

# 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

Determination of Accelerator Parameters for Subcriticality Measurement of  
Accelerator-Driven System before Operation

方野 量太 西原 健司 近藤 恭弘 明午 伸一郎

Ryota KATANO, Kenji NISHIHARA, Yasuhiro KONDO and Shin-ichiro MEIGO

原子力科学研究部門

原子力科学研究所

原子力基礎工学研究センター

分離変換技術開発ディビジョン

Partitioning and Transmutation Technology Division

Nuclear Science and Engineering Center

Nuclear Science Research Institute

Sector of Nuclear Science Research

March 2022

Japan Atomic Energy Agency

日本原子力研究開発機構

JAEA-Research

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 JAEA イノベーションハブ 研究成果利活用課  
〒 319-1195 茨城県那珂郡東海村大字白方 2 番地 4  
電話 029-282-6387, Fax 029-282-5920, 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 Institutional Repository and Utilization Section, JAEA Innovation Hub, Japan Atomic Energy Agency.  
2-4 Shirakata, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-1195 Japan  
Tel +81-29-282-6387, Fax +81-29-282-5920, E-mail:ird-support@jaea.go.jp

## 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

日本原子力研究開発機構 原子力科学研究部門 原子力科学研究所  
原子力基礎工学研究センター 分離変換技術開発ディビジョン

方野 量太、西原 健司、近藤 恭弘<sup>+1</sup>、明午 伸一郎<sup>+1</sup>

(2021年12月1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)はいかなる状態においても未臨界であることが測定によって確かめられる必要がある。これまでの検討で、運転前段階において所定の未臨界度へ安全かつ効率的に近接する手順を考案した。本手順では、未臨界度の絶対値測定が可能な面積比法によって初期状態の未臨界度校正点を与える。しかし、面積比法はパルス中性子源を用いるが、現実的に測定を行うための具体的な加速器のパラメータについては未検討であった。本検討では、未臨界度の測定不確かさに検出器の不感時間に起因する不確かさと計数率の統計的不確かさを考慮し、加速器パラメータを決定した。加えて、検出器に核分裂計数管の使用を仮定した場合のサンプル核種の塗布量の概算を行った。

**Determination of Accelerator Parameters for Subcriticality Measurement of  
Accelerator-Driven System before Operation**

Ryota KATANO, Kenji NISHIHARA, Yasuhiro KONDO<sup>+1</sup> and Shin-ichiro MEIGO<sup>+1</sup>

Partitioning and Transmutation Technology Division  
Nuclear Science and Engineering Center  
Nuclear Science Research Institute  
Sector of Nuclear Science Research  
Japan Atomic Energy Agency  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received December 1, 2021)

It has to be confirmed that the accelerator-driven system (ADS), which is dedicated to transmuting minor actinides, is subcritical in any state by measurements. In the previous research, we have proposed a procedure in which the core safely and efficiently approaches the target subcriticality before the operation. In this procedure, the reference value of the subcriticality at the initial state is measured by the area ratio method capable of the absolute value measurement. The area ratio method uses a pulsed neutron source. However, specific and practical parameters of the accelerator for the area ratio method have not been determined. In this study, we determined the accelerator parameters with the consideration of the uncertainties derived by the dead-time of the detector and the statistical error of the count ratio. In addition, we estimate the coating amount of the sample nuclide in the assumption of the use of the fission chambers.

Keywords: Accelerator-Driven System, Proton Beam Accelerator, Pulsed Neutron Source Method

---

<sup>+1</sup> Nuclear Transmutation Division, J-PARC Center

目 次

1. 序論-----	1
2. 不確かさの定式化-----	2
2.1 不感時間に起因する不確かさ-----	2
2.2 計数率の統計的不確かさ-----	4
2.3 未臨界度測定不確かさ-----	5
2.4 $D(t_w, f)$ 曲線の定義-----	5
3. パラメータ検討-----	8
3.1 炉心パラメータの計算 -----	8
3.2 加速器パラメータの決定-----	9
3.3 核分裂計数管のサンプル核種塗布量-----	10
3.4 今後の課題-----	10
4. 結論-----	15
参考文献-----	16

Contents

1. Introduction -----	1
2. Formulation of Measurement Uncertainty -----	2
2.1 Uncertainty Derived from Dead Time-----	2
2.2 Statistical Uncertainty of Count Rate-----	4
2.3 Uncertainty of Subcriticality-----	5
2.4 Definition of $D(t_w, f)$ Curve -----	5
3. Determination of Parameters-----	8
3.1 Calculation of Core Parameters -----	8
3.2 Determination of Accelerator Parameters-----	9
3.3 Coating Amount of Sample Nuclide of Fission Chamber -----	10
3.4 Future Tasks-----	10
4. Concluding Remarks -----	15
References -----	16

表リスト

Table 3-1 重核種の重量比 ----- 11  
 Table 3-2 炉心パラメータ計算結果 ----- 11

図リスト

Fig. 2-1 未臨界度近接手順の説明 -----7  
 Fig. 2-2 面積比法の説明 -----7  
 Fig. 3-1 炉心体系図 ----- 12  
 Fig. 3-2 未臨界度校正時（実効増倍率: 0.82）の $D(t_w, f)$  曲線図----- 13  
 Fig. 3-3 燃料装荷後（実効増倍率: 0.98）の $D(t_w, f)$  曲線図----- 14

## 1. 序論

日本原子力研究開発機構（JAEA）では、高レベル放射性廃棄物から分離されるマイナーアクチノイド（MA: Minor Actinide）の核変換を目的として、加速器駆動システム（ADS: Accelerator-Driven System）の研究開発を行っている<sup>1,2)</sup>。JAEA で検討している ADS は、MA 窒化物を燃料とした未臨界炉心と 1.5 GeV の陽子ビームをターゲットである鉛ビスマス共晶合金（LBE: Lead Bismuth Eutectic）に照射することで発生する核破砕中性子源からなるシステムである。ADS は多量の MA を装荷するため、実効遅発中性子割合が小さい（200 pcm 未満）、ドップラー反応度が小さい、といった特徴を持つため、炉心を未臨界とすることで安全性・制御性を高めている。一方、炉心の未臨界度が浅いほど、核分裂連鎖反応が持続し、中性子経済が効率化されるため、より多くの MA 核変換量が期待できる。ADS では核破砕中性子源を外部中性子源として MA の核分裂連鎖反応によって生じる核分裂中性子を用いた核変換を狙っているため、安全性と経済性どちらも考慮した適切な未臨界度（現在の設計ではサイクル初期実効増倍率が 0.98）が設定される。したがって、ADS が常に未臨界であること、また所定の未臨界度であることが測定によって確かめられなければならない。

