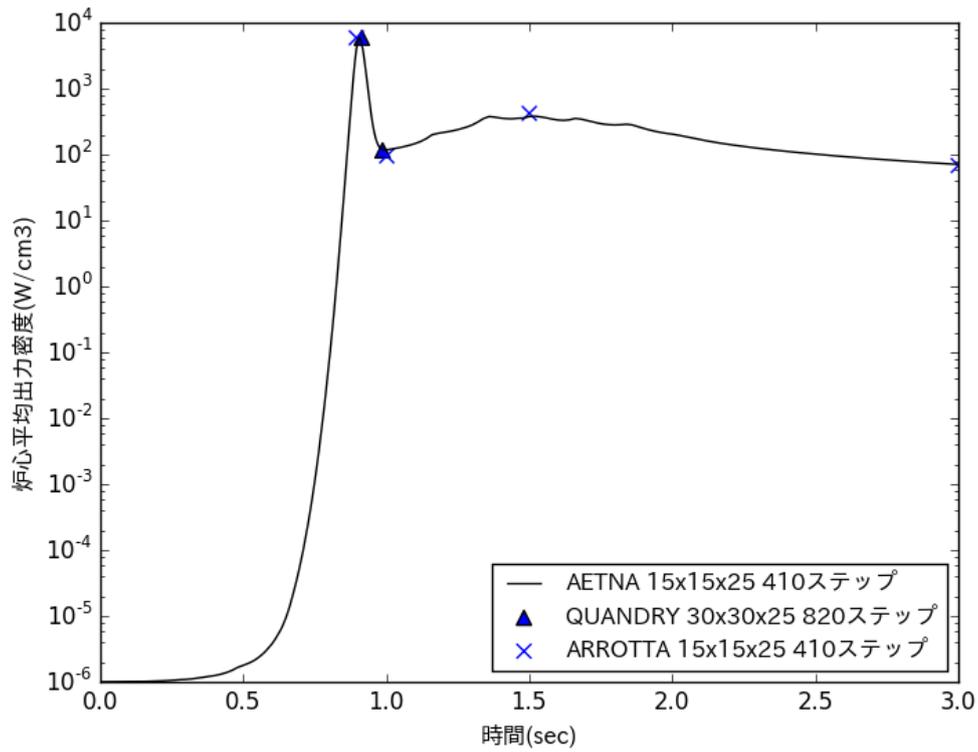


図 4.2-5 LRA 3次元 BWR 過渡問題の炉心熱出力応答(1/4 炉心)

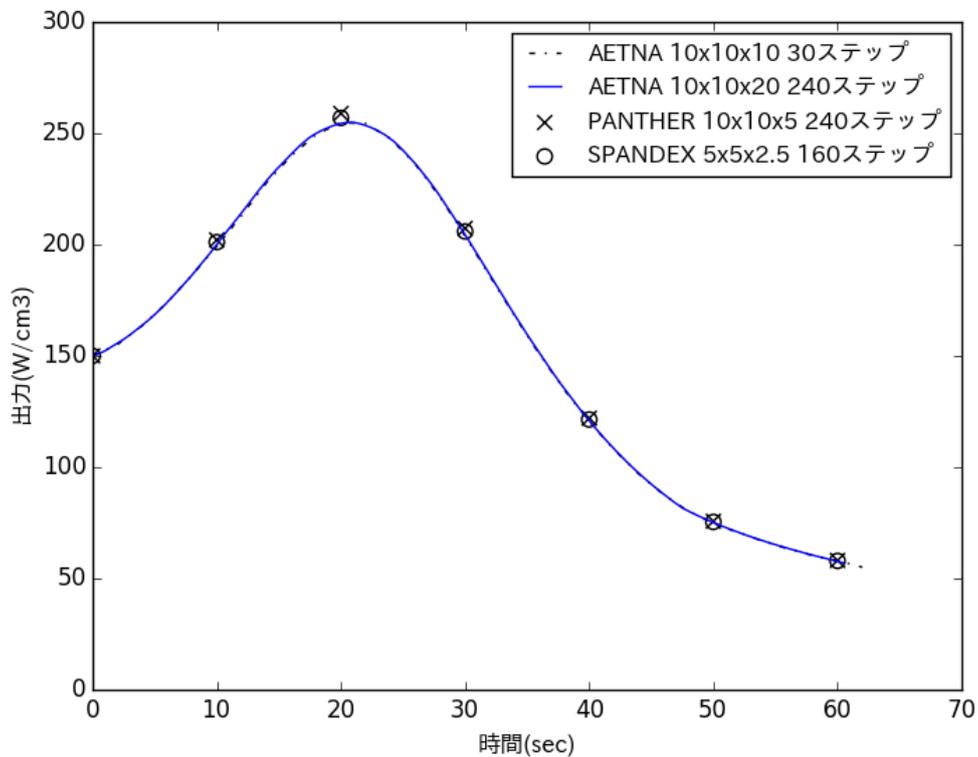


図 4.2-6 LMW 3次元 PWR 過渡問題の炉心熱出力応答

4.2.3 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⁶⁵を、解析解と比較して妥当性を確認する。均質円筒炉心の半径 R と高さ H は、反射体節約を考慮して、AETNA の基本モード固有値に一致するように調節する。AETNA の計算における均質円筒炉心のモデル化は、通常の BWR 炉心において全燃料集合体を軸方向に均質な組成を持つ単一の燃料集合体タイプに置き換えることにより近似している。

解析解は、次式で与えられる。

$$\phi(r, \theta, z) = J_{nt}(j_{nt,nr}r/R) \cos(nt\theta) \cos\{(nz + 1)\pi z/H\} \quad (4.2-3)$$

ここで、 nr 、 nt 、 nz は径方向、周方向、軸方向のモードを表す。 $J_{nt}(r)$ は nt 次のベッセル関数、 $j_{nt,nr}$ は nt 次のベッセル関数の $(nz + 1)$ 次 0 点である。モード指標と幾何バックリング及び固有値の関係は、次式で与えられる。

$$B^2 = B_r^2 + B_z^2, \quad B_z H = (nz + 1)\pi, \quad B_r R = j_{nt,nr} \quad (4.2-4)$$

$$\lambda_{nt,nr,nz} = k^\infty / (1 + M^2 B_{nt,nr,nz}^2) \quad (4.2-5)$$

ここで、 k^∞ 及び M^2 は均質燃料の無限増倍率と全移動面積である。均質円筒炉心の燃料特性と幾何形状計算結果は以下の通りである。

均質円筒炉心の仕様	
パラメータ	値
無限増倍率 k^∞	1.03696
移動面積 M^2 (cm ²)	86.96
基本モード固有値 λ	1.02391
炉心高さ H (cm)	385.84
炉心半径 R (cm)	267.91

AETNA の 3 群計算で得られた未臨界度 ($\Delta k/k$) と解析解の比較を、表 4.2-11 及び図 4.2-7 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良く一致している。周方向 1 次モードの径方向出力分布を図 4.2-8 に示す。

表 4.2-11 均質円筒炉心に対する高次モード未臨界度の比較

モード	モードインデクス			未臨界度 ($\Delta k/k$)		
	軸方向 nz	径方向 nr	周方向 nt	解析解	AETNA	誤差
0	0	0	0	0.0000		
1	0	0	1	0.0106		
2	0	0	1*	0.0106		
3	1	0	0	0.0170		
4	0	0	2	0.0246		
5	0	0	2*	0.0246		
6	1	0	1	0.0276		
7	1	0	1*	0.0276		
8	0	1	0	0.0282		
9	1	0	2	0.0416		

*縮退しているモード

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

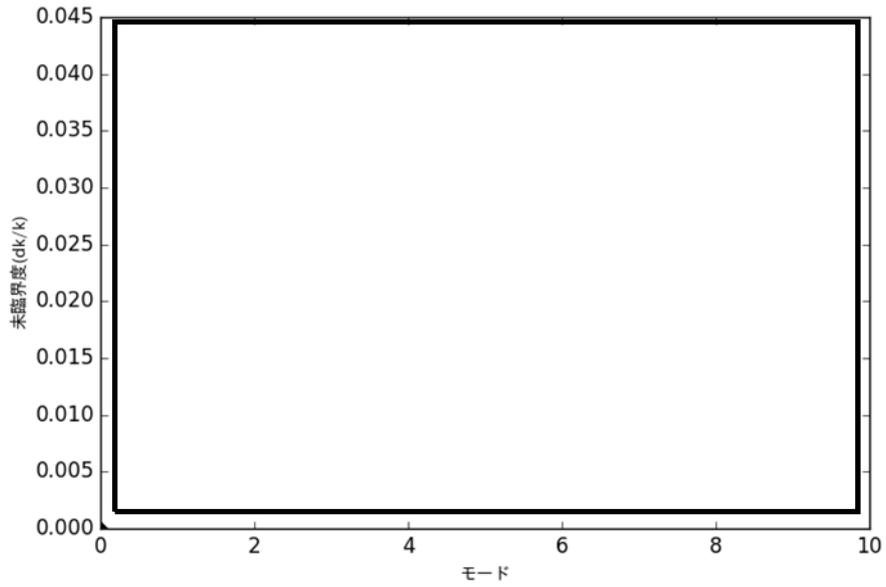


図 4.2-7 均質円筒炉心に対する未臨界度($\Delta k/k$)の比較

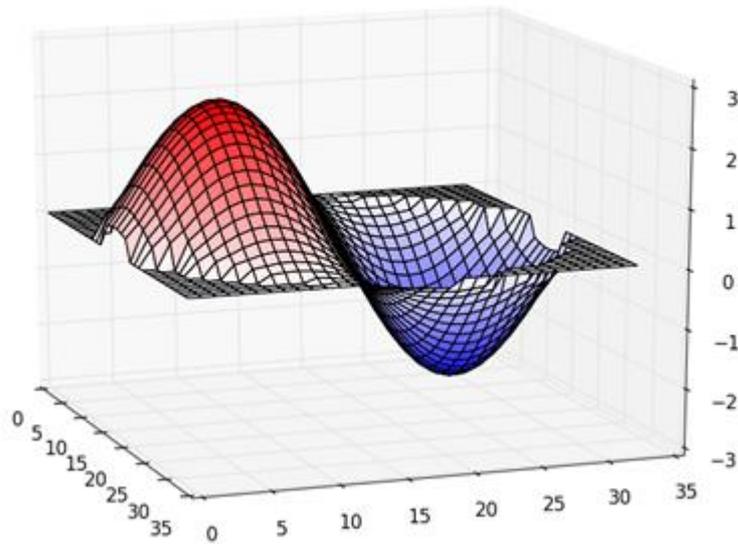


図 4.2-8 周方向1次モード径方向出力分布

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.2.4 局所出力問題

局所出力分布ベンチマーク問題では、燃料棒出力再構築モデルの妥当性を確認するため、連続エネルギーモンテカルロ輸送計算コードである MCNP5_DBRC によるマルチ燃料集合体 2 次元計算を参照解として、燃料棒局所ピーキングを比較する。比較した局所出力は、ガンマ線輸送効果を含まない核分裂出力である。MCNP5_DBRC の結果は、実質的なモデル誤差がないものと見なされ、その主たる不確かさは核データライブラリに内在する要因と、計算手法が確率統計手法に基づくことに因るものと考えられる。そこで、核データライブラリには LANCR と同一の ENDF/B-VII.0 を用い核データライブラリに起因する不確かさを排除する。また確率統計手法の観点からは、参照解とするモンテカルロ計算で十分な中性子ヒストリを設定することで、その統計誤差を低減させた。平衡炉心問題における MCNP5_DBRC のセル内核種組成は、LANCR の無限格子燃焼計算結果を入力した。

4.2.4.1 初装荷多種類燃料炉心問題

燃料集合体間のスペクトルミスマッチによる局所ピーキングへの影響が大きい、初装荷多種類燃料炉心を模擬した非均質燃料集合体から構成される、2次元4×4炉心問題である。炉心の燃料配置を図4.2-9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毎核分裂出力の局所ピーキングを用いた。サイクル初期(BOC)炉心について、燃料集合体最大局所ピーキング(以下、「LPF」という。)及び燃料棒出力誤差の二乗平均平方根(以下、「RMS」という。)の計算結果に対するサマリを表4.2-13に示す。ここで、燃料集合体最大LPFの誤差は、AETNAによる燃料集合体最大LPFと参照解による燃料集合体最大LPFの差である。

$$\varepsilon_{LPF} = \max_i p_i - \max_i p_i^{ref} \quad (4.2-6)$$

ここで、 p_i は燃料棒*i*の局所相対出力であり、AETNA及び参照解それぞれで燃料集合体内の熱出力を発生する燃料棒での平均が1となるように規格化されている。燃料集合体最大LPFの差の炉心平均値は、 ε_{LPF} の絶対値の平均で定義した。また、燃料棒出力の燃料集合体RMS誤差は、AETNAによる燃料棒出力と参照解による燃料棒出力の差の二乗平均平方根である。

$$\varepsilon_{RMS} = \sqrt{\frac{\sum_i (p_i - p_i^{ref})^2}{N_r}} \quad (4.2-7)$$

ここで、和は燃料集合体内の熱出力を発生する燃料棒について取り、 N_r はその本数である。

図 4.2-10 は、制御棒引抜炉心(炉心 1)の燃料集合体最大 LPF を参照解と比較したものである。図 4.2-11 は制御棒挿入炉心(炉心 2)の燃料集合体最大 LPF の比較である。また炉心 1 内の燃料集合体(1, 2) (高濃縮燃料)について、燃料集合体内局所出力分布の比較を図 4.2-12 に、炉心 2 内の燃料集合体(4, 4) (制御棒が挿入された低濃縮燃料)について、燃料集合体内局所出力分布の比較を図 4.2-13 に示す。誤差は、AETNA 計算値-参照解で定義されている。これらより、燃料集合体間のスペクトルミスマッチを考慮して燃料棒出力を再構築できる AETNA では、スペクトルミスマッチのある炉心状態での局所ピーキングを精度良く評価できることがわかる。

4.2.4.2 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 4.2-14 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、本体系を検証に使用した。

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毎核分裂出力の局所ピーキングを用いた。参照解は、MCNP5_DBRC のマルチ燃料集合体計算により得た。サイクル初期炉心に対する結果のサマリを表 4.2-14 に示す。図 4.2-15 は、炉心 1 の燃料集合体最大 LPF を参照解と比較したものであり、図 4.2-16 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 燃料集合体と UO_2 燃料集合体が混在する炉心 2 では、炉心 1 に比べて非均質性が大きい。局所ピーキングを精度良く評価できることがわかる。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 4.2-17 及び図 4.2-18 に示す。

4.2.4.3 10×10 燃料装荷炉心問題

10×10 燃料平衡炉心問題は、10×10 燃料集合体が装荷された炉心の平衡サイクルを模擬した非均質燃料集合体から構成される 2 次元炉心問題である。4×4 炉心は、1 サイクル目(新)燃料、2 サイクル目燃料、及び 3 サイクル目燃料から成る。炉心の燃料配置を図 4.2-19 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毎核分裂出力の局所ピーキングを用いた。参照解は、MCNP5_DBRC のマルチ燃料集合体計算により得た。サイクル初期炉心に対する結果のサマリを表 4.2-15 に示す。図 4.2-20 は制御棒引抜炉心(炉心 1)の燃料集合体最大 LPF の比較を示し、図 4.2-21 は制御棒挿入炉心(炉心 2)の燃料集合体最大 LPF の比較を示す。炉心 2 において特異的に大きな誤差は制御棒挿入燃料集合体であり、ノード出力自体が低いため熱的制限値上の問題はない。炉心 1 内の燃料集合体(1, 2) (新燃料)について、燃料集合体内局所出力分布の比較を図 4.2-22 に示す。また、炉心 2 内の制御棒挿入燃料集合体に隣接する燃料集合体(3, 4) (新燃料)について、燃料集合体内局所出力分布の比較を図 4.2-23 に示す。

本炉心は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ですが、AETNA では、このような炉心の局所ピーキングを精度良く評価できることがわかる。

4.2.4.4 局所出力ベンチマーク計算のまとめ

モンテカルロ輸送計算を参照解とする局所出力ベンチマーク計算のまとめを表 4.2-16 に示す。全問題に対する燃料集合体最大 LPF 誤差の平均値は %、また燃料棒出力 RMS 誤差の平均値は %である。ここには LANCR の無限格子計算モデルの誤差と AETNA による燃料棒出力再構築モデルの誤差が含まれるが、核データライブラリ及び製造公差に起因する不確かさは含まれない。また、燃焼集合体においては MCNP の核種数密度は LANCR の値を用いたが、別途連続エネルギーモンテカルロ燃焼コード Monteburns2⁶⁶の単集合体燃焼計算で評価した数密度と LANCR の数密度の差による MCNP 局所出力分布の RMS 誤差は平均 %であり、これを合わせた燃料棒出力 RMS 誤差の平均値は %である。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

表 4.2-12 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 UO2 : 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:UO2 炉心, 炉心 2:MOX 炉心
10×10 燃料 平衡炉心	C	10×10: 中央に太径水棒 2本配置 (長期サイクル用)	平衡サイクル初期炉心 (4×4 集合体体系) 炉心 1:制御棒無, 炉心 2:制御棒有

表 4.2-13 初装荷多種類燃料炉心局所出力問題サマリ

問題炉心	燃料集合体最大 LPF 誤差 ⁱⁱ の平均値	燃料棒出力 RMS 誤差の平均値
(1) 初装荷多種類燃料炉心 制御棒引抜		
(2) 初装荷多種類燃料炉心 制御棒挿入		

表 4.2-14 MOX 燃料部分装荷炉心局所出力問題サマリ

問題炉心	燃料集合体最大 LPF 誤差の平均値	燃料棒出力 RMS 誤差の平均値
(1) UO2 燃料炉心 制御棒引抜		
(2) MOX 燃料部分装荷炉心 制御棒引抜		

表 4.2-15 10×10 燃料平衡炉心局所出力問題サマリ

問題炉心	燃料集合体最大 LPF 誤差の平均値	燃料棒出力 RMS 誤差の平均値
(1) 10×10 燃料平衡炉心 制御棒引抜		
(2) 10×10 燃料平衡炉心 制御棒挿入		

表 4.2-16 局所出力ベンチマーク全問題サマリ

問題炉心	燃料集合体最大 LPF 誤差の平均値	燃料棒出力 RMS 誤差の平均値
全ベンチマーク問題平均 (全 96 集合体)		

ⁱⁱ 燃料集合体最大 LPF (AETNA) - 燃料集合体最大 LPF (参照解)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

炉心 1

I/J	1	2	3	4
1	1	3	2	1
2	3	2	3	2
3	2	3	2	3
4	1	2	3	1

炉心 2

I/J	1	2	3	4
1	1	3	2	1
2	3	2	3	2
3	2	3	2	3
4	1	2	3	1

燃料集合体タイプ

- 1 低濃縮燃料
 - 2 中濃縮燃料
 - 3 高濃縮燃料
- 制御棒

図 4.2-9 初装荷多種類燃料炉心問題 燃料配置

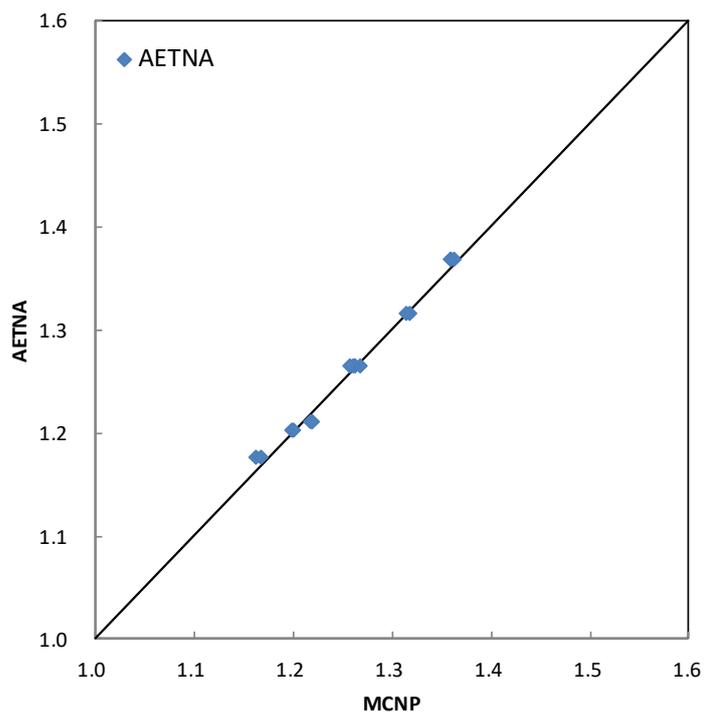


図 4.2-10 初装荷多種類燃料炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 1)

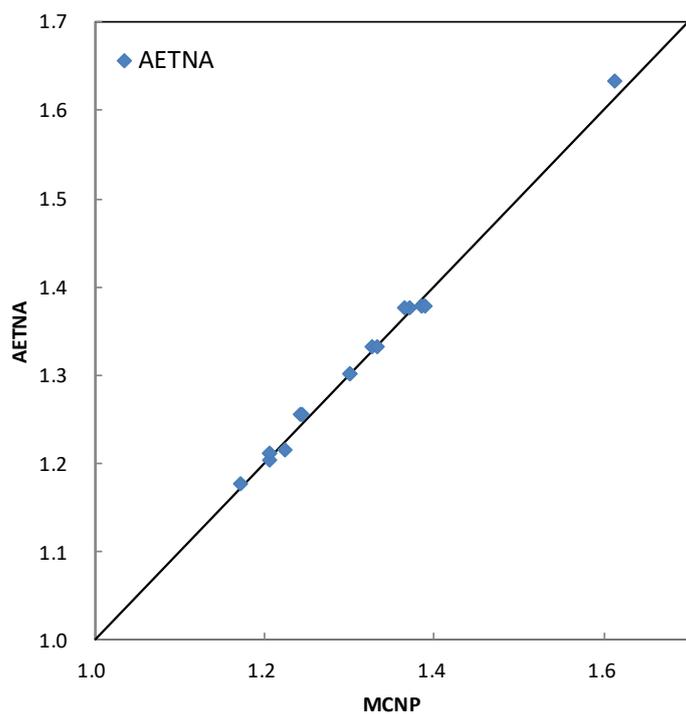
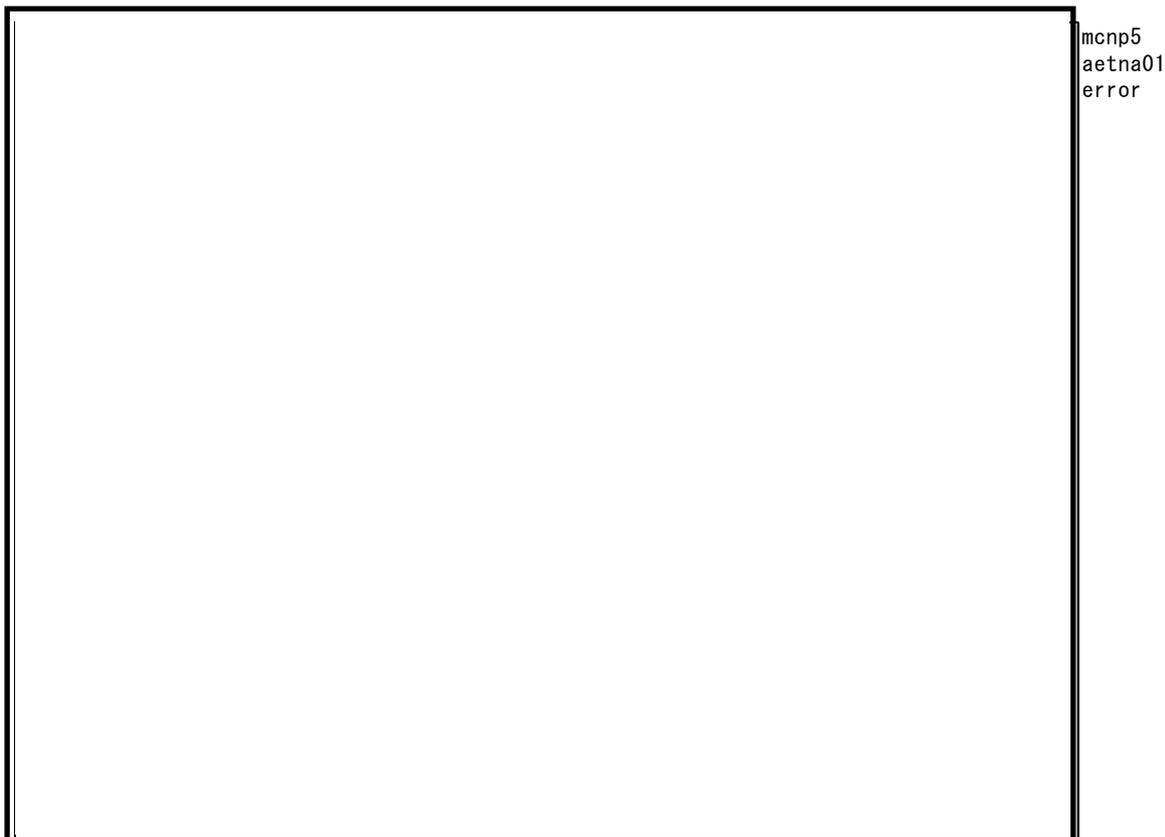


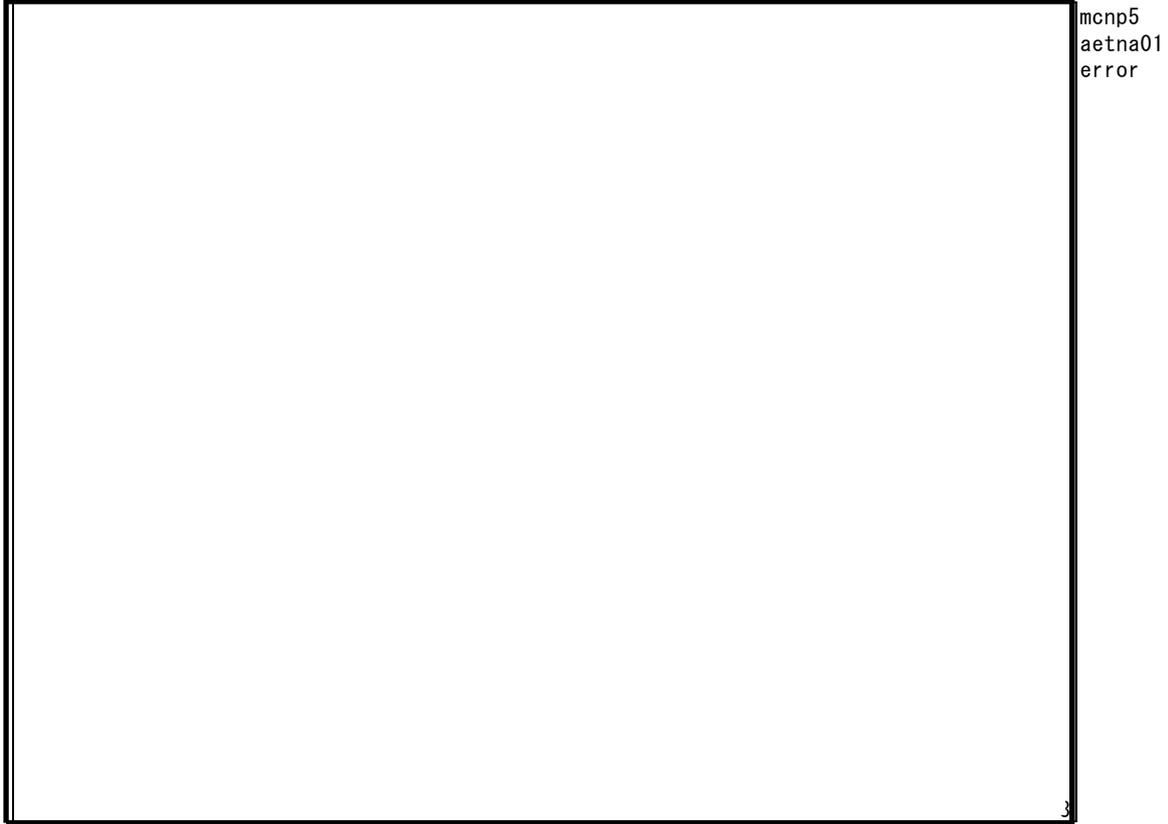
図 4.2-11 初装荷多種類燃料炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 2)



(左上が制御棒挿入側)

図 4.2-12 初装荷多種類燃料炉心 1 局所出力分布の比較 (燃料集合体(1, 2))

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。



(左上が制御棒挿入側)

図 4.2-13 初装荷多種類燃料炉心 2 局所出力分布の比較 (燃料集合体(4, 4))

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

炉心 1

I/J	1	2	3	4
1	3	1	3	1
2	1	2	1	2
3	3	1	3	1
4	1	2	1	2

炉心 2

I/J	1	2	3	4
1	3	11	3	11
2	1	2	1	2
3	3	11	3	11
4	1	2	1	2

燃料集合体タイプ

- 11 8x8 MOX 燃焼度 0 GWd/t
- 1 9x9 燃焼度 0 GWd/t
- 2 9x9 燃焼度 11 GWd/t
- 3 9x9 燃焼度 22 GWd/t

図 4.2-14 MOX 燃料混在炉心問題の燃料配置

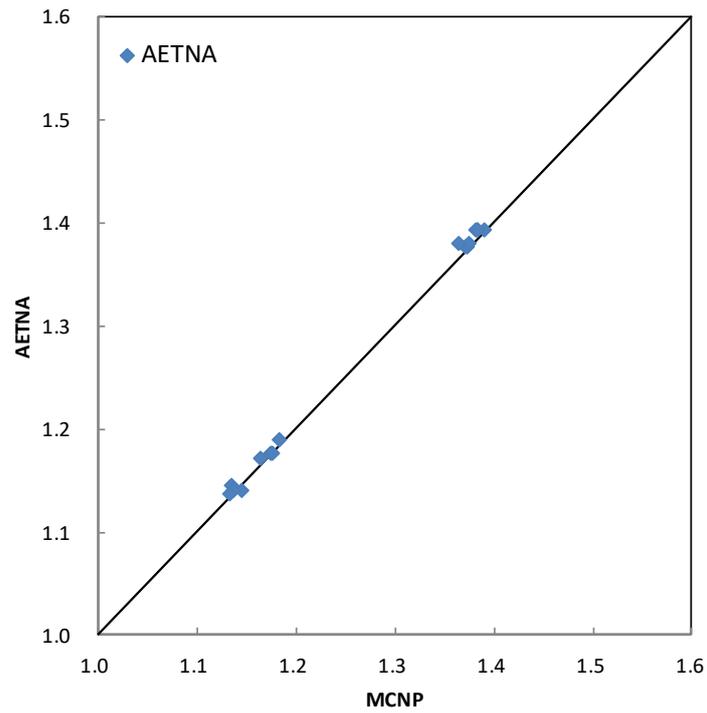


図 4.2-15 MOX 燃料混在炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 1)

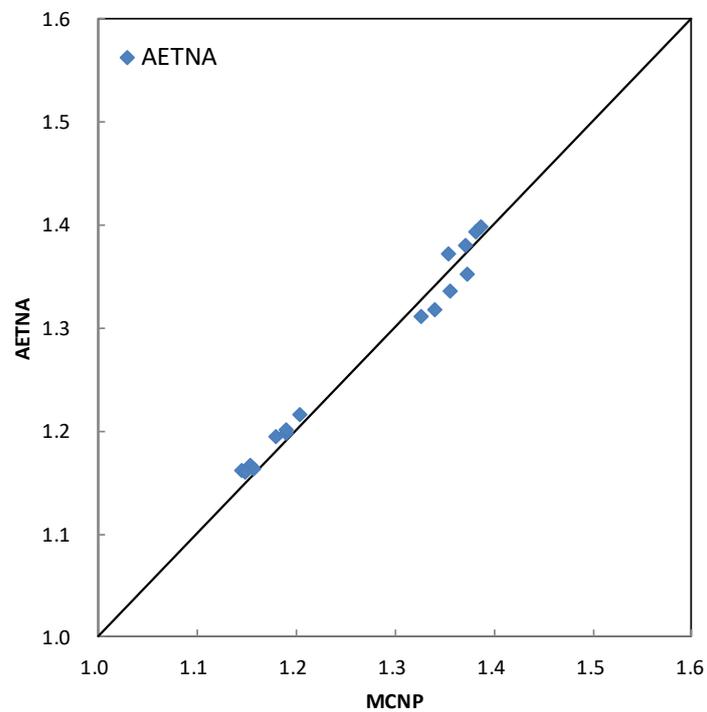
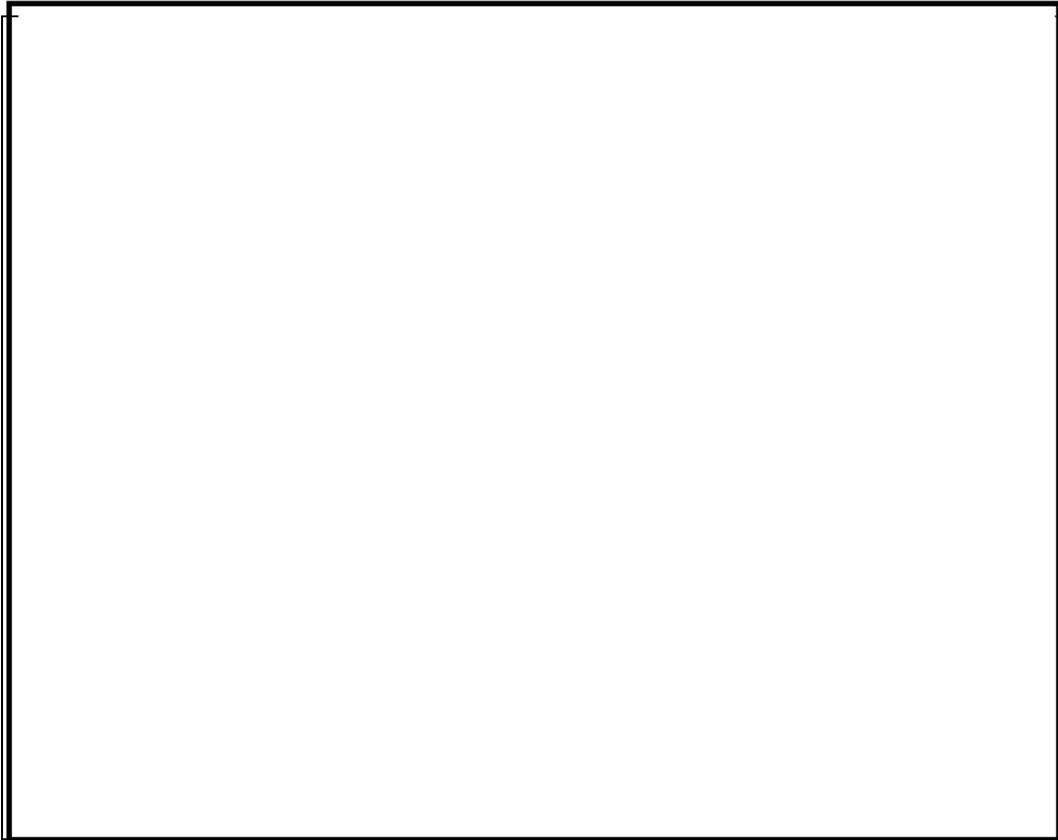


図 4.2-16 MOX 燃料混在炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 2)



mcp5
aetna01
error

(左上が制御棒挿入側)

図 4.2-17 MOX 燃料混在炉心 2 局所出力分布の比較 (燃料集合体(1, 2))

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。



mcnp5
aetna01
error

(左上が制御棒挿入側)

図 4.2-18 MOX 燃料混在炉心 2 局所出力分布の比較 (燃料集合体 (2, 1))

