

実効遅発中性子割合 β_{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

櫻井 健

目次

第1章	序論	1
1.1	研究の背景	1
1.2	研究の目的	5
1.3	論文の構成	8
	参考文献	8
第2章	実効遅発中性子割合 β_{eff} と遅発中性子収率の評価の現状	9
2.1	遅発中性子の発生と遅発中性子の核反応データ	9
2.2	β_{eff} とその重要性	11
2.3	遅発中性子収率評価の現状	17
2.4	まとめ	19
	参考文献	20
第3章	実効遅発中性子割合 β_{eff} のベンチマーク実験	21
3.1	高速炉臨界実験装置 FCA の概要	21
3.2	FCA における β_{eff} のベンチマーク実験炉心の構成	24
3.3	β_{eff} の測定原理	31
3.3.1	^{252}Cf 中性子源法	31
3.3.2	共分散対平均法	37
3.4	核分裂率測定のための箔放射化法とその適用性の検証	48
3.4.1	箔放射化法による核分裂率測定手法の概要	48
3.4.2	箔放射化法の核分裂率絶対値測定への適用性に関する標準熱中性子場を用いた検証	53
3.5	β_{eff} の測定と結果	58
3.5.1	FCA における β_{eff} の測定と結果	58
3.5.2	MASURCA における β_{eff} の測定と結果	74

3.6	異なる測定手法間での β_{eff} の相関の評価と β_{eff} の推奨値の導出	78
3.6.1	相関の評価方法と β_{eff} の推奨値の導出方法	78
3.6.2	評価結果と考察	82
3.7	まとめ	87
	参考文献	89
第4章	実効遅発中性子割合 β_{eff} の実験の解析と ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu の遅発中性子収率の評価	93
4.1	実験解析に用いた核反応データと計算方法	95
4.1.1	遅発中性子データ	95
4.1.2	炉定数と解析コードシステム	98
4.1.3	炉定数と解析コードの適用	100
4.2	遅発中性子収率の評価方法	104
4.2.1	炉定数調整法の遅発中性子収率調整への適用	104
4.2.2	感度係数	107
4.2.3	共分散	110
4.3	結果と考察	114
4.3.1	β_{eff} の実験の解析	114
4.3.2	遅発中性子収率の β_{eff} への感度係数	117
4.3.3	β_{eff} の計算値の共分散	120
4.3.4	遅発中性子収率の評価	121
4.4	まとめ	129
	参考文献	132
第5章	実効遅発中性子割合 β_{eff} の利用	136
5.1	反応度値測定実験の方法	137
5.1.1	^{237}Np サンプル	137
5.1.2	実験炉心と実験機器	137
5.1.3	測定手法	141
5.2	反応度値の解析に用いた核反応データと計算方法	148
5.2.1	サンプル反応度値	148

5.2.2	実効遅発中性子割合 β_{eff}	148
5.2.3	JENDL-3.3 核データと β_{eff} に起因するサンプル反応度価値 の不確かさ	149
5.3	結果と考察	152
5.3.1	測定結果	152
5.3.2	解析結果	153
5.4	まとめ	157
	参考文献	159
第 6 章	結論	162
	謝辞	168
付録 A	高速炉臨界実験装置 MASURCA における β_{eff} のベンチマーク実験炉 心の概要	170
A.1	MASURCA の概要	170
A.2	β_{eff} のベンチマーク実験炉心の概要	170
	参考文献	171
付録 B	実効遅発中性子割合 β_{eff} の測定手法	174
B.1	Rossi- α 法	174
B.2	Nelson 数法	175
B.3	改良 Bennett 法	177
B.4	炉雑音法	179
	参考文献	182
付録 C	FCA の β_{eff} 測定における F_i , F_r , D_ν 及び D_S の半実験値評価のた めの空間分布の補正係数	183
C.1	核分裂率と核分裂中性子発生数の空間分布の補正係数	183
C.2	核分裂インポートランスの空間分布の補正係数	186
付録 D	軽水臨界実験装置 TCA における置換法による β_{eff} の測定とその解析 の概要	193

D.1	TCA の概要	193
D.2	置換法による β_{eff} の測定の概要	194
D.2.1	測定原理	194
D.2.2	測定と測定結果の再評価の概要	195
D.3	β_{eff} の実験解析の概要	196
	参考文献	197
	発表論文一覧	198

表目次

1.1	修正中性子源増倍法による高速炉臨界実験装置の制御棒反応度価値測定結果の不確かさの内訳	5
3.1	FCA 炉心の主要な特徴	24
3.2	FCA 炉心における β_{eff} と全核分裂率の領域別の寄与割合	28
3.3	FCA 炉心の主要な領域の均質原子数密度	30
3.4	核分裂箔の仕様	49
3.5	核分裂計数管電着膜の仕様	49
3.6	標準熱中性子場における ^{235}U 核分裂率の測定値と基準値の比較	57
3.7	標準熱中性子場における ^{235}U 核分裂率の測定値と基準値の不確かさの内訳	57
3.8	FCA 炉心中心における主要な核種ごとの燃料セル平均の核分裂率	61
3.9	FCA 炉心中心における燃料の核分裂率 F_{center}	62
3.10	FCA 炉心の中心における ^{252}Cf 中性子源の見かけの反応度価値 $\Delta\rho_{Cf}$ と核分裂率 F_{center} の積の測定結果	63
3.11	摂動分母 F_i の半実験値とこれに対する領域別の寄与	64
3.12	FCA 炉心における ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff}	65
3.13	FCA 炉心における ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff} の実験値の不確かさの内訳	65
3.14	核分裂の積分値 F_r の半実験値とこれに対する領域別の寄与	69
3.15	Diven 因子 D_ν と空間補正因子 D_S の半実験値	72
3.16	FCA 炉心における共分散対平均法による β_{eff}	73
3.17	FCA 炉心における共分散対平均法による β_{eff} の不確かさの内訳	73
3.18	MASURCA 炉心の中心における ^{252}Cf 中性子源の見かけの反応度価値 $\Delta\rho_{Cf}$ と核分裂率 F_{center} の積の測定結果	76
3.19	MASURCA 炉心における ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff}	77

3.20	MASURCA 炉心における ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff} の実験値の不確かさの内訳	77
3.21	各 β_{eff} 測定手法において用いられる主要なパラメータ	81
3.22	各測定手法による β_{eff}	83
3.23	FCA 炉心における β_{eff} 測定値間の相関係数	84
3.24	MASURCA 炉心における β_{eff} 測定値間の相関係数	85
3.25	β_{eff} 測定結果の推奨値	85
4.1	β_{eff} 実験炉心の主要な特徴	94
4.2	核データに起因する β_{eff} の不確かさを算出する際において考慮に入れた核データ	111
4.3	JENDL-3.2 における遅発中性子収率の不確かさ (標準偏差) と相関係数	111
4.4	JENDL-3.2 による β_{eff} 実験の解析結果	114
4.5	評価済み核データ間で炉定数セットを替えての β_{eff} 実験の解析結果 (C/E)	115
4.6	評価済み核データ間で遅発中性子収率を替えての β_{eff} 実験の解析結果 (C/E)	116
4.7	β_{eff} 計算値の不確かさの評価結果の比較	121
4.8	調整を行う前後での遅発中性子収率の比較	122
4.9	調整前後の遅発中性子収率による β_{eff} の C/E の比較	124
4.10	調整によって得られた遅発中性子収率の間の相関係数	126
5.1	実験炉心の主要な特徴	138
5.2	TCA 炉心における鉛直方向の外挿距離 λ	143
5.3	実効水位, サンプルの実効中心及びサンプル位置	144
5.4	^{237}Np サンプル反応度値の測定結果と解析結果	152
5.5	^{237}Np サンプル反応度値 $\Delta\rho^{mx}$ の測定の不確かさの内訳	153
5.6	遅発中性子収率間での実効遅発中性子割合 β_{eff} の比較	154
5.7	異なる遅発中性子収率を基にした β_{eff} 間での ^{237}Np サンプル反応度値の C/E の比較	156
A.1	MASURCA 炉心の各領域の均質原子数密度	173

