JAEA-Research 2024-019

DOI:10.11484/jaea-research-2024-019

加速器駆動システムの通常運転時の 燃焼反応度測定精度に関する検討

Investigation of Measurement Accuracy of Burnup Reactivity of Accelerator-Driven System during Normal Operation

方野 量太 阿部 拓海 Hervé Cibert

Ryota KATANO, Takumi ABE and Hervé CIBERT

原子力科学研究所 原子力基礎工学研究センター

Nuclear Science and Engineering Center Nuclear Science Research Institute

May 2025

Japan Atomic Energy Agency

日本原子力研究開発機構

本レポートは国立研究開発法人日本原子力研究開発機構が不定期に発行する成果報告書です。 本レポートはクリエイティブ・コモンズ 表示 4.0 国際 ライセンスの下に提供されています。 本レポートの成果(データを含む)に著作権が発生しない場合でも、同ライセンスと同様の 条件で利用してください。(https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/deed.ja) なお、本レポートの全文は日本原子力研究開発機構ウェブサイト(https://www.jaea.go.jp) より発信されています。本レポートに関しては下記までお問合せください。

国立研究開発法人日本原子力研究開発機構 研究開発推進部 科学技術情報課 〒 319-1112 茨城県那珂郡東海村大字村松 4 番地 49 E-mail: ird-support@jaea.go.jp

This report is issued irregularly by Japan Atomic Energy Agency.

This work is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License (https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/deed.en).

Even if the results of this report (including data) are not copyrighted, they must be used under the same terms and conditions as CC-BY.

For inquiries regarding this report, please contact Library, Institutional Repository and INIS Section, Research and Development Promotion Department, Japan Atomic Energy Agency.

4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1112, Japan E-mail: ird-support@jaea.go.jp

© Japan Atomic Energy Agency, 2025

加速器駆動システムの通常運転時の燃焼反応度測定精度に関する検討

日本原子力研究開発機構 原子力科学研究所 原子力基礎工学研究センター

方野 量太、阿部 拓海、Hervé Cibert*

(2024年12月25日受理)

マイナーアクチノイドの核変換を目的とする加速器駆動システム(ADS)は未臨界状態で運転される。ADS の未臨界度管理においては、燃焼反応度の予測が重要であるが、予測精度の検証のためには、特に第一サイクル運転時では燃焼反応度を精度良く測定する必要がある。本検討では、燃焼反応度測定手法として Current-To-Flux (CTF) 法に着目し、連続エネルギーモンテカルロ計算コード SERPENT2 を用いて固定源燃焼計算を実施し、炉内に配置する核分裂計数管を模したタリーを用いることで、CTF 法による ADS 通常運転時の燃焼反応度測定のシミュレーションを実施した。シミュレーション結果から測定手法起因の燃焼反応度測定不確かさの推定を行い、燃焼期間に依らず燃焼反応度に対して 10%程度のバイアスが生じ、その検出器位置依存性が体系外側で小さいことを明らかにした。

原子力科学研究所: 〒319-1195 茨城県那珂郡東海村大字白方2番地4

^{*} Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires

Investigation of Measurement Accuracy of Burnup Reactivity of Accelerator-Driven System during Normal Operation

Ryota KATANO, Takumi ABE and Hervé CIBERT*

Nuclear Science and Engineering Center
Nuclear Science Research Institute
Japan Atomic Energy Agency
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received December 25, 2024)

An accelerator-driven system (ADS) dedicated to transmutation of minor actinides (MAs) is driven in subcritical states. It is important for establishment of the subcriticality control of ADS to predict the burnup reactivity. To validate the prediction accuracy, the burnup reactivity, especially at the first cycle, must be measured with sufficient accuracy. In this study, we focus on Current-To-Flux (CTF) method. We have simulated the burnup reactivity monitoring during the ADS normal operation with the CTF method by performing fixed-source-burnup calculations using a continuous energy Monte Carlo code SERPENT2 with some tallies that models in-core fission chambers and have estimated its measurement uncertainty. We have clarified that the 10 % biases of measure burnup reactivities appear independently of the burnup duration and their detector position dependence is particularly small in the outer region of the system.

Keywords: Accelerator-Driven System, Current-To-Flux Method, Burnup Reactivity

^{*} Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires

目 次

1. 序論	1
2. ADS 仕様の概要	2
3. Current-To-Flux 法	4
4. 燃焼反応度測定のシミュレーション	6
4.1 計算モデル	6
4.2 固定源燃焼計算	6
4.3 CTF 法の模擬	7
4.4 解析結果と考察	7
5. 結論	10
参考文献	11
付録 A	18
付録 B	20
付録 C	21
Contents	
1. Introduction	1
2. Brief description of ADS	2
3. Current-To-Flux method	4
4. Burnup reactivity monitoring simulation	6
4.1 Calculation model	6
4.2 Fixed source burnup calculation	6
4.3 Simulation of CTF method	7
4.4 Result and discussion	7
5. Conclusion	10
References	11
Appendix A	18
Appendix B	20
Appendix C	

JAEA-Research 2024-019

表リスト

Table 1 Comparison of specification between JAEA-ADS and pilot ADS	3
図リスト	
Figure 1 Calculation model of ADS	12
Figure 2 Estimated $k_{\rm eff}$ by CTF method with Th-232 detector	13
Figure 3 Estimated $k_{\rm eff}$ by CTF method with Pu-239 detector	14
Figure 4 Reaction rate ratio of Th-232/Pu-239 (normalized at 0 day)	15
Figure 5 Relative difference of estimated burnup reactivity from reference (Th-232)	16
Figure 6 Relative difference of estimated burnup reactivity from reference (Pu-239)	17

1. 序論

日本原子力研究開発機構(JAEA)では、マイナーアクチノイド(MA)の核変換を行うシステムとして加速器駆動システム(ADS)の研究開発を行っている ¹⁻³⁾。JAEA の提案する ADS は、MA 窒化物燃料が装荷された未臨界炉心と陽子加速器から成るシステムで、加速器を用いて 1.5GeV まで加速させた陽子を体系中心に配置した鉛ビスマス共晶合金 (LBE) ターゲットに照射して生じる核破砕中性子を外部中性子源として供給することで駆動される。ADS は多量のMA 核種を装荷するが、MA 核種はウラン燃料(特に U-238)と比べて遅発中性子割合が小さく、実効遅発中性子割合は 200 pcm 未満となっている。加えて、ドップラー反応度が小さいなど、大きな負のフィードバックを得ることが難しい特性を有していることから、安全に制御を行うために炉心は未臨界状態を保たれる必要がある。