これまでの検討で、ADS の運転前段階において決して臨界に達することなく安全に所定の未臨界度へ近接される手順を考案した<sup>3)</sup>。本手順では、MA の自発核分裂源を用いた中性子源増倍法（NSM 法: Neutron Source Multiplication 法）<sup>4)</sup>によって未臨界度の監視を行う。MA の自発核分裂源を用いることから、燃料装荷中に加速器を用いることなく、連続的に未臨界度を監視することが可能となる。NSM 法は燃料装荷前後の相対的な未臨界度変化のみを測定する手法であるので、十分深い未臨界度の初期状態において 1.5 GeV の陽子ビームを用いた面積比法<sup>5)</sup>の測定を実施し、未臨界度を校正する。

本検討では提案した手順の具体化検討として、実用的な測定を行うための加速器パラメータの決定を行う。また、今後の運転シナリオ策定に向けたフィードバックを行うため、検出器の仕様や測定時間についての検討も行う。

第 2 章では、面積比法の測定誤差として不感時間に起因する計数率の不確かさと、ポアソン分布を仮定した計数率の統計的不確かさの式導出を行う。第 3 章では、加速器パラメータの決定に必要な炉心パラメータの計算条件と結果を示し、得られたパラメータを代入して測定が成立する条件を決定する。第 4 章を結論とする。

## 2. 不確かさの定式化

これまでの検討で、所定の未臨界度へ安全かつ効率的に近接する手順として、未臨界近接手順を考案した<sup>3)</sup>。本手順では、十分深い未臨界度の初期状態において、運転時と同じ 1.5 GeV の陽子加速器を用いて面積比法の測定を実施して未臨界度の校正を行ったのち、MA 燃料の自発核分裂源を用いた NSM 法によってビーム窓・燃料交換装置の置換や燃料集合体装荷に伴う未臨界度変化を監視し、次のステップに装荷すべき燃料集合体数を予測する (Fig. 2-1)。

面積比法は、パルス中性子源法に分類される手法の一つで、未臨界度の絶対値測定が可能である。面積比法では、測定対象の未臨界体系に周期パルス中性子を打ち込み、パルス中性子入射後の中性子計数率の即発中性子成分と遅発中性子成分の比からドル単位の未臨界度を測定する (Fig. 2-2)。ドル単位の未臨界度は Fig. 2-2 中の即発中性子成分の面積  $A_p$  と遅発中性子成分の面積  $A_d$  を用いて  $(-\rho) = A_p/A_d$  として求められる。

面積比法ではパルス中性子源を用いることから、パルス入射直後の炉心内の高速中性子の計数率が大きくなり、不感時間に起因する測定不確かさが混入する。不感時間の影響を低減するためには、パルス当たりの中性子源強度を小さくする必要がある。しかし、MA の自発核分裂源に起因する定常的なバックグラウンド成分を除去する必要があることから、計数率の遅発中性子成分の統計的不確かさを低減するためには、時間平均のパルス中性子源強度は大きい方がよい。すなわち、加速器のピーク電流値、パルス幅、パルス繰り返しに応じて面積比法の測定精度が変化する。本検討では、運転時と同じ 1.5 GeV の陽子加速器の使用を仮定し、不感時間に起因する不確かさと計数率の統計的不確かさとの線形和を測定不確かさとみなす場合、測定不確かさがある値より小さくなるために必要な加速器パラメータの条件探索を行う。

### 2.1 不感時間に起因する不確かさ

未臨界体系に周期的なパルス中性子に打ち込むと、パルス中性子入射後の計数率の即発中性子成分は瞬間的に増加し、その後指数関数的に急峻に減衰する。検出器の不感時間によって計数に数え落としが生じると、測定される見かけの即発中性子成分の面積と真値には差が生じ、測定される未臨界度に不確かさが生じる。本検討では、見かけの面積比と真の面積比との相対差異を面積比法の不確かさであると仮定し、この不確かさをある値より小さくとどめるために許容される計数率の最大値の定式化を行う。

今、一点炉近似を仮定し、即発中性子減衰定数を  $\alpha$ 、パルス幅を  $t_w$ 、パルス入射後の計数率の最大値を  $C_{p,max}$  とすると、矩形パルス入射後の即発成分の計数率  $c_p(t)$  は次式で与えられる。

$$c_p(t) = \begin{cases} \frac{1 - \exp(-\alpha t)}{1 - \exp(-\alpha t_w)} C_{p,max} & \text{for } t < t_w \\ \exp\{-\alpha(t - t_w)\} C_{p,max} & \text{for } t > t_w \end{cases} \quad (1)$$

即発中性子成分はパルス周期内で十分減衰しているとみなせる。したがって、即発中性子成分の面積  $A_p$  は式(1)を  $t = 0 \sim \infty$  の範囲で積分することで次式のように得られる。

$$A_p = \frac{C_{p,max} t_w}{1 - \exp(-\alpha t_w)} \quad (2)$$

ここで、検出器の不感時間を $t_d$ とし、数え落としによる計数率の低下が定常時の非まひ型モデル<sup>6)</sup>と同じ式で与えられると仮定すると、見かけの計数率 $\tilde{c}_p(t)$ は次式で与えられる。

$$\tilde{c}_p(t) = \frac{c_p(t)}{1 + c_p(t)t_d} \quad (3)$$

したがって、実際に測定される即発成分の見かけの面積 $\tilde{A}_p$ は式(3)を同様に $t = 0 \sim \infty$ の範囲で積分することで次式のように得られる。

$$\tilde{A}_p = \frac{C_{p,max}t_w}{1 - \exp(-\alpha t_w) + C_{p,max}t_d} \cdot \left\{ 1 + \frac{\ln(1 + C_{p,max}t_d)}{\alpha t_w} \right\} \quad (4)$$

本検討では、式(2)と式(4)の相対差異を面積比法による未臨界度測定結果の不感時間に起因する相対不確かさと仮定する。

パルス幅が十分小さく、パルスがほぼデルタ関数とみなせるとき、式(2)と式(4)の相対差異 $\delta$ は次式で与えられる。

$$\delta \equiv \frac{A_p - \tilde{A}_p}{A_p} = 1 - \frac{\ln(1 + C_{p,max}t_d)}{C_{p,max}t_d} \quad (5)$$

不感時間起因の不確かさの許容値を $\epsilon_{pns}$ とし、この相対差異が $\epsilon_{pns}$ よりも小さく抑えられるための $C_{p,max}$ の条件は、 $C_{p,max}t_d \ll 1$ と仮定すると次式で与えられる。

$$C_{p,max} < \frac{2\epsilon_{pns}}{t_d} \quad (6)$$

一方、パルス幅が即発成分の応答の早さに比べて十分に長い場合 ( $\alpha t_w \gg 1$ )、式(2)と式(4)の相対差異は次式で与えられる。

$$\delta = \frac{C_{p,max}t_d}{1 + C_{p,max}t_d} \quad (7)$$

この相対差異が $\epsilon_{pns}$ より小さくなる計数率は次式で与えられる。

$$C_{p,max} < \frac{\epsilon_{pns}}{1 - \epsilon_{pns}} \cdot \frac{1}{t_d} \quad (8)$$