C.1 FCA 炉心において核分裂率分布測定を実施した方向と場所 184

目 次

1.1	研究の目的と過程	6
2.1	JENDL-3.2 に格納されている主要核種の遅発中性子収率	10
2.2	正の反応度 ρ を原子炉に印加した後の中性子数の変化の様子	15
2.3	負の反応度 ρ を原子炉に印加した後の中性子数の変化の様子	16
2.4	主要な核種の遅発中性子収率の評価結果間の比較	18
3.1	FCA 鳥瞰図, 燃料引出しと模擬物質板	23
3.2	FCA XIX-1 炉心断面図(固定側集合体)	25
3.3	FCA XIX-2 炉心断面図(固定側集合体)	25
3.4	FCA XIX-3 炉心断面図(固定側集合体)	26
3.5	FCA 炉心円筒モデル	26
3.6	FCA 炉心の主要な領域の単位燃料セル内の物質板配置	27
3.7	FCA と MASURCA の炉心中心の中性子スペクトル	29
3.8	FCA と MASURCA の 5 つの炉心の β_{eff} に対する核種別寄与割合	29
3.9	核分裂計数管の構造(断面図)	50
3.10	濃縮ウラン箔の核分裂生成物からの γ 線計数の時間減衰の様子	52
3.11	濃縮ウラン核分裂計数管の出力パルスの波高分布	53
3.12	KUR 重水設備での核分裂計数管の実験配置	54
3.13	^{252}Cf 中性子源の見かけの反応度値の測定例(モニターは M4)	60
3.14	FCA 炉心における共分散対平均の時間ゲート幅依存性	67
3.15	炉出力レベルモニターの計数率の逆数対制御棒反応度値のプロットの例(XIX-1 炉心, モニターは M6)	68
3.16	各手法による β_{eff} 測定値の β_{eff} 平均値からの残差	86
4.1	高速炉系の解析システム EXPARAM による β_{eff} 計算の流れ	99
4.2	FCA 炉心の燃料セル	101

4.3	TCA 炉心の燃料セル	101
4.4	MASURCA 炉心の燃料セル	102
4.5	遅発中性子収率のエネルギー依存性の模式図	110
4.6	70 エネルギー群構造の遅発中性子収率 ν_{dg}^j の β_{eff} への感度係数 $S_{\nu_{dg}^j}^{\beta_{eff}}$	118
4.7	JENDL-3.2 の各エネルギー点の遅発中性子収率 ν_{dA}^j の ν_{dg}^j への感度係数 $S_{\nu_{dA}^j}^{\nu_{dg}^j}$	118
4.8	ν_{dA}^j の β_{eff} への感度係数 $S_{\nu_{dA}^j}^{\beta_{eff}}$	119
4.9	調整前の JENDL-3.2 遅発中性子収率を用いた β_{eff} の計算値の分散とその内訳	120
4.10	調整後の遅発中性子収率と JENDL-3.2 , ENDF/B-VI , JEF-2.2 の遅発中性子収率の比較	123
4.11	調整前後の遅発中性子収率の間での β_{eff} の分散とその内訳の比較	125
4.12	調整後の遅発中性子収率と JENDL-3.3 の遅発中性子収率の比較	127
5.1	^{237}Np サンプルとアルミニウム製収納容器の断面図	138
5.2	2 領域炉心	140
5.3	1 領域炉心	141
5.4	3 つの TCA 炉心: 0.56S , 1.42S , 3.00U の炉心中心における ^{237}Np の (n, γ) 反応のエネルギー成分の比較	142
5.5	サンプル反応度価値の鉛直方向に分布とコサイン関数の 2 乗による分布のフィッティングの例	143
5.6	TCA 1.42S 炉心における鉛直方向の幾何学的バックリングと反応度の関係	146
5.7	^{237}Np の (n, γ) 反応断面積の不確かさ (標準偏差)	150
5.8	^{237}Np の (n, γ) 反応断面積の相関係数	151
5.9	サンプル反応度価値の C/E の分散の内訳	155
5.10	遅発中性子データ以外の核データに起因するサンプル反応度価値の分散の内訳	155
5.11	^{237}Np サンプル反応度価値の解析結果	155
A.1	MASURCA R2 炉心断面図	171
A.2	MASURCA ZONA2 炉心断面図	172

A.3	MASURCA 炉心の燃料セル	172
C.1	FCA XIX-1 炉心における ^{235}U 核分裂率分布の C/E(1)	187
C.2	FCA XIX-1 炉心における ^{235}U 核分裂率分布の C/E(2)	188
C.3	FCA XIX-2 炉心における核分裂率 (^{239}Pu と ^{238}U の合計) の分布の C/E	189
C.4	FCA XIX-3 炉心における ^{239}Pu 核分裂率分布の C/E	190
C.5	FCA XIX-1 炉心における ^{252}Cf 核分裂インポートランス分布の C/E	191
C.6	FCA XIX-2 炉心における ^{252}Cf 核分裂インポートランス分布の C/E	191
C.7	FCA XIX-3 炉心における ^{252}Cf 核分裂インポートランス分布の C/E	192
D.1	TCA 1.83U 円筒炉心の燃料棒配置	196

第1章 序論

1.1 研究の背景

我が国で最初の原子力発電が行われてから46年が経過した。化石燃料資源に恵まれず、そのほとんどを輸入に頼る我が国では、現在、原子力発電の総発電量に占める割合は3割にも達する。近年の化石燃料資源の国家間の獲得競争、原油価格の大きな変動及び化石燃料の使用による地球温暖化問題から、原子力は我が国の基幹エネルギーとして重要度を増しつつある。このため、資源を有効利用し、環境負荷が少なく、経済性や安全性を一層向上させた、革新的な原子炉システムの研究開発が進められている。このような原子炉の設計に用いる核反応データや計算コードの精度を検証してそれらの改良に資するために、臨界実験装置に模擬炉心を構築して、臨界量、制御棒反応度価値や核反応率等の種々の原子炉物理量を測定し、これを解析する研究が行われている。

原子炉の中では、ウラン (^{235}U と ^{238}U) やプルトニウム (主として ^{239}Pu) が中性子を吸収して核分裂反応を起こすと、反応直後 (反応後 10^{-14} 秒程度) に核分裂生成物と複数個の核分裂中性子、すなわち即発中性子を放出する。これら中性子は減速・拡散の後、ウランやプルトニウムに再び吸収されて核分裂を起こし、次の世代の中性子が発生する。原子炉の中では、このような中性子の世代の繰り返し、すなわち、核分裂連鎖反応が起こっている。

即発中性子以外に、いくつかの核分裂生成物の崩壊とともに少数の中性子が放出される。即発中性子と異なり、これら崩壊とともに放出される中性子の主なものは核分裂後に秒のオーダーの時間遅れを持って発生することから、遅発中性子と呼ばれる。原子炉では、即発中性子と遅発中性子がともに連鎖反応に寄与して臨界を保つ。従って、少数ではあるが遅発中性子の寄与により、中性子の世代間の平均的な時間、すなわち、連鎖反応の間隔が長くなる。これにより、原子炉に少々の外乱が加わって臨界状態を逸脱しても、その後の原子炉出力の時間応答は緩やかであり、原子炉は制御可能となる。

遅発中性子発生数の全中性子発生数に対する実効的な割合として定義される実効遅発中性子割合は β_{eff} と呼ばれ、原子炉内の中性子数の時間変化を記述する方程式における重要なパラメータとして、また制御棒価値等の反応度効果の計算値(単位 $[\Delta k/kk']$)を測定値(単位 [ドル])と比較する際の単位変換係数として重要な役割を持つ。原子炉の設計計算や、計算コードの精度検証のための原子炉物理実験の解析においては、評価済み核データライブラリー中に与えられている核分裂当たりの遅発中性子の発生数(遅発中性子収率)を用いて β_{eff} を計算により求める。このため、計算による β_{eff} の予測精度は遅発中性子収率の精度に支配される。近年、 β_{eff} の予測精度やその基となる主要核種の遅発中性子収率の精度の検証と向上が、原子炉物理や核反応データ評価における国際的な課題として注目を集めるようになって来た。これは以下の理由による。

評価済み核データの基となる微分的な核データ測定の面から見ると、主要核種においても、遅発中性子収率の系統的な測定例は、核分裂断面積や即発中性子等に比べて少なく、測定者間で結果のばらつきが大きい。この一因は、遅発中性子の収率が即発中性子の収率よりも2桁ほど小さなために測定が困難なことにある。このため、核データの測定結果に基づく評価済み核データファイル間においても、遅発中性子収率には大きな相違がある。

評価済み核データを検証するための臨界実験装置を用いた積分的な測定の面から見ると以下のとおりである。臨界量、制御棒反応度価値、主要な核種の核反応率等に関しては多くの測定例やその解析結果がある。このため、これら原子炉物理量に寄与する主要な核反応データに関しては、精度検証が近年著しく進みつつある。これに加えて、これら原子炉物理量の計算による予測精度向上のための核反応データ自体へのフィードバックも進みつつある。しかし、 β_{eff} に関しては系統的な測定例が少ない。このため、 β_{eff} の予測精度の基となる遅発中性子収率の精度の検証も、他の主要な核反応データに比べて満足できるレベルでは無い。

