

修士論文

固有中性子源を用いた  
中性子源増倍法と Feynman- $\alpha$ 法による  
未臨界度測定に関する研究

名古屋大学大学院  
工学研究科博士課程（前期課程）  
マテリアル理工学専攻  
量子エネルギー工学分野  
量子エネルギーシステム工学講座  
エネルギー量子制御工学グループ  
塩澤 武司  
平成 27 年 2 月



# 目次

第1章	序論	1
1.1	背景	1
1.1.1	臨界安全管理の現状	1
1.1.2	未臨界度測定の必要性	2
1.1.3	未臨界度測定法について	3
1.1.4	未臨界度測定における固有中性子源の利用	4
1.2	目的	5
1.3	本論文の構成	6
第2章	京都大学臨界集合体実験装置における未臨界度測定実験	7
2.1	本章の概要	7
2.2	実験体系	7
2.2.1	京都大学臨界集合体実験装置について	7
2.2.2	炉心体系	7
2.2.3	燃料体及び検出器の構成	9
2.2.4	余剰反応度と制御棒価値および臨界時の制御棒配置	11
2.2.5	未臨界体系の構成	12
2.2.6	各未臨界体系の固有中性子源強度	13
2.2.7	測定システム	14
2.3	パルス中性子法による未臨界度の参照値測定	14
2.3.1	理論	15
2.3.2	測定方法	18
2.3.3	結果	21
2.4	中性子源増倍法による未臨界度測定	23
2.4.1	理論	23
2.4.2	測定方法	26
2.4.3	結果	27
2.4.4	考察	28
2.5	Feynman- $\alpha$ 法による未臨界度測定	30
2.5.1	理論	30
2.5.2	測定方法	36
2.5.3	結果	40
2.5.4	考察	41

2.6	本章のまとめ	42
第3章	中性子源増倍法による未臨界度測定値の検出器位置依存性に関する影響評価	44
3.1	本章の概要	44
3.2	検出中性子増倍率に基づく検出器位置依存性評価	44
3.2.1	検出中性子増倍率について	44
3.2.2	検出中性子増倍率に基づく中性子源増倍法	47
3.3	確率論的手法を用いた解析	52
3.3.1	計算手順	52
3.3.2	計算条件	53
3.3.3	計算結果	56
3.3.4	考察	60
3.4	決定論的手法を用いた解析	61
3.4.1	計算手順	62
3.4.2	計算条件	63
3.4.3	計算結果	70
3.4.4	考察	74
3.5	本章のまとめ	77
第4章	Feynman- $\alpha$ 法による未臨界度測定値の動特性パラメータに関する影響評価	79
4.1	本章の概要	79
4.2	動特性パラメータの定義	80
4.2.1	実効遅発中性子割合	80
4.2.2	中性子生成時間	81
4.3	モンテカルロ計算コードを用いた動特性パラメータの評価	82
4.3.1	仮想的な体系における計算結果	83
4.3.2	実際の実験体系における計算結果	86
4.4	考察	90
4.5	本章のまとめ	93
第5章	リアルタイムモニタリングに向けた短時間測定に関する検討	94
5.1	本章の概要	94
5.2	中性子源増倍法	95
5.2.1	データ作成方法	95
5.2.2	結果	96
5.2.3	考察	97
5.3	Feynman- $\alpha$ 法	101
5.3.1	データ作成方法	101
5.3.2	結果	102

5.3.3	考察 .....	104
5.4	手法間の比較.....	108
5.5	本章のまとめ.....	109
第6章	結論と今後の課題.....	110
6.1	結論 .....	110
6.2	今後の課題 .....	112
参考文献	.....	114
謝辞	.....	117
公刊論文リスト	.....	118
APPENDIX. A	MVP の入力ファイル.....	119
APPENDIX. B	SRAC の入力ファイル.....	142
B.1	単位燃料セルの 107 群均質化断面積作成.....	142
B.2	KUCA 実験体系の 16 群均質化断面積作成 .....	145
APPENDIX. C	DANTSYS の入力ファイル .....	151
C.1	固有値計算 .....	151
C.2	マテリアルの入力例.....	155
C.3	固定源計算の初期中性子源分布.....	157
C.3.1	Cf 線源の入力例.....	158
C.3.2	固有中性子源の入力例.....	158
C.4	随伴計算 .....	163
APPENDIX. D	MCNP の入力ファイル .....	164
D.1	入力ファイルの解説.....	164
D.2	使用する核データライブラリについて.....	172
APPENDIX. E	KUCA 実験解析の結果 .....	173

# 第1章 序論

## 1.1 背景

### 1.1.1 臨界安全管理の現状

原子力発電は、エネルギー資源の大半を海外に依存している日本において、エネルギー自給率を向上させる準国産エネルギーとして重要な役割を担ってきた。しかし、2011年3月11日に発生した東日本大震災と、それに伴う東京電力福島第一原子力発電所の事故の影響により原子力発電に対する信頼性が低下し、2015年1月現在では日本国内の全ての原子炉が停止している状態である。一方、2014年4月に策定された「エネルギー基本計画」では、原子力発電所の停止に伴う化石燃料への依存拡大によって、国富の流出や電気料金の上昇、温室効果ガス排出量の急増といった課題が顕在化したことが指摘されている。このため、エネルギー基本計画の中でも、原子力が重要なベースロード電源と位置づけられている。しかし、原子力発電の再開のためには、その安全性の確保が大前提となる。従って、今後は原子力利用における安全性を不断に追求していくことが重要であると述べられている [1]。また、原子力発電所以外に、原子燃料を製造・加工する施設や、使用済み燃料を貯蔵したり再処理したりする施設においても同様に、安全性や信頼性を向上させる取り組みが重要になっていくと考えられる。

使用済み核燃料の貯蔵施設や再処理工場のような、核燃料を大量に取り扱う施設では、潜在的に臨界事故が発生するリスクが存在する。これらの施設では、原子炉における制御棒のような反応度制御設備を有していないため、核燃料が臨界状態に達すると、核分裂の連鎖反応を制御することができなくなり、臨界事故が発生することになる。従って、反応度制御設備を持たない施設では、意図しない核分裂の連鎖反応を未然に防ぎ、十分な安全性を確保する必要がある。以上のような施設において、技術的に想定されるいかなる場合においても体系が臨界に達しないよう臨界安全を確保することを、臨界安全管理という [2]。臨界安全管理の基本的な考え方は、設計において臨界安全性を担保し、製作、施工において設計条件が満たされていることを確認し、運転において設計通り臨界安全を維持できるように管理することである。従って、施設の設計、製作、施工及び運転の各段階で、十分な安全余裕を見込んだ上で体系の未臨界状態を確保する必要がある。具体的には、核燃料の取扱量、濃度、同位体組成、中性子吸収材の使用量、取扱機器の形状や配置など様々なパラメータに対して計算コードによる解析に基づく制限値を設け、この制限を運用中に守ることで臨界安全を確保している [2]。

しかし、以上のような臨界安全管理の問題として、制限値に含まれる安全裕度が極めて大きいという点が挙げられる。臨界安全で用いられる制限値は主に解析に基づいて定められ

るが、解析には多くの不確定要因が関与しているため、十分安全が確保されるように制限値を設定すると、必要以上に安全裕度が見込まれた保守的な値になってしまうのが現状である。制限値が厳しくなればなるほど施設は複雑かつ非効率なものとなるため、経済性に劣ると共に設備の維持管理も煩雑になる。従って、安全性を確保しつつ安全裕度を適正化することが求められている [3]。

### 1.1.2 未臨界度測定の必要性

1.1.1 節で述べた現行の臨界安全管理の問題点に対する一方策として、体系の「未臨界度」を測定する技術の利用が検討されてきた。未臨界度とは、体系が臨界状態からどの程度離れているのかを示す一つの目安とされている値であり、体系の実効増倍率が  $k_{\text{eff}}$  であるとき、未臨界度( $-\rho$ )は次の式(1.1)で表される。

$$(-\rho) = \frac{1 - k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}} \quad (1.1)$$

未臨界度を測定することにより、施設がどの程度安全側に設計されているかを確認することが可能となる。さらに、燃料の形態や濃度、組成、機器の形状など、様々な状態における未臨界度のデータを蓄積することにより、設計段階で設けられる保守的な仮定や、それに基づく制限値の安全裕度の検証を行うこともできる。以上のように、未臨界度の測定結果を運転管理や設計に反映することによって、現行の臨界安全管理の合理化に資することが期待されている [3]。

これに加えて、体系の未臨界度を常時測定・監視する未臨界度モニターを導入し、より確実な臨界安全管理を行うことも検討されている。現状の臨界安全管理においては、臨界事故を未然に防ぐような警報装置が設置されておらず、中性子線や $\gamma$ 線の検出レベルがあらかじめ想定した事故時のレベルに達した後に警報を発する設備に留まっている。しかし、未臨界度をリアルタイムで測定・監視することができれば、何らかの異常により体系が臨界に近づく場合があっても、臨界事故に至る前に異常を定量的に検知し、適切に対処することも可能になると考えられている [3]。このような未臨界度監視は、近年研究が進められている加速器駆動システム (ADS) においても必要な技術である。ADS の炉心は未臨界を維持したまま運転するように設計されるため、現行の原子炉のような反応度制御系を持たない。従って、炉心の未臨界度を常時確認し、万が一炉心が臨界状態に近づいた場合でも、反応度事故を未然に防ぐことができるような技術が求められている [4]。また最近では、炉心溶融事故が起きた福島第一原子力発電所での燃料デブリ取り出し作業において、未臨界度モニターを臨界安全管理に用いる研究も行われている。現在までのところ、燃料デブリの大部分は压力容器を經由して格納容器の中に臨界未満の状態が存在すると推定されているが、燃料デブリ

の組成や形状が不明であるため、解析によって臨界安全性を評価するのは難しい状況にある。また、燃料デブリ取り出し作業では、作業の進行に伴って燃料デブリの形状や炉内の水位等が変化するため、その臨界性も変化すると考えられている。従って、作業中に燃料デブリが臨界状態に近づいた場合でも、異常を事前に検知できるような技術として、未臨界度モニターに対する注目が高まっている [5,6]。

### 1.1.3 未臨界度測定法について

未臨界度測定法は過去に数多く研究されてきたが、それらは以下の 3 種類の手法に大別することができる。

#### ◇ 静的手法

定常状態において測定された中性子束を用いて未臨界度を推定する手法。例として、中性子源増倍法 [7]や指数実験法 [8]がある。中性子源増倍法は、体系の計数率を測定して、ある基準体系に対する相対的な増倍率を求める。指数実験法では、中性子検出器を駆動するなどして中性子束の分布を測定し、空間的な中性子の減衰率から未臨界度を求める。

#### ◇ 動的手法

体系に加えられた動的な変化による中性子束の時間変化を測定し、未臨界度を推定する手法。例として、炉心にパルス状の中性子を打ち込むパルス中性子法 [9]や、外部中性子源を引き抜く中性子源引き抜き法 [10]がある。動的手法では未臨界度の絶対値測定が可能であるが、パルス中性子を発生させるための加速器や外部中性子源を引き抜く機構など、測定には特殊で大掛かりな装置が必要となる。

#### ◇ 炉雑音解析法

炉雑音と呼ばれる、定常状態にある中性子束の微小な不規則変動から相関量を抽出し、相関強度から未臨界度を推定する手法。例として、Feynman- $\alpha$ 法 [11]、Rossi- $\alpha$ 法 [12]、ミハルゾ法 [13]がある。Feynman- $\alpha$ 法と Rossi- $\alpha$ 法は、測定した中性子計数に含まれる相関量の変化から即発中性子減衰定数を検出し、これを未臨界度に換算する。一方、ミハルゾ法の場合には、Cf 線源が内蔵された特殊な検出器と通常の中性子検出器の出力を周波数解析して 3 種類の相関量を評価し、それらを組み合わせたスペクトル比から増倍率を求める。

各手法にはそれぞれ異なった特徴があり、利点や欠点も様々である。しかし、1.1.2 節で述べた未臨界度モニターとしての応用を考えた場合には、なるべく簡易な測定システムで



構成され、できるだけ簡便に測定可能である手法が望ましい [3]。従って、動的手法やミハルツ法のように測定に大掛かりな設備や特殊な検出器が必要になる手法、あるいは、指数実験法のように複数地点における中性子計数測定が必要となる指数実験法は、未臨界度モニターとして利用する場合には、適当で無いと言える。

#### 1.1.4 未臨界度測定における固有中性子源の利用

1.1.3 節で述べた未臨界度測定手法を実際の施設において適用する際の問題点として、外部中性子源の存在が挙げられる。実験施設において未臨界度測定を行う際には、Am-Be 線源や Cf 線源といった外部中性子源を設置することが一般的である。しかし、外部中性子源を用いるということは、体系内で人為的に核分裂反応を起こすことになる。このため、核燃料取り扱い施設のように、核分裂の連鎖反応を抑制する必要がある施設に外部中性子源を持ち込むと、施設側の負担が大きくなり運用上望ましくない [14]。従って、核燃料に内在する固有中性子源のみで測定可能な手法 (passive 法) が理想的である。ウランやプルトニウムを含む燃料体系で主要な固有中性子源となるのは、( $\alpha, n$ )反応と自発核分裂反応により発生する中性子である。

( $\alpha, n$ )反応とは、アルファ崩壊によって生じたアルファ粒子が軽元素と衝突することにより中性子が放出される現象のことであり、中性子源として有名な Am-Be 線源は、この反応を利用している。例として、UO<sub>2</sub> 燃料体系での( $\alpha, n$ )反応は以下のようにして起こる。まず UO<sub>2</sub> 燃料には、熱中性子により核分裂を起こし連鎖反応に寄与する核分裂性核種 <sup>235</sup>U と、非核分裂性核種の <sup>238</sup>U が含まれている。このうち、濃縮ウランの大部分を占める <sup>238</sup>U は、半減期約 4 億年でアルファ崩壊する放射性核種である。<sup>238</sup>U のアルファ崩壊は、次の式(1.2)で表せる [15]。



<sup>238</sup>U のアルファ崩壊により発生したアルファ粒子が燃料中の酸素原子と衝突することで ( $\alpha, n$ )反応が起こり、1 個の中性子が放出される。特に顕著な中性子源は <sup>17</sup>O や <sup>18</sup>O の( $\alpha, n$ )反応によって発生し、これは次の式(1.3)や式(1.4)で表される [16]。



( $\alpha, n$ )反応による中性子源は、時間的にランダムな中性子発生事象であり、1 回の反応に対して 1 個の中性子が発生する。このような中性子源をポアソン中性子源という。

一方で、自発核分裂とは、原子核が自然に核分裂反応を起こす現象のことであり、代表的な中性子源のひとつである Cf 線源は、 $^{252}\text{Cf}$  の自発核分裂を利用している。ウラン燃料中では  $^{238}\text{U}$  が、プルトニウム体系中では  $^{240}\text{Pu}$  が主要な自発核分裂中性子源となるが、その発生割合は他の崩壊モードに比べて非常に小さい [15]。ただし、核燃料の燃焼に伴い生成される  $^{242}\text{Cm}$  や  $^{244}\text{Cm}$  の影響により、使用済み燃料中の自発核分裂の強度は非常に強いという特徴がある [17]。

以上のような固有中性子源について、外部中性子源と異なる点は、強度と線源の分布である。固有中性子源は外部中性子源に比べて強度が小さいため、場合によっては測定誤差が大きくなったり、測定自体が不可能であったりする恐れがある。また、外部中性子源が体系の中のある一点から中性子が発生する点線源であるのに対して、固有中性子源は中性子が燃料領域から一様に発生するという違いもある。従って、固有中性子源を未臨界度測定に利用する際には、外部中性子源との性質の違いが結果に与える影響を評価する必要があると考えられる。しかし、固有中性子源を用いた未臨界度測定に関する先行研究では、固有中性子源強度の評価がなされていなかったり、数値シミュレーションのみで実際の未臨界度測定に至っていなかったりと、固有中性子源の利用という観点からの議論は不十分であった [3,18]。

## 1.2 目的

本研究では、未臨界度モニターとして適用できる可能性がある測定手法として、中性子源増倍法と Feynman- $\alpha$  法に着目した。どちらの手法も一般的な中性子検出器とデータ収集装置のみで実施可能であり、特殊な装置や、中性子源もしくは検出器の駆動といった作業が不要であるため、未臨界度モニターに適しているといえる。しかし、固有中性子源を用いた場合の検討については不十分であり、実際の施設への適用可能性について、明らかとなっていない部分がある。例えば、Feynman- $\alpha$  法に関しては、深い未臨界体系における適用性や、短時間測定を行った際の測定誤差について未検討な部分が残されている [18,19]。中性子源増倍法に関しては、過去に炉心、検出器、中性子源の位置関係が未臨界度測定結果に影響を与えることが報告されているが、体系に一様に分布する固有中性子源を用いた場合についての評価がなされていなかった [20,21]。

そこで本研究では、固有中性子源を用いた中性子源増倍法と Feynman- $\alpha$  法について、京都大学臨界集合体実験装置における未臨界度測定実験の結果と、それに基づく解析を行うことによって、固有中性子源の利用が未臨界度測定に与える影響について調べる。その上で、両手法間で固有中性子源を用いた未臨界度測定の性質や深い未臨界体系における測定精度、短時間測定での測定誤差等について比較し、評価することを目的とする。

### 1.3 本論文の構成

本論文は全 6 章構成である。各章には、以下のような内容を記述してある。

第 2 章 本研究で取り扱う NSM 法と Feynman- $\alpha$  法の 2 種類の未臨界度測定法について、京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) で実施した実験とその結果、及び考察について述べる。

第 3 章 第 3 章 固有中性子源を用いた NSM 法について、KUCA での実験結果をふまえた上で、検出器位置が未臨界度の測定結果に与える影響を評価する。

第 4 章 固有中性子源を用いた Feynman- $\alpha$  法について、KUCA での実験結果をふまえた上で、体系の動特性パラメータの変化が未臨界度測定結果に与える影響を評価する。

第 5 章 固有中性子源を用いた NSM 法と Feynman- $\alpha$  法について、KUCA 実験で得られたデータを用いた短時間測定の検討結果について述べる。

第 6 章 本研究のまとめと今後の課題について述べる。

## 第2章 京都大学臨界集合体実験装置における 未臨界度測定実験

### 2.1 本章の概要

本章では、2013年10月7日から同年10月12日までの期間に、京都大学臨界集合体実験装置において実施された未臨界度測定実験について述べる。

本実験は、固有中性子源を用いた中性子源増倍法及び Feynman- $\alpha$  法による未臨界度測定結果の特徴を把握することを目的として実施した。今回の実験では、炉心に内在する固有中性子源のみで中性子増倍を行い、発生した中性子を4つの  $^3\text{He}$  検出器で測定した。測定データから計数率や炉雑音のデータを作成し、これらを用いて中性子源増倍法及び Feynman- $\alpha$  法により未臨界度の推定を行った。測定は、制御棒パターン等により構成した複数の未臨界体系に対して実施し、未臨界度に応じた測定結果の変化を確認することにした。また、未臨界度の参照値は DT パルス中性子源を用いた面積比法により測定した。

最初に、実験で使用した施設や測定を実施した体系、測定方法や測定条件等、実験に関する基本的な事項について説明した後、中性子源増倍法と Feynman- $\alpha$  法の結果についてそれぞれ述べる。

### 2.2 実験体系

#### 2.2.1 京都大学臨界集合体実験装置について

本実験で使用した京都大学臨界集合体実験装置 KUCA (Kyoto University Critical Assembly) の特徴について述べる。KUCA は世界的にも数少ない複数架台方式の臨界実験装置であり、A、B、C の3つの架台を一式の制御棒駆動機構で運転することができる。A 架台と B 架台は、ポリエチレンや黒鉛を減速材として用いる固体減速架台であり、C 架台は軽水を減速材として用いる軽水減速架台である。複数架台方式の採用によって、KUCA では変化に富んだ多様な研究テーマに対応できるため、日本全国の大学の共同利用研究施設として活用されている [22]。

#### 2.2.2 炉心体系

今回の実験では、A 架台において「A3/8”p36EU-NU(3)」という名称の炉心を構築し測定を行った。本炉心は、ポリエチレンを減速材として用いる固体減速炉心であり、中心部に燃料として高濃縮ウランと天然ウランを用いている。実際に実験で使用した A 架台の写真を

Figure 2.1 に示す。

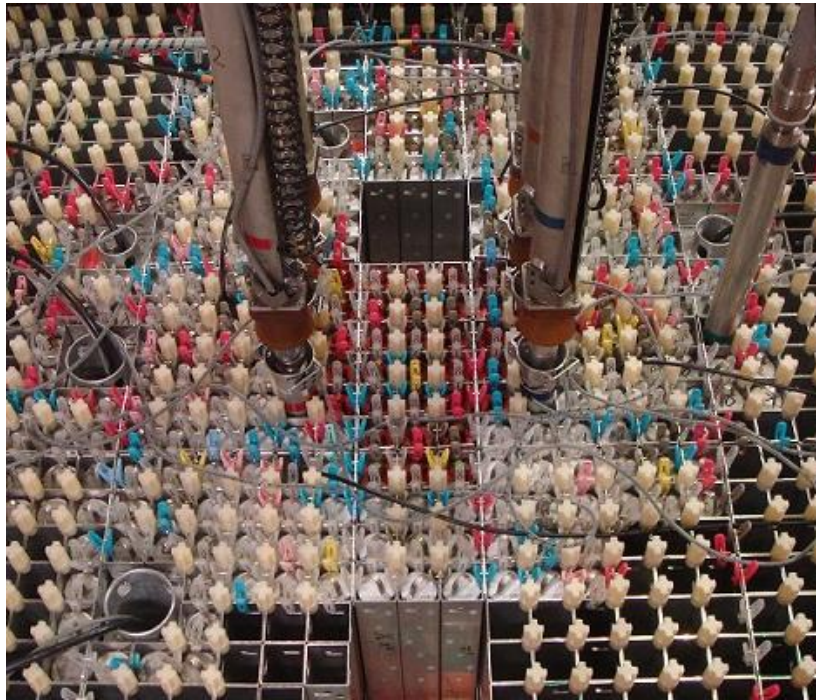


Figure 2.1 KUCA の A 架台の写真(2013 年 10 月 10 日撮影)

実験体系は、過去の実験において固有中性子源を用いた未臨界度測定の実績がある炉心を参考に構築した [19]。ただし、今回の実験では、減速材として使用しているポリエチレンのうちの一部が組成の異なる新しいものに交換されていたため、これに併せて炉心の構成も変更した。以後、新しく導入されたポリエチレンを「新ポリエチレン」、過去の実験体系でも用いられていたポリエチレンを「旧ポリエチレン」と呼称する。実験体系の模式図を Figure 2.2 に示す。

Figure 2.2 の炉心では、合計で 34 体の燃料体を使用した。燃料体は炉心の中心に設置されており、「む-14」及び「む-16」の 2 体が A3/8” p20EU-NU 燃料体、残りの 32 体が A3/8” p36EU-NU 燃料体であった。燃料体の詳細な構成については次節で述べる。今回の実験では、できるだけ強度の大きい固有中性子源を確保するという理由に加え、 $^{235}\text{U}$  の炉心平均濃縮度を現行の軽水炉で使用されている燃料の値とできるだけ近づけるという観点から、濃縮ウラン板と天然ウラン板を混ぜて使用することにした。よって、実験で使用した燃料体に用いられている EU-NU セルには、濃縮ウラン板と天然ウラン板が 1 枚ずつ含まれている。燃料体の周囲には 6 本の制御棒が配置されており、その周囲にはポリエチレン反射体と中性子検出器が設置されていた。反射体については、新ポリエチレンの方が旧ポリエチレンに比べて、形状や組成等のばらつきが小さいという特徴があるため、新ポリエチレンが炉心中央部分に、旧ポリエチレンが炉心外周部に設置されていた。また、「つ-23」の Am-Be 中性子源は

炉心の起動用に設置されているものであり、未臨界度測定時には使用していない。なお、本炉心の  $^{235}\text{U}$  平均濃縮度は 5.4 [wt%]、 $\text{H}/^{235}\text{U}$  比は約 270 であった。

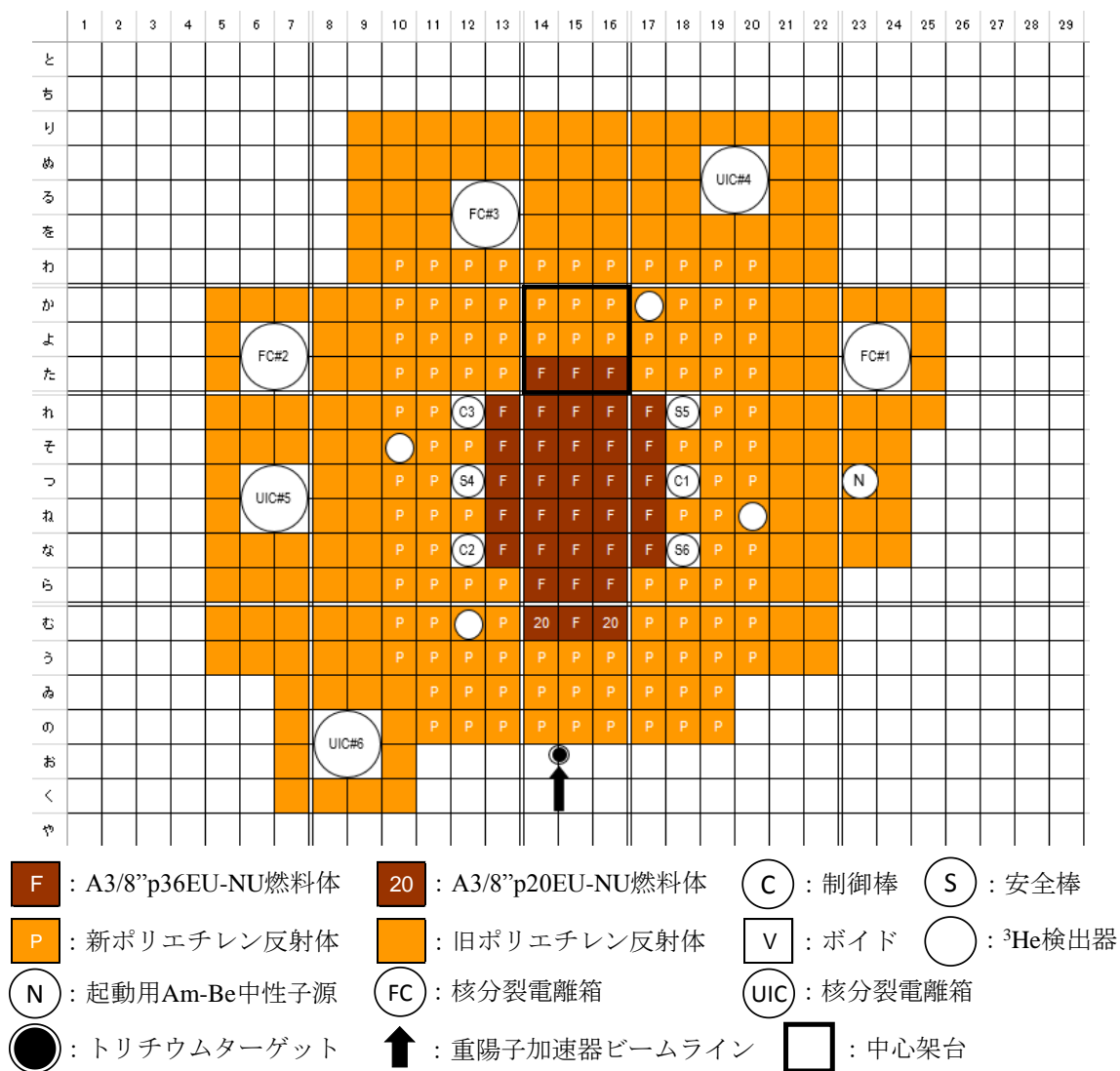


Figure 2.2 実験体系の模式図

### 2.2.3 燃料体及び検出器の構成

本実験で用いた 2 種類の燃料体及び  $^3\text{He}$  検出器設置用ポリエチレン反射体の構成について説明する。

まず、A3/8” p36EU-NU 燃料体の模式図を Figure 2.3 に示す。

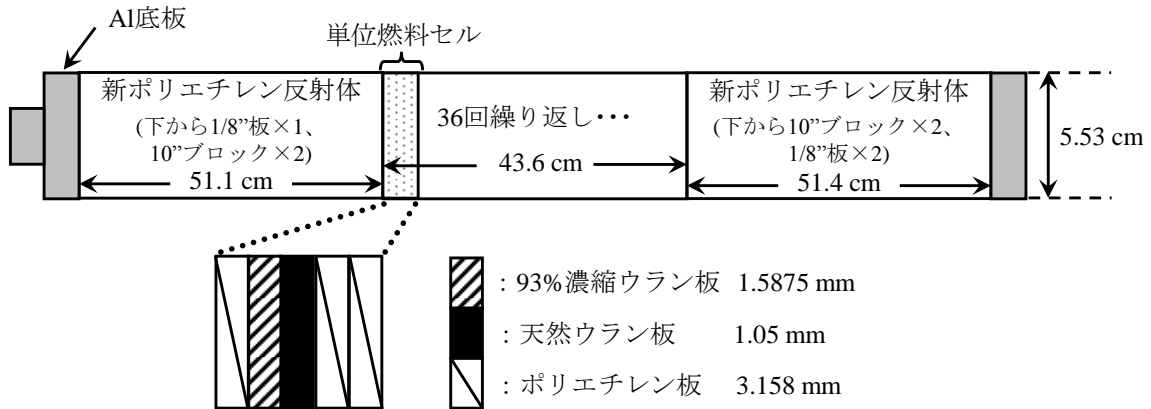


Figure 2.3 A3/8" p36EU-NU 燃料体構成図

A3/8" p36EU-NU 燃料体は、93%濃縮ウラン板と天然ウラン板を1枚ずつ使用した単位燃料セルを、合計で36個使用した燃料体である。ただし、濃縮ウランは現行の軽水炉で用いられているウランの酸化物燃料ではなく、アルミニウムとの合金燃料である。また、この燃料体中の反射体は新ポリエチレンであった。

続いて、A3/8" p20EU-NU 燃料体の模式図を Figure 2.4 に示す。

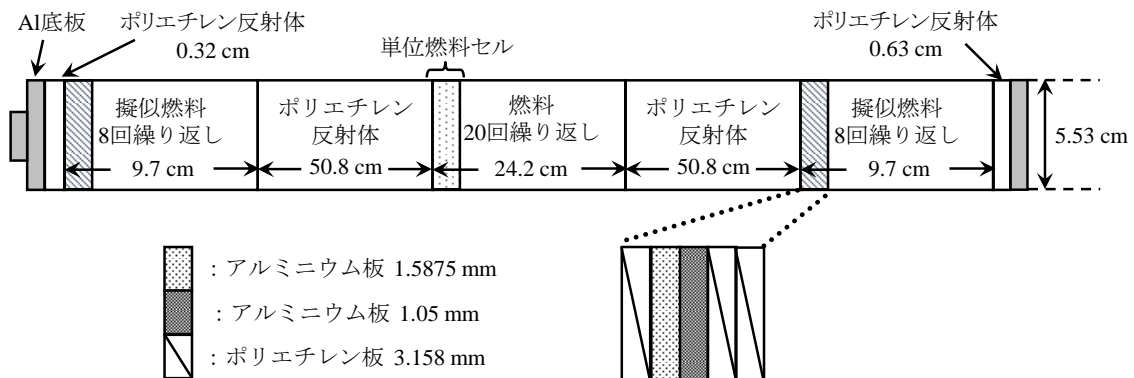


Figure 2.4 A3/8" p20EU-NU 燃料体構成図

A3/8" p20EU-NU 燃料体は、A3/8" p36EU-NU 燃料体と同じ単位燃料セルを20個使用した部分長燃料であり、燃料体の両端にウラン板をアルミニウム板に置換した擬似燃料セルを配置することで、燃料領域の中心位置が同じになるように工夫されている。この燃料体中の反射体も、A3/8" p36EU-NU 燃料体と同じく新ポリエチレンであった。

最後に、中性子の検出に用いた $^3\text{He}$  検出器について説明する。今回の実験では、燃料領域の周辺に4つの $^3\text{He}$  検出器を設置し、「か-17」の検出器から時計回りに#1から#4の識別番号をつけて区別することにした。 $^3\text{He}$  検出器は、検出器内部の $^3\text{He}$  ガスと中性子による $^3\text{He}(n,p)$ 反応を利用する中性子検出器である。 $^3\text{He}$  検出器の概略図を Figure 2.5 に示す。検出

器は、その有感部の中心が燃料領域の垂直方向の中心と一致するように、下部の反射体の高さを変えて設置した。このときの燃料領域垂直方向中心位置の高さは、底部の Al 底板の上面から 72.6007cm であった。なお、検出器設置用の穴あき反射体には旧ポリエチレンが、下部反射体には新ポリエチレンがそれぞれ使用されていた。

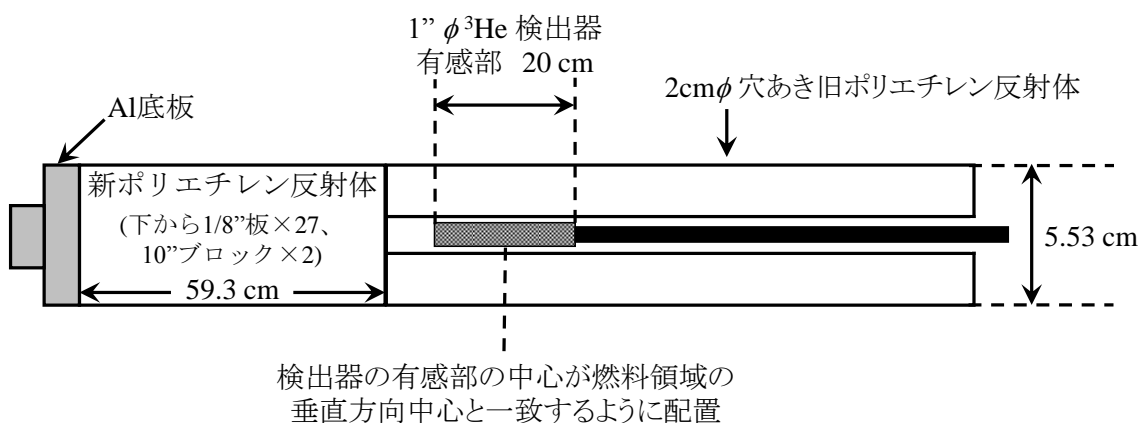


Figure 2.5  $^3\text{He}$  検出器の配置図

## 2.2.4 余剰反応度と制御棒価値および臨界時の制御棒配置

実験炉心の余剰反応度及び制御棒価値は、正のペリオド法と落下法により測定した [22]。測定結果を Table 2.1 に示す。ただし、制御棒価値については、対称性を考慮して C1 から C3 の 3 本の測定のみ行った。

Table 2.1 実験炉心の余剰反応度[ $\beta$ ]及び制御棒価値[ $\beta$ ]

余剰反応度	$0.128 \pm 0.003$
C1,S4 制御棒価値	$0.672 \pm 0.018$
C2,S6 制御棒価値	$0.405 \pm 0.011$
C3,S5 制御棒価値	$0.349 \pm 0.014$

本実験では、C2 制御棒を使って炉心を臨界状態にした。このときの C2 制御棒下端の高さの測定値は 706.23mm であった。なお、この測定値は炉心支持板からの高さを示しており、測定している制御棒の下端とは中性子吸収材の下端ではなく、その下部の衝撃吸収装置を含んだ制御棒全体の下端である。



## 2.2.5 未臨界体系の構成

今回の実験では、2.2.2 節で説明した炉心において未臨界度の異なる 5 種類の体系を構築し、固有中性子源のみを用いて未臨界度測定を実施した。5 つの未臨界体系は次のように構成された。

未臨界体系 1：制御棒 C3 のみを挿入した体系。”C3 in”と呼称。

未臨界体系 2：制御棒 C1 から C3 の 3 本を挿入した体系。”C1-C3 in”と呼称。

未臨界体系 3：安全棒を含む 6 本の制御棒を全て挿入した体系。”All rods in”と呼称。

未臨界体系 4：制御棒を 6 本挿入し、中心架台を下ろした体系。”Shutdown”と呼称。

未臨界体系 5：”Shutdown”の状態から、「む-14」「む-15」「む-16」の 3 つの燃料体を引き抜き、ポリエチレン反射体に置換した体系。”Shutdown+P”と呼称。

なお、中心架台とは Figure 2.2 中において太い黒線で囲まれた「か-14」から「た-16」の 3×3 の領域のことであり、原子炉の運転停止時に炉心部分から降下する構造になっている。従って、”Shutdown”と”Shutdown+P”では中心架台があった部分はボイドになっていた。各未臨界体系の燃料領域の模式図を Figure 2.6 に示す。

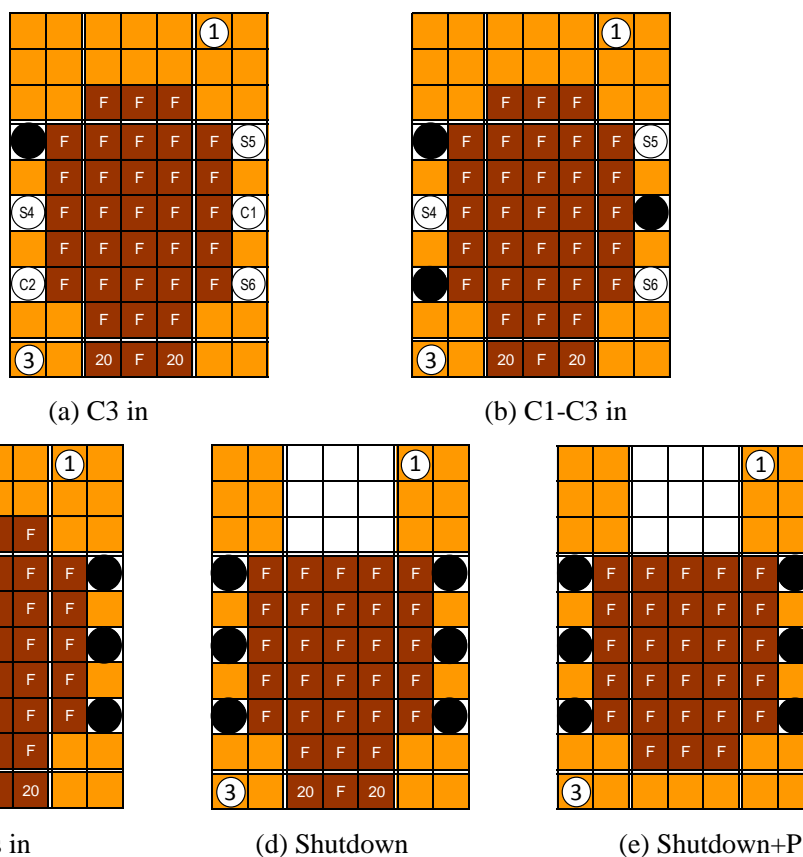


Figure 2.6 各未臨界体系の炉心部分の模式図 (●が全挿入した制御棒を表す)

## 2.2.6 各未臨界体系の固有中性子源強度

前節で示した各未臨界体系の固有中性子源強度について説明する。既に先行研究において、粒子重イオン輸送計算コード PHITS [24]を用いた数値計算と、 $(\alpha, n)$ 反応断面積や自発核分裂割合などの核データから、燃料板 1 枚あたりの固有中性子源強度が、次の Table 2.2 のように評価されている [19]。ただし、Table 2.2 は旧ポリエチレンを使用した燃料セルを模擬した計算で得られた値であるため、新ポリエチレンを使用した今回の実験とは条件が異なっている。しかし、 $(\alpha, x)n$  反応による固有中性子源強度は小さいため、ポリエチレンの組成の違いによる影響も小さいと判断して、Table 2.2 の値を本研究でもそのまま使用することにした。

Table 2.2 燃料板の固有中性子源強度の推定値 [neutron/s]

燃料板の種類	$(\alpha, x)n$ 反応による 中性子源強度	自発核分裂による 中性子源強度	合計中性子源強度
濃縮ウラン板	$8.60 \times 10^{-2}$	$2.81 \times 10^{-3}$	$8.88 \times 10^{-2}$
天然ウラン板	0.0	$8.22 \times 10^{-1}$	$8.22 \times 10^{-1}$

単位燃料セルには、濃縮ウラン板と天然ウラン板が 1 枚ずつ含まれている。従って、単位燃料セル 1 個の固有中性子源強度  $N_{\text{unit}}$  は、次のように計算することができる。

$$N_{\text{unit}} = (8.22 \times 10^{-1} + 8.88 \times 10^{-2}) = \underline{0.9108} \text{ [neutron/s]}$$

この値に、各未臨界体系の単位燃料セルの個数を掛けることによって、固有中性子源強度を求めた。各体系の固有中性子源強度を Table 2.3 に示す。

Table 2.3 各未臨界体系の固有中性子源強度

体系	単位燃料セルの個数	固有中性子源強度 [neutron/s]
C3 in	1192	1085.67
C1-C3 in		
All rods in		
Shutdown	1084	987.31
Shutdown+P	1008	918.09

## 2.2.7 測定システム

本実験で用いた測定システムの概略図を Figure 2.7 に示す。まず、4つの $^3\text{He}$ 検出器の信号はプリアンプ(P. A.)とメインアンプ(M. A.)に通されて波形形成、増幅された後、NT-100W-DUALという装置に入力される。この装置では、1台につき同時に4つの検出器のデータを処理することができ、チャンネル番号毎に中性子が検出された時刻情報とエネルギーチャンネルを保存する。時刻情報は29bitの単位で保存され、その単位は装置に接続されたコンピュータ上で変更可能である。今回の測定では、時刻は一律100 [ $\mu\text{sec}$ ]単位で処理したため、 $2^{29} \times 100$  [ $\mu\text{sec}$ ]で時刻カウンターが一周することになる。装置に保存されたデータは接続されたコンピュータにテキストデータとして出力され、今回はこのデータを対象として解析を実施した。

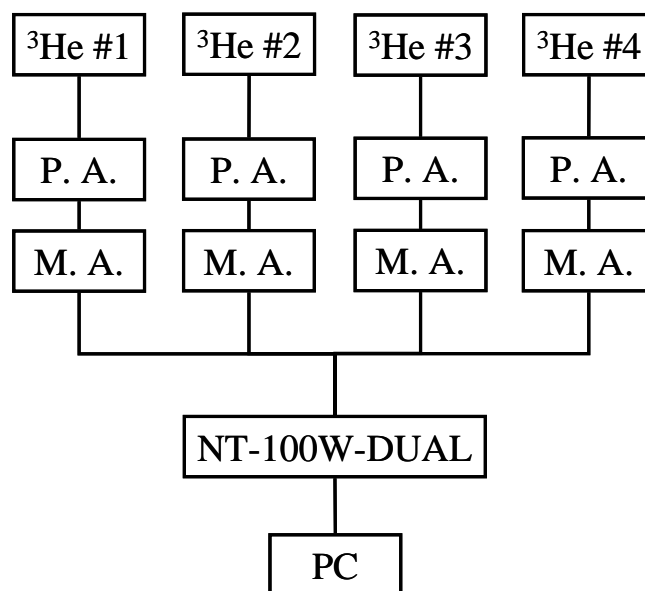


Figure 2.7 測定システムの概略図

## 2.3 パルス中性子法による未臨界度の参照値測定

KUCAのような臨界集合体実験装置における未臨界度の参照値は一般的に、落下法で測定された制御棒価値とペリオド法で測定された余剰反応度から求めるが、この方法で”Shutdown”や”Shutdown+P”の未臨界度を求めるためには、引き抜かれた燃料体や反射体の反応度を測定する必要がある。しかし、これらの反応度は炉内に配置された位置によって変化するため、測定することは難しい。従って、今回の実験では、A 架台に設置されたDT中性子源を用いることで、未臨界度の絶対値測定が可能なパルス中性子法による測定を実施し、得られた未臨界度を参照値とすることにした。以下では、パルス中性子法による未臨界度測定の理論、測定方法、及び得られた参照値について述べる。