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

炉心1

I/J	1	2	3	4
1	2	1	2	1
2	1	3	1	3
3	2	1	2	1
4	1	3	1	3

炉心2

I/J	1	2	3	4
1	2	1	2	1
2	1	3	1	3
3	2	1	2	1
4	1	3	1	3

燃料集合体タイプ 制御棒

- 1 1サイクル目燃料 燃焼度 0.0 GWd/t
- 2 2サイクル目燃料 燃焼度18.7 GWd/t
- 3 3サイクル目燃料 燃焼度38.6 GWd/t

図 4.2-19 10×10 燃料平衡炉心局所出力問題 燃料配置

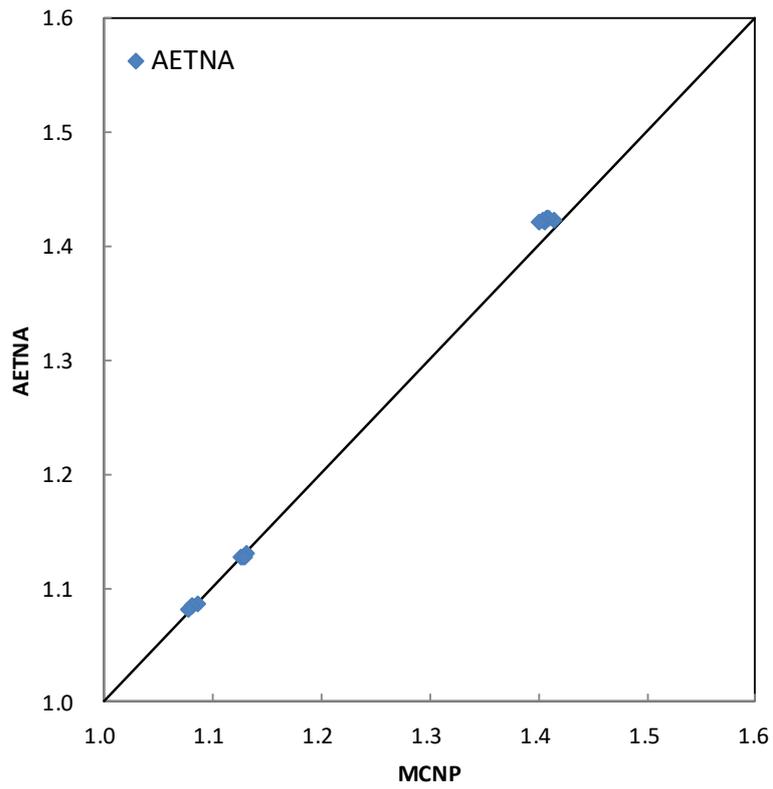


図 4.2-20 10×10 燃料平衡炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 1)

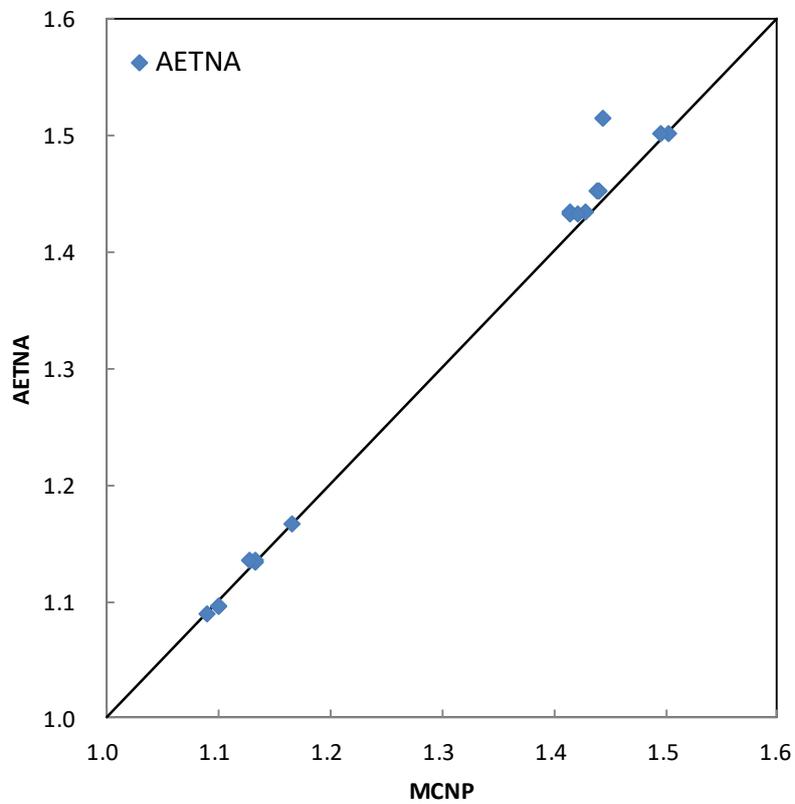
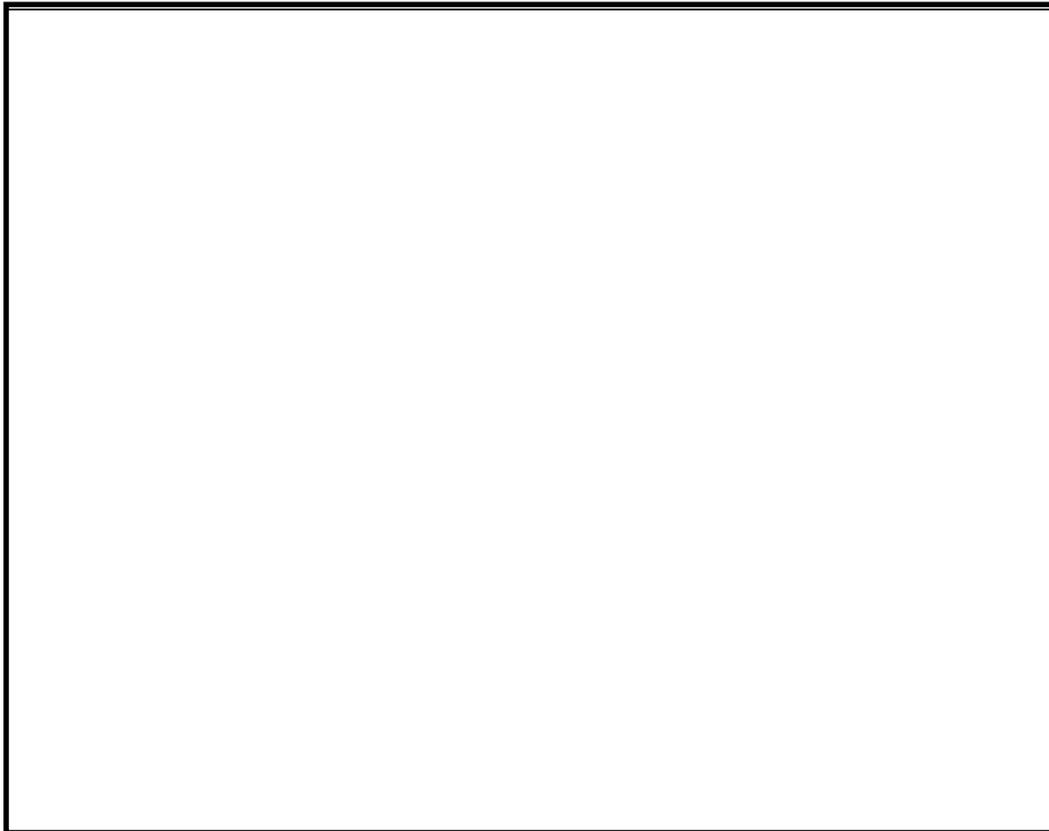


図 4.2-21 10×10 燃料平衡炉心問題の燃料集合体最大 LPF の比較 (炉心 2)

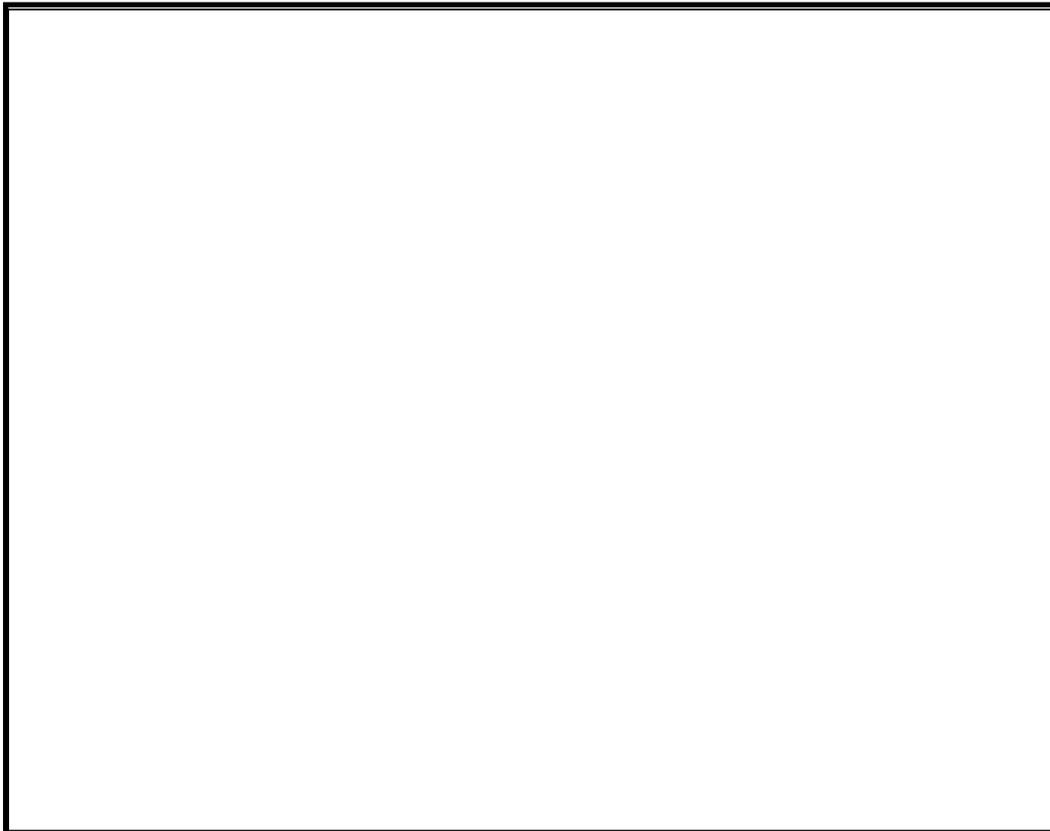


mcnp5
aetna01
error

(左上が制御棒挿入側)

図 4.2-22 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。



mcnp5
aetna01
error

(左上が制御棒挿入側)

図 4.2-23 10×10 燃料平衡炉心 2 局所出力分布の比較 (燃料集合体 (3, 4))

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.2.5 燃焼履歴問題

4.2.5.1 炉停止問題

AETNA の 2 次元 3 群計算により炉停止を含む燃焼計算を行い、LANCR の単一集合体燃焼計算による参照解と比較することにより、キセノン、プロメシウム、サマリウム、ガドリニウム、及びプルトニウム、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検証した。

燃焼計算は、定格出力での連続燃焼計算から、(1) 437 日運転毎にリスタートし、炉停止 1,600 日後の再起動・定格出力運転と、(2) 437 日運転毎にリスタートし、炉停止 4,800 日後の再起動・定格出力運転で行った。AETNA の燃焼計算は 2 次元 4 × 4 炉心の 4 面反射境界条件で行い、燃料集合体は全て同一の高燃焼度 8 × 8 燃料とした。また、運転時のボイド率は 40%とした。LANCR の参照計算も同一の 8 × 8 燃料に対して AETNA と同じ燃焼条件で行った。AETNA の燃焼計算ではキセノン、プロメシウム、サマリウム、ガドリニウム、及びプルトニウム、アメリシウムの追跡計算モデルを用いた。AETNA の追跡計算には LANCR の単一燃料集合体計算（連続燃焼）による核定数を用いた。

出力運転時実効増倍率の AETNA と LANCR 参照解の比較を、炉停止 1,600 日の場合について図 4.2-24 及び図 4.2-25 に、また炉停止 4,800 日の場合について図 4.2-26 及び図 4.2-27 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、プルトニウム並びに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精度良く評価できることがわかる。

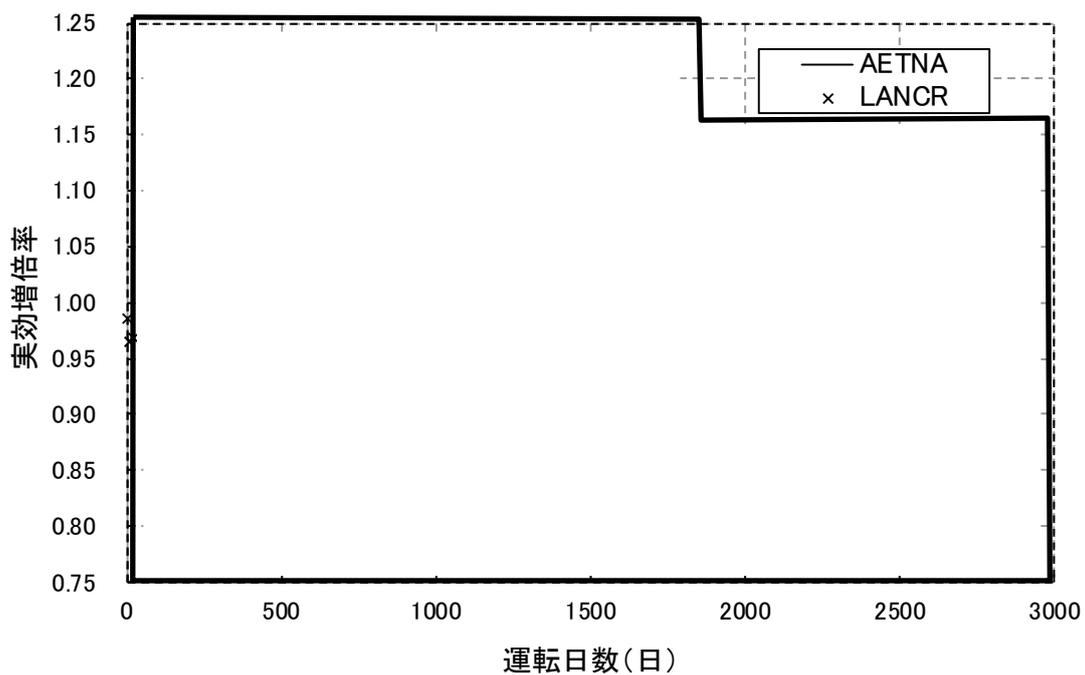


図 4.2-24 出力運転時実効増倍率の比較, 437 日運転毎 1,600 日停止後再起動

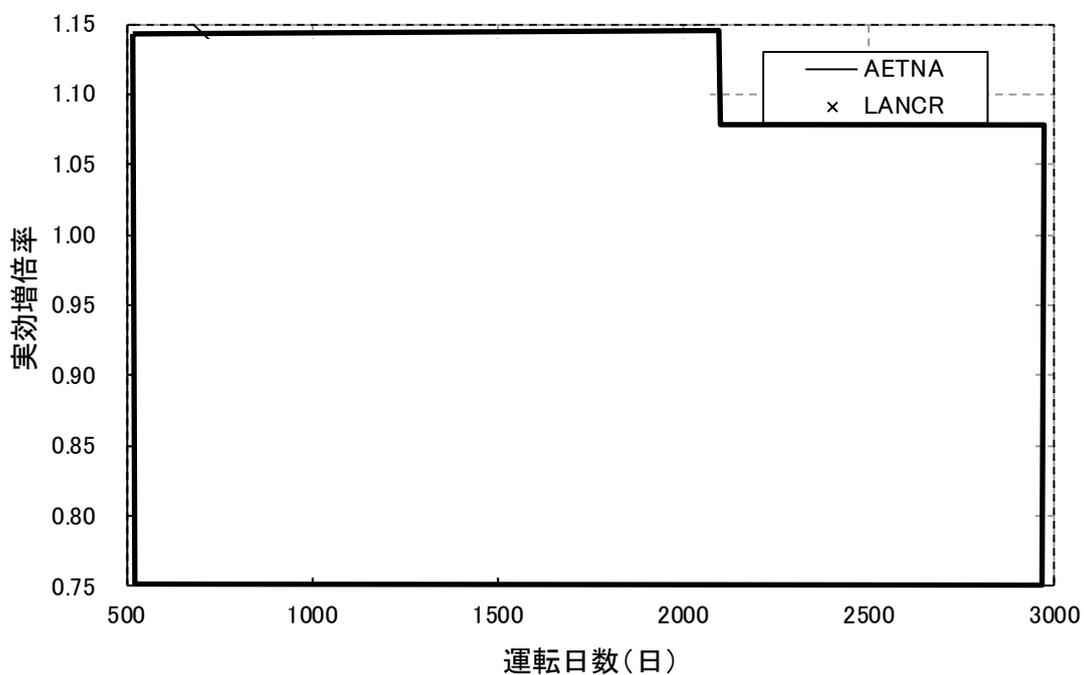


図 4.2-25 出力運転時実効増倍率の比較, 437 日運転毎 1,600 日停止後再起動 (500 日以後拡大図)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

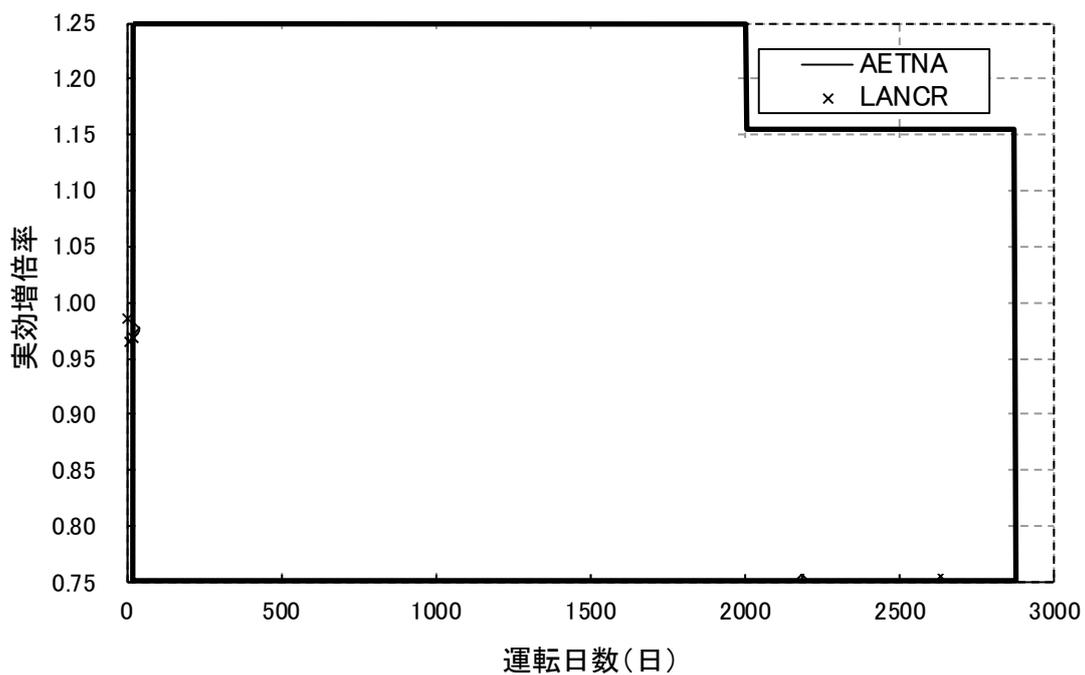


図 4.2-26 出力運転時実効増倍率の比較, 437 日運転毎 4,800 日停止後再起動

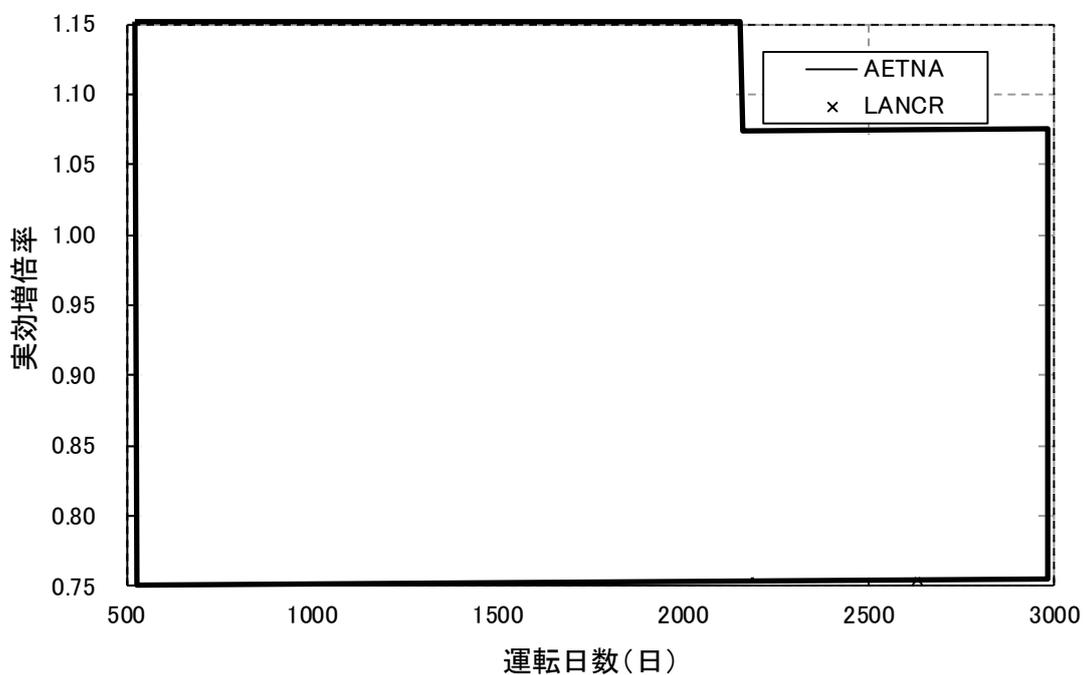


図 4.2-27 出力運転時実効増倍率の比較, 437 日運転毎 4,800 日停止後再起動 (500 日以後拡大図)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.2.5.2 制御棒履歴問題

AETNA の 2 次元 3 群計算により制御棒挿入を含む燃焼計算を行い、連続エネルギーモンテカルロ燃焼コード Monteburns2⁶⁶ の単一集合体燃焼計算による参照解と比較することにより、制御棒履歴による反応度効果及び集合体局所出力ピーキングの妥当性確認を行った。Monteburns2 の核データライブラリには LANCR と同一の ENDF/B-VII.0 を用い核データライブラリに起因する不確かさを排除し、確率統計手法の観点からは、モンテカルロ計算で十分な中性子ヒストリを設定することで、その統計誤差を低減させた。中性子束ソルバーとしては DBRC 効果を考慮したモンテカルロ計算コード MCNP5_DBRC を用いた。

燃焼計算は、局所出力ベンチマーク問題で使用した (1) D 格子 9×9 燃料、(2) C 格子長期サイクル用 10×10 燃料について行った。AETNA の 2 次元炉心燃焼計算は 2×2 炉心の 4 面反射境界条件で行い、燃料集合体は全て同一の燃料とした。また、運転時のボイド率は 40%とした。炉心中央の十字型 B₄C 制御棒を燃焼区間に応じて挿入・引抜を行うことで制御棒履歴運転を模擬した。表 4.2-17 に運転制御棒パターンを示す。制御棒挿入期間（ノード燃焼度）は現実的に取りうる最長ケースとした。Monteburns2 の参照計算も同一の燃料に対して AETNA と同じ運転パターンで行った。AETNA の燃焼計算では LANCR の単一燃料集合体計算（連続燃焼）による核定数を用いた。

出力運転時実効増倍率の AETNA と Monteburns2 参照解の比較を、D 格子 9×9 燃料の場合について図 4.2-28 に、C 格子 10×10 燃料の場合について図 4.2-29 に示す。制御棒引抜直後の臨界固有値誤差は平均 Δk 未満である。次に、制御棒引抜後の AETNA と Monteburns2 参照解の燃料棒最大 LPF 及び燃料棒出力 RMS 誤差を、D 格子 9×9 燃料の場合について図 4.2-30 に、C 格子 10×10 燃料の場合について図 4.2-31 に示す。制御棒引抜直後の燃料棒出力 RMS 誤差は平均 % であり、これらより AETNA の制御棒履歴モデルは、制御棒を挿入した燃焼による反応度及び LPF の増加と、その後の引抜きによる回復について、精度良く評価できることがわかる。

表 4.2-17 制御棒履歴問題運転パターン

燃料集合体	制御棒挿入開始燃焼度* (GWd/t)	制御棒挿入終了燃焼度* (GWd/t)	制御棒挿入期間* (GWd/t)
D 格子 9×9 燃料	33.1	38.6	5.5
C 格子 10×10 燃料	38.6	46.8	8.3

*: ノード燃焼度

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

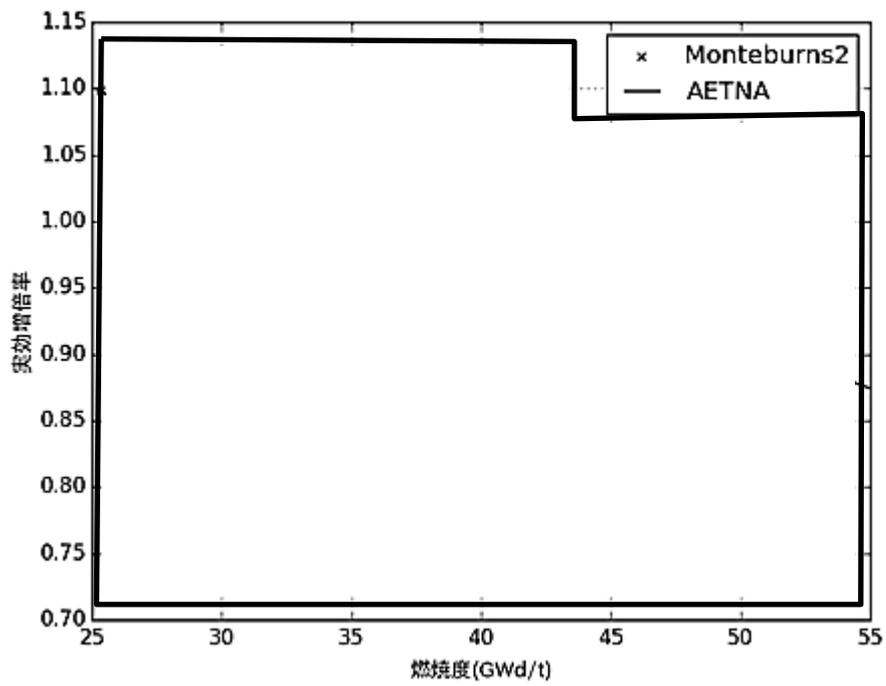


図 4.2-28 制御棒履歴運転時実効増倍率の比較 (D 格子 9 × 9 燃料)

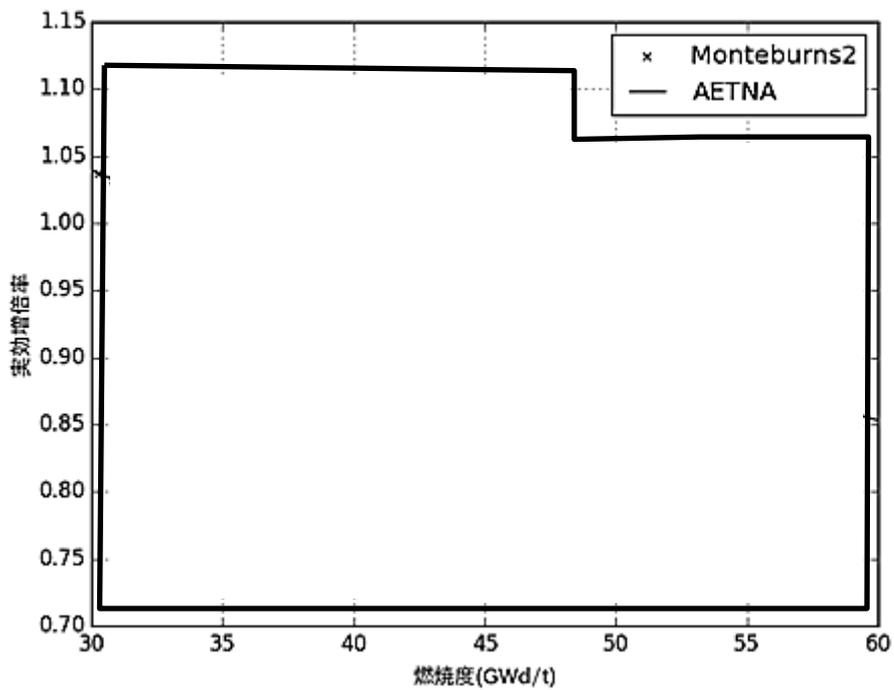


図 4.2-29 制御棒履歴運転時実効増倍率の比較 (C 格子 10 × 10 燃料)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

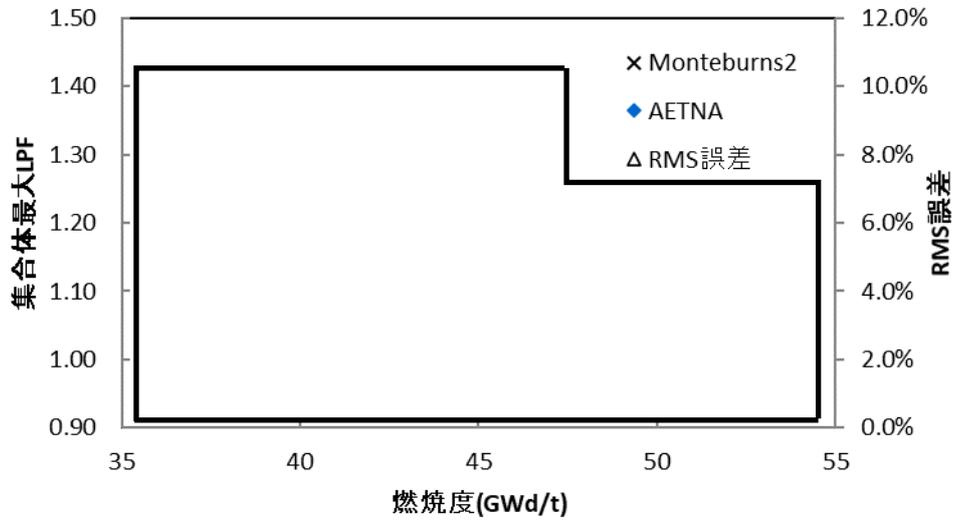


図 4.2-30 制御棒履歴運転時燃料棒最大 LPF 及び RMS 誤差
(D 格子 9 × 9 燃料)

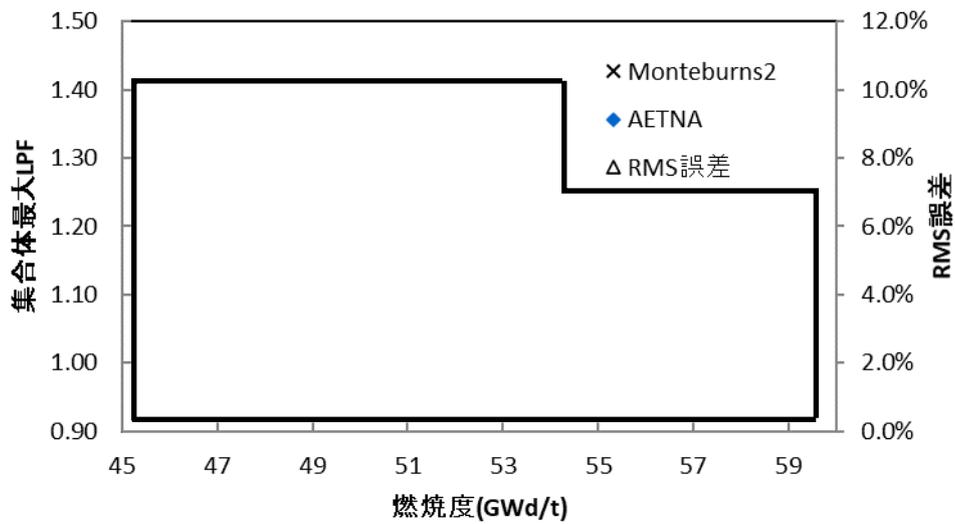


図 4.2-31 制御棒履歴運転時燃料棒最大 LPF 及び RMS 誤差
(C 格子 10 × 10 燃料)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.2.6 MCNPによる全炉心体系の妥当性確認

MOX 燃料を含む初装荷炉心に対する AETNA の全炉心体系計算の適用性を確認するため、連続エネルギーモンテカルロ輸送計算コード MCNP5_DBRC を用いた 3 次元全炉心体系の計算⁶⁷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(SUMIT⁶⁸)を模擬した ABWR 初装荷炉心体系に、MOX 燃料を様々な割合で装荷することで構成した MOX 初装荷炉心について、高温運転状態及びほう酸水注入系 (SLC) 作動状態を模擬した体系で行った。高温運転状態模擬としては運転時に重要と思われる実効増倍率、制御棒価値、ボイド反応度を、SLC 作動状態模擬としては、実効増倍率について、MCNP5_DBRC との比較を行った。解析条件を表 4.2-18 に、妥当性確認結果を表 4.2-19 及び図 4.2-32 に示す。

高温運転状態における実効増倍率、制御棒価値、ボイド反応度は、いずれも MCNP5_DBRC と比較して % Δk 以内で一致しており、これは MOX 燃料の装荷割合によらずほぼ同じであった。

SLC 作動状態における実効増倍率については、いずれの MOX 装荷割合に対しても MCNP5_DBRC と比較して % Δk 以内で一致している。

以上より、高温運転状態及び SLC 作動状態における AETNA による実効増倍率等の反応度評価は、MOX 燃料の装荷割合によらず、高い精度であることが確認できた。

表 4.2-18 全炉心 MCNP 妥当性確認の解析条件

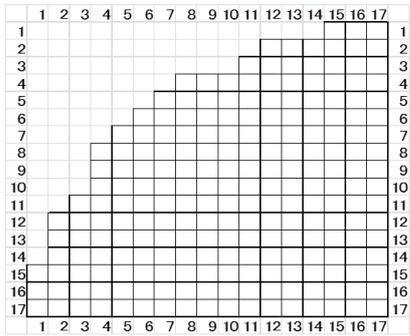
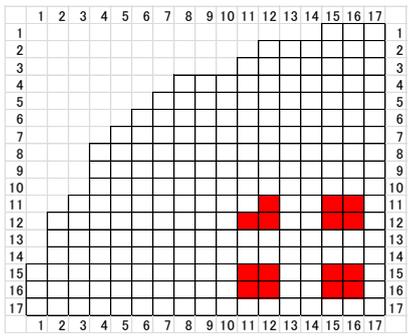
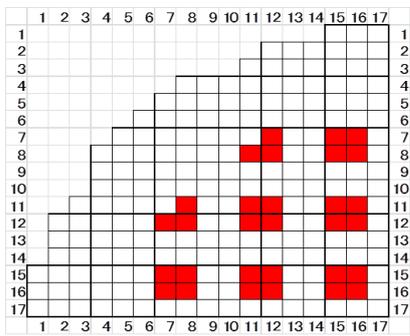
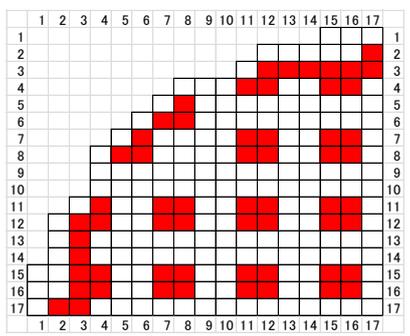
	条件
炉心	ABWR 初装荷炉心 (SUMIT) 模擬
運転状態	<p>① 高温運転状態模擬</p> <p>ボイド率 : 全燃料炉心下部から 0/40/70 %V 固定</p> <p>制御棒パターン : 実機初装荷炉心定格パターン模擬</p> <p>燃料平均温度 : 定格出力密度平均温度一定 (フィードバック無)</p> <p>② SLC 作動状態模擬</p> <p>ボイド率 : 0%</p> <p>制御棒パターン : 実機初装荷炉心定格パターン模擬</p> <p>ボロン濃度 : 676 ppm</p> <p>炉水・燃料温度 : 181℃</p>
装荷燃料	<p>全炉心 872 体</p> <p>① 初装荷用 9×9 燃料 872 体, 8×8 MOX 燃料 なし</p> <p>② 初装荷用 9×9 燃料 812 体, 8×8 MOX 燃料 60 体</p> <p>③ 初装荷用 9×9 燃料 752 体, 8×8 MOX 燃料 120 体</p> <p>④ 初装荷用 9×9 燃料 632 体, 8×8 MOX 燃料 240 体</p>
MOX 燃料* 装荷位置 (1/4 炉心)	<p>0 体ケース</p>  <p>60 体ケース</p>  <p>120 体ケース</p>  <p>240 体ケース</p>  <p>*赤 : MOX 燃料</p>
燃焼度	<p>全ノード 200MWd/t</p> <p>(高温運転模擬時 Xe 平衡模擬, SLC 作動模擬時 Xe 無)</p> <p>(数密度はともに LANCR 計算値)</p>
MCNP ヒストリ数	30 億ヒストリ (実効増倍率の統計誤差±0.001%Δk程度)

表 4.2-19 全炉心 MCNP 妥当性確認結果

		MOX装荷体数			
		0体	60体	120体	240体
定格出力状態 模擬	MCNP				
	AETNA				
	% Δ k				
全制御棒引抜	MCNP				
	AETNA				
制御棒価値	MCNP				
	AETNA				
	A/M-1				
	% Δ k				
ボイド+5%	MCNP				
	AETNA				
ボイド反応度	MCNP				
	AETNA				
	A/M-1				
	% Δ k				
SLC作動状態 模擬	MCNP				
	AETNA				
	% Δ k				
SLC価値	MCNP				
	AETNA				
	A/M-1				
	% Δ k				