現在の設計では、サイクル初期の実効増倍率を 0.98 としており、MA 燃料の燃焼とともに未臨界度が深くなり、第 1 サイクルの燃焼反応度は 1% dk/k/k 程度である。一方で、核データ起因不確かさ解析から、燃焼反応度不確かさは燃焼反応度自体の値と同程度と評価 4)されている。したがって、未臨界度管理および炉特性の予測精度検証・向上の観点から、精度の良い燃焼反応度の測定が重要となる。

通常運転時の未臨界度監視手法として、ADS の加速器を使用するという特性を生かした Current-To-Flux (CTF) 法 5が提案されている。CTF 法は、加速器のビーム電流値と、炉心中性 子東レベルに比例する検出器の中性子計数率との比から、未臨界度の相対的な変化を監視可能 な手法である。本検討では、特に大規模 MA 核変換の経験が乏しいと考えられる第 1 サイクルでの CTF 法の ADS の燃焼反応度測定への適用性検証に向けて、連続エネルギーモンテカルロ計算コード SERPENT2 を用いて、数値的に燃焼反応度測定をシミュレーションし、CTF 法の燃焼反応度の測定不確かさの推定を行うことを目的とする。また、技術実証を段階的に行うことを想定して検討されている小規模かつ保守的な設計である ADS (パイロット ADS) のにおいても同様の解析を行い、CTF 法の適用可能性について検討を行った。

2. ADS 仕様の概要

詳細な仕様は文献 1)に譲るが、JAEA が提案する ADS は、大強度の陽子加速器によって 1.5GeV の陽子を体系中心に配置された LBE ターゲットに投入・核破砕反応で生じる中性子を外部中性子源とするもので、MA を主成分とした窒化物燃料を燃焼させる。核分裂出力は 800MW、250kg/年の MA 核変換性能を有する。初期実効増倍率($k_{\rm eff}$)は 0.98 としており $^{1-3}$)、 600 日の運転期間で 0.97 程度まで低下する。実効増倍率の低下に伴い、中性子の増倍が小さくなるため、陽子ビーム電流値もサイクル初期 (BOC) から末期 (EOC) にかけて上昇する。 窒化物燃料は、未臨界度調整のためのウランフリーMA・Pu 窒化物と不活性母材である Zr 窒化物の混合物である。

一方、上述の ADS (以下、実規模 ADS) の実現に向け、パイロット ADS を検討しているの。パイロット ADS は、実規模 ADS 実現のための技術成熟・経験の蓄積を狙うものでありながら、現在との技術的ギャップが小さい施設である。実規模 ADS よりも保守的に深い未臨界度とすることが想定されている。未臨界度が深くなったことに伴い、熱出力も 200MW と小さくなる。さらに、MA 窒化物の大規模かつ長期の照射試験の可能性が今後も大きくない現状を鑑み、初装荷燃料は実績のある MOX 燃料とする (MA 照射場を兼ね、最終的には徐々にMA 窒化物燃料炉心に置換されることが想定されている)。その他の機器も必要に応じて小規模、保守的な設計となるが、本検討では未臨界度管理、特に通常運転時の燃焼に伴う未臨界度の測定精度に着目しているため、出力、寸法および燃料以外の基本的な仕様は実規模と同様で、文献 1)を参考にした。さらに本検討では、実規模 ADS と比べて出力密度を 75%程度に緩和した Phase 1 炉心と、出力密度が同等な Phase 2 炉心の 2 炉心の検討を行った。

実規模 ADS とパイロット ADS の仕様の比較を Table 1 に示す。なお、文献 1-3) の実規模 ADS では、径方向出力分布を平坦化するために初期組成の異なる燃料からなる 2 層の炉心となっているが、本検討では燃料および燃焼度の違いに起因した未臨界度測定の傾向の変化を確認するため、実規模 ADS でも 1 層炉心としている。また、パイロット ADS での加速器の陽子エネルギーの設計も緩和させることが想定されているが(< 1.0 GeV)、中性子経済の観点からは陽子あたりの中性子収量およびターゲットから燃料領域へ飛来する確率が変わるのみで、出力分布や燃焼反応度に対してほとんど影響がないことから、1.5 GeV で解析を行った。パイロット ADS では制御棒の装荷が検討されているが、解析の簡略化のため本検討では実規模 ADS と同様に、制御棒は持たないものとした。

Table 1 Comparison of specification between JAEA-ADS and pilot ADS

		Pilot ADS		
	JAEA-ADS	Phase 1	Phase 2	
Fission power [MW]	800	200	200	
Duration [day]	600	90	90	
k-effective (BOC / EOC)1)	0.98 / 0.97	0.95 / 0.94	0.95 / 0.93	
Fuel	MA+Pu+Zr nitride	MOX	MOX	
# assemblies	276	90	63	
Power density [W/cm ³]	320	240	320	
Pu enrichment [wt%]	39.02)	23.6	27.2	
(MA+Pu)-nitride /				
(MA+Pu+Zr)-nitride	45.9	-	-	
[vol%]				
Proton Energy [GeV]	1.5	1.5	1.5	
Beam current				
(min / max)	8 / 12	4 / 5	4 / 5	
[mA]				

¹⁾ Only for the first cycle.

²⁾ Ratio of Pu mass to total mass of trans-uranium nuclides (MA+Pu).