式(6)と式(8)から、 $\epsilon_{pns} \ll 1$  とすると、 $C_{p,max}$ の上限は $\epsilon_{pns}$ に比例することがわかる。ここから $\epsilon_{pns}$  についての摂動論的考察から、次式が得られる。

$$C_{p,max} < \frac{1 - \exp(-\alpha t_w)}{Y(\alpha t_w)} \cdot \frac{\epsilon_{pns}}{t_d} \quad (9)$$

ここで、 $Y(\mu)$ は以下で定義される。

$$Y(\mu) = 1 - \frac{1 - \exp(-\mu)}{\mu} \quad (10)$$

式(9)は  $\epsilon_{pns} \ll 1$  の時、 $t_w \rightarrow 0$  で式(6)に、 $\alpha t_w \gg 1$  で式(8)に一致する。

なお、パルス中性子源法の数え落としによる影響に関する研究<sup>7)</sup>において、見かけの計数率が一般的に用いられるまひ型または非まひ型モデルに厳密には従わないことが指摘されている。これは、計数率が非定常であることに加え、一回の核分裂または核破砕で複数の中性子が同時に発生するため各中性子の検出に相関が生じ、中性子の検出がポアソン過程でなくなるためである。しかし、3.2節で述べられる通り面積比法の測定に使用される検出器感度（検出効率）は

非常に小さいため、中性子検出間の相関は無視できる<sup>1</sup>。また、不感時間が小さく  $\alpha t_d < 1$  であれば不感時間内の中性子計数率の時間変化は小さく、定常状態の式で近似できると期待できる。本検討では式導出が容易であることから定常状態の非まひ型モデルを仮定して不確かさの概算を行った。

## 2.2 計数率の統計的不確かさ

一般に、放射線の検出はランダム過程であり、その観測による測定には統計的不確かさが含まれる。中性子の検出がポアソン分布に従うと仮定すると、計数率の標準偏差は測定時間の平方根に反比例して小さくなる。本検討では計数率の統計的不確かさから伝播する面積比の不確かさを考え、この不確かさをある値より小さくするために必要な測定時間について定式化を行う。以下では統計的不確かさは  $1\sigma$  とする。

即発成分と遅発成分の相関を無視すると、未臨界度の相対不確かさは次式で与えられる。

$$\frac{\Delta(-\rho)}{(-\rho)} = \sqrt{\left(\frac{\Delta A_p}{A_p}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_d}{A_d}\right)^2} \quad (11)$$

パルス間隔を  $T$  とすると、パルス平均の計数率の即発中性子成分は  $A_p/T$  で与えられるため、即発成分の相対不確かさは次式で与えられる。

$$\frac{\Delta A_p}{A_p} = \sqrt{\frac{T}{A_p T_m}} \quad (12)$$

測定上、遅発成分は自発核分裂源由来のバックグラウンド (BG) 成分との和として与えられる計数率から、別に測定する BG 成分を差し引くことで得られる。遅発成分の計数率を  $C_d$ 、BG 成分の計数率を  $C_{BG}$  とすると遅発成分の相対不確かさは次式で与えられる。なお、BG 成分の計数率の測定は十分長時間で測定され、BG 成分の計数率の不確かさは十分小さいものとする。

$$\frac{\Delta C_d}{C_d} = \frac{\Delta A_d}{A_d} = \sqrt{\frac{1 + C_{BG} / C_d}{C_d T_m}} \quad (13)$$

ここで、 $A_d = C_d T = A_p / (-\rho)$  であることに注意すると、式(11)は次式に変形される。

$$\frac{\Delta(-\rho)}{(-\rho)} = \sqrt{\frac{1}{T_m} \cdot \frac{1 + \left(1 + \frac{C_{BG}}{C_d}\right) \cdot (-\rho)}{\left(\frac{A_p}{T}\right)}} \quad (14)$$

したがって、面積比の統計的不確かさの許容値を  $\epsilon_{mes}$  とすると、面積比の統計的不確かさが  $\epsilon_{mes}$  より小さくなるために必要な測定時間は次式を満たす。

<sup>1</sup> ポアソン過程からのずれを表す  $Y_\infty$  (あるゲート幅の中性子計数の分散と平均の比から 1 を引いたもの) は検出効率に比例する<sup>8)</sup>ため、検出効率が小さくなるにつれ中性子の検出がポアソン過程に従うようになる。

$$T_m > \frac{1 + \left(1 + \frac{C_{BG}}{C_d}\right) \cdot (-\rho)}{\left(\frac{A_p}{T}\right) \cdot \epsilon_{mes}^2} \quad (15)$$

### 2.3 未臨界度測定不確かさ

式(15)に式(2)を代入すると次式を得る。

$$T_m > \frac{1 + \left(1 + \frac{C_{BG}}{C_d}\right) \cdot (-\rho)}{\left(\frac{t_w}{T}\right) \cdot \frac{C_{p,max}}{1 - \exp(-\alpha t_w)} \cdot \epsilon_{mes}^2} \quad (16)$$

測定時間を短縮するためには、 $C_{p,max}$ を大きくとれば良いが、不感時間に起因する不確かさのため、式(9)によって $C_{p,max}$ の上限は抑えられている。したがって、測定時間の下限値は $C_{p,max}$ が式(9)で与えられる上限値を取るとき最小化される。この時、式(16)は次式で与えられる。

$$T_m > \frac{1 + \left(1 + \frac{C_{BG}}{C_d}\right) \cdot (-\rho)}{\epsilon_{pns} \cdot \epsilon_{mes}^2} \cdot t_d \cdot \frac{Y(\alpha t_w)}{\left(\frac{t_w}{T}\right)} \quad (17)$$

ここで、面積比法による未臨界度測定不確かさが単純和 $\epsilon = \epsilon_{mes} + \epsilon_{pns}$ で与えられると仮定する。この場合、式(17)の分母は $\epsilon_{pns} \cdot (\epsilon - \epsilon_{pns})^2$ となることから $\epsilon_{pns} = \epsilon/3$ で式(17)の分母が最大化され、測定時間の下限値が最小化される。したがって、測定時間について次の不等式を得る。

$$T_m > \frac{27}{4} \cdot \frac{1 + \left(1 + \frac{C_{BG}}{C_d}\right) \cdot (-\rho)}{\epsilon^3} \cdot t_d \cdot \frac{Y(\alpha t_w)}{\left(\frac{t_w}{T}\right)} \quad (18)$$

また、 $C_{p,max}$ の条件式(9)は次式に書き直される。

$$C_{p,max} < \frac{1 - \exp(-\alpha t_w)}{Y(\alpha t_w)} \cdot \frac{\epsilon}{3t_d} \quad (19)$$