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

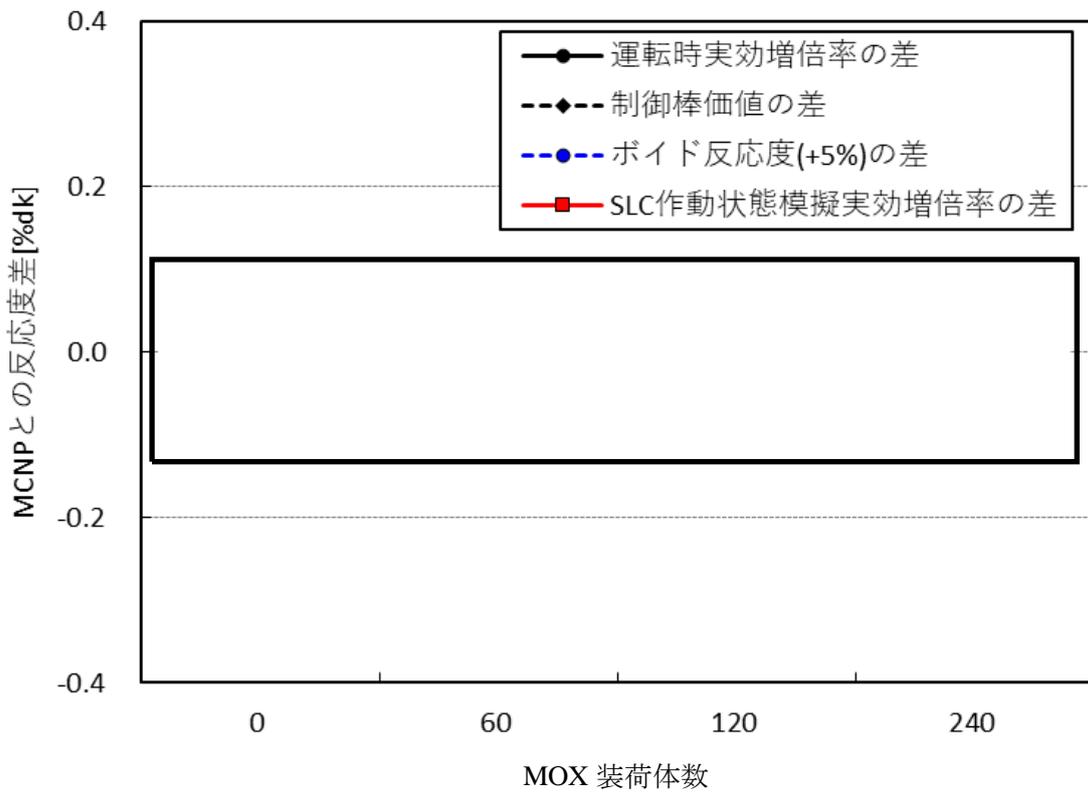


図 4.2-32 全炉心 MCNP 妥当性確認結果 (MCNP との反応度差[% Δk])

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.2.7 チャンネル流量配分の妥当性確認

AETNA のチャンネル流量の配分においては、全チャンネルの圧損計算に基づく詳細な流量配分ではなく、熱水力代表チャンネルにて炉心圧損バランスから流量を計算し、個々のチャンネルへの流量配分は同一の熱水力チャンネル及びオリフィスタイプの間でバンドル出力及び軸方向出力分布への依存性に基づく関数によって割り振られる。

このような縮約モデルに基づく流量配分計算の確認として、全熱水力チャンネル及び流路における圧損計算に基づいてチャンネル及びバイパス流量配分を決定する詳細計算コードを参照とした妥当性確認を行う。参照コードは熱水力計算コード ISCOR の熱水力チャンネル数の上限について1バンドル1熱水力チャンネルまで取り扱えるように拡張した ISCORFC を用いており、計算においては全ての集合体が独立した熱水力チャンネルとして考慮されている。ISCORFC の圧損評価モデルは ISCOR⁶⁹と等しく、ISCOR の妥当性については運転プラントのチャンネル流量及び炉心圧損の測定値との比較により確認されている^{70,71}。

検証は9×9A型燃料のABWR平衡炉心において、定格出力模擬状態（100%出力90%流量）及び部分出力模擬状態（87%出力50%流量）でAETNAの出力分布条件に対するチャンネル流量配分についてISCORFC評価値をAETNAのチャンネル流量と比較した。インチャンネル相対流量の両者の比較結果について、定格出力時の比較を図4.2-33に、部分出力時の比較を図4.2-34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 であり、AETNAの流量配分モデルが十分な精度を有することが確認された。

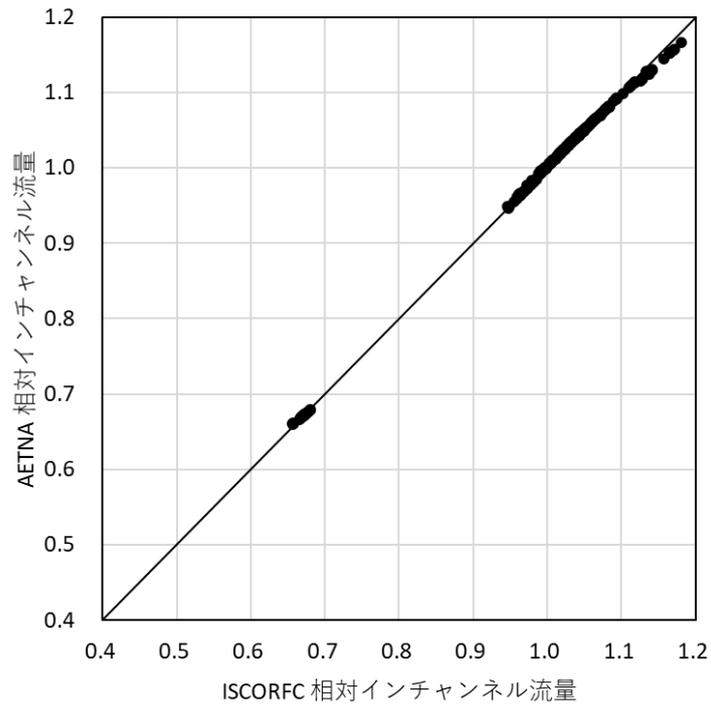


図 4.2-33 定格出力時チャンネル流量の比較

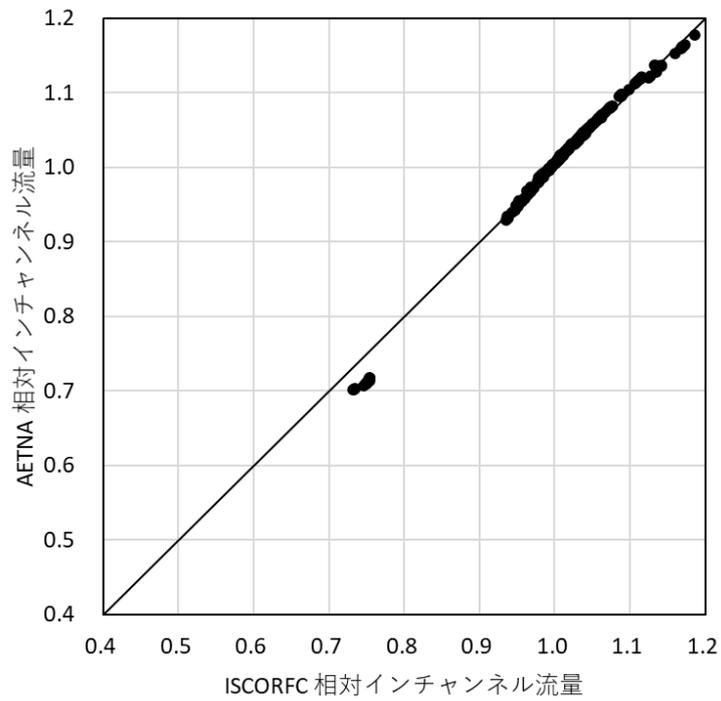


図 4.2-34 部分出力時チャンネル流量の比較

4.3 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、プラント毎、炉心毎に変動することから、冷温臨界状態を評価するためには、コードの持つ冷温時の臨界固有値のばらつきを把握する必要がある。このばらつきが小さければコードとしては、十分な性能を有していると言える。

このことから、国内プラントにおける9×9燃料採用以降の至近の4～5サイクルの臨界試験結果の実績の偏差について評価を行った。冷温時臨界試験評価は、4.4節に示す炉心追跡燃焼計算をもとに、サイクル初期（一部中間停止時）において実施された臨界試験時の炉心状態（冷却材温度、炉圧、制御棒パターン、ペリオド）を入力して行った。臨界制御棒パターンには、局所臨界パターンと制御棒引抜手順に沿ったインシーケンス（分散引抜）パターンが含まれる。この結果から、プラント毎に、評価サイクルにおける臨界固有値の炉心平均燃焼度増分に対する相関を評価した。すなわち、炉心平均燃焼度増分に対する臨界固有値のトレンドの平均値を多項式近似により求め、各試験点における臨界固有値と平均値との偏差を評価することでコードの妥当性を評価した。プラント毎の偏差について、まとめた結果を図4.3-1に示す。図4.3-1ではBWR炉型毎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毎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 Δk であり、十分小さい。

(2) 冷温時制御棒価値

冷温時制御棒価値の妥当性を評価することで、制御棒引き抜き状態に応じた出力分布計算の妥当性を確認することができる。

ここでは、国内プラントの起動及び炉物理試験時に実施された制御棒価値測定試験結果を用いて、冷温時制御棒価値の計算結果の妥当性を評価する。実機での試験方法の実施例を、以下に示す。

所定のシーケンスに従って制御棒を引き抜き、炉心を臨界にした状態で、反応度調整用制御棒の挿入深さを調整して臨界を少し超過した状態とする。次に制御棒価値測定の対象制御棒を段階的に挿入し、その時の漸近ペリオドの変化、あるいは反応度計による測定値から制御棒価値を積算するものである。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

上記の方法でなされた MOX 燃料装荷炉心を含む 110 万 kW 級 BWR 及び 80 万 kW 級 BWR の 2 プラント 8 ケースに対する冷温時制御棒価値測定結果と計算結果の比較例を図 4.3-3 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 $\Delta k/k'$, 標準偏差は $\Delta k/k'$, 相対差の平均値は %, 標準偏差は % である。ここで相対差は (AETNA-測定値) / 測定値で定義される。

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

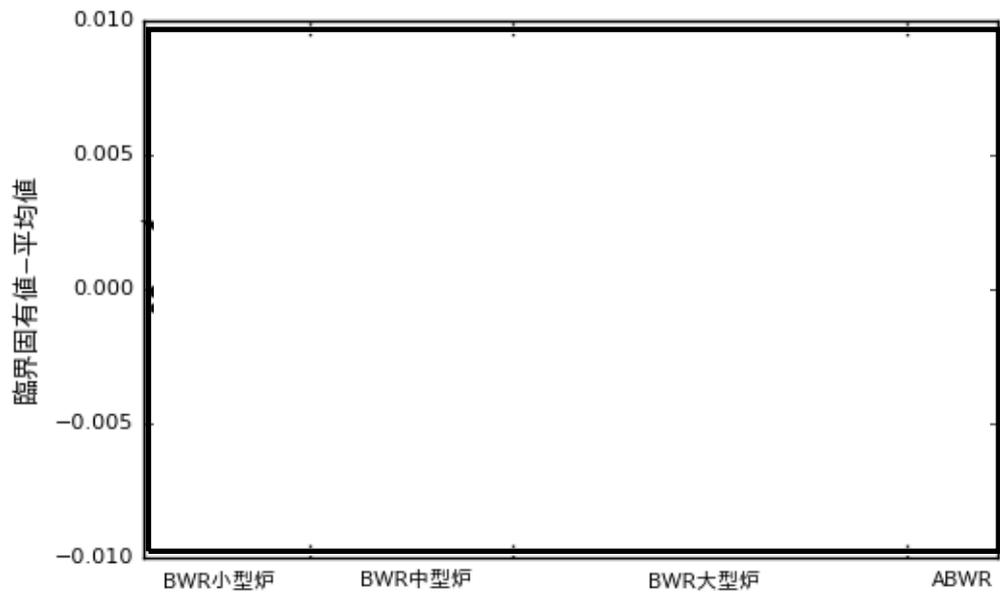


図 4.3-1 冷温時臨界固有値の変動（プラント毎）

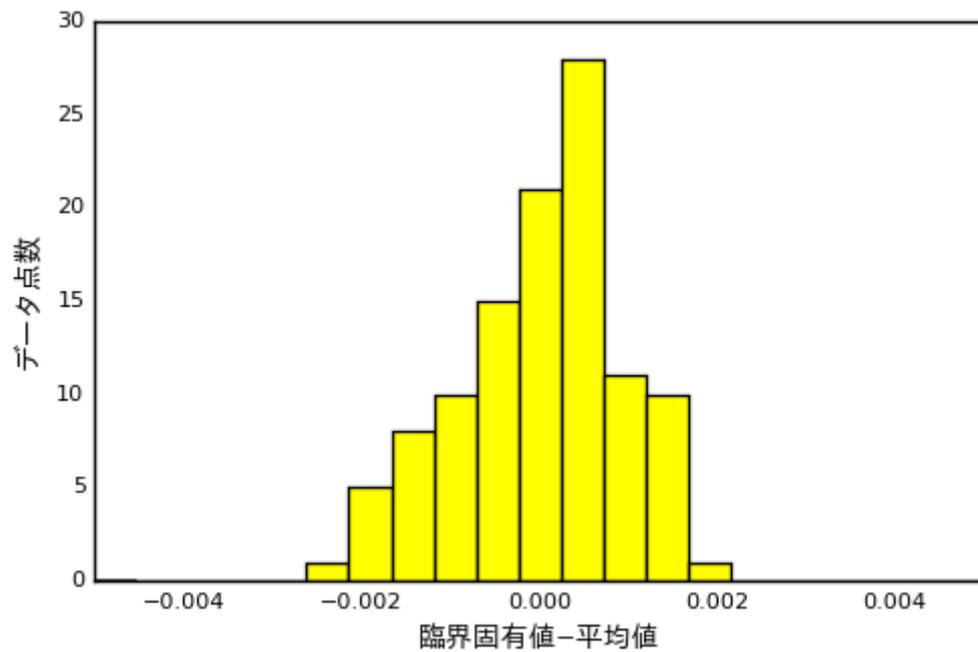


図 4.3-2 冷温時臨界固有値の変動ヒストグラム（全プラント）

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。

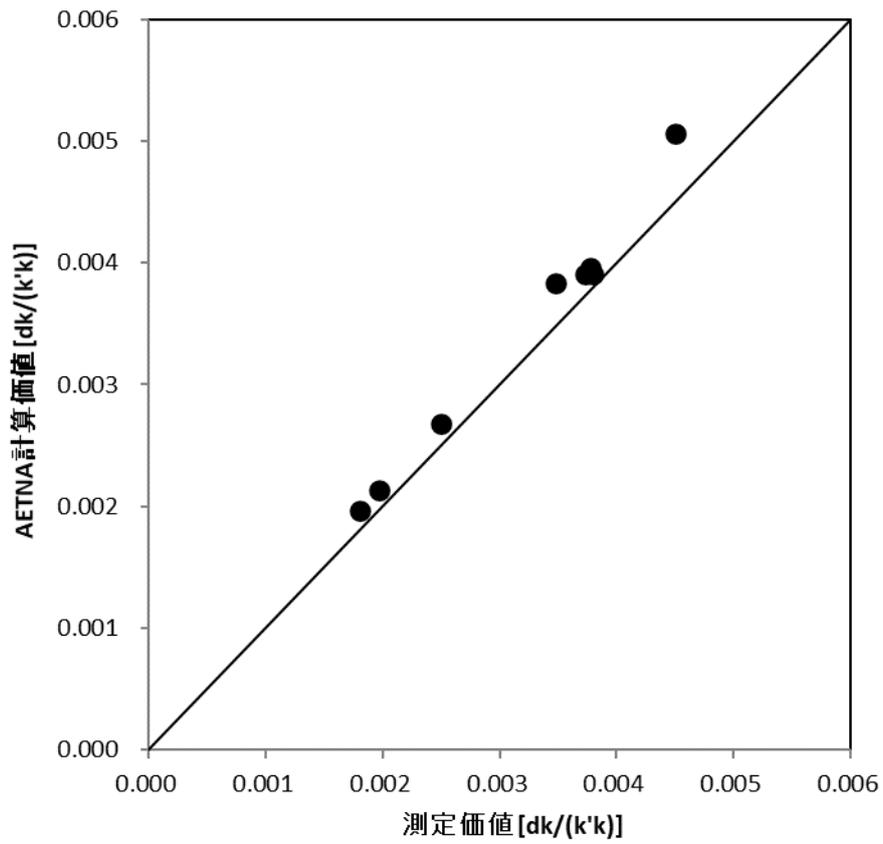


図 4.3-3 制御棒価値の測定結果と解析結果の比較

4.4 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毎、炉心毎、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、サイクル燃焼度点毎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、プラント毎に評価サイクルにおける臨界固有値のサイクル燃焼度増分に対する相関を評価した。すなわち、炉心サイクル燃焼度増分に対する臨界固有値のトレンドの平均値を多項式近似により求め、この平均値と各計算点における臨界固有値との偏差をコードのばらつきとして評価した。プラント毎の偏差についてまとめた結果を図 4.4-1 に示す。図 4.4-1 では、BWR 炉型毎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毎に平均値からの偏差として示している。(プラント A の例では 4 評価サイクルに対する 4 本の偏差がプロットされている。)全プラント、全サイクルに対する臨界固有値の変動のヒストグラムを図 4.4-2 に示すが、プラント毎の平均値からの臨界固有値データの標準偏差は Δk であり、十分小さい。

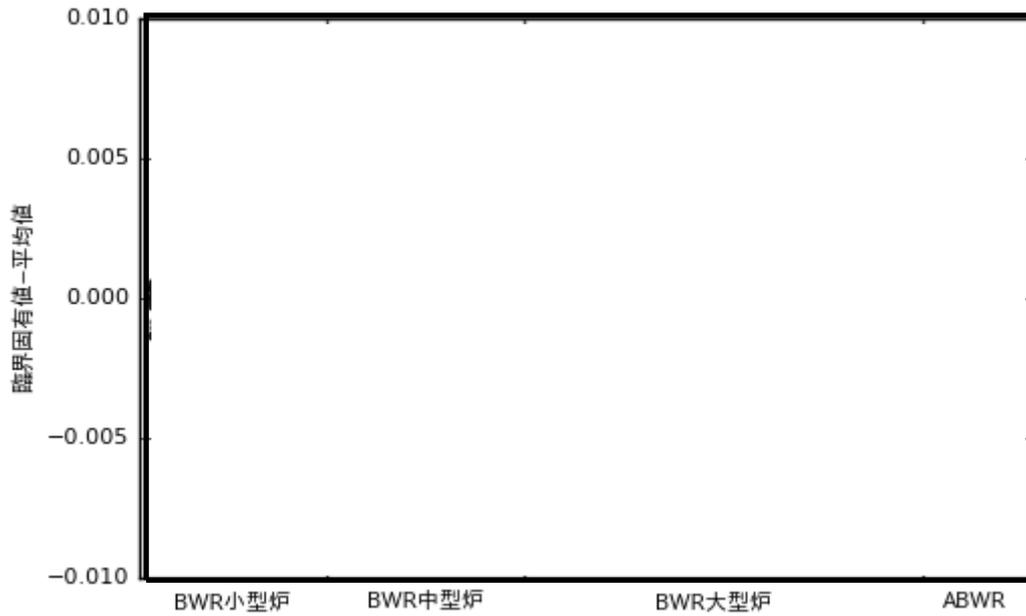


図 4.4-1 出力運転時臨界固有値の変動 (プラント毎)

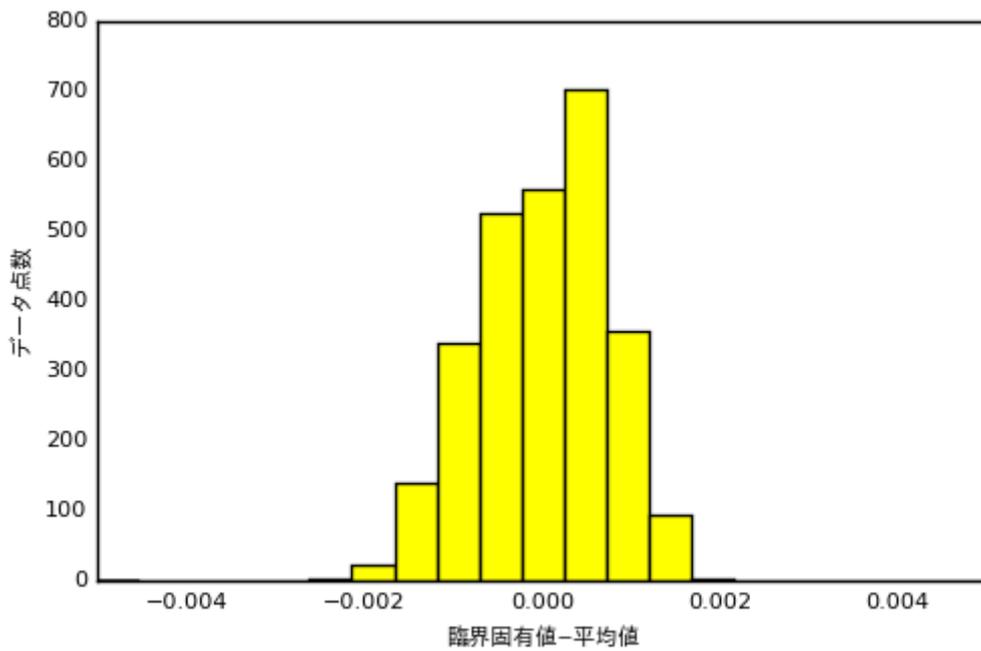


図 4.4-2 出力運転時臨界固有値の変動ヒストグラム (全プラント)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.5 出力分布（移動式炉心内計装系 TIP との比較）

AETNA による出力運転時の出力分布の計算精度は、原子炉内の移動式炉心内計装系(TIP)による中性子束分布の測定値（以下、「TIP 測定値」という。）と、AETNA による TIP 位置における中性子束分布の計算値（以下、「TIP 計算値」という。）を比較することで評価できる。

ここでは、国内プラントにおける 9×9 燃料採用以降の至近の 4～5 サイクルにおける TIP 測定値と TIP 計算値の評価を行なった。具体的には、サイクル燃焼度点毎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。

プラント毎の TIP 測定値と TIP 計算値のノードル RMS 誤差を図 4.5-1 に示す。BWR 炉型毎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毎の TIP ノードル RMS 誤差に対応している。同様に、TIP 径方向 RMS 誤差を図 4.5-2 に、TIP 軸方向 RMS 誤差を図 4.5-3 に示す。なお、TIP は燃料集合体間の水ギャップ位置における熱中性子束を計測するため、測定値には計装管の位置ずれなどによる分布の誤差が含まれ、ノードル TIP 測定値の不確かさは 2.6%と評価されている³⁵。

図 4.5-4～図 4.5-10 は BWR 炉型毎に、TIP 測定値と TIP 計算値の炉心平均軸方向分布の比較を全燃焼度点について示した相関図である。軸方向出力の大きさに依らず TIP 計算値は TIP 測定値を良く再現している。また、各炉型に対して、TIP 検出器ストリング毎の TIP 測定値と TIP 計算値の分布の比較を図 4.5-11～図 4.5-17 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 4.5-1 などからわかるように TIP 誤差のサイクル燃焼度依存性は統計的に小さいため、ここではプラント毎に代表的な例を示している。炉心の種類、燃焼度、制御棒の有無によらず、計算された TIP 分布は、TIP 測定値を良く再現している。全プラント、全燃焼度点の TIP 計算値の TIP 測定値に対する RMS 誤差の平均値を表 4.5-1 に示す。ここで、TIP 測定値及び TIP 計算値は炉心平均が 1.0 になるように、それぞれ規格化されている。ただし、軸方向上下端ノードは TIP 測定値の絶対値が小さく相対誤差が大きいため、統計値より除いている。

ノードル、径方向及び軸方向の RMS 誤差の定義は次の通りである。

ノードル RMS 誤差：

$$RMS_{nodal} = \sqrt{\frac{\sum_{L=1}^{NICS} \sum_{K=Klow}^{Kup} (T_{KL}^m - T_{KL}^c)^2}{NICS * Km}} \quad (4.5-1)$$

径方向 RMS 誤差：

$$RMS_{radial} = \sqrt{\frac{\sum_{L=1}^{NICS} \left(\frac{\sum_{K=K_{low}}^{K_{up}} T_{K,L}^m}{K_m} - \frac{\sum_{K=K_{low}}^{K_{up}} T_{K,L}^c}{K_m} \right)^2}{NICS}} \quad (4.5-2)$$

軸方向 RMS 誤差:

$$RMS_{axial} = \sqrt{\frac{\sum_{K=K_{low}}^{K_{up}} \left(\frac{\sum_L T_{K,L}^m}{NICS} - \frac{\sum_L T_{K,L}^c}{NICS} \right)^2}{K_m}} \quad (4.5-3)$$

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 4.5-1 TIP 計算値の測定値との比較 (全プラント測定点平均)

RMS誤差 (ノードル)	
RMS誤差 (径方向)	
RMS誤差 (軸方向)	

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

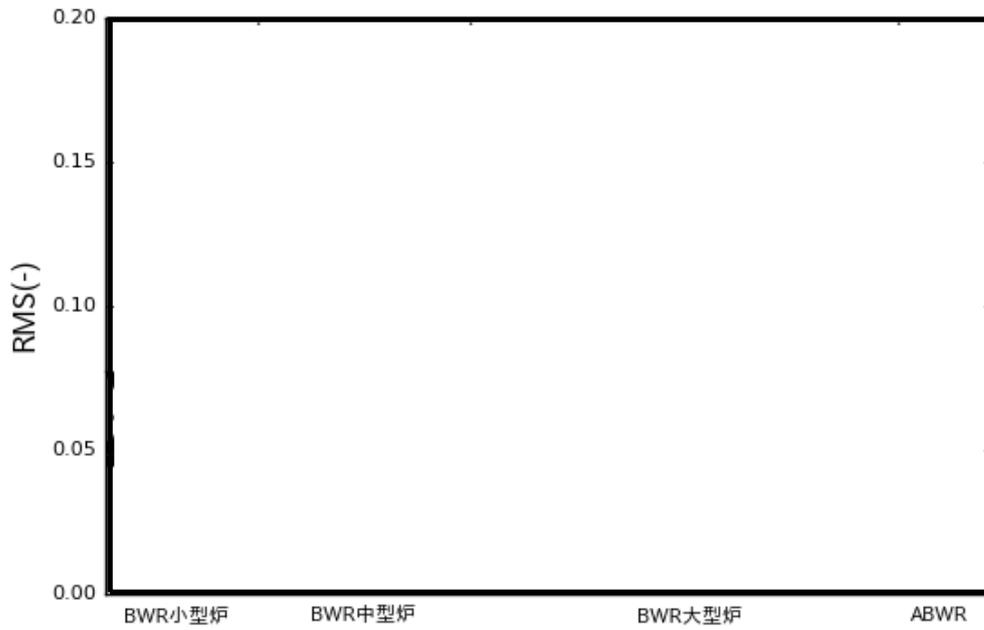


図 4.5-1 TIP 測定値と計算値のノードル RMS 誤差

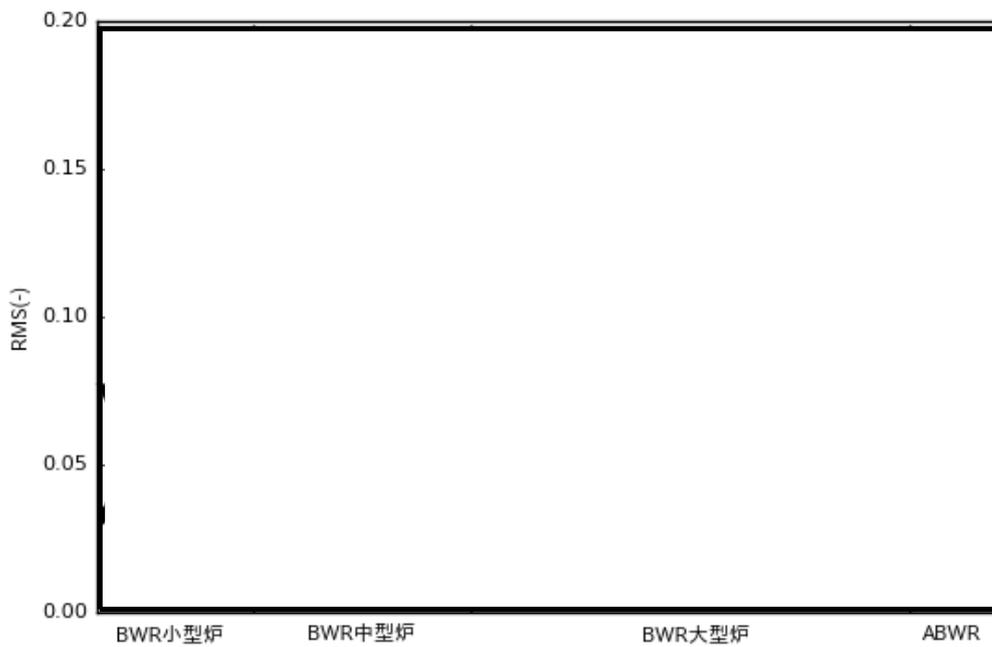


図 4.5-2 TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 誤差

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

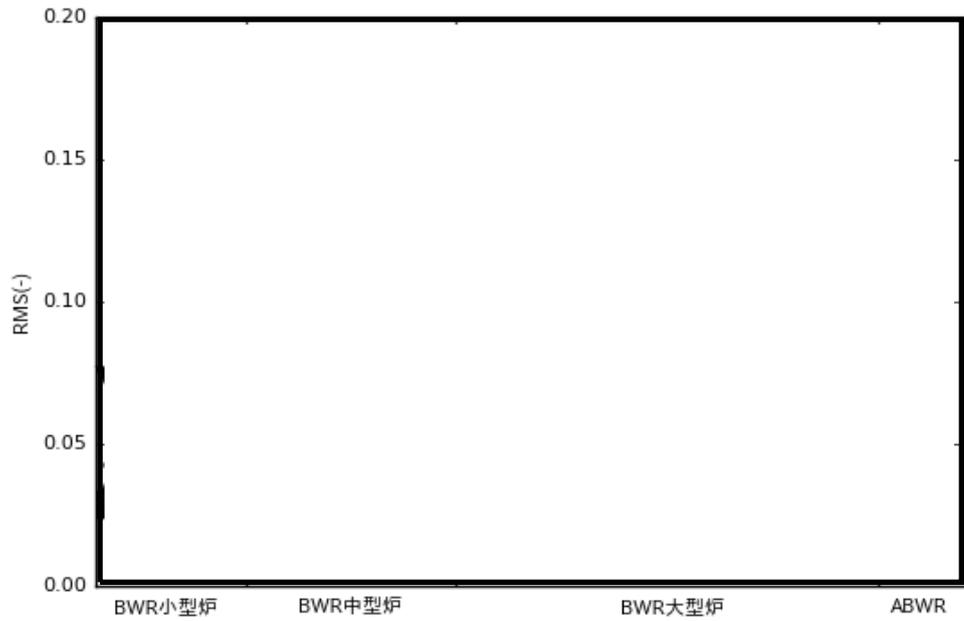


図 4.5-3 TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 誤差

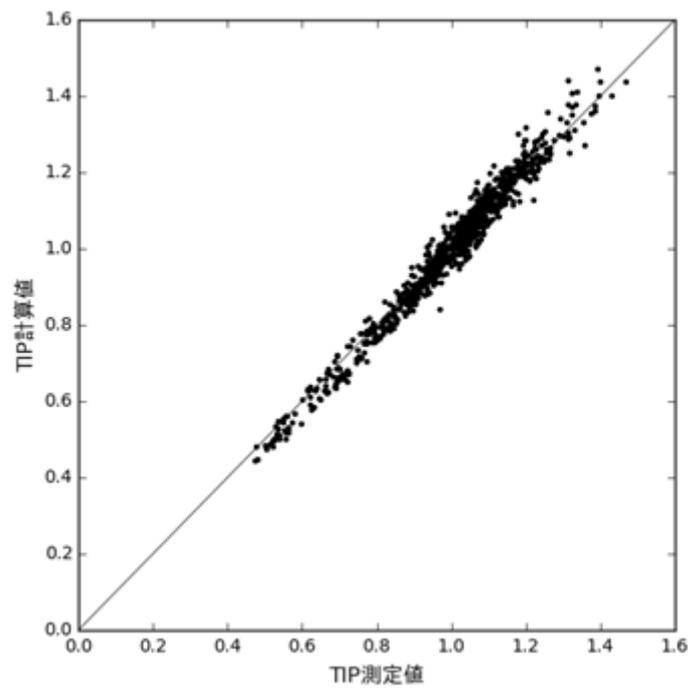


図 4.5-4 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 小型 D 格子炉の例)

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。

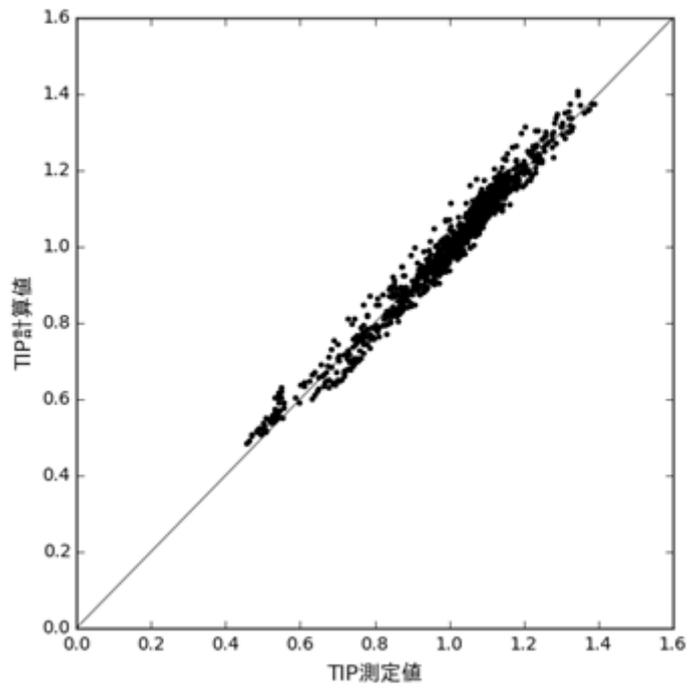


図 4.5-5 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 小型 S 格子炉の例)

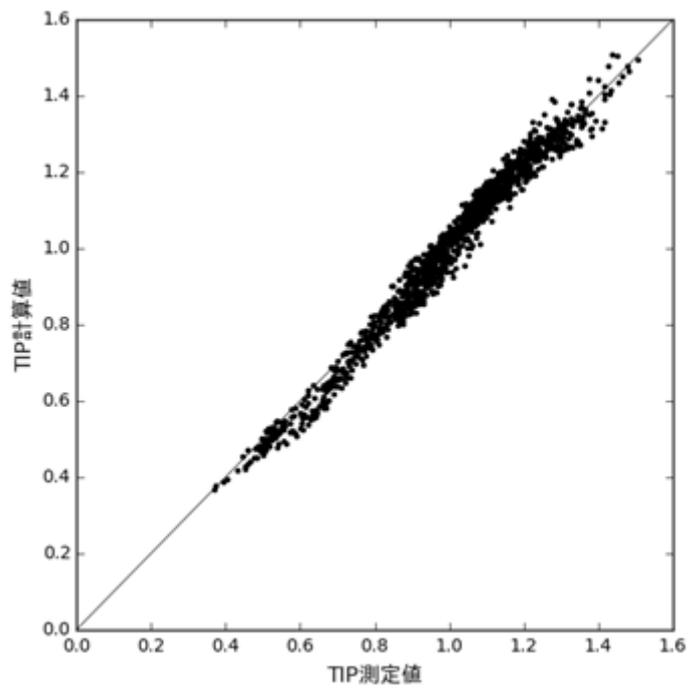


図 4.5-6 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 中型 D 格子炉の例)

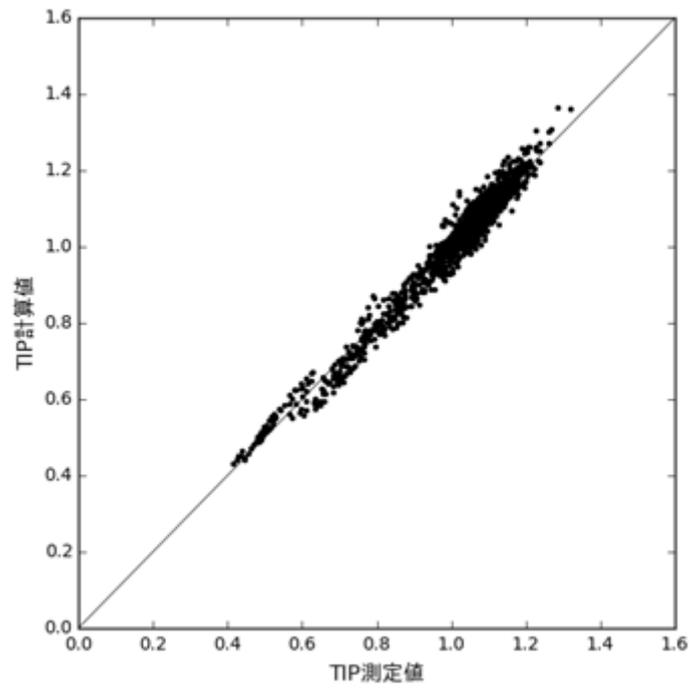


図 4.5-7 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 中型 S 格子炉の例)