### 2.3.1 理論

今回は、DT パルス中性子源を用いた面積比法によって、各体系の未臨界度を測定した。面積比法の理論について説明する [9,22,25,26]。まず、ある未臨界炉心に対して、時刻  $t=0$  にデルタ関数状のパルス中性子源が投入された場合について考える。このとき、遅発中性子先行核 6 群近似を適用した一点炉動特性方程式に基づくと、中性子数密度  $n$  と第  $i$  群の遅発中性子先行核の核種数密度  $C_i$  は次の式のように表すことができる。

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{\beta - \rho}{\Lambda} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) + S_0 \delta(t) \quad (2.1)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = -\lambda_i C_i(t) + \frac{\beta_i}{\Lambda} n(t) \quad (2.2)$$

式(2.1)及び式(2.2)中の記号は、それぞれ以下の物理量を表している。

$n(t)$	:	中性子数密度
$C_i(t)$	:	第 $i$ 群の遅発中性子先行核の核種数密度
$\beta$	:	遅発中性子割合
$\beta_i$	:	第 $i$ 群の遅発中性子割合
$\lambda_i$	:	第 $i$ 群の遅発中性子先行核の崩壊定数
$\Lambda$	:	中性子生成時間
$\rho$	:	反応度
$S_0$	:	外部中性子源強度
$\delta(t)$	:	デルタ関数

一点炉動特性方程式の解析解を求める際には、一般的にラプラス変換を用いる。 $n(t)$  と  $C_i(t)$  のラプラス変換は、以下のように定義される。

$$\tilde{n}(s) \equiv \int_0^{\infty} n(t) e^{-st} dt \quad (2.3)$$

$$\tilde{C}_i(s) \equiv \int_0^{\infty} C_i(t) e^{-st} dt \quad (2.4)$$

式(2.1)及び式(2.2)の両辺をラプラス変換し整理すると、 $\tilde{n}(s)$  の解析解は次の式のように得られる。

$$\tilde{n}(s) = \frac{S_0 \Lambda}{s\Lambda + \sum_{i=1}^6 \frac{s\beta_i}{s + \lambda_i} - \rho} \quad (2.5)$$

式(2.5)を式(2.6)に示す逆ラプラス変換することにより、 $n(t)$ の解析解が式(2.7)のように得られる。

$$\frac{1}{s - \omega_j} \rightarrow e^{\omega_j t} \quad (2.6)$$

$$n(t) = S_0 \sum_{j=0}^6 \frac{\Lambda}{\Lambda + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \lambda_i}{(\omega_j + \lambda_i)^2}} e^{\omega_j t} \quad (2.7)$$

ここで、式(2.7)中の $\omega_j$ について考える。 $\omega_j$ は、次の式(2.8)で表される逆時間方程式を満足する解である。

$$\rho = \omega_j \Lambda + \sum_{i=1}^6 \frac{\omega_j \beta_i}{\omega_j + \lambda_i}, \quad \omega_6 < \omega_5 < \omega_4 < \omega_3 < \omega_2 < \omega_1 < \omega_0 \quad (2.8)$$

体系の負の反応度 $\rho$ が、 $\omega_6 \ll -\lambda_6$ と見なせるほど大きい場合について考えると、 $\omega_j$ の最も小さな解 $\omega_6$ について、次のような近似が成り立つ。

$$\omega_6 = -\frac{\beta - \rho}{\Lambda} \quad (2.9)$$

従って、式(2.7)についても以下のように近似することができる。

$$n(t) = n_p(t) + n_d(t) \quad (2.10)$$

$$n_p(t) = S_0 e^{-\alpha t} \quad (2.11)$$

$$\alpha = \frac{\beta - \rho}{\Lambda} \quad (2.12)$$

$$n_d(t) = S_0 \sum_{j=0}^5 \frac{\Lambda}{\Lambda + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \lambda_i}{(\omega_j + \lambda_i)^2}} e^{\omega_j t} \quad (2.13)$$

なお、 $n_p(t)$ は式(2.7)における  $j=6$  のモードであり、即発中性子成分の減衰に対応している。また、 $\alpha$ を即発中性子減衰定数という。一方、 $n_d(t)$ は $0 \leq j \leq 5$ のモードであり、遅発中性子成分の減衰に対応している。以上のように、未臨界体系の炉心にパルス中性子を打ち込み、その後の  $n_p(t)$ の指数関数的な減衰を調べることにより、即発中性子減衰定数を測定することができる。このような測定法をパルス中性子法という。

面積比法の場合には、パルス中性子打ち込み後の中性子数  $n(t)$ を  $t = 0 \sim \infty$ まで時間積分した値について、即発中性子成分と遅発中性子成分の比を取ることによって、ドル単位の未臨界度を求める [26]。式(2.5)で表される関数  $\tilde{n}(s)$ について、ラプラス変換の定義式である式(2.3)で  $s \rightarrow 0$ の極限を取ることで、次の式が成り立つ。

$$\tilde{n}(0) = \int_0^{\infty} n(t) dt \quad (2.14)$$

従って、パルス中性子打ち込み後の中性子数  $n(t)$ を  $t = 0 \sim \infty$ まで時間積分した値  $A_{\text{total}}$ は、次の値に等しくなる。

$$A_{\text{total}} = \int_0^{\infty} n(t) dt = \tilde{n}(0) = \frac{S_0 \Lambda}{-\rho} \quad (2.15)$$

一方、全積分値  $A_{\text{total}}$ のうち、即発中性子の減衰成分の寄与  $A_p$ は、式(2.11)を  $t = 0 \sim \infty$ まで時間積分することで、次のように求められる。

$$A_p = \int_0^{\infty} n_p(t) dt \approx \frac{S_0 \Lambda}{\beta - \rho} \quad (2.16)$$

また、遅発中性子の寄与  $A_d$ は、 $A_{\text{total}}$ から  $A_p$ を差し引くことで、次のように求めることができる。

$$A_d = \int_0^{\infty} n_d(t) dt = A_{\text{total}} - A_p = \frac{\beta}{-\rho} \frac{S_0 \Lambda}{\beta - \rho} \quad (2.17)$$

$A_p$ と  $A_d$ の比を取ることで、以下のようにドル単位の未臨界度が求められる。

$$\frac{A_p}{A_d} = \frac{-\rho}{\beta} \quad (2.18)$$

以上のような性質を利用して、未臨界体系にパルス中性子を周期的に打ち込み中性子数の時間変化を測定し、式(2.18)からドル単位の未臨界度を求める手法が面積比法である。面積比法概念図を Figure 2.8 に示す。

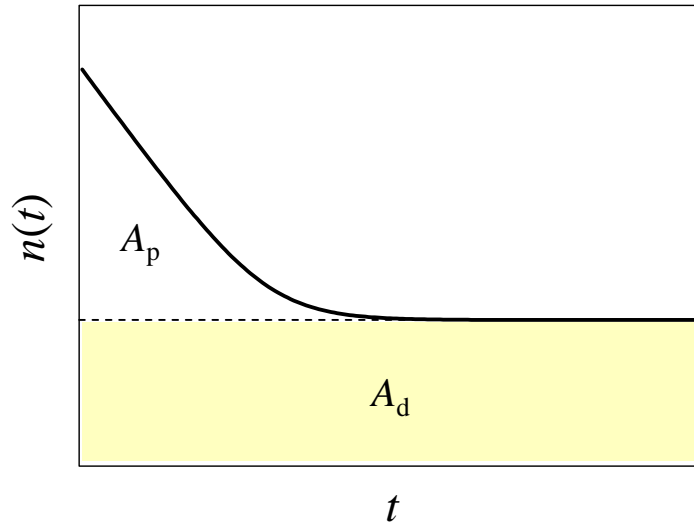


Figure 2.8 面積比法の概念図

中性子数  $n(t)$  を  $t = 0 \sim \infty$  まで時間積分した値は、即発中性子の減衰による面積  $A_p$  と、遅発中性子の成分  $A_d$  の和で表すことができる。ただし、パルス中性子をある一定の周期  $\tau$  で打ち込み続けた場合は、遅発中性子成分の面積が図のように高さ一定の長方形のように見える。この部分は、次式で表されるように、過去に打ち込まれたパルスの遅発中性子成分の減衰を足し合わせた量に相当する。

$$\sum_{k=0}^{\infty} \int_0^{\tau} n_d(t+k\tau) dt = \int_0^{\infty} n_d(t) dt = A_d \quad (2.19)$$

### 2.3.2 測定方法

実際の実験における面積比法の手順について説明する。まず、パルス中性子源として A 架台に設置されている DT 中性子源を使用し、加速器を次の Table 2.4 に示す条件で運転してパルス中性子を体系に打ち込んだ。

Table 2.4 加速器の運転条件

体系	ビーム電流 [mA]	加速器電圧 [kV]	パルス幅 [ $\mu$ sec]	パルス周期 [msec]
C3 in				100
C1-C3 in				50
All rods in	0.3	170	5	25
Shutdown				12.5
Shutdown+P				10

中性子の検出は、パルス中性子源から離れた場所に設置してある He#1 と He#4 の 2 つの検出器で実施した。検出器から得られた中性子計数率の時系列データから、1 パルスあたりの中性子計数率の変化を示すグラフを作成し、このグラフに対して面積比法を適用して未臨界度を求めた。例として、He#4 で測定された”Shutdown+P”体系における 1 パルスあたりの計数率の変化を示したグラフを Figure 2.9 に示す。

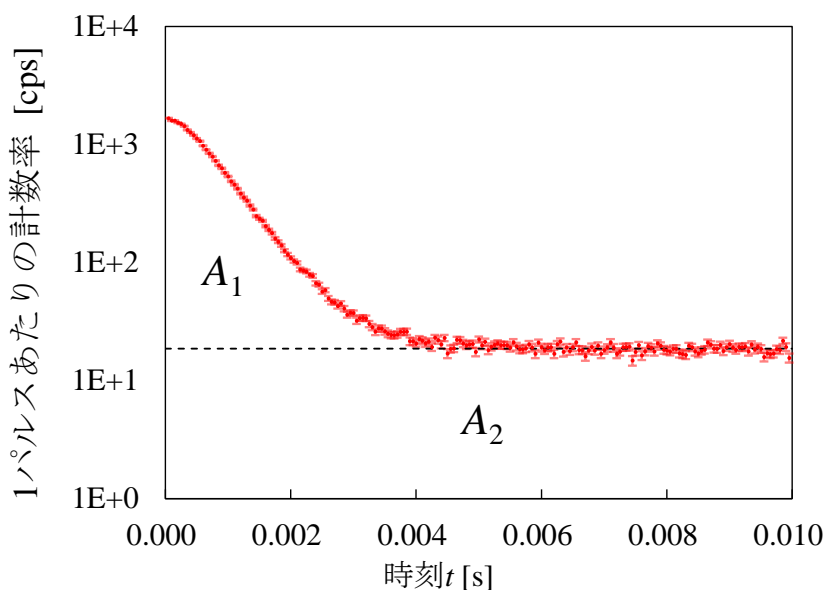


Figure 2.9 “Shutdown+P”の He#4 で測定された 1 パルスあたりの中性子計数率の変化

ただし、本実験で用いた面積比法には 2 つ注意点がある。一つ目は、Figure 2.9 中の長方形の面積部分  $A_2$  には、遅発中性子の寄与だけではなく、固有中性子源によるバックグラウンド成分も含まれているという点である。従って、式をそのまま利用して未臨界度を求めるのではなく、 $A_2$  からバックグラウンド成分  $A_{BG}$  を差し引いた、次の補正式によってドル単位の未臨界度を求めた [27]。



$$\frac{-\rho}{\beta_{\text{eff}}} = \frac{A_p}{A_d} = \frac{A_1}{A_2 - A_{\text{BG}}} \quad (2.20)$$

二つ目は、中性子計数率の減衰を基本モードで外挿する外挿面積比法を用いている点である。通常的面積比法の場合、中性子数の減衰曲線が基本モードである即発中性子減衰定数に支配されていると仮定しているが、実際には遅発中性子の減衰定数である高次モードの寄与も含まれている。そこで、高次モードの影響を低減するために提案されたのが外挿面積比法である [28,29]。まず、Figure 2.9 中の減衰曲線に対して、次のような即発中性子減衰モデルに基づく式を最小二乗フィッティングした。

$$n(t) = Ce^{-\alpha t} + B \quad (2.21)$$

ここで $\alpha$ は即発中性子減衰定数、 $C$ は振幅、 $B$ は遅発中性子とバックグラウンド中性子による計数率を表している。最小二乗フィッティングを施した後のグラフを Figure 2.10 に示す。

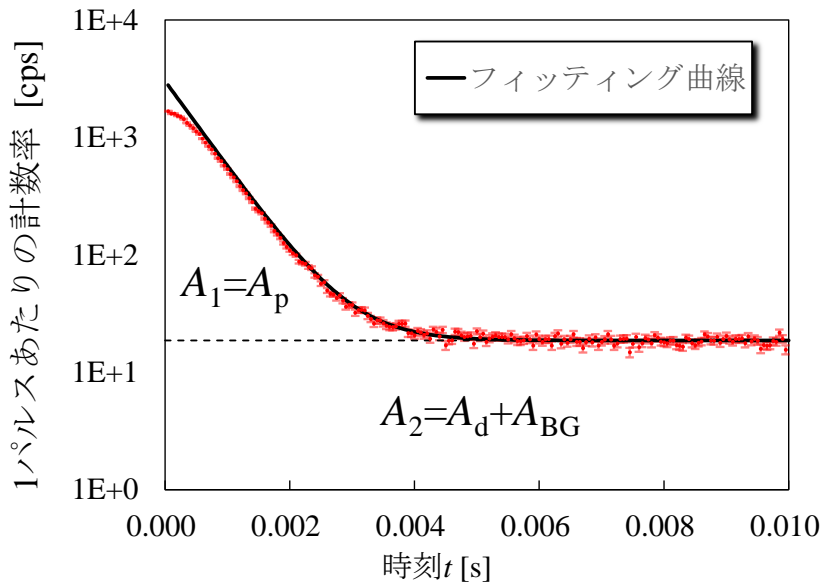


Figure 2.10 中性子計数率に対するフィッティング結果 ("Shutdown+P"、He#4)

従って、式(2.20)の各面積は以下のような積分で求めることができる。なお、式中の $\tau$ はパルス周期である。

$$A_1 = \int_0^{\tau} Ce^{-\alpha t} dt = \frac{C}{\alpha} (1 - e^{-\alpha \tau}) \quad (2.22)$$

$$A_2 = B\tau \quad (2.23)$$

また、バックグラウンド中性子による面積  $A_{\text{BG}}$  は、固有中性子源のみによるバックグラウン

ド計数率  $B_{BG}$  を用いることで、次のように求めることができる。

$$A_{BG} = B_{BG} \tau \quad (2.24)$$

よって、面積比法によるドル単位の未臨界度とその誤差  $\sigma_{(-\rho)/\beta}$  は、最終的に以下のように求めることができる。

$$\frac{-\rho}{\beta_{\text{eff}}} = \frac{A_1}{A_2 - A_{BG}} = \frac{C/\alpha(1 - e^{-\alpha\tau})}{(B - B_{BG})\tau} \quad (2.25)$$

$$\sigma_{(-\rho)/\beta} = \frac{A_1}{A_2 - A_{BG}} \sqrt{\frac{\sigma_{A_1}^2}{A_1^2} + \frac{\sigma_{A_2}^2 + \sigma_{A_{BG}}^2}{(A_2 - A_{BG})^2}} \quad (2.26)$$

ただし、式(2.26)において、

$$\sigma_{A_1} = \sqrt{\left(\frac{1 - e^{-\alpha\tau}}{\alpha}\right)^2 \sigma_C^2 + \left(\frac{C}{\alpha} \left( \tau e^{-\alpha\tau} - \frac{1 - e^{-\alpha\tau}}{\alpha} \right)\right)^2 \sigma_\alpha^2} \quad (2.27)$$

$$\sigma_{A_2} = \sigma_B \tau \quad (2.28)$$

$$\sigma_{A_{BG}} = \sigma_{B_{BG}} \tau \quad (2.29)$$

である。なお、 $\sigma_\alpha$ 、 $\sigma_C$ 、 $\sigma_B$  はそれぞれ係数  $\alpha$ 、 $C$ 、 $B$  のフィッティングエラーであり、 $\sigma_{B_{BG}}$  はバックグラウンド計数率の測定誤差を表している。

### 2.3.3 結果

面積比法による未臨界度測定結果を示す。本実験では、He#1、He#2、He#4 の3つの検出器を用いて面積比法による未臨界度測定を行った。まず、各検出器の中性子計数率に対するフィッティング結果を Table 2.5 に示す。また、Table 2.5 の値から計算した各成分の面積と面積比の値を Table 2.6 に示す。

Table 2.5 面積比法のフィッティング結果

検出器	体系	$\alpha$	$B$	$C$
He#1	C3 in	$224.2 \pm 2.9$	$889.6 \pm 1.4$	$3096 \pm 53$
	C1-C3 in	$420.8 \pm 2.3$	$137.54 \pm 0.39$	$3265 \pm 28$
	All rods in	$671.4 \pm 2.6$	$83.17 \pm 0.26$	$3367 \pm 22$
	Shutdown	$1329.6 \pm 7.4$	$39.67 \pm 0.19$	$5071 \pm 79$
	Shutdown+P	$1595.1 \pm 7.7$	$24.09 \pm 0.14$	$3629 \pm 44$
He#2	C3 in	$217.4 \pm 2.6$	$1090.3 \pm 1.5$	$3599 \pm 55$
	C1-C3 in	$422.0 \pm 1.6$	$135.59 \pm 0.39$	$3161 \pm 14$
	All rods in	$684.4 \pm 2.2$	$72.88 \pm 0.24$	$2912 \pm 13$
	Shutdown	$1372.5 \pm 4.5$	$30.96 \pm 0.16$	$3806 \pm 24$
	Shutdown+P	$1708.1 \pm 3.9$	$17.98 \pm 0.12$	$2900.6 \pm 9.3$
He#4	C3 in	$207.5 \pm 2.0$	$1112.5 \pm 1.5$	$3575 \pm 38$
	C1-C3 in	$415.7 \pm 1.7$	$165.12 \pm 0.43$	$3831 \pm 20$
	All rods in	$692.0 \pm 2.8$	$84.74 \pm 0.26$	$3553 \pm 26$
	Shutdown	$1350.3 \pm 5.4$	$31.06 \pm 0.17$	$3809 \pm 33$
	Shutdown+P	$1689.5 \pm 7.4$	$18.60 \pm 0.12$	$3006 \pm 30$

Table 2.6 面積比法で用いた各成分の面積

検出器	体系	$A_p$	$A_d$	面積比
He#1	C3 in	$13.81 \pm 0.29$	$65.66 \pm 0.24$	$0.210 \pm 0.005$
	C1-C3 in	$7.76 \pm 0.08$	$5.12 \pm 0.02$	$1.52 \pm 0.02$
	All rods in	$5.02 \pm 0.04$	$1.641 \pm 0.007$	$3.06 \pm 0.03$
	Shutdown	$3.81 \pm 0.06$	$0.399 \pm 0.002$	$9.6 \pm 0.2$
	Shutdown+P	$2.28 \pm 0.03$	$0.178 \pm 0.001$	$12.8 \pm 0.2$
He#2	C3 in	$16.55 \pm 0.32$	$81.53 \pm 0.25$	$0.203 \pm 0.004$
	C1-C3 in	$7.49 \pm 0.04$	$5.045 \pm 0.02$	$1.49 \pm 0.01$
	All rods in	$4.26 \pm 0.02$	$1.438 \pm 0.006$	$2.96 \pm 0.02$
	Shutdown	$2.77 \pm 0.02$	$0.313 \pm 0.002$	$8.86 \pm 0.09$
	Shutdown+P	$1.70 \pm 0.01$	$0.135 \pm 0.001$	$12.5 \pm 0.1$
He#4	C3 in	$17.23 \pm 0.25$	$83.05 \pm 0.25$	$0.208 \pm 0.003$
	C1-C3 in	$9.22 \pm 0.06$	$6.14 \pm 0.02$	$1.50 \pm 0.01$
	All rods in	$5.13 \pm 0.04$	$1.666 \pm 0.007$	$3.08 \pm 0.03$
	Shutdown	$2.82 \pm 0.03$	$0.312 \pm 0.002$	$9.0 \pm 0.1$
	Shutdown+P	$1.78 \pm 0.02$	$0.139 \pm 0.001$	$12.8 \pm 0.2$

Table 2.6 に示した面積比について、He#2 の結果は検出器がパルス中性子源に近かったため除外し、He#1 と He#4 の 2 つの検出器の結果を平均することにより最終的な未臨界度とした。これを Table 2.7 に示す。Table 2.7 には、Table 2.1 の余剰反応度と制御棒価値から算出した未臨界度も併せて示している。

Table 2.7 面積比法の結果

体系	面積比法 [β]	余剰反応度と 制御棒価値 [β]
C3 in	0.208 ± 0.003	0.22 ± 0.01
C1-C3 in	1.51 ± 0.01	1.30 ± 0.03
All rods in	3.07 ± 0.02	2.73 ± 0.04
Shutdown	9.3 ± 0.1	—
Shutdown+P	12.8 ± 0.1	—

表のように、面積比法の結果と、余剰反応度と制御棒価値から求めた未臨界度は、誤差の範囲には収まっていないもののおおよそ一致している。また、面積比法は”Shutdown”や”Shutdown+P”の未臨界度の絶対値を測定する唯一の方法であることから、後の NSM 法と Feynman- $\alpha$  法の測定結果に対する比較対象として用いることにした。

## 2.4 中性子源増倍法による未臨界度測定

本節では、固有中性子源を用いた中性子源増倍法（NSM 法）による未臨界度測定結果について述べる。最初に、NSM 法の理論について説明した後、実際の測定方法と結果を示し、最後に、固有中性子源を用いた NSM 法の特性等について考察する。

### 2.4.1 理論

NSM 法は、未臨界体系における中性子増倍に着目して未臨界度を求めるシンプルな未臨界度測定手法である。本手法では、簡単のために中性子束の空間及びエネルギー依存性を無視した一点炉近似が導入されている。NSM の理論について述べる [7,22]。

まず、実効増倍率  $k_{\text{eff}}$  が 1 未満である未臨界体系では、核分裂の連鎖反応は続かずに体系内の中性子数はやがて 0 の状態になる。このような未臨界体系に、毎秒  $S$  個の中性子を放出する中性子源を装荷したときに、源中性子が受ける増倍について考える。時間を中性子の世代に区切ると、最初に体系に放出された  $S$  個の源中性子は増倍を受け、次の世代には  $Sk_{\text{eff}}$

個になる。続いて、この  $Sk_{\text{eff}}$  個の中性子も同様に増倍を受け、次の世代には  $Sk_{\text{eff}}^2$  個、さらに次の世代には  $Sk_{\text{eff}}^3$  個になる。以上のようにして、一般に  $n$  世代後には  $Sk_{\text{eff}}^n$  個になる。ただし、 $n$  世代後には、その世代の中性子、1 つ前の世代の中性子、2 つ前の世代の中性子、というように、その世代より前の全ての世代の中性子が存在している。この様子を表した模式図が Figure 2.11 である。

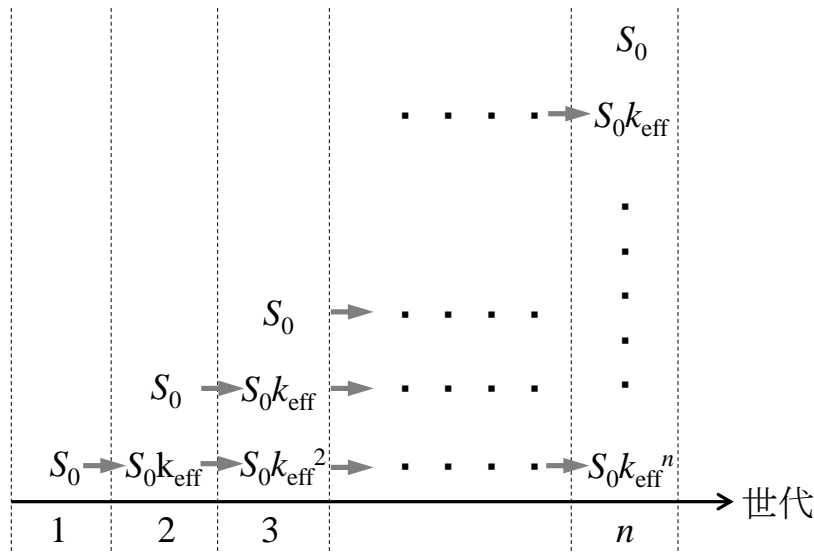


Figure 2.11 各世代における中性子の総数を表した模式図

従って、未臨界の増倍体系内の全中性子数  $N$  は、次のように表すことができる。

$$N = S + Sk_{\text{eff}} + Sk_{\text{eff}}^2 + Sk_{\text{eff}}^3 + \cdots = \sum_{i=0}^{\infty} Sk_{\text{eff}}^i \quad (2.30)$$

式(2.30)のように、初項  $S$ 、公比  $k_{\text{eff}}$  の無限等比級数の和で表される  $N$  は、その公比である  $k_{\text{eff}}$  が 1 より小さいことから、次のように収束する。

$$N = \frac{S}{1 - k_{\text{eff}}} \quad (2.31)$$

式(2.31)は、中性子源から発生した  $S_0$  個の中性子が未臨界増倍によって  $1/(1-k_{\text{eff}})$  倍になることを示している。このことから、検出器の計数率を  $CR$ 、検出効率を  $\varepsilon$  とするとき、次の式が成り立つ。

$$CR = \frac{\varepsilon S}{1 - k_{\text{eff}}} \quad (2.32)$$

未臨界度 ( $-\rho$ ) を用いることで、式(2.32)は次のように書き換えられる。

$$CR = \frac{\varepsilon' S}{(-\rho)} \quad (2.33)$$

ただし、式(2.33)において  $\varepsilon' = \varepsilon/k_{\text{eff}}$  である。ここで、基準体系として未臨界度  $(-\rho)_{\text{ref}}$  が既知である体系を仮定し、この未臨界度に対応する検出器の計数率が  $CR_{\text{ref}}$  と測定されたとする。さらに、未臨界度が未知である体系において、同じ検出器を用いて計数率  $CR_{\text{target}}$  が測定されたとする。この2体系の未臨界度と計数率の関係を、式(2.33)に基づいて表すと、それぞれ次のようになる。

$$(-\rho)_{\text{ref}} = \frac{(\varepsilon' S)_{\text{ref}}}{CR_{\text{ref}}} \quad (2.34)$$

$$(-\rho)_{\text{target}} = \frac{(\varepsilon' S)_{\text{target}}}{CR_{\text{target}}} \quad (2.35)$$

ここで、 $(\varepsilon' S)_{\text{ref}}$  が  $(\varepsilon' S)_{\text{target}}$  と等しいと近似すれば、式(2.34)と式(2.35)の比を取って  $\varepsilon' S$  を消去することにより、未知の未臨界度を次の式から求めることができる。

$$(-\rho)_{\text{target}} = (-\rho)_{\text{ref}} \times \frac{CR_{\text{ref}}}{CR_{\text{target}}} \quad (2.36)$$

式(2.36)が、NSM法の基本式である。なお、 $S$  で表される中性子源は一般的には外部中性子源が仮定されるが、核燃料に内在する固有中性子源を仮定した場合でも十分な強度があれば未臨界増倍を起こすことができるため、式(2.36)を適用可能である。ただし、NSM法では以下のような近似が用いられている。

- ◇ 一点炉近似が仮定されているため、中性子束の空間依存性やエネルギー依存性が考慮されていない。
- ◇ 基準体系と未知体系において、 $\varepsilon' S$  が同じ値であると近似しているが、実際には異なる。特に、固有中性子源を用いた場合には、自発核分裂やアルファ崩壊により発生する中性子数が体系内に存在する核分裂性物質の量に比例して変化する。従って、核分裂性物質の量が変化した場合には  $S$  の値が同じではなくなるため、 $(\varepsilon' S)_{\text{ref}}$  が  $(\varepsilon' S)_{\text{target}}$  と等しいとした近似も成り立たなくなる。

以上のような近似を補正するために、過去に修正中性子源増倍法 (MSM法) [30] や検出中性子増倍率に基づく NSM法 [20] といった、数値計算に基づく補正手法が提案されている。しかし、今回の実験は固有中性子源を用いた NSM法 の特性を把握するという目的があるため、数値計算による補正についてはここでは取り扱わない。

## 2.4.2 測定方法

実際の実験における NSM 法の手順について説明する。まず、各未臨界体系において、Table 2.8 に示す時間で中性子計数率の測定を行った。

Table 2.8 各未臨界体系の中性子計数率測定時間

体系	測定時間 [min]
C3 in	12
C1-C3 in	60
All rods in	130
Shutdown	900
Shutdown+P	930

今回の実験では、計数率の測定誤差の影響をできるだけ低減するため、Table 2.8 の測定で得られた全てのデータを利用して計数率を求めた。測定時間  $t$  [sec] のデータ中の総カウント数を  $C_{total}$  とすると、計数率  $C$  [cps] とその誤差  $\sigma_C$  は次の式のように表すことができる。ただし、1 回の測定で得られたカウント数の誤差は、カウント数の平方根で推定できるとした<sup>1</sup> [15]。

$$C \pm \sigma_C = \frac{C_{total}}{t} \pm \frac{\sqrt{C_{total}}}{t} \quad (2.37)$$

4 つの  $^3\text{He}$  検出器による測定で得られた計数率を Table 2.9 に示す。

Table 2.9 各未臨界体系における計数率

体系	計数率 [cps]			
	He#1	He#2	He#3	He#4
C3 in	233.3 ± 0.6	275.3 ± 0.6	332.4 ± 0.7	282.4 ± 0.6
C1-C3 in	35.22 ± 0.09	34.69 ± 0.09	45.9 ± 0.1	42.4 ± 0.1
All rods in	17.53 ± 0.05	15.36 ± 0.04	24.46 ± 0.05	17.82 ± 0.05
Shutdown	7.74 ± 0.01	5.92 ± 0.01	10.12 ± 0.01	6.07 ± 0.01
Shutdown+P	6.25 ± 0.01	4.444 ± 0.009	5.71 ± 0.01	4.730 ± 0.009

<sup>1</sup> 通常の放射線計測の場合はこの方法でカウント数の誤差が求められるが、増倍体系においては厳密ではない。後の Feynman- $\alpha$  法の結果で、計数率のポアソン分布からのずれを示す  $Y$  値が 0 以上の値になっており、計数率がポアソン分布に従っていないことが示されているためである。 $Y$  値の飽和値は最大で 10 程度となっているので、カウント数の誤差を平方根で見積もった場合には、最大で  $\sqrt{10}$  倍程度の範囲に実際の誤差があると推定できる。正しい誤差を求めるためには、以上のような因子を考慮して補正するか、カウントを 1 秒毎のデータに区切り、それらを統計処理することによって、計数率の誤差を直接求める方法が考えられる。

今回の NSM 法では、基準体系を”C3 in”に設定した。すなわち、式(2.36)における $(-\rho)_{\text{ref}}$ が Table 2.7 に示した面積比法で得られた”C3 in”の未臨界度、 $CR_{\text{ref}}$ が Table 2.9 の”C3 in”の計数率にそれぞれ相当する。これらの値と、Table 2.9 に示した各体系の計数率を  $CR_{\text{target}}$  として式(2.36)に代入し、未臨界度を求めた。なお、NSM 法で求めた未臨界度の誤差  $\sigma_{(-\rho)_{\text{target}}}$  は次のように表せる。

$$\sigma_{(-\rho)_{\text{target}}} = (-\rho)_{\text{ref}} \frac{CR_{\text{ref}}}{CR_{\text{target}}} \sqrt{\frac{\sigma_{(-\rho)_{\text{ref}}}^2}{(-\rho)_{\text{ref}}^2} + \frac{\sigma_{CR_{\text{ref}}}^2}{CR_{\text{ref}}^2} + \frac{\sigma_{CR_{\text{target}}}^2}{CR_{\text{target}}^2}} \quad (2.38)$$

ただし、 $\sigma_{(-\rho)_{\text{ref}}}$  は面積比法で求めた基準体系の未臨界度の誤差、 $\sigma_{CR_{\text{ref}}}$ 、 $\sigma_{CR_{\text{target}}}$  はそれぞれ基準体系と測定体系における計数率の測定誤差である。

### 2.4.3 結果

NSM 法による未臨界度測定結果を Table 2.10 に示す。また、Table 2.10 の値をグラフにして Figure 2.12 に示す。Figure 2.12 の縦軸は NSM 法による未臨界度測定結果、横軸は参照値とした面積比法の結果である。図中には、4 つの検出器で得られた結果を全て示している。

Table 2.10 NSM 法による未臨界度測定結果 [β]

体系	He#1	He#2	He#3	He#4
C3 in	0.209 ± 0.003	0.209 ± 0.003	0.209 ± 0.003	0.209 ± 0.002
C1-C3 in	1.38 ± 0.02	1.66 ± 0.02	1.51 ± 0.02	1.39 ± 0.02
All rods in	2.78 ± 0.04	3.74 ± 0.05	2.96 ± 0.04	3.31 ± 0.04
Shutdown	6.29 ± 0.08	9.71 ± 0.13	6.86 ± 0.09	9.73 ± 0.13
Shutdown+P	7.79 ± 0.14	12.94 ± 0.17	12.16 ± 0.16	12.47 ± 0.17



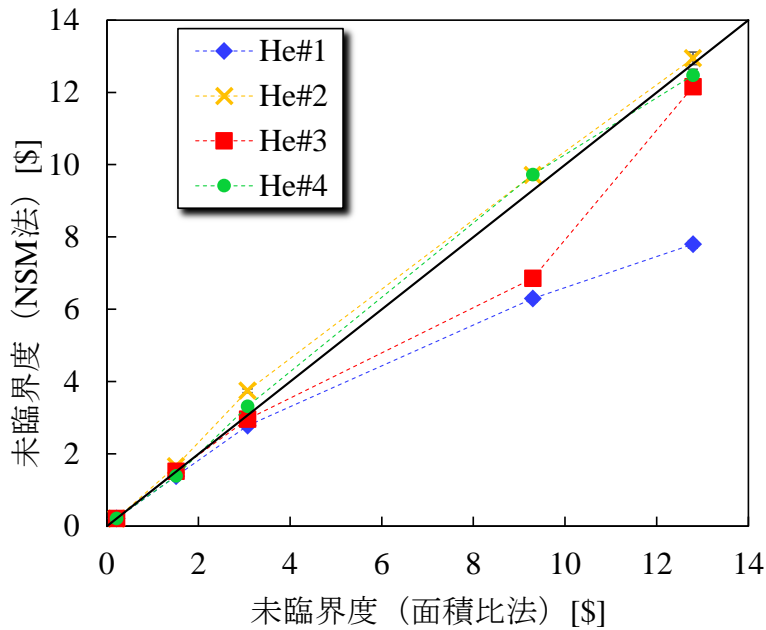


Figure 2.12 NSM 法による未臨界度測定結果

Figure 2.12 より、NSM 法により得られた未臨界度は検出器によって値が大きく異なっていることがわかる。測定結果の検出器依存性は未臨界が深くなるほど顕著になり、例えば、He#2 や He#4 の結果は深い未臨界体系でも参照値と一致しているが、He#1 や He#3 の結果は面積比法と比べて大幅に過小評価されている。

#### 2.4.4 考察

前節の結果について考察する。NSM 法で測定した未臨界度に、深い未臨界体系において検出器依存性が生じる原因は、2.4.1 節で述べたように、NSM 法の基本式における近似や仮定が成り立たなくなるためであると考えられる。例えば、He#1 は深い未臨界体系で他の検出器の結果と比べて過小評価されているが、これは”Shutdown”や”Shutdown+P”といった体系では、中心架台が引き抜かれたことでポリエチレンの反射体がなくなり遮蔽効果が減少している。このため、計数率が見かけ上増加し、未臨界度測定結果に影響を及ぼしたと考えられる。また、”Shutdown”や”Shutdown+P”では、燃料体数が減少しているため、固有中性子源強度が低下したことも影響していると考えられる。一方で、He#2 や He#4 のように、測定する検出器が遮蔽の減少といった影響を受けない適切な位置に配置されていれば、深い未臨界体系でも NSM 法による測定が可能であることを示唆している。従って、MSM 法や  $k_{det}$  に基づく補正手法のような数値計算を用いる等して、適切な検出器位置を調べる必要がある。

ただし、固有中性子源を用いた NSM 法では、参照体系と測定体系の固有中性子源強度が

Table 2.3 のように評価済みであることから、この比を用いることで線源強度に関する簡単な補正を施すことができる。NSM 法の基本式である式(2.36)では、 $(\epsilon' S)_{\text{target}}$  と  $(\epsilon' S)_{\text{ref}}$  が等しいと仮定していた。しかし実際には、基準体系の固有中性子源強度  $S_{\text{ref}}$  と測定体系の固有中性子源強度  $S_{\text{target}}$  は異なる。同じ構成の単位燃料セルの中性子源強度は等しいので、基準体系である”C3 in”の燃料セル枚数に対する測定体系の燃料セル枚数の比  $S_{\text{target}}/S_{\text{ref}}$  を式(2.36)中で考慮に入れることで、NSM 法の未臨界度は次の式のように補正される。

$$(-\rho)_{\text{target}} = (-\rho)_{\text{ref}} \times \frac{CR_{\text{ref}}}{CR_{\text{target}}} \times \frac{S_{\text{target}}}{S_{\text{ref}}} \quad (2.39)$$

式(2.39)に Table 2.3 の燃料セルの枚数と Table 2.9 の計数率を代入することにより、未臨界度を再評価した。この結果を次の Table 2.11 及び Figure 2.13 に示す。ただし、未臨界度が浅い3つの体系の結果は、基準体系と燃料セルの枚数が同じであるため補正を施していない NSM 法と同じである。

Table 2.11 固有中性子源強度の補正を施した NSM 法の結果 [\$]

体系	He#1	He#2	He#3	He#4
Shutdown	5.72 ± 0.08	8.83 ± 0.12	6.24 ± 0.08	8.84 ± 0.12
Shutdown+P	6.59 ± 0.09	10.94 ± 0.14	10.28 ± 0.14	10.55 ± 0.14

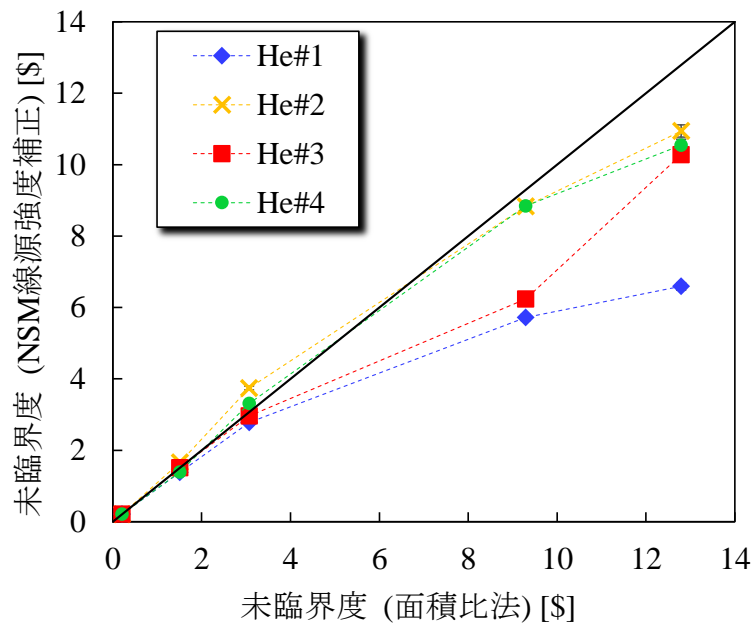


Figure 2.13 固有中性子源強度の補正を施した NSM 法の結果

Figure 2.13 のように、線源強度の補正では検出器位置依存性を低減させることはできなかった。今回の補正方法の問題点は、検出効率の影響を無視していることであると考えられる。例えば、He#1 の結果について既に述べたように、たとえ体系全体の固有中性子源強度が低下したとしても、遮蔽の減少等によって中性子が検出されやすくなるような状況になれば、計数率は増加する。従って、線源強度だけでなく、検出効率も同時に考慮した補正を施さなければ、検出器位置依存性を低減させることはできない。中性子源強度と検出効率の両者を考慮した検出器位置依存性については、続く 3 章において詳しく議論する。

## 2.5 Feynman- $\alpha$ 法による未臨界度測定

本節では、NSM 法と同様に、固有中性子源を用いた Feynman- $\alpha$  法による未臨界度測定結果について、理論、測定方法、結果、考察を述べる。

### 2.5.1 理論

Feynman- $\alpha$  法は、炉雑音解析法に基づく未臨界度測定手法の一種である。ここで炉雑音とは、体系内の中性子数の統計的な揺らぎのことを意味しており、未臨界が浅い体系ほど中性子数の揺らぎは大きくなる。炉雑音解析法では、未臨界体系における連鎖反応系において検出された中性子の相関を利用して、未臨界度を求める。

Feynman- $\alpha$  法の理論について述べる。Feynman- $\alpha$  法では、ある未臨界の増倍体系に対して、ある一定の時間間隔において無作為に検出した中性子数の分散と平均値の比から未臨界度等の情報を得る手法である。このことから、Feynman- $\alpha$  法は分散対平均法とも呼ばれる。まず、ある体系における核分裂の連鎖反応に着目すると、一つの中性子が引き起こした核分裂反応によって別の中性子が放出され、その中性子が別の核分裂反応を引き起こしたり、吸収されて消滅したりする、というような中性子の連鎖反応群が形成されている。このような連鎖反応群は増倍体系内に多数存在しており、その一つ一つを家系と呼ぶ。以上のような連鎖反応の家系の概念図を Figure 2.14 に示す。

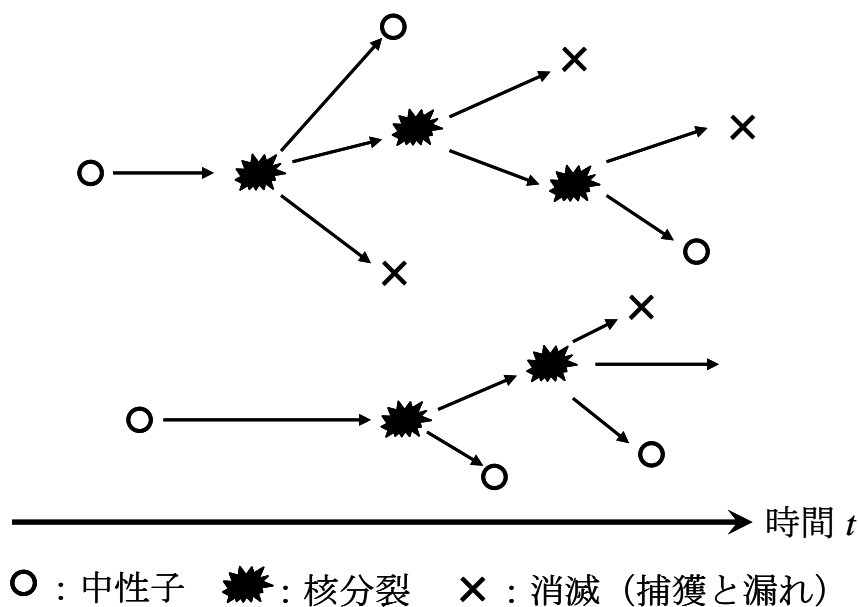


Figure 2.14 連鎖反応の家系の概念図

ここで、Figure 2.14 のような連鎖反応の家系を有する未臨界の増倍体系に対し、ある時間幅  $T$  の間に中性子の検出を行い、検出された中性子数を  $C(T)$  とする。この測定を無限回繰り返すと仮定した場合、検出中性子数  $C(T)$  に対する 2 次中性子相関量  $Y$  値は、次の式(2.40)で定義される [11]。ただし、式(2.40)において、 $\langle C(T) \rangle$  は中性子検出数  $C(T)$  の真の平均を表している。

$$Y \equiv \frac{\langle C(T)^2 \rangle - \langle C(T) \rangle^2}{\langle C(T) \rangle} - 1 \quad (2.40)$$