### 2.4 $D(t_w, f)$ 曲線の定義

ADSはMA燃料を装荷しているため、自発核分裂源（主に Cm-244）に起因するBG成分が存在する。計数率の遅発中性子成分はパルス平均のビーム電流値（すなわち、パルス平均の中性子源強度）に比例する一方で、BG成分は一定の値を取る。今、測定時のビーム電流値を $I$ 、計数率の遅発中性子成分がBG成分と等しくなる時のビーム電流値を $I_{BG}$ とすると次式を得る。

$$\frac{C_{BG}}{C_d} = \frac{I_{BG}}{I} \quad (20)$$

また、式(2)、式(20)、および $A_d = C_d T = A_p / (-\rho)$ であることに注意すると、次式が得られる。

$$C_{p,max} = \frac{1 - \exp(-\alpha t_w)}{t_w} \cdot T \cdot (-\rho) \cdot \frac{I}{I_{BG}} \cdot C_{BG} \quad (21)$$

ここで、BG成分に自発核分裂源由来の中性子のみを考慮し、自発核分裂源由来の中性子束を $\phi_{BG}$ 、検出器感度を $S$ とすると、 $C_{BG} = S\phi_{BG}$ となるため、次式を得る。

$$C_{p,max} = \frac{1 - \exp(-\alpha t_w)}{t_w} \cdot T \cdot (-\rho) \cdot \frac{I}{I_{BG}} \cdot S \phi_{BG} \quad (22)$$

式(20)を式(18)に、式(22)を式(19)に代入し整理すると、検出器感度と測定時間をパラメータとする次の2つの不等式を得る。

$$D(t_w, f) > \frac{27}{4} \cdot \frac{1 + \left(1 + \frac{I_{BG}}{I}\right) \cdot (-\rho)}{\epsilon^3 \cdot T_m} \cdot t_d \quad (23)$$

$$D(t_w, f) > \frac{3t_d}{\epsilon} \cdot (-\rho) \cdot \frac{I}{I_{BG}} \cdot S \phi_{BG}$$

ただし、 $f$ はパルス繰り返し（pulse repetition rate）で  $f = 1/T$  であり、 $D(t_w, f)$ は次式で定義される。

$$D(t_w, f) \equiv f \cdot \frac{t_w}{Y(\alpha t_w)} \quad (24)$$

なお、 $D(t_w, f)$  は  $t_w \rightarrow 0$ の時、すなわち、パルスがデルタ関数の時、 $D(t_w, f) \rightarrow 2f/\alpha$ 、すなわち即発中性子減衰定数で規格化されたパルス繰り返しの2倍の値となり、 $\alpha t_w \gg 1$ の時、 $D(t_w, f) \rightarrow f t_w$ 、すなわち加速器のデューティ比（duty factor）となる。

式(23)に現れる値のうち、炉心の状態で決まるパラメータである $\alpha$ 、 $(-\rho)$ 、および $\phi_{BG}$ 、検出器の仕様で決まる $t_d$ および $S$ 、許容される測定時間 $T_m$ および不確かさ $\epsilon$ は与条件である。したがって、これらの値を与条件として、式(23)を満たす加速器パラメータであるビーム平均電流値 $I$ 、パルス幅 $t_w$ 、パルス繰り返し $f$ を探索する問題に換言された。例えば、式(23)からわかる通り、パルス繰り返し、またはパルス幅を小さくするためには、許容不確かさが大きい、測定時間が長い、不感時間が小さい、未臨界度が小さい、あるいは検出器感度が小さいことが求められる。

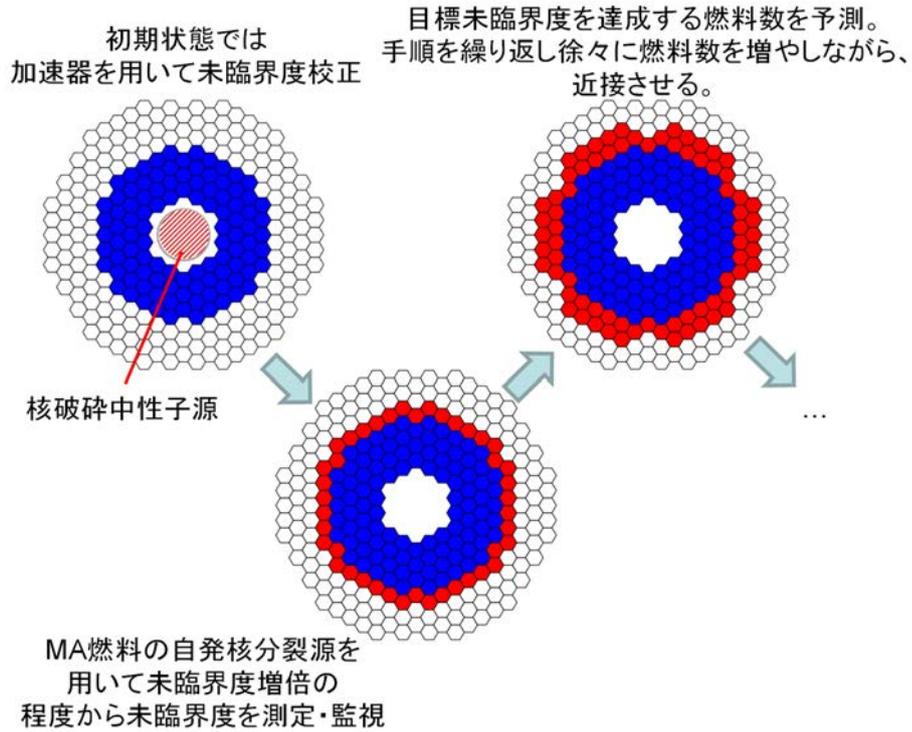


Fig. 2-1 未臨界度近接手順の説明

(青色: 初期状態集合体位置、赤色: 追加される集合体、白色: 集合体装荷予定位置)