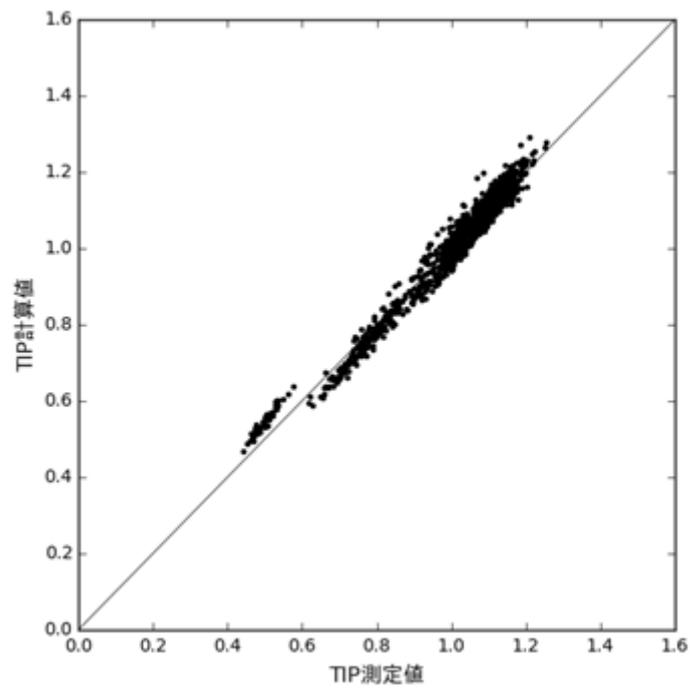


図 4.5-8 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 大型 C 格子炉の例)

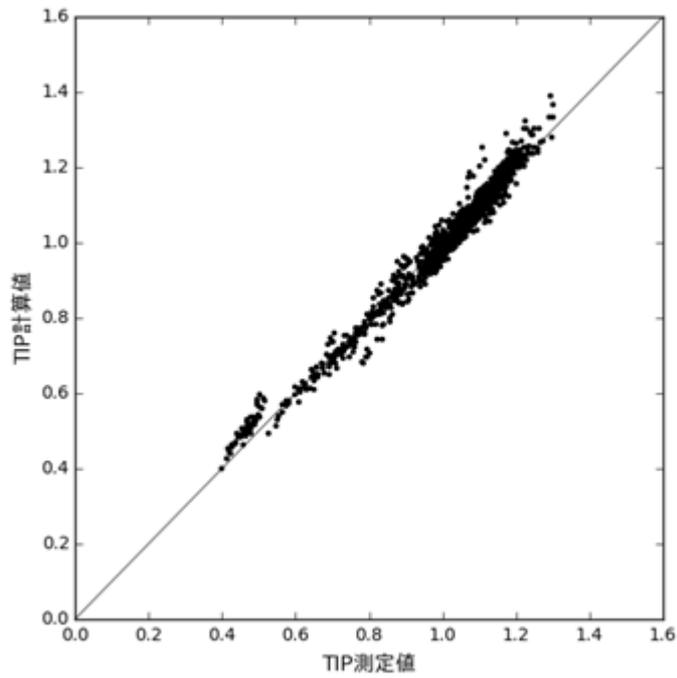


図 4.5-9 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(BWR 大型 S 格子炉の例)

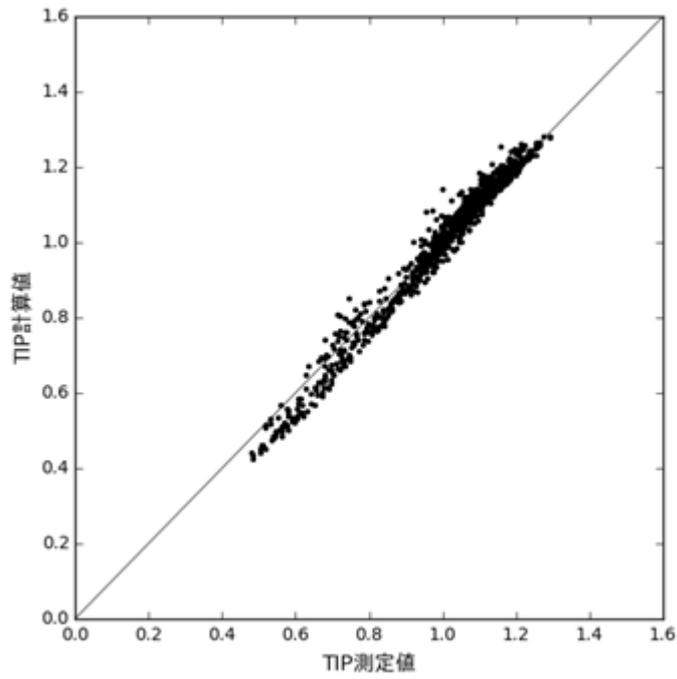


図 4.5-10 TIP 測定値と計算値の炉心平均軸方向分布の比較
(ABWR の例)

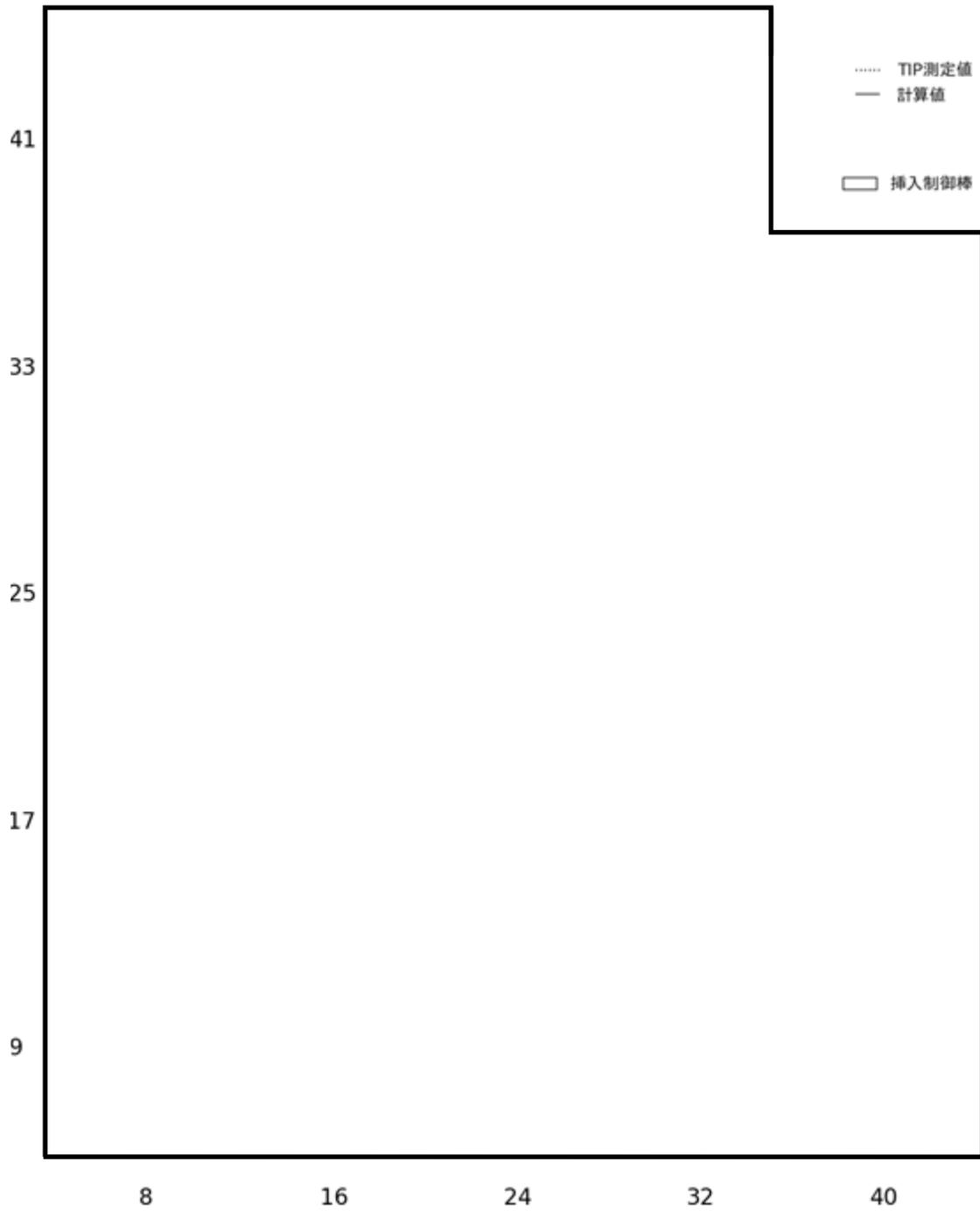


図 4.5-11 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 小型 D 格子炉)

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。

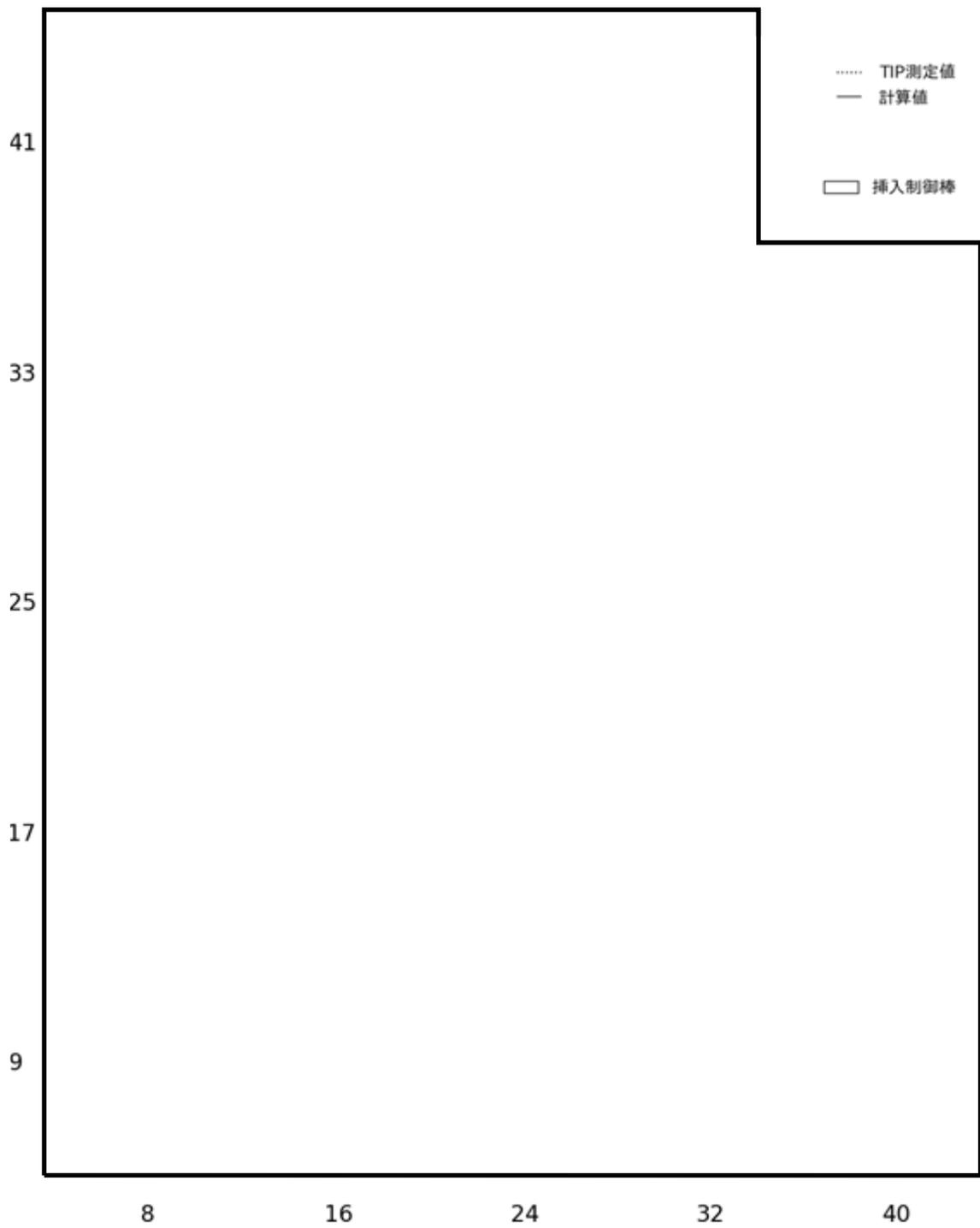


図 4.5-12 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 小型 S 格子炉)

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。

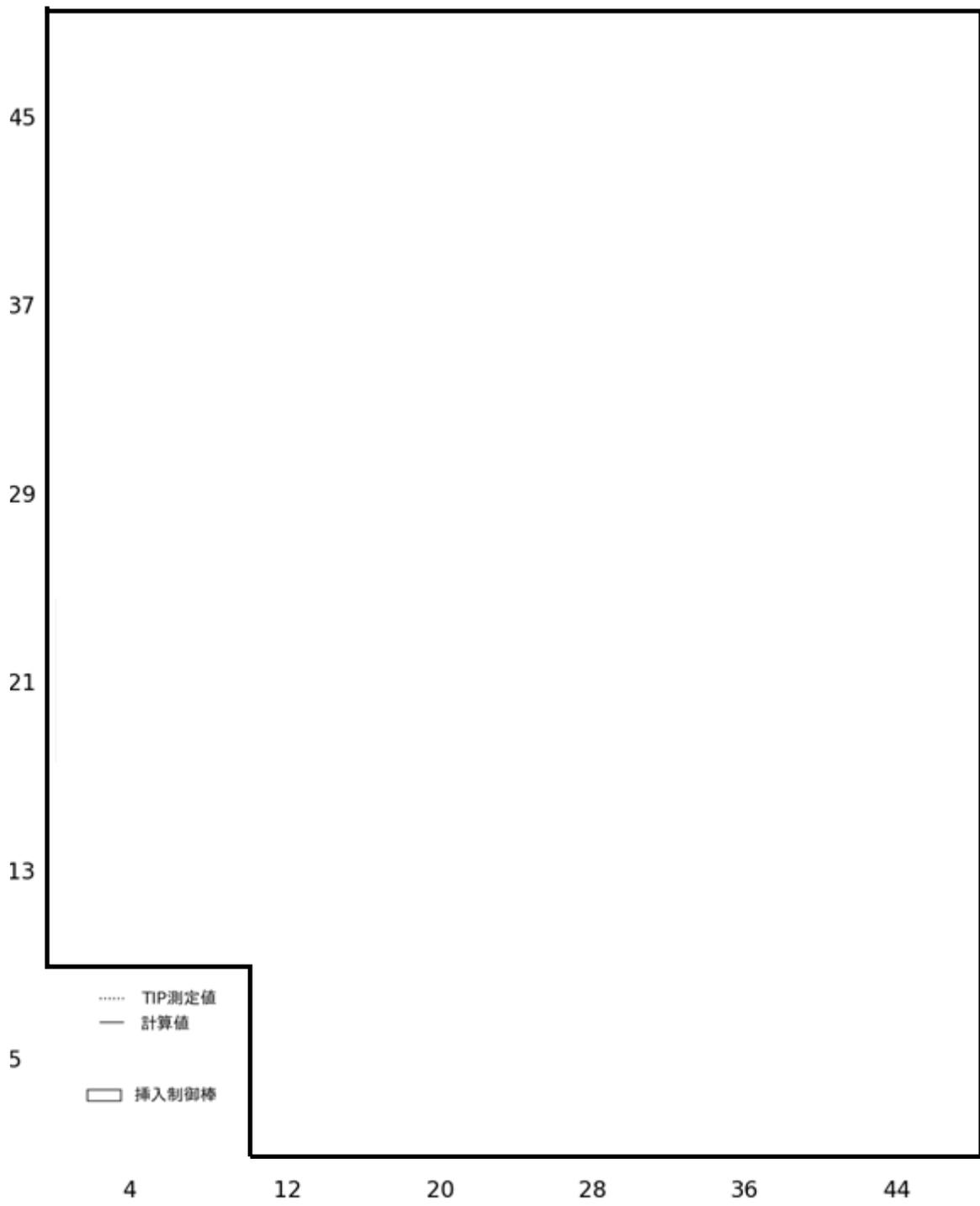


図 4.5-13 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 中型 D 格子炉)

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。

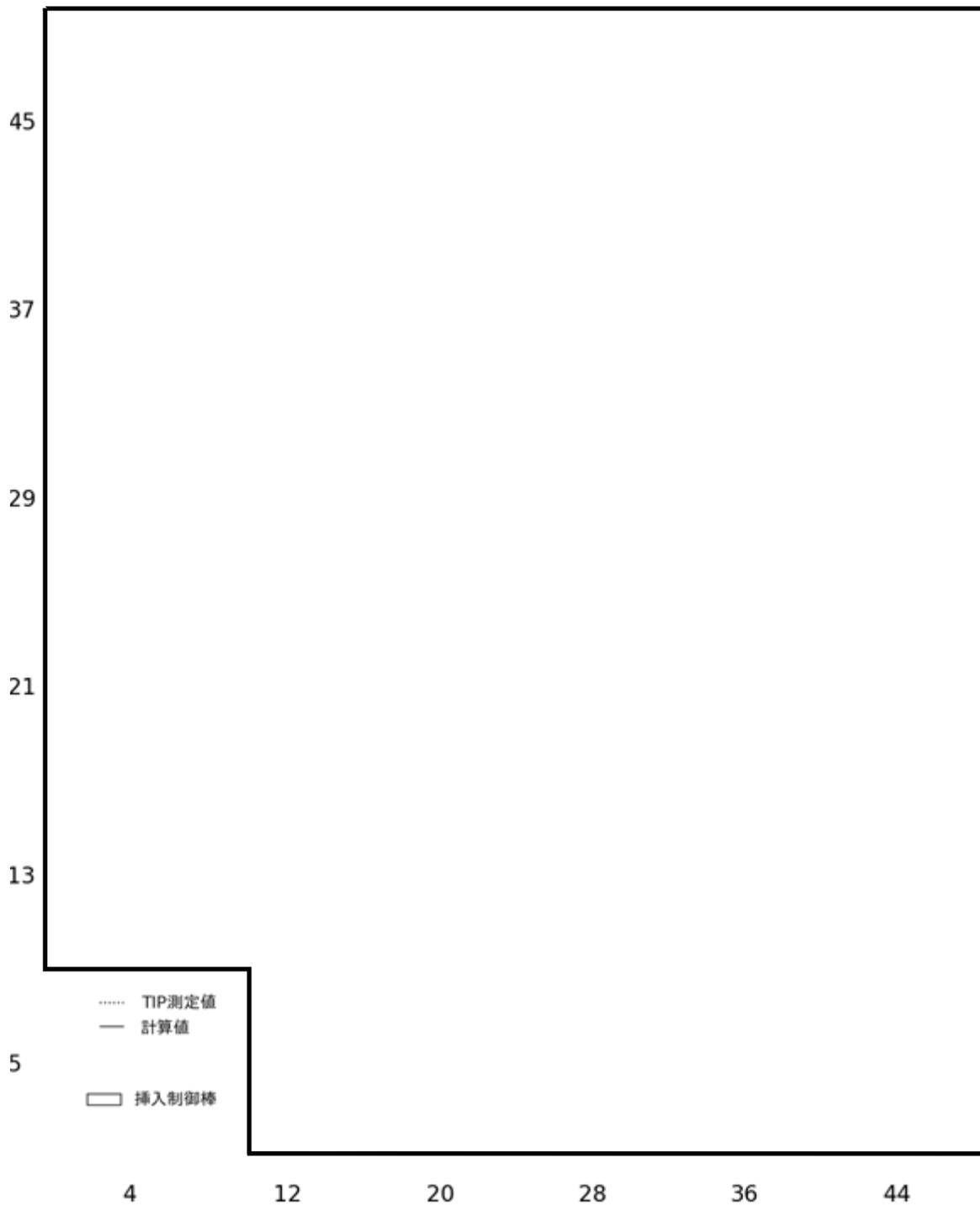


図 4.5-14 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 中型 S 格子炉)

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。

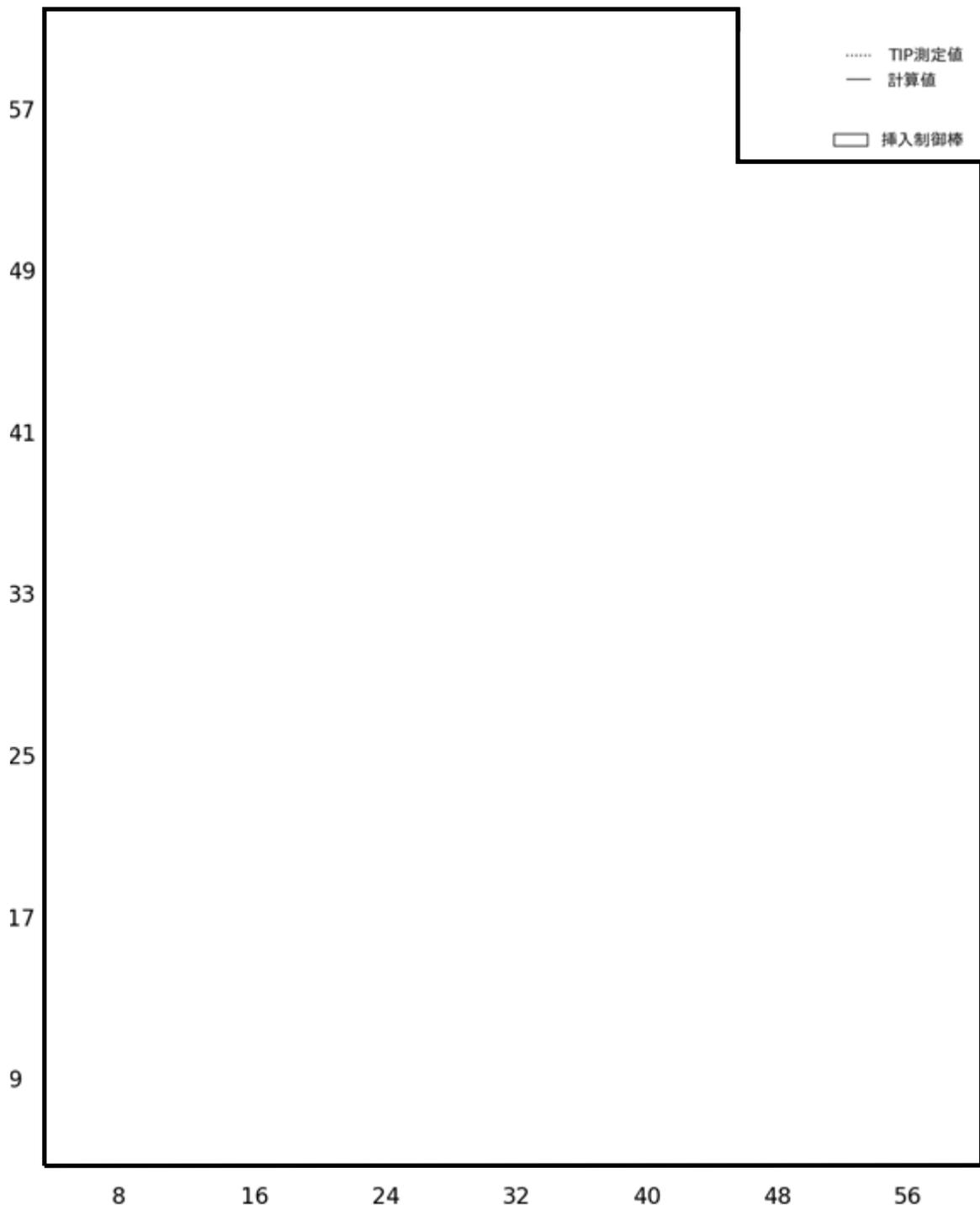


図 4.5-15 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 大型 C 格子炉)

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。

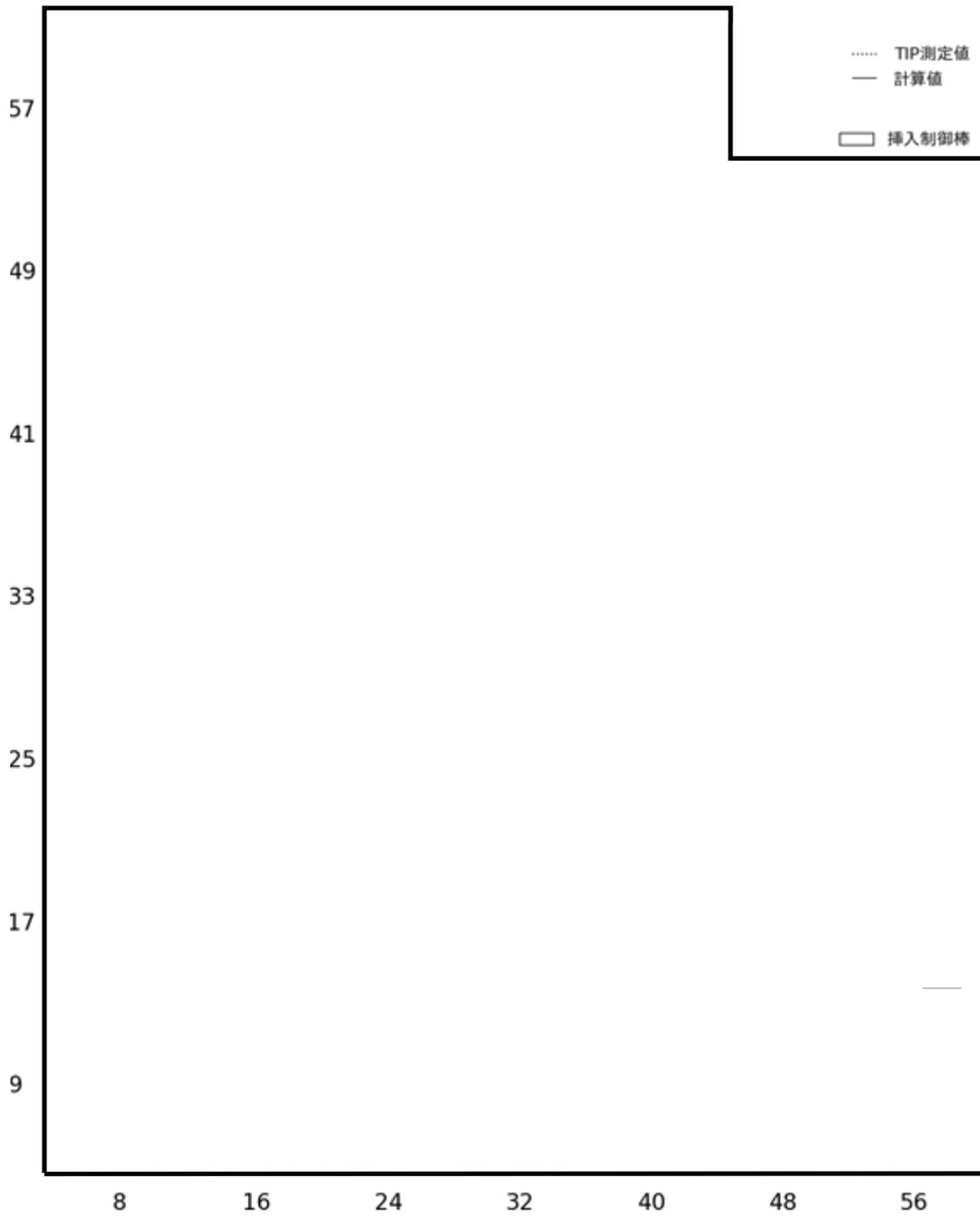


図 4.5-16 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (BWR 大型 S 格子炉)

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。

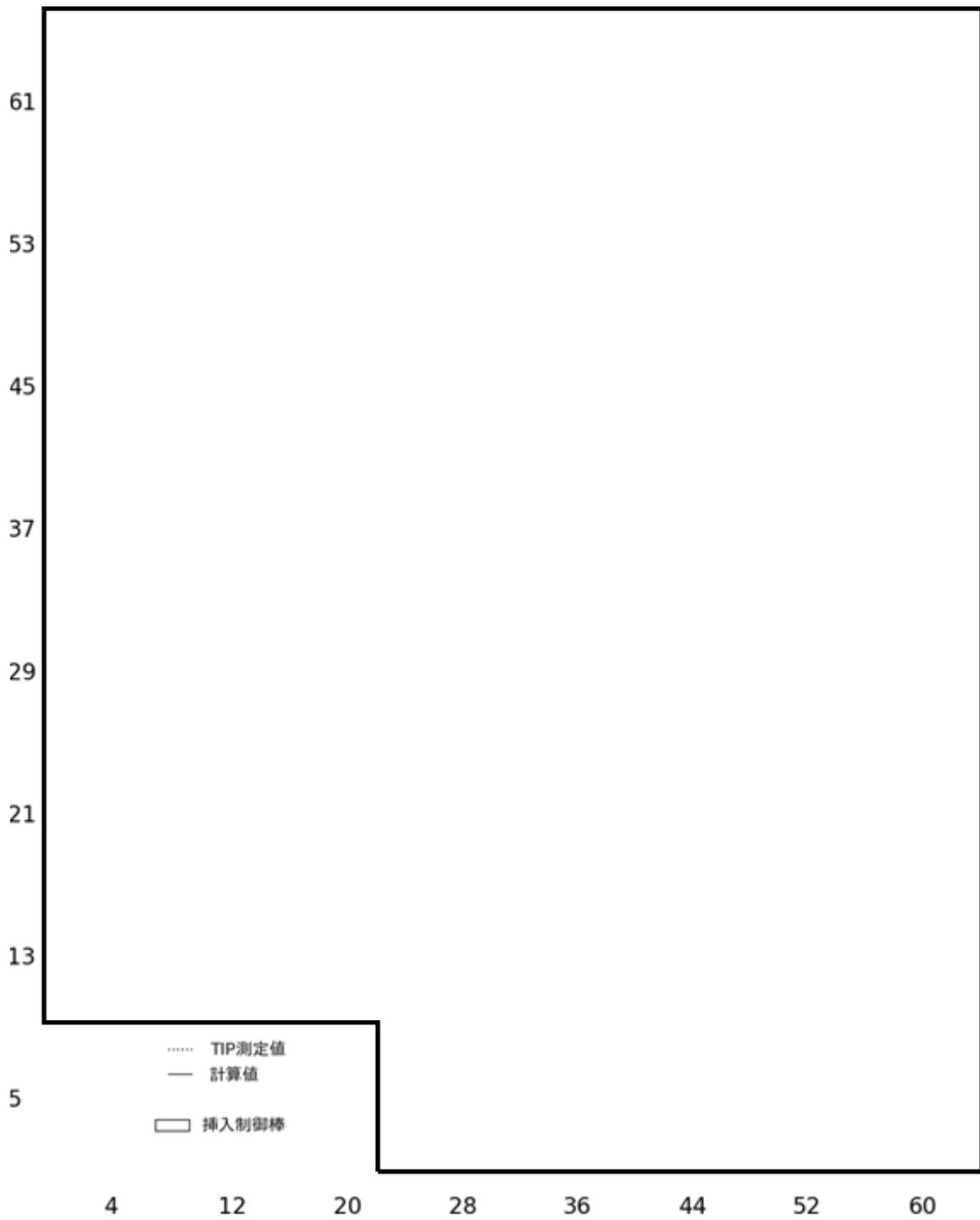


図 4.5-17 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較 (ABWR)

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。

4.6 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 γ 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 γ 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 γ 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、ノード毎に次の Ba-140 の過渡方程式を解いて、Ba-140 数密度を追跡計算している（以下、「La-140 計算値」という。）。

$$\frac{dN_{Ba140}(t)}{dt} = Y_e(t)F(t) - \lambda_{Ba140}N_{Ba140}(t), \quad (4.6-1)$$

ここで、

N_{Ba140} : Ba-140 数密度, atoms/cm³

$Y_e(t)$: Ba-140 実効核分裂収率

$F(t)$: ノード毎核分裂密度

λ_{Ba140} : Ba-140 崩壊定数 = 0.05419 day⁻¹

Ba-140 実効核分裂収率は、LANCR より他断面積と同様に取得する。La-140 の測定値と計算値は、ともに測定ノードの平均が 1.0 になるように規格化して相対分布を比較する。La-140 測定値の信頼性は、同一集合体の再現性確認測定結果より $\pm \square$ %と報告されている。

ここでは、燃焼の進んだ高燃焼度 8 × 8 燃料と新燃料の 9 × 9 燃料を装荷した BWR 大型炉取替炉心（炉心平均燃焼度 28Gwd/t）における燃料集合体に対するガンマスキャン測定値（La-140 測定値）と AETNA による計算値（La-140 計算値）とを比較した。実績評価では、サイクル燃焼度点毎に実績の炉心熱出力、炉心流量、制御棒パターン、炉心平均燃焼度増分を入力し、AETNA による追跡燃焼計算を行って La-140 計算値を求めた。炉心ヒートバランス（炉心入口エンタルピ、炉圧、バイパス流量）は設計値を用いた。

La-140 計算値の測定値に対する RMS 誤差を表 4.6-1 に、ノード毎 La-140 分布の比較を図 4.6-1 に示す。図 4.6-2 は径方向分布の比較である。また、図 4.6-3 は測定燃料集合体毎の La-140 の軸方向分布の比較である。図 4.6-4 及び図 4.6-5 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

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

較である。計算値はガンマスキャン測定値と良く一致している。表 4.6-1 より、ノーダル RMS 誤差は約 % である。燃料集合体タイプ別のノーダル RMS 誤差を表 4.6-2 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 4.6-3, 図 4.6-6, 及び図 4.6-7 に示す。ノーダル RMS 誤差は BWR 大型炉取替炉心よりも多少大きく約 % であるが、濃縮度の異なる燃料が混在する炉心においても妥当な精度を有している。燃料集合体濃縮度タイプ別のノーダル RMS 誤差を表 4.6-4 に示す。

BWR 大型炉取替炉心及び ABWR 初装荷炉心について誤差の平均値を表 4.6-5 に示す。ノーダル RMS 誤差は約 % である。

ノーダル、径方向、及び軸方向の RMS 誤差の定義は以下の通りである。

ノーダル RMS 誤差:

$$RMS_{nodal} = \sqrt{\frac{\sum_{N=1}^{NBNDL} \sum_{K \in Kmes} (L_{K,N}^m - L_{K,N}^c)^2}{NBNDL * Kmes}} \quad (4.6-1)$$

径方向 RMS 誤差:

$$RMS_{radial} = \sqrt{\frac{\sum_{N=1}^{NBNDL} \left(\frac{\sum_{K \in Kmes} L_{K,N}^m}{Kmes} - \frac{\sum_{K \in Kmes} L_{K,N}^c}{Kmes} \right)^2}{NBNDL}} \quad (4.6-2)$$

軸方向 RMS 誤差:

$$RMS_{axial} = \sqrt{\frac{\sum_{K \in Kmes} \left(\frac{\sum_N L_{K,N}^m}{NBNDL} - \frac{\sum_N L_{K,N}^c}{NBNDL} \right)^2}{Kmes}} \quad (4.6-3)$$

ただし、 $L_{K,N}^m, L_{K,N}^c$ はそれぞれ La-140 測定値と計算値、 $NBNDL$ は測定集合体体数であり、 K_{mes} は軸方向測定点を表す。

表 4.6-1 ガンマスキャン La-140 測定値との比較 (BWR 大型炉取替炉心)

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

表 4.6-2 ガンマスキャン La-140 測定値との燃料集合体タイプ別ノーダル RMS 誤差 (BWR 大型炉取替炉心)

燃料集合体タイプ	AETNA
高燃焼度8×8燃料 (全燃料)	
高燃焼度8×8燃料 (継続装荷燃料)	
高燃焼度8×8燃料 (新燃料)	
9×9燃料 (新燃料)	

表 4.6-3 ガンマスキャン La-140 測定値との比較 (ABWR 初装荷炉心)

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

表 4.6-4 ガンマスキャン La-140 測定値との燃料集合体濃縮度タイプ別ノーダル RMS 誤差 (ABWR 初装荷炉心)

燃料集合体濃縮度タイプ	AETNA
低濃縮	
中濃縮	
高濃縮	

表 4.6-5 ガンマスキャン La-140 測定値との比較 (BWR 大型炉取替炉心, ABWR 初装荷炉心平均)