式(2.40)より、 $Y$  値は真の分散と真の平均の比から 1 を引いた値であることがわかる。ここで、ポアソン分布では真の平均と真の分散が等しくなるという性質がある。従って、 $Y$  値は検出数分布がポアソン分布に対してどの程度ずれているかを示す値である、ということがわかる。例えば、Am-Be 線源のようなポアソン中性子源から発生した中性子を直接検出するような場合、検出された中性子数はポアソン分布に従うため、 $Y$  値は 0 になる。一方で、中性子源から発生した中性子が体系内で増倍され、検出されるまでに核分裂反応が起きた場合、核分裂の連鎖反応によって検出された中性子の間に相関が生じるため、 $Y$  値は 0 よりも大きな値をとることとなる。

$Y$  値は、中性子源がポアソン中性子源であるのか、もしくは自発核分裂中性子源であるのかによって、その理論式が異なる。本研究で測定に用いる固有中性子源には、ポアソン中性子源である  $(\alpha, n)$  反応による中性子と自発核分裂による中性子が混在しているので、両者を考慮した理論式を用いる必要がある。まず、ある未臨界増倍体系におけるポアソン中性子源

に対して1点炉近似を仮定し、即発中性子のみを考慮して遅発中性子を無視することで、ある時間幅  $T$  に対する  $Y$  値の理論式が、以下のように導出される [11]。

$$Y(T) = Y_{\infty} \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) \quad (2.41)$$

$$Y_{\infty} = \frac{\lambda_d \lambda_f \langle \nu_p (\nu_p - 1) \rangle}{\alpha^2} \quad (2.42)$$

ただし、式(2.41)、(2.42)中の定数は次のように定義される。

$Y_{\infty}$	:	$Y$ 値の飽和値
$\alpha$	:	即発中性子減衰定数
$\lambda_d \equiv \nu \Sigma_d$	:	1個の中性子が検出される確率
$\lambda_f \equiv \nu \Sigma_f$	:	1回の核分裂を起こす確率
$\nu$	:	中性子速度
$\nu_p$	:	1回の核分裂あたりに発生する即発中性子数
$\langle \nu_p (\nu_p - 1) \rangle$	:	$\nu_p$ の2次モーメント

自発核分裂中性子源に対する  $Y$  値の理論値は、物理的直感法と呼ばれる方法を用いることで、次のように導出される [19]。ここで物理的直感法とは、起こりうる可能性のある全ての連鎖反応の家系を想像し、中性子がどのような過程を経て検出されるかを直感的に考えることで、 $Y$  値の理論式を導出する方法である。

$$Y(T) = Y_{\infty} \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) \quad (2.43)$$

$$Y_{\infty} = \frac{\lambda_d}{\alpha} \left\{ \frac{\langle q(q-1) \rangle}{\langle q \rangle} + \frac{\lambda_f \langle \nu_p (\nu_p - 1) \rangle}{\alpha} \right\} \quad (2.44)$$

ただし、式(2.44)中の値は次のように定義される。

$q$	:	1回の自発核分裂により放出される中性子数
$\langle q \rangle$	:	$q$ の平均
$\langle q(q-1) \rangle$	:	$q$ の2次モーメント

また、式の導出には以下のような仮定がなされている。

- ◇ 一点炉近似を仮定し、即発中性子のみを考慮して遅発中性子は無視
- ◇ 巨視的断面積が中性子のエネルギーに依存しない、中性子のエネルギー-1 群近似
- ◇ 自発核分裂中性子源が中性子を放出し始めてから十分な時間が経過して体系内の中性子数が定常状態に達しており、なおかつ現在でも中性子を放出し続けている

以上のようなポアソン中性子源と自発核分裂中性子源の 2 種類の中性子源に対する  $Y$  値から、両者が混在した体系における  $Y$  値の理論式を求める。ポアソン中性子源に対する  $Y$  値の理論式である式(2.41)、(2.42)と、自発核分裂中性子源に対する  $Y$  値の理論式である式(2.43)、(2.44)を比較すると、両者は、時間幅  $T$  に対する  $Y$  値である  $Y(T)$  が従う式は同じであるが、 $Y$  値の飽和値である  $Y_{\infty}$  を表す式が異なる。ここで、自発核分裂中性子源に対する  $Y_{\infty}$  を表す式(2.44)において、1 回の自発核分裂により発生する中性子数が 1 個である場合、すなわち、線源がポアソン中性子源である場合を考える。このとき、 $q=1$  であるので  $q$  の 2 次モーメント  $\langle q(q-1) \rangle$  は 0 となり、結局、ポアソン中性子源に対する  $Y_{\infty}$  を表す式(2.42)に帰着する。以上のように、 $Y_{\infty}$  の式の導出には、線源が 1 回崩壊したときに発生する中性子数の 2 次モーメントを求める必要があるということがわかる。このことを考慮して、本研究で対象としている固有中性子源のように、ポアソン中性子源と自発核分裂中性子源が混在している場合を考える。この場合、線源の崩壊による中性子の放出数を確率的に求める必要がある。ここで、体系中のポアソン中性子源の強度を  $S_A$ 、自発核分裂中性子源の強度を  $S_{SF}$ 、両者を合計した全中性子源の強度を  $S_{total}$  とする。また、ポアソン中性子源、自発核分裂中性子源、全中性子源が 1 回崩壊したときに  $n$  個の中性子が発生する確率をそれぞれ  $P_A(n)$ 、 $P_{SF}(n)$ 、 $P_{total}(n)$  とする。このとき、 $P_{total}(n)$  は次のように表すことができる。

$$P_{total}(n) = \frac{\{S_A P_A(n) + S_{SF} P_{SF}(n)\}}{S_{total}} \quad (2.45)$$

式(2.45)を用いることにより、全中性子源から発生する中性子の 2 次モーメント  $\langle q(q-1) \rangle_{total}$  は、次の式で表せる。

$$\begin{aligned} \langle q(q-1) \rangle_{total} &= \sum_{q=0}^{q=8} q(q-1) P_{total}(q) \\ &= \sum_{q=0}^{q=8} \frac{q(q-1)}{S_{total}} \{S_A P_A(q) + S_{SF} P_{SF}(q)\} \end{aligned} \quad (2.46)$$

ここで、ポアソン中性子源に対する中性子発生確率  $P_A(n)$  について考える。ポアソン中性子源の場合、1 回の崩壊で発生する中性子数は必ず 1 個である。従って、 $P_A(n)$  は次の式で表すことができる。

$$P_A(n) = \begin{cases} 1 & (n = 1) \\ 0 & (n \neq 1) \end{cases} \quad (2.47)$$

また、前述の通りポアソン中性子源に対する 2 次モーメントは 0 である。以上より、式(2.46)は次の式のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} \langle q(q-1) \rangle_{total} &= \frac{S_{SF}}{S_{total}} \sum_{q=0}^{q=8} q(q-1)P_{SF}(q) \\ &= \frac{S_{SF}}{S_{total}} \langle q(q-1) \rangle_{SF} \end{aligned} \quad (2.48)$$

ただし、式(2.48)中の  $\langle q(q-1) \rangle_{SF}$  は自発核分裂中性子源に対する 2 次モーメントを表している。以上より、ポアソン中性子源と自発核分裂中性子源が混在する場合の  $Y_\infty$  は、次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} Y_\infty &= \frac{\lambda_d}{\alpha} \left\{ \frac{\langle q(q-1) \rangle_{total}}{\langle q \rangle_{total}} + \frac{\lambda_f \langle \nu_p(\nu_p - 1) \rangle}{\alpha} \right\} \\ &= \frac{\lambda_d}{\alpha} \left\{ \frac{S_{SF}}{S_{total}} \frac{\langle q(q-1) \rangle_{SF}}{\langle q \rangle_{SF}} + \frac{\lambda_f \langle \nu_p(\nu_p - 1) \rangle}{\alpha} \right\} \end{aligned} \quad (2.49)$$

式(2.49)より、 $Y_\infty$  は全中性子源強度に対する自発核分裂中性子源強度の割合に応じて変化するということがわかる。仮に、 $S_A \gg S_{SF}$  という条件が成り立つ場合には、式(2.49)はポアソン中性子源に対する  $Y_\infty$  を表す式(2.42)に帰着し、逆に  $S_A \ll S_{SF}$  という条件下では自発核分裂源に対する  $Y_\infty$  を表す式(2.44)に帰着する。一方、ポアソン中性子源と自発核分裂中性子源が混在しているような体系においても、ある時間幅  $T$  に対する  $Y$  値の関数形は共通しており、次の式で表すことができる。

$$Y(T) = Y_\infty \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) \quad (2.50)$$

$Y$  値の理論式を示す式(2.50)から、未臨界度を求める式を導出する。まず、式(2.50)中の即発中性子減衰定数  $\alpha$  について考える。未臨界の体系では、中性子源から発生した中性子によって連鎖反応が起こるが、これはやがて収束する。ある時間に  $N_0$  個の中性子が投入された場合、時間  $t$  が経過した後の中性子数の期待値  $N(t)$  は、次の式(2.51)及び式(2.52)で表される方程式を解くことによって得られる [31]。

$$N(0) = N_0 \quad (2.51)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \langle \nu_p \rangle \lambda_f N(t) - (\lambda_c + \lambda_f + \lambda_d) N(t) = -\alpha N(t) \quad (2.52)$$

ただし、式(2.52)は即発中性子のみに着目している。また、式中の $\lambda_c$ は $\lambda_c \equiv \nu \Sigma_c$ で定義され、これは1回の捕獲反応が起こる確率を表している。式(2.52)より、 $\alpha$ は次の式のように定義できる。

$$\alpha \equiv \lambda_c + \lambda_f + \lambda_d - \langle \nu_p \rangle \lambda_f \quad (2.53)$$

また、式(2.52)を式(2.51)の初期条件を用いて解くと、次のようになる。

$$N(t) = N_0 e^{-\alpha t} \quad (2.54)$$

式(2.54)からわかるように、 $N(t)$ は指数関数的に減少する関数であり、 $\alpha$ はその時定数である。ここで、 $\alpha$ は即発中性子の実効増倍率 $k_p$ 、中性子寿命 $l$ を用いて表すことができる。 $k_p$ と $l$ はそれぞれ次の式及び式のように定義できる。

$$k_p \equiv \frac{\langle \nu_p \rangle \lambda_f}{\lambda_c + \lambda_f + \lambda_d} \quad (2.55)$$

$$l \equiv \frac{1}{\lambda_c + \lambda_f + \lambda_d} \quad (2.56)$$

式(2.55)、(2.56)を利用すると、式(2.53)から $\alpha$ は次のように表すことができる。

$$\alpha = \frac{1 - k_p}{l} \quad (2.57)$$

また、 $k_p$ は体系の実効増倍率 $k_{\text{eff}}$ と実効遅発中性子割合 $\beta_{\text{eff}}$ を用いて次のように表せる。

$$k_p = (1 - \beta_{\text{eff}}) k_{\text{eff}} \quad (2.58)$$

同様に、 $\nu_p$ は核分裂で発生する中性子数 $\nu$ と $\beta_{\text{eff}}$ を用いて次のように表せる。

$$\nu_p = (1 - \beta_{\text{eff}}) \nu \quad (2.59)$$

未臨界度( $-\rho$ )を示す式(2.60)及び式(2.55)、(2.56)、(2.58)、(2.59)を用いると、式(2.57)の $\alpha$ は式(2.61)のように表せる。



$$(-\rho) = \frac{1 - k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}} \quad (2.60)$$

$$\alpha = \langle \nu \rangle \lambda_r (\beta_{\text{eff}} - \rho) = \frac{\beta_{\text{eff}} - \rho}{\Lambda} \quad (2.61)$$

ただし、式(2.61)中の $\Lambda$ は中性子生成時間であり、次のように定義される。

$$\Lambda \equiv \frac{1}{\langle \nu \rangle \lambda_r} \quad (2.62)$$

式(2.61)を変形することで、 $\alpha$ から $(-\rho)$ を求める式を得ることができる。これを次の式(2.63)に示す。

$$(-\rho) \approx \alpha \Lambda - \beta_{\text{eff}} \quad (2.63)$$

ここで、臨界状態、すなわち $(-\rho)=0$ における即発中性子減衰定数 $\alpha_0$ について考える。 $\alpha_0$ は、式(2.63)に $(-\rho)=0$ を代入することによって得られる。

$$\alpha_0 \approx \frac{\beta_{\text{eff}}}{\Lambda} \quad (2.64)$$

さらに、式(2.64)を式(2.63)に代入することにより、ドル単位の未臨界度を次の式から求めることができる。

$$\frac{(-\rho)}{\beta_{\text{eff}}} \approx \left( \frac{\alpha}{\alpha_0} - 1 \right) \quad (2.65)$$

これを **Simmons-King 法** という [9]。以上のように、即発中性子減衰定数 $\alpha$ と未臨界度を関連付けることができた。式(2.65)より、臨界時の即発中性子減衰定数 $\alpha_0$ が既知であれば、時系列データ解析によって得られた  $Y(T)$  に対して、理論式を最小二乗フィッティングすることにより求めた $\alpha$ から、ドル単位の未臨界度を間接的に推定することができる。

## 2.5.2 測定方法

実際の実験における **Feynman- $\alpha$  法** の手順について説明する。まず、各未臨界体系において時系列データの測定を行ったが、このときの測定時間は **NSM 法** と同じで、Table 2.8 に示した通りである。得られたデータについて、“C3 in”の場合は 1 分毎、それ以外の体系では 10 分毎のデータに分割して、分割した各データにおいて  $Y(T)$  の解析を行った。

ここで、任意の時間幅に対する時系列データの測定方法を述べる。 $Y$  値を純粹に測定しようとする、ある時間幅  $T$  で  $Y(T)$  を測定した後、別の時間幅  $T'$  で  $Y(T')$  を測定する、という作業を何度も行う必要が生じてくるため、現実的ではない。そこで本実験では、バンチングと呼ばれる処理を行って、任意の時間幅に対する  $Y$  値を求めている [32]。まず、Figure 2.15 にバンチング処理の概念図を示す。バンチング処理とは、連続する  $k$  個の時系列データを連結することにより、任意の時間幅  $kT$  に対する時系列データを 1 個作成する処理である。バンチング処理により、ある基本時間幅  $T$  の時系列データから任意の時間幅  $kT$  の時系列データを作成することが可能となる。またこれによって、任意の時間幅  $kT$  に対する  $Y$  値を求めることができる。

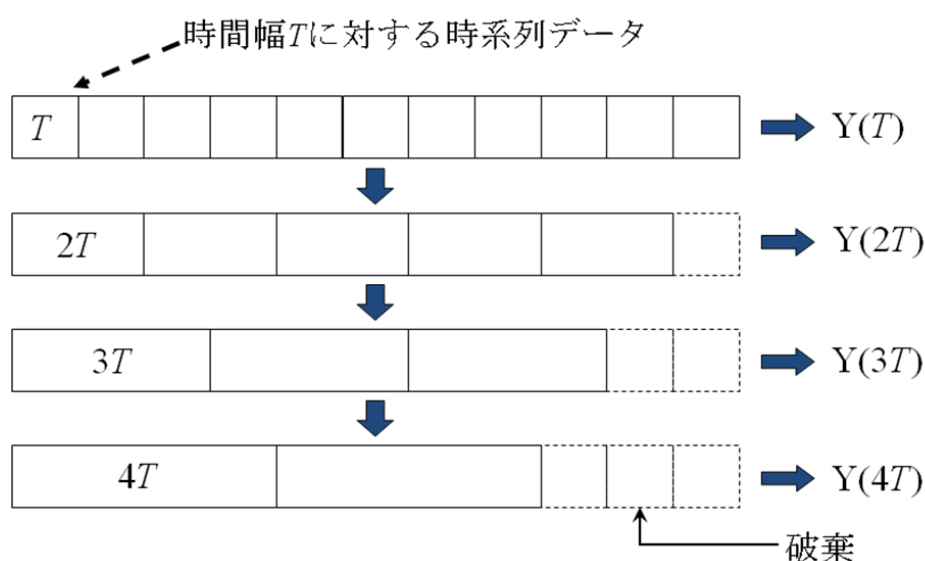


Figure 2.15 バンチング処理の概念図

時間幅  $kT$  に対応する時系列データの数  $N_k$  は、基本時間幅  $T$  に対応する時系列データの数  $N$  を用いて、次の式で表すことができる。ただし、式中の  $[\ ]$  はガウス記号を表す。

$$N_k = \left[ \frac{N}{k} \right] \quad (2.66)$$

バンチング処理により得られた任意の時間幅  $kT$  に対応する  $N_k$  個の時系列データを用いることにより、任意の時間幅に対する  $Y$  値は次のように計算することができる。

$$Y(kT) = \frac{\frac{N_k}{N_k - 1} \left\{ \frac{1}{N_k} \sum_{n=1}^{N_k} C_n^2 - \left( \frac{1}{N_k} \sum_{n=1}^{N_k} C_n \right)^2 \right\}}{\frac{1}{N_k} \sum_{n=1}^{N_k} C_n} - 1 \quad (2.67)$$

ただし、 $C_n$ は時間幅  $kT$  に対する時系列データのうち  $n$  番目のデータにおける検出中性子数を表している。バンチング法の欠点としては、式(2.66)及び式(2.67)より、 $k$ が大きくなって時間幅が大きくなると時系列データの数  $N_k$ が少なくなるため、これに伴って  $Y$  値を計算する際の統計誤差が大きくなるということが考えられる。

今回の実験では、測定データを 1 分、もしくは 10 分間のデータ  $j_{max}$  個に分割しており、式(2.67)に基づいて、各分割データにおいて任意の時間幅に対する  $Y$  値を求めた。求めたい  $Y$  値は全データの  $Y$  値であるので、各分割データの  $Y$  値を全分割データに関してへいきんすることでこれを求めた。分割したデータのうち、 $j$  番目のデータの時間幅  $kT$  に対する  $Y$  値を  $Y_j(kT)$  とすると、全データの  $Y$  値である  $Y_{ave}(kT)$  とその誤差  $\sigma_{Y_{ave}(kT)}$  は以下のように表すことができる。

$$Y_{ave}(kT) = \frac{\sum_{j=1}^{j_{max}} Y_j(kT)}{j_{max}} \quad (2.68)$$

$$\sigma_{Y_{ave}(kT)} = \sqrt{\frac{1}{j_{max}-1} \sum_{j=1}^{j_{max}} (Y_{ave}(kT) - Y_j(kT))^2} \times \frac{1}{\sqrt{j_{max}}} \quad (2.69)$$

ここで、以上までの  $Y$  値の解析に関する条件を Table 2.12 に、得られた  $Y$  値の例として”Shutdown+P”の He#4 の結果を Figure 2.16 にそれぞれ示す。

Table 2.12  $Y$  値の解析条件

体系	測定時間 [min]	分割データ の時間 [min]	分割データ の個数	最小時間幅 [sec]	最大時間幅 [sec]
C3 in	12	1	12		
C1-C3 in	60	10	6		
All rods in	130	10	13	$1.0 \times 10^{-4}$	0.1
Shutdown	900	10	90		
Shutdown+P	930	10	93		

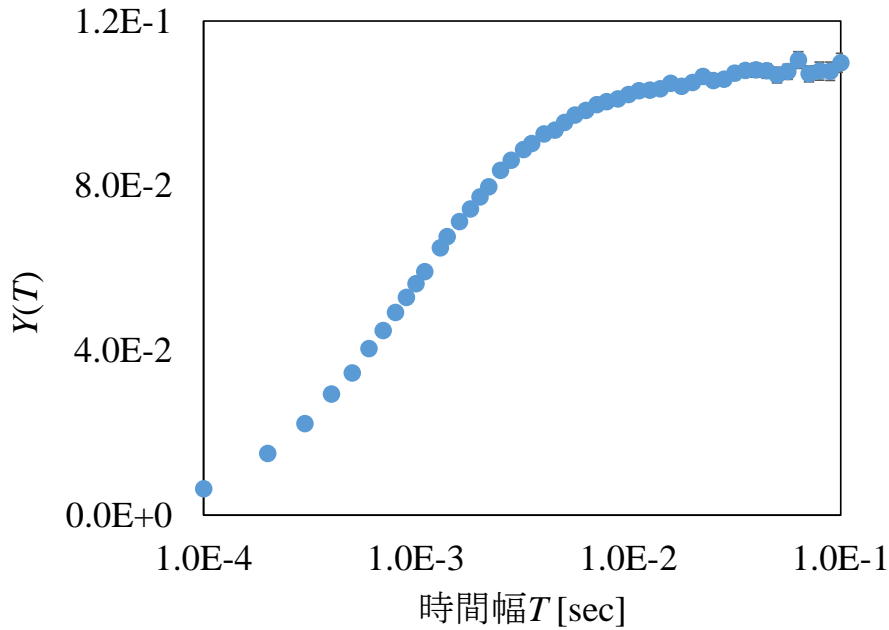


Figure 2.16 測定した  $Y$  値の例 ("Shutdown+P"、He#4)

Figure 2.16 のように、各体系の各検出器で得られた  $Y(T)$  のグラフに対して、 $Y$  値の理論式を最小二乗フィッティングすることによって即発中性子減衰定数  $\alpha$  を求めた。ただし、フィッティングに用いた式は 2.5.1 節で導出した式に対して、遅発中性子と検出器の不感時間を考慮した項を追加した、以下のような式である [33,34]。

$$Y(T) = Y_{\infty} \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) + b_1 + b_2 T \quad (2.70)$$

式中の  $b_1$  と  $b_2$  はそれぞれ、不感時間と遅発中性子の効果に対する補正係数である。フィッティングにより求められた各未臨界体系の  $\alpha$  値を Table 2.13 及び Figure 2.17 に示す。Figure 2.17 の縦軸は  $\alpha$  値の測定結果、横軸は参照値とした面積比法の結果である。

Table 2.13 各未臨界体系の  $\alpha$  値 [1/sec]

体系	He#1	He#2	He#3	He#4
C3 in	216.2 ± 2.8	211.0 ± 2.8	213.5 ± 2.7	220.2 ± 3.0
C1-C3 in	427.1 ± 4.8	432.0 ± 3.4	444.37 ± 2.8	433.7 ± 2.4
All rods in	703.8 ± 6.6	704.6 ± 7.2	704.63 ± 7.2	697.0 ± 4.7
Shutdown	1304 ± 10	1380 ± 13	1426.9 ± 8.8	1410 ± 13
Shutdown+P	1584 ± 17	1727 ± 23	1476 ± 17	1795 ± 23

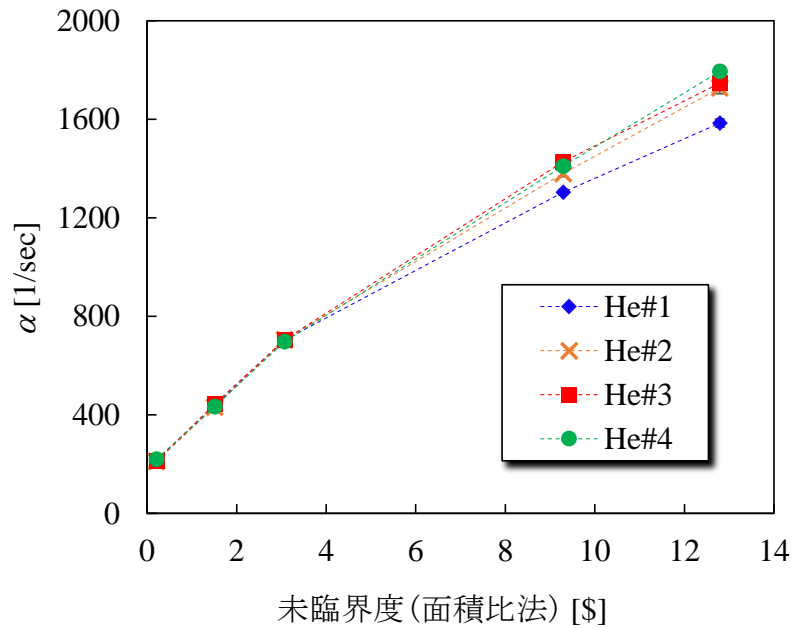


Figure 2.17 各未臨界体系の $\alpha$ 値

2.5.1 節で述べたように、 $\alpha$  値からドル単位の未臨界度への換算には、臨界時の即発中性子減衰定数 $\alpha_0$ が必要である。 $\alpha_0$ は、体系の動特性パラメータが既知であれば式(2.64)から推定でき、また臨界時の体系で炉雑音測定を行うことによっても求められるが、今回の実験では未知である。 $\alpha_0$ が未知の場合に、測定した $\alpha$ から未臨界度に換算するためには、反応度が既知である未臨界体系の結果から外挿するという方法がある [22]。そこで今回の実験では、Figure 2.17 において面積比法で測定した未臨界度に対して $\alpha$ が直線的に変化している、“C3 in”、“C1-C3 in”、“All rods in”の3点を外挿して $\alpha_0$ を求め、式(2.65)を使って未臨界度に換算した。

### 2.5.3 結果

Feynman- $\alpha$ 法による未臨界度測定結果を Table 2.14 及び Figure 2.18 に示す。Figure 2.18 の縦軸は Feynman- $\alpha$ 法による未臨界度測定結果、横軸は参照値とした面積比法の結果である。図中には、4つの検出器で得られた結果を全て示している。また、 $\alpha$  値から未臨界度に換算する過程で得られた $\alpha_0$ についても示した。

Table 2.14 Feynman- $\alpha$ 法による未臨界度測定結果 [\$]

体系	He#1	He#2	He#3	He#4
C3 in	$0.20 \pm 0.03$	$0.21 \pm 0.03$	$0.20 \pm 0.02$	$0.20 \pm 0.03$
C1-C3 in	$1.42 \pm 0.05$	$1.48 \pm 0.05$	$1.49 \pm 0.04$	$1.36 \pm 0.04$
All rods in	$2.90 \pm 0.07$	$3.04 \pm 0.08$	$2.95 \pm 0.08$	$2.80 \pm 0.07$
Shutdown	$6.24 \pm 0.13$	$6.92 \pm 0.16$	$7.01 \pm 0.14$	$6.68 \pm 0.15$
Shutdown+P	$7.79 \pm 0.17$	$8.91 \pm 0.22$	$8.80 \pm 0.18$	$8.78 \pm 0.20$

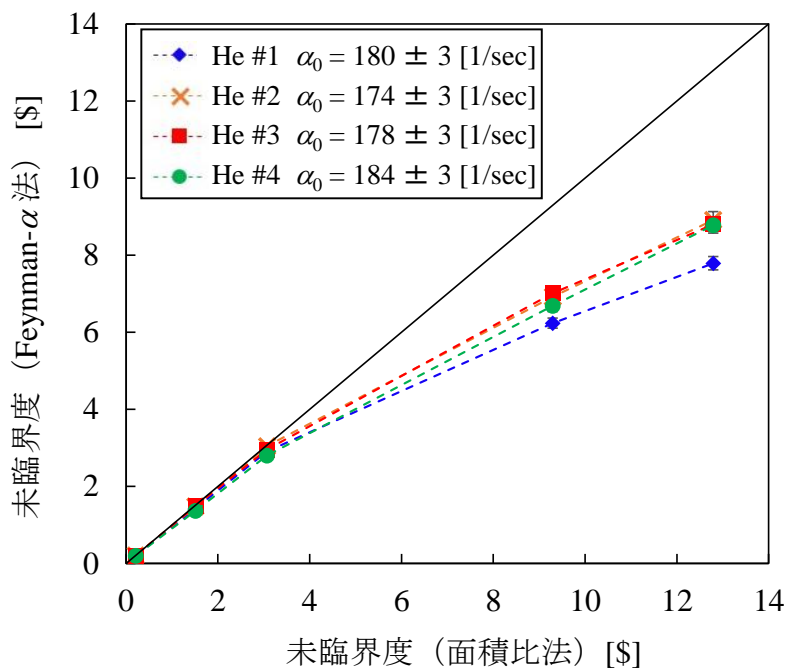
Figure 2.18 Feynman- $\alpha$ 法による未臨界度測定結果

Figure 2.18 より、Feynman- $\alpha$ 法により得られた未臨界度は検出器による値のばらつきが小さいということがわかる。一方で、深い未臨界体系において、面積比法の結果に比べて過小評価している傾向がある。また、同様に深い未臨界体系において、He#1 の結果だけが他の 3 つの検出器の結果と離れている、ということがグラフから確認できる。

#### 2.5.4 考察

前節の結果について考察する。まず、Feynman- $\alpha$ 法により得られた未臨界度測定結果には、検出器間のばらつきが少ないという特徴がある。Feynman- $\alpha$ 法で実際に測定している値は即発中性子減衰定数 $\alpha$ であり、これは即発中性子の減衰モードの時定数に相当する。今回フィッティングに用いた式(2.70)では、空間やエネルギーに対する依存性が無いと仮定している。しかし、空間やエネルギー依存性を考慮したときの  $Y$  値は、減衰定数の異なる無数のモー

ドの  $Y$  値の重ね合わせで表されることになる。これを数式で表現すると次のようになる [25]。なお、 $n$  は  $Y$  値のモードの次数を表している。

$$Y(T) = \sum_{n=0}^{\infty} Y_{\infty,n} \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha_n T}}{\alpha_n T} \right) \quad (2.71)$$

式(2.71)の  $\alpha_0$  が即発中性子減衰定数に相当し、 $\alpha_0 < \alpha_1 < \alpha_2 < \dots$  である。一般的に、体系が臨界に近い状態では  $Y$  値の基本モード成分である  $\alpha_0$  が支配的であるため、空間・エネルギー依存性を無視した理論式でフィッティングしても  $\alpha_0$  を得ることができるが、未臨界が深くなるにつれ  $Y$  値の高次モード成分の影響が無視できなくなり、フィッティングにより  $\alpha_0$  を得ることが難しくなる。高次モードの影響は  $Y$  値を測定する位置によっても異なるため、フィッティングで得られる  $\alpha$  値も検出器によって差が生じるが、今回の実験ではどの検出器の値もほとんど同じである。従って、今回の実験では、空間およびエネルギーに対する依存性を無視した式(2.70)によるフィッティングでも  $Y$  値の基本モード成分を抽出することができていたと考えられる。ただし、He#1 の結果のみ、深い未臨界体系で他の3つの検出器と異なっている点に関しては、He#1 に隣接した中心架台を引き抜くという体系の大きな変化によって、遮蔽の減少や中性子の減速度が変化したことが影響したのではないかと推測される。いずれにしろ、固有中性子源を用いた NSM 法では、燃料の移動によって固有中性子源強度が変化したことが結果に大きく影響したが、Feynman- $\alpha$  法ではそのような影響が小さいということがわかった。

一方、未臨界が深くなるにつれて Feynman- $\alpha$  法の値と面積比法の値の差異が大きくなる点に関しては、Feynman- $\alpha$  法で  $\alpha$  値から未臨界度に換算する際に使用した臨界時の即発中性子減衰定数  $\alpha_0$  の値に問題があるのではないかと考えられる。今回、 $\alpha_0$  は Figure 2.17 の未臨界度に対する  $\alpha$  値の変化を示したグラフに直線を外挿することにより求めているが、この際に  $\alpha_0 = \beta_{\text{eff}}/\Lambda$  が一定と仮定し、 $\alpha$  値が未臨界度に対して直線的に変化している点のみを抜き出して外挿した。しかし、 $\beta_{\text{eff}}$  や  $\Lambda$  といった値が、体系によって変化している可能性も考えられるため、 $\alpha_0$  を正確に求めるためには、体系ごとの動特性パラメータを数値計算で求める必要があると考えられる。以上のような動特性パラメータに関する詳しい議論は、第4章にて行う。

## 2.6 本章のまとめ

本章では、過去に KUCA で実施した固有中性子源を用いた未臨界度測定について、実験体系や測定条件、測定方法等の説明と、結果及び考察を述べた。実験の結果、NSM 法と Feynman- $\alpha$  法のどちらでも固有中性子源のみで未臨界度測定を実施することができた。

固有中性子源を用いた NSM 法の特徴としては、得られた未臨界度の値が検出器ごとに大きく異なっているという点が挙げられる。一方で、遮蔽や固有中性子源強度の変化による影響を受けない位置に配置された検出器の結果は、深い未臨界体系においても面積比法の結果とよく一致していた。固有中性子源を用いた NSM 法の検出器位置依存性については、続く第 3 章で詳しく取り扱う。

Feynman- $\alpha$  法で得られた未臨界度は検出器による値のバラつきが NSM 法に比べて小さい。ただし、未臨界が深くなると面積比法により得られた未臨界度に比べて、過小評価される傾向にある。この原因として、 $\alpha_0 = \beta_{\text{eff}}/\Lambda$  が体系に関わらず一定であるという仮定が成り立っていない可能性が考えられるため、後の第 5 章において、各体系の動特性パラメータの数値計算結果を用いた更なる検討を行う。



## 第3章 中性子源増倍法による未臨界度測定値の 検出器位置依存性に関する影響評価

### 3.1 本章の概要

本章では、第2章で取り扱った KUCA における固有中性子源を用いた NSM 法の実験結果について、検出器位置依存性の観点から更なる考察を行う。今回は、過去に提案された検出中性子増倍率  $k_{\text{det}}$  に基づく補正手法 [20]を用いて、前節の NSM 法の結果の分析を行った。この補正手法には 2 種類の補正係数が用いられるが、この補正係数が物理的な意味を持っているため、これらの分布を調べることで、NSM 法の測定結果に影響を与える要因を調べることができる。そこで本研究では、これらの補正係数の計算を通して、第2章の NSM 法の結果に生じていた検出器位置依存性の評価を行った。

以下では、まず  $k_{\text{det}}$  及び  $k_{\text{det}}$  に基づく補正手法の理論について説明する。その後、確率論的手法と決定論的手法の 2 種類の方法による補正係数の計算結果について述べ、それぞれに対する考察を述べる。

### 3.2 検出中性子増倍率に基づく検出器位置依存性評価

#### 3.2.1 検出中性子増倍率について

検出中性子増倍率  $k_{\text{det}}$  に基づく NSM 法について説明する前に、本手法で導入されている増倍率  $k_{\text{det}}$  について説明する。 $k_{\text{det}}$  は、未臨界度に用いられる実効増倍率  $k_{\text{eff}}$  とは異なる物理量であるため注意が必要である。従って、本節では最初に実効増倍率  $k_{\text{eff}}$  の定義を確認し、 $k_{\text{det}}$  の基となった未臨界増倍率  $k_{\text{sub}}$  について説明する。その上で、 $k_{\text{sub}}$  に対して検出器インポートランスを導入することで定義された  $k_{\text{det}}$  についての説明を行う。

##### 3.2.1.1 実効増倍率 $k_{\text{eff}}$

まず、実効増倍率  $k_{\text{eff}}$  の定義について確認する。 $k_{\text{eff}}$  は、体系内の中性子増倍率を評価する値として一般的に用いられる値であり、式(3.1)で表される固有値方程式を満足する値として、式(3.2)のように定義される [35]。

$$\mathbf{A}\phi_{k_{\text{eff}}}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{1}{k_{\text{eff}}}\mathbf{F}\phi_{k_{\text{eff}}}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (3.1)$$

$$k_{\text{eff}} \equiv \frac{\int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \mathbf{F} \phi_{k_{\text{eff}}}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \mathbf{A} \phi_{k_{\text{eff}}}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})} \quad (3.2)$$

なお式(3.1)中の  $\phi_{k_{\text{eff}}}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  は  $k_{\text{eff}}$  に対応する固有関数であり、位置  $\vec{r}$ 、エネルギー  $E$ 、方向  $\vec{\Omega}$  の角度中性子束に相当する。また、 $\mathbf{A}$ 、 $\mathbf{F}$  はそれぞれ消滅演算子と生成演算子であり、以下のように定義される。

$$\mathbf{A} = \vec{\Omega} \cdot \nabla + \Sigma_t(\vec{r}, E) - \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \quad (3.3)$$

$$\mathbf{F} = \frac{\chi(\vec{r}, E)}{4\pi} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_f(\vec{r}, E') \quad (3.4)$$

式(3.3)、(3.4)中の文字はそれぞれ以下の値を表している。

$\Sigma_t(\vec{r}, E)$	: 巨視的全断面積
$\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$	: エネルギー $E'$ から $E$ 、飛行方向 $\vec{\Omega}'$ から $\vec{\Omega}$ の巨視的散乱断面積
$\chi(\vec{r}, E)$	: 核分裂スペクトル
$\nu \Sigma_f(\vec{r}, E')$	: 生成断面積

なお、 $k_{\text{eff}}$  は以下のような  $n$  次の固有関数  $\phi_n(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  に基づく固有値方程式の最大固有値  $\lambda_0$  と等しい。

$$\mathbf{A} \phi_n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \frac{1}{\lambda_n} \mathbf{F} \phi_n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (3.5)$$

ここで式(3.1)に注目すると、式中には中性子源に関する項が無く、体系内への中性子の投入は核分裂反応のみによって行われていると仮定している。従って、 $k_{\text{eff}}$  は中性子源からの中性子投入を抜きにした、体系が潜在的に有している中性子増倍率を表していると考えられる。また、式(3.1)が実際に成り立つのは  $k_{\text{eff}}=1$  の臨界状態だけであり、未臨界、あるいは超臨界状態のときには、体系内の生成中性子数  $\mathbf{F} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  を  $k_{\text{eff}}$  で割ることで、仮想的に生成中性子数を変化させてバランス式を成立させている。従って、 $k_{\text{eff}}$  の定義式である式(3.2)中の  $\phi_{k_{\text{eff}}}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  は、臨界状態において中性子の生成と消滅のバランス式が成立する場合を仮定した、仮想的な中性子束を表しているため、実際の体系内の中性子束分布とは異なることに注意が必要である。

### 3.2.1.2 未臨界増倍率 $k_{\text{sub}}$

前節で述べた  $k_{\text{eff}}$  は、中性子源からの中性子供給に依存せず、また臨界時の仮想的な中性子束を用いた増倍率であった。従って、実際の未臨界体系における中性子増倍率には、中性子源項の効果も含めたバランス式から導出する必要がある。以上のような考え方にに基づき、未臨界増倍率  $k_{\text{sub}}$  という増倍率が定義されている [36]。まず、未臨界状態の体系内に、単位時間、単位体積当たり  $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  個の中性子を放出する中性子源が体系に投入されたとする、次のような中性子の生成と消滅のバランス式が成立する。

$$\mathbf{A}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \mathbf{F}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (3.6)$$

式(3.6)中の  $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  は、中性子源から体系に投入された中性子が、体系内で増倍された結果形成される中性子束を表しており、実際の未臨界体系における中性子束である。未臨界増倍率  $k_{\text{sub}}$  は、式(3.6)を満足する角度中性子束  $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  を用いることで、次のように定義される。

$$\begin{aligned} k_{\text{sub}} &\equiv \frac{\int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \mathbf{F}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \mathbf{A}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})} \\ &= \frac{\int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \mathbf{F}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \mathbf{F}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\vec{\Omega} S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})} \end{aligned} \quad (3.7)$$

式(3.7)より、 $k_{\text{sub}}$  は中性子源からの中性子供給に依存した増倍率であることがわかる。 $k_{\text{eff}}$  と  $k_{\text{sub}}$  の違いは、増倍率として中性子の生成と消滅の比を考える際に、仮想的な臨界状態における中性子束  $\phi_{k_{\text{eff}}}(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  を用いるか、実際の未臨界体系における中性子束  $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  を用いるか、という点である。従って、 $k_{\text{eff}}$  が仮想的な中性子増倍率であるのに対して、 $k_{\text{sub}}$  は実際の未臨界体系における中性子束を反映した中性子増倍率であるといえる。

### 3.2.1.3 検出中性子増倍率 $k_{\text{det}}$

検出中性子増倍率  $k_{\text{det}}$  は、前節で定義された  $k_{\text{sub}}$  に対して新たに検出器インポートランスの導入を行うことにより得られる中性子増倍率である [37][38]。まず、検出器インポートランス  $I(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  は、次に示す中性子バランス方程式の随伴系として定義される値である。

$$\mathbf{A}^\dagger I(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \Sigma_d(\vec{r}, E) \quad (3.8)$$

ここで、 $\Sigma_d(\vec{r}, E)$  は検出器の巨視的検出反応断面積を表す。検出器インポートランスの物理的

な意味は、「ある位置、あるエネルギー $E$ の1個の中性子が存在するとき、中性子検出器によって検出される中性子数の平均値」である<sup>2</sup>。従って、体系内の生成中性子と検出器インポートランスの全領域、全エネルギーの積分値は、「全領域、全エネルギーにおいて、体系内の生成中性子が検出器の中性子検出に与える寄与」を意味しており、これはすなわち計数率 $CR$ である。

$$\begin{aligned}
CR &= \int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\bar{\Omega} I(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) \mathbf{F} \psi(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) \\
&\quad + \int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\bar{\Omega} I(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) S(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) \\
&= \int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\bar{\Omega} I(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) \mathbf{A} \psi(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) \\
&= \int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\bar{\Omega} \Sigma_d(\bar{r}, E) \psi(\bar{r}, E, \bar{\Omega})
\end{aligned} \tag{3.9}$$

検出中性子増倍率 $k_{\text{det}}$ は、式(3.7)で表される $k_{\text{sub}}$ の各項を検出器インポートランスで加重平均した形として、次式で定義される。

$$\begin{aligned}
k_{\text{det}} &\equiv \frac{\int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\bar{\Omega} I(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) \mathbf{F} \psi(\bar{r}, E, \bar{\Omega})}{\int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\bar{\Omega} I(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) \mathbf{A} \psi(\bar{r}, E, \bar{\Omega})} \\
&= \frac{\int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\bar{\Omega} I(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) \mathbf{F} \psi(\bar{r}, E, \bar{\Omega})}{\int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\bar{\Omega} I(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) \mathbf{F} \psi(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) + \int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\bar{\Omega} I(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) S(\bar{r}, E, \bar{\Omega})}
\end{aligned} \tag{3.10}$$

$k_{\text{det}}$ と $k_{\text{sub}}$ の両者とも中性子源の項が含まれているが、 $k_{\text{det}}$ には検出器インポートランスが導入されており、中性子が検出されやすい領域における中性子増倍が反映されやすくなっているという特徴がある。つまり $k_{\text{det}}$ は、未臨界体系において、中性子源からの中子供給だけではなく、検出器の種類や位置等にも依存した中性子増倍率であるといえる。従って、NSM法で得られる増倍率のように検出器の計数率を用いて推定される中性子増倍率は、 $k_{\text{eff}}$ を直接測定しているのではなく、 $k_{\text{det}}$ を測定していると考えられるため、これを基にした補正が必要となる。

### 3.2.2 検出中性子増倍率に基づく中性子源増倍法

3.2.1節で述べた $k_{\text{det}}$ を用いてNSM法の結果を補正する手法が、 $k_{\text{det}}$ に基づくNSM法である[20]。前節で説明したように、 $k_{\text{det}}$ は実際の未臨界体系の中性子束 $\psi$ と検出器インポートランス $I$ に依存した中性子増倍率である。従って、NSM法で得られる増倍率は $k_{\text{det}}$ に基づく値