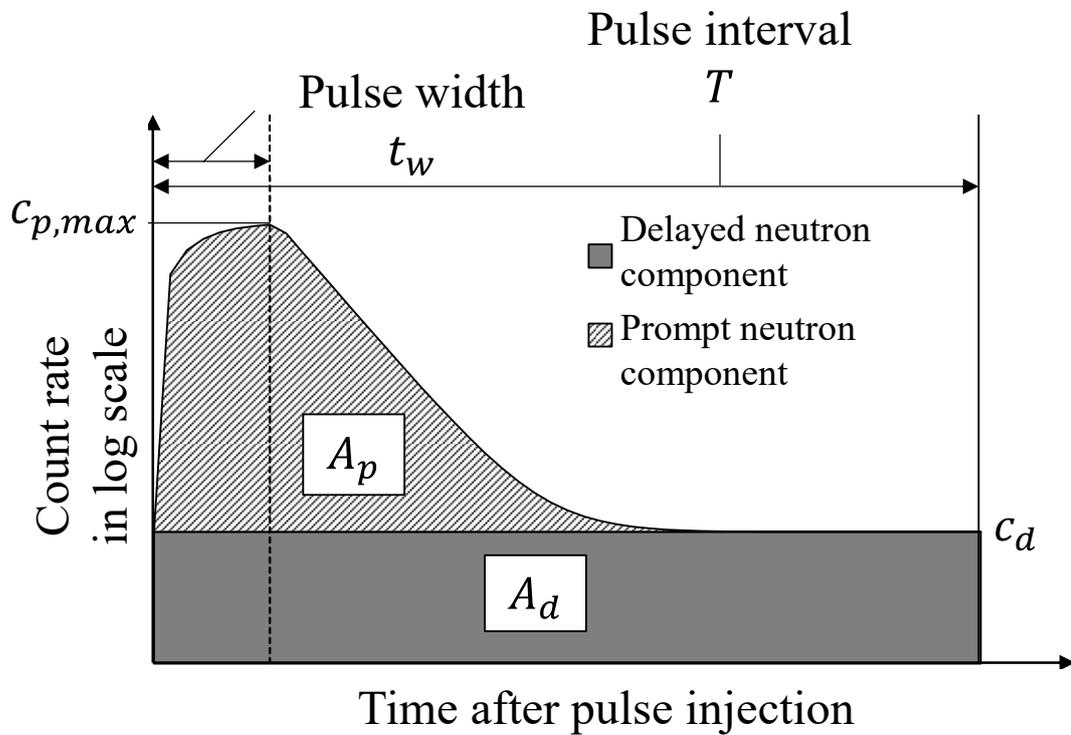


Fig. 2-2 面積比法の説明

### 3. パラメータ検討

前章の式導出から、炉心の状態で決まるパラメータを与条件として $D(t_w, f)$ 曲線が式(23)を満たすような加速器パラメータの探索が必要であることがわかった。本章では具体的な炉心パラメータの計算結果を示し、加速器パラメータの探索結果を示す。

#### 3.1 炉心パラメータの計算

与条件である炉心パラメータを計算するため、本検討では連続エネルギーモンテカルロ計算コード MCNP6.2<sup>9)</sup>を用いた。本検討の計算モデルは JAEA で検討している ADS<sup>1)</sup>に基づいており、径方向の出力分布を平坦化するために燃料母材である窒化ジルコニウムの重量割合が異なる内側燃料集合体 102 体と外側燃料集合体 174 体の計 276 体からなる二層炉心で、固有値計算によるサイクル初期の実効増倍率は約 0.98 である。本検討での窒化物燃料に対する窒化ジルコニウムの重量比は内側燃料で 41.5 wt%、外側燃料で 31.7 wt%である。Table 3-1 に重核種の重量比を示す。なお、重核種の重量比は内側燃料と外側燃料で同一のものを使用すると仮定した。Fig 3.1 に計算モデル炉心の断面図を示す。

運転前での面積比法による未臨界度測定は十分深い未臨界度の初期状態における未臨界度校正のために最低 1 回は実施される必要があるが、未臨界度近接では燃料装荷中は中性子源増倍法による未臨界度の相対的な変化のみが監視されるため、未臨界度校正および各燃料装荷ステップの測定誤差が後段へと伝播する。燃料をすべて装荷した後の未臨界度の確度を向上させるためには、面積比法による未臨界度の再測定が望ましい。そこで本検討では、炉心初期状態（集合体数 102 体）と燃料装荷後（集合体数 276 体）の両方について、炉心パラメータの計算を行った。

文献 3)の検討では、運転前の未臨界度校正時には内側燃料集合体 102 体のみが装荷されている状態を仮定した。また、外側燃料集合体位置には反射体を装荷しており、燃料は反射体との置換を以って装荷されると仮定した。この時の固有値計算による実効増倍率は約 0.82 で、ドル単位の未臨界度 $(-\rho)$ は約 120\$であり、即発中性子減衰定数 $\alpha$ は $4 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ であった。なお、内側燃料集合体 102 体から発せられる自発核分裂源強度は $6 \times 10^{11} \text{ n/s}$ であった。

一般に面積比法では検出器の位置によって測定結果が依存する。文献 3)の検討において、1.5 GeV 陽子ビームと LBE ターゲットによる核破砕中性子源を外部中性子源として固定源計算を行い、面積比法の測定に最適な検出器位置の探索も行った。U-238 核分裂計数管を使用すると仮定した場合の最適検出器位置は Fig. 3-1 に示されている（軸方向位置は燃料領域の中心とした）。なお、Fig. 3-1 には外側燃料領域も図示しているが、未臨界度校正時には燃料は装荷されていない状態である。この位置での自発核分裂源由来の中性子束 $\phi_{BG}$ を求めるために、別途燃料内に一様分布する自発核分裂源を外部中性子源とする固定源計算を行った。ただし、検出器の詳細な形状が定まっていないことや、計算モデルの簡略化のため、MCNP6.2 メッシュタリー機能を利用し、Fig. 3-1 でハッチングした領域の内部（x 方向 11.64 cm、y 方向 6.725 cm、z 方向 5 cm）で平均化した中性子束を求めた。検出器やガイドチューブ等の周辺の詳細な構造も考慮していない。これらは今後の課題である。

核破砕中性子源を外部中性子源とした面積比法の計算を行い、1 陽子当たりの中性子束の遅発中性子成分を求め、核破砕中性子源によって形成される中性子束の遅発中性子成分が、自発核分裂源由来の中性子束レベルと等しくなるパルス平均のビーム電流値  $I_{BG}$  を計算した。未臨界面度校正時では  $I_{BG} \approx 0.2 \mu\text{A}$  と計算された。 $I_{BG} \approx 0.2 \mu\text{A}$  をパルス平均の核破砕中性子源強度に換算すると  $6 \times 10^{13}$  n/s 程度であったが、検出される中性子のうち遅発中性子成分は全体の 1 %程度 ( $\because A_d = A_p/(-\rho)$ ,  $(-\rho) \approx 120 \$$ ) であることから、未臨界面度校正時では自発核分裂源強度の 100 倍程度の強度が必要であることを示している。

計算によって得られた燃料装荷前後の炉心パラメータの比較を Table 3-2 に示す。

文献 3)の検討で面積比法の検出器位置依存性に起因する未臨界面度不確かさは 20 %程度と暫定的に決められた。本検討で考慮する測定不確かさはこの値より十分小さいものとして、 $\epsilon = 2 \%$ を仮定した。

中性子検出器には、ガンマ線のパルスを容易に弁別でき、かつ低計数率でも使用が可能な核分裂計数管の使用を想定した。核分裂計数管は一般に不感時間が  $\mu\text{s}$  オーダー<sup>10)</sup>である。本検討では、不感時間を  $t_d = 1 \mu\text{s}$  とした。

### 3.2 加速器パラメータの決定

与条件が前項の通り得られたため、式(23)を満たす加速器パラメータについて考える。ただし、本検討ではパルス幅は  $t_w = 10 \mu\text{s}$  で固定した。不感時間の影響は検出器の応答が最大計数率を取る周辺で強く現れるため、パルス幅が狭いほど最大値に近い値を取る時間が短くなり面積比の測定における不感時間の影響を低減できるが、数  $\mu\text{s}$  以下のパルス成形は難しいと予想される。また、加速器のピーク電流値は不感時間の影響を低減するために小さい方が望ましいが、定常運転時と大きく異なる電流値を使用する場合にはビームモニタの設定変更などを要することから、自由度に制約のあるパラメータである。定常運転時には陽子加速器はおよそ 20 mA の連続ビームで運転されることが想定されていることから、本検討ではピーク電流値を 3 mA と仮定した。