3. Current-To-Flux 法

本検討では、通常運転時の未臨界度測定手法として、Current-To-Flux method (CTF法) ⁵に 着目する。CTF 法は、相対的な未臨界度変化しか測定できないが、中性子源強度に比例するビーム電流値と、炉心中性子東レベルに比例する検出器中性子計数率の比のみから未臨界度変化が測定可能な手法であり、ADS 未臨界度測定と親和性の高い手法である。CTF 法は本質的には中性子源増倍法であり、CTF 法は ADS での未臨界度変化に伴う中性子源強度(すなわちビーム電流値)の変化を陽に考慮する。

以下に CTF 法の理論の概要を述べる。一点炉近似を仮定し、中性子東のエネルギースペクトルや空間分布は λ 基本モードであると仮定する。この仮定の下では、ある未臨界体系に毎秒 S 個の中性子を導入すると、未臨界増倍によって体系内に秒あたりに出現する中性子の数 N は、実効増倍率 $k_{\rm eff}$ を用いて次式のように与えられる。

$$N = S + k_{\text{eff}}S + k_{\text{eff}}^2S + \dots = \sum_{l=0}^{\infty} k_{\text{eff}}^lS = \frac{S}{1 - k_{\text{eff}}}$$
 (1)

したがって、体系内の中性子検出器の検出効率を ϵ とすれば、測定される中性子計数率 C は次のように近似できる。

$$C = \frac{\epsilon S}{1 - k_{\text{eff}}} \tag{2}$$

この式から $k_{\rm eff}$ を求めるためには、 ϵS を陽に扱う、すなわち核分裂によって生じた中性子による寄与を除いた計数率の絶対値が求められる必要があり、実用上は困難である。そこで、何らかの方法で実効増倍率が校正された基準体系を用いる。この基準体系において ϵ を校正し、未臨界度変化に対して $\epsilon \approx {\rm const.}$ と近似すれば、測定体系における実効増倍率は次式のように簡便に推定できる。

$$k_2 = 1 - (1 - k_1) \cdot \frac{\frac{C1}{S_1}}{\frac{C_2}{S_2}}$$
 (3)

ここで、添え字の 1 は基準体系を、2 は測定体系を意味する。式(3)は、中性子源あたりの中性子計数率を用いた中性子源増倍法であると解釈できる。ADS の中性子源は加速された陽子とLBE ターゲットとの核破砕中性子であり、陽子のエネルギーやターゲットの形状が変化しなければ、中性子源強度は陽子ビーム電流値に比例する。このため式(3)において、S の値にビーム電流値 I に置き換えることが可能であり、測定体系の実効増倍率は、ビーム電流値で規格化さ

れた中性子計数率の比と基準体系の実効増倍率から推定できる。

CTF 法では、文献 5)でも述べられている通り、基準となる体系での未臨界度が既知である必要があるため、未臨界度測定をしたい体系の初期状態において面積比法 7等の別途絶対値測定が可能な手法によって未臨界度を校正する必要がある。ひとたび未臨界度が校正されれば、燃焼前後のビーム電流値と中性子計数率の比から、その時点での未臨界度および燃焼反応度を随時測定することが可能となる。

以上の導出では、他のほとんどの未臨界度測定手法と同様に、一点炉近似を仮定している。この仮定では、式(1)のように核分裂を経るごとに発生中性子数は、核分裂の世代に依らず $k_{\rm eff}$ 倍となるが、実際には核分裂前後で中性子束のエネルギースペクトルや空間分布は変化するため、実際には $k_{\rm eff}$ 倍とはならず、世代ごとに異なる値となる。各世代で中性子束分布が異なってしまうことから、式(2)の近似精度も検出器の種類や位置に応じて異なり、結果式(3)で推定する実効増倍率も検出器の種類や位置に対して依存してしまう。本検討では、CTF 法による燃焼反応度測定を、定格熱出力で規格化した固定源燃焼計算によって模擬し、別途実施する固有値計算で求めた各燃焼ステップでの実効増倍率と、式(3)による推定値との比較を通じて測定不確かさを論ずる。

なお、核破砕反応が生じる領域はほとんどターゲット領域内のみであり、燃料領域がどのような状態であっても陽子ビームあたりに発生する核破砕中性子数はほとんど変化しないことが分かっている。したがって、中性子源強度のビーム電流値に対する比例定数が一定であるという仮定は妥当である。

CTF 法は中性子計数率とビーム電流値から未臨界度変化を測定する手法であり、瞬間的な未臨界度変化もほとんどリアルタイムで測定可能な手法であるが、本検討では温度変化や燃料棒間の冷却材流路閉塞に伴うボイド発生等の瞬間的な事象は取り扱わず、今後の課題とする。

4. 燃焼反応度測定のシミュレーション

本検討では、CTF 法の燃焼反応度測定への適用性確認のため、連続エネルギーモンテカルロ 計算コード SERPENT2 を用いた固定源燃焼計算によってシミュレーションを行った。本章では 計算条件と結果について述べる。

4.1. 計算モデル

SERPENT2 は連続エネルギーモンテカルロ計算コードであるため詳細な幾何形状を用いることは可能であるが、本検討では簡単のため均質化した RZ 円筒モデルを用いた。各領域は体積と重量を保存するように径方向の寸法を決めた。ADS は高速炉体系であることから、このような均質化操作による実効増倍率への影響は大きくない。局所的な中性子束分布や検出器応答への影響は予想されるが、後述の通り本検討では検出器の詳細な形状は考慮しておらず、体系のみ詳細に考慮する意義は小さい。詳細な幾何形状の考慮は、検出器の詳細な形状の検討と合わせて今後の課題とする。

本検討では、実規模 ADS と 2 種類のパイロット ADS (Phase 1、Phase 2) について検証を行った。Figure 1 にそれぞれの ADS の計算モデルを図示する。燃料領域の均質化核種組成は Appendix A に示す。他の領域の核種組成は、文献 1)に記載されているものを用いた。

4.2. 固定源燃焼計算

SERPENT2 は燃焼領域を設定することで燃焼計算も行うことが可能である。本検討では固定 源燃焼計算を行い、ADS の通常運転を模擬した。

核破砕中性子源は別途 PHITS⁸⁾ (バージョン 3.26) を用い、イベントジェネレータオプションを"e-mode = 1" として、1.5GeV の陽子を LBE ターゲットに入射させる計算を実施し、中性子の発生位置、角度、エネルギーおよび重みを SERPENT2 の中性子源ファイルの形式でダンプさせた。固定源計算は、各燃焼ステップで中性子源から発生させる中性子数を 32,000,000 個として行った。

本検討では、計算時間の増大を抑えながら燃焼領域分割による実効増倍率の計算誤差が十分小さくなるよう、Figure 1 の RZ モデルの燃焼領域を等体積となるように軸方向と径方向それぞれ 4 分割(計 16 燃焼領域)して計算を行った。燃焼ステップは Table 1 の各 ADS の運転期間を 4 等分し、実規模 ADS では 1 ステップ 200 日、パイロット ADS では 1 ステップ 30 日で計算を行った。