<sup>2</sup> ただし、ここで述べている「検出」には、核分裂の連鎖反応の結果生じる子孫の中性子の寄与は含まれていない。

であると考えられる。しかし、実際に測定したい増倍率は実効増倍率  $k_{\text{eff}}$  であるため、NSM法の結果を  $k_{\text{det}}$  から  $k_{\text{eff}}$  に変換するのが、本手法の基本的な考え方である。

まず、中性子源が存在する定常状態の未臨界体系を仮定する。このような体系における中性子のバランス式は、前節で示した式(3.6)で表される。式(3.6)を再掲する。

$$\mathbf{A}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \mathbf{F}\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (3.6)$$

この未臨界体系において、中性子束  $\psi$  は以下のように2つの成分に分解できる。

$$\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \psi_s(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \psi_f(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (3.11)$$

$\psi_s$  は中性子源から放出された中性子によって形成される中性子束を表しており、これを源中性子束と呼ぶ。従って、 $\psi_s$  に関して次のような式が成り立つ。

$$\mathbf{A}\psi_s(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (3.12)$$

一方、 $\psi_f$  は核分裂により生成する中性子によって形成される中性子束を表しており、これを核分裂中性子束と呼ぶ。 $\psi_f$  に関しても次のような式が成り立つ。

$$\mathbf{A}\psi_f(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \mathbf{F}\psi_f(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (3.13)$$

続いて、この未臨界体系において、式(3.9)のように計数率  $CR$  が得られたとする。ここで、計数率を  $CR = \langle \Sigma_d \psi \rangle$  と表現する。 $\langle \rangle$  は全空間、全エネルギーにおける積分を表している。また、式(3.9)より、検出器インポートランス  $I$  と  $\Sigma_d$  の間には次のような関係が成り立っている。

$$\langle I\mathbf{A}\psi \rangle = \langle \Sigma_d \psi \rangle \quad (3.14)$$

式(3.14)の関係を用いると、式(3.12)、(3.13)について、それぞれ以下のような表現ができる。

$$\langle I\mathbf{A}\psi_s \rangle = \langle \Sigma_d \psi_s \rangle \quad (3.15)$$

$$\langle I\mathbf{A}\psi_f \rangle = \langle I\mathbf{F}\psi_f \rangle = \langle \Sigma_d \psi_f \rangle \quad (3.16)$$

式(3.14)から(3.16)の関係を用いると、式(3.10)で定義される  $k_{\text{det}}$  は次のように表すことができる。

$$k_{\text{det}} \equiv \frac{\langle I \mathbf{F} \psi \rangle}{\langle I \mathbf{A} \psi \rangle} = \frac{\langle I \mathbf{A} \psi_f \rangle}{\langle I \mathbf{A} \psi \rangle} = \frac{\langle \Sigma_d \psi_f \rangle}{\langle \Sigma_d \psi \rangle} \quad (3.17)$$

式(3.17)より、 $k_{\text{det}}$  の物理的な意味は、「検出された全ての中性子数に対する、検出された核分裂起因の中性子数の比」であると言える。

続いて、計数率 $\langle \Sigma_d \psi \rangle$ を、 $k_{\text{det}}$ を用いて表現することを考える。式(3.11)の関係から、計数率 $\langle \Sigma_d \psi \rangle$ を次のように分解する。

$$\langle \Sigma_d \psi \rangle = \langle \Sigma_d \psi_s \rangle + \langle \Sigma_d \psi_f \rangle \quad (3.18)$$

式(3.18)より、式(3.17)は次のように表せる。

$$\langle \Sigma_d \psi \rangle = \frac{\langle \Sigma_d \psi_s \rangle}{1 - k_{\text{det}}} \quad (3.19)$$

ここで、2章で説明した NSM 法と同じ考え方により、ある基準体系において計数率 $\langle \Sigma_d \psi_{\text{ref}} \rangle$ を計測し、同様に別の測定体系において計数率 $\langle \Sigma_d \psi_{\text{target}} \rangle$ を測定したとする。式(3.19)に基づいて $\langle \Sigma_d \psi_{\text{ref}} \rangle$ と $\langle \Sigma_d \psi_{\text{target}} \rangle$ を表すと、それぞれ以下のようになる。

$$\langle \Sigma_d \psi_{\text{ref}} \rangle = \frac{\langle \Sigma_d \psi_{s,\text{ref}} \rangle}{1 - k_{\text{det,ref}}} \quad (3.20)$$

$$\langle \Sigma_d \psi_{\text{target}} \rangle = \frac{\langle \Sigma_d \psi_{s,\text{target}} \rangle}{1 - k_{\text{det,target}}} \quad (3.21)$$

なお、 $\psi_{s,\text{ref}}$ 及び $\psi_{s,\text{target}}$ はそれぞれ、基準体系と測定体系の源中性子束を表しており、 $k_{\text{det,ref}}$ 及び $k_{\text{det,target}}$ はそれぞれ、基準体系と測定体系の $k_{\text{det}}$ を表している。NSM法と同様に、式(3.20)と式(3.21)の比を取って整理することにより、 $k_{\text{det,target}}$ は次のように表すことができる。

$$k_{\text{det,target}} = 1 - f_s \left( 1 - k_{\text{det,ref}} \right) \frac{\langle \Sigma_d \psi_{\text{ref}} \rangle}{\langle \Sigma_d \psi_{\text{target}} \rangle} \quad (3.22)$$

式(3.22)中の $f_s$ は、次の式で定義され、これを源補正係数と呼ぶ。

$$f_s \equiv \frac{\langle \sum_d \psi_{s,\text{target}} \rangle}{\langle \sum_d \psi_{s,\text{ref}} \rangle} \quad (3.23)$$

$f_s$  の物理的な意味は、「基準体系で検出された源中性子数に対する、測定体系で検出された源中性子数の比」である。これはすなわち、2.4.1 節で取り扱った通常の NSM 法で 1 であると仮定した、 $(\varepsilon S)_{\text{ref}}$  と  $(\varepsilon S)_{\text{target}}$  の比に相当する値である。ここで、通常の NSM 法の基本式を式(3.24)に示す。なお、式(3.24)では未臨界度( $-\rho$ )を増倍率  $k$  に変換している。

$$\begin{aligned} k_{\text{target}} &= 1 - \frac{(\varepsilon S)_{\text{target}}}{(\varepsilon S)_{\text{ref}}} (1 - k_{\text{ref}}) \frac{CR_{\text{ref}}}{CR_{\text{target}}} \\ &\approx 1 - (1 - k_{\text{ref}}) \frac{CR_{\text{ref}}}{CR_{\text{target}}} \end{aligned} \quad (3.24)$$

式(3.22)と式(3.24)を比較すると、通常の NSM 法で求められる増倍率が  $k_{\text{det}}$  に基づく増倍率であって、実効増倍率  $k_{\text{eff}}$  とは異なるということがわかる。また、式(3.24)では  $(\varepsilon S)_{\text{ref}} \approx (\varepsilon S)_{\text{target}}$  と仮定しているが、この部分を補正する係数が式(3.22)における  $f_s$  であるということも確認できる。

式(3.22)は  $k_{\text{det}}$  に関する式であるため、ここから測定対象である  $k_{\text{eff}}$  を求めることを考える。NSM 法と同様に、基準体系の  $k_{\text{eff,ref}}$  が既知であるとすれば、測定体系の  $k_{\text{eff,target}}$  を次のように推定することができる。

$$f_{c,\text{target}} k_{\text{eff,target}} = 1 - f_s \left( 1 - f_{c,\text{ref}} k_{\text{eff,ref}} \right) \frac{\langle \sum_d \psi_{\text{ref}} \rangle}{\langle \sum_d \psi_{\text{target}} \rangle} \quad (3.25)$$

式(3.25)中の  $f_c$  は次の式で定義され、これを変換係数と呼ぶ。

$$f_c \equiv \frac{k_{\text{det}}}{k_{\text{eff}}} \quad (3.26)$$

式(3.25)が  $k_{\text{det}}$  に基づく NSM 法で用いる基本式である。式(3.25)中の各値は、以下のようにして求める。

- ◇ 計数率  $\langle \sum_d \psi_{\text{ref}} \rangle$ 、 $\langle \sum_d \psi_{\text{target}} \rangle$   
基準体系と測定体系において、実際に測定した値を用いる。
- ◇  $f_s$   
基準体系、測定体系それぞれにおいて核分裂反応無しの固定源計算を行い、検出器位置

において検出反応率 $\langle \Sigma_d \psi_{s,\text{ref}} \rangle$ 、 $\langle \Sigma_d \psi_{s,\text{target}} \rangle$ を求め、両者の比をとる。

◇  $k_{\text{det}}$

核分裂反応有りの固定源計算を行い、検出器位置における検出反応率 $\langle \Sigma_d \psi \rangle$ を求める。同様に核分裂反応無しの固定源計算を行い、 $\langle \Sigma_d \psi_s \rangle$ を計算する。続いて、 $\langle \Sigma_d \psi_f \rangle$ を式(3.18)の関係から求め、 $\langle \Sigma_d \psi \rangle$ との比をとる。

◇  $f_c$

固有値問題で計算された $k_{\text{eff}}$ を使い、求めた $k_{\text{det}}$ との比をとる。

ここで、仮に事前の数値計算により $k_{\text{det}} \approx k_{\text{eff}}$ となる検出器位置を探索しておき、その位置に検出器を置いて計数率を測定したとすれば、 $f_c \approx 1$ となる。従って、この場合には変換係数による補正を無視することができ、式(3.25)は次のように表すことができる。

$$k_{\text{eff,target}} \approx 1 - f_s \left( 1 - k_{\text{eff,ref}} \right) \frac{\langle \Sigma_d \psi_{\text{ref}} \rangle}{\langle \Sigma_d \psi_{\text{target}} \rangle} \quad (3.27)$$

さらに、式(3.27)より、 $f_c$ に加えて $f_s$ についても1と見なせるような場所に検出器を設置できれば、数値計算による補正を施さなくても未臨界度を精度良く測定できる。以上のように、数値計算により補正係数の分布を調べれば、測定精度が良い検出器位置を把握することができるのが、この手法の特徴である。

ただし、 $k_{\text{det}}$ の計算には核分裂反応有りの固定源計算が必要である。従って、実際には未臨界であっても数値計算上超臨界になってしまった体系や、臨界に非常に近い未臨界体系では、原理的に固定源計算が収束せず解を得ることができないため、 $k_{\text{det}}$ を求めることができないという問題点がある。一方、 $f_s$ については、核分裂反応有りの固定源計算は行わないため、数値計算上超臨界となった未臨界体系においても計算可能であるという特徴がある。

式(3.25)に基づいた $k_{\text{det}}$ と補正係数の計算には、確率論的手法と決定論的手法の2種類がある。確率論的手法を用いた場合、計算結果に体系の均質化や、中性子のエネルギー・飛行方向の離散化誤差等が含まれないため、より正確な補正係数の計算が可能となる [21]。一方で、決定論的手法の場合には、計算体系や中性子のエネルギー、飛行方向などを簡略化した影響が計算結果に表れるが、体系を数 cm 四方のメッシュに区切り、それぞれのメッシュごとに補正係数を計算することができる。従って、決定論的手法は補正係数の分布を調べるのに有効であると言える [20]。



### 3.3 確率論的手法を用いた解析

式(3.25)に基づいた NSM 法の補正係数の計算を、確率論的手法を用いて行った。今回用いたのは、連続エネルギーモンテカルロ計算コード MVP である [23]。前節で述べたように、モンテカルロ法を用いた計算では、実験体系を忠実に模擬した体系で、中性子のエネルギーや飛行方向の離散化を行わずに計算を実施することができるため、より実際の状況に近い形で補正係数を求めることができる。ただし、計算結果には統計誤差が付随するため、信頼できる結果を得るためには長い計算時間が必要となってしまう。加えて、計算コードの制約上、多数の地点での補正係数を求めることが難しいという問題点もある。そこで、本節での計算は、第 2 章の実験で検出器を設置した 4 ヶ所で補正係数を求め、その結果を用いて NSM 法の結果を補正し、検出器のばらつきが  $k_{det}$  に基づく補正係数で説明できるのかを確認することを目的に実施した。その上で、補正係数の分布については、次節で述べる決定論的手法を用いて計算することにした。

#### 3.3.1 計算手順

MVP を用いた補正係数の計算手順の概要について述べる。計算体系や計算条件の詳細な説明については、続く 3.3.2 節で述べる。

- ① 第 2 章で示した KUCA 実験体系を模擬した計算体系を構築。
- ② 各未臨界体系で  $k_{eff}$  を求める固有値計算を実施（オプション：EIGEN-VALUE）。
- ③ 各未臨界体系で核分裂反応有りの固定源計算を行い、4 つの  $^3\text{He}$  検出器の位置において計数率  $\langle \Sigma_d \psi \rangle$  を求めた（オプション：FIXED-SOURCE、FISSION）。
- ④ 各未臨界体系で核分裂反応無しの固定源計算を行い、4 つの  $^3\text{He}$  検出器の位置において源中性子計数率  $\langle \Sigma_d \psi_s \rangle$  を求めた（オプション：FIXED-SOURCE、NOFISSION）。
- ⑤ ③④の結果と式(3.18)の関係を使って、各体系の各検出器位置における核分裂中性子計数率  $\langle \Sigma_d \psi_f \rangle$  を求めた。
- ⑥ ③⑤の結果と式(3.17)より、各体系の各検出器位置における  $k_{det}$  を求めた。
- ⑦ ②⑥の結果と式(3.26)より、各体系の各検出器位置における変換係数  $f_c$  を求めた。
- ⑧ ④の結果と式(3.23)より、基準体系と測定体系の  $\langle \Sigma_d \psi_s \rangle$  の比を取ることで、各体系の各検出器位置における源中性子補正係数  $f_s$  を求めた。ただし、MVP で出力される  $\psi_s$  は 1 線源粒子当たりの値に規格化されている。従って、線源強度が基準体系である”C3 in”よりも小さい”Shutdown”及び”Shutdown+P”体系では、単純に  $\langle \Sigma_d \psi_s \rangle$  の比だけでは  $f_s$  ならず、基準体系と測定体系の線源強度の比  $S_{target} / S_{ref}$  を考慮する必要がある。線源強度の比は体系中の単位燃料セルの個数比に等しいので、第 2 章で示した燃料セルの個数を使って次の式から  $f_s$  を求めた。

$$f_s = \frac{\langle \Sigma_d \psi_{s,\text{target}} \rangle}{\langle \Sigma_d \psi_{s,\text{ref}} \rangle} \times \frac{S_{\text{target}}}{S_{\text{ref}}} \quad (3.28)$$

式(3.28)において、 $S_{\text{ref}}$ は基準体系”C3 in”の燃料セルの個数である 1192、 $S_{\text{target}}$ は”Shutdown”のとき 1084、”Shutdown+P”のとき 1008 である。

- ⑨ 求めた補正係数と実験で測定した計数率を使い、式(3.25)により  $k_{\text{det}}$  に基づく NSM 法を実施。

ただし、③の核分裂反応有りの固定源計算は、計算体系が数値計算上超臨界であったり、臨界に非常に近かったりしたときには、計算が収束しないという問題が発生する。今回の場合では、実験で最も浅い未臨界体系であった”C3 in”が数値計算上の誤差により超臨界となってしまうため、③の計算が実施できなかった。従って、第 2 章の NSM 法とは異なり、2 番目に浅い未臨界体系である”C1-C3 in”が基準体系となっていることに注意が必要である。

### 3.3.2 計算条件

今回の MVP 計算の計算体系について説明する。今回は、2.2 節で示した実験体系を模擬した計算体系を構築した。計算体系の作成に当たっては、以下のような近似や単純化を行っている。

#### ◇ 固有中性子源に関する近似

固定源計算では、初期中性子源として固有中性子源を与える必要がある。固有中性子源には、2.2.6 節で示したように( $\alpha,n$ )反応や自発核分裂によるものが存在している。しかし、解析の結果、固有中性子源の強度としては天然ウラン板から発生する  $^{238}\text{U}$  の自発核分裂による中性子が支配的であることがわかった。そこで、固有中性子源を天然ウラン板内の  $^{238}\text{U}$  自発核分裂による中性子のみであると仮定した。また、自発核分裂により発生する中性子のスペクトルは、 $^{238}\text{U}$  の核分裂のスペクトルと等しいとして計算を行った。

#### ◇ 検出反応率に関する近似

$k_{\text{det}}$  及び補正係数を求めるためには、検出反応率 $\Sigma_d \psi$ を計算する必要がある。今回対象としている検出器は  $^3\text{He}$  検出器であるため、検出反応は  $^3\text{He}$  の(n,p)反応である。しかし、今回計算に用いた MVP では(n,p)反応率を計算する機能が無かったため、(n,p)反応と断面積がほぼ等しい吸収反応の反応率で近似している。参考のため、今回の計算で使用した核データライブラリである JENDL-4.0 の  $^3\text{He}$  微視的反應断面積を Figure 3.1 に示す。

なお、図中の吸収反応断面積は、全反応断面積から弾性散乱反応断面積を差し引くことで求めている。実際の MVP 計算では、正味の吸収反応である”Loss”の反応率を計算した<sup>3</sup>。

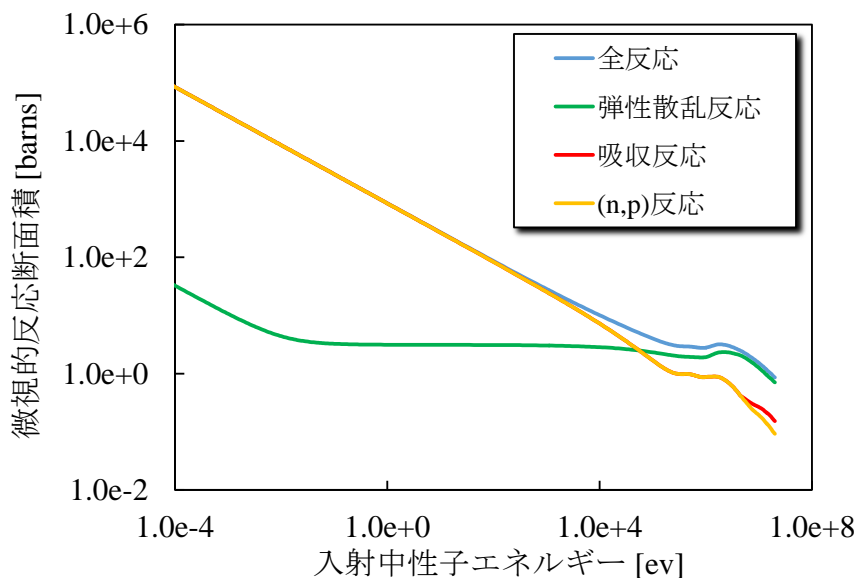


Figure 3.1  $^3\text{He}$  の微視的反應断面積

Figure 3.1 のように、 $^3\text{He}$  の(n,p)反応断面積は高エネルギー領域を除いて吸収反応断面積とほぼ等しく、本計算における近似は妥当であると判断した。

◇ 計算体系に関する近似・単純化

実験では、炉心周辺部に  $^3\text{He}$  検出器をはじめとする中性子検出器が設置されていたが、今回の計算ではそれらは再現せずに省略している。従って、 $^3\text{He}$  検出器の検出反応率は、実験で検出器が設置されていた位置に、検出部と同じ幾何形状のタリーを取ることで仮想的に計算をしている。この他にも、燃料体や反射体の最低部にあるアルミニウム板や、炉心最外周部に設置されていた空の鞘管が省略されている。

以上のように構築した計算体系の  $xy$  平面図を Figure 3.2 に示す。また、Figure 3.2 中の点線部分の  $yz$  断面図を Figure 3.3 に示す。なお、これらの計算体系の境界条件は全面真空境界である。

<sup>3</sup> MVP マニュアル pp. 246 より、微視的”Loss”断面積の定義は  $(\sigma_{loss} = \sigma_a - \sigma_{n,2n} - 2\sigma_{n,3n} - 3\sigma_{n,4n})$  である。

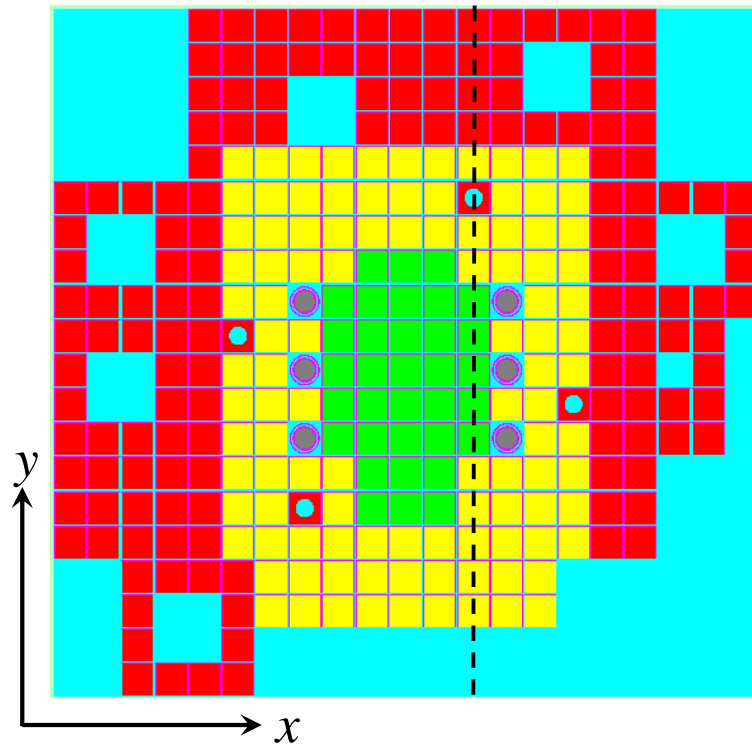


Figure 3.2 計算体系の  $xy$  平面図

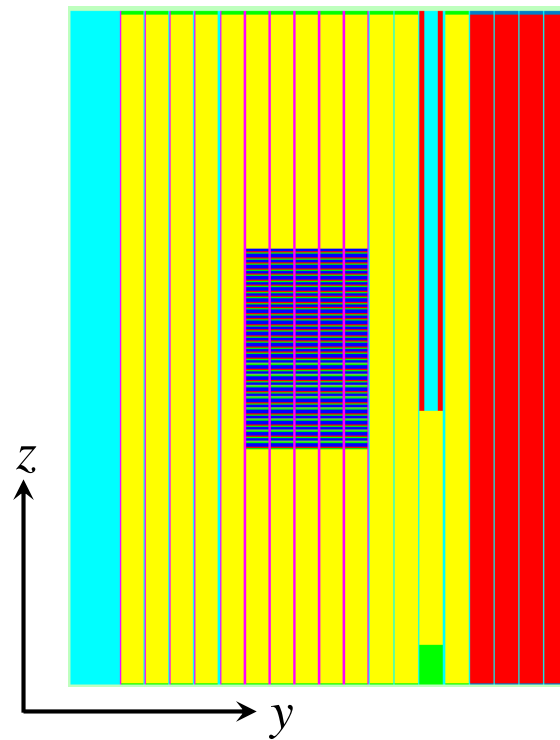


Figure 3.3 計算体系の  $yz$  断面図

続いて、MVP の計算条件を述べる。固有値計算では、全ての計算体系でバッチサイズ 25000、バッチ数 2100、捨てバッチ数 100 であった。核分裂反応無しの固定源計算では、全ての計算体系でバッチサイズ 100000、バッチ数 1000 であった。核分裂反応有りの固定源計算の場合は、次の Table 3.1 に示す条件で計算を行った。

Table 3.1 核分裂反応有りの固定源計算の計算条件

体系	バッチサイズ	バッチ数
C1-C3 in	75000	
All rods in	3520	500
Shutdown	11200	
Shutdown+P	15000	

Table 3.1 のバッチサイズは、各体系で核分裂の連鎖反応が収束するまでに発生する中性子数が等しくなるように決定した。これには、バッチサイズに相当する初期中性子数  $S$  と連鎖反応収束後の中性子数  $C$  の関係を表す次の式を用いた。

$$C = \frac{S}{1 - k_{\text{eff}}} \quad (3.29)$$

式(3.29)において、全ての体系で  $C$  が等しくなるように、 $S$  の値を決めている。ただし、基準体系の”C1-C3 in”については、補正係数の統計誤差を低減させるために、統計数を増やした計算を行ったため、バッチサイズが大きくなっている。

### 3.3.3 計算結果

本計算の結果について述べる。まず、各体系の固有値計算の結果を Table 3.2 に、各体系の各検出器位置における  $k_{\text{det}}$  及び  $f_c$  の結果を Table 3.3 に、同じく  $f_s$  の結果を Table 3.4 にそれぞれ示す。ただし、既に述べたように固有値計算で臨界を越えてしまった”C3 in”については、補正係数の計算は行っていない。

Table 3.2 MVP による固有値計算の結果

体系	$k_{\text{eff}}$	統計誤差
C3 in	1.0041	
C1-C3 in	0.9955	
All rods in	0.9862	0.0001
Shutdown	0.9564	
Shutdown+P	0.9414	

Table 3.3 MVP による  $k_{\text{det}}$  及び  $f_c$  の計算結果

検出器	体系	$k_{\text{det}}$	統計誤差	$f_c$	統計誤差
He#1	C1-C3 in	0.9937	0.0013	0.9982	0.0013
	All rods in	0.9822	0.0052	0.9959	0.0052
	Shutdown	0.9374	0.0038	0.9802	0.0040
	Shutdown+P	0.9199	0.0035	0.9772	0.0037
He#2	C1-C3 in	0.9940	0.0013	0.9985	0.0014
	All rods in	0.9830	0.0054	0.9967	0.0055
	Shutdown	0.9502	0.0043	0.9936	0.0047
	Shutdown+P	0.9337	0.0043	0.9919	0.0048
He#3	C1-C3 in	0.9937	0.0013	0.9982	0.0013
	All rods in	0.9826	0.0041	0.9963	0.0042
	Shutdown	0.9546	0.0030	0.9982	0.0033
	Shutdown+P	0.9390	0.0032	0.9975	0.0036
He#4	C1-C3 in	0.9940	0.0013	0.9985	0.0014
	All rods in	0.9821	0.0056	0.9959	0.0057
	Shutdown	0.9440	0.0048	0.9871	0.0051
	Shutdown+P	0.9270	0.0045	0.9847	0.0050

Table 3.4 MVP による  $f_s$  の計算結果

検出器	体系	$f_s$	統計誤差
He#1	C1-C3 in	1	–
	All rods in	1.0077	0.0063
	Shutdown	1.3488	0.0084
	Shutdown+P	1.338	0.016
He#2	C1-C3 in	1	–
	All rods in	0.8919	0.0060
	Shutdown	0.8928	0.0065
	Shutdown+P	0.857	0.013
He#3	C1-C3 in	1	–
	All rods in	0.9971	0.0047
	Shutdown	1.0047	0.0051
	Shutdown+P	0.7489	0.0086
He#4	C1-C3 in	1	–
	All rods in	0.8848	0.0060
	Shutdown	0.8420	0.0061
	Shutdown+P	0.825	0.012

続いて、補正を施した NSM 法のグラフを示す。Figure 3.4 に補正を施していない通常の NSM 法の結果、Figure 3.5 に  $f_s$  による補正のみを施した結果、Figure 3.6 には基準体系の情報全てが既知であると仮定した場合に相当する  $f_s$  と  $f_{c,ref}$  による補正を施した結果、Figure 3.7 に  $f_c$  と  $f_s$  両方の補正を施した結果をそれぞれ示す。なお、基準体系は全て”C1-C3 in”である。また、 $k_{det}$  に基づく補正はドル単位の未臨界度のままではできないので、MVP を用いて計算した  $\beta_{eff}$  の値を使用して  $\Delta k/k$  単位の未臨界度に変換した。計算した体系は制御棒全引き抜き体系であり、今回は簡単のために制御棒挿入による影響の無い体系の  $\beta_{eff}$  を全体系の変換に用いることにした<sup>4</sup>。用いた  $\beta_{eff}$  の値は以下の通りである。

$$\beta_{eff} = (7.58 \pm 0.02) \times 10^{-3}$$

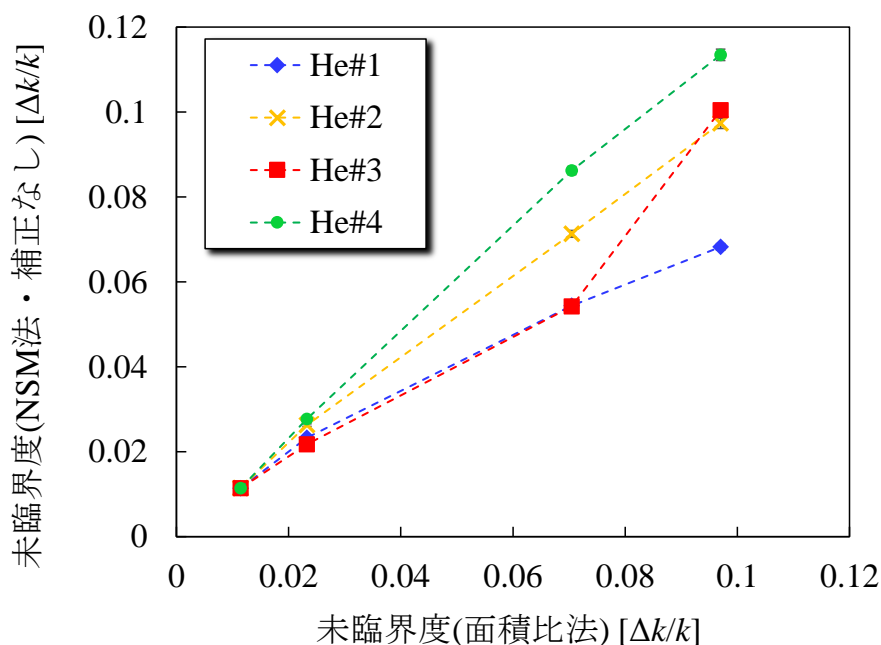


Figure 3.4 補正なしの NSM 法の結果 (“C1-C3 in”基準)

<sup>4</sup>  $\beta_{eff}$  は体系によって異なる値をとるため、厳密には体系ごとに異なる値を用いるべきである。ただし、続く 4 章で議論する体系依存の  $\beta_{eff}$  を用いた場合と制御棒全引き抜き体系の  $\beta_{eff}$  を用いた場合では、 $k_{eff}$  の相対誤差で最大 0.2% 程度と、それほど大きな影響はない。

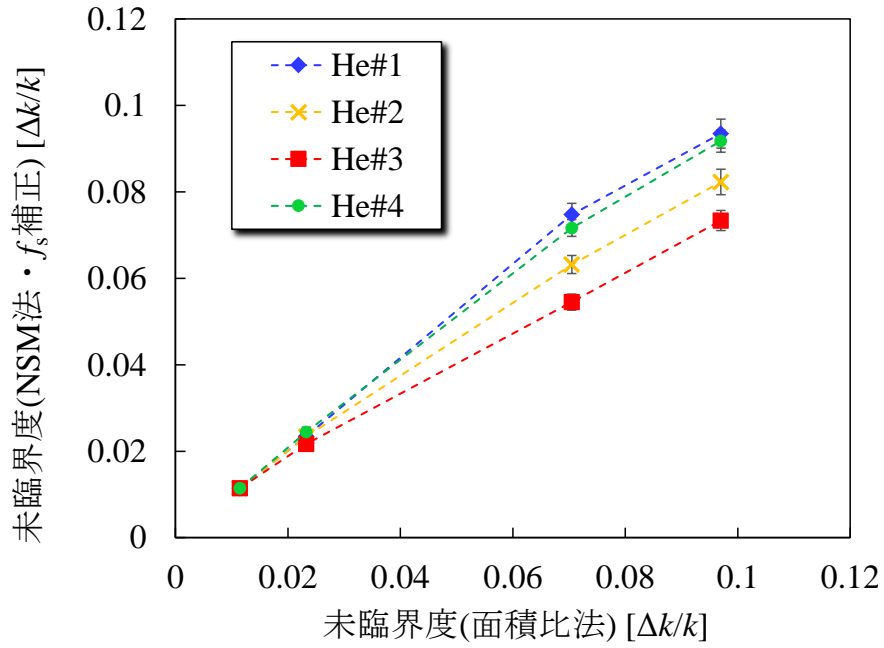


Figure 3.5  $f_s$ による補正のみを施した NSM 法の結果 ("C1-C3 in"基準)

Figure 3.5 より、 $f_s$ の補正によって、補正無しの場合と比べると位置依存性が改善されていることがわかる。

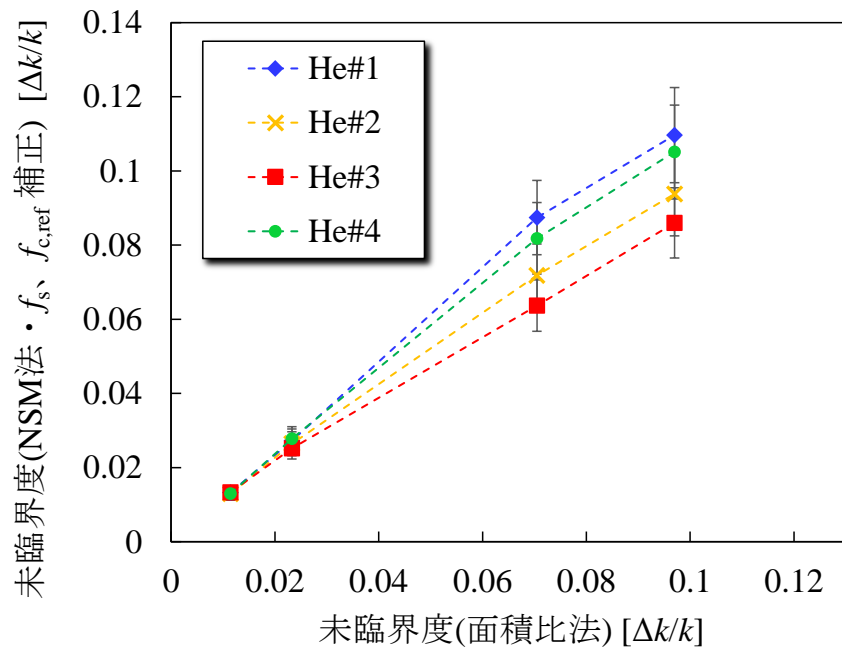


Figure 3.6  $f_s, f_{c,ref}$ による補正を施した NSM 法の結果 ("C1-C3 in"基準)



Figure 3.6 より、 $f_s$  のみによる補正を施した Figure 3.5 と同様に、補正無しの場合と比べて検出器位置依存性が低減されていることがわかる。ただし、 $f_s$  の補正結果に比べて、モンテカルロ計算に起因する  $f_{c,ref}$  の統計誤差が伝播することで、補正された未臨界度に付随する誤差が大きく増加している。

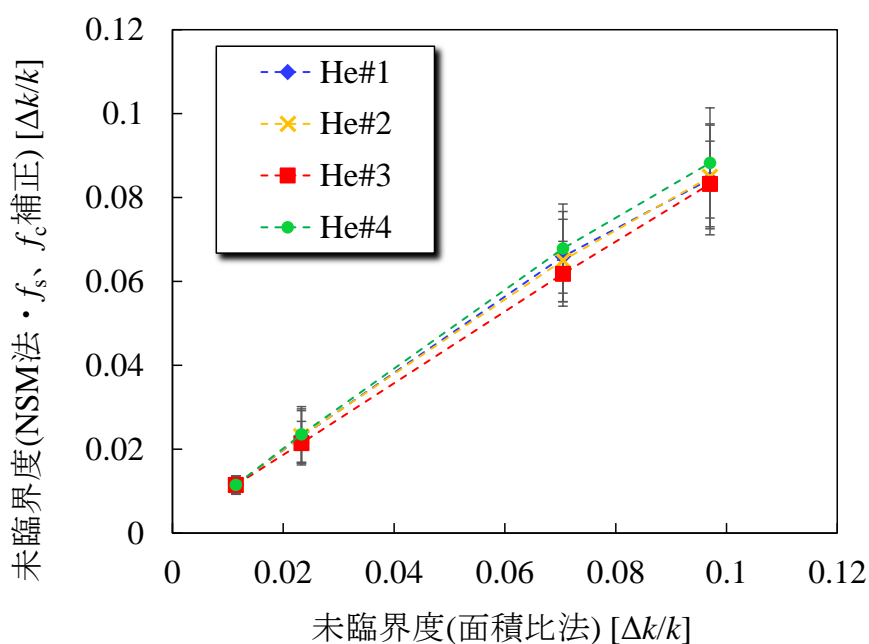


Figure 3.7  $f_s, f_c$  による補正を施した NSM 法の結果 ("C1-C3 in" 基準)

Figure 3.7 のように、 $f_s$  と  $f_c$  の両方の補正を施した場合、検出器位置依存性がかなり改善されて、4つの検出器がほぼ同じ値になっていることがわかる。ただし、特に  $f_c$  の数値計算による誤差が付随しているため、補正なしの NSM 法に比べて結果の誤差が大きくなってしまっている。

### 3.3.4 考察

前節の結果について考察する。まず、Figure 3.5 の  $f_s$  のみを考慮した補正結果は、Figure 3.4 と比べて検出器位置依存性が改善している。特に、Figure 3.4 で深い未臨界体系で他の検出器と傾向が大きく異なっていた He#1 や He#3 の結果が、Figure 3.5 では他の検出器と似たような傾向を示しており、 $f_s$  の補正の効果が大きかったと考えられる。 $f_s$  は、基準体系と測定体系における源中性子計数率の比で表されるため、 $f_s > 1$  であれば検出される源中性子が基準体系よりも多く、 $f_s < 1$  であれば逆に少ないということになる。ここで、 $f_s$  の値を示した Table 3.4 を見ると、He#1 や He#3 の深い未臨界体系では  $f_s > 1$  となっている。この原因は、中心架台を引き抜いたことによりポリエチレンの反射体が減少し、遮蔽効果の低下により固有中

中性子源からの中性子が検出されやすくなった影響と考えられる。一方、その他の $f_s$ については1未満であるが、これは制御棒挿入による源中性子の吸収の増加や燃料の引き抜きによる固有中性子源強度の低下といった影響が考えられる。

続いて、Figure 3.6の $f_s$ と $f_{c,ref}$ による補正を施した補正結果を見ると、Figure 3.4と比べて検出器位置依存性が改善しているが、結果には大きな統計誤差が付随している。Figure 3.6の値は $f_s$ の補正に加えて基準体系の $k_{eff}$ の測定値が既知である場合の結果に相当しているので、 $f_s$ による補正よりも大きな補正効果が期待できる。しかし、実際には、 $f_s$ による補正結果を示したFigure 3.5と結果は大きくは変わらない。ここで、Table 3.3から、本計算における $f_{c,ref}$ である”C1-C3 in”の $f_c$ を確認すると、ほぼ1であることがわかる。 $k_{det}$ は体系が臨界に近づくと $k_{eff}$ に漸近していく性質がある [38]。つまり、今回の計算では”C1-C3 in”が臨界近傍であることから $f_c = k_{det}/k_{eff}$ が1に近い値となったため、 $f_{c,ref}$ による補正効果が小さかったと考えられる。また、今回の補正では図に示した補正体系の反応率が $k_{det}$ ベースの反応率のままであるため、さらに補正効果を高めるためには測定体系の $f_c$ の効果も考慮する必要があるということがわかる。また、 $f_{c,ref}$ による補正を施すと結果に大きな統計誤差が付随してしまうことから、補正の精度を向上させるためには $f_{c,ref}$ の計算精度を向上させることが必要であると言える。ただし、基準体系の計算は臨界に近い場合、 $f_c$ の評価に必要な核分裂反応ありの固定源計算が収束するまでに長い計算時間を要するという問題点がある。

最後に、Figure 3.7の $f_s$ と $f_c$ の両方の補正を施した結果を見ると、検出器位置依存性がかなり改善していることがわかる。これまでの議論により、位置依存性が改善した要因としては $f_s$ の補正による効果が大きいと考えられるが、それだけでは不十分であり、同時に $f_c$ の影響についても考慮することが必要であると言える<sup>5</sup>。

以上により、NSM法の検出器位置依存性については、補正係数 $f_c$ と $f_s$ の効果によって説明できることがわかった。しかしながら、MVPを用いた評価だけでは、具体的に体系のどのような変化が補正係数に影響したのかがわかりにくかった。そこで、次節では決定論的手法による計算を行い、体系全体で補正係数の分布を調べることで考察を行う。

### 3.4 決定論的手法を用いた解析

確率論的手法による数値計算によって、NSM法の実験結果に表れる検出器位置依存性は $k_{det}$ に基づく補正によって説明できることがわかった。しかし、個々の検出器位置における補正係数の計算だけでは、具体的に体系のどのような変化が影響したのかがわからなかった。そこで、決定論的手法に基づく補正係数の数値計算により体系全体で補正係数の分布を

<sup>5</sup> 基準体系が臨界状態に近い場合、 $f_{c,ref}$ を1と近似することができれば、計算コストが減少し誤差も低減できる。しかし、実際に $f_{c,ref}$ を1とすると上手く補正できなくなる。理由としては、 $f_{c,ref}$ を1にしたことで $k_{ref}$ が $k_{det}$ ベースの値のままである一方で、 $f_{c,target}$ の補正により $k_{target}$ を $k_{eff}$ ベースで求めようとしていることが影響していると考えられる。

求め、体系の変化が NSM 法に与える影響について考察した。今回は、汎用核計算コードシステム SRAC [39]により実験体系の断面積を作成し、これを 3 次元 SN 中性子輸送計算コード DANTSYS [40]に入力して計算を実施した。また、結果の比較のために、実験を実施した固有中性子源の場合だけではなく、Cf 線源を用いた場合についても評価を行った。

### 3.4.1 計算手順

SRAC と DANTSYS を用いた補正係数の計算手順の概要について述べる。計算体系や計算条件の詳細な説明については、続く 3.4.2 節で述べる。

- ① SRAC/PIJ を用いて実験で用いられた燃料セルを 1 次元平板体系でモデル化し、PEACORルーチンによる超詳細群固定源計算を行うことにより、燃料の 107 群の詳細群均質化断面積を作成。
- ② SRAC/PIJ を用いて実験炉心の一部を 2 次元体系でモデル化し、燃料体、反射体、制御棒の 16 群断面積を作成した。このとき、①で作成した詳細群均質化断面積を燃料部に当てはめて計算した。
- ③ MVP を用いて、 $^3\text{He}$  検出器の検出反応である(n,p)反応に相当する  $^3\text{He}$  吸収反応の 16 群巨視的断面積を作成。
- ④ DANTSYS を用いて KUCA の 3 次元炉心体系をモデル化し、②で作成した 16 群断面積を入力して各未臨界体系で  $k_{\text{eff}}$  固有値計算を実施。
- ⑤ ④と同様に、各未臨界体系で固定源計算を実施し、各メッシュに対するエネルギー群毎の全中性子束  $\psi_{i,j,k,g}$  を求めた。 $i, j, k$  はそれぞれ  $x, y, z$  方向のメッシュ番号、 $g$  はエネルギー群を表す。このとき、固有中性子源として燃料領域に様に中性子源を与えた。
- ⑥ ⑤の計算において、入力する 16 群断面積のうち  $\nu\Sigma_f$  を全て 0 にし、仮想的に核分裂反応を無くした固定源計算を行い、源中性子束  $\psi_{s,i,j,k,g}$  を求めた。
- ⑦ ⑤⑥の結果と式(3.18)の関係を使って、各体系において各メッシュに対するエネルギー群毎の核分裂中性子束  $\psi_{f,i,j,k,g}$  を求めた。
- ⑧ ⑤⑦の結果と式(3.17)より、各体系において各メッシュに対するエネルギー群毎の  $k_{\text{det}}$  を求めた。 $V_{i,j,k}$  をメッシュの体積とすると、これは次のように表すことができる。

$$k_{\text{det},i,j,k} = \frac{\sum_g \Sigma_{d,g} \psi_{f,i,j,k,g} V_{i,j,k}}{\sum_g \Sigma_{d,g} \psi_{i,j,k,g} V_{i,j,k}} = \frac{\sum_g \Sigma_{d,g} \psi_{i,j,k,g} - \sum_g \Sigma_{d,g} \psi_{s,i,j,k,g}}{\sum_g \Sigma_{d,g} \psi_{i,j,k,g}} \quad (3.30)$$