このような背景より、臨界実験装置に燃料組成が系統的に異なる炉心を構築し、そこで、国際協力の基に β_{eff} を精度良く測定し、遅発中性子収率の精度の検証と向上に用いることができる信頼性の高い β_{eff} ベンチマーク実験データベースを作成しようという動きが出て来た。これは、1988年に経済協力開発機構原子力開発機関(OECD Nuclear Energy Agency, 以下、OECD/NEA と略す)の原子炉物理委員会(Committee

on Reactor Physics , 以下 , CRP と略す) において , フランスの原子力庁 (Commissariat à l'Énergie Atomique , 以下 , CEA と略す) が , 同組織保有の高速炉臨界実験装置 Maquette Surgénérateur Cadarache(以下 , MASURCA と略す) を用いた国際協力による β_{eff} ベンチマーク実験の計画を提案し , この計画が同委員会に承認されたことにより , 具体的なものとなった。この実験計画は , OECD/NEA における CRP の後継組織である原子力科学委員会 (Nuclear Science Committee , 以下 , NSC と略す) 傘下の核データ評価に係る国際ワーキングパーティのサブグループ 6(Working Party on Evaluation Cooperation Sub Group 6 , 以下 , WPEC/SG6 と略す) における国際的な遅発中性子核データ評価活動の一部としても承認された。^[1]

ところで , 多くの炉心での測定例が有る他の原子炉物理量では , 例えば , 実験と計算の結果がそれらの不確かさから説明できないほど大きく異なる場合には , 統計的な判断によって測定結果の棄却を行うことも可能となる。すなわち , 対象とする原子炉物理量の計算による予測精度の評価に用いるに当たって , 個々の測定結果の当該予測精度評価に対する寄与は大きくはない。しかし , β_{eff} に関しては , それほど多くの炉心で測定が行われないことから , 個々の炉心での測定結果の寄与が大きくなる。このために , 本実験の測定結果には高い信頼性が求められた。

一方 , これまで β_{eff} には , 後の章や付録で論ずるように , いくつかの異なる原理による測定法が提案されているが , とりわけ , プルトニウム燃料を装荷した炉心においては , いずれの手法も β_{eff} を直接測定することはできず , 複数の測定量を組み合わせた間接測定により β_{eff} を得る^a。従って , この β_{eff} ベンチマーク実験では , 異なる測定手法間で得られた β_{eff} を相互比較し , その結果から高い信頼性の実験データを取得することを目的とした。このため , 平成 5 年度に , 筆者が当時所属していた旧日本原子力研究所 (Japan Atomic Energy Research Institute , 以下 , JAERI と略す)^b を含む 4 カ国 4 機関がこのベンチマーク実験に参加して , それぞれの手法で β_{eff} の測定を実施した。

MASURCA では , 燃料組成が異なる 2 つの炉心で β_{eff} の測定が実施された。しかしながら , β_{eff} を基にして主要 3 核種である ^{235}U , ^{238}U 及び ^{239}Pu の遅発中性子収率を評

^a本論文に示す一連の実験終了後に , β_{eff} を直接測定する手法が発表された。しかしながら , この手法は中性子相関測定法の一種である Rossi- α 法に基づくことから , ウラン燃料を装荷した炉心にのみ適しており , 自発核分裂中性子を多く発生するプルトニウム燃料を装荷した炉心におけるこの手法による β_{eff} 測定の実績は無い。

^b平成 17 年 10 月 1 日に , 特殊法人であった旧日本原子力研究所と旧核燃料サイクル機構は統合して独立行政法人日本原子力研究開発機構が発足した。

価するには、燃料組成をより広範囲に変化させた炉心での β_{eff} 測定データが必要であることから、旧 JAERI が、同組織保有の高速炉臨界実験装置 Fast Critical Assembly(以下、FCA と略す)を用いて MASURCA 実験を補完し、遅発中性子収率の評価に必要な β_{eff} を測定する国際ベンチマーク実験の計画を平成 6 年度に NSC に提案し、この計画は同委員会に承認された。この実験計画は、MASURCA 実験に引き続き WPEC/SG6 の活動の一部としても承認された。^[1] 平成 7~9 年度に、MASURCA 実験を上回る 5 カ国 6 機関がこの実験に参加して、それぞれの手法で β_{eff} を測定した。

前述のように、 β_{eff} は原子炉の制御棒反応度価値やボイド反応度効果といった原子炉の安全性に関わる反応度効果の実験と計算の比較において単位変換係数として重要な役割を担っていることから、FCA における β_{eff} ベンチマーク実験と β_{eff} の予測精度の向上に関する研究は、我が国の原子力安全委員会で策定された原子力施設等安全研究年次計画(平成 8~12 年度)のなかでも研究課題として取り上げられた。^[2]

これまでに述べた単位変換係数として β_{eff} が重要な役割を持つ一例として、臨界実験装置における少量サンプルの反応度価値の測定結果の解析がある。マイナーアクチノイドのように多量の物質を用意することが困難であり、少量のサンプルのみ利用可能な場合は、そのサンプルを炉心に出し入れすることによる反応度価値の測定と解析からサンプル核種の断面積の検証を行うことができる。例えば、原子力開発の初期においては、吸収物質の 1 群断面積をその物質のサンプルの反応度価値から評価していたこともある。^[3]

^{237}Np は、長半減期マイナーアクチノイド核種の中では、軽水炉の燃焼後取り出し燃料中に最も多く生成される核種である。同核種を新燃料に添加する革新的な原子炉概念が近年創出されて来ており、そのような革新炉の設計においては、同核種の核反応データは重要である。しかしながら、熱から共鳴エネルギー領域において、 ^{237}Np の核反応データを検証するための積分実験データは不足しており、熱中性子臨界実験装置で同核種のサンプルの反応度価値を測定できれば、そのようなデータとして有効利用できる。その解析においては、測定値(単位 [ドル])と計算値(単位 [$\Delta k/k'$])を比較する際の単位変換係数として β_{eff} が必要となる。このような解析に適用することにより、本研究で評価する遅発中性子収率の有効性を示すことができる。

1.2 研究の目的

前節で述べた背景の下に、以下の2つの目的のために本研究を行った。その過程を図 1.1 に示す。

第1の目的は、 β_{eff} ベンチマーク実験データベースの作成にある。これは、前述のように、OECD/NEA/NSCにおける WPEC/SG6の活動^[1]にも寄与するものである。

第2の目的は、この β_{eff} 実験データを利用することによって、主要核種である²³⁵U、²³⁸U及び²³⁹Puの遅発中性子収率に改良を行い、その精度を向上して、計算による β_{eff} の予測精度を向上することである。従来、 β_{eff} には、 $\pm 5\sim 10\%$ の不確かさが見込まれて来た。本研究では、この不確かさを $\pm 3\%$ まで低減することを目的とする。

反応度測定の一例として、高速炉臨界実験装置において、修正中性子源増倍法という一般的な測定法による制御棒反応度値の測定を挙げる。ここでは、[ドル]単位で得られた制御棒値の測定結果に β_{eff} を乗じて $[\Delta k/kk']$ 単位に変換して計算結果と比較するものとする。この場合、この測定結果の不確かさの内訳を表 1.1 に示す。

従来の β_{eff} を用いると、 $[\Delta k/kk']$ 単位の制御棒値に対して β_{eff} の不確かさの寄与が支配的であり、制御棒値の不確かさは $\pm 5.3\sim 10\%$ に達する。従って、仮に、制御棒値の計算結果が実験結果に良く一致したとしても、基準となる実験結果には上記の大きな不確かさがあり、制御棒値の計算結果の不確かさをこの基準の不確かさよりも低減することはできない。 β_{eff} の不確かさを目標である $\pm 3\%$ まで低減できれば、この基準の不確かさを従来の $1/2\sim 1/3$ である $\pm 3.4\%$ まで低減することができる。これに伴い、制御棒値の計算結果の不確かさも従来の $1/2\sim 1/3$ まで低減し、その分、制御棒設計の裕度を低減することが期待できる。

表 1.1 修正中性子源増倍法による高速炉臨界実験装置の制御棒反応度値測定結果の不確かさの内訳

項目	従来	目標
基準反応度 [ドル]	1%	1%
計数率	0.5%	0.5%
補正係数	1%	1%
β_{eff}	5~10%	3%
制御棒値 $[\Delta k/kk']$	5.3%~10%	3.4%