SERPENT2 の固定源燃焼計算では、各燃焼ステップで固有値計算を実施せず実効増倍率を評価しない。このため、各燃焼ステップ、各燃焼領域の組成を用いて別途固有値計算を実施、実効増倍率を計算した。固有値計算は、バッチサイズ 320,000、アクティブバッチ数 1,000、スキップバッチ数 100 で行った。この時、実効増倍率の統計誤差 (1σ) は 5 pcm であった。BOC の未臨界度との差異から各燃焼ステップにおける燃焼反応度を求めた。

本検討では、JENDL- 4.0^{9})をベースに解析を行った。最新のライブラリは JENDL- 5^{10})であるが、核種数の増加に伴い断面積データが長大となったため、計算に要するメモリ容量も増加し、計

算が低速になってしまったためである。JENDL-5による解析は今後の課題とする。

4.3. CTF 法の模擬

前章で述べた通り、CTF 法による未臨界度測定では、初期実効増倍率、陽子ビーム電流値および中性子計数率を測定する必要がある。

本検討のシミュレーションでは、初期実効増倍率は高精度に校正されていると仮定し、固有値計算で得た実効増倍率を用いた。実際には、初期炉心は、燃料集合体を少しずつ装荷して所定の未臨界度に近接させる操作¹¹⁾や、校正に用いる面積比法に測定誤差¹²⁾等の不確かさ要因が存在するため、測定される燃焼反応度にも不確かさが伝播する。本検討では CTF 法に起因する測定不確かさの推定を目的とするため、初期実効増倍率の不確かさ伝播は考慮しない。

陽子ビーム電流値については、高精度にモニタできると仮定した。ビーム電流値に比例する ため、式(3)においてビーム電流値の代わりに固定源計算で得られる中性子源強度を用いた。ビ ーム電流値の測定不確かさの伝播も本検討では考慮しない。

また、中性子計数率は炉内に核分裂計数管を挿入すると仮定した。核分裂性核種として、本検討では全中性子用検出器に Pu-239 を、高速中性子用検出器に Th-232 の使用を想定した。核分裂計数管に使用される代表的な核種には U-235 があるが、実規模 ADS およびパイロット ADS ともに燃料核種として Pu-239 を豊富に含むため、燃焼に伴う未臨界度変化を良く捉えるだろうとの予想に基づき Pu-239 を選定した。実際には次節で示す通り、実規模 ADS ではうまく未臨界度変化を補足できなかったため、高速中性子に対してのみ大きな感度を持つ核種の検討を行った。 U-238 はそのような核種の代表であるが、 U-238 は劣化ウランを使用しても U-235 の随伴が避けられず、実際の製作においては低速中性子の影響を低減するためのカドミウム被覆などを要すると予想される。そこで、天然での同位体割合がほぼ 100%である Th-232 を選定した。事前の検討 13)において、Pu-239 と Th-232 をそれぞれ U-235 や U-238 に置き換えても、CTF 法による測定値の径方向分布の傾向は大きく変わらないことを確認している。

本検討では、核分裂計数管の応答のモデル化は、SERPENT2のメッシュタリー機能を用いて行った。径方向の分布を調べるため、軸方向位置は燃料領域中心付近(Figure 1 の z 方向に 170 cm~180 cm の範囲)とし、径方向に等幅で 40 分割した領域内で、各核分裂性核種の核分裂反応率のタリーを取った。計数管のための案内管や、詳細な検出器の形状などは今後の課題とする。

4.4. 解析結果と考察

各 ADS について、Th-232 検出器による実効増倍率推定結果を Figure 2 に、Pu-239 検出器による結果を Figure 3 に示す。プロットは各燃焼ステップの実効増倍率推定結果で、横実線は固有値計算で得た参照値を示している。また、縦の黒破線は燃料領域の範囲を、黒実線は体系の最外周を示している。誤差バーはモンテカルロ統計誤差(2σ)である。

Figure 2 および 3 全てにおいて、体系中心の中性子源に近い領域で実効増倍率推定値が参照値と比べて過大評価となっている。これは中性子源に近い領域では、検出される中性子の内、相対的に中性子源から生じた中性子が核分裂を経ないで検出される割合が多く、核分裂連鎖反

応の様子の変化が検出器からは見えないことを示唆している。特に、高速中性子に感度の高い Th-232 では、核破砕中性子源から生じる高速中性子の影響で、ほとんど実効増倍率変化が捉え られないことが分かる。

Figure 2 (a) より、検出器として Th-232 を用いた場合、実規模 ADS では燃焼ステップに依らず実効増倍率推定値の径方向分布が燃料領域中心付近で下に凸となり、燃料領域中心付近で参照値と近い位置の存在が確認できた。また、モンテカルロ統計誤差によるばらつきはあるものの、最外周の B₄C 遮蔽領域を除いて燃料領域外側から反射体領域にかけて空間依存性は内側の領域と比べて小さい。Figure 2 (b) および (c) より、パイロット ADS は両方ともに燃料領域の内側で実効増倍率推定値が参照値と一致する点が存在し、やはり燃料領域から反射体領域において空間依存性は小さいことが分かる。

Figure 3 (a) より、検出器として Pu-239 を用いた場合、実規模 ADS では実効増倍率推定値は常に参照値より過大となっており、体系最外周で推定値の検出器位置に対する急峻な変化が観察された。対して、Figure 3 (b) および (c) より、パイロット ADS では燃料領域外側で推定値はモンテカルロ統計誤差の範囲で参照値と一致しており、反射体領域において空間依存性も小さいことが確認できた。Figure 4 に、スペクトルの硬さを示す指標として、Th-232 と Pu-239 の核分裂反応率比を示す。ただし、各径方向位置における BOC の反応率比を 1.0 に規格化している。Figure 4 より、実規模 ADS では、燃焼とともに相対的な反応率比が燃料領域で小さくなり、中性子東スペクトルが柔らかくなっていることが分かる。したがって、Pu-239 を検出器として用いると、スペクトルが柔らかくなることによる低速中性子の増加の効果によって、燃焼に伴う計数率の低下が検出器からは捉えられず、結果として実効増倍率変化をうまく補足できなかったと予想される。パイロット ADS では 200MWth・90 日運転ではスペクトル変化は小さいことが分かる。パイロット ADS は MOX 燃料を使用していることからも、炉内の核分裂の様子をとらえるうえで Pu-239 を検出器として用いることが適当であると言える。