- ⑨ ④⑧の結果と式(3.26)より、各体系において各メッシュに対するエネルギー群毎の  $f_c$  を求めた。これは次のように表すことができる。

$$f_{c,i,j,k} = \frac{k_{\text{det},i,j,k}}{k_{\text{eff}}} \quad (3.31)$$

- ⑩ ⑥の結果と式(3.23)より、基準体系と測定体系の $\langle \Sigma_d \psi_s \rangle$ の比を取ることで、各体系において各メッシュに対するエネルギー群毎の $f_s$ を求めた。これは次のように表すことができる。

$$f_{s,i,j,k} = \frac{\sum_g \Sigma_{d,g} \psi_{s,\text{target},i,j,k,g} V_{i,j,k}}{\sum_g \Sigma_{d,g} \psi_{s,\text{ref},i,j,k,g} V_{i,j,k}} = \frac{\sum_g \Sigma_{d,g} \psi_{s,\text{target},i,j,k,g}}{\sum_g \Sigma_{d,g} \psi_{s,\text{ref},i,j,k,g}} \quad (3.32)$$

- ⑪ 求めた2つの補正係数が1からどの程度離れているかを各メッシュについて計算し、その分布を示すグラフを作成した。グラフは、実験で $^3\text{He}$ 検出器の有感部があった炉心軸方向中心位置（計算体系では軸方向の一番下のメッシュ）の分布を示すように作成した。
- ⑫ 比較のため、炉心中心にCf線源を設置した場合の補正係数についても同様に評価した。

ただし、MVPを用いた計算の部分でも述べたように、核分裂反応有りの固定源計算は固有値計算の結果が未臨界でないという問題点がある。今回のDANTSYS計算では、固有値計算の結果”C3 in”と”C1-C3 in”が超臨界となってしまう、補正係数 $f_c$ の評価ができない状況になってしまった。そこで、”C3 in”の固有値計算の結果が実験値を再現するように、燃料の生成断面積 $\nu_{2f}$ を一律調整するという措置を取った。こちらの詳細についても次節で述べる。

## 3.4.2 計算条件

### 3.4.2.1 SRACによる燃料の詳細群均質化断面積作成

SRAC/PIJを用いた燃料領域の107群均質化断面積の作成方法について説明する。作成に当たっては、実験で用いた燃料セルを1次元平板体系で再現し、均質化を行った。計算体系と均質化の模式図をFigure 3.8に示す。

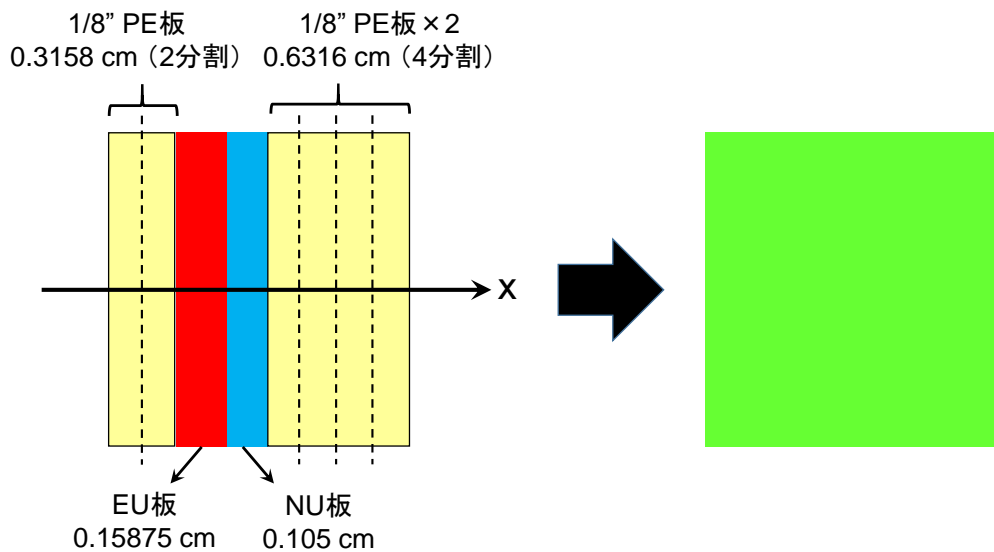


Figure 3.8 燃料セルを模擬した計算体系と均質化の模式図

燃料セルには、93%濃縮ウラン・アルミニウム合金板（EU板）と天然ウラン板（NU板）が1枚ずつ含まれており、これを1/8"新ポリエチレン板（PE板）で挟むことで単位セルを構成している。計算では、各領域の幅が1.5mm程度になるように、PE板をFigure 3.8に示したように分割した。計算条件は以下の通り。

- ◇ エネルギー群はSRAC内蔵の107群構造を使用。高速群62群、熱群45群、thermal cutoffは1.85540[eV]。
- ◇ 核データライブラリはJENDL-4.0を使用。また、原子個数密度は前節のMVP計算と同じ値を入力。
- ◇ 輸送断面積を計算することにより、1次の非等方散乱成分を考慮。
- ◇ 燃料部分でPEACOによる超詳細群固定源計算を実施。
- ◇ 体系境界では周期境界条件を適用
- ◇ 収束条件は内部反復が $10^{-5}$ 、外部反復が $10^{-6}$ 。

なお、PEACOでは $^{235}\text{U}$ の核分裂スペクトルを燃料領域全体に平坦に与えた計算を行っている。従って、今回の計算体系のように2種類の燃料領域が存在したり、燃料領域を分割したりしている場合でも、両方で空間的に平坦な核分裂スペクトルが与えられてしまい、計算された断面積に影響が出ることがわかった。従って、今回の計算では、最初にPEACO計算を行った後、その実効断面積を用いて再度同じ体系で固有値計算を行い、この中性子束分布から107群の断面積を作成するという手順で計算を行った。

### 3.4.2.2 SRACによるKUCA炉心体系の16群均質化断面積作成

SRAC/PIJを用いた炉心体系の16群均質化断面積作成方法について説明する。燃料セルの計算によって得られた107群の断面積を用いて、実験体系を模擬した2次元の固有値計算を実施した。さらに、この計算で得られた中性子束分布を使用して、炉心を構成する燃料体や反射体等の16群の均質化断面積を作成した。計算対象とするKUCAの実験体系をFigure 3.9に示す。

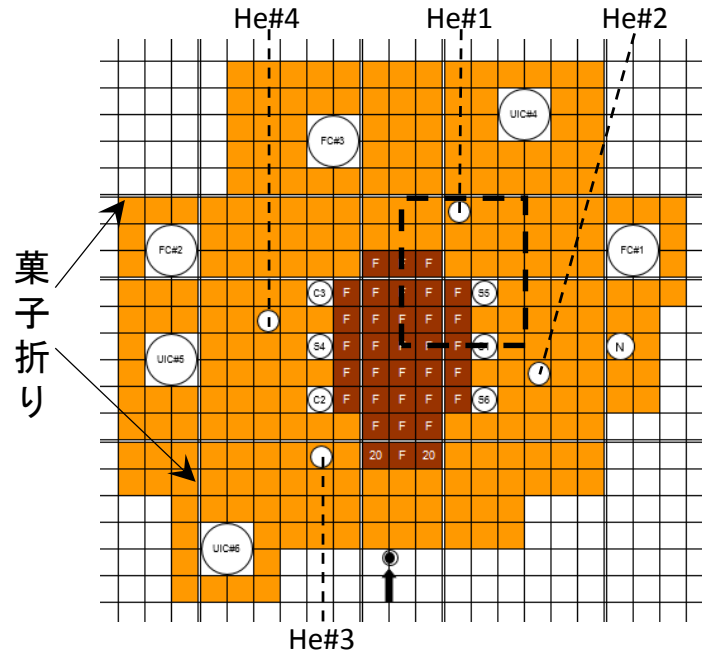


Figure 3.9 実験体系の模式図（点線内が計算で模擬した部分）

なお、計算コストを考慮して、今回の計算ではFigure 3.9中の点線で囲った領域のみを模擬した。また、均質化断面積を作成する際には、格子間のギャップや葉子折り（通常の格子間ギャップよりも広いギャップ）を隣接する燃料体もしくは反射体に含めて取り扱った。断面積は、周囲の葉子折りの有無等を考慮して以下の10種類に分類して作成した。

- 燃料体3種類（2辺が葉子折りに隣接、1辺が葉子折りに隣接、葉子折り隣接辺なし）
- ポリエチレン反射体3種類（2辺が葉子折りに隣接、1辺が葉子折りに隣接、葉子折り隣接辺なし）
- 制御棒全挿入2種類（1辺が葉子折りに隣接、葉子折り隣接辺なし）
- 制御棒全引き抜き2種類（1辺が葉子折りに隣接、葉子折り隣接辺なし）

制御棒の断面積を作成するために、制御棒全挿入状態と全引き抜き状態の2種類の計算体系を作成し、それぞれで計算を行った。ただし、制御棒以外の断面積については、制御棒全引き抜き体系の計算結果を採用している。その他の計算条件は次の通りである。

- ◇  $^3\text{He}$  検出器は無視し、代わりにポリエチレン反射体を配置した。
- ◇ 反射体については、組成の異なる新旧の2種類が使用されていたが、全て新ポリエチレンで統一した。
- ◇ Al の鞘管と格子間の空気ギャップの原子数密度は、スミヤすることで近似的に取り扱った。
- ◇ エネルギー群数は16群。
- ◇ 収束条件は内部反復が  $10^{-5}$ 、外部反復が  $10^{-6}$ 。

燃料体、反射体、制御棒の均質化の模式図を Figure 3.10 に、計算体系の模式図を Figure 3.11 に示す。Figure 3.11 には境界条件も示している。また、16 群のエネルギー群構造を Table 3.5 に示す。

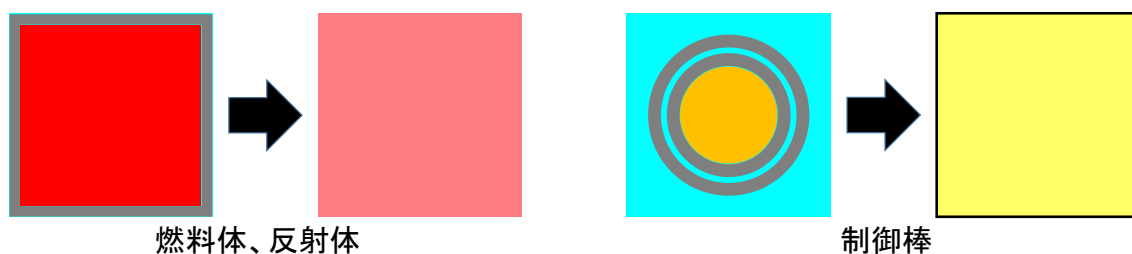


Figure 3.10 燃料体、反射体、制御棒の均質化の模式図

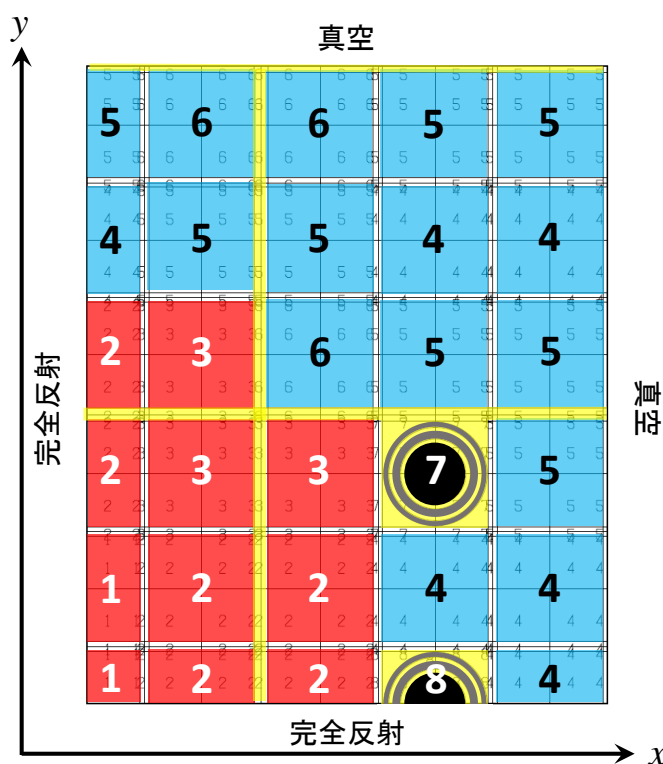


Figure 3.11 SRAC 計算体系の模式図 (制御棒全挿入体系)

Table 3.5 16 群のエネルギー群構造 [41]

群数	エネルギー [eV]	
	上限値	下限値
1	$1.0000 \times 10^7$	$1.3534 \times 10^6$
2	$1.3534 \times 10^6$	$8.6517 \times 10^4$
3	$8.6517 \times 10^4$	$9.1188 \times 10^3$
4	$9.1188 \times 10^3$	$9.6122 \times 10^2$
5	$9.6122 \times 10^2$	$1.0130 \times 10^2$
6	$1.0130 \times 10^2$	$1.3710 \times 10^1$
7	$1.3710 \times 10^1$	$3.9279 \times 10^0$
8	$3.9279 \times 10^0$	$1.8554 \times 10^0$
9	$1.8554 \times 10^0$	$1.2752 \times 10^0$
10	$1.2752 \times 10^0$	$8.7642 \times 10^{-1}$
11	$8.7642 \times 10^{-1}$	$6.0236 \times 10^{-1}$
12	$6.0236 \times 10^{-1}$	$3.4205 \times 10^{-1}$
13	$3.4205 \times 10^{-1}$	$2.7689 \times 10^{-1}$
14	$2.7689 \times 10^{-1}$	$1.0960 \times 10^{-1}$
15	$1.0960 \times 10^{-1}$	$2.4149 \times 10^{-2}$
16	$2.4149 \times 10^{-2}$	$1.0000 \times 10^{-5}$

### 3.4.2.3 MVP による $^3\text{He}$ の 16 群検出反応率の作成

3.3 節で作成した MVP インプットを用いて、 $^3\text{He}$  の 16 群巨視的検出反応率  $\Sigma_d$  を作成した。MVP での検出反応率の計算と同様に、実験で  $^3\text{He}$  検出器が設置してあった場所にタリーを取り、検出反応である (n,p) 反応の断面積とほぼ等しい吸収反応断面積を作成した。このとき、4 つの  $^3\text{He}$  の位置で得られた値を平均した値を巨視的検出反応断面積として、全てのメッシュに対して適用した。なお、MVP 計算における断面積の出力エネルギー群構造は Table 3.5 と同じであった。計算はバッチサイズ 40000、バッチ数 4100、捨てバッチ数 100 の固有値計算で、6 本の制御棒を全て引き抜いた体系で実施した。16 群の  $^3\text{He}$  検出反応率を Table 3.6 に示す。



Table 3.6 MVP で作成した  $^3\text{He}$  の 16 群巨視的検出反応率

群数	巨視的断面積 [ $\text{cm}^{-1}$ ]
1	$8.21 \times 10^{-5}$
2	$1.26 \times 10^{-4}$
3	$4.94 \times 10^{-4}$
4	$1.87 \times 10^{-3}$
5	$6.06 \times 10^{-3}$
6	$1.76 \times 10^{-2}$
7	$3.88 \times 10^{-2}$
8	$6.35 \times 10^{-2}$
9	$8.37 \times 10^{-2}$
10	$1.01 \times 10^{-1}$
11	$1.22 \times 10^{-1}$
12	$1.55 \times 10^{-1}$
13	$1.87 \times 10^{-1}$
14	$2.72 \times 10^{-1}$
15	$4.55 \times 10^{-1}$
16	$8.89 \times 10^{-1}$

#### 3.4.2.4 DANTSYS 計算体系

DANTSYS における KUCA 炉心計算では、Figure 3.9 に示した実験体系を 3 次元で模擬し、SRAC で作成した 16 群均質化断面積を入力して計算を行った。ただし、計算では以下のよ  
うな近似や単純化を行った。

- ◇ 軸方向に関しては、対称性を考慮して軸方向中央の  $xy$  平面に完全反射境界条件を適用し、実験体系の上半分のみを再現した。ただし、実際の実験体系は厳密には完全な上下対称ではないことに注意。
- ◇ 径方向は、燃料体、反射体、もしくは制御棒を 1 領域とし、それぞれを幅約 1cm の 5×5 詳細メッシュに分割した。
- ◇ 軸方向は、高さ約 1cm の詳細メッシュ 73 個に分割した。
- ◇  $^3\text{He}$  検出器は無視し、通常のポリエチレン反射体を配置した。
- ◇ FC、UIC 検出器については、周辺の空気領域のみで、検出器本体は模擬しなかった。
- ◇ 格子間ギャップ、菓子折り、Al 鞘管等の効果は、断面積作成時にスミアすることで近似的に取り扱った。

- ✧ 燃料は、実際には板を積層して作成した非均質燃料であるが、断面積作成時に均質化して取り扱った。
- ✧ 角度分点として  $EO_N$  分点の S8 分点を使用 [42]。
- ✧ エネルギーは Table 3.5 に示した 16 群。
- ✧ 収束条件は  $10^{-6}$ 。

DANTSYS 計算体系の軸方向の断面を示した模式図を Figure 3.12 に示す。計算では、図のように軸方向の領域を 3 分割することにより、部分長燃料を再現した。

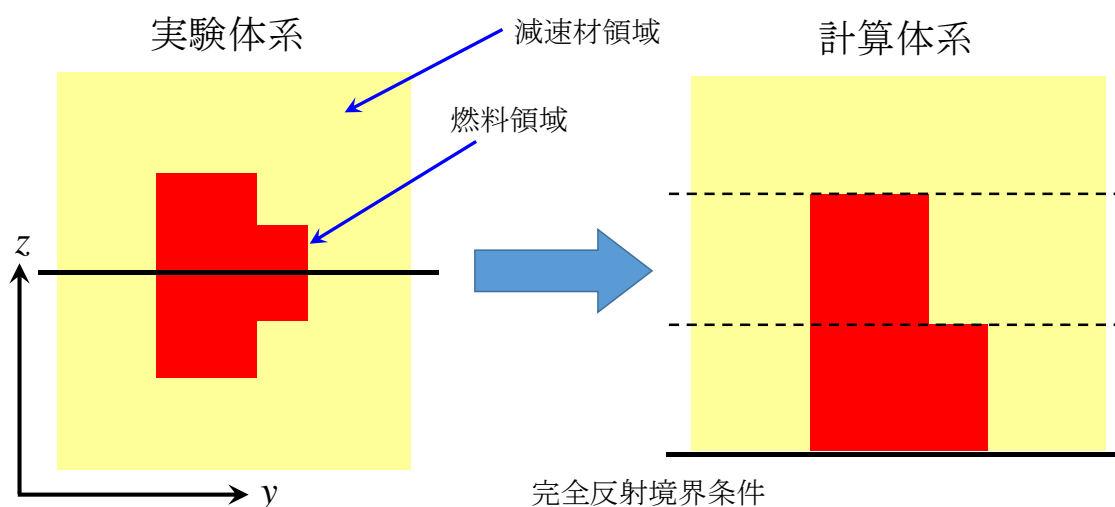


Figure 3.12 DANTSYS 計算体系の模式図

また、DANTSYS を用いた固定源計算では、中性子源の分布と発生中性子のエネルギースペクトルを入力する必要がある。固有中性子源の場合には、燃料のメッシュから一様に固有中性子が発生するとした。Cf 線源は実際の実験で線源を設置する燃料セルの場所を模擬して、 $x$  方向 53 個目、 $y$  方向 48 個目、 $z$  方向 1 個目の詳細メッシュ部分に与えた。なお、中性子源のスペクトルについては、固有中性子源の場合も Cf 線源の場合も、燃料の核分裂スペクトルを近似的に与えて計算を実施した。

#### 3.4.2.5 生成断面積 $\nu\Sigma_f$ の調整

前節でも述べたように、今回の DANTSYS を用いたでは、一部の体系が数値計算の誤差により超臨界となってしまう、核分裂反応有りの固定源計算が実施できないという問題が発生した。そこでやむを得ず、最も浅い未臨界体系である "C3 in" の固有値計算の結果が面積比法の実験値を再現するように、SRAC で作成した  $\nu\Sigma_f$  を一律調整するという措置を取った。"C3 in" の  $k_{eff}$  の C/E 値は 1.00914 であったので、入力断面積の  $\nu\Sigma_f$  を全て 1.00914 で割っ

た [21]。生成断面積調整前後の固有値計算の結果を Table 3.7 に示す。

Table 3.7 生成断面積調整前後の固有値計算の結果

体系	面積比法	DANTSYS	DANTSYS
		調整前	調整後
C3 in	$0.9984 \pm 0.0046$	1.007418	0.998418
C1-C3 in	$0.9887 \pm 0.0090$	0.999549	0.990604
All rods in	$0.977 \pm 0.013$	0.990736	0.981884
Shutdown	$0.934 \pm 0.028$	0.961653	0.953062
Shutdown+P	$0.912 \pm 0.032$	0.949133	0.940654

生成断面積の調整により、全ての体系の固有値計算の結果が未臨界となった。しかし、“C3 in”は未臨界とはいえ非常に臨界に近く、計算が収束する見通しが無かったため、MVPでの計算と同様“C3 in”以外の体系で $f_c$ を評価することにした。なお、 $f_c$ の評価には生成断面積調整後の固有値を使用した。

一方、 $f_s$ については、核分裂反応無しの固定源計算で評価するため超臨界の体系でも計算が収束しないという問題は起きない。従って、 $f_s$ の基準体系は実験と同様“C3 in”のままとした。

### 3.4.3 計算結果

まず、 $f_c$ の計算結果を示す。変換係数 $f_c$ の基本的な考え方は、 $k_{det} \approx k_{eff}$ 、すなわち $f_c = k_{det}/k_{eff} \approx 1$ となる領域に検出器を置くことで $f_c$ による測定結果の補正が不要になり、NSM法の測定精度を向上させることができるというものである。そこで、 $f_c$ が1からどの程度離れているのかを示すため、各詳細メッシュについて $(f_c-1)\%$ の値を計算し、その分布図を作成した。分布図の軸方向位置は、実験で検出器の有感部の中心があった炉心中央部（計算体系では軸方向の一番下のメッシュ）に設定した。前節で述べたように、 $f_c$ の計算は“C3 in”では実施できなかったため、“C1-C3 in”以降の未臨界体系について評価した。Figure 3.13からFigure 3.16に、“C1-C3 in”から“Shutdown+P”までの分布図を順に示す。左側の図が固有中性子源を用いた場合、右側の図が比較用のCf線源を用いた場合の図である。図中には、点線で燃料領域、○で制御棒、番号で $^3\text{He}$ 検出器の設置場所を示している。ただし、燃料領域は初期状態の場合を示しており、“Shutdown”や“Shutdown+P”の燃料領域は図示した部分と厳密には異なるので注意されたい。また、カラーバーの範囲は-1%から+1%であり、この範囲外の値については分布図に示していない。

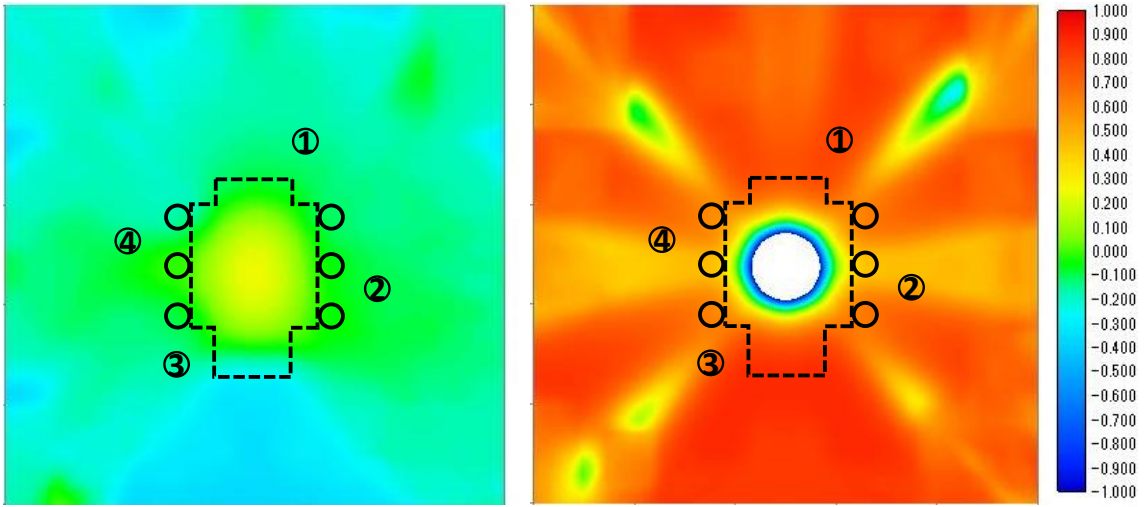


Figure 3.13 "C1-C3 in"の $f_c$ の分布図 (左：固有中性子源、右：Cf線源)

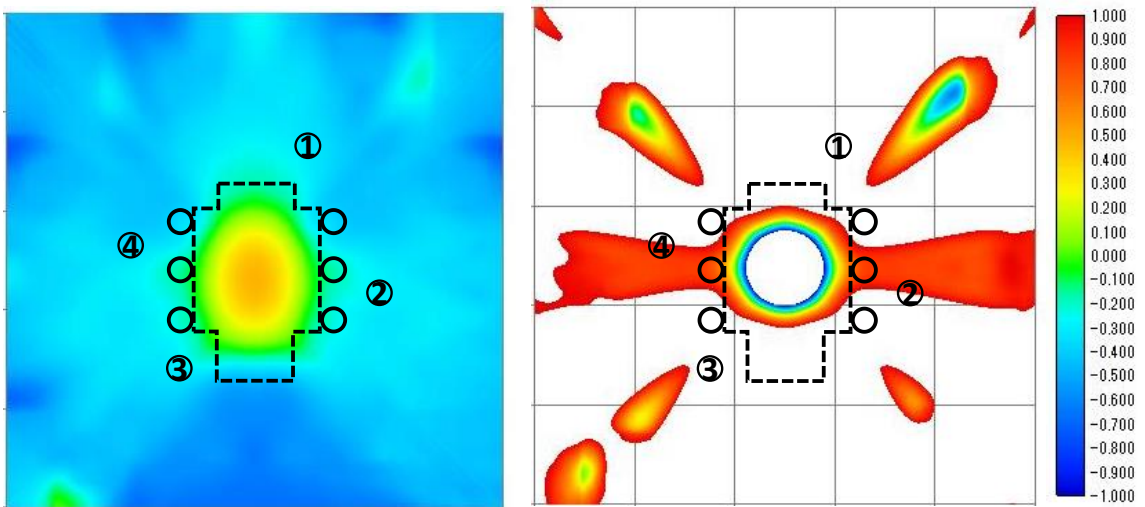


Figure 3.14 "All rods in"の $f_c$ の分布図 (左：固有中性子源、右：Cf線源)

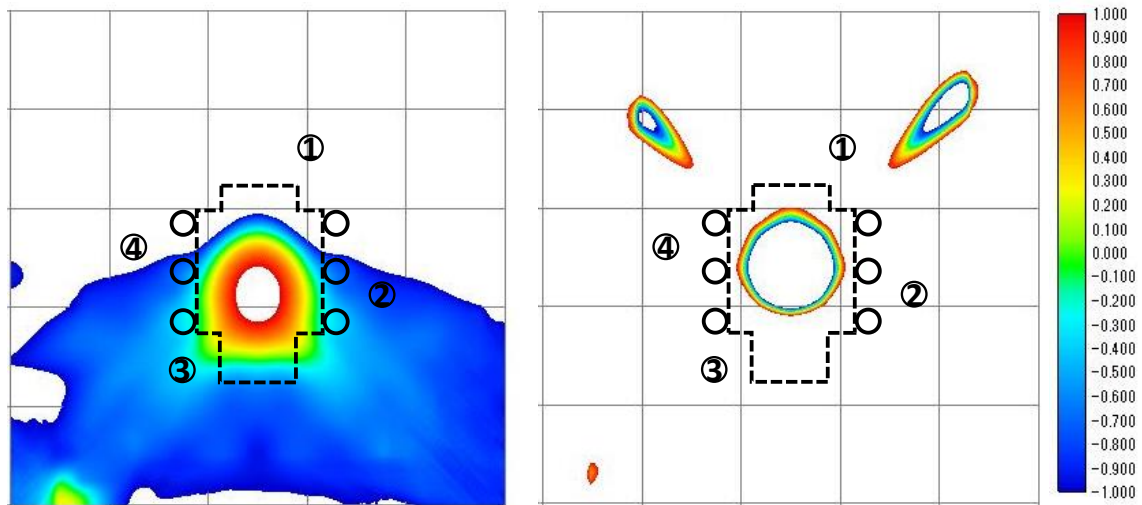


Figure 3.15 "Shutdown"の $f_c$ の分布図（左：固有中性子源、右：Cf線源）

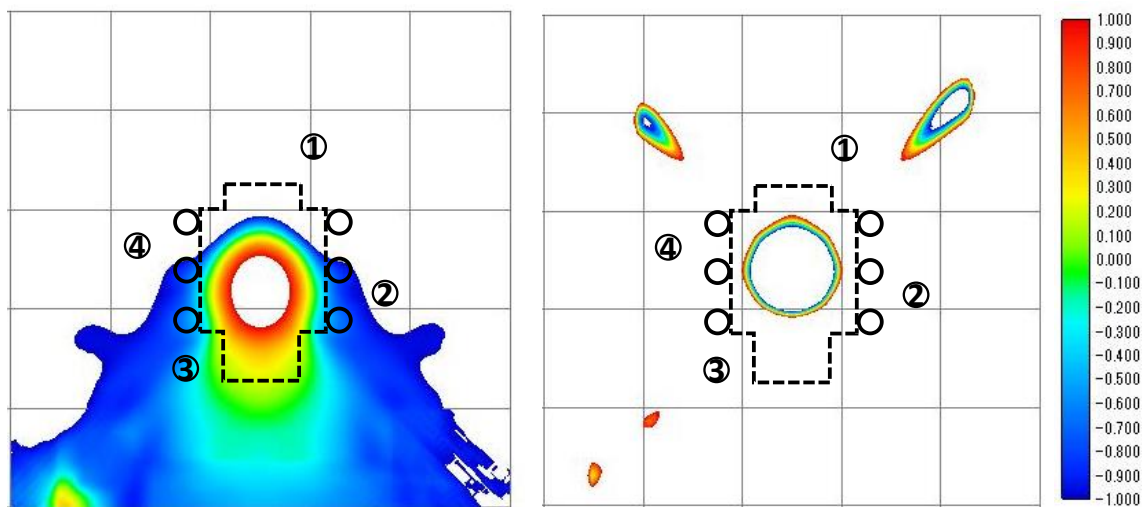


Figure 3.16 "Shutdown+P"の $f_c$ の分布図（左：固有中性子源、右：Cf線源）

続いて、 $f_s$ の計算結果を示す。 $f_s$ についても、その値が1に近い領域の方が基準体系に対する源中性子計数率の変化が少ないということになるので、精度の良い測定が可能となる。従って、各詳細メッシュについて $(f_s-1)\%$ の値を計算し、その分布図を作成した。分布図の軸方向位置は $f_c$ の図と同じく炉心中央である。 $f_s$ の評価については、核分裂反応無しの固定源計算のみで可能なことから体系が臨界に近い場合でも問題は無い。よって、分布図も"C3 in"を基準としている。ただし、"C3 in"の $f_s$ はどの領域でも全て1であるため、"C1-C3 in"以降の未臨界体系の分布図を作成した。Figure 3.17 から Figure 3.20 に、"C1-C3 in"か

ら”Shutdown+P”までの分布図を順に示す。左側の図が固有中性子源を用いた場合、右側の図が比較用の Cf 線源を用いた場合の図である。図中には、 $f_c$  の分布図と同様に燃料領域、制御棒、 $^3\text{He}$  検出器の設置場所を示している。カラーバーの範囲は-10%から+10%であり、この範囲より小さな値については-10%と同じ色(青)、大きな値については+10%と同じ色(赤)として分布図中に示している。

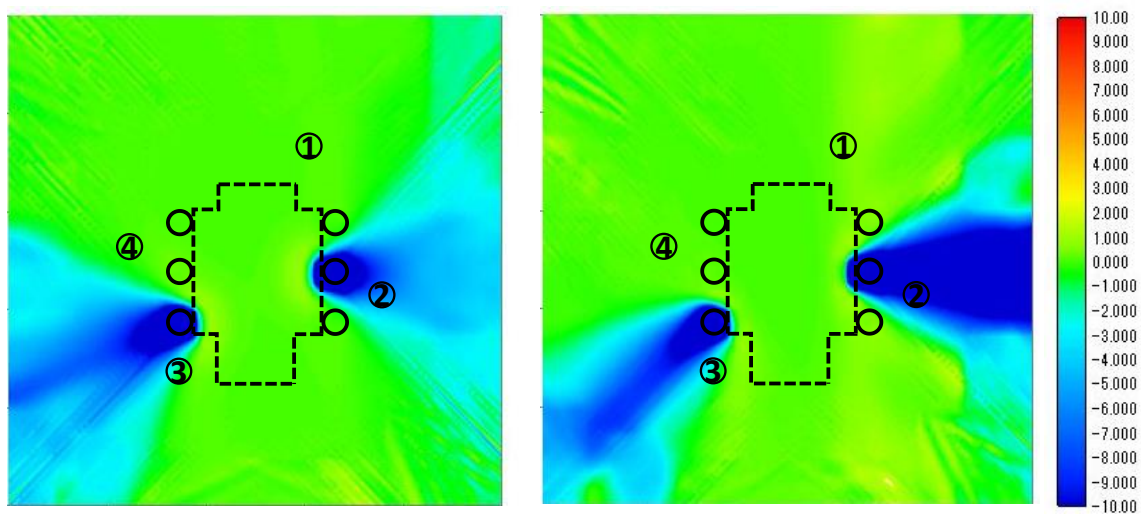


Figure 3.17 "C1-C3 in"の $f_s$ の分布図 (左：固有中性子源、右 Cf 線源)

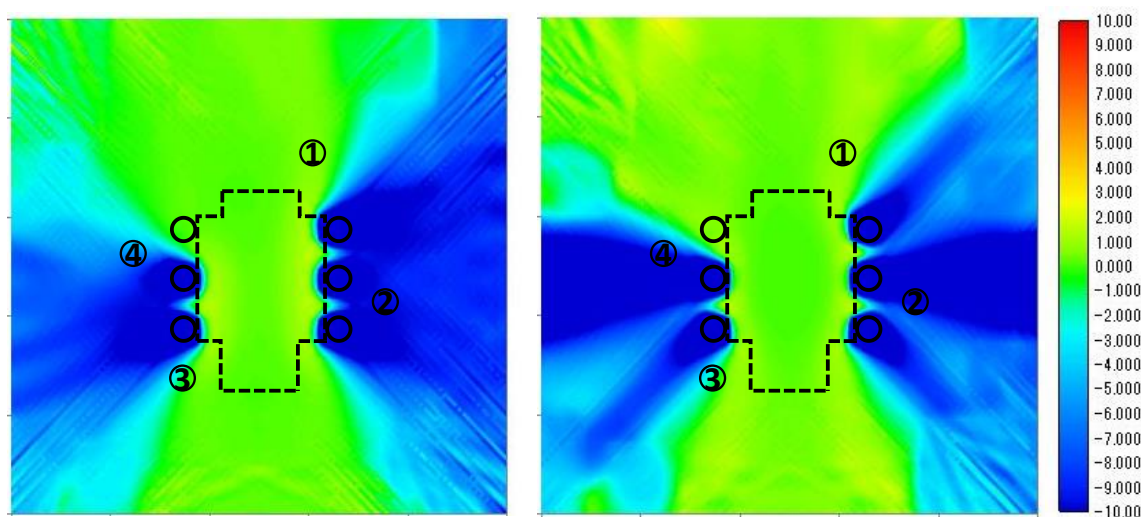


Figure 3.18 "All rods in"の $f_s$ の分布図 (左：固有中性子源、右：Cf 線源)

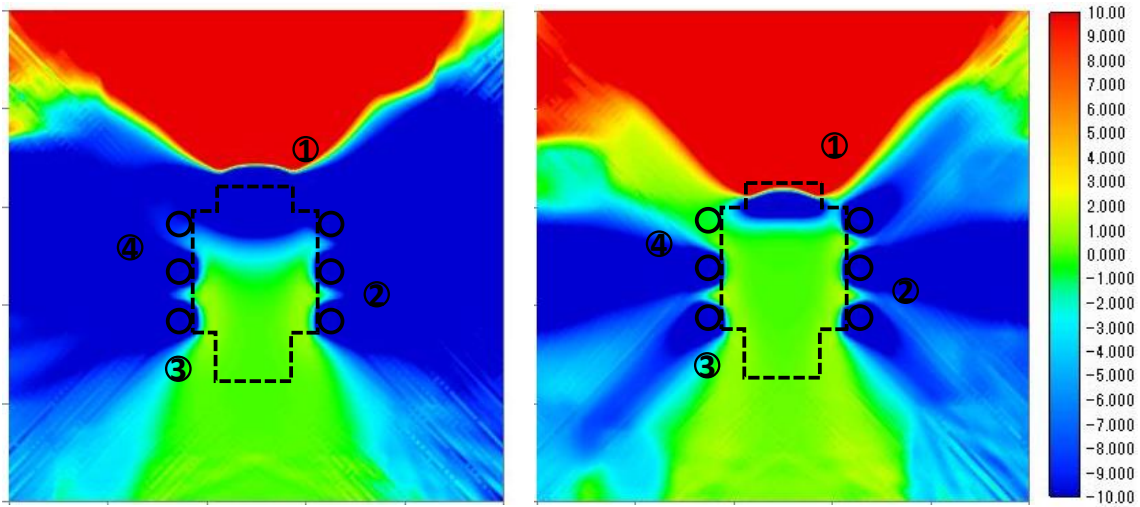


Figure 3.19 "Shutdown"の $f_s$ の分布図（左：固有中性子源、右：Cf線源）

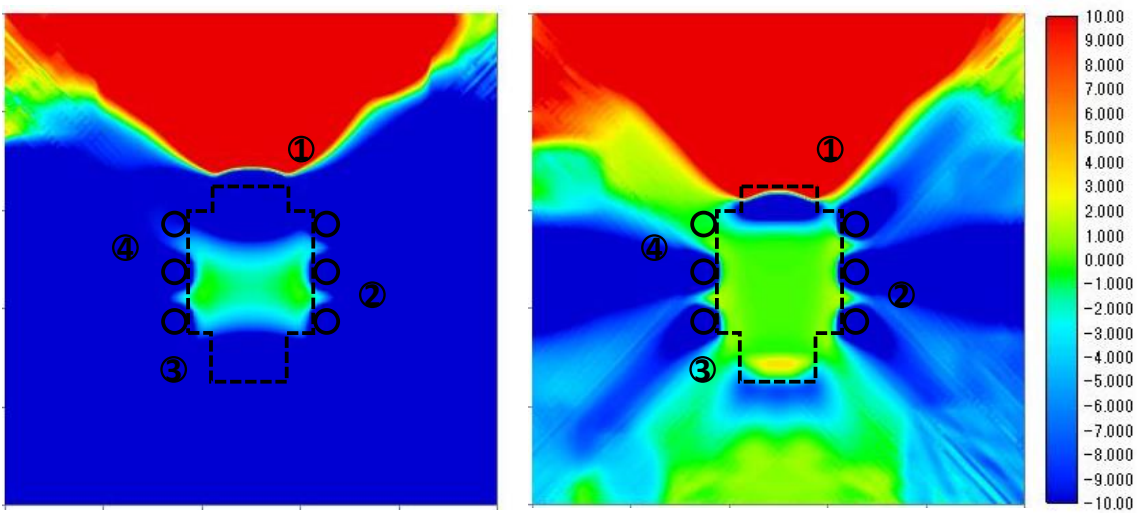


Figure 3.20 "Shutdown+P"の $f_s$ の分布図（左：固有中性子源、右：Cf線源）

### 3.4.4 考察

前節の結果について考察する。まず、固有中性子源を用いた場合の $f_c$ の分布図を見ると、次のような特徴があることがわかる。

- ◇ 未臨界が深くなるほど $f_c \approx 1$ となる範囲が狭くなっていく（臨界に近い方が全体的に $f_c \approx 1$ となる）
- ◇ 固有中性子源を用いた場合の方が、Cf線源よりも $f_c \approx 1$ となる範囲が広い

これら理由について、 $f_c$  による補正の物理的な意味を考慮して考察する。 $k_{det}$  に基づく補正手法の中における  $f_c$  は、検出器の検出効率や実際の未臨界体系の中性子束に依存する測定値  $k_{det}$  を、求めたい実効増倍率  $k_{eff}$  に変換するという役割がある。これによって、実際の未臨界体系の中性子束  $\psi$  及び検出反応率  $\Sigma_d \psi$  を基にして求められた増倍率  $k_{det}$  と、固有値方程式の基本モードの中性子束  $\phi_0$  から求められた増倍率  $k_{eff}$  との差が補正されていると考えられる。また、 $f_c$  は  $k_{det}$  と  $k_{eff}$  の比で定義されているので、検出反応率  $\Sigma_d \psi$  の分布が基本モード中性子束の分布に近いほど  $f_c$  は 1 に近づくといえる。このことから、体系が臨界に近づくにつれ  $\psi$  と  $\phi_0$  は等しくなるため、未臨界が浅い体系の方が  $f_c \approx 1$  となる範囲が広がったと考えられる。また、固有中性子源の方が Cf 線源よりも  $f_c \approx 1$  となる領域が広い理由についても、両者の検出反応率分布と固有値計算の基本モード中性子束を比較することで考えることができる。例として、”Shutdown+P”の炉心軸方向中央かつ  $x$  方向中央部分の中性子束分布を示す。固有値計算で得られた基本モードの中性子束分布を Figure 3.21 に、固有中性子源を用いた場合の固定源計算で得られた検出反応率  $\Sigma_d \psi$  と  $(f_c - 1)$  [%] の分布を Figure 3.22 に、同じく Cf 線源を用いた場合の分布を Figure 3.23 にそれぞれ示す。なお、基本モードの中性子束分布は、16 群の固有値計算で得られた各エネルギー群の中性子束を足した量である。また、検出反応率については、核分裂中性子束による  $\Sigma_d \psi_f$ 、源中性子束による  $\Sigma_d \psi_s$ 、両者の和である全中性子束による  $\Sigma_d \psi$  の 3 種類を示している。また、Figure 3.21 には  $y$  方向の位置がどの領域に対応しているかを破線と領域の名称を用いて示しているが、Figure 3.22、Figure 3.23 では点線のみ表記している。領域名は Figure 3.21 に対応している。