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

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

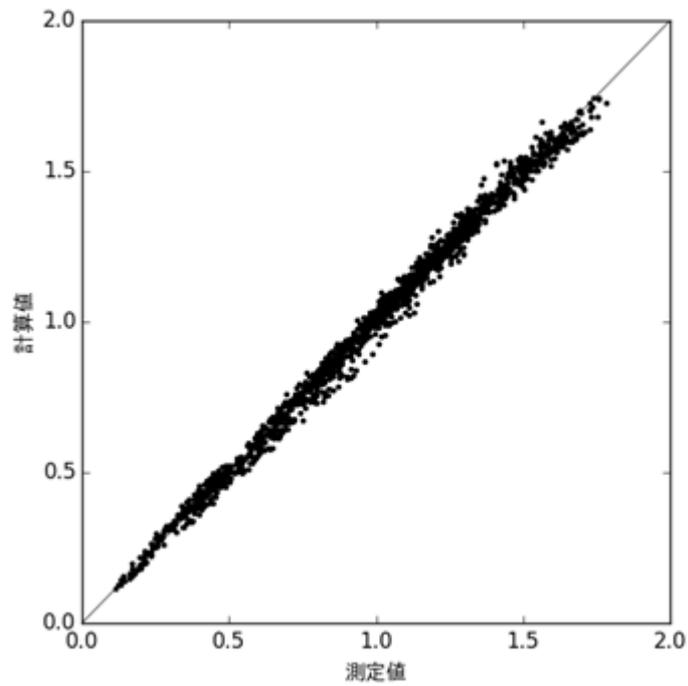


図 4.6-1 ノーダル La-140 の計算値と測定値の比較
(BWR 大型炉取替炉心の例)

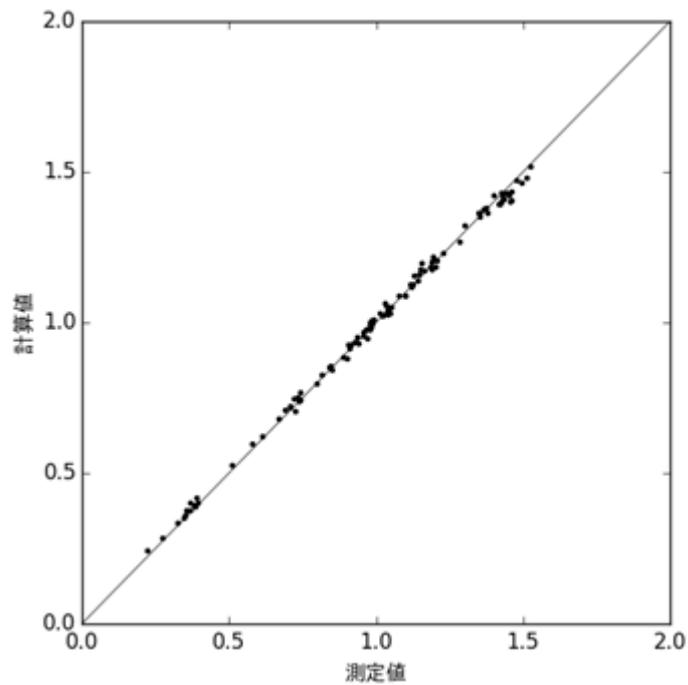


図 4.6-2 径方向 La-140 の計算値と測定値の比較
(BWR 大型炉取替炉心の例)

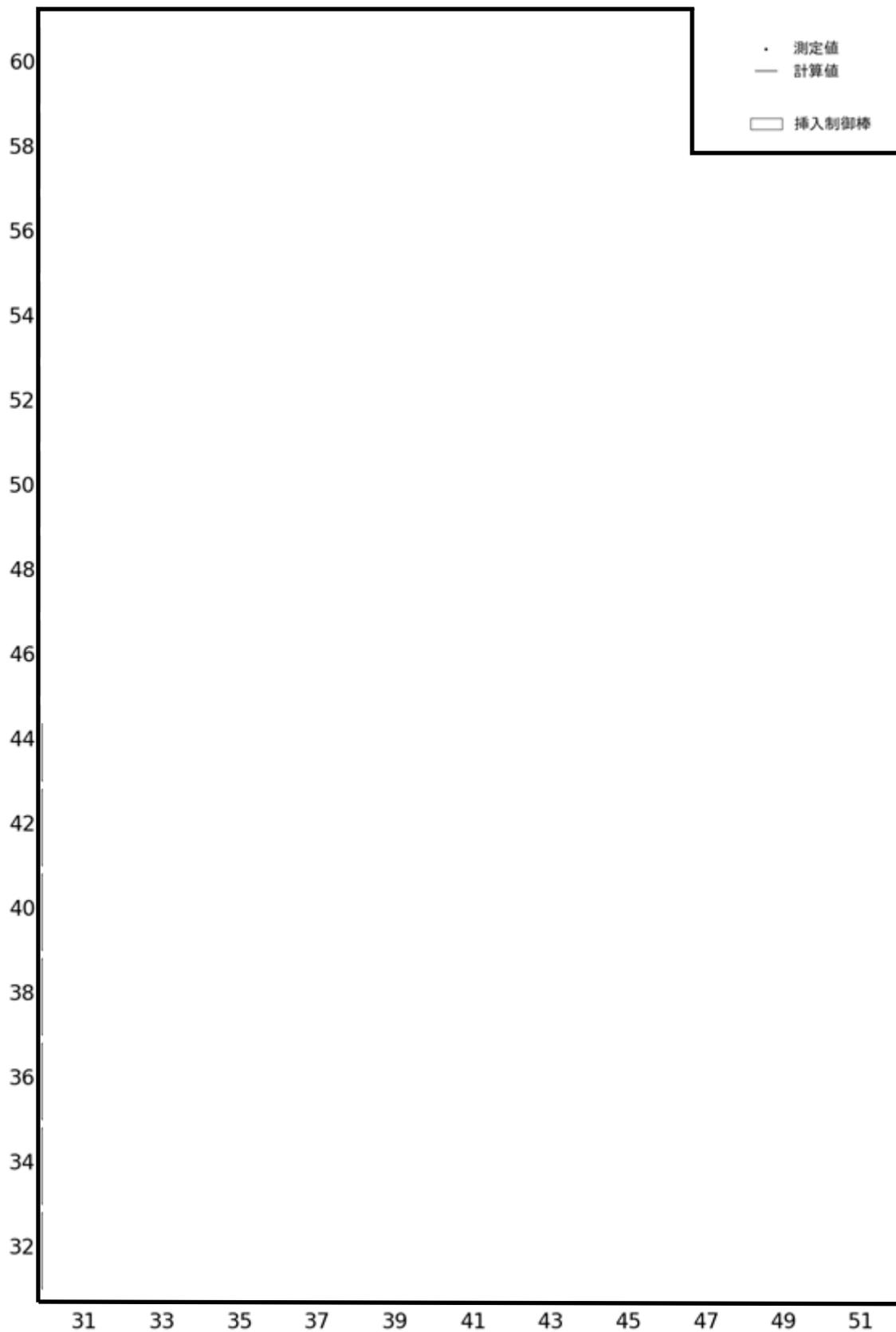


図 4.6-3 La-140 分布の計算値と測定値の比較
(BWR 大型炉取替炉心の例)

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。

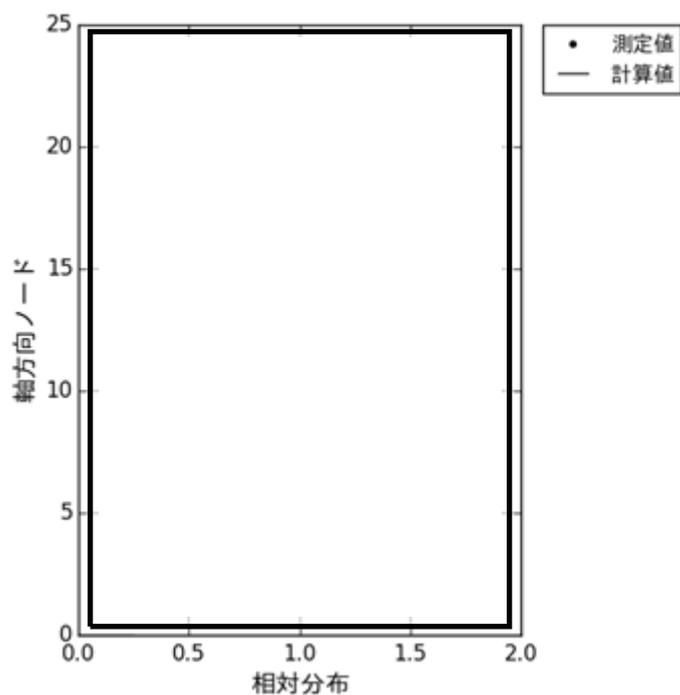


図 4.6-4 La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(1) (BWR 大型炉取替炉心の例)

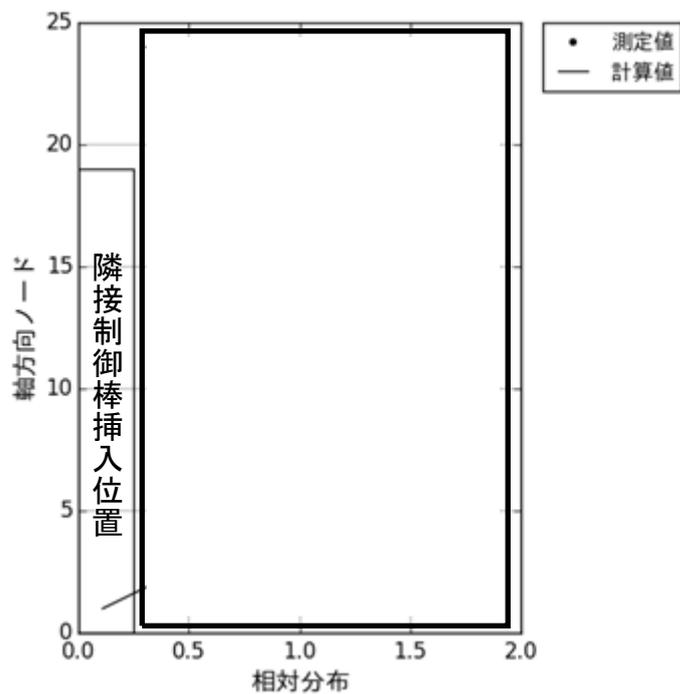


図 4.6-5 La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(2) (BWR 大型炉取替炉心の例)

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。

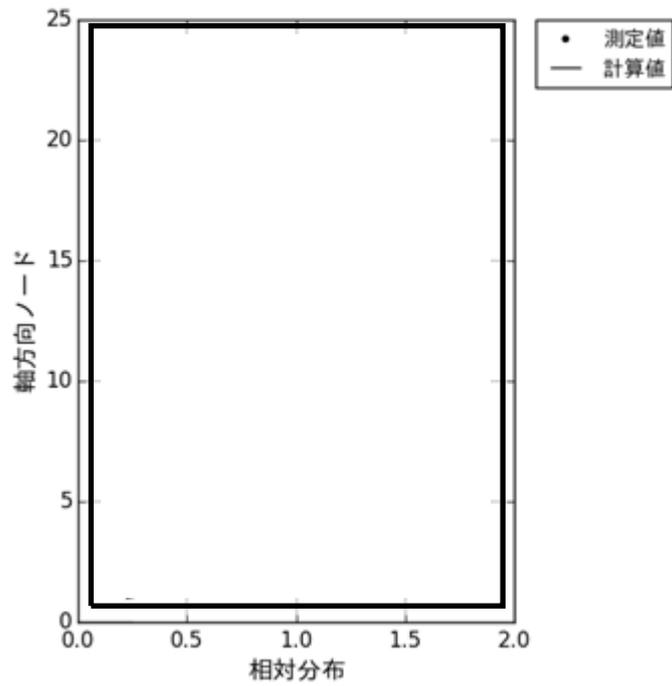


図 4.6-6 La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(1) (ABWR 初装荷炉心の例)

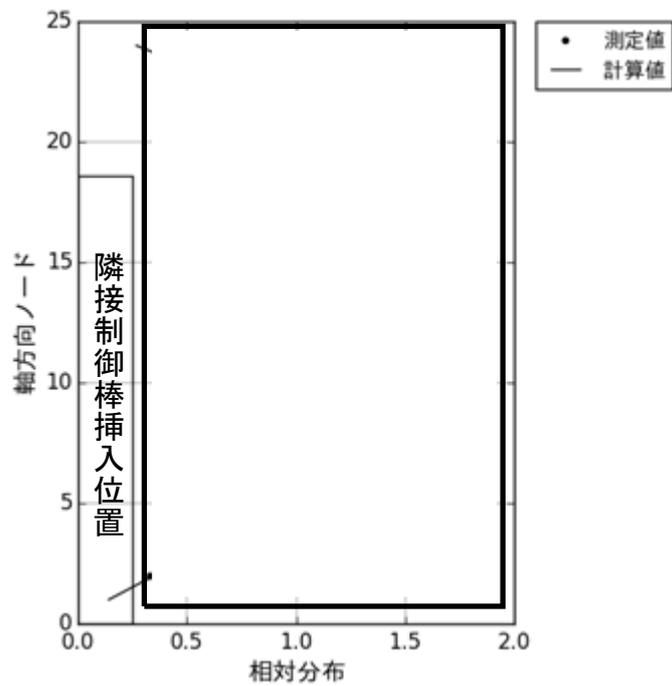


図 4.6-7 La-140 燃料集合体軸方向分布の比較(2) (ABWR 初装荷炉心の例)

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。

4.7 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 γ 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、燃料棒毎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⁷²。

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 4.7-1 に GE14 燃料集合体の断面図⁷³を示す。測定サイクルでの装荷新燃料は GE14 燃料であり、多くの GE12 燃料が置き換えられた。両サイクルともほとんどの区間は定格出力で運転され、サイクル末ではサイクル延長のため出力のコストダウン運転が行われた。測定サイクル末では制御棒は全引抜であった。集合体 1、2 とも炉心の中間領域に装荷され、集合体 2 は 2 サイクル目に炉心中心部に移動された⁷⁴。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⁷⁴。

測定集合体は、上部タイプレートを取り外し、個々の燃料ピンは使用済み燃料プール内に設置された水中のガンマスペクトロメータに移され測定が実施された。測定は、集合体内の半数を超える燃料棒について軸方向 11 位置において行われた。同一燃料棒に対する複数回の再現性確認試験により、測定誤差は集合体 1 で 1.4%、集合体 2 は計数率低下のため 2.6% と報告されている⁷²。

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 による燃料棒毎の実効 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。

測定燃料集合体毎に規格化した燃料棒 La-140 計算値の測定値に対する RMS 誤差のまとめを表 4.7-1 に示す。燃料棒ノーダル La-140 分布の比較を図 4.7-4 及び図 4.7-5 に、燃料棒径方向 La-140 分布の比較を図 4.7-6 及び図 4.7-7 に示す。また、燃料棒位置毎の径方向 La-140 分布の予測誤差を、集合体 1 について図 4.7-2 に、集合体 2 について図 4.7-3 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 4.7-8 及び図 4.7-9 は燃料集合体毎の燃料棒 La-140 の軸方向分布の比較である。計算値はガンマスキャン測定値と良く一致しており、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 4.7-1 より、燃料棒ノーダル RMS 誤差は 2 体の平均で約 % である。また、局所出力分布の誤差に相当する燃料棒径方向 RMS 誤差は 2 体の平均で約 % である。また、燃料棒軸方向 RMS 誤差は 2 体の平均で約 % である。これらより、AETNA の燃料棒出力分布の予測誤差は測定誤差と同程度であり、妥当な精度を有していることが示された。

ノーダル、径方向、及び軸方向分布と RMS 誤差の定義は以下の通りである。測定値と計算値の比較では、集合体毎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。燃料ピンのノード毎 RMS は、次式で定義される。

$$R_{pin-nodal} = \sqrt{\frac{\sum_j \sum_k (M(k, j) - C(k, j))^2}{N}} \quad (4.7-1)$$

径方向 RMS の計算では、燃料棒毎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。

$$R_{rod} = \sqrt{\frac{\sum_j (\bar{M}(j) - \bar{C}(j))^2}{J}} \quad (4.7-2)$$

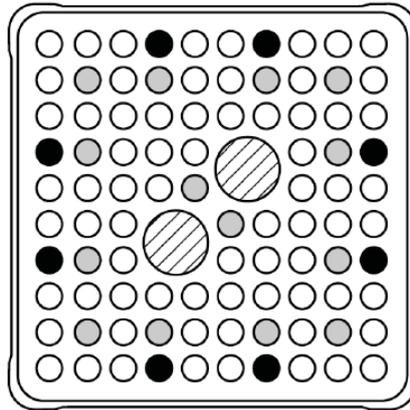
軸方向 RMS の計算では、軸方向測定高さ毎に測定点のみについて径方向に平均した測定値と予測値を計算する。各高さで異なる燃料棒数がありうる。得られた軸方向燃料棒出力の総和が K になるようにそれぞれ規格化して $\bar{M}(k)$ 、 $\bar{C}(k)$ とし、RMS 差を計算する。ここで、 K はこの集合体の軸方向測定点数である。

$$R_{axial} = \sqrt{\frac{\sum_k (\bar{M}(k) - \bar{C}(k))^2}{K}} \quad (4.7-3)$$

表 4.7-1 燃料棒ガンマスキャン La-140 測定値との比較
(BWR 中型炉心)

	集合体1	集合体2	平均値
RMS誤差 (ノーダル)			
RMS誤差 (径方向)			
RMS誤差 (軸方向)			

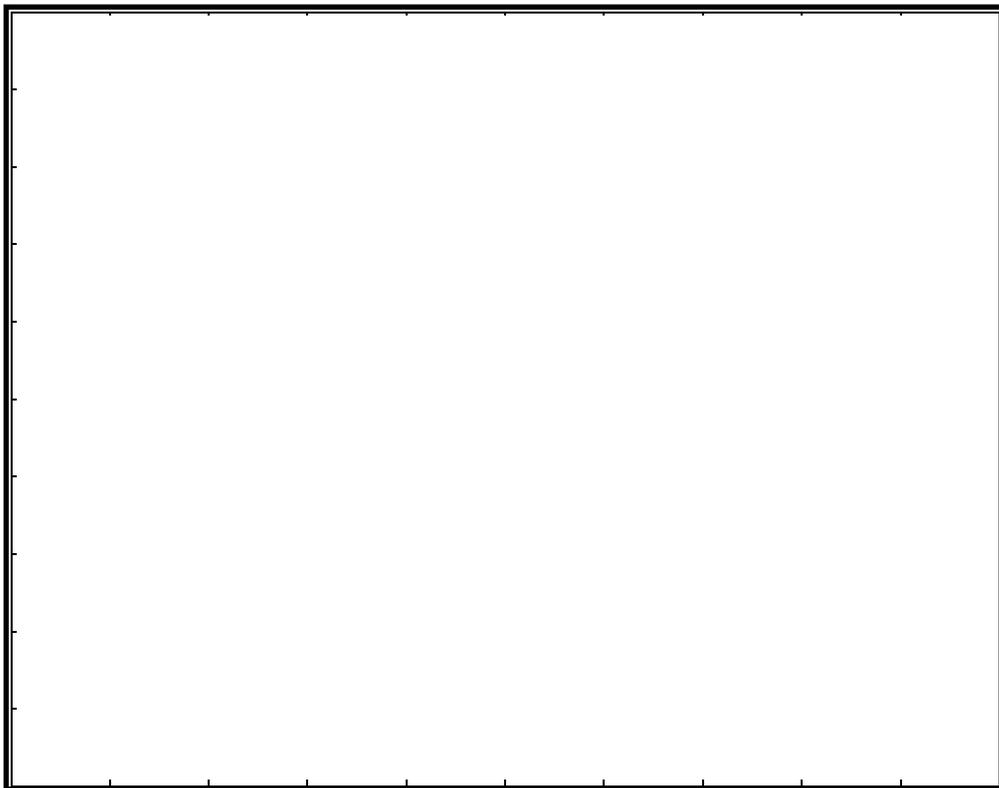
本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。



○燃料棒 ●タイロッド ◐ 部分長燃料棒 ◑ 水棒

(左上が制御棒挿入側)

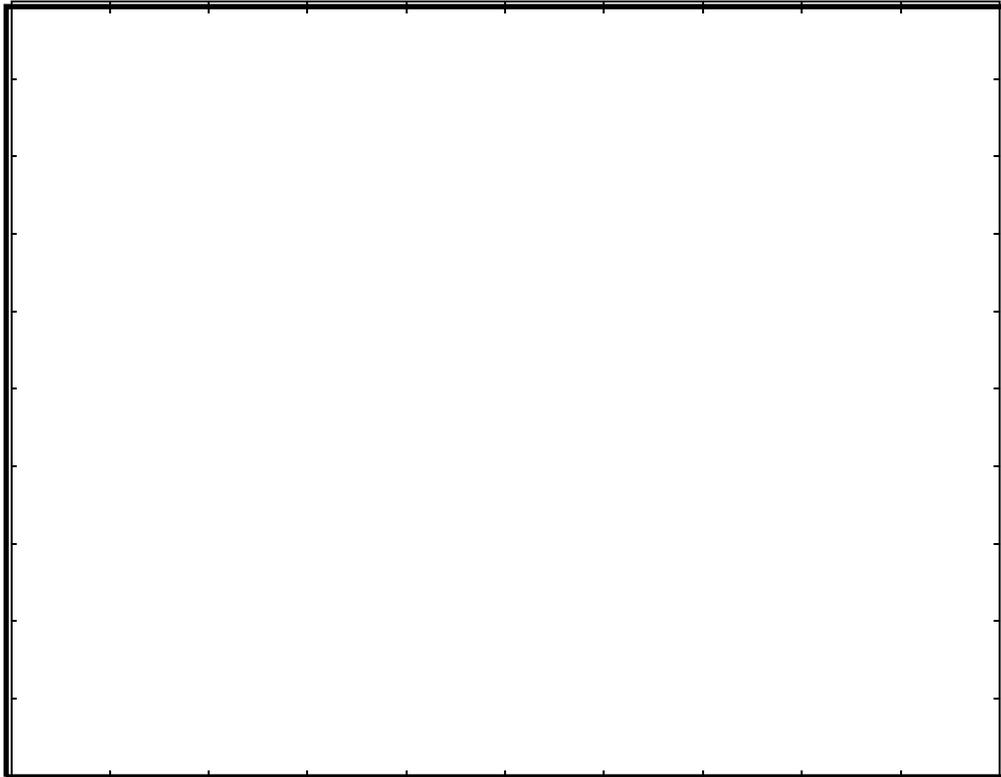
図 4.7-1 GE14 燃料集合体断面図



(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 4.7-2 燃料棒径方向 La-140 分布の予測誤差 (集合体 1)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。



(左上が制御棒挿入側。空白は非測定棒。数字は予測値-測定値)
図 4.7-3 燃料棒径方向 La-140 分布の予測誤差 (集合体 2)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

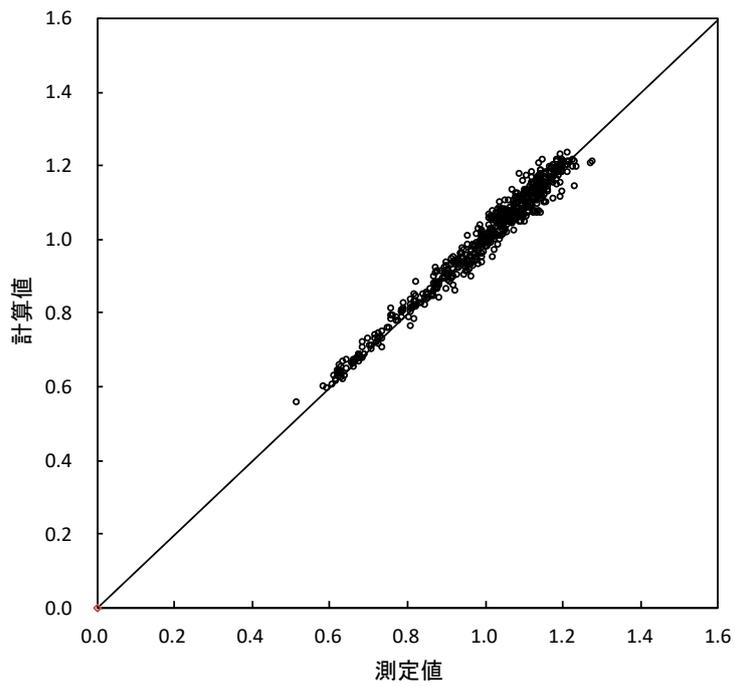


図 4.7-4 燃料棒ノーダル La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体1)

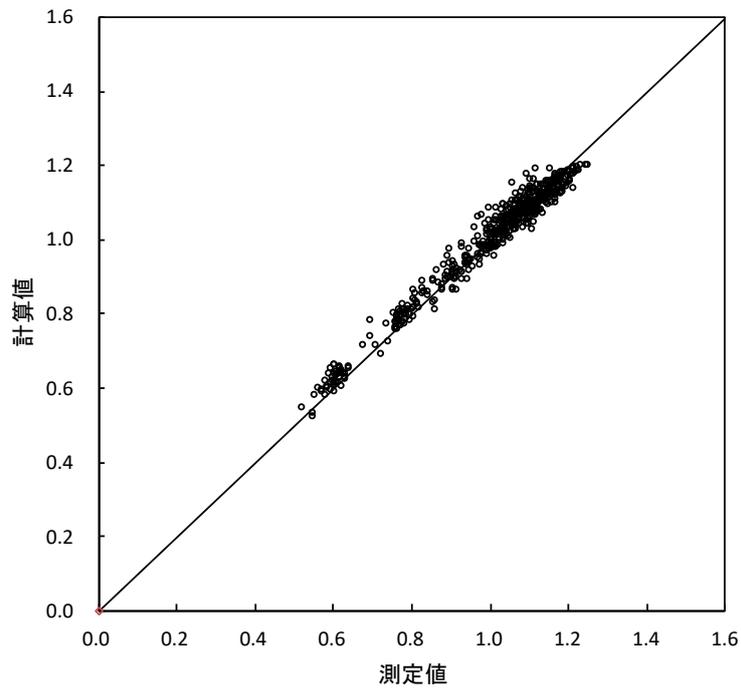


図 4.7-5 燃料棒ノーダル La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体2)

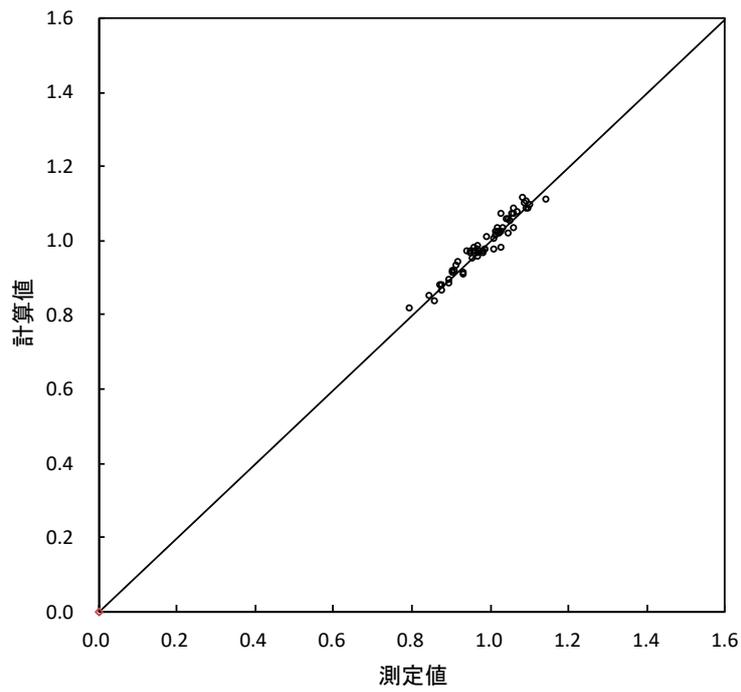


図 4.7-6 燃料棒径方向 La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 1)

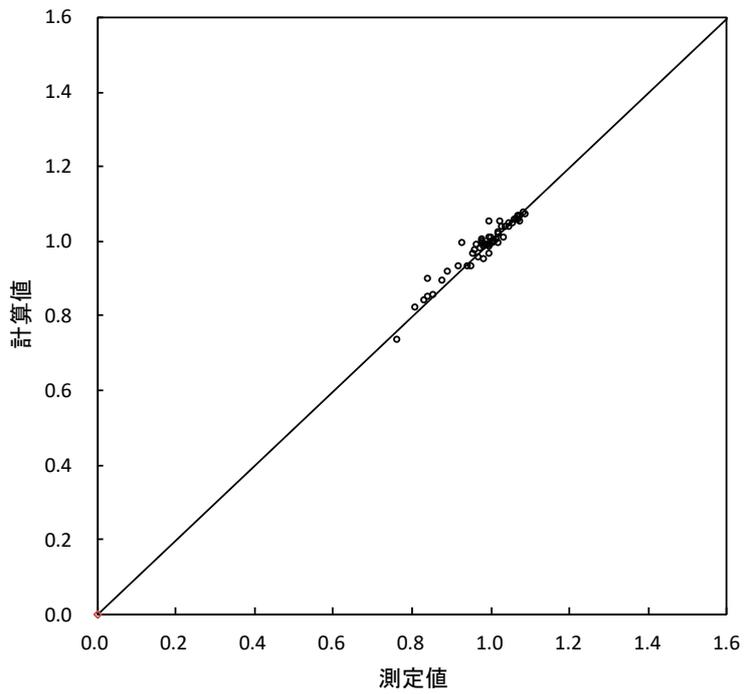


図 4.7-7 燃料棒径方向 La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 2)

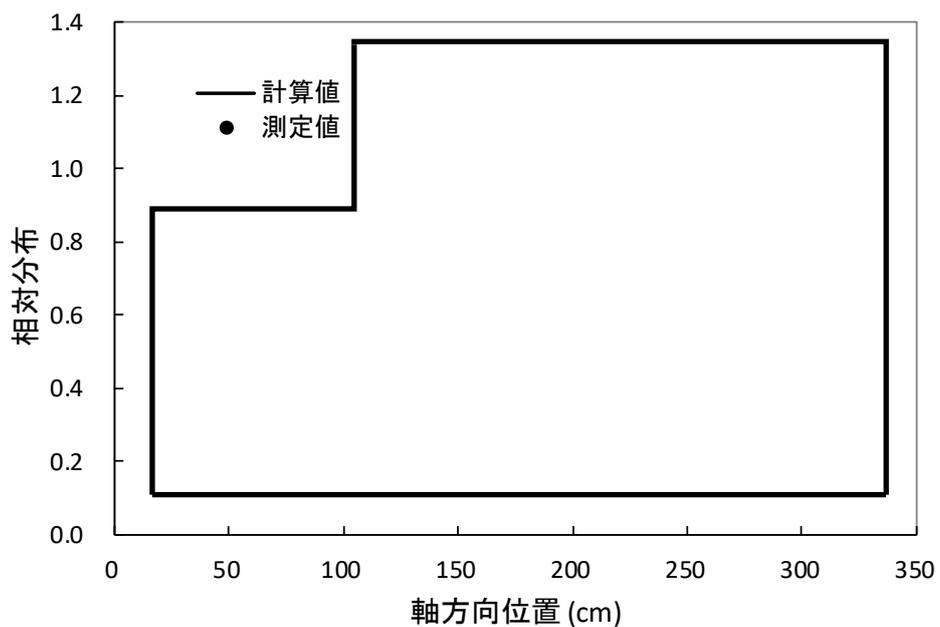


図 4.7-8 燃料棒軸方向 La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 1)

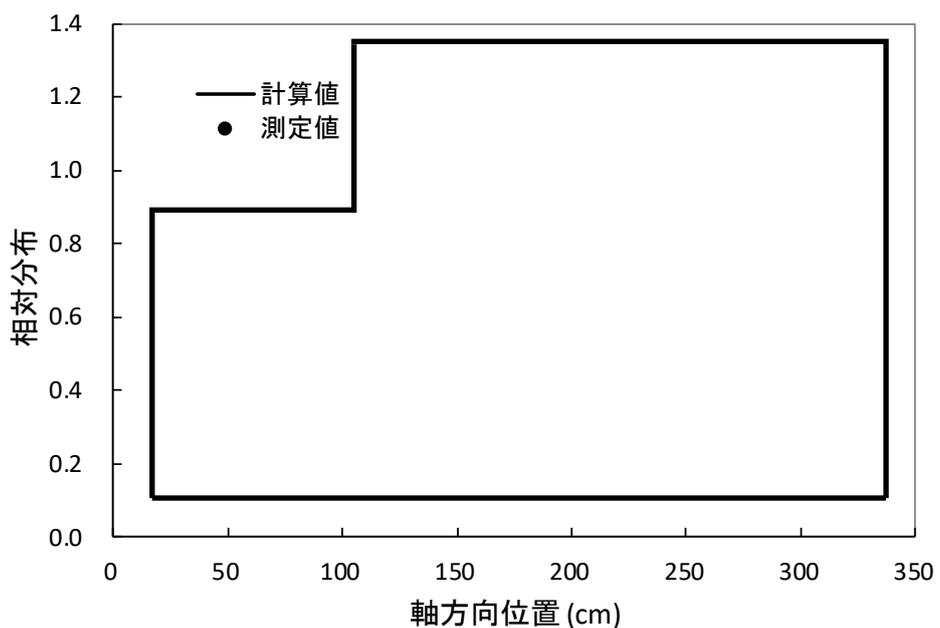


図 4.7-9 燃料棒軸方向 La-140 の計算値と測定値の比較 (集合体 2)

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。

4.8 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^{75,76}。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 4.8-1 に示す。なお、測定燃焼度の誤差は約 6.4%と見積もられている⁷⁶。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 4.8-1 に示す。ペレット測定燃焼度と計算燃焼度の差は、相対差の RMS 誤差で約 %となっている。なお、計算燃焼度には、LANCR の無限格子体系の燃料棒燃焼度を用いるため、燃料集合体核特性計算コード及び三次元沸騰水型原子炉模擬計算コードの両方の誤差が含まれている。

表 4.8-1 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	A04F2BU01	1280-1300	62.0
		UO ₂	A04F2BU02	3301-3321	68.6
	C2	Gd ₂ O ₃ 入り	A04F2TU01	1244-1264	50.0
			A04F2TU02	3228-3249	54.7
	D9	UO ₂	A04F2TU03	1280-1300	62.6
			A04F2TU04	3300-3320	64.9

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

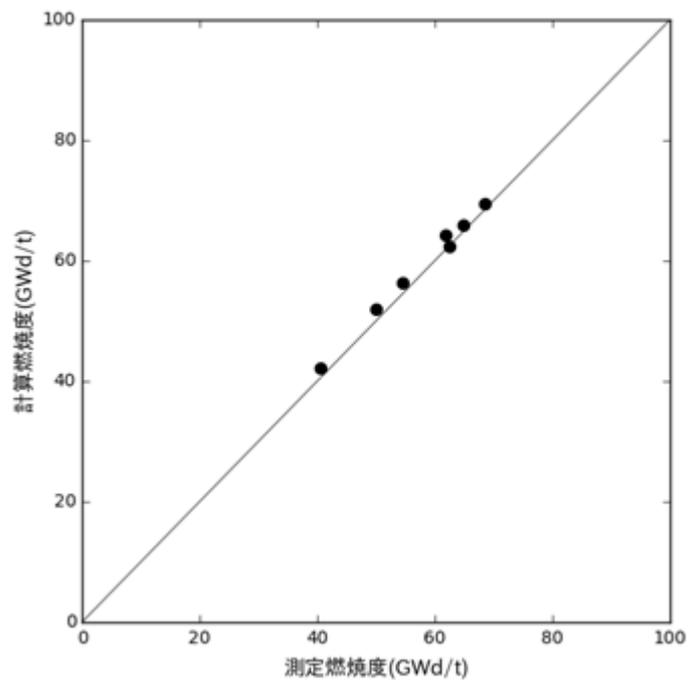


図 4.8-1 ペレット計算燃焼度と測定燃焼度の比較 (9 × 9 燃料)

4.9 MOX 燃料装荷炉心

MOX 燃料では熱中性子吸収の増加による制御棒価値の低下や隣接ウラン燃料とのスペクトルミスマッチ効果の増大といった特徴がある。本節では表 4.9-1 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⁷⁷。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 燃料の平均富化度は約 4 wt% であり、装荷された MOX 燃料は炉心の中心部や周辺部に分散した配置となっている。

冷温臨界試験、制御棒価値測定試験及び出力分布 (TIP) の比較では、MOX 燃料の有り・無しを考慮して評価を行った。解析においては、核定数作成時に約 12 年の MOX 装荷遅れによる反応度の低下を考慮し、MOX 燃料が装荷される前のウラン炉心から継続して追跡計算を行った。