Figure 5 および 6 に、それぞれ Th-232 を用いた場合および Pu-239 を用いた場合の燃焼反応度の CTF 法による推定値と固有値計算による参照値との相対差異を示す。おおむね燃焼日数依存性が小さいことが確認できる。また、近い値同士の差や比を取っているためモンテカルロ統計誤差が拡大してしまっているが、実効増倍率推定値の空間依存性の観察から、実規模 ADS のPu-239 検出器による結果を除いて燃料領域外側から反射体領域では燃焼反応度の相対差異の空間依存性も小さいと予想される。したがって、燃料領域外側から反射体領域にかけて検出器を設置することで、径方向位置に対して頑健な測定が可能であると期待できる。そこで、本検討では、燃料領域最外周の検出器位置での燃焼反応度の参照値との相対差異を、CTF 法による燃焼反応度測定不確かさとみなす。 Figure 5(a)、6(b) および 6(c) から、実規模 ADS では Th-232 検出器を用いる場合、パイロット ADS では Pu-239 検出器を用いる場合、CTF 法による燃焼反応度の測定不確かさを 10%と見積もった。実規模 ADS では数サイクル経ると実効増倍率が 0.96 まで低下する 1)。このため、燃焼反応度は 2,000 pcm であり、実効増倍率の測定精度は 200 pcm と見積もられる。パイロット ADS の燃焼反応度も Phase 2 では 2,000 pcm であり、同様に 200 pcm の精度として見積もられる。

Appendix B に、今回の結果で見た燃焼反応度の燃焼日数依存性が小さくなる理由について定

性的に述べる。Appendix C では、1 群の円筒体系の拡散理論に基づいて反射体領域で空間依存性が小さくなる理由について定性的に述べる。

5. 結論

本検討では、CTF 法の実機 ADS の燃焼反応度測定への適用性検証に向けて、SERPENT2 を用いたシミュレーションを実施した。シミュレーションの結果から、実規模 ADS では Th-232 検出器を、パイロット ADS では Pu-239 検出器を用いた場合、燃焼反応度の測定不確かさは 10%程度と見積もられた。加えて、反射体領域では径方向の位置依存性が小さいため、検出器の設置に適していることも明らかにした。

CTF 法では初期状態における未臨界度の校正が必要であり、初期未臨界度の測定不確かさがそのまま後段の CTF 法による推定値に伝播してしまう。また、ビーム電流値の測定不確かさや、中性子検出に係る統計的不確かさも測定不確かさ要因となる。それぞれの要因の不確かさ定量化は今後の課題とする。

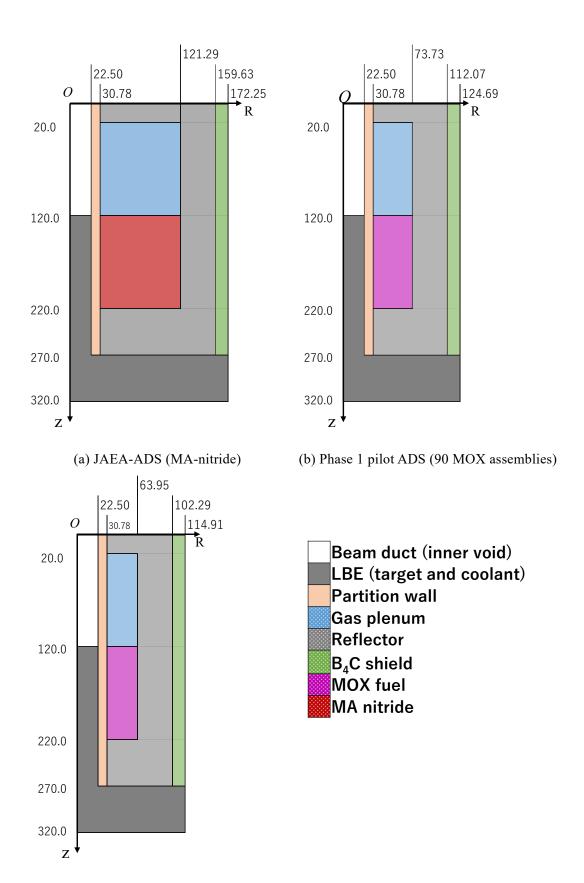
本検討では、検出器の挿入方法や詳細な形状および仕様については検討していない。挿入方法や形状は局所的に中性子東分布が変化する恐れがあり、本検討と結果が異なる可能性があることから、今後の検出器の詳細検討が待たれる。

本検討では、核データを固定して解析を行ったが、核データ不確かさを考えると燃焼とともに実効増倍率が増加(未臨界度が低下)するケースも考えられる。例えば、ランダムサンプリングなどによって、いかなるケースにおいても同様な測定不確かさで実効増倍率を補足できるか今後検討の必要がある。また、本検討では第1サイクルのみの解析を実施したが、燃料交換を伴う複数のサイクルを考慮する場合、実効増倍率の変化の様子はサイクルごとに異なる「)。全てのサイクルで同様な測定不確かさで実効増倍率を補足できるかも今後の課題となる。

本検討では燃焼反応度のみに着目したが、冷温停止状態から出力上昇に伴って投入される反応度も測定する必要がある。この反応度の測定不確かさは、初期未臨界度の設定に直接関係するため、どのくらいの精度で測定可能か検討の必要がある。また、異常な温度上昇、ビーム窓破損および蒸気発生器破損や集合体流路閉塞に伴うボイド発生のような事象に伴って投入される反応度も測定可能かどうか、検討の必要がある。