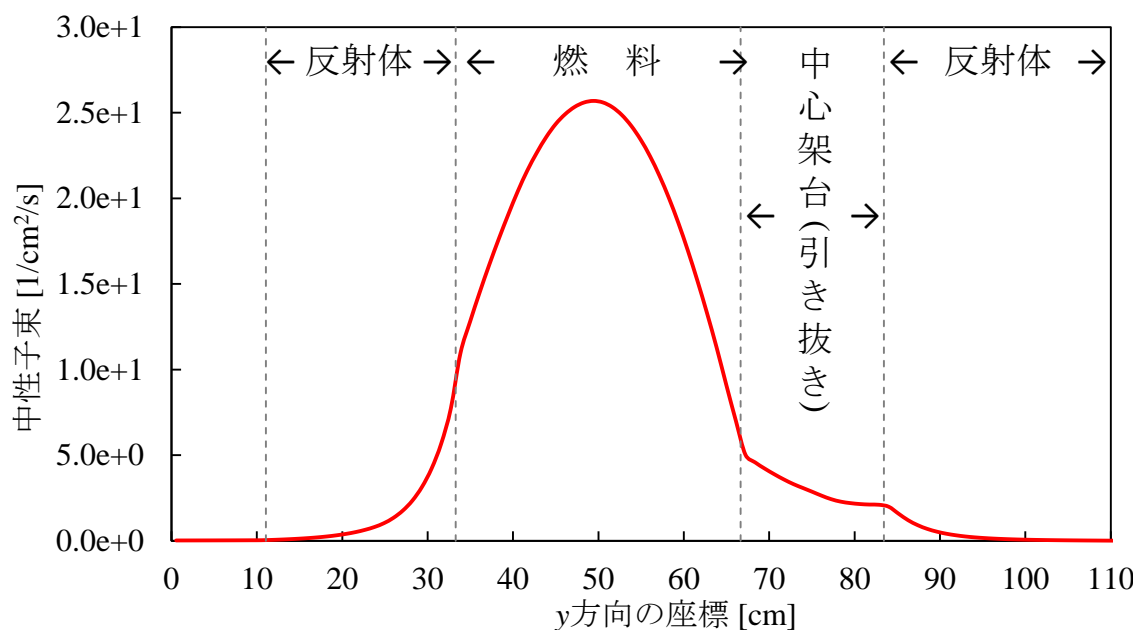


Figure 3.21 基本モードの中性子束分布 (炉心軸方向中央、 $x$  方向中央)



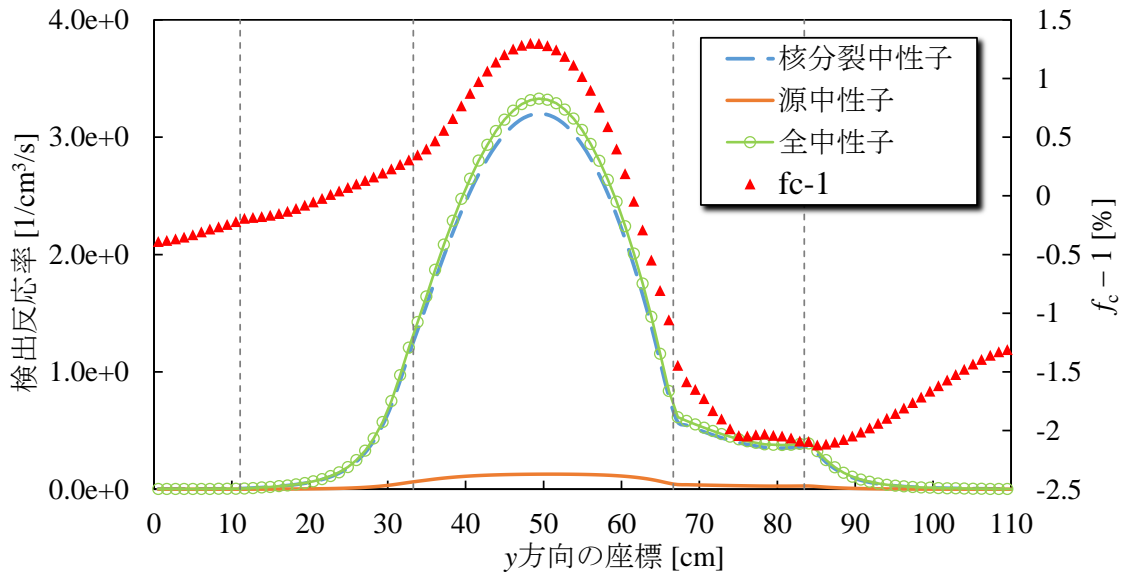


Figure 3.22 固有中性子源を用いた場合の検出反応率分布（炉心軸方向中央、 $x$  方向中央）

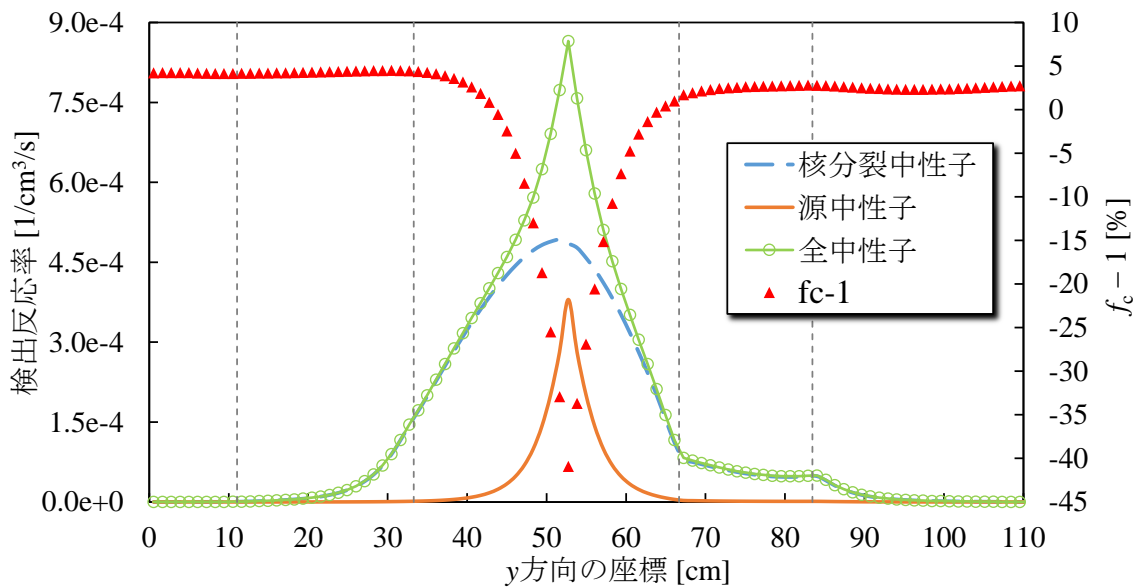


Figure 3.23 Cf 線源を用いた場合の検出反応率分布（炉心軸方向中央、 $x$  方向中央）

以上3つの図を比較すると、固有中性子源を用いた場合の検出反応率の分布は、基本モードの中性子束分布と良く似ていることがわかる。固有中性子源は燃料から発生する中性子であるため、炉内の源中性子束分布と核分裂中性子束分布が良く似た形状になる。従って、両者の和である全中性子束分布が基本モードの分布に近いものになり、 $f_c$ の値も全体的に1に近い値となっていると考えられる。一方、Cf線源の場合、炉心中心に中性子源が設置されている。このため、未臨界が深くなるに従って、炉心中心の源中性子によるピークが顕著に

なり、全中性子束分布が基本モード分布とは異なってくる。これによって、Cf 線源を用いた場合の  $f_c$  は全体的に 1 から離れた値となっており、高次モード成分の影響が小さい節点と思われるわずかな領域のみで 1 に近い値となっていると考えられる [38]。

続いて、 $f_s$  の分布図から、次のような特徴があることがわかる。

- ◇ 基準体系”C3 in”に対して測定体系で新たに挿入された制御棒周辺で  $f_s < 1$  となっている。これは、制御棒によって源中性子が吸収されてしまうためである。
- ◇ “Shutdown”、“Shutdown+P”で  $f_s > 1$  となっている部分は、中心架台を引き抜いたことにより反射体が無くなり、遮蔽が減少したことで源中性子が到達しやすくなっている効果が現れている。
- ◇ 固有中性子源を用いた場合、“Shutdown”や”Shutdown+P”で燃料体を引き抜いた領域の周辺で  $f_s < 1$  となっており、燃料から発生する源中性子が減少した効果が現れている。一方、Cf 線源の場合には燃料が引き抜かれたことによる影響は現れていない。

以上のように、 $f_s$  の分布を調べたことで、Figure 3.4 で示した検出器 He#1 の結果が他の検出器と異なる傾向を示したのは、中心架台引き抜きによる遮蔽効果の減少による影響を受けたためであることがわかった。また、固有中性子源を用いた場合には燃料の引き抜きにより固有中性子源強度が低下する影響が現れることが NSM 法の数式から予想できたが、これを確認することができた。

固有中性子源を用いた NSM 法について、外部中性子源を用いた場合と比較すると、未臨界体系の中性子束分布が固有値計算の基本モードの中性子束分布に近いことから  $f_c \approx 1$  となる領域が広い一方で、燃料の移動により  $f_s$  が 1 から離れる効果を考慮する必要があることがわかった。このことから、固有中性子源を用いた NSM 法の場合、 $f_c \approx 1$  となる位置に検出器を置いた後、何らかの方法で  $f_s$  の効果を補正するような測定方法が望ましいと考えられる。仮に  $f_s$  を測定により評価するとすれば、中性子源から発生し直接検出される中性子と核分裂由来の中性子を区別し、源中性子由来の中性子計数率の変化を測定する必要があるが、 $^3\text{He}$  検出器のような中性子検出器ではこのような作業は不可能である。そこで、燃料から発生する  $\gamma$  線といった、核分裂による成分を含まない量の変化を測定するなど、工夫が必要だと考えられる。

### 3.5 本章のまとめ

本章では、 $k_{\text{det}}$  に基づく NSM 法の補正計算によって、固有中性子源を用いた NSM 法の結果に見られた検出器位置依存性を考察した。補正係数の計算には、確率論的手法と決定論的手法の 2 種類を用いて、それぞれについて計算方法や計算条件、結果と考察について述べ

た。

まず、確率論的手法による計算から、実験結果の検出器依存性は  $k_{\text{det}}$  に基づく補正によって大幅に低減できることがわかった。補正では  $f_c$  と  $f_s$  の 2 種類の補正係数を考慮することにより位置依存性が減少したが、特に  $f_s$  による影響が大きかった。ただし、確率論的手法では、実験で設置した 4 ヶ所のみ補正係数しか計算できなかったため、体系のどのような変化によって検出器位置依存性が現れたのかを確認することはできなかった。

続く決定論的手法による計算では、補正係数の 1 からのズレを計算し、分布図として示した。また、固有中性子源を用いた場合と比較するため、Cf 線源を用いた場合の計算も実施した。その結果、 $f_c$  については固有中性子源を用いた方が、値が全体的に 1 に近いことがわかった。これは、固有中性子源が燃料領域全体に一様に分布していることから、中性子束の分布が基本モード分布に近いことが理由であると考えた。一方、 $f_s$  については、制御棒挿入や遮蔽の減少、燃料の引き抜きにより大きな影響を受けることがわかった。特に、燃料の引き抜きにより固有中性子源強度が変化する効果が現れることは、固有中性子源を用いた NSM 法の特徴であり、Cf 線源との比較からもその影響が大きいということが判明した。

## 第4章 Feynman- $\alpha$ 法による未臨界度測定値の 動特性パラメータに関する影響評価

### 4.1 本章の概要

本章では、第2章で述べた Feynman- $\alpha$ 法の結果を、体系の動特性パラメータを評価することによって考察する。実験では、Feynman- $\alpha$ 法により得られる即発中性子減衰定数 $\alpha$ から未臨界度を求める際に、Simmons-King法と呼ばれる次の式を用いた [9]。

$$\left(\frac{-\rho}{\beta_{\text{eff}}}\right)_n \approx \left(\frac{\alpha_n}{\alpha_0} - 1\right) \quad (4.1)$$

$$\alpha_0 \approx \frac{\beta_{\text{eff}}}{\Lambda} \quad (4.2)$$

なお、添え字の $n$ はある未臨界体系 $n$ の値であることを示す。ここで、臨界時の即発中性子減衰定数 $\alpha_0$ については、面積比法で測定した未臨界度と $\alpha$ のグラフを作成し、 $\alpha$ が未臨界度に対して直線的に変化している3点を外挿して $(-\rho)=0$ のときの点を $\alpha_0$ として求めた。このとき、 $\alpha_0 = \beta_{\text{eff}}/\Lambda$ が未臨界度によらず一定であると仮定しているが、実際には実効遅発中性子割合 $\beta_{\text{eff}}$ や中性子生成時間 $\Lambda$ といった動特性パラメータは体系ごとに変化していると考えられる。もし、体系ごとに $\beta_{\text{eff}}$ や $\Lambda$ が異なる値となるのであれば、 $\alpha_0$ を一定とした式(4.1)ではなく、動特性パラメータが体系依存であることを考慮した次の式を用いる必要がある。

$$\begin{aligned} \left(\frac{-\rho}{\beta_{\text{eff}}}\right)_n &\approx \alpha_n \times \frac{\Lambda_n}{\beta_{\text{eff},n}} - 1 \\ &= \left(\frac{\alpha_n}{\alpha_{0,n}} - 1\right) \end{aligned} \quad (4.3)$$

そこで、実験体系の動特性パラメータを数値計算により求めることで式(4.3)を用いた未臨界度を算出し、式(4.1)を用いた未臨界度と比較することにした。これにより、動特性パラメータが一定であると仮定し、実験的に $\alpha_0$ を求めたことが未臨界度の換算に与えた影響を考察することができる。

本章では、最初に Feynman- $\alpha$ 法で未臨界度の換算に用いる動特性パラメータ $\beta_{\text{eff}}$ 及び $\Lambda$ の定義について確認する。また、これらのパラメータが体系の変化や未臨界度に対してどのような依存性があるかを確認するため、仮想的な未臨界体系における計算を実施する。続いて、実験体系において体系依存の動特性パラメータを計算し、その結果と式(4.3)を用いてドル単

位の未臨界度を求める。最後に、実験的に求めた $\alpha_0$ と式(4.1)を用いた未臨界度と比較し、動特性パラメータが一定であるとした仮定が測定した $\alpha$ から換算した未臨界度にどの程度の影響を与えたかを考察する。

## 4.2 動特性パラメータの定義

動特性パラメータの数値計算に入る前に、Feynman-a法で未臨界度の換算に必要な2種類の動特性パラメータの定義を確認する [25,43]。

### 4.2.1 実効遅発中性子割合

実効遅発中性子割合 $\beta_{\text{eff}}$ は次のように定義される。

$$\beta_{\text{eff}} = \sum_i \beta_{\text{eff},i} \quad (4.4)$$

$$\beta_{\text{eff},i} = \frac{\int_V I_{d,i}^\dagger F_{d,i}(\vec{r}) dV}{\int_V I^\dagger F(\vec{r}) dV} \quad (4.5)$$

式(4.5)中の $F(\vec{r})$ 、 $F_{d,i}(\vec{r})$ は、核分裂で発生する中性子の発生数分布を表す量である。 $F(\vec{r})$

は即発中性子と遅発中性子を合わせた全核分裂中性子の発生数分布であり、次の式で定義される。なお、 $\phi(\vec{r}, E')$ は臨界時の全中性子束である。

$$F(\vec{r}) \equiv \int_0^\infty \nu \Sigma_f(\vec{r}, E') \phi(\vec{r}, E') dE' \quad (4.6)$$

同様に $F_{d,i}(\vec{r})$ は、遅発中性子先行核を半減期に応じて複数の群に分けたときの、第 $i$ 群の遅発中性子の発生数分布であり、 $\nu_{d,i}$ を第 $i$ 群の遅発中性子発生数として、次の式で定義される。

$$F_{d,i}(\vec{r}) \equiv \int_0^\infty \nu_{d,i} \Sigma_f(\vec{r}, E') \phi(\vec{r}, E') dE' \quad (4.7)$$

次に、 $I^\dagger(\vec{r})$ 、 $I_{d,i}^\dagger(\vec{r})$ はインポートランス関数の一種であり、臨界時の随伴角度中性子束 $\psi^\dagger(\vec{r}, E', \vec{\Omega})$ を用いて表すことができる。 $I^\dagger(\vec{r})$ はインポートランス関数 $\psi^\dagger(\vec{r}, E', \vec{\Omega})$ を核分裂スペクトル $\chi$ で平均した量であり、次の式で定義される。

$$I^\dagger(\vec{r}) \equiv \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} \frac{\chi(\vec{r}, E')}{4\pi} \psi^\dagger(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') d\Omega' \quad (4.8)$$

一方、 $I_{d,i}^\dagger(\vec{r})$ については、インポートランス関数を第*i*群の遅発中性子スペクトル $\chi_{d,i}$ で平均した量であり、次の式で定義される。

$$I_{d,i}^\dagger(\vec{r}) \equiv \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} \frac{\chi_{d,i}(\vec{r}, E')}{4\pi} \psi^\dagger(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') d\Omega' \quad (4.9)$$

以上から、 $\beta_{\text{eff}}$ は物理的な遅発中性子割合 $\beta$ に対して随伴中性子束による重み付けがなされた量であるということがわかる。つまり、 $\beta_{\text{eff}}$ は全中性子が反応度に与える寄与に対する、遅発中性子が反応度に与える寄与を表している。 $\beta_{\text{eff}}$ が変化する要因は様々であるが、遅発中性子のエネルギーが即発中性子よりも小さいことに着目すると、漏れやすさや減速の程度、高速核分裂の割合等に依存すると考えられる。

#### 4.2.2 中性子生成時間

続いて、中性子生成時間 $\Lambda$ については、以下のような式で表すことができる。なお、 $\nu(E)$ は中性子の平均速度である。

$$\Lambda = \frac{\int_V dV \int_0^\infty dE \int_{4\pi} d\Omega \frac{\psi_k^\dagger(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \psi_k(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\nu(E)}}{\int_V I^\dagger(\vec{r}) F(\vec{r}) dV} \quad (4.10)$$

$\Lambda$ の物理的な意味は、核分裂で発生した中性子が、1個あたり、核分裂によって中性子を発生させるために必要な平均時間である。なお、無限均質媒質の体系において、中性子のエネルギーを1群近似で取り扱う場合の $\Lambda$ は次のように表せる。

$$\Lambda = \frac{1}{\nu \Sigma_f} \quad (4.11)$$

式(4.11)のように単純化すると、 $\Lambda$ は体系内の中性子の速度（エネルギー）や生成断面積 $\nu \Sigma_f$ の変化に依存して変化するということがわかる。

### 4.3 モンテカルロ計算コードを用いた動特性パラメータの評価

前節で説明した動特性パラメータを、連続エネルギーモンテカルロ計算コード MCNP 6.1 [44]を用いて評価する。各パラメータの定義式を見ると、これらの値を求めるためには随伴中性子束を評価する必要があることがわかる。随伴中性子束は、中性子輸送を逆方向に追跡する必要があるため、連続エネルギーモンテカルロ計算による評価は難しいとされてきた。従って、動特性パラメータの計算についても、決定論的手法を用いて行われることが一般的であった。しかし近年、モンテカルロ法により随伴中性子束に比例する Iterated Fission Probability (IFP : 核分裂反応の起こりやすさ) という値を評価する手法が確立され、これを用いた動特性パラメータの計算手法が開発された。連続エネルギーモンテカルロ計算を用いることにより、中性子のエネルギー・角度の離散化誤差や体系の均質化誤差を含まない評価が可能となった [25,45]。

MCNP 計算では、第3章の MVP 計算と同様に、KUCA の実験体系を可能な限り再現するように計算体系を構築した。ただし、MVP の計算体系とは、以下のような点が異なっている。

- ◇ MVP で省略した燃料体や反射体の最下部にあるアルミニウム板についても模擬している。
- ◇ MVP では燃料体や反射体が設置されていないセルについてはボイドとしたが、実際には空の鞘管が装荷されていたので、これを模擬している。
- ◇ MVP では FC 検出器、UIC 検出器は設置用の空間のみ再現したが、MCNP では計装案内管であるアルミニウムの円筒まで再現した。
- ◇ MVP では、制御棒全挿入時は体系の最下部まで制御棒が挿入され、全引き抜き時には制御棒が完全に引き抜かれている形となっていた。しかし実際には、制御棒全挿入時でも下端まで挿入されず、全引き抜き時でも炉心上部に制御棒下端が若干挿入された状態になるので、これを模擬している。また、これに伴って制御棒の 0mm の軸方向位置が MVP と若干異なっている。

これ以外の核種組成、幾何形状は MVP と同一である。

以上で述べた条件の下で、本章では動特性パラメータの未臨界度や体系の変化に対する依存性を確認する簡易計算と、Feynman- $\alpha$  法による実験を行った未臨界体系を模擬した計算の2種類を実施した。

### 4.3.1 仮想的な体系における計算結果

実際の実験体系での解析を始める前に、動特性パラメータの未臨界度及び体系の変化に対する依存性を確認するため、実験で実施しなかったような深い未臨界状態にある仮想的な体系を構築し、計算を行った。計算体系は KUCA の A 架台をベースに、体系の中心に燃料を 1~34 体配置した 6 パターンの解析を行った。なお、簡単のため制御棒、 $^3\text{He}$  検出器用のポリエチレン反射体は省いた。計算体系中の燃料配置の模式図を Figure 4.1 に示す。

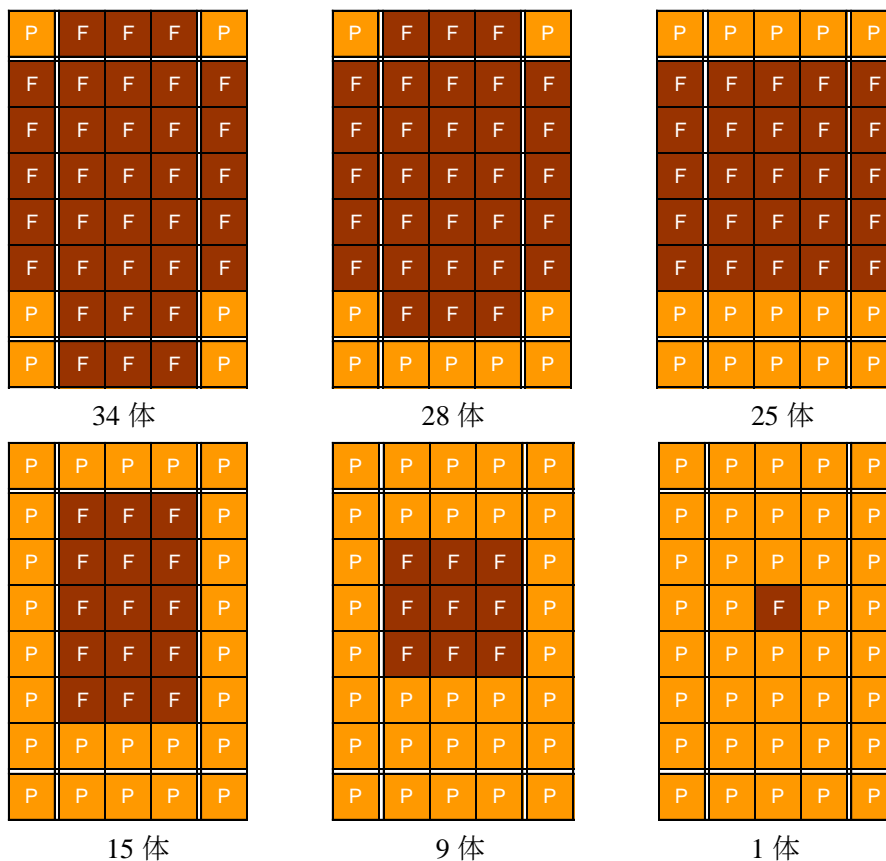


Figure 4.1 簡易計算体系の燃料配置を示した模式図

また、計算条件はどの体系でも同じで、バッチサイズ 40000、バッチ数 4100、捨てバッチ数 100 であった。

計算結果を示す。MCNP の計算結果としては  $k_{\text{eff}}$ 、 $\beta_{\text{eff}}$ 、 $\Lambda$ 、即発中性子減衰定数  $\alpha_0$  が得られるが、これに加え中性子寿命  $l = \Lambda \times k_{\text{eff}}$  についても出力結果から計算し、表にまとめた。 $k_{\text{eff}}$ 、 $\beta_{\text{eff}}$  及び  $\Lambda$  の計算結果を Table 4.1 に、 $\alpha_0$  及び  $l$  を Table 4.2 にそれぞれ示す。



Table 4.1 MCNP の計算結果 ( $k_{\text{eff}}$ ,  $\beta_{\text{eff}}$ ,  $\Lambda$ )

燃料体の数	$k_{\text{eff}}$	$\beta_{\text{eff}}$ [%]	$\Lambda$ [ $\mu\text{sec}$ ]
1	$0.29040 \pm 0.00004$	$0.969 \pm 0.024$	$288.27 \pm 0.93$
9	$0.74307 \pm 0.00006$	$0.832 \pm 0.014$	$70.64 \pm 0.15$
15	$0.84856 \pm 0.00006$	$0.792 \pm 0.012$	$56.74 \pm 0.11$
25	$0.96971 \pm 0.0006$	$0.774 \pm 0.011$	$44.82 \pm 0.08$
28	$0.99357 \pm 0.00006$	$0.756 \pm 0.011$	$43.14 \pm 0.08$
34	$1.02315 \pm 0.00006$	$0.768 \pm 0.011$	$41.37 \pm 0.07$

Table 4.2 MCNP の計算結果 ( $\alpha_0$ ,  $l$ )

燃料体の数	$\alpha_0$ [1/sec]	$l$ [ $\mu\text{sec}$ ]
1	$33.6 \pm 0.8$	$83.71 \pm 0.27$
9	$117.8 \pm 2.0$	$52.49 \pm 0.11$
15	$139.6 \pm 2.2$	$48.15 \pm 0.09$
25	$172.7 \pm 2.6$	$43.47 \pm 0.08$
28	$175.1 \pm 2.6$	$42.86 \pm 0.08$
34	$186.5 \pm 2.7$	$42.32 \pm 0.07$

動特性パラメータの未臨界度に対する依存性を確認するため、MCNP で計算された  $k_{\text{eff}}$  に対して各値をプロットしたグラフを示す。まず、 $\beta_{\text{eff}}$  のグラフを Figure 4.2 に示す。

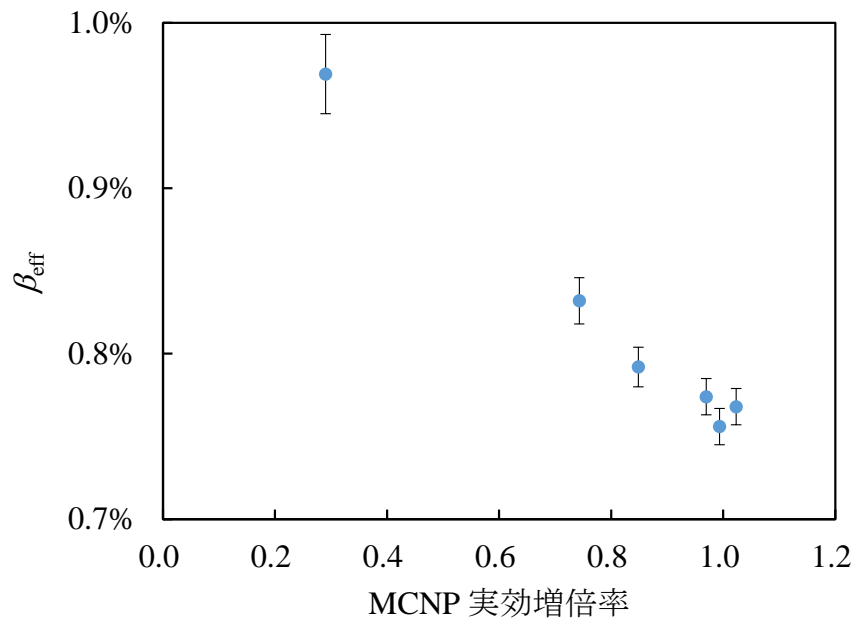


Figure 4.2 MCNP による  $\beta_{\text{eff}}$  解析結果

$\beta_{\text{eff}}$  は  $k_{\text{eff}}$  が小さいほど大きくなる傾向があるが、 $k_{\text{eff}} > 0.95$  の臨界に近い体系ではあまり変わらない。ここで定義式を確認すると、 $\beta_{\text{eff}}$  は  $k_{\text{eff}}$  に対して直接の依存性があるわけではないことがわかる。物理的には、 $k_{\text{eff}}$  が小さな体系では燃料領域が小さくなっているため、遅発中性子よりもエネルギーの高い即発中性子は燃料に吸収される前に減速材領域の方に漏洩すると考えられる。従って、遅発中性子の方が燃料に吸収されやすくなるために、 $\beta_{\text{eff}}$  が大きくなると考えられ、Figure 4.2 に示した計算結果は妥当であるといえる。

続いて、中性子生成時間 $\Lambda$ のグラフを Figure 4.3 に示す。

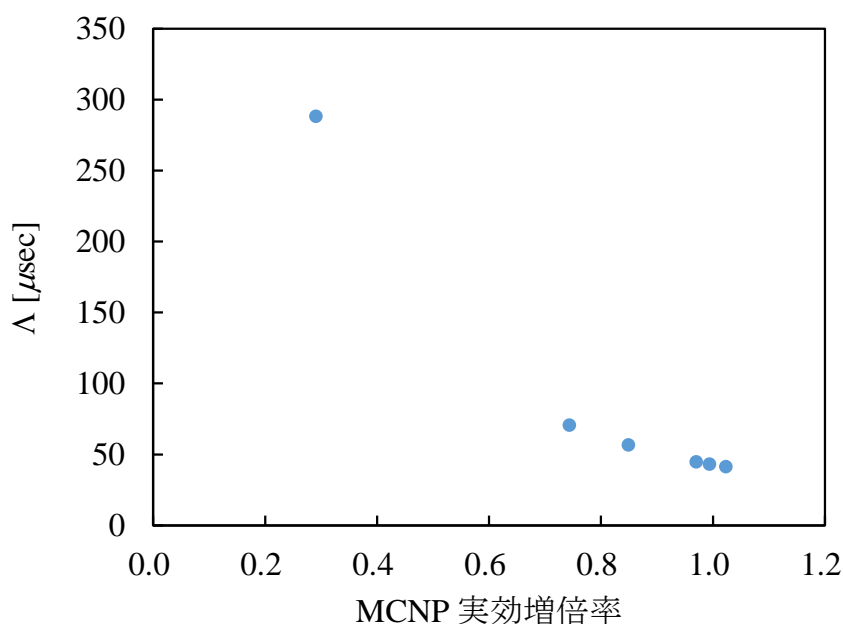


Figure 4.3 MCNP による $\Lambda$ 解析結果

$\Lambda$ は未臨界が深くなる ( $k_{\text{eff}}$ が小さくなる) につれて大きくなる。これについても、 $k_{\text{eff}} > 0.95$  となるような範囲での変化は小さいといえる。 $\Lambda$ の変化の原因を式(4.10)から考える。今回の計算で未臨界度が深くなった要因は体系内の燃料体本数の減少であるため、これによって炉内中性子のエネルギースペクトルの軟化と、式(4.10)の分母  $I^{\dagger}F$  の減少が予想される。従って、以上のようなパラメータの変化により未臨界が深くなるにつれて $\Lambda$ が大きくなったと考えられる。より詳細な議論のためには、炉内中性子エネルギースペクトルを体系ごとに確認したり、決定論的手法により各体系で  $I^{\dagger}F$  を計算したりする必要がある。

最後に、 $\alpha_0$ のグラフを Figure 4.4 に示す。

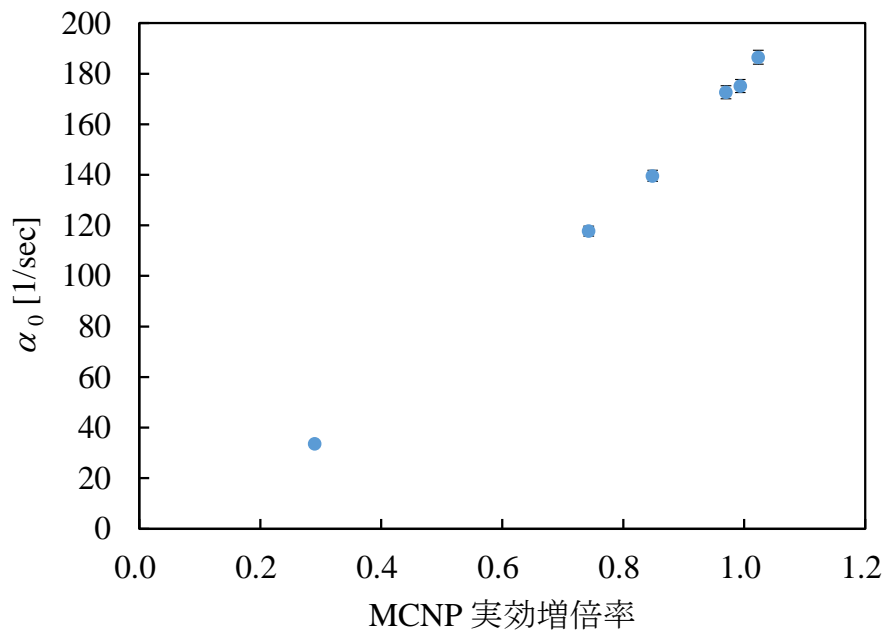


Figure 4.4 MCNP による  $\alpha_0$  解析結果

Figure 4.4 を見ると、 $\alpha_0$  は  $k_{\text{eff}}$  に伴って大きくなる傾向がある。 $\alpha_0$  を計算する際に用いた  $\Lambda$  と  $\beta_{\text{eff}}$  は、 $k_{\text{eff}}$  が大きくなると逆に小さくなる傾向があったので、 $\alpha_0$  の分母と分子の成分が共に小さくなっている。しかし、 $\alpha_0$  は  $k_{\text{eff}}$  が大きくなるのに伴って大きくなることから、 $\alpha_0$  の  $k_{\text{eff}}$  に対する変化への影響としては分子の  $\beta_{\text{eff}}$  の変化よりも分母の  $\Lambda$  の変化の方が大きかったと考えられる。

以上までの計算により、動特性パラメータが実効増倍率や体系の変化に対してどのように変化するかを確認し、それらの傾向を定性的に説明することができた。

### 4.3.2 実際の実験体系における計算結果

前節の仮想的な体系での計算に引き続き、実験を行った KUCA 体系を模擬した計算を実施した。前節の計算では燃料体と反射体しか模擬していなかったが、ここでの計算では第 3 章での MVP 計算と同様、制御棒配置や中心架台、検出器配置も再現している。また、実験を実施した 5 つの体系に加えて、制御棒を全て引き抜いた”All rods out”と、実験で臨界状態となった制御棒配置を再現した”Critical”の 2 体系の計算も行った。”Critical”では、C2 制御棒の中性子吸収材の下端が体系の下端から 78.523cm の高さにある状態を模擬している（詳細については、APPENDIX を参照）。計算条件は全ての体系で同じで、バッチサイズ 40000、バッチ数 16100、捨てバッチ数 100 であった。

計算結果を示す。まず、 $k_{\text{eff}}$  の計算結果を Table 4.3 に、動特性パラメータの計算結果を Table 4.4 に示す。

Table 4.3 MCNP で計算した KUCA 実験体系の実効増倍率

体系	$k_{\text{eff}}$	統計誤差
All rods out	1.00635	
Critical	1.00544	
C3 in	1.00373	
C1-C3 in	0.99532	0.00003
All rods in	0.98594	
Shutdown	0.95618	
Shutdown+P	0.94106	

Table 4.4 MCNP で計算した KUCA 実験体系の動特性パラメータ

体系	$\beta_{\text{eff}}$ [%]	$\Lambda$ [ $\mu\text{sec}$ ]	$\alpha_0$ [1/sec]
All rods out	$0.762 \pm 0.006$	$43.47 \pm 0.04$	$175.3 \pm 1.3$
Critical	$0.766 \pm 0.006$	$43.29 \pm 0.04$	$176.8 \pm 1.3$
C3 in	$0.770 \pm 0.006$	$42.88 \pm 0.04$	$179.5 \pm 1.3$
C1-C3 in	$0.770 \pm 0.006$	$41.14 \pm 0.04$	$187.2 \pm 1.4$
All rods in	$0.779 \pm 0.006$	$39.26 \pm 0.03$	$198.4 \pm 1.5$
Shutdown	$0.787 \pm 0.006$	$41.32 \pm 0.04$	$190.5 \pm 1.5$
Shutdown+P	$0.781 \pm 0.006$	$41.92 \pm 0.04$	$186.4 \pm 1.4$

前節と同様、得られた動特性パラメータの未臨界度に対する依存性を調べるために、 $k_{\text{eff}}$  に対して各値をプロットしたグラフを作成した。まず、 $\beta_{\text{eff}}$  について Figure 4.5 に示す。

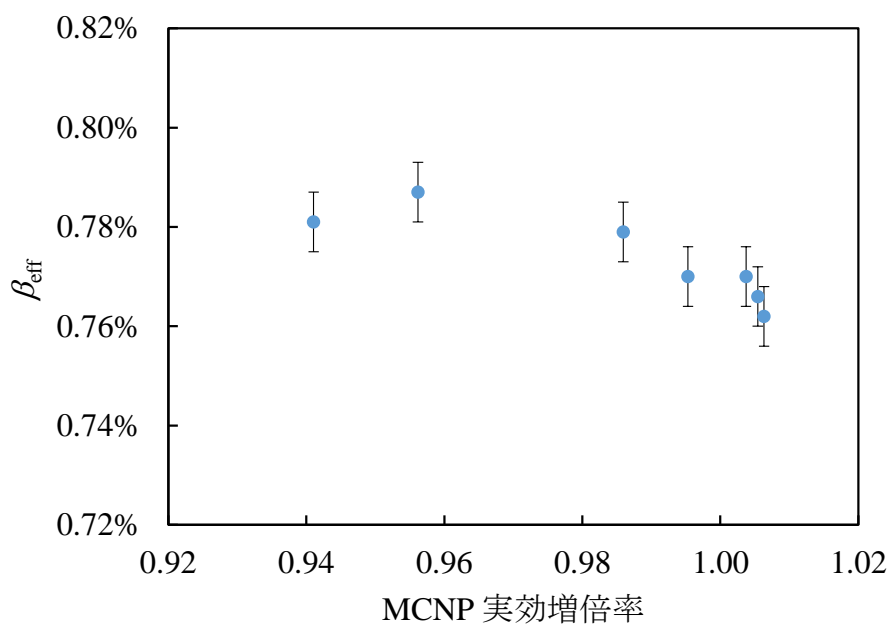


Figure 4.5 KUCA 実験体系の $\beta_{\text{eff}}$ 計算結果

Figure 4.5 を見ると、 $\beta_{\text{eff}}$  は 0.76%~0.79%の間で変化している。前節の仮想的な体系での計算では、未臨界度が深くなるにつれて $\beta_{\text{eff}}$ は大きくなっていった。実際の実験体系における計算でも、計算による不確かさを考慮すると、未臨界度が深くなるにつれて $\beta_{\text{eff}}$ が大きくなる傾向が見られる。ただし、実験体系における未臨界度の変化は前節の仮想的な体系に比べて小さいので、 $\beta_{\text{eff}}$ の変化もそれほど大きくはない。

続いて、 $\Lambda$ の結果を Figure 4.6 に示す。

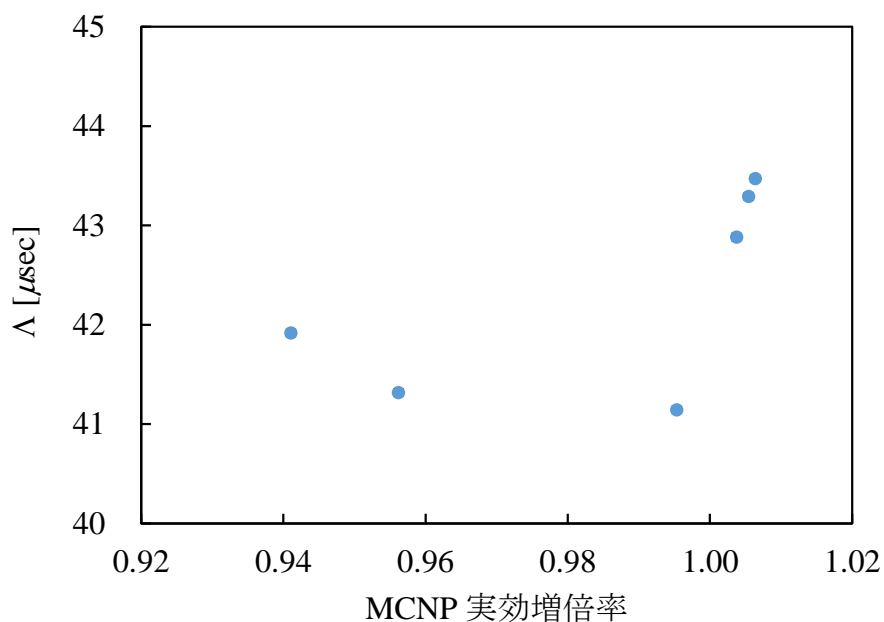


Figure 4.6 KUCA 実験体系の $\Lambda$ 計算結果

$\Lambda$ について、仮想的な体系での計算では、 $\Lambda$ は未臨界度が深くなるにつれて大きくなっていった。しかし、Figure 4.6を見ると、“All rods in”に相当する未臨界度までは $\Lambda$ は小さくなり、それ以降の未臨界体系では傾向が変化して大きくなっていく。この理由を、単純化した $\Lambda$ の式(4.11)から考える。“All rods in”までの未臨界体系では、制御棒を挿入することによって未臨界度を深くしていった。このとき、制御棒はエネルギーの低い熱中性子を吸収することで炉心の反応度を低下させている。従って、炉内の熱中性子が相対的に少なくなり、中性子の平均的な速度は速くなると考えられる。これを式(4.11)に当てはめると、分母の $\nu$ が大きくなることにより $\Lambda$ が小さくなるということが確認できる。“All rods in”以降の未臨界体系である“Shutdown”や“Shutdown+P”では、制御棒ではなく中心架台の引き抜きや燃料体の反射体への置換といった体系の変化により反応度を低下させているため、体系の $\nu_{\Sigma f}$ が小さくなったことにより $\Lambda$ が大きくなったと考えられる。なお、 $\beta_{\text{eff}}$ と同様に、 $\Lambda$ についても前節の仮想的な体系での計算結果に比べると値の変化はわずかである。

続いて、 $\alpha_0$ の結果を Figure 4.7 に示す。

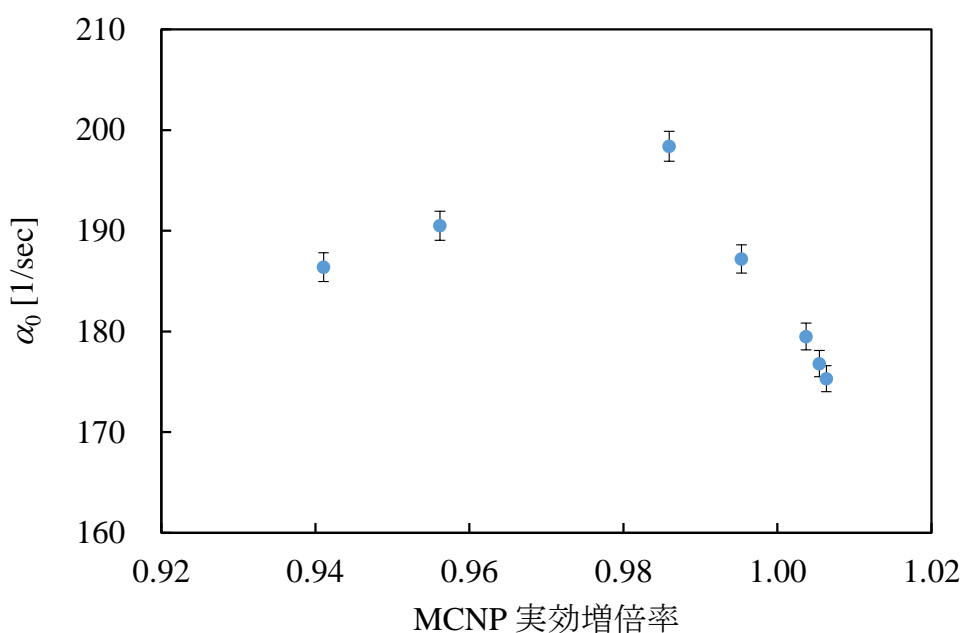


Figure 4.7 KUCA 実験体系の $\alpha_0$ 計算結果

$\alpha_0$ の変化の傾向としては、“All rods in”までは値が大きくなり、それ以降の未臨界体系では逆に小さくなっていくことがわかる。この傾向は、 $\alpha_0$ の分母 $\Lambda$ の傾向と逆であることから、実験体系での $\alpha_0$ の値の変化に関しても、 $\Lambda$ 値の変化による影響が支配的であるということがいえる。