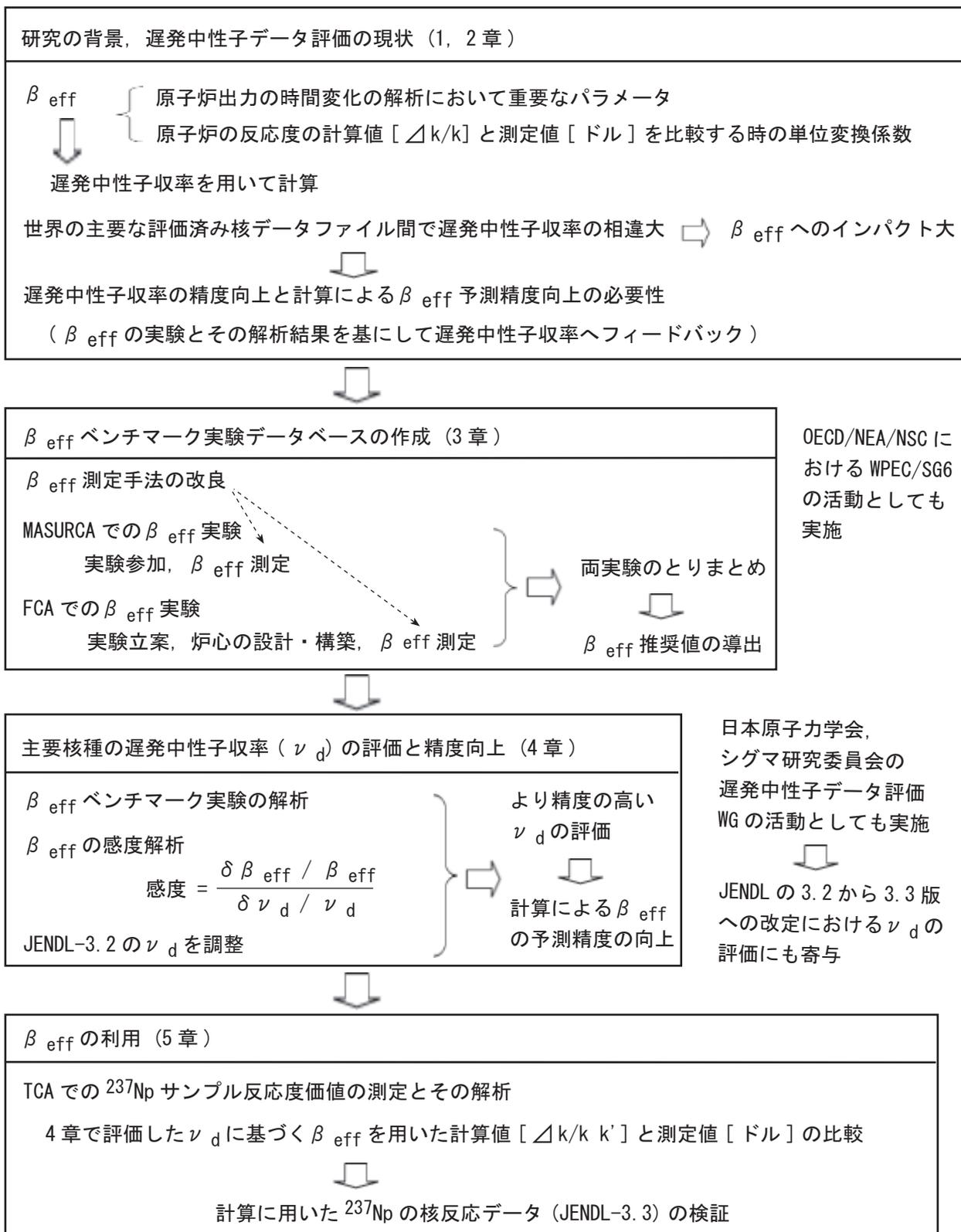


図 1.1 研究の目的と過程

遅発中性子収率の改良は、当時、日本原子力学会のシグマ研究委員会の下に設けられた遅発中性子データワーキンググループの活動に寄与するものとしても実施した。^[4] すなわち、我が国の評価済み核データライブラリー Japanese Evaluated Nuclear Data Library(以下、JENDL と略す)の 3.2 版から 3.3 版への改訂作業において、本研究の遅発中性子収率の評価結果を積分実験側からの遅発中性子収率の推奨値として核データの評価者側に提示するためにも実施した。

第 1 の目的を達成するために、MASURCA における第 1 期のベンチマーク実験に参加して β_{eff} を測定した。FCA における第 2 期のベンチマーク実験においては、実験炉心を立案、設計、構築して β_{eff} を測定した。FCA では、MASURCA 実験での 2 つの炉心の燃料組成を考慮に入れて、主要核種の遅発中性子収率の評価に適するように燃料組成をより広範囲にかつ系統的に変化させた 3 つの炉心を構築して、ベンチマーク実験に用いた。さらに、これら両実験において、参加した全ての機関の測定結果を取りまとめて β_{eff} の推奨値を導出することにより、高い信頼性の β_{eff} ベンチマーク実験データベースを作成して行く。

第 2 の目的を達成するために、 β_{eff} の実験データを解析し、その結果を基にして、「炉定数調整法」を JENDL3.2 の遅発中性子収率に適用することにより、主要 3 核種の遅発中性子収率の改良を行った。すなわち、同法により、 β_{eff} の計算値が実験値により良く一致するように調整を加えた収率とその精度を評価する。この炉定数調整法は、微分的な測定データのみを用いては、なかなか核データの精度が向上しない場合に、積分データの情報も用いて対象とする核データを真値に近づける核データ改良法と見ることができる。

ところが、例えば、ある手法による β_{eff} の測定で系統誤差を見落としていたり、 β_{eff} の計算において、実験を実施した炉心に固有な系統誤差を見落としていたりすると、遅発中性子収率を改良した結果に、そのような系統誤差の影響が含まれてしまう。すなわち、同収率を改良した結果が β_{eff} の測定手法や実験を実施した炉心に依存してしまうことがある。[°] 本研究では、そのような影響を可能な限り取り除くために、前述のように、MASURCA と FCA という独立でかつ燃料要素の形状も異なる 2 つの臨界実験装置 (MASURCA はピン状燃料、FCA は板状燃料) において実験を実施したり、原理の異なる種々の手法で測定された β_{eff} から評価したその推奨値を解析に用いた

[°]もちろん、遅発中性子収率の微分測定においても、測定結果が系統誤差の影響を受けることはある。

りする工夫を行って行く。

さらに、遅発中性子収率の推奨値とこれに基づく β_{eff} の有効利用として、日本原子力研究開発機構 (Japan Atomic Energy Agency, 以下, JAEA と略す) の軽水臨界実験装置 (Tank Type Critical Assembly, 以下, TCA と略す) において、 ^{237}Np のサンプル反応度値を測定し、その解析より、熱から共鳴エネルギー領域における ^{237}Np の核反応データの検証を行う。

1.3 論文の構成

本論文は6つの章より構成される。本章では研究の背景と目的について述べた。第2章では、 β_{eff} が原子炉出力の時間挙動の解析や反応度の単位変換において重要な役割を持つことを論じる。さらに、遅発中性子収率がどのような形で β_{eff} の計算に用いられているかを示し、主要な核種に関して、遅発中性子収率の評価の現状を整理する。

第3章以降では以下の研究成果について論じる。第3章では、 β_{eff} 測定手法の改良点やFCAとMASURCAにおける β_{eff} ベンチマーク実験と、これによる実験データベース作成の成果について論じる。第4章では、 β_{eff} 実験の解析とこの解析結果を用いて行った主要核種の遅発中性子収率の評価の成果について論じる。第5章では、 β_{eff} の有効利用として、TCAにおいて実施した ^{237}Np のサンプル反応度値の測定とその解析の成果について論じる。第6章では、本研究で得られた成果を総括する。

参考文献

- [1] *Delayed Neutron Data for the Major Actinides*, International Evaluation Cooperation, Volume 6, NEA/WPEC-6, Nuclear Energy Agency, OECD (2002).
- [2] 原子力安全委員会：原子力施設等安全研究年次計画 (平成8年度～平成12年度).
- [3] (例えば) 伏見康治 編集, 実験物理学講座 29 原子炉, 283, 共立出版株式会社 (1972).
- [4] T. Yoshida, S. Okajima, T. Sakurai, K. Nakajima, T. Yamane *et al.*, “Evaluation of delayed neutron data for JENDL-3.3,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, Supplement 2, 136 (2002).