今、パルス幅とピーク電流値が固定であるため、式(23)はパルス繰り返し(またはパルス平均のビーム電流値)のみの最適化問題となる。Fig. 3-2 に、炉心が未臨界面度校正を行う初期状態において、いくつかの検出器感度および許容測定時間について式(23)の曲線および  $D(t_w, f)$  を横軸をパルス繰り返しまたはパルス平均ビーム電流値として図示する。なお、核破砕中性子源による計数率の遅発中性子成分と BG 成分との弁別をよくするため、平均電流値は  $I > 2 \mu\text{A}$  の範囲での検討を行った。Fig. 3-2 から  $D(t_w, f)$  が式(23)を満たすためには検出器の感度は  $S < 10^{-11}$  cps/nv である必要があることがわかる。また、実用的な連続測定時間は  $T_m < 10$  h 程度とすると、 $D(t_w, f)$  が式(23)を満たすためにはパルス繰り返しはおよそ 200 Hz、パルス平均のビーム電流値は  $6 \mu\text{A}$  程度であることがわかった。

同様に、燃料装荷後のパラメータの検討を行った。Fig. 3-3 に、燃料装荷後の炉心における Fig. 3-2 と同様の図を示す。Fig. 3-3 から、初期状態でのパルス繰り返しと同じ 200 Hz (パルス平均ビーム電流値  $6 \mu\text{A}$ ) を仮定すると、 $D(t_w, f)$  は  $T_m = 1$  h の曲線の上側に位置しており、1 時間未満での測定が可能であることがわかる。一方、 $S = 10^{-11}$  cps/nv の線よりわずかに下側に

来ていることから、検出器の感度は未臨界度校正時のものよりわずかに低感度のものを用いることが好ましいが、おおむね適合することがわかった。

### 3.3 核分裂計数管のサンプル核種塗布量

前節の検討で、検出器感度は $S < 10^{-11}$  cps/nv である必要があることがわかった。MCNP6.2 による解析では、核分裂計数管のサンプル核種に高速中性子に対して大きな核分裂断面積を持つ U-238 を用いると仮定した場合、今回の検討で求めた最適検出器位置では U-238 の 1 原子当たりの核分裂反応率 $F$ は中性子束 $\phi_{BG} = 4 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に対して $F = 2.0 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}\text{atom}^{-1}$ と計算された。今、検出器中の U-238 が $N$ 個存在し、そのすべての核分裂反応がすべて計数として数えられると仮定すると、 $C_{BG} = NF = S\phi_{BG}$  であるから、検出器感度を $S < 10^{-11}$  cps/nv とすると $N = 2 \times 10^{14} \text{ atom}$ 、すなわち塗布量としては $0.08 \mu\text{g}$ となる。

過去の JAEA での MA 核種を用いた核分裂計数管の製作<sup>11)</sup>では、数  $\mu\text{g}$ ～数十  $\mu\text{g}$  の塗布量であった。核種・元素が異なるが、 $0.1 \mu\text{g}$  未満の塗布量での製作が可能か検討する必要がある。なお、核分裂計数管に Th-232 を用いる場合、中性子束 $\phi_{BG} = 4 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に対して $F = 5.0 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}\text{atom}^{-1}$ であるため、塗布量は約  $0.3 \mu\text{g}$  と増やすことができる。U-238 には熱中性子に対して特に核分裂断面積が大きい U-235 が随伴するため、感度を増加させてしまう可能性がある。劣化ウランを用いるとしても U-235 が 0.2 %程度随伴する。一方で、天然 Th 中の Th-232 の存在比は 100%であることから、Th-232 を用いる方が ADS での面積比法の測定により適している可能性がある。

### 3.4 今後の課題

本検討では、即発中性子減衰定数や未臨界度など炉心の状態によって決まるパラメータを与条件とし、許容測定不確かさ未満で面積比法の測定が可能な加速器パラメータの探索を行った。本検討では検出器の不感時間に起因する測定誤差と中性子検出がポアソン過程に従うと仮定した場合の計数率の統計誤差を考えたが、不感時間補正が可能であればより大きな計数率が許容され、結果として測定時間の短縮につながる。文献 12)ではパルス中性子源実験における不感時間の測定方法と計数率の補正方法の具体的処方を提示しており、測定時間の短縮に向けてこの手法の適用が期待できる。また、本検討では未臨界度校正に 1.5 GeV の陽子加速器を用いることを仮定したが、運転時とは異なるピーク電流値 3 mA、パルスモードでの運転となるため、運転シナリオ策定時に加速器の調整にかかる時間を見込む必要がある。ただし、炉心上部にビームダンプ部を設けることで、燃料装荷とは並行に行うことができると予想できるので、炉心へのビーム導入部の据付と調整のみ検討すればよい。本検討では、許容測定時間に 10 時間程度を見込んでいた。炉心対称位置に検出器を複数配置することで計数率の統計誤差が改善され、より短い時間で測定できると予想されるが、運転シナリオ策定において 1 日程度要すると見込む必要がある。

Table 3-1 重核種の重量比

核種	重量比 (wt%)	核種	重量比 (wt%)
U-234	0.01	Am-241	24.39
Np-237	36.06	Am-242m	0.05
Pu-238	0.62	Am-243	10.21
Pu-239	14.09	Cm-243	0.02
Pu-240	6.50	Cm-244	3.11
Pu-241	2.81	Cm-245	0.30
Pu-242	1.80	Cm-246	0.03

Table 3-2 炉心パラメータ計算結果

パラメータ	初期状態	燃料装荷後
集合体数	102	276
実効増倍率	0.82	0.98
$(-\rho)$ [\$]	120	10
$\alpha$ [ $s^{-1}$ ]	$4 \times 10^5$	$8 \times 10^4$
$I_{BG}$ [ $\mu A$ ]	0.2	0.07
$\phi_{BG}$ [ $cm^{-2}s^{-1}$ ]	$4 \times 10^8$	$5 \times 10^9$
$F$ [ $s^{-1}atom^{-1}$ ]	$2 \times 10^{-17}$	$2 \times 10^{-16}$