以上の計算結果から、実験を実施した未臨界体系間でも動特性パラメータが一定ではなく、 $k_{\text{eff}}$ や体系の変化に応じて変化しているということが確認できた。

## 4.4 考察

前節で求めた体系依存の動特性パラメータを用いて未臨界度を求め、実験結果と比較、考察する。実験の Feynman- $\alpha$  法では Simmons-King 法により、複数の未臨界体系で  $\alpha$  値を測定しておき、これを外挿することで  $\alpha_0$  を実験的に求め、式(4.1)によってドル単位の未臨界度に換算した。既に述べたように、実験的に  $\alpha_0$  を求める場合には、実際には体系ごとに変化している動特性パラメータ  $\beta_{\text{eff}}$  や  $\Lambda$  を一定と仮定している。しかし、前節の数値計算により、実際には動特性パラメータが未臨界体系ごとに変化しているということがわかった。従って、体系ごとに異なる動特性パラメータを用いて、式(4.3)によって未臨界度を求め、実験で求めた未臨界度と比較することにより、実験的に  $\alpha_0$  を求めたことによる影響を評価する。

まず、第2章で実験的に求めた  $\alpha_0$  の値と、MCNP 計算で得られた  $\alpha_0$  の値を Table 4.5 に示す。

Table 4.5 実験的に求めた  $\alpha_0$  と MCNP 計算の  $\alpha_0$  [1/sec]

体系	MCNP	He#1	He#2	He#3	He#4
All rods out	175.3 ± 1.4	–	–	–	–
Critical	176.9 ± 1.4	–	–	–	–
C3 in	179.6 ± 1.4				
C1-C3 in	187.1 ± 1.5				
All rods in	198.4 ± 1.5	180.3 ± 3.0	174.2 ± 3.0	178.2 ± 2.9	183.5 ± 3.0
Shutdown	190.5 ± 1.5				
Shutdown+P	186.3 ± 1.4				

実験的に求めた  $\alpha_0$  は検出器ごとに値が異なっているが、MCNP 計算の”Critical”から”C1-C3 in”体系の値に相当していることがわかる。不確かさも考慮すると、 $\alpha_0$  を外挿により実験的に求める方法でも、概ね数値計算で得られる臨界近傍の値と等しくなることが確認できた。

続いて、Table 4.5 の  $\alpha_0$  を使って、未臨界度を求めた。まず、実験的に求めた  $\alpha_0$  を使った未臨界度は第2章に示した値と同じであり、具体的には、KUCA 実験で各未臨界体系において各検出器を用いて測定された即発中性子減衰定数  $\alpha$  と Table 4.5 に示した各検出器の  $\alpha_0$  を式(4.1)に代入することで求めた。これを次の Table 4.6 に示す。

Table 4.6 実験的に求めた $\alpha_0$ を使った未臨界度 [\\$]

体系	He#1	He#2	He#3	He#4
C3 in	0.20 ± 0.03	0.21 ± 0.03	0.20 ± 0.02	0.20 ± 0.03
C1-C3 in	1.42 ± 0.05	1.48 ± 0.05	1.49 ± 0.04	1.36 ± 0.04
All rods in	2.90 ± 0.07	3.04 ± 0.08	2.95 ± 0.08	2.80 ± 0.07
Shutdown	6.24 ± 0.13	6.91 ± 0.16	7.01 ± 0.14	6.68 ± 0.15
Shutdown+P	7.79 ± 0.17	8.91 ± 0.22	8.79 ± 0.18	8.78 ± 0.20

MCNP 計算で求めた体系依存の $\alpha_0$ を使った未臨界度は、同じく各未臨界体系において各検出器の $\alpha$ と Table 4.5 に示した MCNP 計算で得られた $\alpha_0$ を式(4.3)に代入することで求めた。これを Table 4.7 に示す。

Table 4.7 計算で求めた体系依存の $\alpha_0$ を使った未臨界度 [\\$]

体系	He#1	He#2	He#3	He#4
C3 in	0.20 ± 0.02	0.19 ± 0.02	0.19 ± 0.02	0.23 ± 0.02
C1-C3 in	1.33 ± 0.03	1.37 ± 0.02	1.37 ± 0.02	1.32 ± 0.02
All rods in	2.55 ± 0.04	2.55 ± 0.05	2.55 ± 0.05	2.51 ± 0.04
Shutdown	5.84 ± 0.08	6.49 ± 0.08	6.49 ± 0.08	6.40 ± 0.09
Shutdown+P	7.50 ± 0.11	8.37 ± 0.12	8.37 ± 0.12	8.63 ± 0.14

以上のように、異なる方法によって求められた $\alpha_0$ を用いた未臨界度を比較するために、Table 4.6 と Table 4.7 の値をプロットしたグラフを作成した。これを Figure 4.8 に示す。Figure 4.8 の横軸は実験的に求めた $\alpha_0$ を用いて換算した未臨界度、縦軸は MCNP 計算で得られた体系依存の $\alpha_0$ を用いて換算した未臨界度を示している。また、図中の黒い斜線は横軸と縦軸の値が同じ点を結んだ線であり、この線上にプロット点が乗る場合には、2 種類の未臨界度が一致しているということを表している。



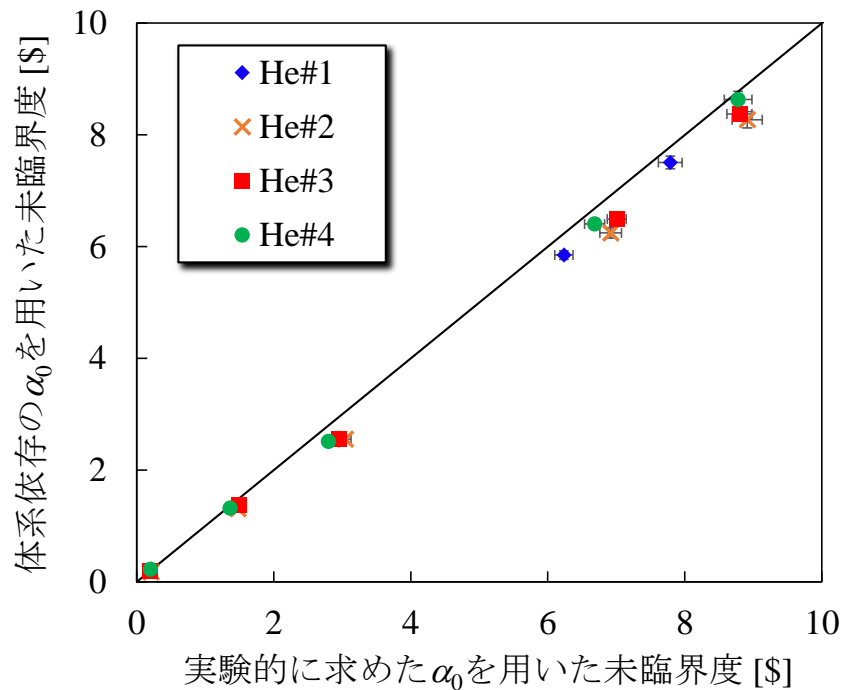


Figure 4.8 求め方の異なる $\alpha_0$ を用いた未臨界度換算結果の比較

Figure 4.8 より、実験的に求めた $\alpha_0$ から換算した未臨界度は、深い未臨界体系では体系依存の $\alpha_0$ を用いた値よりも大きくなる傾向があるものの、概ね一致しているといえる。この結果から、 $\alpha_0$ の求め方の違いによる未臨界度換算結果への影響は小さかったといえる。

以上のように、動特性パラメータは体系ごとに異なる値を取るが、測定した $\alpha$ 値から未臨界度に換算する際に、実験的に求めた臨界時のパラメータを使用しても、計算で求めた体系ごとのパラメータを使用しても、結果はあまり変わらないということがわかった。Feynman- $\alpha$ 法の場合は一般的に、複数体系の $\alpha$ 値から実験的に $\alpha_0$ を求める必要があったため、未臨界度を相対的にしか評価することができなかった。しかし、本章での検討結果から、実験的に求めた $\alpha_0$ と数値計算で求めた $\alpha_0$ との間に大きな差が無いこと、また、臨界時の $\alpha_0$ を用いても体系依存の $\alpha_0$ を用いても未臨界度換算結果への影響が無いことがわかったので、数値計算で臨界時の $\alpha_0$ を求めておき、これを測定した $\alpha$ 値の換算に用いることで、Feynman- $\alpha$ 法による未臨界度の絶対的な評価も可能になると考えられる。ただし、この方法を本格的に未臨界度モニターとして用いる場合には、数値計算により求められた動特性パラメータの精度や信頼性を詳細に評価し、測定結果に対する安全余裕をどの程度確保するのか、という問題について議論する必要が生じる。また、今回の実験では実効増倍率で0.9以上の比較的臨界に近い状態で検討を行っているが、実際の施設ではこれよりも深い未臨界状態であることも想定されるため、臨界時の $\alpha_0$ をどの未臨界度まで適用して良いか等も検討しなければならない。

## 4.5 本章のまとめ

本章では、第 2 章で述べた Feynman- $\alpha$  法による未臨界度測定結果について、測定した即発中性子減衰定数  $\alpha$  から未臨界度への換算に必要な臨界時の即発中性子減衰定数  $\alpha_0$  を実験的に求めた手法の影響を調べるために、MCNP を用いて計算した体系依存の動特性パラメータを用いて換算した未臨界度との比較を行った。

最初に、 $\alpha$  値から未臨界度への換算に必要な 2 種類の動特性パラメータ、実効遅発中性子割合  $\beta_{\text{eff}}$  と中性子生成時間  $\Lambda$  の定義を確認し、MCNP を用いて仮想的な未臨界体系における数値計算を実施して、その特性を調べた。続いて、実際に実験を行った KUCA 体系での数値計算を実施し、動特性パラメータが体系ごとに異なる値となることを確認した。また、実験的に得られた  $\alpha_0$  と MCNP 計算で得られた動特性パラメータから求めた体系依存の  $\alpha_0$  を比較した。最後に、実験と計算で得られた  $\alpha_0$  を用いて換算した未臨界度を比較し、複数の未臨界体系で測定した  $\alpha$  値から実験的に求めた  $\alpha_0$  を全ての未臨界体系に用いても、計算で求めた体系依存の  $\alpha_0$  を用いても、未臨界度換算結果には大きな違いが無いことがわかった。この結果は、Feynman- $\alpha$  法による未臨界度の絶対値測定の可能性を示唆するものであるが、実際の未臨界度測定に応用するためには、動特性パラメータの数値計算の信頼性評価や、臨界時の  $\alpha_0$  の適用範囲の検討が課題となる。

## 第5章 リアルタイムモニタリングに向けた 短時間測定に関する検討

### 5.1 本章の概要

本章では、これまで検討を実施してきた NSM 法と Feynman- $\alpha$  法について、未臨界度のリアルタイムモニタリングへの応用に向けて、短時間の測定を実施した場合に未臨界度の測定結果、及び結果に付随する誤差がどのように変化するかを評価する。本研究で対象としている未臨界度測定では固有中性子源を用いるが、固有中性子源は外部中性子源と比べて線源強度が低いという特徴がある。KUCA で使用される外部中性子源、Cf 線源の強度はおよそ 10000 [neutron/sec] であるが、本研究で実験を実施した体系の固有中性子源強度は 1000 [neutron/sec] と、およそ 1/10 である。これによって、未臨界度の測定結果にばらつきが生じたり、測定結果に大きな誤差が付随したりする可能性がある。そこで本章では、短時間測定で得られる未臨界度と長時間測定で得られる未臨界度との間にどの程度の差が生じるのかを評価する。また、過去に設定された未臨界度モニターの目標測定精度に照らし合わせて、測定誤差が目標精度を満足しているのかを確認する。

未臨界度モニターとして求められる測定時間として、体系内の燃料の状態が大きく変動しない時間内に未臨界度を測定できることが必要と考えられている。このような観点から、例えば、高速炉燃料再処理施設における必要な応答時間は 10 分以内が目安とされている。ただし、測定時間は対象とする施設によっても異なることに加え、系統操作上の異常により燃料が核的に非安全な場所に移動したりする場合には、10 秒から 1 分程度で測定できることも必要であると言われている [3]。しかし本研究では、固有中性子源を用いた未臨界度測定の特性を把握するという目的があるため、モニタリング時の未臨界度の測定精度が明確に示されている、高速炉燃料再処理施設における目標性能を一つの基準として検討を行う。当該施設における 10 分間測定での目標精度は、実効増倍率  $k_{\text{eff}}$  で次の Table 5.1 に示すように設定されている [3]。

Table 5.1 高速炉用燃料再処理施設における 10 分間での未臨界度測定精度の目標値

測定範囲	測定精度
$0.95 \leq k_{\text{eff}} \leq 0.99$	$\pm 0.003$
$0.8 \leq k_{\text{eff}} < 0.95$	$\pm 0.04$
$0.4 \leq k_{\text{eff}} < 0.8$	$\pm 0.10$

これを基に、次のような観点から 10 分間測定の結果について考察する。

- ✧ 第 2 章の長時間測定の結果と、10 分間測定の結果に大きな傾向の違いが生じるかどうかを確認する。
- ✧ 10 分間測定の結果に付随する誤差が、Table 5.1 に示した測定精度の範囲内に収まっているかどうかを評価する。なお、ここで述べている「誤差」とは、計数率や $\alpha$  値の統計誤差を、未臨界度を求める際に誤差伝播して得られる測定誤差である。
- ✧ NSM 法と Feynman- $\alpha$  法で、手法間の比較を行う。

本章では NSM 法と Feynman- $\alpha$  法のそれぞれで、10 分間データの作成方法と誤差の評価方法を説明した後、10 分間測定の結果を示し、前述のような点に関して考察する。最後に手法間で 10 分間測定の結果について比較を行う。なお、本章では取り扱うデータが 10 分間測定のものになっただけで、基本的な未臨界度の求め方は第 2 章に示した方法と同じである。従って、本章では第 2 章とは異なるデータ処理の部分のみを詳しく述べる。

## 5.2 中性子源増倍法

### 5.2.1 データ作成方法

NSM 法に使用する 10 分間の計数率のデータの作成方法について説明する。実験では、十数分から十数時間の長時間にわたって計数率の測定を行った。この長時間のデータから 10 分間のデータを抜き出して NSM 法を実施しても、ある 10 分間での結果しかわからないので、10 分間測定での計数率のばらつきも考慮した評価を行うために、以下のような手順でデータ処理を実施した。

- ① 長時間の測定データを  $N$  個の 10 分毎のデータに分割する。なお、 $N$  の値は体系によって異なる。
- ② 各 10 分間のデータで、計数率  $C_n$  [cps] を計算する。添え字の  $n$  は、分割した  $N$  個のデータのうちの最初から  $n$  番目のデータを用いていることを表している。
- ③ 各 10 分間のデータの計数率  $C_n$  の平均値  $C_{ave}$  と標準偏差  $\sigma_c$  を計算する。これらはそれぞれ以下のように表される。

$$C_{ave} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N C_n \quad (5.1)$$

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (C_n - C_{ave})^2} \quad (5.2)$$

- ④  $C_{ave}$  を用いて NSM 法を実施し、 $\sigma_C$  を計数率の誤差として伝播する。これにより、10 分の測定時間で何度も計数率を測定したときのばらつきを考慮して、NSM 法による未臨界度を求めることができる。

ただし、最も浅い未臨界体系である”C3 in”は全測定時間が 12 分であるため、10 分間のデータが 1 つしか作成できない。従って、最初の 10 分間での測定を 1 回行ったとして、計数率と誤差を評価した。具体的には、10 分間、つまり 600 秒の測定 1 回で総カウント数  $C$  の誤差をその平方根  $\sqrt{C}$  で推定できるとして<sup>6</sup>、計数率  $C_{ave}$  [cps] とその誤差  $\sigma_C$  を以下の式のように求めた [15]。

$$C_{ave} \pm \sigma_C = \frac{C}{600} \pm \frac{\sqrt{C}}{600} \quad (5.3)$$

### 5.2.2 結果

まず、前節で説明した手順で計算された 10 分間の計数率のデータを Table 5.2 に示す。

Table 5.2 10 分間測定 of 計数率 [cps]

体系	He#1	He#2	He#3	He#4
C3 in	231.05 ± 0.62	273.23 ± 0.67	329.18 ± 0.74	279.55 ± 0.68
C1-C3 in	35.24 ± 0.30	34.63 ± 0.31	45.84 ± 0.33	42.37 ± 0.29
All rods in	17.55 ± 0.32	15.39 ± 0.29	23.49 ± 0.53	17.83 ± 0.25
Shutdown	7.75 ± 0.15	5.92 ± 0.11	10.13 ± 0.14	6.07 ± 0.11
Shutdown+P	6.26 ± 0.13	4.45 ± 0.11	5.71 ± 0.10	4.73 ± 0.10

Table 5.2 に示した計数率を使って、NSM 法により求めた未臨界度の値を Table 5.3 に示す。また、第 2 章と同様、横軸に面積比法による未臨界度測定の結果、縦軸に Table 5.3 に示した未臨界度をプロットしたグラフを Figure 5.1 に示す。

<sup>6</sup> 第 2 章で既に述べたように、増倍体系ではポアソン分布を仮定してカウント数の誤差を求める方法は、厳密には正しくない点に注意。

Table 5.3 10 分間測定 of NSM 法による未臨界度 [\$]

体系	He#1	He#2	He#3	He#4
C3 in	$0.209 \pm 0.003$	$0.209 \pm 0.003$	$0.209 \pm 0.003$	$0.209 \pm 0.003$
C1-C3 in	$1.369 \pm 0.022$	$1.648 \pm 0.026$	$1.500 \pm 0.023$	$1.378 \pm 0.021$
All rods in	$2.750 \pm 0.062$	$3.708 \pm 0.085$	$2.927 \pm 0.077$	$3.275 \pm 0.064$
Shutdown	$6.23 \pm 0.14$	$9.63 \pm 0.22$	$6.79 \pm 0.13$	$9.62 \pm 0.22$
Shutdown+P	$7.71 \pm 0.19$	$12.84 \pm 0.36$	$12.03 \pm 0.26$	$12.33 \pm 0.31$

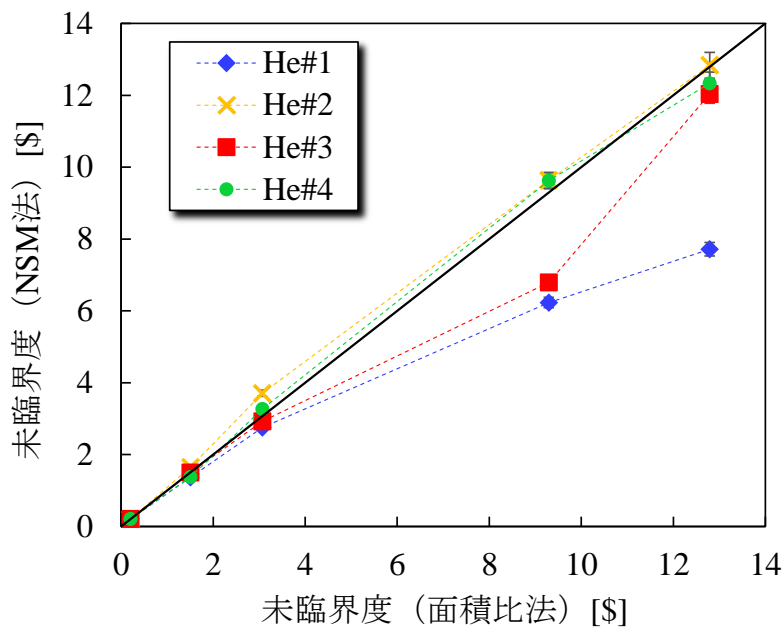


Figure 5.1 10 分間測定 of NSM 法による未臨界度

Figure 5.1 に示した未臨界度測定の結果は、第 2 章の全測定データを用いた結果の傾向と良く似ている。ただし、測定時間が 10 分間と短くなった影響で測定誤差が増大している。

### 5.2.3 考察

前節の結果について考察する。Table 5.3 に示した 10 分間測定で求められた未臨界度の測定誤差が、Table 5.1 に示した未臨界度モニターの目標精度の範囲内に収まっているのか、確認した。目標精度は実効増倍率で表されているが、実験では未臨界度をドル単位で求めたため、実効遅発中性子割合  $\beta_{\text{eff}}$  を用いて無次元の未臨界度に変換し、そこから  $k_{\text{eff}}$  を求めた。 $\beta_{\text{eff}}$  の値は第 3 章でも示した、MVP で制御棒全引き抜き状態の実験体系を模擬して計算した  $\beta_{\text{eff}}=7.58 \times 10^{-3}$  を用いた。Table 5.3 に示したドル単位の未臨界度から、 $\beta_{\text{eff}}$  を使って求めた  $k_{\text{eff}}$

を Table 5.4 に示す。

Table 5.4 10 分間測定の実効増倍率による NSM 法による実効増倍率

体系	He#1	He#2	He#3	He#4
C3 in	$0.99842 \pm 0.00002$	$0.99842 \pm 0.00002$	$0.99842 \pm 0.00002$	$0.99842 \pm 0.00002$
C1-C3 in	$0.98973 \pm 0.00016$	$0.98766 \pm 0.00020$	$0.98876 \pm 0.00017$	$0.98966 \pm 0.00015$
All rods in	$0.97958 \pm 0.00045$	$0.97266 \pm 0.00061$	$0.97829 \pm 0.00056$	$0.97578 \pm 0.00046$
Shutdown	$0.9549 \pm 0.0010$	$0.9319 \pm 0.0014$	$0.9511 \pm 0.0009$	$0.9320 \pm 0.0015$
Shutdown+P	$0.9448 \pm 0.0013$	$0.9113 \pm 0.0023$	$0.9164 \pm 0.0017$	$0.9145 \pm 0.0020$

Table 5.4 に示した  $k_{\text{eff}}$  を横軸に、 $k_{\text{eff}}$  の誤差を縦軸に取ったグラフを次の Figure 5.2 に示す。なお、グラフ中には Table 5.1 に示した目標精度が黒い破線で記入されており、この破線より下側の領域にプロット点がある場合には、その点は目標精度を満足しているということを表している。

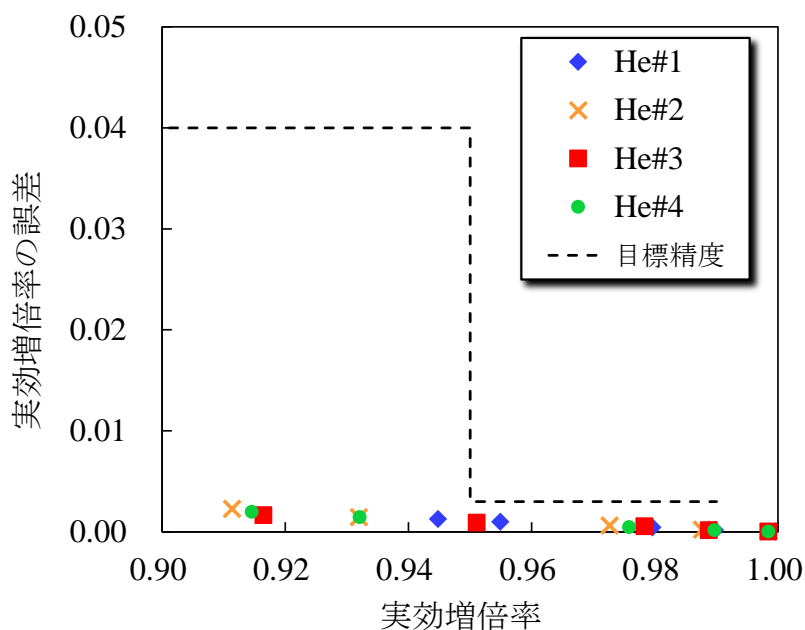


Figure 5.2 NSM 法による実効増倍率測定結果と目標精度の関係

Figure 5.2 より、10 分間測定により得られた  $k_{\text{eff}}$  の誤差は、 $k_{\text{eff}}$  が小さくなり、未臨界が深くなるにつれて大きくなる傾向があるものの、全ての体系の全ての検出器で目標測定精度を満足しているということがわかる。この結果から、NSM 法では、外部中性子源よりも線源強度が低い固有中性子源を用いた場合でも、10 分間測定の目標精度を満足できることがわ

かった。ここで、NSM 法により得られた未臨界度に付随する測定誤差の成分について考える。今回の検討では、測定誤差 $\sigma_{(-\rho)}$ の成分として、基準体系の未臨界度の統計誤差を伝播した成分 $\sigma_{(-\rho)\text{ref}}$ 、基準体系の計数率の統計誤差を伝播した成分 $\sigma_{C\text{Rref}}$ 、測定体系の計数率の統計誤差を伝播した成分 $\sigma_{C\text{Rtarget}}$ の3種類が考えられる。これら3つの成分のうちの1つを $\sigma_i$ と表したとき、 $\sigma_i$ の未臨界度の測定誤差に対する割合 $F_{\sigma_i}$ を式(5.5)に基づいて求めた。

$$\sigma_{(-\rho)} = \sqrt{(\sigma_{(-\rho)\text{ref}})^2 + (\sigma_{C\text{Rref}})^2 + (\sigma_{C\text{Rtarget}})^2} \quad (5.4)$$

$$F_{\sigma_i} = \frac{(\sigma_i)^2}{(\sigma_{(-\rho)})^2} = \frac{(\sigma_i)^2}{(\sigma_{(-\rho)\text{ref}})^2 + (\sigma_{C\text{Rref}})^2 + (\sigma_{C\text{Rtarget}})^2} \quad (5.5)$$

Figure 5.3 から Figure 5.6 に、各未臨界体系で測定された未臨界度の誤差成分について、それぞれの割合を表した棒グラフを検出器別に示す。各グラフの横軸は未臨界体系の名称を示しており、体系名を一部略した形で表記している。また、縦軸は各誤差成分の割合を示している。

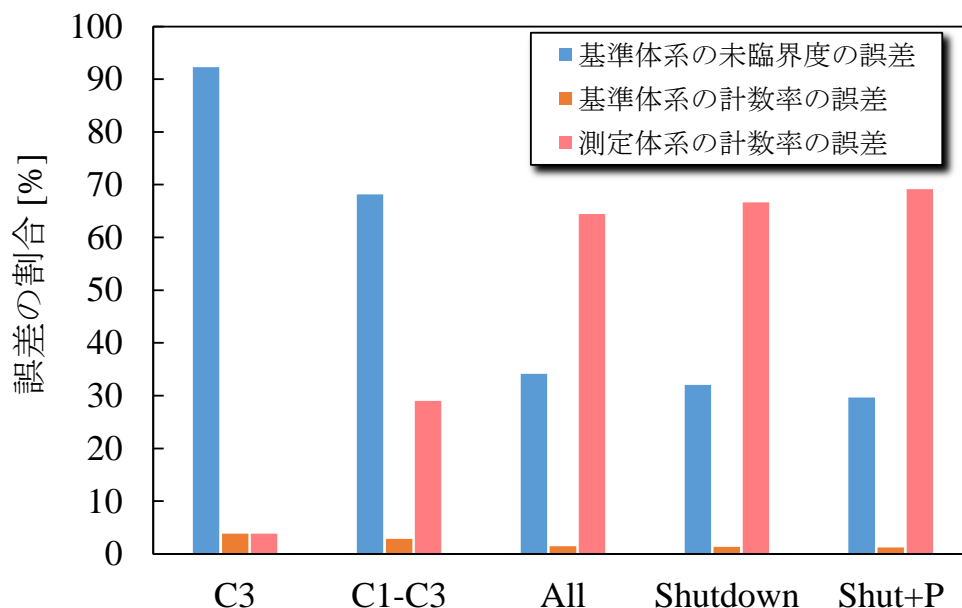


Figure 5.3 NSM 法による未臨界度の各誤差成分の割合 (検出器 He#1)



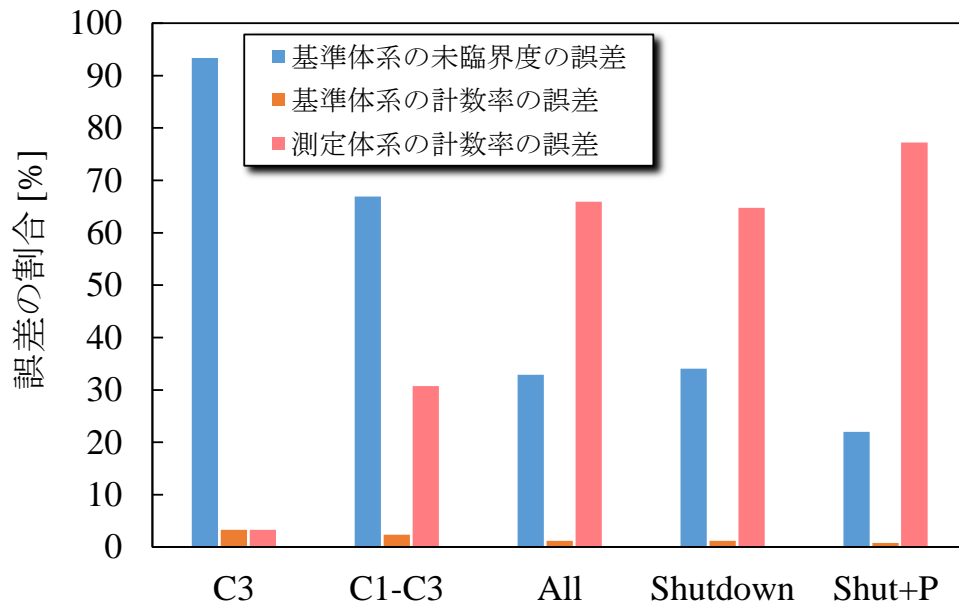


Figure 5.4 NSM 法による未臨界度の各誤差成分の割合 (検出器 He#2)

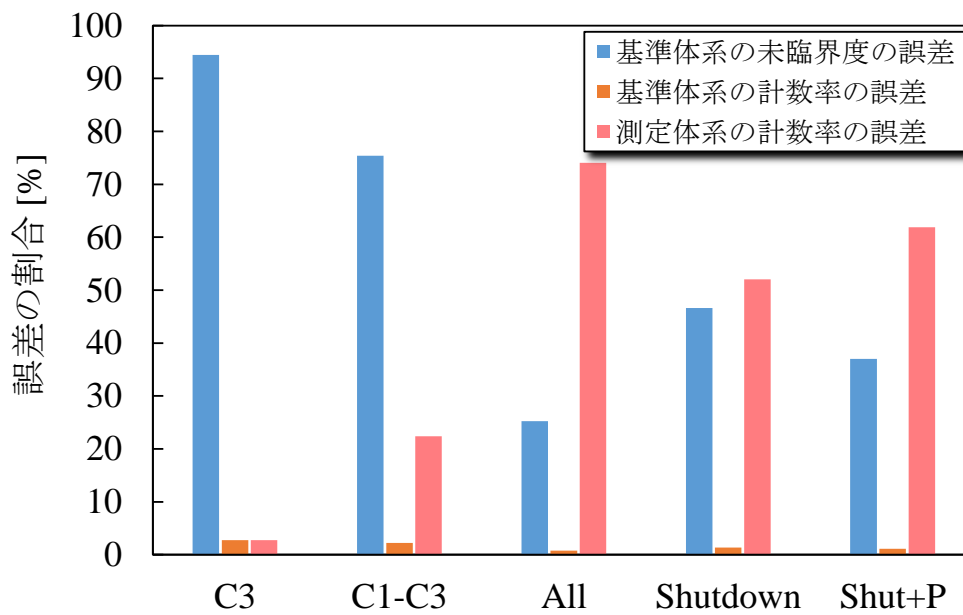


Figure 5.5 NSM 法による未臨界度の各誤差成分の割合 (検出器 He#3)

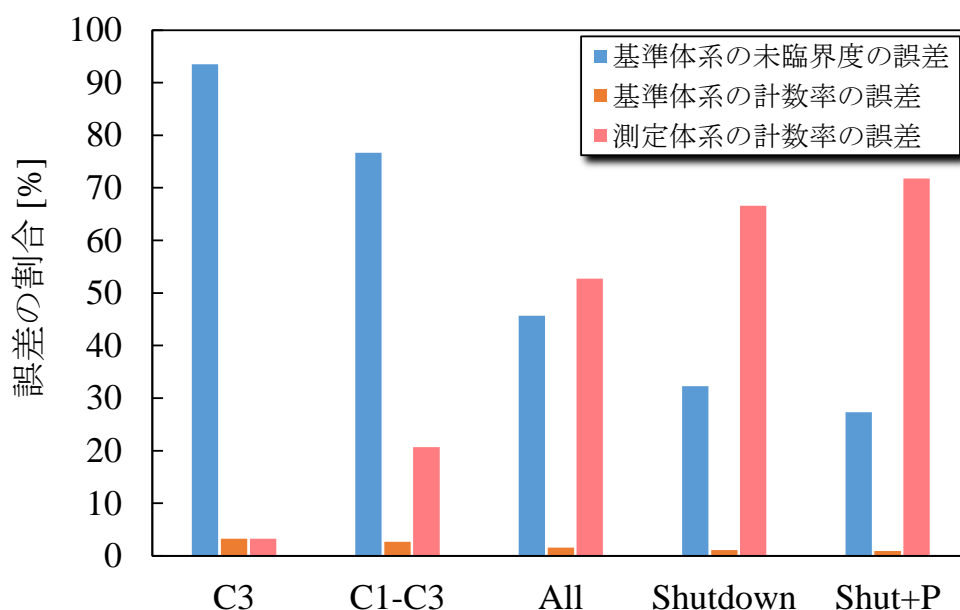


Figure 5.6 NSM 法による未臨界度の各誤差成分の割合 (検出器 He#4)

各検出器のグラフを見ると、未臨界度が浅い体系では面積比法で測定した基準体系の未臨界度の誤差が支配的であるが、未臨界度が深くなるに従って測定体系の計数率の誤差の割合が増大してくることがわかる。これは、未臨界度が深くなるにつれて計数率が低下するためであり、測定精度を維持するためには、深い未臨界体系ほど長い測定時間が必要であることを示している。一方、最も深い未臨界体系である”Shutdown+P”でも基準体系の未臨界度の誤差が 20%から 30%程度寄与している。従って、基準体系の未臨界度の誤差を低減させることによって、未臨界度の測定誤差をある程度は低減させることが可能であるといえる。未臨界度が深くなるにつれて、あるいは測定時間が短くなるにつれて計数率の誤差は必然的に大きくなるので、深い未臨界体系の短時間測定では、基準体系の未臨界度の測定誤差を低減させることも必要となる。基準体系の計数率の誤差については、全ての体系で数%程度の割合であるが、これは今回の基準体系が臨界近傍であり、計数率の測定精度が良かったためであると考えられる。未臨界の深い体系を基準とする場合に基準体系の計数率の誤差割合が増大しないようにするためには、あらかじめ測定時間を長く取るなどの工夫が必要である。

## 5.3 Feynman- $\alpha$ 法

### 5.3.1 データ作成方法

Feynman- $\alpha$  法に使用する 10 分間測定の  $\alpha$  値の求め方について説明する。NSM 法と同様に、全測定データから 10 分間のデータを抜き出して 1 回処理をするのではなく、以下のよ

うな手順で複数個のデータについて解析を行い、 $\alpha$  値のばらつきも考慮して評価できるようにした。

- ① NSM 法と同様に、長時間の測定データを  $N$  個の 10 分毎のデータに分割。
- ② 各 10 分間のデータで  $Y$  値を計算する。
- ③ 各 10 分間のデータの  $Y$  値に対してフィッティングを行い、 $\alpha_n$  値を求める。このときのフィッティングでは、 $Y$  値の誤差は考慮していない。
- ④ 各 10 分間のデータの  $\alpha_n$  の平均値  $\alpha_{ave}$  と標準偏差  $\sigma_\alpha$  を計算する。これらはそれぞれ以下のように表される。

$$\alpha_{ave} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \alpha_n \quad (5.6)$$

$$\sigma_\alpha = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (\alpha_n - \alpha_{ave})^2} \quad (5.7)$$

- ⑤ 各未臨界体系の  $\alpha_{ave}$  を用いて、第 2 章で説明した方法と同様にして実験的に臨界時の即発中性子減衰定数  $\alpha_0$  を求め、このときに  $\sigma_\alpha$  を誤差として考慮して外挿を行う。このときのフィッティングエラーを  $\alpha_0$  値の誤差  $\sigma_{\alpha_0}$  とした。以上のようにして求めた  $\alpha_0$  を使って  $\alpha_{ave}$  をドル単位の未臨界度に換算する。これにより、10 分の測定時間で何度も  $\alpha$  値を測定したときのばらつきを考慮して、Feynman- $\alpha$  法による未臨界度を求めることができる。

ただし、NSM 法と同様に最も浅い未臨界体系”C3 in”は全測定時間が短いため、10 分間のデータ複数個に分割することができなかった。従って、”C3 in”の  $\alpha$  値については、第 2 章で示した全データを解析して得られた値と同じ値と誤差を用いている。従って、”C3 in”の  $\alpha$  値は式(5.6)から評価したのではなく、2 章で述べたようにばらつきを考慮した  $Y$  値に対する 1 回のフィッティングで求めた。同様に  $\alpha$  値の誤差も式(5.7)から求めたのではなく、ばらつきを考慮した  $Y$  値に対するフィッティングエラーを誤差とした。

### 5.3.2 結果

まず、前節で説明した手順により計算された 10 分間の  $\alpha$  値を Table 5.5 に、実験的に得られた  $\alpha_0$  値を Table 5.6 にそれぞれ示す。

Table 5.5 10 分間測定の $\alpha$  値 [1/sec]

体系	He#1	He#2	He#3	He#4
C3 in	$216.2 \pm 2.8$	$211.0 \pm 2.8$	$213.5 \pm 2.7$	$220.2 \pm 3.0$
C1-C3 in	$427.1 \pm 4.4$	$420.3 \pm 8.7$	$426 \pm 13$	$429 \pm 16$
All rods in	$700 \pm 36$	$690 \pm 42$	$680 \pm 37$	$700 \pm 32$
Shutdown	$(136 \pm 17) \times 10^1$	$(139 \pm 23) \times 10^1$	$(142 \pm 13) \times 10^1$	$(142 \pm 21) \times 10^1$
Shutdown+P	$(163 \pm 26) \times 10^1$	$(177 \pm 41) \times 10^1$	$(176 \pm 25) \times 10^1$	$(180 \pm 38) \times 10^1$

Table 5.6 10 分間測定の $\alpha_0$  値 [1/sec]

検出器番号	$\alpha_0$
1	$182.1 \pm 3.2$
2	$177.1 \pm 3.5$
3	$179.2 \pm 3.4$
4	$186.0 \pm 3.8$

Table 5.6 の $\alpha_0$  値を使い、Table 5.5 の $\alpha$  値から換算した未臨界度を Table 5.7 に示す。また、横軸に面積比法による未臨界度測定の結果、縦軸に Table 5.7 に示した未臨界度をプロットしたグラフを Figure 5.7 に示す。

Table 5.7 10 分間測定 Feynman- $\alpha$  法による未臨界度 [β]

体系	He#1	He#2	He#3	He#4
C3 in	$0.187 \pm 0.026$	$0.187 \pm 0.029$	$0.191 \pm 0.027$	$0.184 \pm 0.029$
C1-C3 in	$1.346 \pm 0.049$	$1.373 \pm 0.068$	$1.346 \pm 0.086$	$1.306 \pm 0.096$
All rods in	$2.82 \pm 0.21$	$2.88 \pm 0.25$	$2.82 \pm 0.22$	$2.74 \pm 0.19$
Shutdown	$6.33 \pm 0.93$	$6.8 \pm 1.3$	$6.91 \pm 0.74$	$6.7 \pm 1.1$
Shutdown+P	$7.9 \pm 1.5$	$9.0 \pm 2.3$	$8.8 \pm 1.4$	$8.7 \pm 2.0$

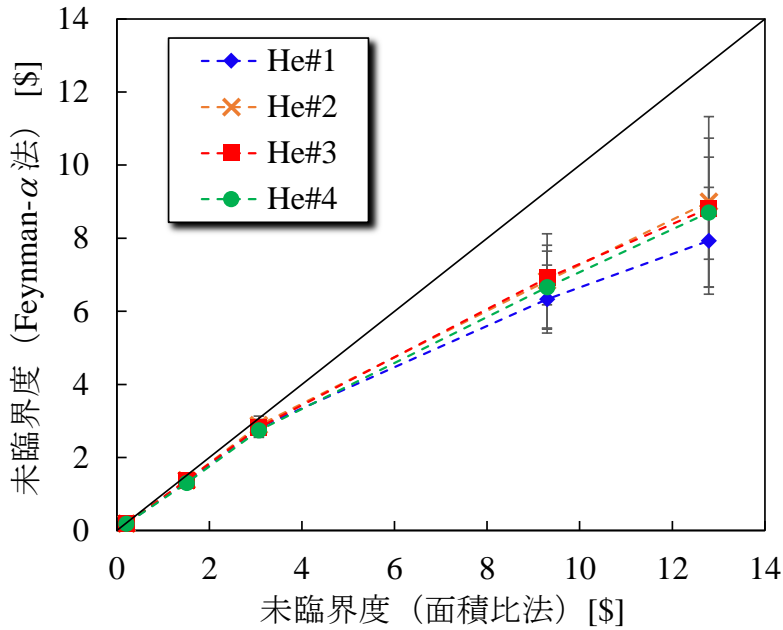


Figure 5.7 10分間測定 of Feynman- $\alpha$  法による未臨界度

NSM 法の場合と同様、Figure 5.7 に示した未臨界度測定の結果は第 2 章の全測定データを用いた結果の傾向と良く似ているが、測定誤差は大きくなっている。

### 5.3.3 考察

前節の結果について考察する。Table 5.7 に示した 10 分間測定で求められた未臨界度測定値の誤差が未臨界度モニターの目標精度の範囲内に収まっているのかを確認した。NSM 法の場合と同様に、得られたドル単位の未臨界度を、 $\beta_{\text{eff}}$  を使って  $k_{\text{eff}}$  に変換した。Table 5.7 に示したドル単位の未臨界度から、 $\beta_{\text{eff}}$  を使って求めた  $k_{\text{eff}}$  を Table 5.8 に示す。

Table 5.8 10分間測定 of Feynman- $\alpha$  法による実効増倍率

体系	He#1	He#2	He#3	He#4
C3 in	$0.99858 \pm 0.00020$	$0.99855 \pm 0.00022$	$0.99855 \pm 0.00021$	$0.99861 \pm 0.00022$
C1-C3 in	$0.98990 \pm 0.00036$	$0.98970 \pm 0.00050$	$0.98966 \pm 0.00064$	$0.99020 \pm 0.00071$
All rods in	$0.9791 \pm 0.0015$	$0.9786 \pm 0.0018$	$0.9791 \pm 0.0016$	$0.9797 \pm 0.0014$
Shutdown	$0.9542 \pm 0.0064$	$0.9508 \pm 0.0088$	$0.9502 \pm 0.0050$	$0.9520 \pm 0.0079$
Shutdown+P	$0.9433 \pm 0.0098$	$0.936 \pm 0.016$	$0.9373 \pm 0.0093$	$0.938 \pm 0.014$