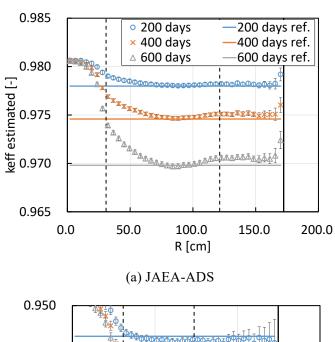
参考文献

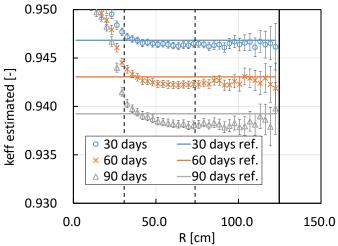
- 1) T. Sugawara, R. Katano, and K. Tsujimoto, Impact of Impurity in Transmutation Cycle on Neutronics Design of Revised Accelerator-Driven System, Ann. Nucl. Energy, vol.111, 2018, pp. 449-459.
- 2) T. Sugawara, H. Takei, H. Iwamoto, et al., Research and Development Activities for Accelerator-Driven System in JAEA, Progress in Nuclear Energy, vol.106, 2018, pp. 27-33.
- 3) 菅原隆徳他, 加速器駆動核変換システムの MA 燃料組成およびその除熱に関する再検討, JAEA-Research 2021-008, 2021, 63p.
- 4) JENDL 委員会共分散データ活用促進 WG, JENDL 委員会 共分散データ活用促進 WG 最終報告書, JAEA-Review 2021-014, 2021, 139p.
- 5) N. Marie, J. L. Lecouey, G. Lehaut, et al., Reactivity Monitoring of the Accelerator Driven VENUS-F Subcritical Reactor with the "Current-to-Flux" method, Ann. Nucl. Energy, vol. 128, 2019, pp. 12-13.
- 6) K. Nishihara, T. Sugawara, M. Fukushima, et al., Design of Pilot Plant for Accelerator-Driven System, Proceedings of International Conference on Nuclear Fuel Cycle (GLOBAL2024), Japan, 2024, 4p.
- 7) N. G. Sjöstrand, Measurements on a Subcritical Reactor using a Pulsed Neutron Source, Arkiv Fysik, vol.11, 1956, p. 13.
- 8) T. Sato, Y. Iwamoto, S. Hashimoto, et al., Recent Improvements of the Particle and Heavy Ion Transport code System PHITS version 3.33, J. Nucl. Sci. Technol., vol.61, 2024, pp. 127-135.
- 9) K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, et al., JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering, J. Nucl. Sci. Technol., vol.48, 2011, pp. 1-30.
- 10) O. Iwamoto, N. Iwamoto, S. Kunieda, et al., Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 5: JENDL-5, J. Nucl. Sci. Technol., vol.60, 2023, pp. 1-60.
- 11) R. Katano, Subcriticality Determination Methodology during Fuel Loading of Accelerator-Driven System, J. Nucl. Sci. Technol.,vol.59, no.3, 2022, pp. 368-381.
- 12) 方野量太他, 運転前加速器駆動システム未臨界度測定に適する加速器パラメータの決定, JAEA-Research 2021-016, 2022, 16p.
- 13) H. Cibert, Study on Subcriticality Monitoring of Accelerator Driven System, Master's thesis, Institute National des Sciences et Techniques Nucléaires (INSTN), 2024.



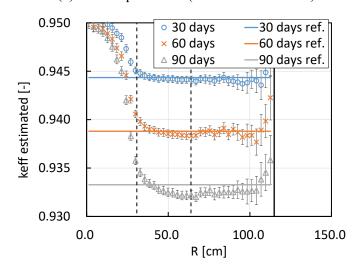
(c) Phase 2 pilot ADS (63 MOX assemblies)

Figure 1 Calculation model of ADS



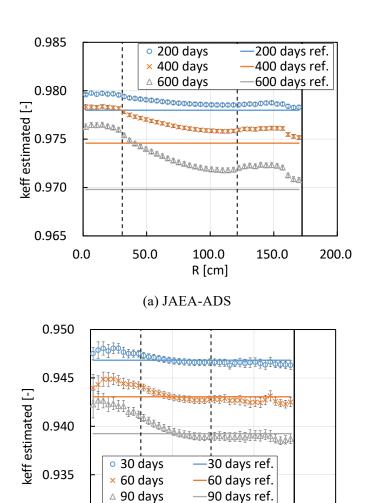


(b) Phase 1 pilot ADS (90 MOX assemblies)



(c) Phase 2 pilot ADS (63 MOX assemblies)

Figure 2 Estimated $k_{\rm eff}$ by CTF method with Th-232 detector



(b) Phase 1 pilot ADS (90 MOX assemblies)

R [cm]

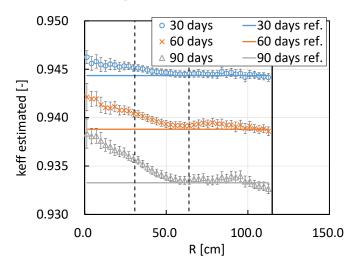
100.0

150.0

50.0

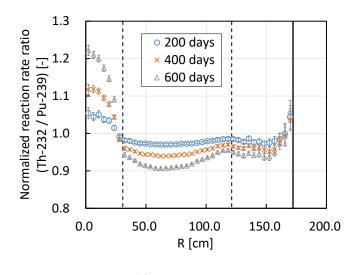
0.930

0.0

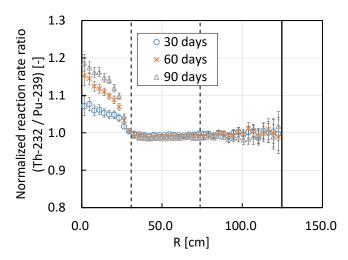


(c) Phase 2 pilot ADS (63 MOX assemblies)

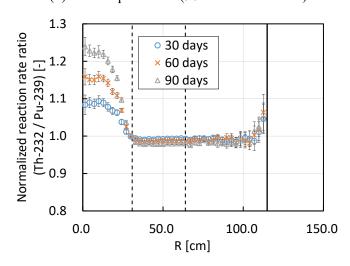
Figure 3 Estimated $k_{\rm eff}$ by CTF method with Pu-239 detector



(a) JAEA-ADS

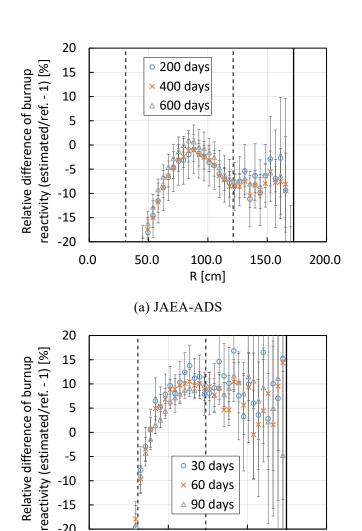


(b) Phase 1 pilot ADS (90 MOX assemblies)



(c) Phase 2 pilot ADS (63 MOX assemblies)

Figure 4 Reaction rate ratio of Th-232/Pu-239 (normalized at 0 day)



(b) Phase 1 pilot ADS (90 MOX assemblies)

R [cm]