第2章 実効遅発中性子割合 β_{eff} と遅発中性子収率の評価の現状

本章では、核分裂の結果、遅発中性子が発生する過程と、原子炉物理の計算で用いられる評価済み核データファイル中の遅発中性子の核反応データを示す(2.1節)。原子炉内の中性子数の時間変化を記述する一点炉動特性方程式を示し、そのパラメータである β_{eff} が中性子数の時間変化の解析において、また反応度の単位変換係数として重要な役割を持つことを解説する(2.2節)。3章以降で論じるように、 β_{eff} の測定原理はこの一点炉動特性方程式を基に導かれる。さらに、 β_{eff} を計算する上で最も重要な核反応データである主要核種 (^{235}U 、 ^{238}U 及び ^{239}Pu) の遅発中性子収率に関して、主要な核データファイル間での相違とその β_{eff} への影響について整理する(2.3節)。

2.1 遅発中性子の発生と遅発中性子の核反応データ

核分裂による生成物として不安定核が生成される。これら不安定核は安定核に比べて中性子が過剰であり、大きな β^- 崩壊のエネルギー (Q_{β}) を持ち、娘核またはその励起状態に崩壊する。娘核の中性子分離エネルギー (S_n) が Q_{β^-} よりも小さい時、このエネルギー S_n 以上の励起状態にある娘核は、さらに中性子を放出して崩壊することが可能となる。娘核による中性子放出は親核の半減期よりもかなり短時間で起こる。従って、この中性子、すなわち遅発中性子は、 β^- 崩壊する親核、すなわち遅発中性子先行核 (delayed neutron precursor) の半減期で娘核から放出される。^[1] このように、核分裂後に遅発中性子が放出されることは、1939年に Roberts らにより観測され、^[2] 上記の遅発中性子の放出機構は、これとほぼ同年代に Bohr らにより説明された。

これまでに遅発中性子先行核としておおよそ 271 核種が知られている。^[3] そのうち主なものは $^{87-91}\text{Br}$ 、 $^{137-139}\text{I}$ 、 $^{93-96}\text{Rb}$ 、 ^{98}Y の 13 核種であるとされている。これら 13 核種の半減期は約 0.2 秒 (^{96}Rb) から約 56 秒 (^{87}Br) の範囲にある。すなわち、遅発中性子の大部分は、核分裂後に秒オーダーの半減期で発生する。

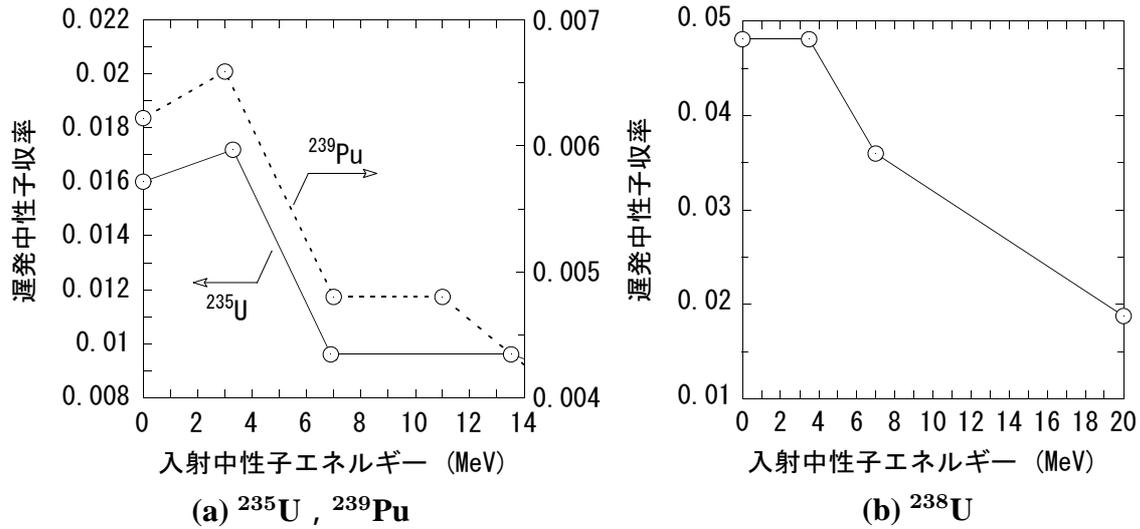


図 2.1 JENDL-3.2 に格納されている主要核種の遅発中性子収率

原子炉物理の計算で用いる評価済み核データファイルでは、通常、半減期が近い先行核をまとめることにより、多数の先行核を6つにグループ分け^aして考える。^[4]これにより、遅発中性子発生数の時間減衰の様子は、それぞれ異なる時定数と振幅を持つ6つの時間減衰の重ね合わせとして考える。1つ1つの時間減衰は指数関数で表す。評価済み核データファイルに格納されている遅発中性子データは、原子核への入射中性子エネルギー E に依存する遅発中性子収率 $\nu_d(E)$ 、発生した遅発中性子の上記の6グループへの配分割合 a_i 、(ただし $\sum_{i=1}^6 a_i = 1$ と規格されている。)、各グループの減衰定数 λ_i 、各グループの遅発中性子放出エネルギースペクトル $\chi_i(E)$ (ただし $\int dE \chi_i(E) = 1$ と規格化されている。) である。

これらのうち、 β_{eff} の計算において最も重要な収率に関して、評価済み核データファイル JENDL-3.2^[5] に格納されている主要核種のデータを図 2.1 に示す。いずれの核種も、0.0253[eV]、およそ 3[MeV] と 7[MeV] 及びこれらよりエネルギーが高い1点または2点で収率が与えられている。これらのエネルギー点の間では、収率の入射中性子エネルギー依存性は図のような直線内挿で表現される。

いずれの核種も、3[MeV] より高いエネルギーにおいて、エネルギーの増加とともに収率が小さくなる。これは以下の理由による。^[6] このような高いエネルギーの中性子が入射することにより形成される複合核は、中性子を1個または2個放出してより

^a近年、先行核を8つのグループに分ける試みもあるが、本論文では、従来どおりの6つのグループ分けに基づいて議論を行う。

中性子の数が少ない核に変換した後に核分裂を起こすことが知られている。このように、核分裂前に放出される中性子の数と中性子を放出する確率は、入射中性子エネルギーが高くなるとともに大きくなる。さらに、中性子放出後に実際に核分裂を起こす核の遅発中性子収率がもとの核よりも小さなためである。また、 ^{239}Pu と ^{235}U では、およそ 3[MeV] で遅発中性子収率が最大値をとり、入射中性子エネルギーが低くなるに従って同収率は小さくなる。これは、低エネルギー側での同収率の測定データのエネルギー依存性を反映したものであり、上述の高エネルギー側でのエネルギー依存性のような明確な理論的裏づけは無い。JENDL 以外の評価済み核データファイルでは、遅発中性子収率には、低エネルギー側でこのようなエネルギー依存性を持たせていない場合もある。

2.2 β_{eff} とその重要性

原子炉内の中性子の総数 $N(t)$ の時間変化は、一点炉動特性方程式：

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta_{eff}}{\Lambda} N(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) + Q \quad (2.2.1)$$

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_{eff} i}{\Lambda} N(t) - \lambda_i C_i(t) \quad (i = 1, 2, \dots, 6) \quad (2.2.2)$$

で記述される。^[7] ここで、

ρ : 反応度 (実効増倍係数を K_{eff} とすると $(K_{eff} - 1)/K_{eff}$)

β_{eff} : 実効遅発中性子割合

Λ : 即発中性子寿命 [sec]

Q : 中性子源より発生する 1 秒当たりの「実効的な」総中性子数 [sec^{-1}]

$C_i(t)$: 第 i グループの遅発中性子先行核の「実効的な」総数

λ_i : 第 i グループの遅発中性子先行核の崩壊定数 [sec^{-1}]

である。ただし、 $N(t)$ は随伴中性子束 $\phi^\dagger(\mathbf{r}, E)$ ^b 重みとした中性子数である $\phi(\mathbf{r}, E, t) / v(E)$ ($\phi(\mathbf{r}, E, t)$ は中性子束、 $v(E)$ は中性子の速さ) の炉心内の総数、すなわち、

$$N(t) = \int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E, t) / v(E) \quad (2.2.3)$$

^b 中性子が原子炉内のどの位置 \mathbf{r} にどのエネルギー E で存在するかによって、その後、その中性子もたらす原子炉内の中性子数の増倍の様子が異なって来る。すなわち、中性子が存在する位置とエネルギーによって、その中性子の持つ重みが異なる。随伴中性子束はこのような中性子の重みであり、中性子インポートスとも呼ばれる。

である。 $\int dE$ と $\int d\mathbf{r}$ は、それぞれ、全エネルギー領域と全炉心領域に関する積分を示す。 β_{eff} の他に、 Λ と Q も後の第3章にて論ずる β_{eff} の測定原理の導出において重要な量である。これらは、臨界時の中性子束 $\phi_0(\mathbf{r}, E)$ 及び $\phi^\dagger(\mathbf{r}, E)$ により、

$$D_p = \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE' \chi_p^m(E') \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \int dE \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E) \\ + \sum_m \sum_i \int d\mathbf{r} \int dE' \chi_{d_i}^m(E') \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \\ \times \int dE a_i^m(E) \nu_d^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E) \quad (2.2.4)$$

で定義される D_p を用いて、

$$\beta_{eff\ i} = \frac{\sum_m \int d\mathbf{r} \int dE' \chi_{d_i}^m(E') \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \int dE a_i^m(E) \nu_d^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E)}{D_p} \quad (2.2.5)$$

$$\beta_{eff} = \sum_{i=1}^6 \beta_{eff\ i} \quad (2.2.6)$$

$$\Lambda = \frac{\int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E) / v(E)}{D_p} \quad (2.2.7)$$

$$Q = \int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) q(\mathbf{r}, E) \quad (2.2.8)$$