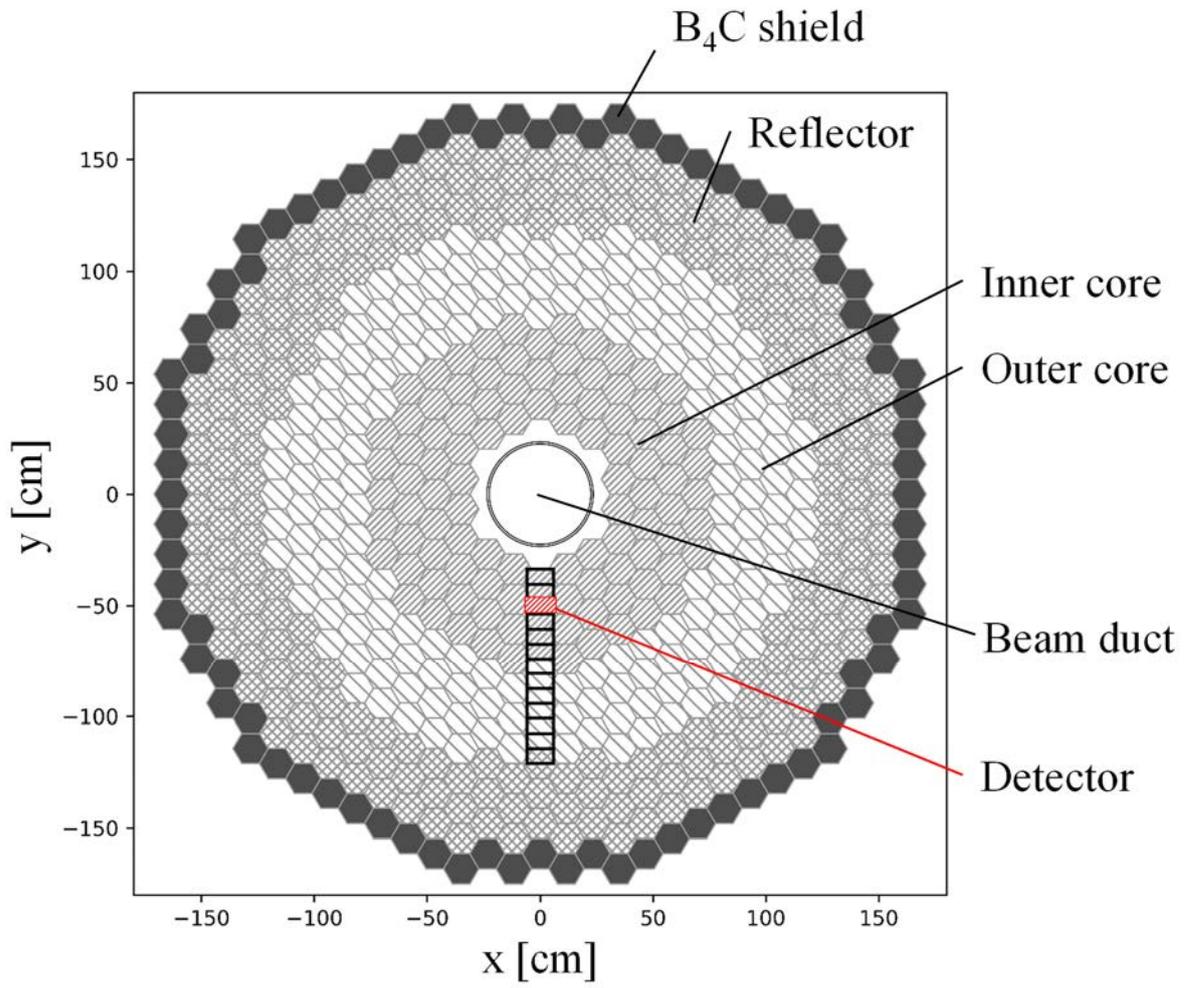
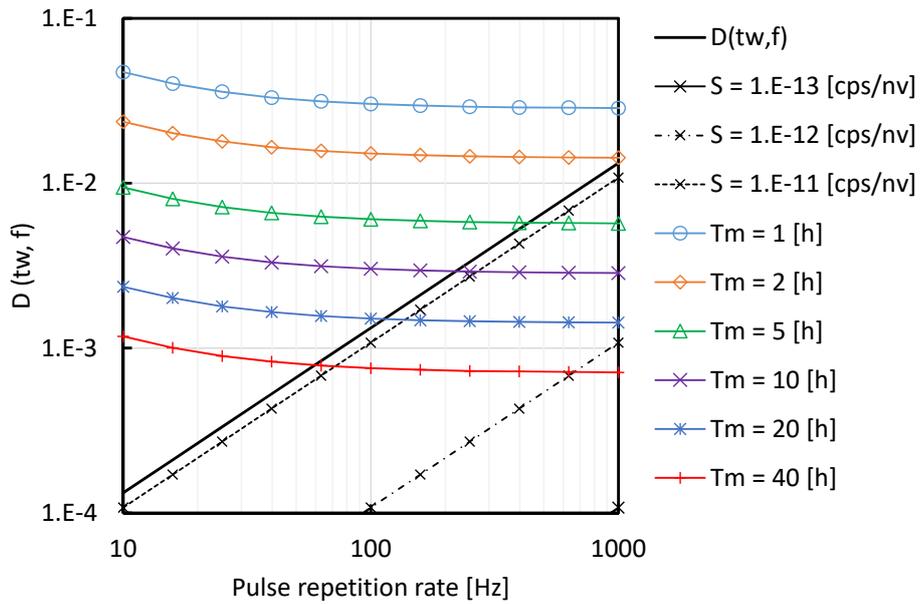
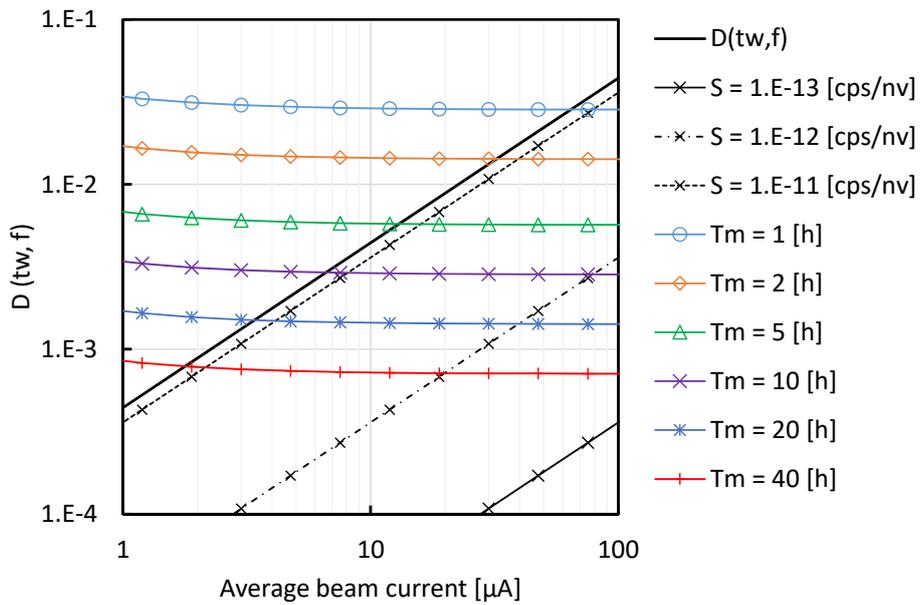