Table 5.8 に示した  $k_{\text{eff}}$  を横軸に、 $k_{\text{eff}}$  の誤差を縦軸に取ったグラフを次の Figure 5.8 に示す。

NSM 法の場合と同様、グラフ中には Table 5.1 に示した目標精度が黒い破線で記入されており、この破線より下側の領域にプロット点がある場合には、その点は目標精度を満足しているということを表している。

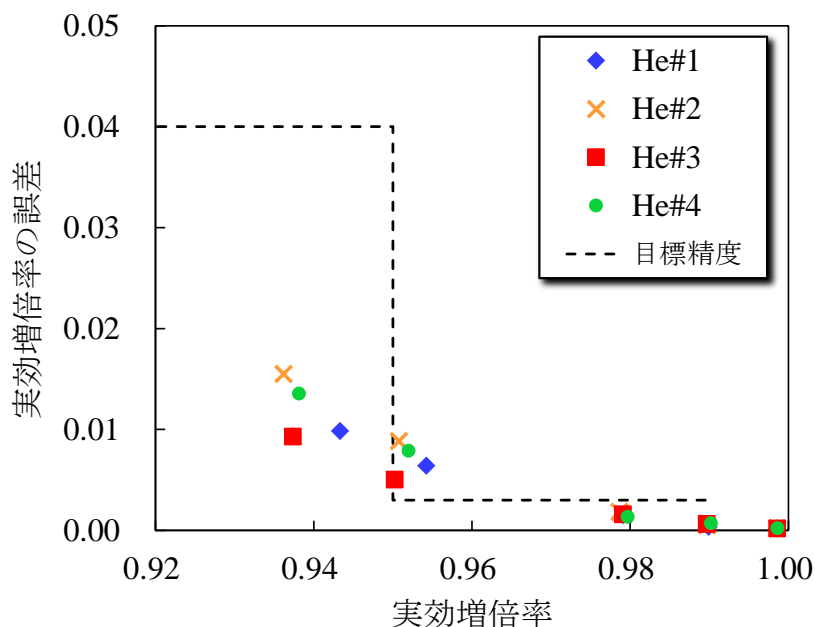


Figure 5.8 Feynman- $\alpha$  法による実効増倍率測定結果と目標精度の関係

Figure 5.8 より、10 分間測定により得られた  $k_{\text{eff}}$  の誤差は、未臨界が深くなるにつれて大きくなる傾向があることがわかる。測定された  $k_{\text{eff}}$  は、ほとんどの体系で目標精度を満足しているが、“Shutdown”に相当する  $k_{\text{eff}}=0.95$  付近では目標精度よりも測定誤差が大きくなってしまっている。この結果から、固有中性子源を用いた Feynman- $\alpha$  法の場合、10 分間測定の目標精度を  $k_{\text{eff}}=0.95$  付近で満足できない可能性があることがわかった。ここで、NSM 法と同様に、未臨界度の測定誤差の成分について考える。今回の検討では、誤差の成分としては式 (5.7) で表される  $\alpha$  値の誤差  $\sigma_\alpha$  と、外挿により実験的に求めた  $\alpha_0$  値のフィッティングエラー  $\sigma_{\alpha_0}$  の 2 種類が考えられる。これら 2 つの成分のうちの 1 つを  $\sigma_i$  と表したとき、この成分の未臨界度の測定誤差に対する割合  $F_{\sigma_i}$  を式 (5.9) に基づいて求めた。

$$\sigma_{(-\rho)} = \sqrt{(\sigma_\alpha)^2 + (\sigma_{\alpha_0})^2} \quad (5.8)$$

$$F_{\sigma_i} = \frac{(\sigma_i)^2}{(\sigma_{(-\rho)})^2} = \frac{(\sigma_i)^2}{(\sigma_\alpha)^2 + (\sigma_{\alpha_0})^2} \quad (5.9)$$

未臨界度の測定誤差に対する各誤差成分の割合を Figure 5.9 から Figure 5.12 に、検出器別に

示す。各グラフの横軸は未臨界体系の略称、縦軸は各誤差成分の割合を示している。ただし、5.3.1節で述べたように、“C3 in”体系の $\alpha$ 値の誤差は、式(5.7)ではなく、ばらつきを考慮した $Y$ 値に対するフィッティングエラーである。

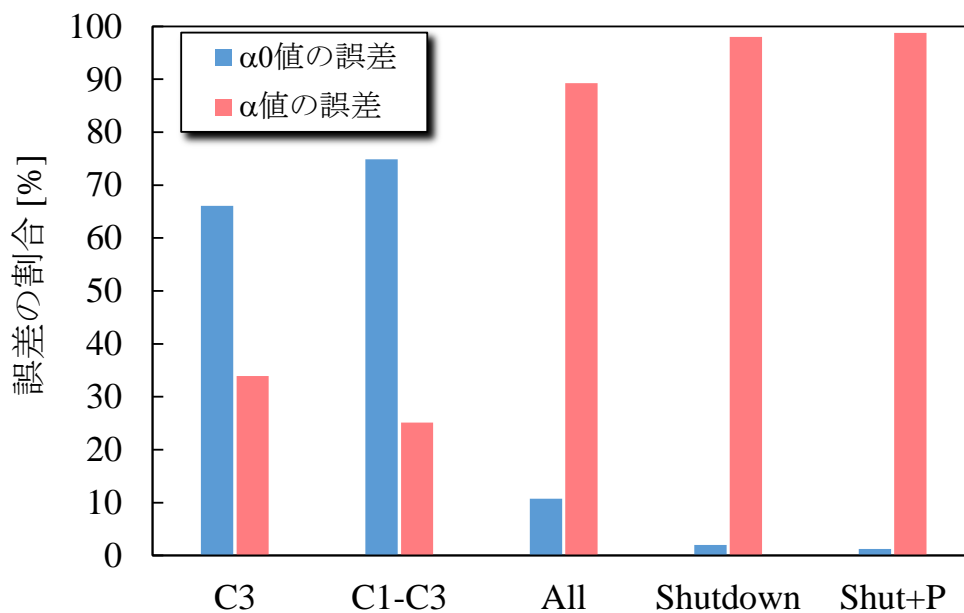


Figure 5.9 Feynman- $\alpha$ 法による未臨界度の各誤差成分の割合 (検出器 He#1)

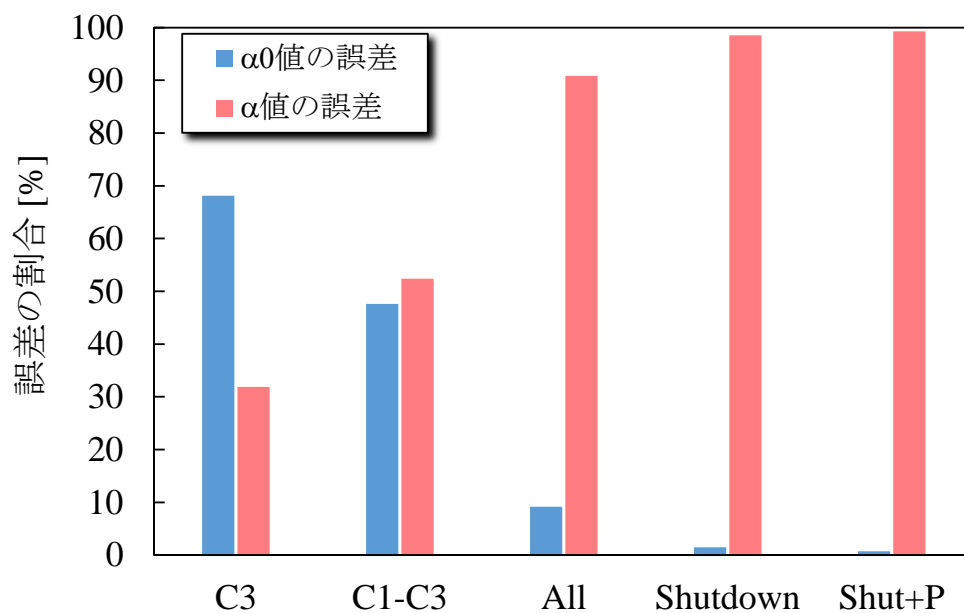


Figure 5.10 Feynman- $\alpha$ 法による未臨界度の各誤差成分の割合 (検出器 He#2)

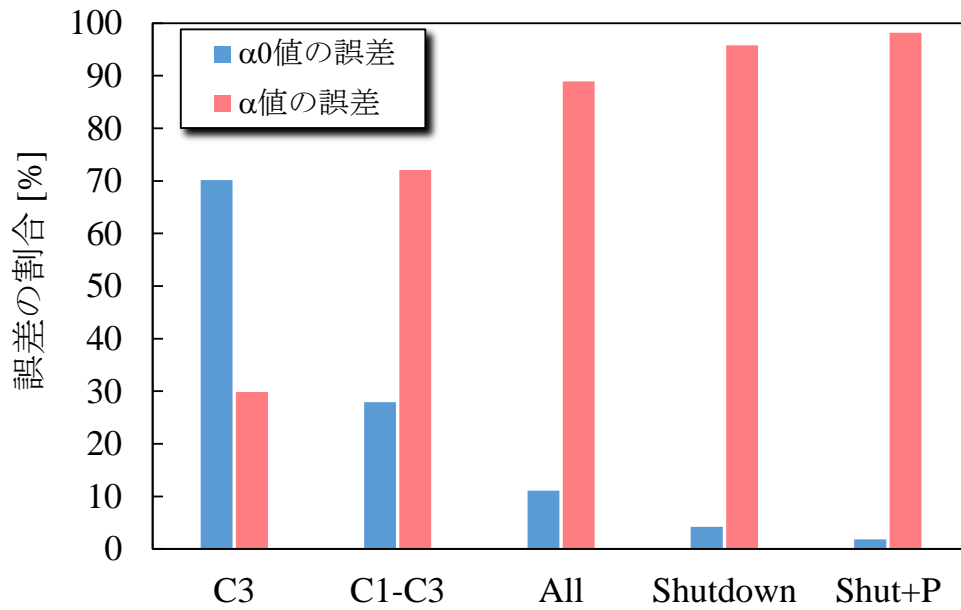


Figure 5.11 Feynman- $\alpha$  法による未臨界度の各誤差成分の割合 (検出器 He#3)

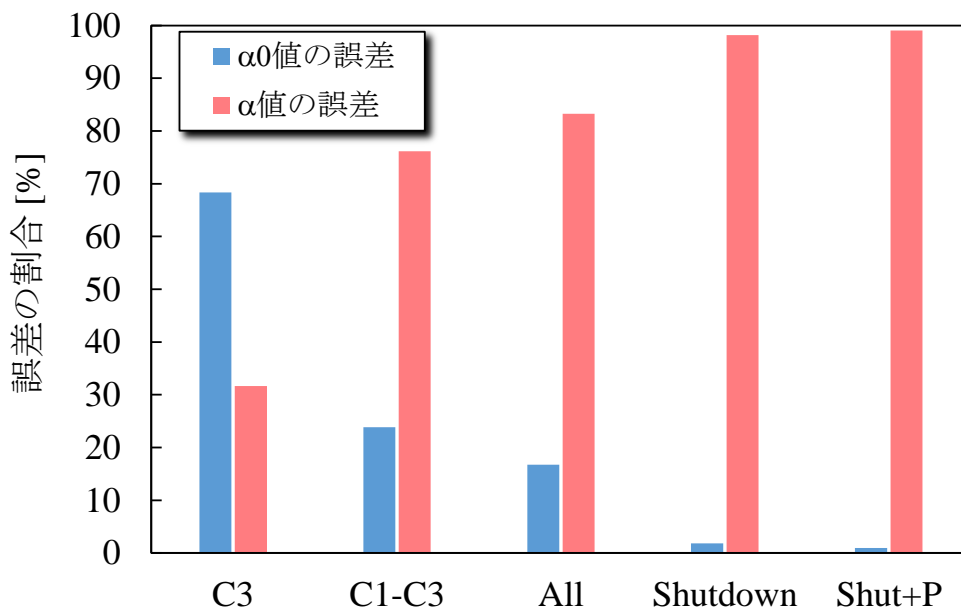


Figure 5.12 Feynman- $\alpha$  法による未臨界度の各誤差成分の割合 (検出器 He#4)

各検出器のグラフを見ると、未臨界度の浅い体系では $\alpha_0$  値のフィッティングエラーが支配的であるが、未臨界が深くなるにつれて $\alpha$  値のばらつきの寄与が増大してくることがわかる。未臨界が深くなると計数率のばらつきが大きくなり、計数率の平均と分散の比で表される  $Y$  値のばらつきも大きくなる。従って、 $Y$  値に対するフィッティングで得られる $\alpha$  値もばらつきが大きくなってしまふ。特に、 $k_{\text{eff}}=0.95$  以降の深い未臨界体系に相当する”Shutdown”や”Shutdown+P”では、未臨界度測定誤差のほとんどが $\alpha$  値の誤差であるので、深い未臨界体



系で測定精度を向上させるためには、 $\alpha$  値のばらつきを低減させる工夫が必要であると考えられる。

## 5.4 手法間の比較

これまで検討してきた 10 分間測定に関する内容について、NSM 法と Feynman- $\alpha$  法との間で比較してまとめる。

10 分間測定で求められた未臨界度の結果に付随する誤差について、線源強度の低い固有中性子源を用いた場合の測定精度を評価するために、高速炉用燃料再処理施設における未臨界度モニターで目標として設定されている測定精度との比較を行った。その結果、NSM 法の場合には全ての未臨界体系で目標精度を満足することができたが、Feynman- $\alpha$  法の場合には”Shutdown”に対応する  $k_{\text{eff}}=0.95$  付近で目標精度を満足することができなかった。以上の結果からも、NSM 法の方が測定結果に付随する誤差が小さいことが伺えるが、実際に両手法の測定誤差を比較したグラフを次の Figure 5.13 に示す。横軸は面積比法により求められたドル単位の未臨界度、縦軸は両手法による未臨界度測定結果の誤差である。ただし、誤差の値は 4 つの検出器の値を平均して求めた。

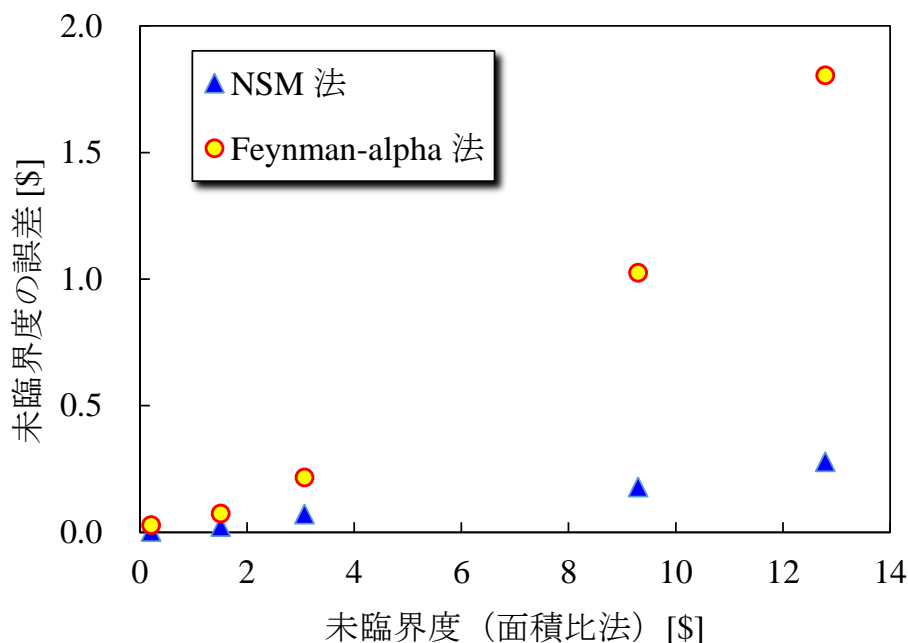


Figure 5.13 NSM 法と Feynman- $\alpha$  法の測定誤差の比較

Figure 5.13 からわかるように、両手法とも未臨界が深くなるにつれて測定誤差が大きくなるが、NSM 法に比べて Feynman- $\alpha$  法の方が誤差の増加割合が大きい。以上のように、NSM

法は固有中性子源を用いた短時間測定でも比較的精度良い測定ができる手法であるといえる。既に述べたように、NSM法の未臨界度に付随する測定誤差の内訳としては、基準体系の未臨界度の誤差が支配的であるため、これをできるだけ低減することが必要である。逆に、基準体系の未臨界度の誤差を低減することができれば、さらなる短時間の測定でも対応可能な手法であると考えられる。一方、Feynman- $\alpha$ 法の場合には深い未臨界体系での誤差が大きく、線源強度の低い固有中性子源を用いた場合にはある程度の測定時間が必要となってしまう。従って、Feynman- $\alpha$ 法を未臨界度モニターとして用いるためには、未臨界度が深い体系で測定誤差を低減させる工夫が必要となってくる。

## 5.5 本章のまとめ

本章では、固有中性子源を用いたNSM法とFeynman- $\alpha$ 法に関して、未臨界度モニターとしての適用性を検討するために、10分間という短い測定時間で得られた未臨界度の値とその誤差の評価を行った。

最初に、NSM法とFeynman- $\alpha$ 法のそれぞれについて、第2章で述べた実験データを処理して10分間測定のデータを作成する方法を説明し、続いて、そのデータを用いて未臨界度を求めた。求めた未臨界度測定結果に付随する誤差を未臨界度モニターの目標精度と比較することにより、10分間測定の結果を評価した。その結果、どちらの手法で得られた未臨界度も、第2章で示した長時間の未臨界度測定の結果と同じような傾向を示していた。また、NSM法の場合は10分間測定でも目標精度を満足できることがわかったが、Feynman- $\alpha$ 法の場合は、 $k_{\text{eff}}=0.95$ 付近の未臨界体系で目標精度を満足することができなかった。

最後に、固有中性子源を用いたNSM法とFeynman- $\alpha$ 法の10分間測定を比較した結果、NSM法の方が、未臨界が深くなっても誤差の増加割合が小さいということがわかった。ただし、NSM法の測定誤差の内訳としては、浅い未臨界状態では基準体系の未臨界度の誤差が、深い未臨界状態では測定体系の計数率の誤差がそれぞれ支配的であるため、これらをできるだけ低減させることが重要である。Feynman- $\alpha$ 法についても、未臨界度モニターとして用いる場合には深い未臨界体系で精度を向上させるためには、 $\alpha$ 値のばらつきを低減させる工夫が必要となる。

## 第6章 結論と今後の課題

### 6.1 結論

本研究で得られた成果について以下にまとめる。

1. 本研究では、中性子源増倍法 (NSM 法) と Feynman- $\alpha$  法による未臨界度測定について、Cf や Am-Be といった外部中性子源を使わずに、固有中性子源のみを用いた場合の測定実験を実施した。その上で、固有中性子源を用いた場合の特性や、深い未臨界体系における適用性、短時間測定での測定精度について評価した。
2. 第2章では、京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) において実施した、固有中性子源を用いた中性子源増倍法 (NSM 法) と Feynman- $\alpha$  法による未臨界度測定実験について述べた。実験の結果、NSM 法と Feynman- $\alpha$  法のどちらの場合も、固有中性子源のみを用いた未臨界度測定が実施できた。NSM 法の場合は、未臨界が深くなるにつれて検出器間で測定結果に大きな違いが生じた。これには、制御棒や中心架台の引き抜きといった体系の大きな変化が影響していると推測された。一方、Feynman- $\alpha$  法の場合には、検出器間の結果のばらつきは小さいという特長があった。
3. 第3章では、第2章で示した NSM 法の結果について、検出中性子増倍率  $k_{\text{det}}$  による補正手法を利用することで、未臨界度測定値が検出器間でばらつく原因を考察した。まず、確率論的手法により計算された検出器位置での補正係数を用いた補正により、NSM 法の検出器位置依存性を低減させることができた。このとき、補正の効果としては源中性子補正係数  $f_s$  の影響が大きいことがわかった。続いて、決定論的手法により補正係数の分布を計算したところ、固有中性子源を用いた方が Cf 線源の場合よりも換算係数  $f_c \approx 1$ 、つまり  $f_c$  による補正を考慮しなくても精度の良い測定が出来る領域が広いことがわかった。これは、固有中性子源が燃料領域全体に一様に分布していることが理由であると考えられる。また、 $f_s$  については、NSM 法で一般的に現れる制御棒挿入や遮蔽効果の現象による影響に加えて、固有中性子源を用いた場合には燃料の移動によって固有中性子源強度が変化することが大きく影響することが明らかとなった。
4. 第4章では、第2章で示した Feynman- $\alpha$  法の結果について、動特性パラメータの観点から考察した。実験では、未臨界度を求める際に必要な臨界時の即発中性子減衰定数  $\alpha_0$  が、全ての未臨界体系において同じ値であると近似して求めた。この影響を調べるため

に、MCNP による数値計算を実施し、各未臨界体系に対して求めた $\alpha_0$ を使って換算した未臨界度と比較した。その結果、実験的に求めた臨界体系の $\alpha_0$ と数値計算で求めた臨界体系の $\alpha_0$ は不確かさの範囲で一致していた。また、実験的に求めた $\alpha_0$ により全ての体系の未臨界度を換算した場合でも、数値計算で求めた体系依存の $\alpha_0$ を使って各体系の未臨界度を換算した場合でも、結果には大きな差異は無いことがわかった。

5. 第5章では、KUCA 実験で得られた長時間の測定データを10分間のデータに区切ることにより、強度が低い固有中性子源を用いた場合でも未臨界度モニターとしての応用可能かどうかを検討した。その結果、NSM 法の場合は全ての未臨界体系で、10分間測定での未臨界度モニターの目標精度を満足できることがわかった。この理由として、基準体系の未臨界度 $(-\rho)_{\text{ref}}$ の測定誤差が小さいことが挙げられる。一方、Feynman- $\alpha$  法の場合は $k_{\text{eff}}=0.95$ に相当する未臨界体系で目標精度を満足できなかった。この原因は、10分間測定で得られる $\alpha$ 値のばらつきが非常に大きいためであり、これは固有中性子源強度が低いことに起因している。

以上のように、各章で明らかになったことから、固有中性子源を用いた NSM 法と Feynman- $\alpha$  法の特徴について比較した。これを以下にまとめる。

#### ◇ 検出器位置依存性

NSM 法の方が Feynman- $\alpha$  法よりも検出器位置依存性が大きいと言える。特に、固有中性子源を用いた場合には、燃料が移動することにより固有中性子源強度が変化する影響が大きいことが明らかとなった。このことは、福島第一原子力発電所の燃料デブリ取り出し作業のように、未臨界度監視中に核分裂性物質が移動する状況で問題になると考えられる。数値計算を用いた補正により位置依存性を軽減することも可能であるが、計算では測定体系を模擬する必要がある等、実際の未臨界度監視に用いるのは現実的ではない。一方、Feynman- $\alpha$  法の場合には、深い未臨界体系でわずかに結果が異なる検出器があったが、全体的に検出器位置依存性は小さかった。これは、Feynman- $\alpha$  法の一つの利点である。

#### ◇ 測定精度

同じ測定時間で得られる未臨界度に付随する誤差を比較すると、NSM 法のほうが Feynman- $\alpha$  法よりも測定精度は良いと言える。NSM 法の場合は、基準体系の未臨界度の誤差を低減させれば、さらに短時間でも精度の良い測定ができる可能性がある。Feynman- $\alpha$  法の場合には、固有中性子源のように体系内の中性子源強度が低いと、未臨界が深い体系では測定される $\alpha$ 値のばらつきが大きくなってしまうため、測定精度が悪くなる。従って、原理的に強度の低い固有中性子源を用いた短時間測定には向かない手

法であると言える。

#### ◇ データ処理

測定データを処理して未臨界度を得る作業については、NSM 法の方が Feynman- $\alpha$  法よりも簡便であり、短時間で実施できる。NSM 法の場合、未臨界度を得る際に必要なのは計数率であり、これを、検出器で得られた中性子検出情報を処理して得るのは容易である。一方、Feynman- $\alpha$  法の場合には、測定データから時系列データを作成し、 $Y$  値を計算した後に  $\alpha$  値をフィッティングから求める必要があり、未臨界度を得るまでの処理が煩雑で、時間もかかる。

以上のように、固有中性子源を用いた NSM 法と Feynman- $\alpha$  法には、それぞれ異なった特徴や利点、欠点が存在することがわかった。

## 6.2 今後の課題

今後の課題を以下に述べる。

1. 本研究で実施した実験では、未臨界度の参照値測定をパルス中性子法により実施した。しかし、パルス中性子法の結果には検出器依存性がある等、必ずしも正確な未臨界度が測定できているとは限らない。従って、面積比法の未臨界度を真値として取り扱い、NSM 法や Feynman- $\alpha$  法の結果と比較するような議論ができなかった。KUCA では、“Shutdown”や“Shutdown+P”のような体系の未臨界度を測定する方法として、現状ではパルス中性子法に頼らざるを得ない。従って、パルス中性子法によって測定された参照値の測定精度を改善できるような、実験手法あるいは補正方法が必要である。
2. 第 2 章の Feynman- $\alpha$  法の結果において、深い未臨界体系で He#1 の結果のみが他の検出器の結果と異なっていた。この理由は、検出器 He#1 に隣接する中心架台が引き抜かれたためだと推測されるが、詳細については解明することができなかった。Feynman- $\alpha$  法には検出器位置依存性が小さいという特徴があるが、条件によっては依存性が現れてしまう可能性もあるため、原因を調べる必要がある。
3. 本研究では、NSM 法や Feynman- $\alpha$  法による測定を KUCA でしか実施していない。しかし、実際に未臨界度監視が必要とされる現場と実験施設では状況が異なる部分もあるため、本研究と同じような検討を実際の施設においても実施していく必要がある。例えば、実際の施設において固有中性子源による未臨界増倍のみで十分な中性子検出が可

能であるかどうか、未確認である。また、福島第一原子力発電所における燃料デブリ取り出し作業では、中性子検出器への $\gamma$ 線の影響が想定される。これらの問題について調べることができるように、より実際の状況に近い環境での未臨界度測定の実施が望まれる。

4. 固有中性子源を用いた NSM 法と Feynman- $\alpha$  法には、それぞれ異なった特徴があり、利点や欠点も様々である。従って、これらの手法を単独で未臨界度監視に用いるのは困難であると考えられる。そこで今後は、各手法の特性を十分に把握した上で、それら手法を組み合わせた未臨界度監視方法を模索し、より現実的な検討をしていく必要がある。例えば、精度の良い測定が期待できる NSM 法をリアルタイムの未臨界度監視に用いて、検出器位置依存性が小さい Feynman- $\alpha$  法を補助的に用いる、といった方法が考えられる。

## 参考文献

- [1] 資源エネルギー庁総合政策課調査広報室, “エネルギー基本計画,” (2014).
- [2] 日本原子力研究所, “臨界安全ハンドブック 第2版,” JAERI 1340, (1999).
- [3] 羽様平, 毛利智聡, 大谷暢夫, 相原永史, 八木昭, 吉田守, 戸部賢治, 有賀正訓, “DCA における未臨界度測定技術の開発,” JNC TN9400 2001-44, 核燃料サイクル機構大洗工学センター (2001).
- [4] 片岡宏樹, “加速器駆動未臨界炉の未臨界度測定法に関する基礎研究,” 名古屋大学大学院修士論文 (2001), pp. 1-4.
- [5] 技術研究組合国際廃炉研究開発機構, “平成 25 年度実績概要 燃料デブリの臨界管理技術の開発,” (2014).
- [6] 斉藤哲也, 中野誠, 岡田耕一, 松本航治, 郡司智, 大山勝義, 三澤毅, “燃料デブリの臨界管理技術の開発 (6) 廃液処理、冷却設備の未臨界監視,” 日本原子力学会 2014 年 春の年会, 東京都市大学, 3 月 26-28 日, 2014 (2014), O26.
- [7] 向山武彦, 中野正文, 溝尾宣辰, 趙満, “高速炉体系における大きな負の反応度の測定(II) 中性子源増倍法,” JAERI-M 6067, 日本原子力研究所 (1975).
- [8] T. Suzuki, “Subcriticality Determination of Low-Enriched UO<sub>2</sub> Lattices in Water by Exponential Experiment”, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **28** (1991), pp. 1067-1077.
- [9] B. E. Simmons, J. S. King, “A Pulsed Neutron Technique for Reactivity Determination,” *Nucl. Sci. Eng.*, **3** (1958), pp. 595-608.
- [10] W. S. Hogan, “Negative-Reactivity Measurements,” *Nucl. Sci. Eng.*, **8** (1960), pp. 518-522.
- [11] R. P. Feynman, F. De Hoffmann, R. Serber, “Dispersion of the Neutron Emission in U-235 Fission,” *J. Nucl. Eng.*, **3** (1956), pp. 64- 69.
- [12] J. D. Orndoff, “Prompt neutron Periods of Metal Critical Assemblies,” *Nucl. Sci. Eng.*, **2** (1957), pp. 450-460.
- [13] J. T. Mihalczo, V. K. Pare, G. L. Ragan, M. V. Mathis, G. C. Tillett, “Determination of Reactivity from Power Spectral Density Measurements with Californium-252,” *Nucl. Sci. Eng.*, **66** (1978), pp. 29-59.
- [14] 中野誠, 島津洋一郎, 橋本憲吾, 三澤毅, 三好慶典, 平岩宏司, 田原義壽, “原子力施設に対する未臨界度測定装置の技術開発(平成 16 年度),” 革新的実用原子力技術開発費補助事業 平成 16 年度成果報告書概要版 (2005).
- [15] G. Knoll, “放射線計測ハンドブック”, 日刊工業新聞社, 日本, (1997), ISBN4526028738.

- [16] I. C. Gauld, O. W. Hermann, and R. M. Westfall, “*Origen-S: Scale System Module to Calculate Fuel, Depletion, Actinide transmutation, Fission Product Buildup and Decay, and Associated Radiation Source Terms*”, Oak Ridge National Laboratory, Tennessee, (2009), pp. F7.2.23-F7.2.25.
- [17] 東京電力株式会社, “福島第一原子力発電所 2 号機の格納容器からの Xe135 の検出について,” プレスリリース (2011), <http://www.tepco.co.jp/cc/press/11110401-j.html> (参照 2015/01/08).
- [18] K. Tonoike, T. Yamamoto, S. Watanabe and Y. Miyoshi, “Real Time Alpha Value Measurement with Feynman- $\alpha$  Method Utilizing Time Series Data Acquisition on Low Enriched Uranium System”, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **41** (2004), pp. 172-182.
- [19] 塩澤武司, “ウラン燃料に内在する固有中性子源を利用した未臨界度測定法に関する研究,” 名古屋大学卒業論文 (2013).
- [20] T. Endo, A. Yamamoto, Y. Yamane, “Detected-neutron multiplication factor measured by neutron source multiplication method,” *Ann. Nucl. Energy*, **38** (2011), pp. 2417-2427.
- [21] 武馬孝仁, “検出中性子増倍率に基づいた中性子増倍法による未臨界度測定に関する検討,” 名古屋大学大学院修士論文 (2014).
- [22] 三澤毅, 宇根崎博信, 卞哲浩, “原子炉物理実験,” 京都大学学術出版会, 日本 (2010), ISBN 9784876989775.
- [23] 長家康展, 奥村啓介, 森貴正, 中川正幸, “MVP/GMVP Version2 連続エネルギー法及び多群法に基づく汎用中性子・光子輸送計算モンテカルロコード,” 日本原子力研究開発機構 (2006).
- [24] K. Niita, N. Matsuda, Y. Iwamoto, H. Iwase, T. Sato, H. Nakashima, Y. Sakamoto and L. Sihver, “PHITS: Particle and Heavy Ion Transport code System, Version 2.23,” JAEA-Data/Code 2010-022 (2010).
- [25] 山本俊弘, 遠藤知弘, 吉田正, 牛尾直史, 武内豊, 谷中裕, 菅原隆徳, 山根祐一, 岡嶋成晃, 名内泰志, 中島健, “第 46 回炉物理夏期セミナー 炉物理と原子力安全 一未臨界と動特性の基礎と応用一,” 一般社団法人日本原子力学会炉物理部会 (2014).
- [26] N. G. Sjöstrand, “Measurement on a Subcritical Reactor using a Pulsed Neutron Source,” *Arkiv för Fysik*, **11** (1956), pp. 233 – 246.
- [27] C. Jammes, B. Geslot, R. Rosa et al., “Comparison of Reactivity Estimations obtained from Rod-drop and Pulsed Neutron Source Experiments,” *Ann. Nucl. Energy*, **32** (2005), pp. 1131-1145.
- [28] T. Gozani, “A Modified Procedure for the Evaluation of Pulsed Source Experiments in Subcritical Reactors,” *Nukleonik*, **4** (1962), pp. 348-349.
- [29] Y. Cao, “Space-time Kinetics and Time-eigenfunctions,” ミシガン大学博士論文 (2008), pp. 32-37.



- [30] 溝尾宣辰, “中性子源増倍法に関する理論的補正の信頼性,” JAERI-M 7135, 日本原子力研究所 (1977).
- [31] 遠藤知弘, “高次相関を用いた未臨界度絶対評価法の検討,” 名古屋大学卒業論文, (2002).
- [32] T. Misawa, S. Shiroya, and K. Kanda, “Measurement of Prompt Neutron Decay Constant and Large Subcriticality by the Feynman- $\alpha$  Method,” *Nucl. Sci. Eng.*, **104** (1990), pp. 53-65.
- [33] K. Hashimoto, K. Ohya, Y. Yamane, “Experimental Investigations of Dead-time Effect on Feynman- $\alpha$  Method,” *Ann. Nucl. Energy*, **23** (1996), pp. 1099-1104.
- [34] M. M. R. Williams, “Random Processes in Nuclear Reactors,” Pergamon Press, Oxford, U.K. (1974).
- [35] 堀田亮年, 山本章夫, 長家康展, 千葉豪, 吉岡研一, 安藤真樹, 杉野和輝, 小坂進矢, 寿楽浩太, 巽雅洋, 佐藤聡, “第44回炉物理夏期セミナー 炉物理の基礎・実験から応用へーモデリングシミュレーションー,” 一般社団法人日本原子力学会炉物理部会 (2012), pp. 101-120.
- [36] K. Kobayashi, K. Nishihara, “Definition of Subcriticality using the Importance Function for the Production of Fission Neutrons,” *Nucl. Sci. Eng.*, **136** (2000), pp. 272-281.
- [37] 遠藤知弘, “空間及び中性子エネルギーを考慮した三次中性子相関法による未臨界度測定法の研究,” 名古屋大学大学院博士論文 (2007), pp. 89-160.
- [38] 菅原慶, “検出中性子増倍率を用いた高速炉における最適検出器位置の検討,” 名古屋大学大学院修士論文 (2010).
- [39] K. Okumura, T. Kugo, K. Kaneko, K. Tsuchihashi, “SRAC2006 : A Comprehensive Neutronics Calculation Code System,” JAEA-Data/Code 2007-004 (2007).
- [40] R. E. Alcouffe, R. S. Baker, F. W. Brinkley, D. R. Marr, R. D. O’Dell, W. F. Walters, “DANTSYS : A Diffusion Accelerated Neutral Particle Transport Code System,” Los Alamos National Laboratory LA-12969-M (1995).
- [41] 石井一弥, 安藤良平, 高田直之, 菅太郎, 笹川勝, 菊池司, 山本徹, 神田遼司, 馬野琢也, “高速炉 BWR 全 MOX 燃料炉物理試験 BASALA の解析,” 日本原子力学会和文論文誌, **4** (2005), pp 45-65.
- [42] T. Endo, Y. Yamane, and A. Yamamoto, “Development of New Solid Angle Quadrature Sets to Satisfy Even- and Odd-Moment Conditions,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **44** (2007), pp. 1249-1258.
- [43] 桜井健, “実効遅発中性子割合 $\beta_{\text{eff}}$ の測定とこれに基づく遅発中性子収率の評価に関する研究,” 名古屋大学博士学位論文 (2010), pp. 11-13.
- [44] D. B. Pelowitz, “MCNP6<sup>TH</sup> User’s Manual Version 1.0,” Los Alamos National Laboratory LA-CP-13-00634, Rev. 0 (2013).
- [45] Y. Nauchi, T. Kameyama, “Development of Calculation Technique for Iterated Fission Probability and Reactor Kinetic Parameters using Continuous-Energy Monte Carlo Method,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **47** (2010), pp. 977-990.

## 公刊論文リスト

- [1] T. Shiozawa, T. Endo, A. Yamamoto, C. H. Pyeon, T. Yagi, “Subcriticality Measurement Technique Using Inherent Neutron Source in Uranium Fuel,” *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **109**, pp. 826-829 (2013).  
[CD-ROM]
- [2] 塩澤武司, 遠藤知弘, 山本章夫, “検出中性子増倍率に基づく固有中性子源増倍法の補正,”  
日本原子力学会 2014 年秋の大会, 京都大学, 9 月 8 日 – 10 日, N52 (2014).
- [3] T. Shiozawa, T. Endo, A. Yamamoto, C. H. Pyeon, T. Yagi, “Investigation on Subcriticality Measurement using Inherent Neutron Source in Nuclear Fuel,” *Proc. PHYSOR 2014*, Kyoto, Japan, September 28 – October 3 (2014).

## APPENDIX. E KUCA 実験解析の結果

本研究で使用した計算コードである MVP、MCNP、SRAC+DANTSYS を使って KUCA 実験体系の固有値計算を実施し、その結果を比較した。各コードの計算条件は以下の通り。

MVP : バッチサイズ 25000、バッチ数 2100、捨てバッチ数 100。核データは JENDL-4.0。

MCNP : バッチサイズ 40000、バッチ数 16100、捨てバッチ数 100。JENDL-4.0 使用。

DANTSYS : 第 3 章での計算条件と同じ。なお、生成断面積  $\nu\Sigma_f$  を調整した結果も併記する。

各コードによる固有値計算の結果と実験値を次の Table E.1 及び Table E.2 に示す。なお、実験値のうち”All rods out”はペリオド法で測定した余剰反応度であり、それ以外はパルス中性子源を用いた面積比法により測定した結果である。また、測定されたドル単位の反応度から実効増倍率  $k_{\text{eff}}$  への変換に使用した実効遅発中性子割合の値は、 $\beta_{\text{eff}} = (7.58 \pm 0.02) \times 10^{-3}$  であり、これは MVP による”All rods out”の計算で得られた値である。

Table E.1 KUCA 実験体系の実効増倍率の評価結果①

体系	実験値	MVP	MCNP
All rods out	$1.00097 \pm 0.00003$	$1.0069 \pm 0.0001$	$1.00635 \pm 0.00003$
臨界	1	$1.0057 \pm 0.0001$	$1.00544 \pm 0.00003$
C3 in	$0.9984 \pm 0.0046$	$1.0041 \pm 0.0001$	$1.00373 \pm 0.00003$
C1-C3 in	$0.9887 \pm 0.0090$	$0.9955 \pm 0.0001$	$0.99532 \pm 0.00003$
All rods in	$0.977 \pm 0.013$	$0.9862 \pm 0.0001$	$0.98594 \pm 0.00003$
Shutdown	$0.934 \pm 0.028$	$0.9564 \pm 0.0001$	$0.95618 \pm 0.00003$
Shutdown+P	$0.912 \pm 0.032$	$0.9414 \pm 0.0001$	$0.94106 \pm 0.00003$

Table E.2 KUCA 実験体系の実効増倍率の評価結果①

体系	DANTSYS 16 群	DANTSYS 16 群 ( $\nu\Sigma_f$ 調整)
All rods out	-	-
臨界	-	-
C3 in	1.007418	0.998418
C1-C3 in	0.999549	0.990604
All rods in	0.990736	0.981884
Shutdown	0.961653	0.953062
Shutdown+P	0.949133	0.940654

Table E.1 及び Table E.2 の値を示したグラフを次の Figure E.1 に示す。なお、Figure E.1 の横軸は体系の番号を示しており、表に示した体系を  $k_{\text{eff}}$  が大きい順に並べている。

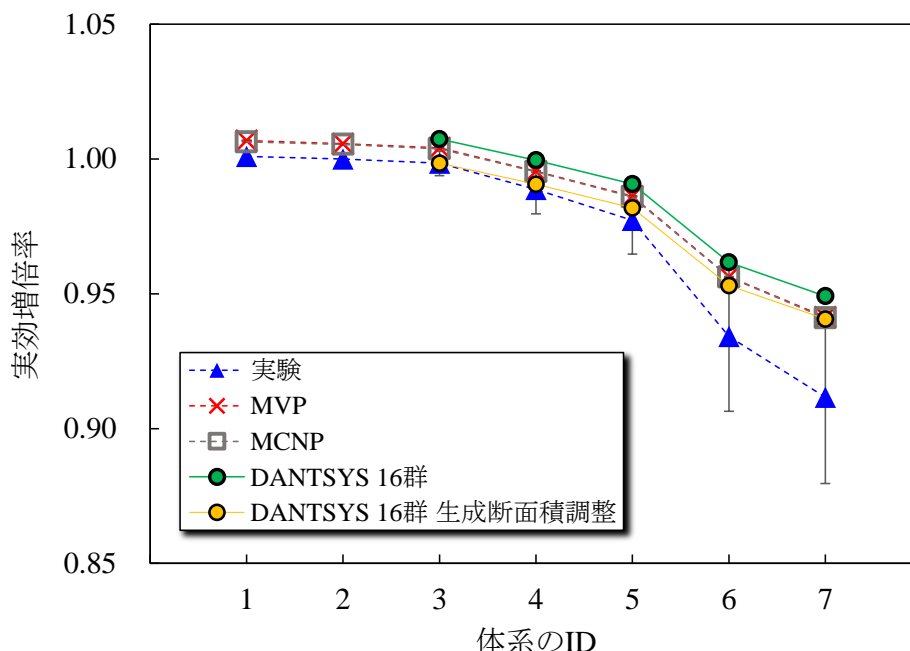


Figure E.1 KUCA 実験体系の実効増倍率の評価結果

表及び図から、どの計算結果も実験値と同じような傾向を示していることがわかる。しかし、計算値はどれも実験値と比べて  $k_{\text{eff}}$  を過大評価する傾向にあり、特に未臨界が深くなると実験値との差が大きくなる。ただし、実験値の不確かさが比較的大きい点と、面積比法による深い未臨界体系での測定精度が悪い可能性があるため、計算が大きく間違っているということはないと考えている。計算コードごとに比較してみると、まず同じモンテカルロコードである MVP と MCNP はほとんど同じ結果であるが、わずかに MCNP の方が実験値に近い。MVP の方は MCNP に比べて計算時の総ヒストリー数が少ないため、統計数を増やすことにより MCNP の結果に近づく可能性はある。DANTSYS による 16 群計算は、モンテカルロコードに比べて実験値を過大評価しているが、これはエネルギー群縮約や均質化、体系の単純化といった近似の影響であると考えられる。”C3 in”体系の  $k_{\text{eff}}$  が実験値と一致するように  $v\Sigma_f$  を調整した計算では結果がかなり改善し、モンテカルロコードと比べても実験値との差異が小さくなる。ただし、未臨界が深くなるにつれて調整の効果が小さくなり、モンテカルロ計算とほとんど同じ結果となっているため、このような調整法にも限界があると考えられる。SRAC+DANTSYS 計算の改善点としては、エネルギー群やメッシュ数を増やしたり、均質化の際に同じ物質であっても隣のセルが燃料体か、反射体か、制御棒かによって断面積を作り変えたりすることが考えられるが、いずれの場合も計算コストが増加することは避けられないので注意が必要である。