と表される。ここで、

$\nu_p^m(E)$: 入射中性子エネルギー E に依存する核種 m の即発中性子収率

$\chi_p^m(E)$: 核種 m の核分裂で発生する即発中性子のスペクトル

$\nu_d^m(E)$: 入射中性子エネルギー E に依存する核種 m の遅発中性子収率

$a_i^m(E)$: 核種 m の核分裂で発生する遅発中性子数の第 i グループへの配分割合 ($\sum_i a_i^m(E) = 1$ と規格化されている。)

$\chi_{d_i}^m(E)$: 核種 m の核分裂で発生する第 i グループの遅発中性子のスペクトル

$\Sigma_f^m(\mathbf{r}, E)$: 位置 \mathbf{r} に依存する核種 m の原子個数密度 $n^m(\mathbf{r})$ と位置 \mathbf{r} 及び入射中性子エネルギー E に依存する核種 m の実効的な微視的核分裂断面積 $\sigma^m(\mathbf{r}, E)$ の積、すなわち、 $\Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) = n^m(\mathbf{r})\sigma^m(\mathbf{r}, E)$ [cm^{-1}]

$q(\mathbf{r}, E)$: 中性子源から放出される中性子の位置と放出エネルギー分布 [sec^{-1}]

である。本論文では、臨界実験装置における実験と解析を扱うことから、断面積や原子炉の組成は時間に依存しないものとした。

(2.2.4) 式と (2.2.5) 及び (2.2.6) 式を比べると、 β_{eff} の分子は、 D_p より即発中性子に関する項を除いたものであることがわかる。従って β_{eff} は、

$$\beta_{eff} = \frac{D_p - \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE' \chi_p^m(E') \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \int dE \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E)}{D_p} \quad (2.2.9)$$

とも表すこともできる。この式は、後の 3.3.2 節において用いる。

D_p においては、 $\nu_d^m(E) \ll \nu_p^m(E)$ であることから、(2.2.4) 式において $\chi_{d_i}^m \cong \chi_p^m$ と近似しても、その効果は無視できるほど小さい。すなわち、通常、 $\nu^m(E) = \nu_p^m(E) + \nu_d^m(E)$ として

$$D_p \cong \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE' \chi_p^m(E') \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \int dE \nu^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E) \quad (2.2.10)$$

として計算を行う。さらに、核分裂を起こす核種間での平均的な核分裂スペクトル $\overline{\chi_p(E)}$ を用いれば、

$$D_p \cong \int d\mathbf{r} \int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \int dE \nu(E) \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E) \quad (2.2.11)$$

と近似できる。ここで、 $\nu(E) \Sigma_f(\mathbf{r}, E) = \sum_m \nu^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E)$ である。^c 炉心が 1 領域のみからなるような単純な構成の炉心では、このような D_p を用いても、精度上の問題は生じない。(2.2.4)、(2.2.5) 及び (2.2.6) 式より、 β_{eff} は、随伴中性子束で重みづけられた遅発中性子の発生数、すなわち実効的な遅発中性子の発生数と、実効的な全中性子の発生数の割合である。

遅発中性子を 1 グループで近似した一点炉動特性方程式

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta_{eff}}{\Lambda} N(t) + \lambda C(t) \quad (2.2.12)$$

$$\frac{dC(t)}{dt} = \frac{\beta_{eff}}{\Lambda} N(t) - \lambda C(t) \quad (2.2.13)$$

^c $\nu(E) \Sigma_f(\mathbf{r}, E)$ を $\nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E)$ と表記することもあり、後者は生成断面積と呼ぶ。

は容易に解析的に解くことができる。中性子源は無いものとした。 λ は遅発中性子先行核の平均的な崩壊定数であり、

$$\frac{1}{\lambda} = \sum_{i=1}^6 \frac{a_i}{\lambda_i} \quad (2.2.14)$$

として計算する。主要核種では、 λ はおおよそ $0.08[\text{sec}^{-1}]$ となる。その逆数は遅発中性子の先行核の平均的な寿命である。

$N(t)$ と $C(t)$ に関する上記の連立微分方程式は、ラプラス変換を用いて容易に解くことができる。^[8]ウランを燃料とする熱中性子炉では、 β_{eff} は $0.007\sim 0.008$ の値となり、 Λ は $1 \times 10^{-4} \sim 1 \times 10^{-5}[\text{sec}]$ の値となる。一方、プルトニウムを燃料とする高速炉では、 β_{eff} は $0.003\sim 0.004$ 、 Λ はおおよそ $1 \times 10^{-7}[\text{sec}]$ と小さな値となる。従って、 $\rho \simeq \beta_{eff}$ の近くを除けば、 $4\lambda\rho\Lambda \ll (\beta_{eff} - \rho + \lambda\Lambda)^2$ や $\lambda\Lambda \ll \beta_{eff} - \rho$ の条件が成り立つ。これらの基で、 $N(t)$ は、反応度 ρ を原子炉に印加する前の中性子数の初期値 $N(0)$ で規格化した形で、

$$\frac{N(t)}{N(0)} = \left[\frac{\beta_{eff}}{\beta_{eff} - \rho} \exp\left(\frac{\lambda\rho}{(\beta_{eff} - \rho)} t\right) + \frac{\rho}{\rho - \beta_{eff}} \exp\left(\frac{\rho - \beta_{eff}}{\Lambda} t\right) \right] \quad (2.2.15)$$

となる。^d

上記の λ と熱中性子炉での $\beta_{eff} = 0.008$ と $\Lambda = 1 \times 10^{-4}[\text{sec}]$ をこの式に代入して、正の反応度が瞬時に加わった後の中性子数の時間変化の様子を図2.2に示す。印加反応度 ρ は、 $0.001, 0.004, 0.007, 0.009[\Delta k/k]$ と順に大きくした。 ρ が β_{eff} より小さな場合は、中性子数の増加は緩やかであり、反応度印加後数秒経過しても中性子数は印加前と比べて、数倍 ~ 100 倍のオーダーで増加するに過ぎない。しかし、 ρ が β_{eff} より大きな $0.009[\Delta k/k]$ の場合は、反応度印加後1秒で中性子数は印加前の10万倍のオーダーまで増加する。

これは、 ρ が β_{eff} よりも小さな場合は、(2.2.15)式の第2項は負となり、その指数関数の時定数 $\Lambda/(\rho - \beta_{eff})$ も負であることから、第2項は中性子数が増加する方向には寄与せず、その寄与は時間経過とともに急速に減少する。したがって、中性子数が増加する様子は第1項に支配されるが、この項の指数関数の時定数 $(\beta_{eff} - \rho)/(\lambda\rho)$ は、例えば ρ が β_{eff} の1/2の場合は遅発中性子の平均的な寿命である $1/\lambda \cong 13[\text{sec}]$ となる。 ρ が大きくなっても β_{eff} の9割までの大きさであれば、この時定数は遅発中性子