Fig. 3-1 炉心体系图

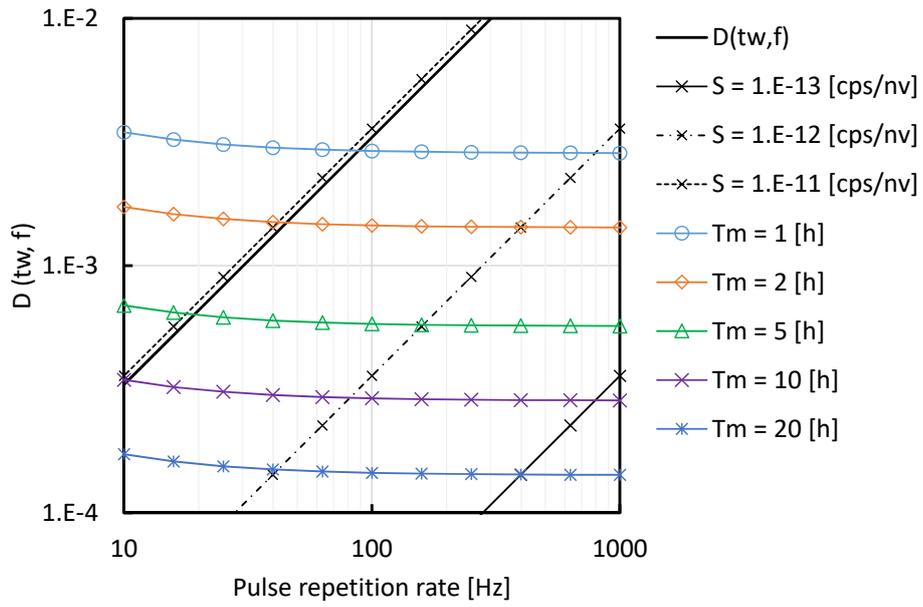


(a) 対パルス繰り返し

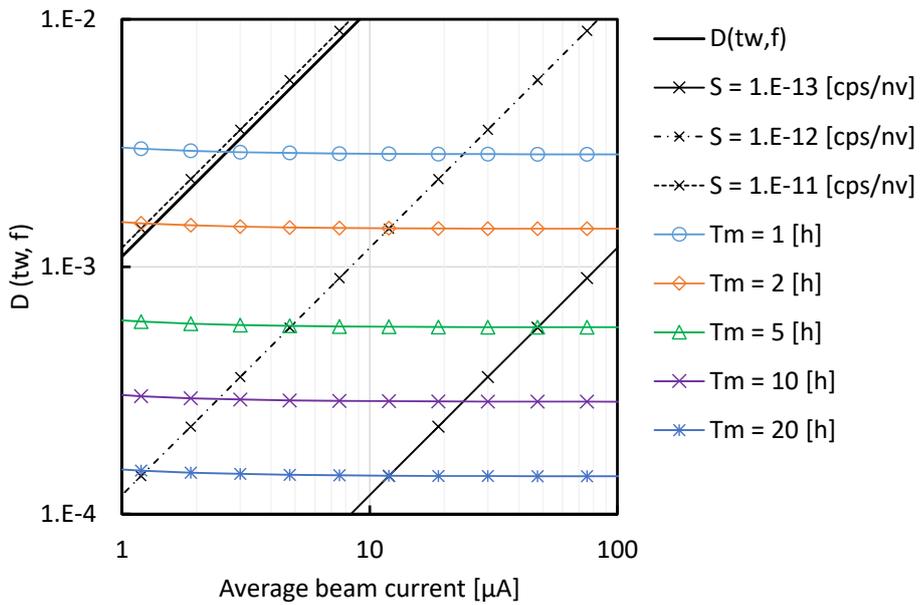


(b) 対パルス平均ビーム電流値

Fig. 3-2 未臨界度校正時 (実効増倍率: 0.82) の  $D(t_w, f)$  曲線図



(a) 対パルス繰り返し



(b) 対パルス平均ビーム電流値

Fig. 3-3 燃料装荷後 (実効増倍率: 0.98) の  $D(tw, f)$  曲線図

#### 4. 結論

運転前の ADS 炉心を安全に所定の未臨界度へ近接させる手順を提案している。この手順では、1.5 GeV の陽子加速器をパルスモードで運転して面積比法の測定を行うことで、初期状態の ADS 炉心の未臨界度校正することを想定している。本報告書では、検出器の不感時間に起因する測定誤差と計数率の統計誤差を考え、これらの線形和が許容誤差未満になる加速器パラメータの探索を行った。その結果、未臨界度の許容測定誤差を 2%、許容測定時間を 10 時間程度とした場合には、ピーク電流値 3 mA、パルス幅 10  $\mu$ s、パルス繰り返し 200 Hz を得た。また、検出器に核分裂計数管を用いることを仮定した場合のサンプル核種の塗布量についても考え、U-238 を用いる場合には 0.08  $\mu$ g、Th-232 を用いる場合には 0.3  $\mu$ g 程度と試算した。また、今後の課題の抽出も行った。

## 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) R. Katano, Subcriticality Determination Methodology during Fuel Loading of Accelerator-Driven System, *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol.59, no.3, 2022, pp.368-381.
- 4) 向山武彦, 中野正文, 溝尾宣辰ほか, 高速炉体系における大きな負の反応度測定(II) 中性子源増倍法, *JAERI-M 6067*, 1975, 21p.
- 5) N. G. Sjöstrand, Measurements on a Subcritical Reactor using a Pulsed Neutron Source, *Arkiv Fysik*, vol.11, 1956, pp.233-246.
- 6) Knoll, G. F. 著, 木村逸郎, 阪井英次訳, 放射線計測ハンドブック (第3版), 日刊工業新聞社, 2001.
- 7) Y. Kitamura, M. Fukushima, Count-loss Effect in Subcriticality Measurement by Pulsed Neutron Source Method; (1) Investigation on Count-loss Effect in Determination of Neutron Decay Constant, *J. Nucl. Sci. Technol.*, vol.51, no.6, 2014, pp.752-765.
- 8) K. Hashimoto, K. Ohya, Y. Yamane, Experimental Investigation of Dead-Time Effect on Feynman- $\alpha$  Method, *Ann. Nucl. Energy*, vol.23, no.14, 1996, pp.1099-1104.
- 9) C. J. Werner, J. S. Bull, C. J. Solomon, et al., MCNP version 6.2 release notes, LA-UR-18-20808, 2018.
- 10) 橋本憲吾, 大澤孝明, 原子炉出力変化法による中性子計数不感時間の測定, *日本原子力学会誌*, vol.36, no.3, 1994, pp.227-231.
- 11) 中村聡志, 木村崇弘, 伴康俊ほか, 電着法を用いたマイナーアクチノイド線源の製作, *JAEA-Technology 2020-009*, 2020, 22p.
- 12) A. Talamo, Y. Gohar, Application of the Backward Extrapolation Method to Pulsed Neutron Sources, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, vol.877, 2018, pp.16-23.