(1) 冷温時制御棒価値測定試験

起動時炉物理試験において、局所臨界 2 ケース、インシーケンス臨界 1 ケースの冷温時制御棒価値測定試験が行われた。この内、局所臨界 1 ケースとインシーケンス臨界 1 ケースは MOX 燃料を含む制御棒セルの制御棒を対象として制御棒価値が測定された。局所臨界での制御棒価値の測定では、対象制御棒を初めに全引抜きとし、数ノッチずつ挿入して、反応度の変化を反応度計で測定して積算した。インシーケンスのケースでは、MOX 燃料が装荷されたセルの制御棒を全挿入状態から数ノッチずつ引き抜いて測定し積算した。測定された動的制御棒価値を Δk に変換する際には、対象制御棒まわりで局所的に平均した遅発中性子割合を用いた。

制御棒価値測定結果と計算値の比較を図 4.9-1 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計算精度は同等である。

(2) 冷温時臨界固有値

MOX 燃料装荷サイクルと至近のウラン炉心 3 サイクルについて、サイクル初期冷温時臨界固有値の平均値からの偏差を評価した。ここで、平均値は上記 4 サイクルにおける全ての臨界ケースの平均値である。結果を図 4.9-2 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 であり十分小さい。

(3)出力運転時臨界固有値

MOX 燃料装荷サイクルと至近のウラン炉心 3 サイクルについて、出力運転時臨界固有値の平均値からの偏差を評価した結果を図 4.9-3 に示す。ここで、平均値は上記 4 サイクルにおける全ての出力運転時臨界固有値を、サイクル燃焼度増分に対する多項式近似で求めた。

MOX 装荷炉心の運転時臨界固有値のトレンドは至近のウラン炉心の平均的偏差の範囲にあることを確認した。MOX 燃料装荷サイクルの標準偏差は Δk であり十分小さい。

(4)出力分布 (TIP)

MOX 燃料装荷サイクル及び至近のウラン炉心 3 サイクルについて TIP 計算値の RMS 誤差を表 4.9-2 に示す。評価したプラントの TIP は熱中性子検出器であり、TIP の RMS 誤差の定義は 4.5 節で説明されている。TIP 計算値の RMS 誤差は、全プラントに対する 4.5 節の表 4.5-1 とほぼ同等である。なお、4.5 節で述べたように、ノーダル TIP 測定値の不確かさは 2.6%と評価されている。

ノーダル、径方向及び軸方向 RMS 誤差のトレンドをそれぞれ図 4.9-4, 図 4.9-5, 図 4.9-6 に示す。ここで、横軸は TIP の累積測定点を表している。TIP 測定点について平均した各 RMS 誤差を UO2 炉心と MOX 炉心で比較して表 4.9-2 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 検出器ストリング毎の TIP 測定値と TIP 計算値の分布の比較を図 4.9-7 に示す。ここで、MOX 燃料に隣接するストリングは太い青枠で示している。MOX 燃料に隣接したストリングの平均ノーダル RMS 誤差は であり、ウラン燃料に隣接したストリングの平均ノーダル RMS 誤差は である。

これらの比較により、MOX 炉心に対する出力分布計算精度はウラン炉心と同等であることが確認された。

表 4.9-1 MOX 燃料装荷炉心

炉型	BWR4
格子	D
燃料体数	
新燃料体数	
MOX燃料体数	
サイクル燃焼度 (MWd/t)	

表 4.9-2 TIP 計算値の測定値との比較 (MOX 燃料装荷炉心)

炉心	UO2炉心	MOX炉心
RMS誤差 (ノードル)		
RMS誤差 (径方向)		
RMS誤差 (軸方向)		

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

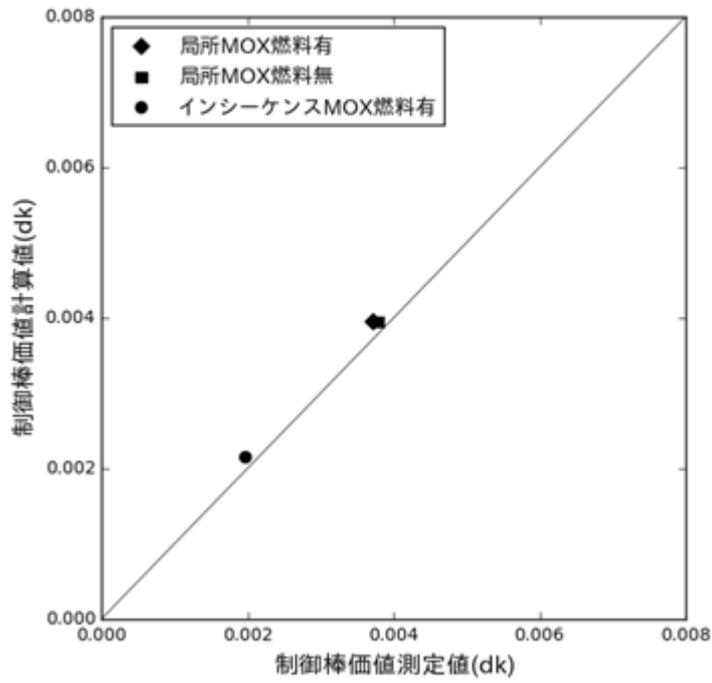


図 4.9-1 制御棒価値の測定結果と解析結果の比較

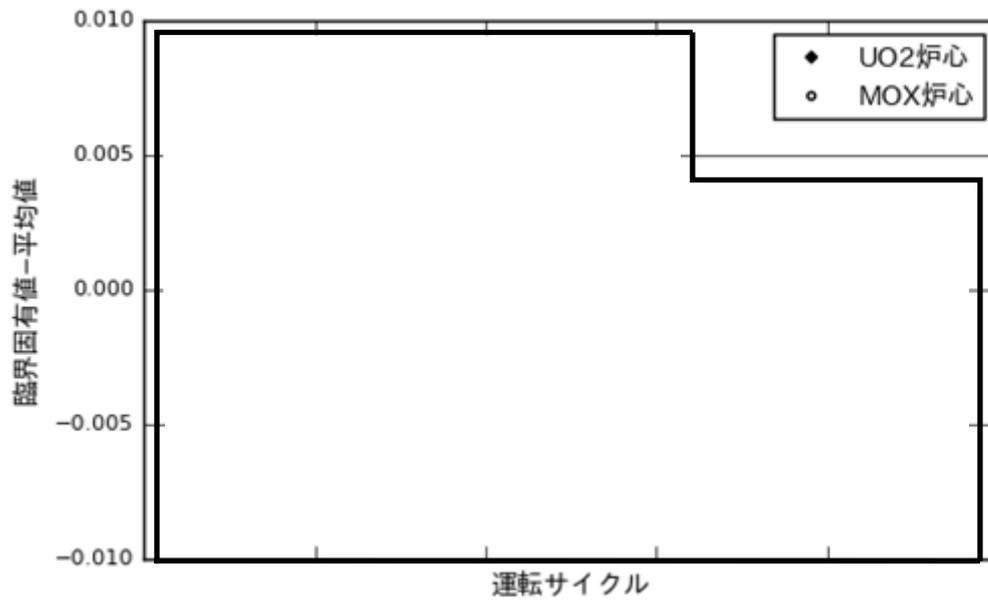


図 4.9-2 冷温時臨界固有値の変動

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

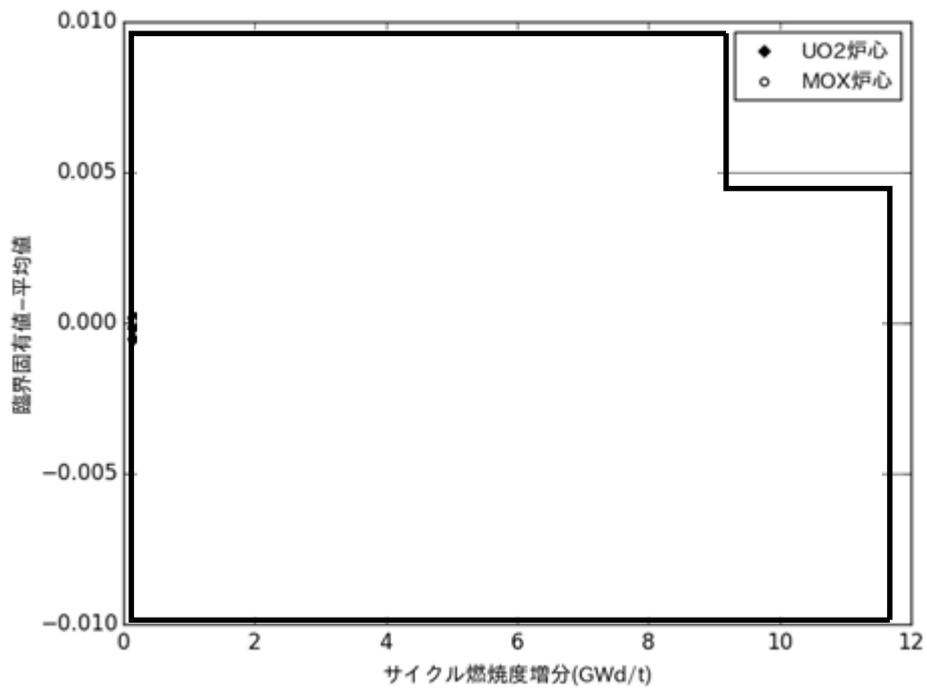


図 4.9-3 出力運転時臨界固有値の変動

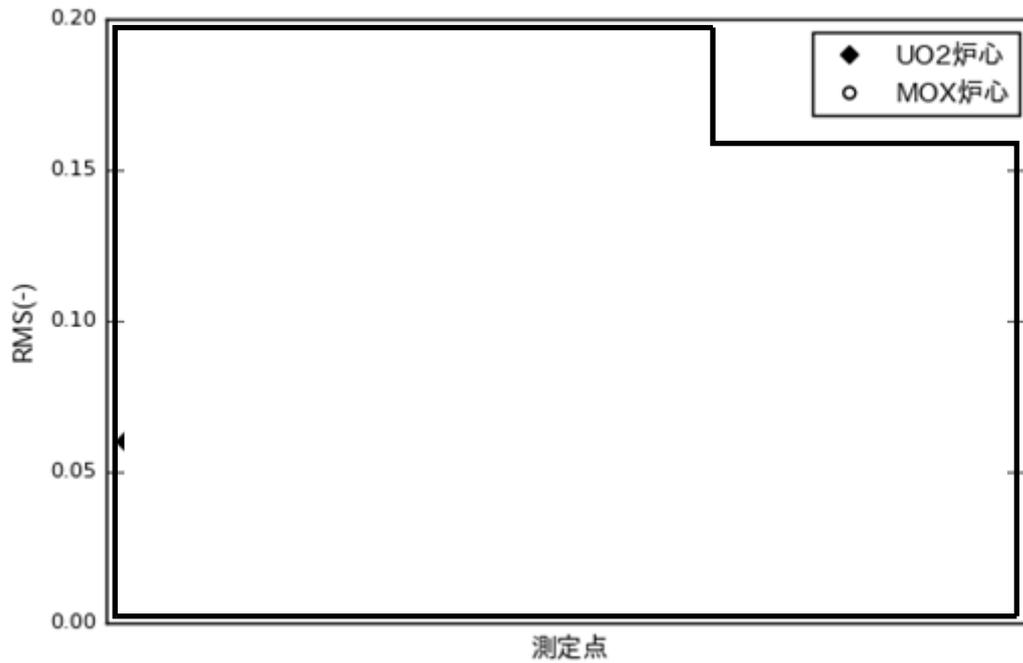


図 4.9-4 TIP 測定値と計算値のノード RMS 誤差

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

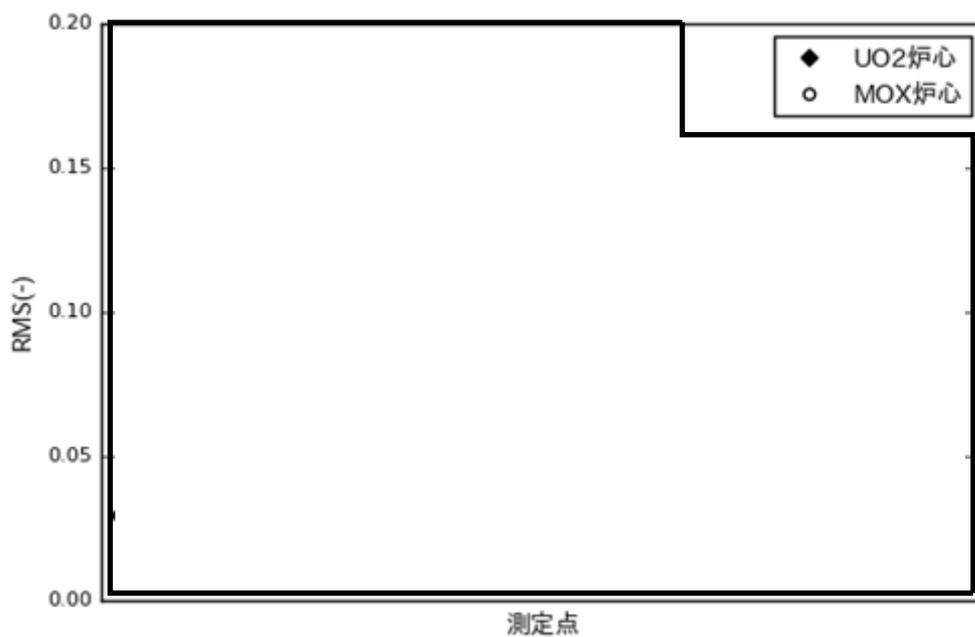


図 4.9-5 TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 誤差

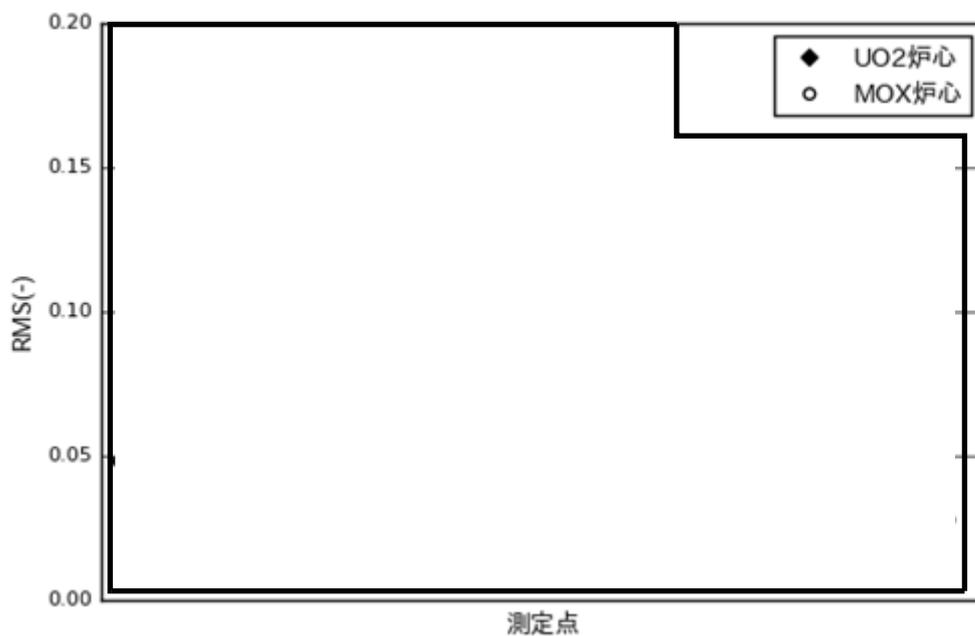
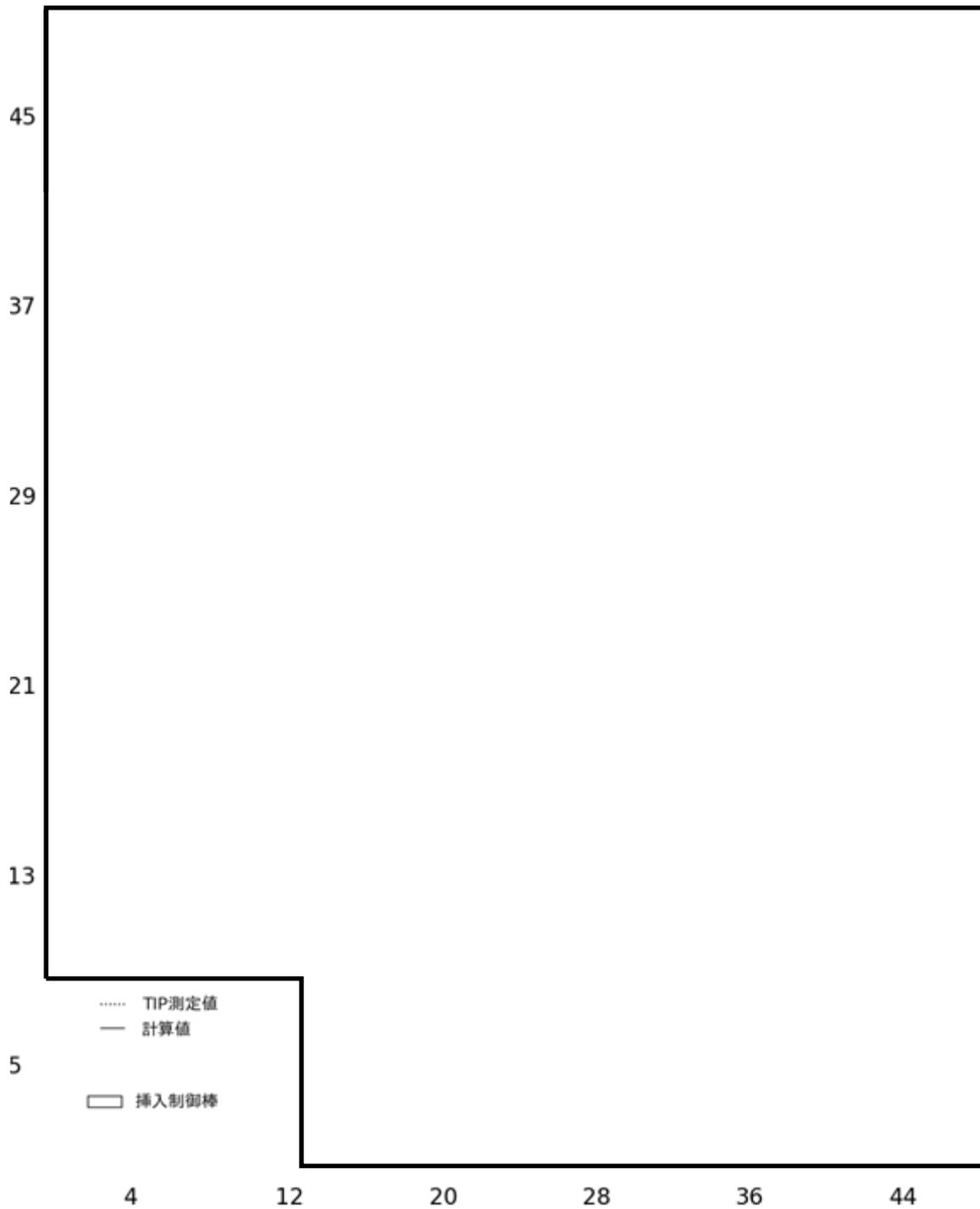


図 4.9-6 TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 誤差

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。



(青太枠は MOX 燃料隣接ストリング)

図 4.9-7 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.10 長期停止運転

長期停止後の運転時の炉心特性については、表 4.1-7 に示すプラントの実績データによる臨界固有値及び出力分布(TIP)の妥当性評価を実施した。表 4.10-1 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毎数密度を追跡しノード断面積を計算した。

(1)出力運転時臨界固有値

長期炉停止後の運転サイクルについて、出力運転時臨界固有値の平均値からの偏差を評価した結果を図 4.10-1 に示す。ここで、平均値は上記5サイクルにおける全ての出力運転時臨界固有値をサイクル燃焼度増分に対する多項式近似で求めた。長期停止サイクル(サイクルN)の運転時臨界固有値のトレンドは、他サイクルと同等であり、臨界固有値の標準偏差は \square Δk と十分小さいことを確認した。

(2)冷温時臨界固有値

次に、冷温時臨界固有値の平均値からの偏差を評価した結果を図 4.10-2 に示す。ここで、平均値は上記5サイクルにおける全ての冷温時臨界固有値を炉心平均燃焼度に対する多項式近似で求めた。長期停止サイクル(サイクルN)の冷温時臨界固有値は、評価対象サイクルの全ての臨界固有値の平均値からの偏差の範囲にあり、過去のサイクルの臨界固有値を炉心平均燃焼度に対して線形近似した値からの差は \square Δk と十分小さいことを確認した。

(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。サイクル毎の TIP 測定値と TIP 計算値のノード毎 RMS 誤差を図 4.10-3 に、径方向 RMS 誤差を図 4.10-4 に、軸方向 RMS 誤差を図 4.10-5 に示す。また、TIP 計算誤差のサイクル平均値の比較を表 4.10-2 に示す。これらより、長期停止サイクル(サイクルN)の TIP 計算誤差のトレンドは、全評価サイクルの平均的偏差の範囲にあり、TIP 計算誤差は十分小さいことを確認した。

表 4.10-1 長期停止運転履歴

サイクル	停止期間* (日)	運転期間 (日)
N-4		
N-3		
N-2		
N-1		
N		

*: 停止期間はサイクル起動前の期間

表 4.10-2 TIP 計算 RMS 誤差サイクル平均値 (長期停止運転)

サイクル	ノードル	径方向	軸方向
N-4			
N-3			
N-2			
N-1			
N			

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

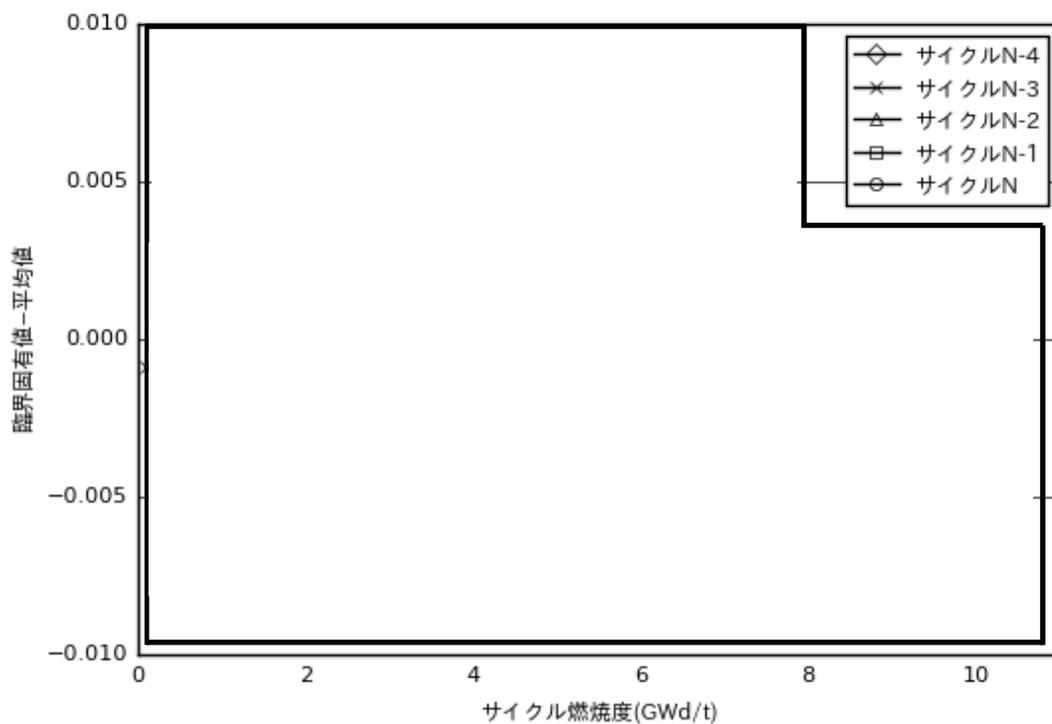


図 4.10-1 出力運転時臨界固有値の変動（長期停止運転）

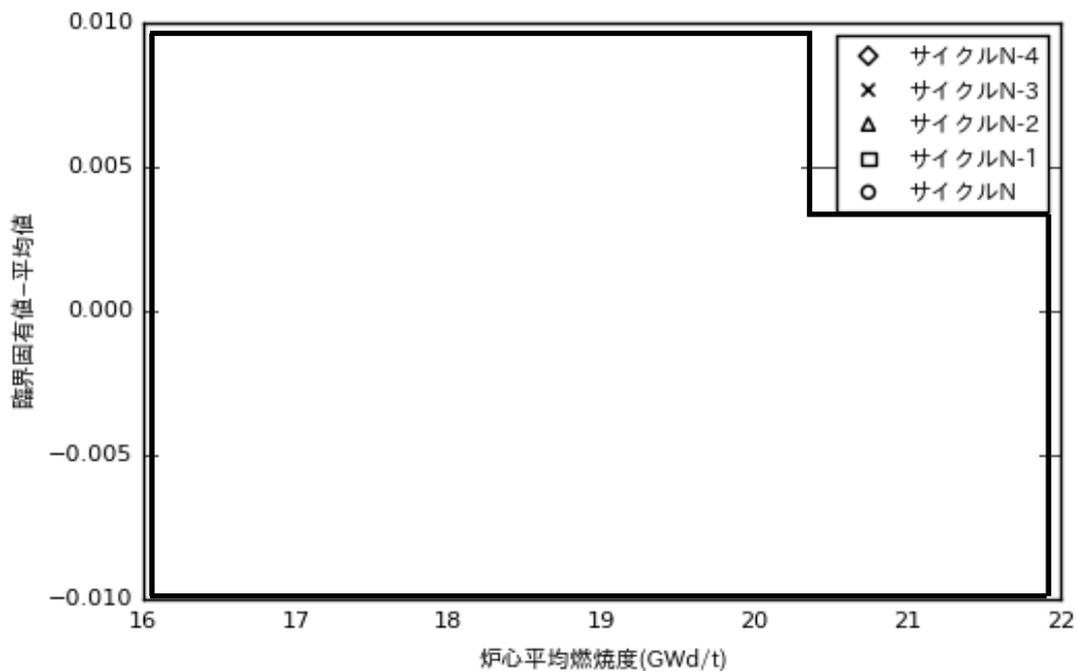


図 4.10-2 冷温時臨界固有値の変動（長期停止運転）

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

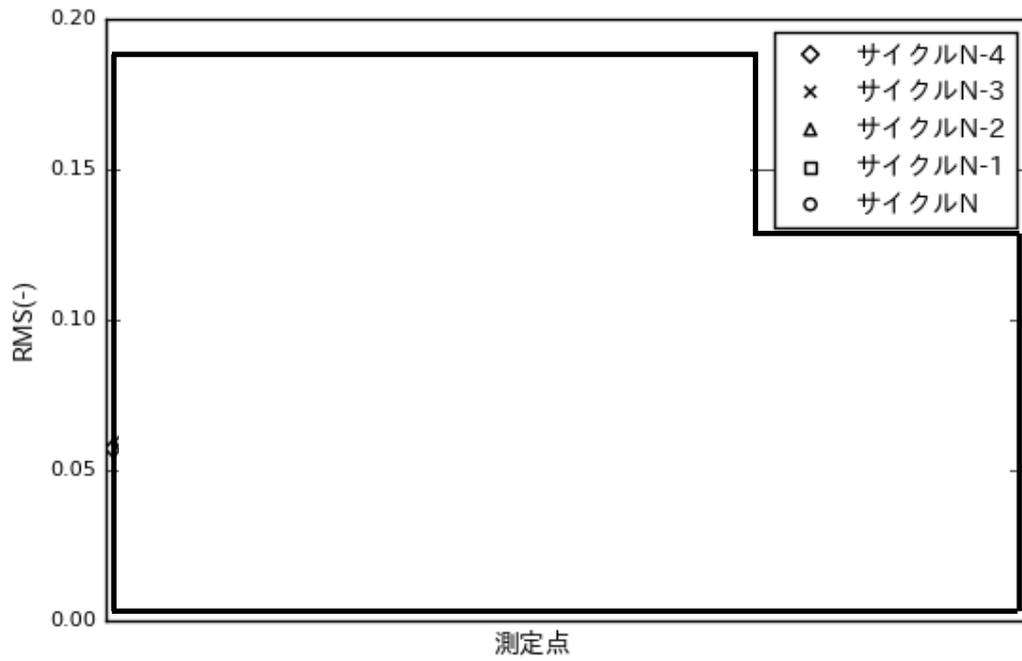


図 4.10-3 TIP 測定値と計算値のノード RMS 誤差 (長期停止運転)

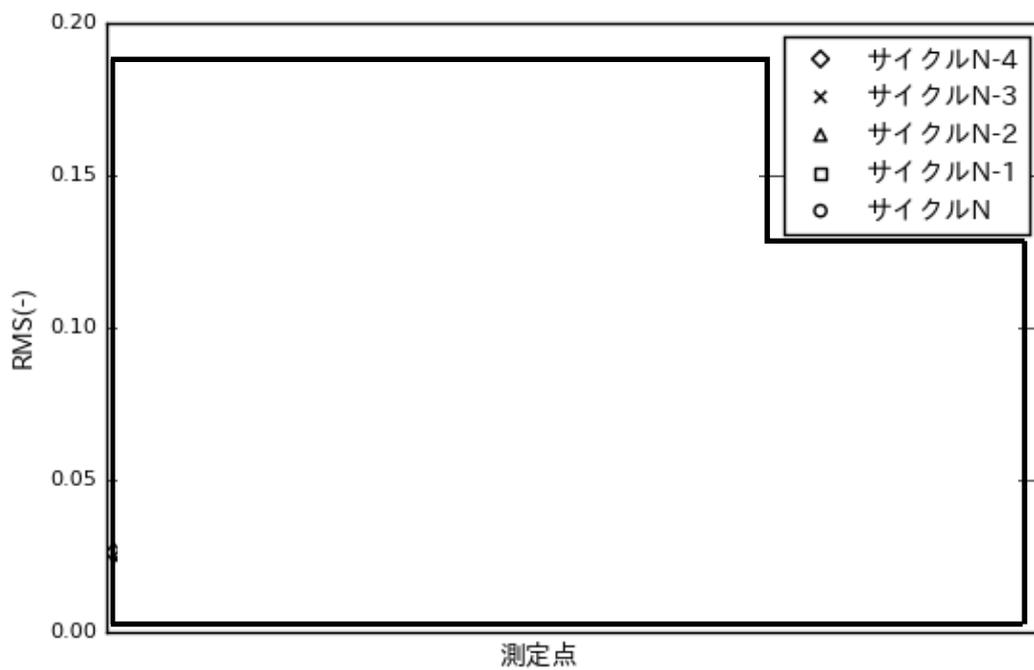


図 4.10-4 TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 誤差 (長期停止運転)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

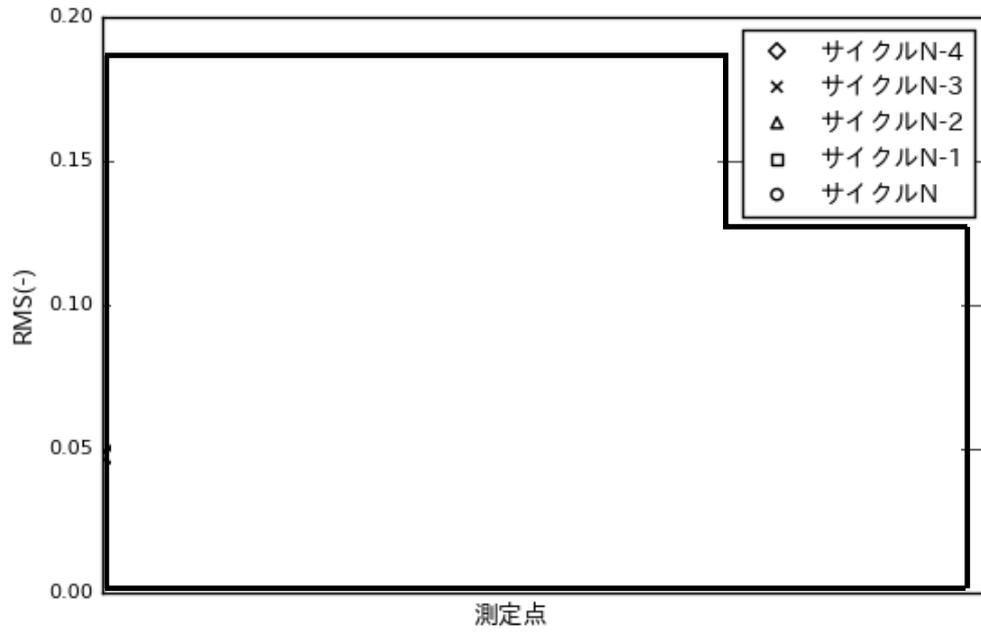


図 4.10-5 TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 誤差 (長期停止運転)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.11 部分出力運転

部分出力運転時の炉心特性については、表 4.1-8 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⁷⁸。

サイクル起動時における TIP 比較ケースの運転データを表 4.11-1 に示す。ケース 1 とケース 2 は過渡キセノン状態にあり、ケース 3 は定格運転時制御棒パターンに到達後で、ほぼ平衡キセノン状態である。

(1) 炉心流量

ケース 2 を起点とし、ケース 3 に至る炉心流量の予測と実績の比較を図 4.11-1 に示す。固有値は起点時の値が維持されるとした。炉心流量の予測誤差は最大で % (臨界固有値換算で % Δk) 程度であり、起動時予測計算の妥当性を確認した。

(2) 出力分布 (TIP)

サイクル起動時の TIP 実績データとの比較を表 4.11-2 に示す。定格運転時を含むサイクル全期間における TIP 測定値と TIP 計算値のノードル RMS 誤差を図 4.11-2 に、径方向 RMS 誤差を図 4.11-3 に、軸方向 RMS 誤差を図 4.11-4 に示す。部分出力運転時ケース 2 に対して、TIP 検出器ストリング毎の TIP 測定値と TIP 計算値の分布の比較を図 4.11-5 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 計算値の精度は定格出力運転時に比較して、出力レベルを考慮すれば妥当な範囲にあることを確認した。

表 4.11-1 サイクル起動時 TIP 比較ケース (部分出力運転)

ケース	起動後時間 (h)	炉心熱出力 (%)	炉心流量 (%)	制御棒密度 (%)
1				
2				
3				

表 4.11-2 TIP 計算 RMS 誤差 (部分出力運転)