^d $\rho = \beta_{eff}$ では、 $N(t)/N(0) = \exp(\beta_{eff}/\Lambda t)$ となる。

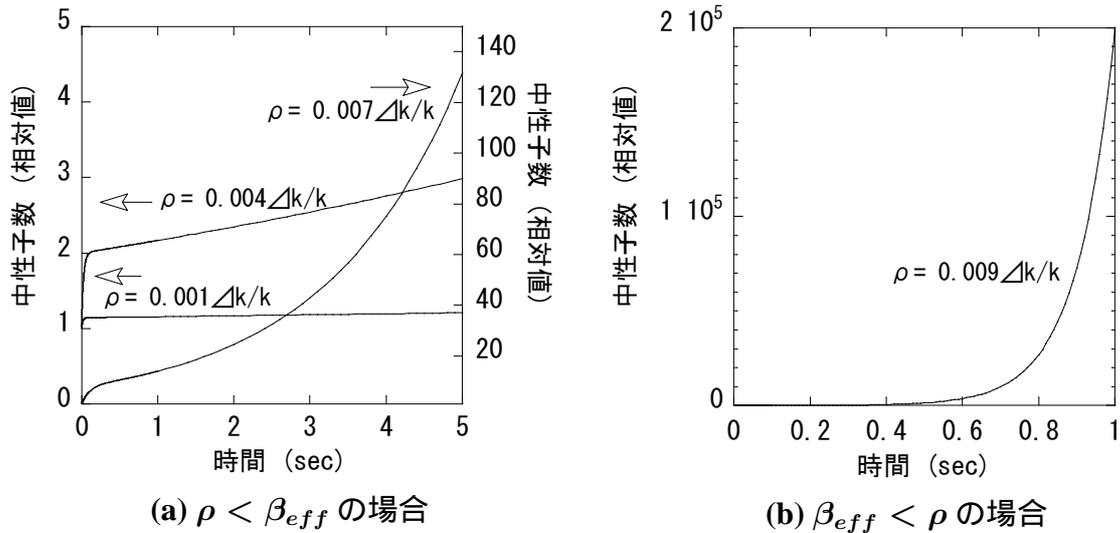


図 2.2 正の反応度 ρ を原子炉に印加した後の中性子数の変化の様子

先行核の平均的な寿命よりも 1桁小さくなるにすぎない。すなわち、 ρ が β_{eff} より小さな場合は、大部分の ρ の範囲で、中性子数の増加は遅発中性子先行核の寿命程度の時定数のオーダーで比較的緩やかに進む。 ρ が β_{eff} よりも大きな場合は、逆に、中性子数が増加する様子は第 2 項に支配される。例えば、 ρ が β_{eff} の 2 倍の場合は、この項の指数関数の時定数は $\Lambda/\beta_{eff} \cong 0.013[\text{sec}]$ と短くなり、中性子数は短い時間に著しく増加する。 ρ が β_{eff} より 1 割大きな場合でも時定数は $0.13[\text{sec}]$ と短い。このように ρ が β_{eff} より小さな時と大きな時で正の反応度印加後の中性子数の増加の様子が大きく異なる。 $\rho = \beta_{eff}$ の場合を即発臨界と呼ぶ。高速炉では、 β_{eff} と Λ が熱中性子炉に比べてともに小さくなるため、即発臨界となる反応度が熱中性子炉に比べて小さくなると同時に、即発臨界を超えた時の中性子数の増加の様子がより急激となる。このように、 β_{eff} は中性子数の時間変化の解析において重要なパラメータとなる。

次に、(2.2.15) 式を用いて反応度測定の一例を示す。制御棒落下等で原子炉にほぼ瞬時に負の反応度が加わり、時間とともに中性子数が減衰する場合を考える。指数関数の時定数は加わる反応度により異なり、第 1 項では、 $-\infty[\text{sec}]$ から $-1/\lambda \cong -13[\text{sec}]$ の値をとる。第 2 項では、 $-\Lambda/\beta_{eff} \cong -0.013[\text{sec}]$ から $0[\text{sec}]$ の間の値をとる。すなわち、どの大きさの負の反応度が加わっても第 2 項は第 1 項に比べて急速に減衰する。例えば、 $-0.004[\Delta k/k]$ の反応度が加わった場合の中性子数の時間変化の様子を図 2.3 に示す。おおよそ 0.04 秒までの間の中性子数の急速な低下は第 2 項の減衰に対

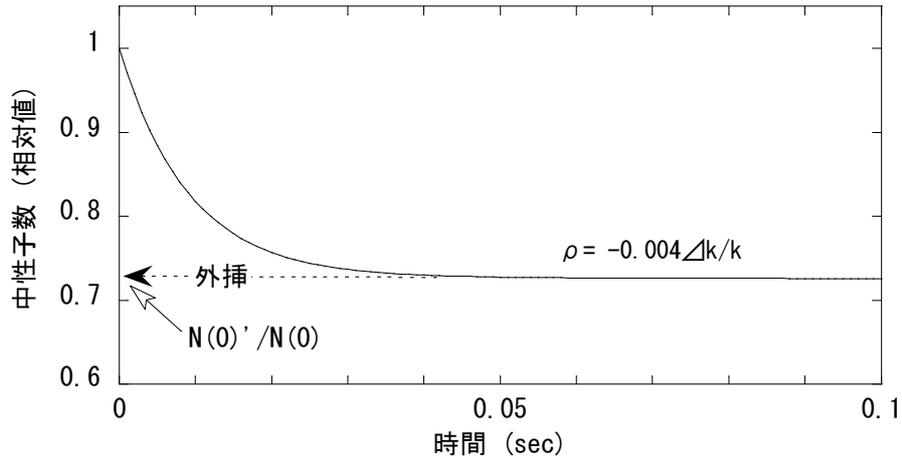


図 2.3 負の反応度 ρ を原子炉に印加した後の中性子数の変化の様子

応する。この後の中性子数の減衰は第 1 項に支配され、図の時間スケールでは非常に緩やかなものとなる。図に示したように、0.04 秒以降の時間減衰の様子を 0 秒まで外挿して得られる値 $N(0)'/N(0)$ は第 1 項の係数 $\beta_{eff}/(\beta_{eff} - \rho)$ となる。これより、 $\rho/\beta_{eff} = 1 - N(0)/N(0)'$ の形で反応度を求めることができる。ここで、 ρ/β_{eff} をドル単位の反応度と呼ぶ。

この例のように、一般的な反応度測定法では、ドル単位で反応度の測定を得る。一方、計算では $[\Delta k/k]$ 単位で反応度の計算結果を得る。したがって、計算結果を測定結果と比較するには、例えば、 $[\Delta k/k]$ 単位の計算結果を β_{eff} で除することによりドル単位の反応度に変換する必要がある。このように、 β_{eff} は反応度に関する計算結果を測定結果と比較する際の単位変換係数として重要な役割を持つ。

2.3 遅発中性子収率評価の現状

前節の(2.2.4)~(2.2.6)式より遅発中性子収率は β_{eff} の計算において主要な核反応データであり、遅発中性子収率の不確かさは β_{eff} の予測精度に直接的な影響を持つ。主要な核種である ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu に関して、我が国、米国及び欧州の評価済み核データファイルであるJENDL-3.2、ENDF/B-VI^[9]及びJEF-2.2^[10]の間での遅発中性子収率の比較を図2.4に示す。°同図には、これらに加えて、Keepin^[4]及びTuttle^[11]の評価結果も参考として併せて示す。Tuttleには、熱エネルギー点の他に、高速炉スペクトルと14[MeV]での評価値があるが、これらのうち、高速炉スペクトルでの値には評価のエネルギー点が併記されていないことから、ここでは、 ^{238}U の遅発中性子収率は2[MeV]に、その他の核種の同収率は100[KeV]にプロットした。

原子炉の計算では数[MeV]より低いエネルギーの中性子を取り扱うので、このような入射中性子エネルギー範囲での収率を比較する。主要なエネルギー範囲において、3つの核データファイル間で、 ^{235}U 及び ^{239}Pu では4%、 ^{238}U では9%に達する相違がある。核データの不確かさは、共分散データとして評価済み核データファイルに与えられる場合がある。これら3つの核データファイルでは、JENDL-3.2のみに遅発中性子収率の共分散データが整備されているので、これより、評価エネルギー点での同収率の不確かさを抜き出して図2.4に併せて示す。JENDL-3.2の遅発中性子収率の不確かさは、核データファイル間での遅発中性子収率の相違と同程度であることがわかる。

これら遅発中性子収率の評価では、収率の微分データの測定結果を取捨選択して、採用した測定結果間の平均をとることにより評価値を導出する。その過程では、評価者が既報の微分データの測定結果に独自に補正を実施した後に評価に用いることもある。さらに、測定結果のみを用いるのではなく、むしろ理論計算に近い方法で収率の評価値を求めることもある。評価者によって評価手法が異なったり評価に採用した測定結果が異なることから、核データファイル間で上記のような収率の相違が生じる。

濃縮ウランを用いる熱中性子炉では核分裂の大部分が ^{235}U により起きることから、 ^{235}U が β_{eff} に対して大部分の寄与を占める。したがって、 ^{235}U の遅発中性子収率が4%変わると β_{eff} も最大で4%程度変動する。プルトニウムとウランの混合酸化物燃

°本論文に示す一連の研究の後、我が国及び欧州では、JENDL-3.3とJEF-3が公開された。これら最新版の評価済み核データファイルにおける遅発中性子の収率は、本論文における収率の評価や β_{eff} の実験結果等を反映させたものである。さらに、ごく最近にはENDF/B-VIIが公開された。