100.0

150.0

50.0

-20

0.0

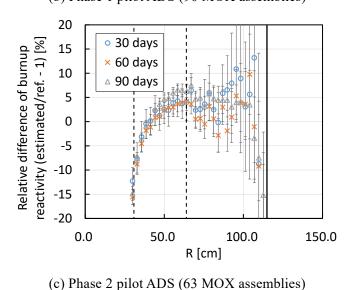
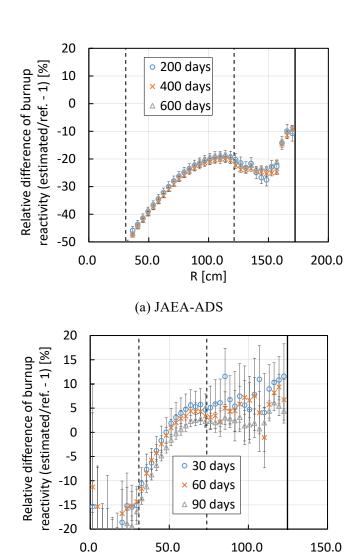
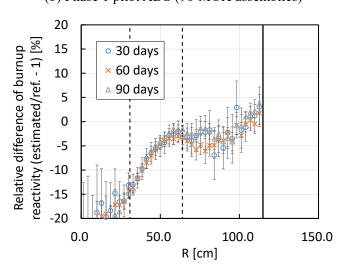


Figure 5 Relative difference of estimated burnup reactivity from reference (Th-232)



(b) Phase 1 pilot ADS (90 MOX assemblies)

R [cm]



(c) Phase 2 pilot ADS (63 MOX assemblies)

Figure 6 Relative difference of estimated burnup reactivity from reference (Pu-239)

Appendix A

Table A1 および A2 に、それぞれ実規模 ADS と二つのパイロット ADS の BOC の燃料領域の均質化核種組成を示す。

Table A1 Initial homogenized fuel composition of JAEA-ADS.

	Num. dens.		Num. dens.		Num. dens.
Nuclide	$[10^{24}/cm^3]$	Nuclide	$[10^{24}/cm^3]$	Nuclide	$[10^{24}/\text{cm}^3]$
U-234	3.0927E-09	Fe-54	5.4112E-04	Nd-142	3.5380E-07
U-235	1.7463E-06	Fe-56	8.4119E-03	Nd-143	1.3583E-05
U-236	9.0080E-07	Fe-57	2.1868E-04	Nd-144	2.2284E-05
U-238	1.4665E-04	Ni-58	6.7401E-06	Nd-145	1.1363E-05
Np-237	3.8160E-04	Ni-60	2.5812E-06	Nd-146	1.2137E-05
Pu-238	2.1141E-05	Ni-61	1.1410E-07	Nd-148	6.3967E-06
Pu-239	4.8727E-04	Ni-62	3.5551E-07	Nd-150	3.1026E-06
Pu-240	1.9119E-04	Ni-64	8.1565E-08	Pm-147	7.5345E-08
Pu-241	9.3888E-05	Zr-90	2.3234E-03	Sm-147	6.1148E-07
Pu-242	5.1513E-05	Zr-91	5.0668E-04	Sm-148	4.1927E-07
Pu-244	3.9672E-09	Zr-92	7.7447E-04	Sm-149	9.1160E-09
Am-241	1.1423E-03	Zr-93	0.0000E+00	Sm-150	8.3207E-07
Am-242	2.2322E-06	Zr-94	7.8486E-04	Sm-151	3.1153E-08
Am-243	3.0118E-04	Zr-95	0.0000E+00	Sm-152	2.6444E-07
Cm-243	9.9856E-07	Zr-96	1.2645E-04	Sm-154	9.9168E-08
Cm-244	8.4569E-05	Nb-93	4.9888E-06	Eu-151	1.6047E-10
Cm-245	7.8268E-06	Mo-92	8.9624E-06	Eu-152	1.9810E-12
Cm-246	6.4083E-07	Mo-94	5.5864E-06	Eu-153	3.0353E-08
Si-28	1.0354E-04	Mo-95	9.6147E-06	Eu-154	4.0053E-09
P-31	3.7410E-06	Mo-96	1.0074E-05	Eu-155	7.5258E-10
S-32	1.8121E-06	Mo-97	5.7676E-06	Gd-152	7.4607E-11
He-4	1.0726E-06	Mo-98	1.4573E-05	Gd-154	3.9973E-08
V-50	5.7998E-08	Mo-100	5.8159E-06	Gd-155	1.4926E-08
V-51	2.2688E-05	La-138	8.9673E-12	Gd-156	2.4945E-07
Cr-50	4.3581E-05	La-139	5.7752E-07	Gd-157	3.6765E-10
Cr-52	8.4026E-04	Ce-142	2.9942E-06	Gd-158	5.0819E-08
Cr-53	9.5275E-05	Ce-144	1.7021E-09	Gd-160	2.9464E-09
Cr-54	2.3706E-05	Pr-141	2.9508E-06	N-14	2.0687E-05
Mn-55	5.2729E-05	C-nat.	4.8236E-05	N-15	7.5133E-03
				Pb-204	1.1293E-04
				Pb-206	1.9441E-03
				Pb-207	1.7827E-03
				Pb-208	4.2269E-03

Table A2 Initial homogeneous fuel composition of pilot ADS.