ケース	ノードル	径方向	軸方向
1			
2			
3			

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

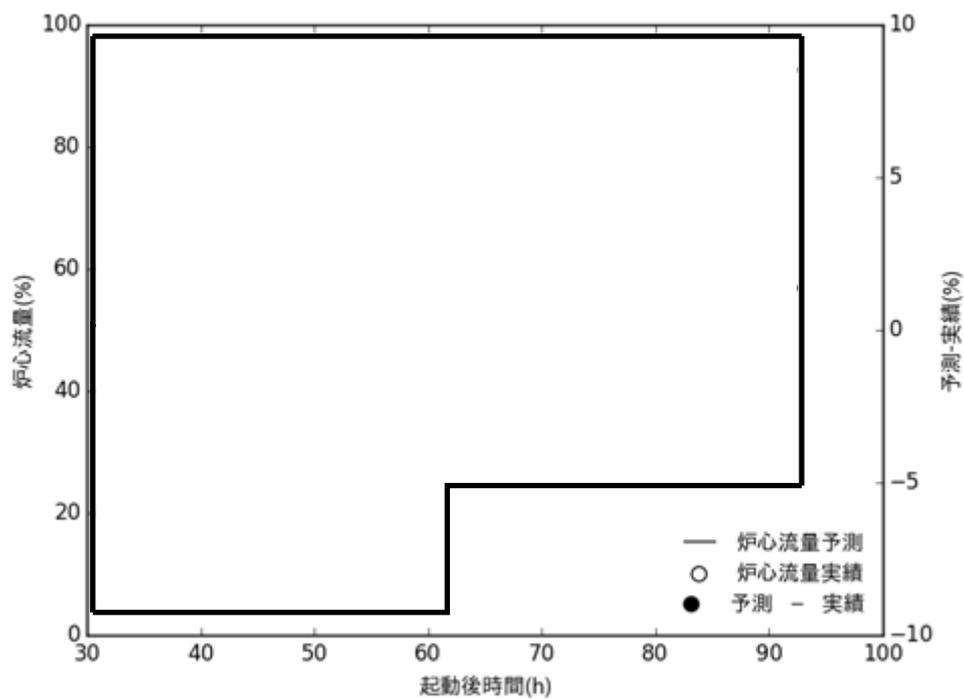


図 4.11-1 サイクル起動時炉心流量の推移（部分出力運転）

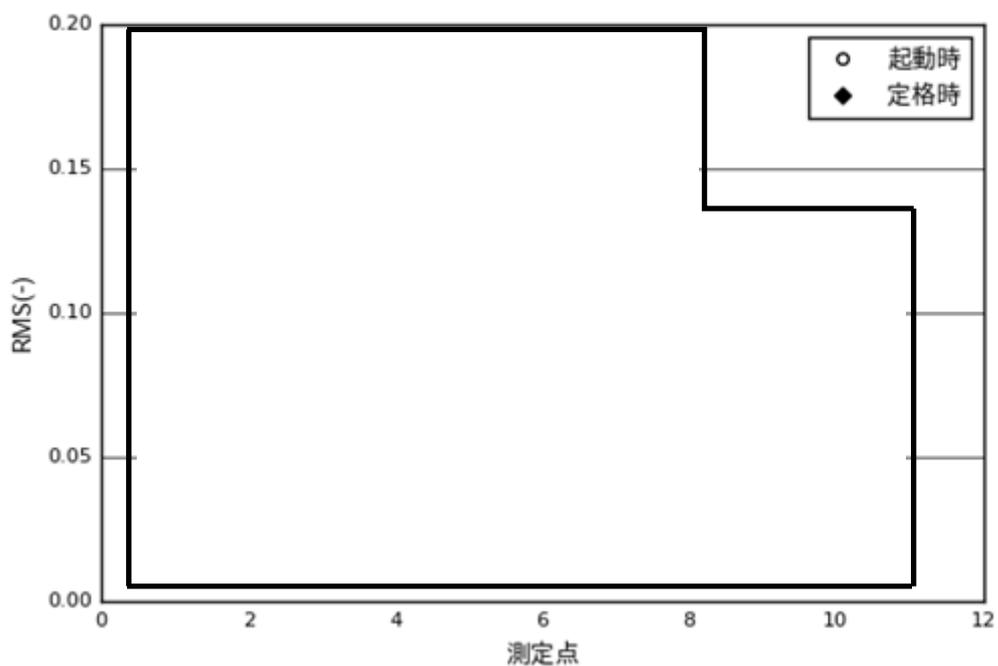


図 4.11-2 TIP 測定値と計算値のノードル RMS 誤差（部分出力運転）

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

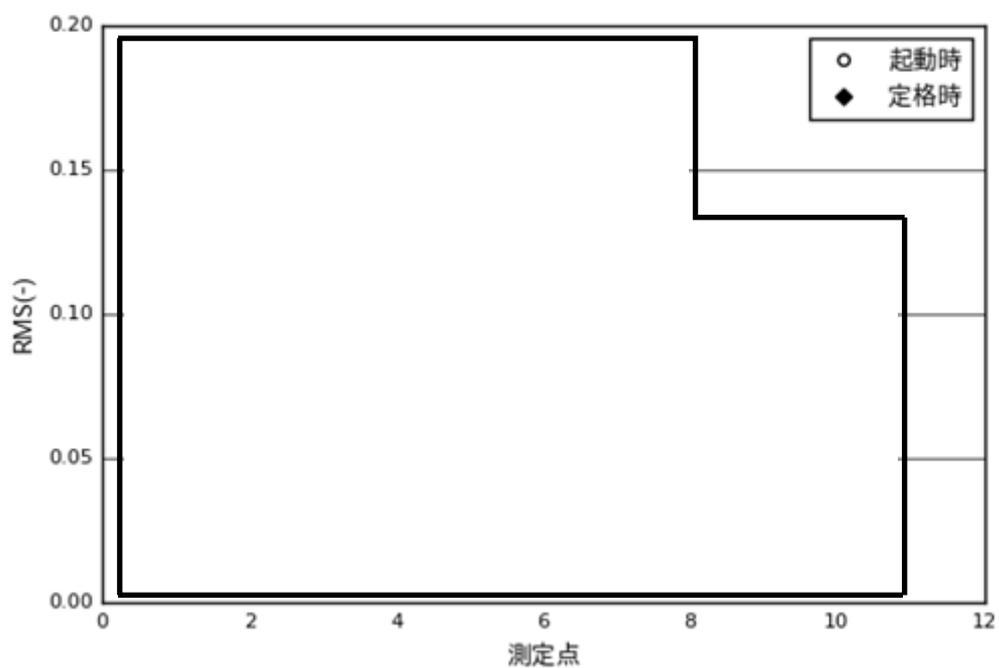


図 4.11-3 TIP 測定値と計算値の径方向 RMS 誤差 (部分出力運転)

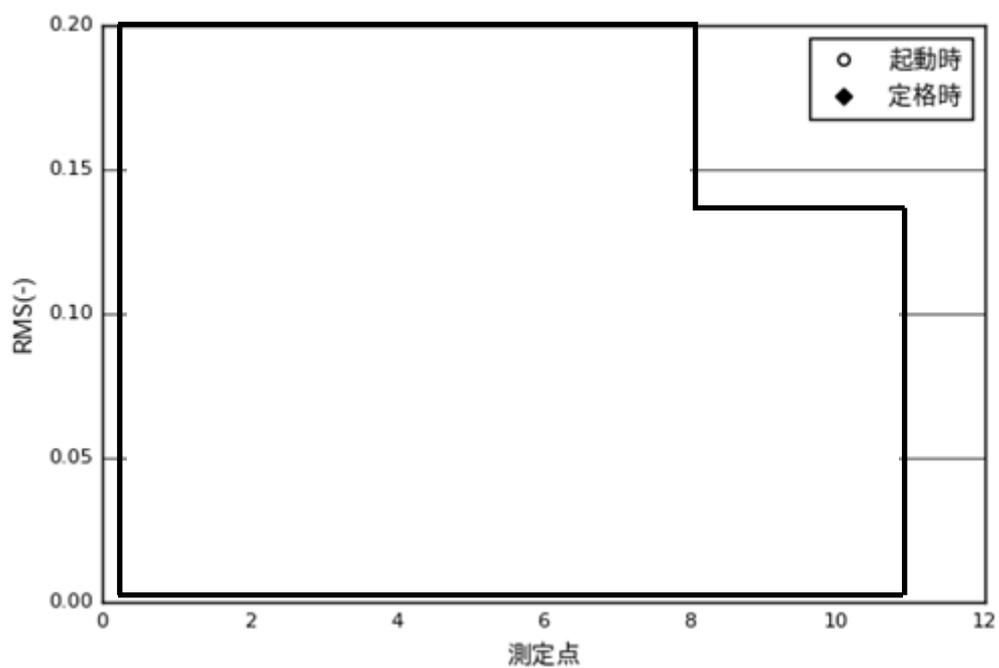


図 4.11-4 TIP 測定値と計算値の軸方向 RMS 誤差 (部分出力運転)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

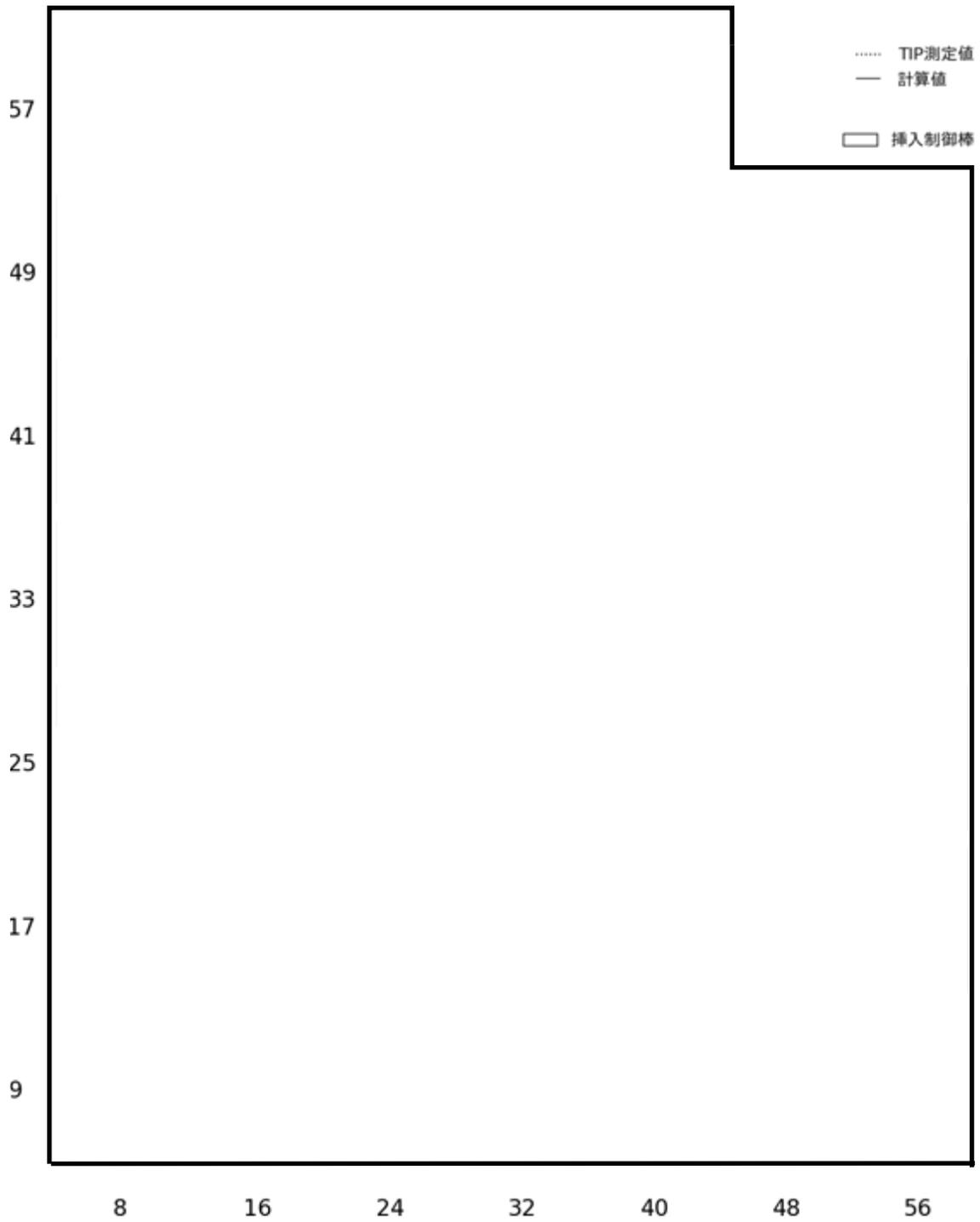


図 4.11-5 TIP 測定値と計算値の軸方向分布の比較（部分出力運転ケース 2）

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.12 減速材ボイド分布

NUPEC で実施された管群ボイド試験^{79,80,81}のうち、BWR 条件に近い試験データに対して AETNA を用いて妥当性確認を実施した結果を示す。評価に用いた試験データは、表 4.12-1 及び表 4.12-2 に示す太径の水棒 1 本を持つ高燃焼度 8×8 燃料を模擬した集合体を用いた試験番号 4101 のうち、1 MPa の低圧データを除いたものであり、比較したデータは燃料棒発熱長上端における断面平均ボイド率である。なお、断面平均ボイド率の測定誤差(ランダム誤差)は±2%以内と報告されている⁷⁹。軸方向出力分布は一様である。

断面平均ボイド率の全試験データとの比較を、図 4.12-1 に示す。全データを対象とした平均誤差と標準偏差を表 4.12-3 に示す。平均誤差は約 % (標準偏差は約 %) である。なお、Dix-Findlay 相関式のベースとなった測定データに対しては、ゼネラルエレクトリック (GE) 社の評価³⁴では、平均誤差は約 % (標準偏差は約 %) である。ここで誤差は(計算値－測定値)で定義される。

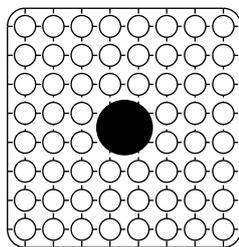
また、圧力 7MPa におけるクオリティとボイド率の関係の例を、図 4.12-2 (高流量時)、図 4.12-3 (中流量時) 及び図 4.12-4 (低流量時) に測定値と計算値で比較して示すが、サブクール沸騰領域から飽和沸騰領域まで、両者は良い一致を示している。これらから示されるように、AETNA は広範囲のボイド条件に対して妥当性が確認された。

表 4.12-1 NUPEC 管群ボイド率測定データ

試験データ	高燃焼度 8×8 燃料集合体
圧力 (MPa)	3.9 ~ 8.6
流量 (t/h)	10 ~ 55
質量流束 (kg/m ² -s)	284 ~ 2055
出力 (MW)	0.22 ~ 7.33
サブクール (kJ/kg)	21 ~ 126
クオリティ (%)	1.0 ~ 25.2
ケース数	72

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

表 4.12-2 NUPEC 管群ボイド試験仕様 (高燃焼度 8 × 8 燃料)
(参考文献82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 8x8
発熱燃料棒本数	60
燃料棒外径 (mm)	12.3
燃料棒ピッチ (mm)	16.2
燃料棒発熱長 (mm)	3708
水棒本数	1
水棒外径 (mm)	34.0
チャンネルボックス内幅 (mm)	132.5
チャンネルボックス半径 (mm)	8.0
インチャンネル流路面積 (mm ²)	9463
スペーサタイプ	丸セル型
スペーサ数	7
スペーサ局所圧損係数	1.2
スペーサ下端位置 (mm)	455, 967, 1479, 1991, 2503, 3015, 3527
径方向出力分布	実機模擬 (燃焼初期)
軸方向出力分布	一様 (ボイド試験) コサイン (圧損試験)

○ 発熱棒 ●: 水棒 (流量なし)

この表は BWR/5 S 格子炉心のケースを表す

表 4.12-3 ボイド率予測誤差

	NUPEC 試験データ	(参考) GE 社での評価 ³⁴
平均		
標準偏差		

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

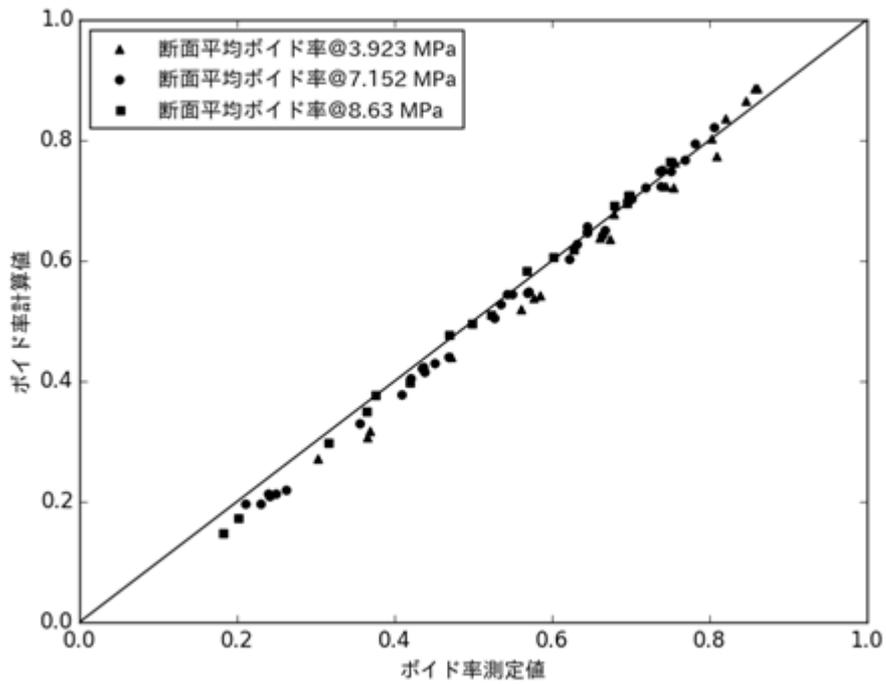


図 4.12-1 NUPEC 管群ボイド試験断面平均ボイド率の比較
(高燃焼度 8 × 8 燃料)

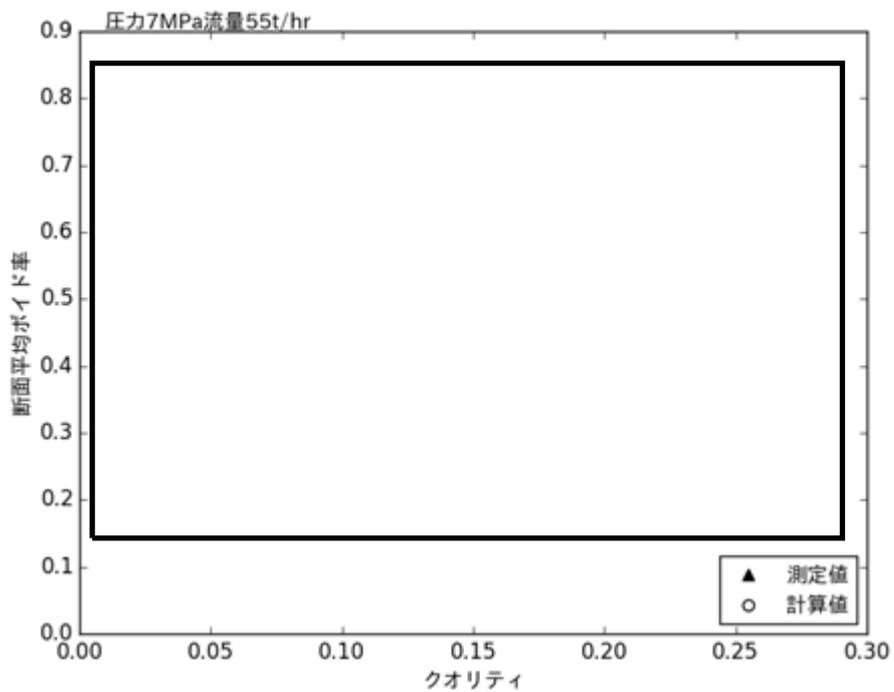


図 4.12-2 NUPEC ボイド試験クオリティボイド率相関
(高流量時)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

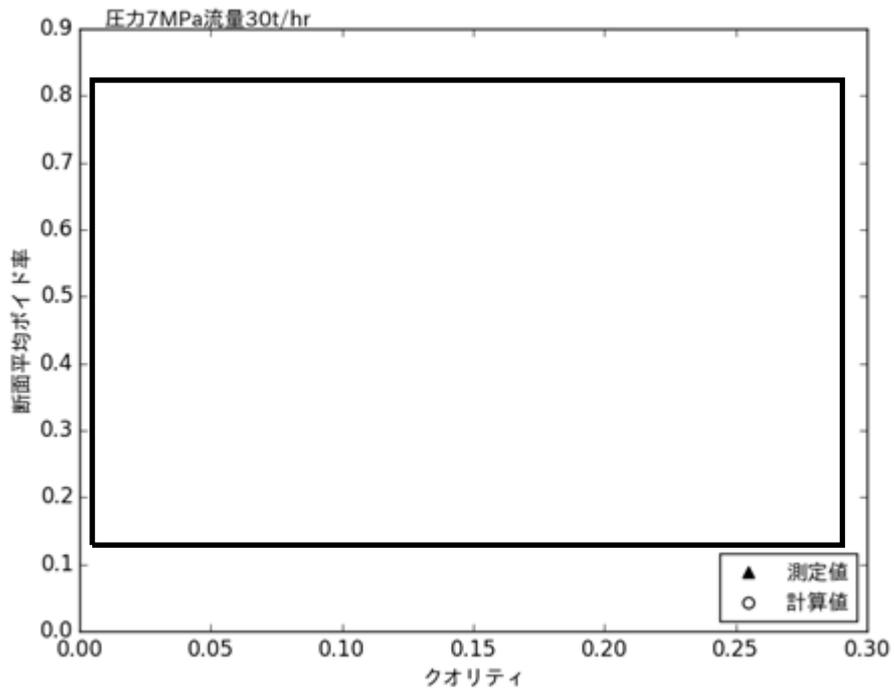


図 4.12-3 NUPEC ボイド試験クオリティボイド率相関
(中流量時)

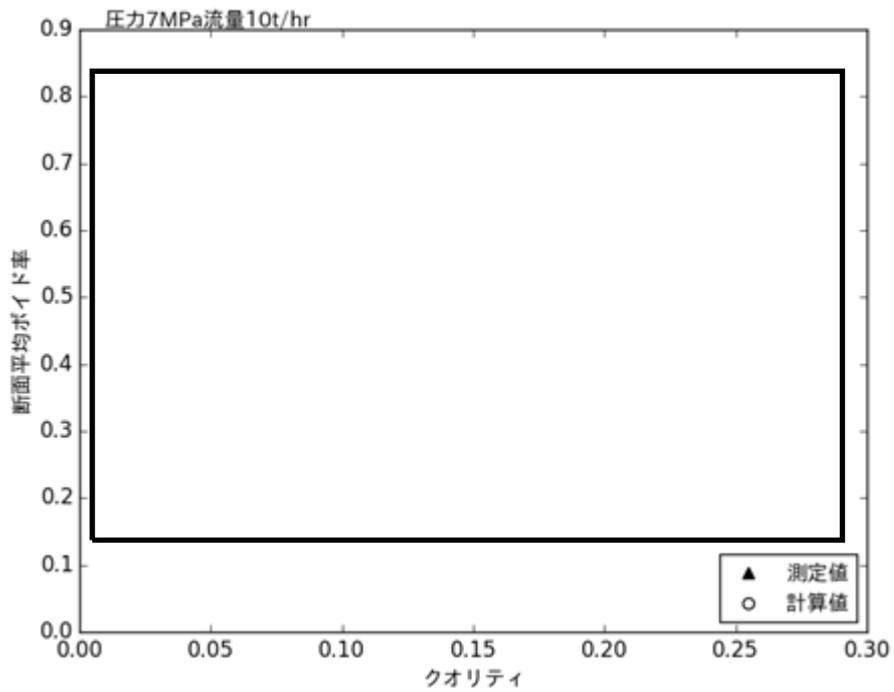


図 4.12-4 NUPEC ボイド試験クオリティボイド率相関
(低流量時)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.13 燃料集合体圧力損失

4.13.1 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^{82,83,84,85}の試験データに対してAETNAを用いて妥当性確認を実施した結果を示す。評価に用いた試験データは、表 4.13-1、表 4.13-2 及び前節の表 4.12-2 (C2A)に示す太径の水棒1本を持つ高燃焼度8×8燃料を模擬した集合体を用いた単相及び二相圧力損失特性試験であり、比較したデータは燃料発熱部の圧力損失である。なお、差圧の測定誤差は±1%以内と報告されている⁸³。軸方向出力分布はコサインである。スパーサの局所圧損係数及び単相摩擦圧損係数は文献84の値を用い、二相圧損倍率は設計式を用いた。二相圧損特性試験における軸方向平均ボイド率の計算値は19～51%、出口ボイド率の計算値は42 - 82%である。

燃料集合体発熱部圧力損失の計算値と測定値との比較を、単相試験について図 4.13-1 に、二相試験について図 4.13-2 に示す。全データを対象とした平均相対誤差と標準偏差を表 4.13-3 に示す。ここで相対誤差は、(計算値－測定値)／測定値で定義される。平均誤差は、単相及び二相で約□□及び□□% (標準偏差は約□□%及び約□□%) である。

また、圧力7.2MPaにおける出口クオリティと発熱部圧損の関係の例を図 4.13-3 に、圧力8.6MPaの場合を図 4.13-4 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が、両圧力において測定値と計算値は良く一致している。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、これらから示されるように、AETNAは広範囲のクオリティ及び流量条件に対して妥当性が確認された。

表 4.13-1 NUPEC 8×8燃料集合体単相圧損特性試験

試験データ	高燃焼度8×8燃料集合体
圧力 (MPa)	0.2, 1.0, 7.2
流量 (t/h)	10 ~ 70
出力 (MW)	0.0
ケース数	36

表 4.13-2 NUPEC 8×8燃料集合体二相圧損特性試験

試験データ	高燃焼度8×8燃料集合体
圧力 (MPa)	7.2, 8.6
流量 (t/h)	20 ~ 70
出力 (MW)	0.9 ~ 6.8
サブクール (kJ/kg)	50.2
出口クオリティ (%)	7 ~ 25
ケース数	33

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

表 4.13-3 燃料集合体発熱部圧力損失 相対予測誤差 (高燃焼度 8 × 8 燃料)

相対予測誤差*	単相試験	二相試験
平均		
標準偏差		

* (計算値－測定値)／測定値

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

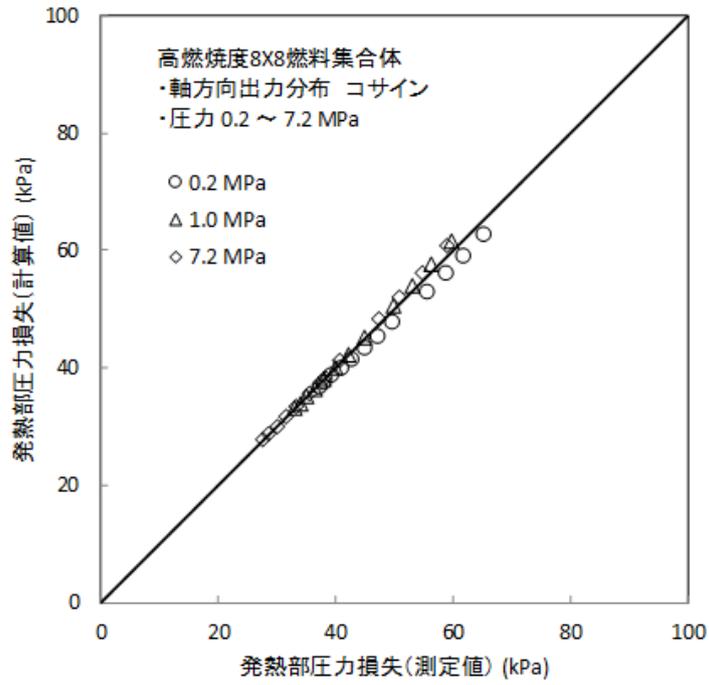


図 4.13-1 NUPEC 8 × 8 燃料熱水力試験 発熱部圧力損失の比較 (単相試験)

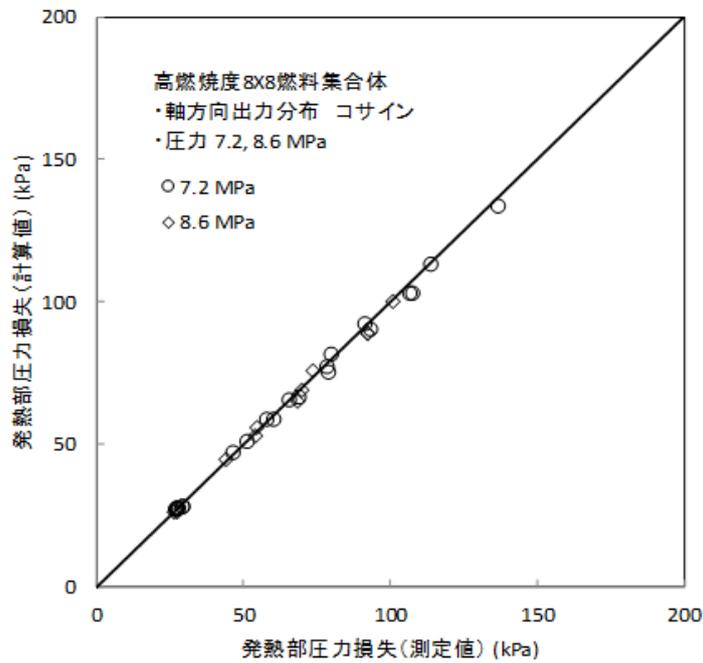


図 4.13-2 NUPEC 8 × 8 燃料熱水力試験 発熱部圧力損失の比較 (二相試験)

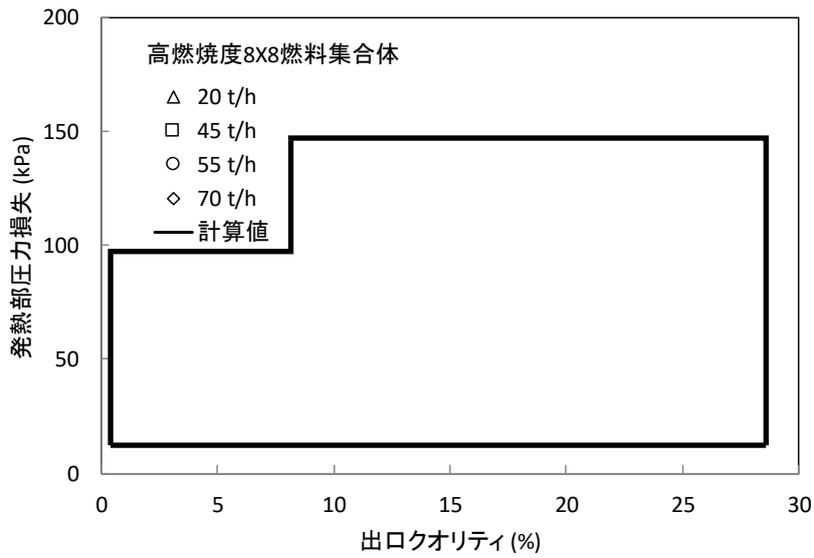


図 4.13-3 NUPEC 8 × 8 燃料熱水力試験 出口クオリティと発熱部圧力損失 (圧力 7.2MPa)

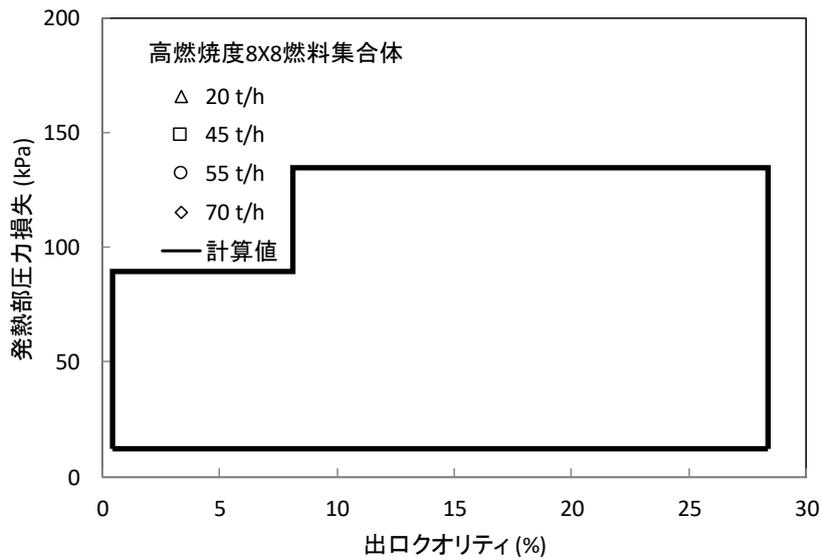


図 4.13-4 NUPEC 8 × 8 燃料熱水力試験 出口クオリティと発熱部圧力損失 (圧力 8.6MPa)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.13.2 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^{86, 87, 88}の試験データに対して AETNA を用いて妥当性確認を実施した結果を示す。評価に用いた試験データは、表 4.13-4、表 4.13-5 及び表 4.13-6 (AC1) に示す 9×9A 型燃料を模擬した集合体を用いた単相及び二相圧力損失特性試験であり、比較したデータは燃料発熱部の圧力損失である。9×9A 型燃料では 9×9 燃料棒配列の中央部分 7 本の燃料棒は太径水棒 2 本に置き換えられている。また、チャンネル安定性を向上させるため、有効発熱部約 2/3 の部分長燃料棒が 8 本用いられており、高燃焼度 8×8 燃料とは異なる熱水力形状となっている。軸方向出力分布はコサインである。スペーサの局所圧損係数及び単相摩擦圧損係数は文献 87 の値を用い、二相圧損倍率は設計式を用いた。

燃料集合体発熱部圧力損失の計算値と測定値との比較を、単相試験について図 4.13-5 に、二相試験について図 4.13-6 に示す。全データを対象とした平均相対誤差と標準偏差を表 4.13-7 に示す。ここで相対誤差は、(計算値－測定値)／測定値で定義される。平均誤差は、単相及び二相で約 及び % (標準偏差は約 % 及び約 %) である。

また、圧力 7.2MPa における出口クオリティと発熱部圧損の関係の例を図 4.13-7 に、圧力 8.6MPa の場合を図 4.13-8 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が、両圧力において測定値と計算値は良く一致している。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、これらから示されるように、AETNA は広範囲のクオリティ及び流量条件に対して妥当性が確認された。

表 4.13-4 NUPEC 9×9A 型燃料集合体単相圧損特性試験

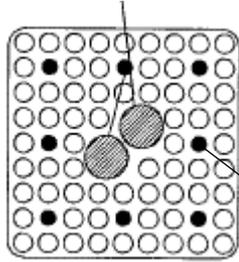
試験データ	9×9A 型燃料集合体
圧力 (MPa)	0.2, 1.0, 7.2
流量 (t/h)	10 ~ 70
出力 (MW)	0.0
ケース数	36

表 4.13-5 NUPEC 9×9A 型燃料集合体二相圧損特性試験

試験データ	9×9A 型燃料集合体
圧力 (MPa)	7.2, 8.6
流量 (t/h)	20 ~ 70
サブクール (kJ/kg)	50.2
出口クオリティ (%)	7 ~ 25
ケース数	33

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

表 4.13-6 NUPEC 熱水力試験仕様 (9×9A 型燃料)
(参考文献 86, 87 から引用)

項目	データ
試験集合体	<p>水棒*1</p>  <p>部分長燃料棒*2</p>
	AC1
模擬集合体タイプ	9×9A 型
発熱燃料棒本数	74
部分長燃料棒本数	8
燃料棒外径 (mm)	11.2
燃料棒ピッチ (mm)	14.3
燃料棒発熱長 (mm)	3708
部分長燃料棒発熱長 (mm)	2163
水棒本数	2
水棒外径 (mm)	24.9
チャンネルボックス内幅 (mm)	132.5
スペーサタイプ	丸セル型
スペーサ数	7
径方向出力分布	実機模擬(燃焼初期)
軸方向出力分布	コサイン

*1 水棒 (流量なし) *2 実機と同じく上下プレナムが付く

この表は BWR/5 S 格子炉心のケースを表す

表 4.13-7 燃料集合体発熱部圧力損失 相対予測誤差 (9×9A 型燃料)

相対予測誤差*	単相試験**	二相試験
平均		
標準偏差		

* (計算値－測定値)／測定値

** AC101-36 を除く

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

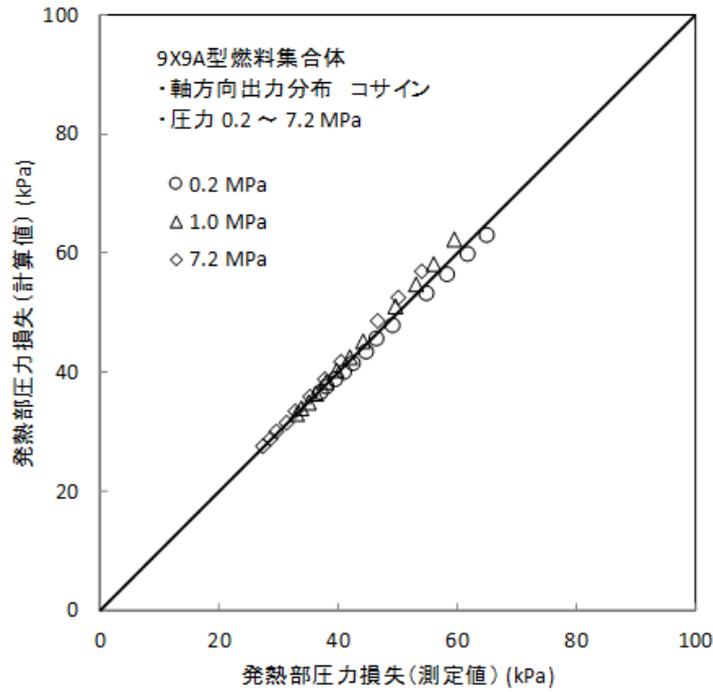


図 4.13-5 NUPEC 9 × 9 A 型燃料熱水力試験 発熱部圧力損失の比較
 (単相試験)

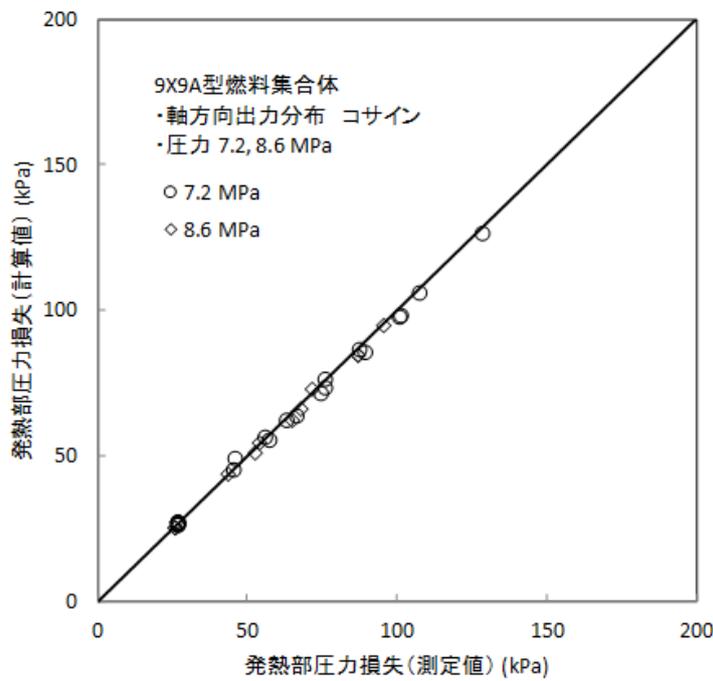


図 4.13-6 NUPEC 9 × 9 A 型燃料熱水力試験 発熱部圧力損失の比較
 (二相試験)