Number density				Number density		
$[10^{24}/\text{cm}^3]$		$[10^{24}/\text{cm}^3]$				
Nuclide	Phase 1	Phase 2	Nuclide	Phase 1	Phase 2	
U-234	5.1677E-07	5.9760E-07	Fe-54	4.5380E-04	4.5380E-04	
U-235	8.3219E-06	7.9383E-06	Fe-56	7.0538E-03	7.0538E-03	
U-236	1.2810E-07	1.4813E-07	Fe-57	1.8334E-04	1.8334E-04	
U-238	4.1002E-03	3.9112E-03	Ni-58	5.6524E-06	5.6524E-06	
Pu-238	3.0230E-05	3.4958E-05	Ni-60	2.1641E-06	2.1641E-06	
Pu-239	6.8896E-04	7.9672E-04	Ni-61	9.5685E-08	9.5685E-08	
Pu-240	3.0469E-04	3.5235E-04	Ni-62	2.9812E-07	2.9812E-07	
Pu-241	1.3609E-04	1.5738E-04	Ni-64	6.8399E-08	6.8399E-08	
Pu-242	8.6940E-05	1.0054E-04	Nb-93	4.1832E-06	4.1832E-06	
Am-241	1.3672E-05	1.5811E-05	Nb-92	7.5160E-06	7.5160E-06	
O-16	1.0596E-02	1.0580E-02	Nb-94	4.6851E-06	4.6851E-06	
He-4	4.2968E-06	4.2968E-06	Nb-95	8.0628E-06	8.0628E-06	
N-14	1.7353E-05	1.7353E-05	Nb-96	8.4479E-06	8.4479E-06	
C-nat.	4.0455E-05	4.0455E-05	Nb-97	4.8364E-06	4.8364E-06	
Si-28	8.6826E-05	8.6826E-05	Nb-98	1.2219E-05	1.2219E-05	
P-31	3.1377E-06	3.1377E-06	Nb-100	4.8771E-06	4.8771E-06	
S-32	1.5193E-06	1.5193E-06	Pb-204	1.1670E-04	1.1670E-04	
V-50	4.8636E-08	4.8636E-08	Pb-206	2.0083E-03	2.0083E-03	
V-51	1.9022E-05	1.9022E-05	Pb-207	1.8414E-03	1.8414E-03	
Cr-50	3.6542E-05	3.6542E-05	Pb-208	4.3667E-03	4.3667E-03	
Cr-52	7.0465E-04	7.0465E-04	Bi-209	1.0302E-02	1.0302E-02	
Cr-53	7.9898E-05	7.9898E-05				
Cr-54	1.9878E-05	1.9878E-05				
Mn-55	4.4222E-05	4.4222E-05				

Appendix B

以下では、燃焼反応度と CTF 法による推定値の相対差異が燃焼期間に依らずほぼ一定となった理由について考察する。

今、未臨界度変化が微小で、中性子源あたりの計数率変化も微小であるとする。このとき、式(3)から CTF 法によって微小な反応度変化は次式のように推定される。

$$k_{2} \approx 1 - (1 - k_{1}) \cdot \frac{C'_{1}}{C'_{2}}$$

$$\approx 1 - (1 - k_{1}) \cdot \left(1 - \frac{\Delta C'_{1}}{C'_{1}}\right)$$

$$= k_{1} + (1 - k_{1}) \cdot \frac{\Delta C'_{1}}{C'_{1}}$$

$$\therefore \frac{1}{k_{2}} - \frac{1}{k_{1}} \approx \frac{\Delta k_{1}}{k_{1}^{2}} \approx \frac{(-\rho_{1})}{k_{1}} \cdot \frac{\Delta C'_{1}}{C'_{1}}$$

$$(4)$$

ここで、 $C_1' \equiv C_1/S_1$ (j=1,2)、 $\Delta C_1' = C_2' - C_1'$ 、 $\Delta k_1 = k_2 - k_1$ であり、変化量は微小としているため 1 次近似を考慮している。実際には、式(4)は厳密に成り立たず、検出器位置によって測定誤差を生じる。しかしながら、これらの比 R を取ると、 $R = (-\rho_1) \cdot (\Delta C_1'/C_1)/(\Delta k_1/k_1)$ となり、体系に生じる変化が線形的である範囲では一定値を取ることが分かる。したがって、燃焼に伴う ADS 反応度変化は線形的であり、結果として CTF 法による燃焼反応度推定値の参照値との相対差異が燃焼期間に依らず一定となったと推察される。

Appendix C

以下では、CTF 法による実効増倍率推定値の空間依存性が反射体領域で小さい理由について、 1 群の円筒体系の拡散理論に基づいて考える。

ADS の中性子源は体系の中心にあり、反射体領域では核分裂は起こらないため、1 群拡散方程式は次式のように中性子源を持たない式となる。

$$-D\nabla^2\phi + \Sigma_a\phi = 0 \tag{5}$$

ここで、記号は典型的なものとし、断面積の空間依存性は無視している。ADS は z 軸周りの対称性が良いため、角度依存を無視できる。また、z 方向にはコサイン分布を仮定すれば、径方向の中性子束分布に関する方程式は次式のようになる。

$$-D \cdot \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\phi}{dr} \right) + (DB_z^2 + \Sigma_a) \phi = 0 \tag{6}$$

ここで、z 軸方向の幾何バックリングを B_z とした。式(6)の解は、次式のように変形ベッセル 関数 K_0 と I_0 を用いて表される。

$$\phi(r) = A_1 K_0(\kappa r) + A_2 I_0(\kappa r) \tag{7}$$

ここで、 $\kappa^2 = \frac{DB_2^2 + \Sigma_a}{D}$ であり、 A_1 と A_2 は積分定数である。体系最外周(あるいは最外周から適当な外挿距離離れた位置)で中性子束がゼロになるとする。この位置を $r=R_e$ とすれば、式(7)は次のように変形できる。

$$\phi(r) = A_1 \left\{ K_0(\kappa r) - \frac{K_0(\kappa R_e)}{I_0(\kappa R_e)} I_0(\kappa r) \right\}$$
 (8)

ADS の通常運転時では、計数率の内核分裂によって生じた中性子による寄与を除いた成分 ϵS の燃焼に対する変化は小さいことを確認している 1 。このことから、体系内の拡散係数や吸収断面積の変化は小さく、実効増倍率の変化は中性子源あたりの体系全体の核分裂率積分値の変化によるものであると考えられる。つまり、反射体領域においては式(8)の径方向位置 r に依存する項(相対的な空間分布)は未臨界度によって変化せず、係数 A_1 のみが変化する。CTF 法では、未臨界度が変化する前後の計数率の比を用いるが、r に依存する項はキャンセルアウトしてしまい、結果として反射体領域では実効増倍率推定値に位置依存性がなくなる。

¹ フランス INSTN からのインターンシップ生 Hervé CIBERT 氏による検討結果

上述の議論は、中性子のエネルギー依存性を考慮すると厳密には成り立たなくなる。しかし、 ADS は高速炉系で低速中性子による核分裂率が小さく、上方散乱もないことから、高速中性子の振る舞いは低速な中性子と独立して記述されることが期待できる。 したがって、特に高速中性子に対してのみ感度を有する Th-232 を検出器として用いた場合に反射体領域での位置依存性が小さかったと推察される。

温度変化や形状の変化に伴う未臨界度変化を測定する場合には、拡散係数や吸収断面積が変化する可能性があり、反射体領域でも位置依存性が生じる可能性がある。そのような反応度変化の検知可能性は今後の課題とする。