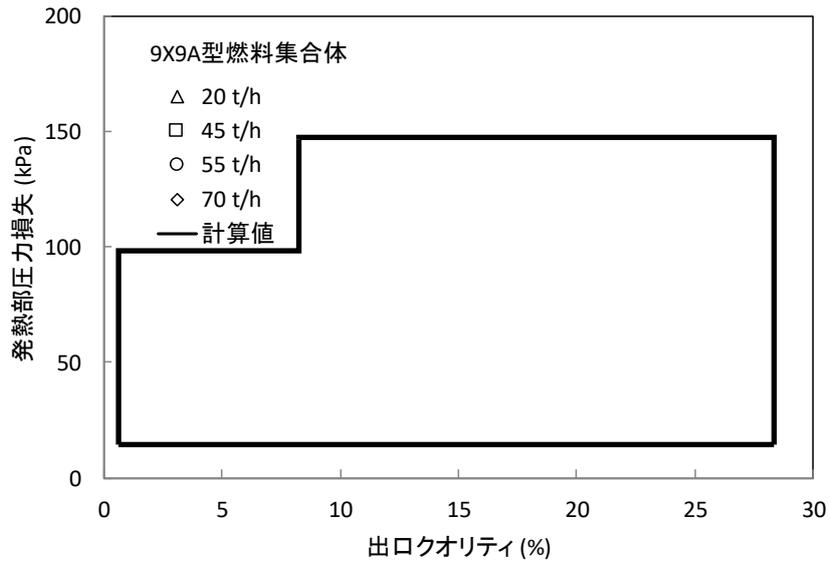


図 4.13-7 NUPEC 9 × 9 A 型燃料熱水力試験 出口クオリティと発熱部圧力損失 (圧力 7.2MPa)

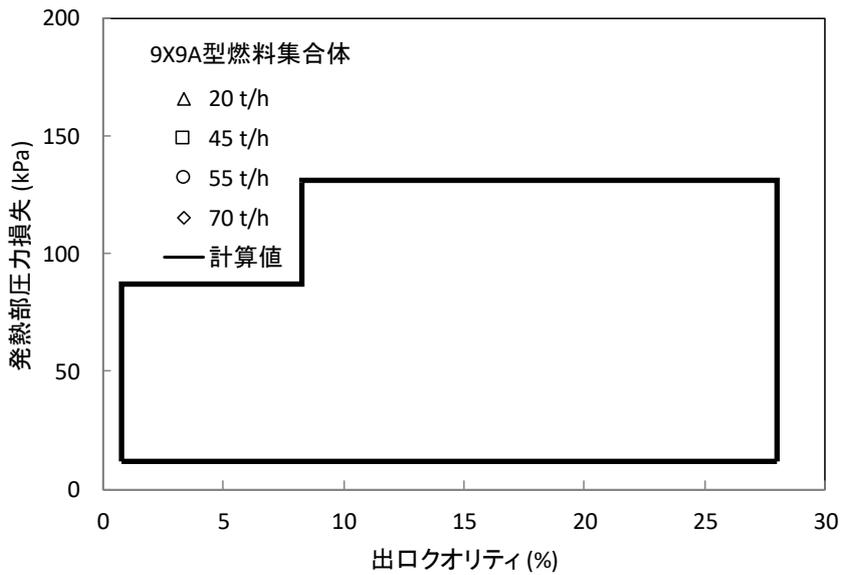


図 4.13-8 NUPEC 9 × 9 A 型燃料熱水力試験 出口クオリティと発熱部圧力損失 (圧力 8.6MPa)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

4.14 SPERT 実験との比較

AETNA の動特性モデルを、軽水炉における制御棒落下事象を模擬した SPERTⅢ 実験^{89, 90}の解析を行うことによって妥当性確認した。

SPERTⅢ E 炉心の炉心燃料仕様を表 4.14-1 に、断面を図 4.14-1 に示す。燃料集合体ピッチは 7.62cm で炉心高さは 97.28cm である。炉心中央部に十字型の落下制御棒があり、投入反応度に応じて落下位置が与えられる。落下制御棒の上部はフオロワとなっている。炉心の臨界調整にはシム制御集合体がいられ、落下制御棒の挿入量に応じてその軸方向位置が定められている。この集合体は上部が吸収材、下部が燃料で構成され、両者を主にチャンネルボックスから成る中性子束サプレッサでつないでいる。本解析では、この中性子束サプレッサを多種類制御棒モデルで忠実に模擬し、入力段階での不確かさの小さい解析を実現した。

解析は 3 群の固定時間メッシュで行い、空間メッシュは径方向 1 燃料集合体 1 メッシュ、軸方向 24 メッシュとした。遅発中性子は 6 群で扱った。計算には、LANCR による燃料集合体均質化 3 群断面積、集合体不連続因子、及び動特性パラメータ（遅発中性子割合及び遅発中性子先行核崩壊定数）を使用した。

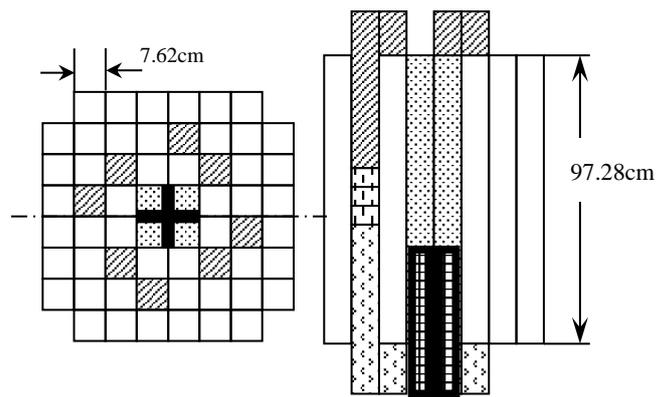
本解析では、熱水力フィードバック効果が無視できる冷温時の制御棒落下実験を対象とした。冷温時試験では制御棒落下による反応度の投入で炉心熱出力が急昇し、燃料温度上昇によるドップラフィードバックにより事象は終結する。一例として、最大の投入反応度 1.21 \$ を与えた試験 43 の結果を示す。実験値のサマリは表 4.14-2 に示される。炉心熱出力の時間変化を図 4.14-2 に、投入反応度の時間変化を図 4.14-3 に示す。実験値に対して出力ピークの立ち上がりは良く一致し、ピーク出力は実験誤差 1 σ 内で一致している。投入反応度及び反応度補償量も実験値を良く再現しており、モデルの妥当性を確認した。

表 4.14-1 SPERT III E 炉心燃料仕様

燃料棒直径	1.18 (cm)
濃縮度	4.8 (w%)
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+1.35w%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+1.35w%B-10
シム制御集合体中性子束サプレッサ部	SUS+1.35w%B-10
燃料集合体ピッチ	7.62 (cm)
炉心高さ	97.28 (cm)

表 4.14-2 SPERT III E 炉心実験値のサマリ

試験 番号	投入反応度 (\$)	初期減速材 温度 (°C)	炉心 圧力	ピーク出 力 (MW)	ピーク出力時 間 (sec)	ピーク出力反応 度補償量 (\$)
43	1.21±0.05	25.6±2.2	大気圧	280±42	0.230±0.006	0.22±0.02



- 標準 25 本燃料棒集合体 ▨ 16 本燃料棒集合体 ▩ + 落下制御棒
- ▤ シム制御集合体(燃料部) ▧ シム制御集合体(中性子束サプレッサ部)
- ▨ シム制御集合体(吸収材部)

図 4.14-1 SPERT III E 炉心の断面

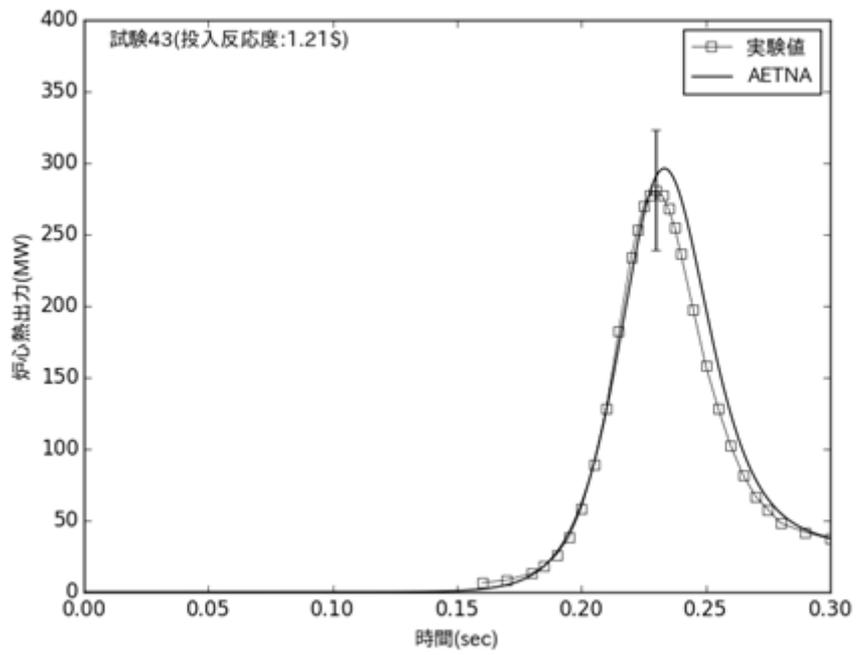


図 4.14-2 炉心熱出力の時間変化 (SPERT III E 炉心試験 43)

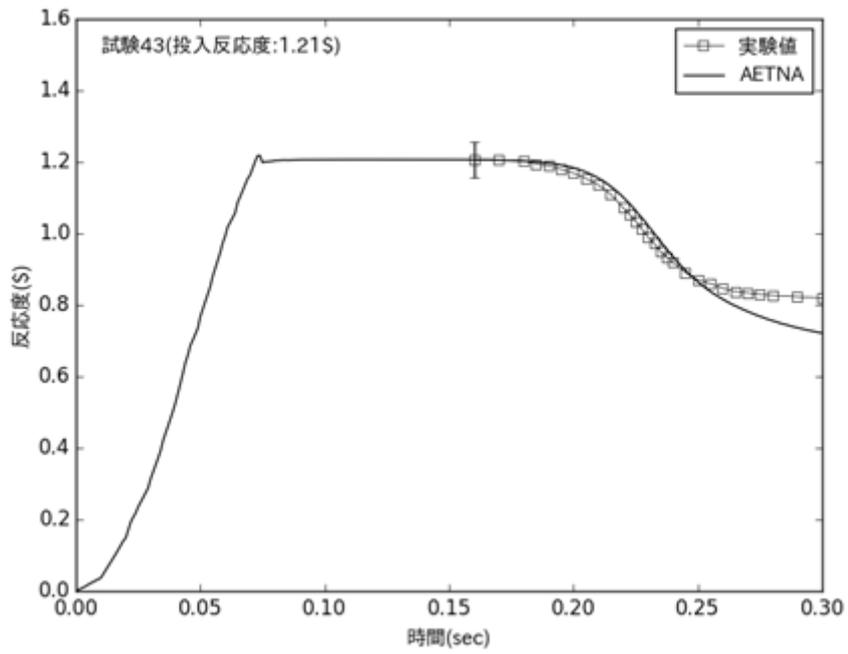


図 4.14-3 投入反応度の時間変化 (SPERT III E 炉心試験 43)

4.15 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^{91, 92, 93}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⁶⁵により、その妥当性を確認した。試験が行われた第1サイクル炉心は、多種類濃縮度の8×8燃料集合体で構成されている。様々な出力・流量条件で実施された安定性試験の内、解析した4つのケースを表4.15-1に示す。これらの試験では流量制御弁 (FCV) を絞り流量を低下させていく過程で領域振動が観測され、LPRMデータが測定された。LPRM振幅の範囲は平均値の12~66%であった。試験ケース4のLPRMデータの例を図4.15-1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⁹²。

各試験ケースに対し、AETNAによる4次までの空間モードと未臨界度の計算値を表4.15-2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⁹³。試験ケース4に対するAETNAの周方向1次モードの径方向分布を図4.15-2に示す。均質炉心 (図4.2-6) と比べ、ピークが炉心外側にある。局所的な凹凸は制御棒の影響である。図4.15-3は、測定されたLPRMの振幅を炉心の中心線からの距離 (バンドル数) に対し、AETNAの周方向1次モードの径方向分布と比較して示したものである。ここで、測定値と計算値は、ピーク位置で一致するように規格化している。バンドル位置1の測定データは中心線に近くバックグラウンドノイズのため差が大きいが⁹²、それを除くと計算値と測定値は良く一致している。

表 4.15-1 BWR6プラントにおける安定性試験ケース

試験ケース	炉心出力 (%)	炉心流量 (%)	ドーム圧 (MPa)	給水温度 (K)
4				
4A				
5				
5A				

表 4.15-2 安定性試験高次モード未臨界度計算値 ($\Delta k/k$)

モード 試験ケース	1	2	3	4
4				
4A				
5				
5A				

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

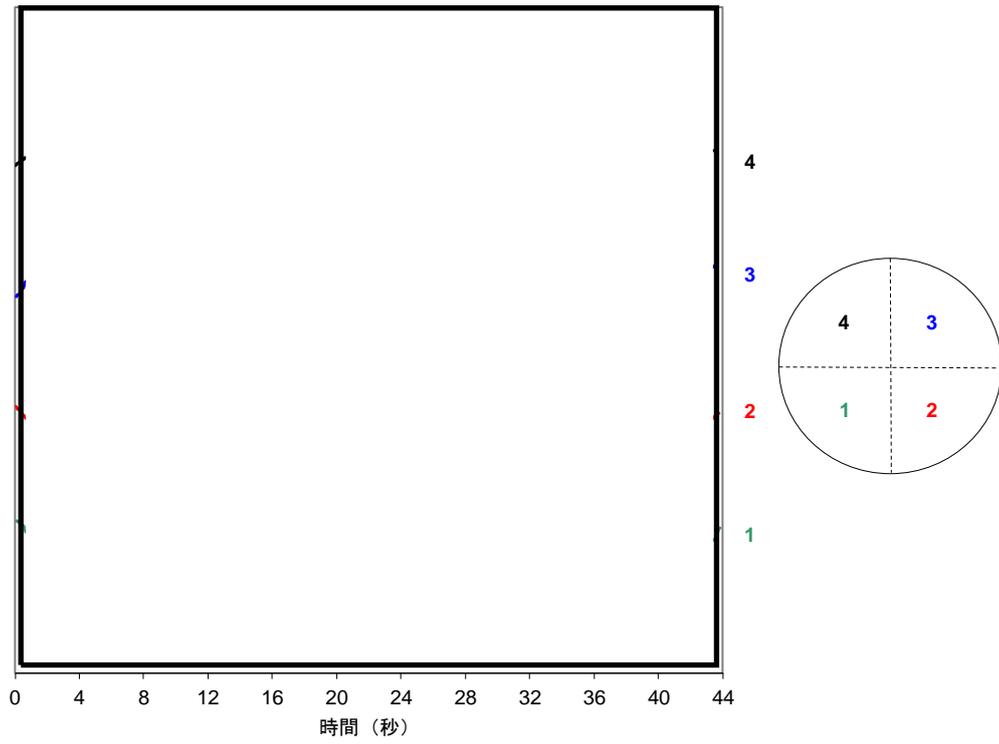


図 4.15-1 領域振動の LPRM 試験データの例 (安定性試験ケース 4)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

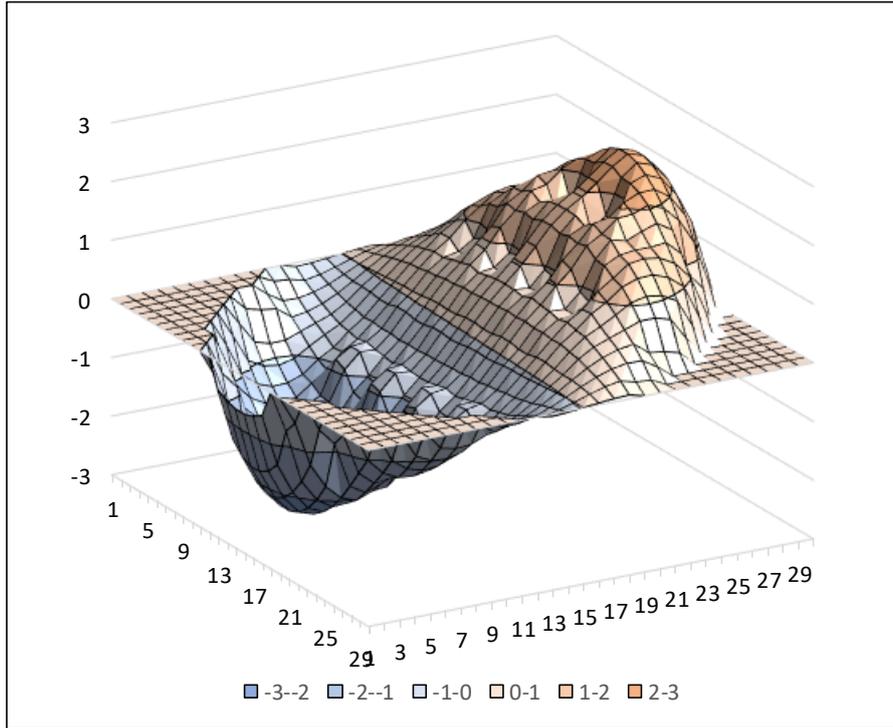


図 4.15-2 周方向 1 次モード分布計算値 (安定性試験ケース 4)

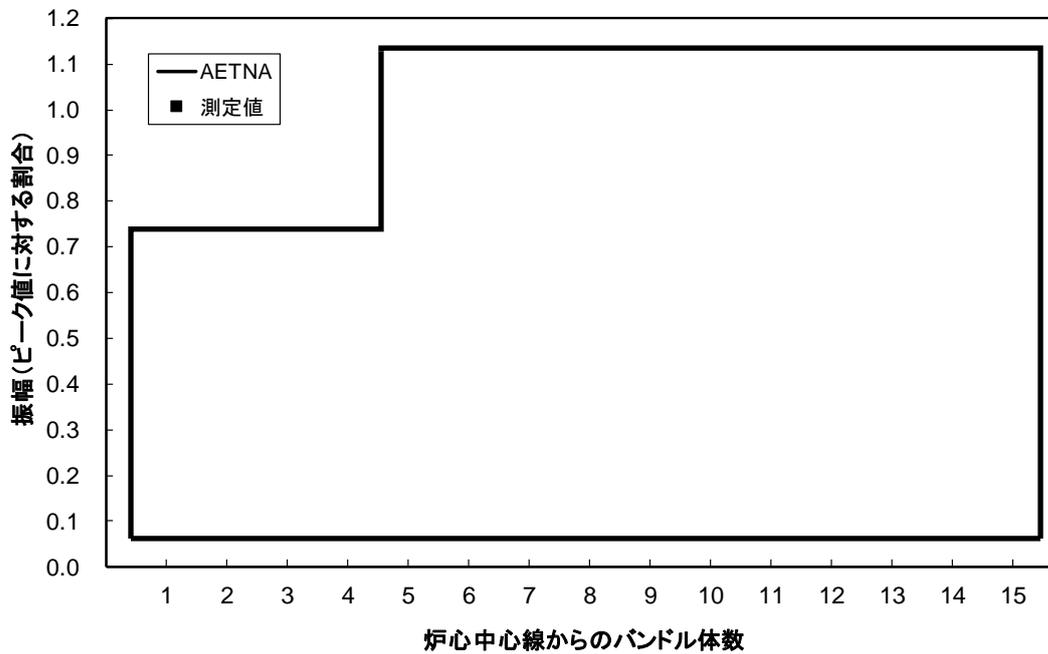


図 4.15-3 規格化された LPRM 振幅の比較 (安定性試験ケース 4)

本資料のうち、枠囲みの内容は機密に係る事項のため公開できません。

5. 許認可解析への適用

5.1 検証及び妥当性確認結果のまとめ

前章で示した検証及び妥当性確認結果より、AETNA を BWR における設計及び評価に使用することは妥当である。検証及び妥当性確認範囲を表 5.1-1 に示すが、表 1.6-1 に示した AETNA の適用範囲を包含している。

核熱水力設計手法の検証及び妥当性確認結果を表 5.1-2 にまとめるが、これらの結果より得られる不確かさを安全設計において適切に考慮する必要がある。

表 5.1-1 AETNA の適用範囲と検証及び妥当性確認範囲

仕様	AETNAの適用範囲と検証及び妥当性確認範囲		検証及び妥当性確認範囲内訳	
	適用範囲, 【 】内は検証及び妥当性確認範囲 (右欄参照)	国内プラント運転実績 データによる妥当性確 認	海外プラント運転実績 及び試験データによる 妥当性確認	ベンチマーク問題 による検証及び妥当性 確認
燃料棒配列サイズ	7×7 ~ 10×10	8×8, 9×9	7×7, 8×8, 9×9, 10×10	8×8, 9×9, 10×10
炉型	BWR, ABWR	BWR3/4/5, ABWR	BWR2/3/4/5/6	BWR4/5, ABWR
燃料	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	低温 ~ 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	大気圧 ~ 8.6MPa
吸収材	制御棒(B ₄ C, ハフニウム), ほう酸水	制御棒【B ₄ C, ハフニウム】 , ほう酸水	制御棒(B ₄ C, ハフニウム)	制御棒(B ₄ C), ほう酸水

表 5.1-2 核熱水力設計手法の検証及び妥当性確認結果

炉心パラメータ	検証及び妥当性確認結果
固有値 出力分布	IAEA PWR, LRA BWR, HAFAS BWR 等の国際ベンチマーク問題を含む多様な計算を実施し、固有値、出力分布の参照解との差が小さいことが確認された。
冷温時 臨界固有値 SLC 作動時 固有値	<p>ウラン燃料装荷炉心における実績臨界固有値の平均値からの標準偏差は <input type="text"/> Δk であり十分小さく、MOX 装荷炉心に対しても予測誤差の悪化は認められない。</p> <p>SLC 作動時の MCNP 全炉心計算との実効増倍率の最大差は <input type="text"/> %Δk と小さく、LANCR コード説明書でのほう酸値値に対する平均誤差に対して 3 次元体系による誤差の拡大は確認されなかった。</p>
制御棒価値 ドップラ反応度	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 <input type="text"/> $\Delta k/k'$, 標準偏差は <input type="text"/> $\Delta k/k'$, 相対差の平均値は <input type="text"/> %, 標準偏差は <input type="text"/> % である。また、SPERT 実験及びベンチマーク計算との比較により、制御棒落下解析時の印加制御棒反応度及びドップラ反応度を精度良く評価できることを確認した。
出力運転時 臨界固有値	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 <input type="text"/> Δk であり、十分小さい。MOX 装荷炉心に対しても予測誤差の悪化は認められない。
軸方向出力分布 径方向出力分布	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 RMS 誤差が <input type="text"/> %以下、径方向 RMS 誤差が <input type="text"/> %以下、軸方向出力 RMS 誤差が <input type="text"/> %以下の良好な精度である。また、TIP 測定値と比較した評価により、ノード RMS 誤差が <input type="text"/> %以下、径方向 RMS 誤差が <input type="text"/> %以下、軸方向 RMS 誤差が <input type="text"/> %以下の良好な精度であり、MOX 装荷炉心に対しても予測誤差の悪化は認められない。
ペレット燃焼度	照射後試験による測定燃焼度と計算燃焼度の RMS 誤差は <input type="text"/> %であり、精度良く予測できる。
ボイド率 圧力損失	<p>ボイド率については、実験データとの比較により、平均誤差は <input type="text"/> % (標準偏差 <input type="text"/> %) であり、精度良く予測できる。</p> <p>燃料集合体圧力損失については、実験データとの比較により、8×8 燃料試験では平均誤差は単相及び二相で約 <input type="text"/> %及び <input type="text"/> % (標準偏差約 <input type="text"/> %及び <input type="text"/> %) , 9×9 燃料試験で約 <input type="text"/> %及び <input type="text"/> % (標準偏差約 <input type="text"/> %及び <input type="text"/> %) であり、精度良く予測できる。</p>
MLHGR MCPR	連続エネルギーモンテカルロ輸送計算との比較による燃料集合体内局所出力分布の平均誤差は約 <input type="text"/> %であり、十分な精度を有する。なお、燃料の製造公差による不確かさは約 <input type="text"/> %と推定されており ³⁵ 、合成された局所出力分布の不確かさは約 <input type="text"/> %となる。ガンマスキャンと比較した局所出力分布 RMS 誤差は約 <input type="text"/> %であり、合成された不確かさと同程度である。
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誤差は <input type="text"/> $\Delta k/k$ と十分小さく、精度良く評価できる。

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。

5.2 許認可解析における不確かさの適用

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

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

原子炉設置（変更）許可申請書における解析評価内容と適用する不確かさを表 5.2-1 に示す。なお、燃料棒出力の不確かさは、LANCR の単一燃料集合体計算による局所出力分布の誤差と、AETNA による燃料棒出力再構築の誤差を合わせたものである。このうち動特性解析や過渡・事故解析の具体的な入力条件は、検証及び妥当性確認結果で示した不確かさを参考に個々の解析における安全裕度設定の考え方に従い適切に設定される。

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

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

6. 参考文献

-
- ¹ General Electric Company, “Steady-State Nuclear Methods”, Licensing Topical Report, NEDO-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 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)
 - ⁷ 株式会社グローバル・ニュークリア・フュエル・ジャパン「炉心核熱水力特性解析システム 燃料集合体核特性計算コードLANCRについて」, GLR-005 LANCR編(平成27年4月)
 - ⁸ 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)
 - ⁹ M. Sugawara, T. Iwamoto, Y. Kudo, M. Tamitani, “Evaluation of Rod Drop Accident with Best-Estimate TRACG Code”, Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactors, Interlaken, Switzerland (2008)
 - ¹⁰ 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)
 - ¹¹ 株式会社東芝「沸騰水型形原子力発電所 安定性解析手法について」, TLR-010 改訂3 (平成10年1月)
 - ¹² 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)
 - ¹³ 株式会社東芝「沸騰水形原子力発電所 プロセス計算機の概要(その2)」, TLR-041 (昭和60年3月)
 - ¹⁴ 株式会社日立製作所「沸騰水形原子力発電所 プロセスコンピュータの炉心計算について」, HLR-029 (昭和60年3月)

-
- ¹⁵ T. Shimada, M. Uchita, H. Shiraga, T. Naka, T. Iwamoto, ‘Application of New Core Monitoring System “GNF-ARGOS” to Tokai No.2 Power Station (1) - System Developments - ‘, Proceedings of ICONE19, Chiba, Japan (2011)
- ¹⁶ 株式会社グローバル・ニュークリア・フュエル・ジャパン「炉心核熱水力特性解析システム プロセス計算機への適用について」, GLR-005 プロセス計算機への適用編 (平成 27 年 4 月)
- ¹⁷ 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)
- ¹⁸ 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)
- ¹⁹ 東條匡志, 土石川章子, 山本宗也, 池原正, 岩本達也, 木村次郎, 「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)
- ²⁰ N. Ito, T. Takeda, “Three-Dimensional Multigroup Diffusion Code ANDEX Based on Nodal Method for Cartesian Geometry”, J. Nucl. Sci. Technol., 27, p350 (1990)
- ²¹ R. D. Lawrence, “Progress in Nodal Methods for the Solution of the Neutron Diffusion and Transport Equations,” Prog. Nucl. Energy, 17, p271 (1986)
- ²² T. Iwamoto, M. Yamamoto, “Advanced Nodal Methods of the Few-Group BWR Core Simulator NEREUS”, J. Nucl. Sci. Technol., 36, p996 (1999)
- ²³ K. Smith, “Assembly Homogenization Techniques for Light Water Reactor Analysis”, Prog. Nucl. Energy, 17, p303 (1986)
- ²⁴ T. M. Sutton, B. N. Aviles, “Diffusion Theory Methods for Spatial Kinetics Calculations”, Progress in Nucl. Energy, 30, p119 (1996)
- ²⁵ 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)
- ²⁶ A. F. Henry, “Nuclear-Reactor Analysis”, MIT Press (1980)
- ²⁷ T. Iwamoto, M. Yamamoto, “Pin Power Reconstruction Methods of the Few-Group BWR Core Simulator NEREUS”, J. Nucl. Sci. Technol., 36, p1141 (1999)
- ²⁸ 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)
- ²⁹ 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)

-
- ³⁰ C. A. Meyer et. al., “ASME Steam Tables: Thermodynamic and Transport Properties of Steam”, The American Society of Mechanical Engineers (1967)
- ³¹ R. Lahey, F. Moody, “The Thermal-Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor”, Second Edition, American Nuclear Society (1993)
- ³² J. Waggener, “Friction Factors for Pressure Drop Calculation”, Nucleonics, 19 (1961)
- ³³ A. B. Burgess, “ISCOR07 TECHNICAL DESCRIPTION AND USER’ S MANUAL”, Licensing Topical Report, NEDE- 24762, General Electric Proprietary Information (1979)
- ³⁴ J. A. Findlay and G. E. Dix, “BWR Void Fraction Correlation and Data”, NEDE- 21565, General Electric Proprietary Information (1977)
- ³⁵ General Electric Company, “General Electric BWR Thermal Analysis Basis (GETAB): Data, Correlation and Design Application”, Licensing Topical Report, NEDO- 10958-A (1977)
- ³⁶ 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)
- ³⁷ 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)
- ³⁸ 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)
- ³⁹ 株式会社東芝「沸騰水型原子力発電所 燃料設計について」, TLR-013, 改訂2 (昭和60年3月)
- ⁴⁰ M. Tamitani, T. Iwamoto, and B. R. Moore, “Development of Kinetics Model for BWR Core Simulator AETNA,” J. Nucl. Sci. Technol., 40, p201 (2003)
- ⁴¹ GEH Licensing Topical Report, “TRACG Model Description”, NEDO-32176, Revision 4 (2008).
- ⁴² 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)
- ⁴³ M. Watanabe, “Measuring the Photoneutrons Originating from $D(\gamma, n)H$ Reaction after the Shutdown of an Operational BWR”, J. Nucl. Sci. Tech. 46, No.12, p1099 (2009)
- ⁴⁴ 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)
- ⁴⁵ 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)

-
- ⁴⁶ 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)
- ⁴⁷ 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 A00”, ICONE20-POWER2012, Anaheim, California, USA (2012)
- ⁴⁸ 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)
- ⁴⁹ GE Hitachi Nuclear Energy, “Applicability of GE Methods to Expanded Operating Domains”, Licensing Topical Report, NEDO-33173 (2009)
- ⁵⁰ 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)
- ⁵¹ 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)
- ⁵² 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, Los Alamos National Laboratory (2003)
- ⁵³ 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)
- ⁵⁴ P. Huang, J. Yang, J. Wu, “Qualification of the ARROTTA Code for Light Water Reactor Accident Analysis”, Nucl. Technol., Vol.108, p137 (1994)
- ⁵⁵ J. C. Gehin, “A Quasi-Static Polynomial Nodal Method for Nuclear Reactor Analysis,” PhD Thesis, Nuclear Engineering, Massachusetts Institute of Technology (1992)
- ⁵⁶ 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)
- ⁵⁷ R. D. Mosteller, “Validation of NESTLE Against Static Reactor Benchmark Problems”, Trans. Am. Nucl. Soc., 74, p310 (1996)
- ⁵⁸ 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)
- ⁵⁹ 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)

-
- ⁶⁰ K. S. Smith, D. M. Ver Planck, M. Edenius., “QPANDA: An Advanced Nodal Method for LWR Analyses” , Trans. Am. Nucl. Soc., 50, p532 (1985)
- ⁶¹ 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)
- ⁶² V. G. Zimin, H. Ninokata, “Nodal Neutron Kinetics Model Based on Nonlinear Iteration Procedure for LWR Analysis” , Ann. Nucl. Energy, 25, p507 (1998)
- ⁶³ Argonne National Laboratory, “National Energy Software Center: Benchmark Problem Book” , ANL-7416 Suppl. 3 (1985)
- ⁶⁴ K. S. Smith, “Spatial Homogenization Methods for Light Water Reactor Analysis,” PhD Thesis, Nuclear Engineering, Massachusetts Institute of Technology (1980)
- ⁶⁵ J. Zino, A. Karve, B. Moore, “Higher Harmonics Calculations and Benchmarking for PANAC11” , Trans. Am. Nucl. Soc., 99, 734 (2008)
- ⁶⁶ H. R. Trelleue, D. I. Poston, “User’ s Manual, Version 2.0 for MonteBurns, Version 5B” , LA-UR-99-4999, Los Alamos National Laboratory (1999)
- ⁶⁷ 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)
- ⁶⁸ 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)
- ⁶⁹ Global Nuclear Fuel - Americas, LLC, “General Electric Standard Application for Reactor Fuel (GESTAR II),” NEDE-24011-P-A-31 (2020)
- ⁷⁰ H.T.Kim, “Core Flow Distribution in a Modern Boiling Water Reactor as Measured in Monticello,” NEDO-10299A , General Electric Company (1976)
- ⁷¹ 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)
- ⁷² 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)
- ⁷³ GE-Hitachi Nuclear Energy, “ABWR Plant General Description” , Chapter 6 (2007)

-
- ⁷⁴ GE-Hitachi Nuclear Energy, “Applicability of GE Methods to Expanded Operating Domains”, NEDO-33173 Supplement 2 Part 2-A (2009)
- ⁷⁵ 「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)
- ⁷⁶ 「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)
- ⁷⁷ 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)
- ⁷⁸ 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
- ⁷⁹ 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)
- ⁸⁰ (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)
- ⁸¹ (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)
- ⁸² 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)
- ⁸³ 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)
- ⁸⁴ (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)
- ⁸⁵ (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)
- ⁸⁶ 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)

⁸⁷ (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)

⁸⁸ (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)

⁸⁹ 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)

⁹⁰ 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)

⁹¹ 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)

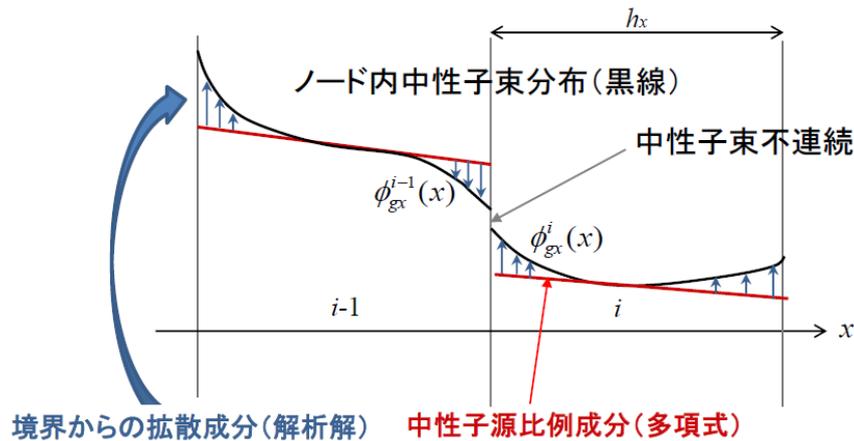
⁹² J.G. Anderson, Y.K. Cheung, J.R. Fitch, J.M. Healzer, C.L. Heck, L.A. Klebanov, J.C. Shaug, B.S. Shiralkar, TRACG Qualification Report, NEDE-32177P, Rev. 3, Sec. 7.5, p7-32, GE Nuclear Energy (2007)

⁹³ 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)

核計算 解析的多項式ノード法 (式(3.1-12)) について

解析的多項式ノード法における, ノード内の1次元中性子束の展開式を表す式(3.1-12)について, 各項の意味を以下に示す。

AETNAでは離散化されたノード内分布について, 不連続因子も用いて以下のように展開する。



式 (3.1-12)

$$\phi_{gx}^i(x) = A_{gx}^i \cosh \kappa_g^i x + B_{gx}^i \sinh \kappa_g^i x + \sum_{n=0}^2 a_{gxn}^i w_n(x/h_x^i), \quad (w_n : 2\text{次ルジャンドル多項式})$$

-展開係数 (A, B, a_n)は中性子源分布式とノード境界条件から決定

-中性子束不連続条件: 不連続因子 **f** を掛けた中性子束が連続

$$f_{gx}^{i-1}(h_x^{i-1})\phi_{gx}^{i-1}(h_x^{i-1}) = f_{gx}^i(0)\phi_{gx}^i(0) \quad f_{gx}: x\text{方向の中性子束不連続因子}$$

核計算 燃料棒再構築 (式(3.2-1)) について

ノード法燃料棒出力再構築における非均質燃料棒出力分布を表す式(3.2-1)について、概念を以下に示す。