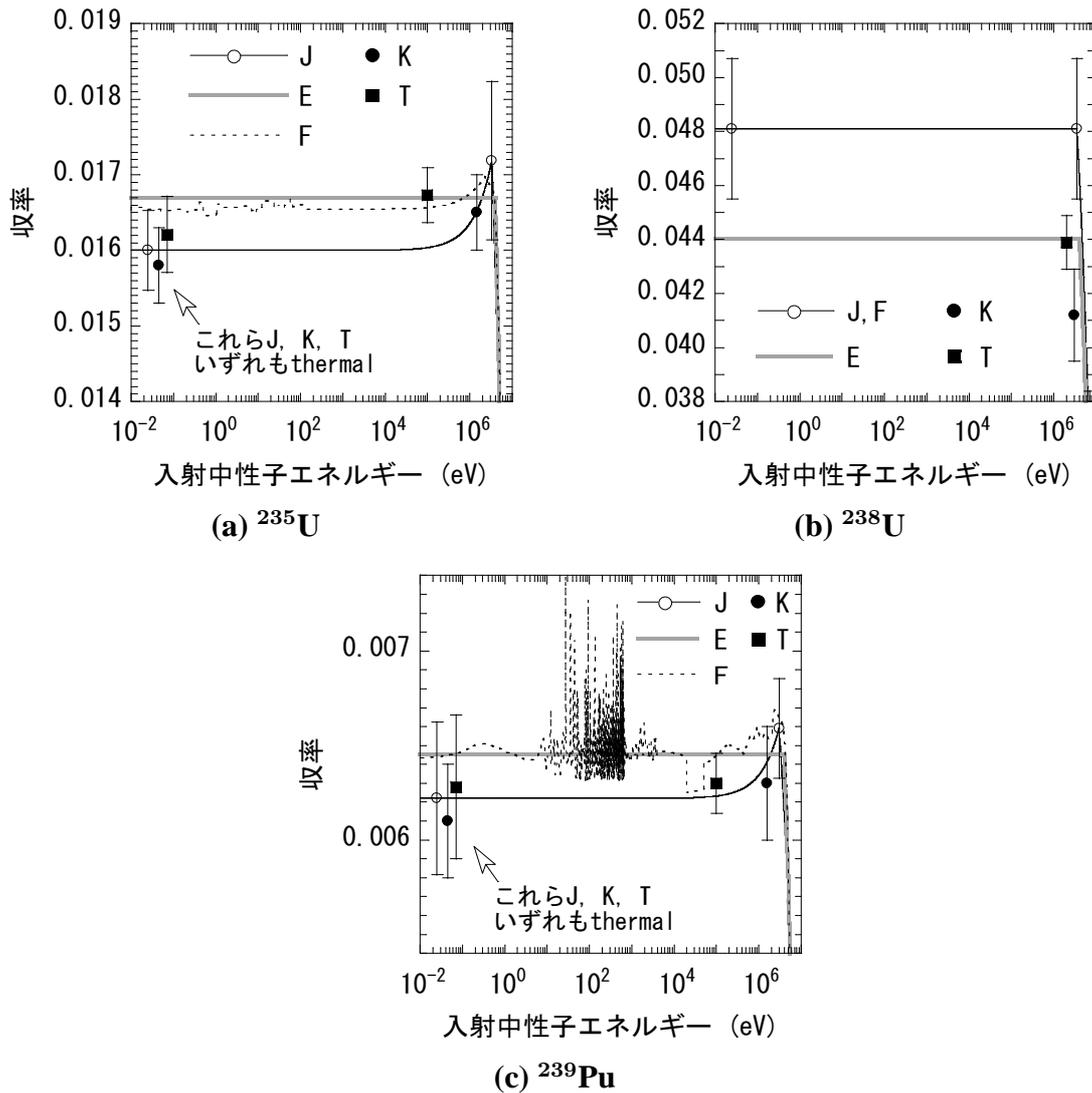


図 2.4 主要な核種の遅発中性子収率の評価結果間の比較

(J は JENDL-3.2 , E は ENDF/B-VI , F は JEF-2.2 , K は Keepin , T は Tuttle の略)

料(MOX 燃料)を用いる高速増殖炉では炉心の中性子エネルギーが高くなることから、 ^{238}U の核分裂に占める割合が大きくなり、 ^{238}U の β_{eff} に対する寄与が50%程度を占めることもある。したがって、 ^{238}U の遅発中性子収率が9%変わると β_{eff} も最大で4%程度変動する。このように、計算に用いる遅発中性子収率の評価値を替えると β_{eff} は4%も変動する。収率の評価値を変えることによる β_{eff} やその予測精度へのインパクトの具体的な計算結果は第4章で論ずる。

仮に、 β_{eff} が4%変動するとした場合に、第2.2節で述べた原子炉の動特性解析の結果にどの程度の影響があるか調べた。他の解析条件を同じくして、 β_{eff} が0.008か

ら4%小さくなった場合に、例えば、反応度印加より5秒経過後の原子炉内の総中性子数がどの程度変わるか計算した。印加反応度が0.001, 0.004[$\Delta k/k$]の場合は、高々数%程度の相違に過ぎないが、印加反応度が0.007[$\Delta k/k$]の場合は、 β_{eff} が4%小さくなると総中性子数は数倍大きくなる。このように、即発臨界に近くなると、数%の β_{eff} の不確かさが、原子炉の動特性の解析結果に大きな影響をもたらす。

なお、これまで論じて来たように、 β_{eff} の計算には、収率以外の遅発中性子データとして、遅発中性子スペクトルと遅発中性子放出数のグループ配分割合が必要となり、これらも評価済み核データファイル間で異なる。しかしながら、後の第4章で示すように、遅発中性子スペクトルが異なることによる β_{eff} への影響は、上記の遅発中性子収率の影響に比べて格段に小さい。さらに、グループ配分割合が異なることによる β_{eff} への影響は無視し得るほど小さい。これらのうち、グループ配分割合の不確かさは遅発中性子先行核の崩壊定数のそれとともに、 β_{eff} よりもむしろ原子炉の動特性解析の結果に直接影響を及ぼす場合もあるが、これらパラメータについての検討は本研究の範囲外とし、本研究では β_{eff} 実験の結果を用いた遅発中性子収率の評価に的を絞った。

2.4 まとめ

遅発中性子の発生機構に加えて β_{eff} の重要性と遅発中性子収率の評価の現状について解説した。原子炉の一点炉動特性方程式を示し、そのパラメータである β_{eff} が中性子数の時間変化の解析において、また反応度の単位変換係数として重要な役割を持つことを示した。さらに、我国、米国、欧州の主要な評価済み核データファイル間では、 ^{235}U と ^{239}Pu では4%、 ^{238}U では9%に達する遅発中性子収率の相違があり、これら収率の評価値を替えると β_{eff} へやそれを用いる原子炉の動特性解析に大きな影響があることを論じた。

参考文献

- [1] (例えば) 山田 勝美, 森田 正人, 藤井 昭彦, ベータ崩壊と弱い相互作用, 新物理学シリーズ 15, 培風館, 東京 (1974).
- [2] R. Roberts, R. Meyer, P. Wang, “ Further observations on the splitting of uranium and thorium, ” *Phys. Rev.*, **55**, 510 (1939).
- [3] (例えば) M. C. Brady, T. R. England, “ Delayed neutron data and group parameters for 43 fissioning systems, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **103**, 129 (1989).
- [4] G. R. Keepin, *Physics of Nuclear Reactor*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Massachusetts, 90 (1965).
- [5] T. Nakagawa, K. Shibata, S. Chiba, T. Fukahori, Y. Nakajima *et al.*, “ Japanese evaluated nuclear data library version 3 revision-2 JENDL-3.2, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **32**, 1259 (1995).
- [6] M. S. Krick, A. E. Evans, “ The measurement of total delayed-neutron yields as a function of the energy of the neutron inducing fission, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **47**, 311 (1972).
- [7] (例えば) A. F. Henry, *Nuclear-Reactor Analysis*, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, and London, England (1975).
- [8] (例えば) P. F. Zweifel, *Reactor Physics*, McGraw-Hill Book Company (1973).
- [9] P. F. Rose, (Ed.) *ENDF-201, ENDF/B-VI Summary Documentation* BNL-NCS-17541, 4th Edition, Brookhaven National Laboratory (1991).
- [10] J. Blachot *et al.*, *The JEF-2.2 Nuclear Data Library* JEFF Report 17, Nuclear Energy Agency, OECD (2000).
- [11] R. J. Tuttle, “ Delayed-neutron yields in nuclear fission, ” *Proc. Second Consultants Meeting on Delayed Neutron Properties*, INDC(NDS)-107/G, 29 (1979).

第3章 実効遅発中性子割合 β_{eff} のベンチマーク実験

本章では、まず、高速炉臨界実験装置 FCA の概要 (3.1 節) 及びこの装置に筆者が設計、構築した実験炉心の構成 (3.2 節) を述べる。MASURCA の概要及びそこに構築された実験炉心の構成は付録 A に掲載する。次に、筆者が実施した 2 つの β_{eff} 測定手法である ^{252}Cf 中性子源法と共分散対平均法の原理を筆者による改良点とともに述べる (3.3 節)。ベンチマーク実験参加者による他の 4 つの β_{eff} 測定手法の原理は付録 B に掲載する。これらほとんどの測定手法で、炉心中心における核分裂率の測定値が共通に必要なことから、これは β_{eff} ベンチマーク実験において最も重要な測定量である。この核分裂率の測定手法として用いた箔放射化法の原理と筆者が実施した同手法の精度検証について述べる (3.4 節)。その後、筆者が実施した共分散対平均法と ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff} の測定結果について論じる (3.5 節)。さらに、いずれの β_{eff} 測定手法も複数の炉物理量を組み合わせることによる間接測定法であることと、いくつかの手法間で共通に用いられる炉物理量があることから、異なる手法間で β_{eff} には相関が生じる。筆者が新たに考案したこのような相関を考慮する手法と、この相関を用いて全ての測定手法の結果を基にして導出した β_{eff} 実験値の推奨値について論じる (3.6 節)。

3.1 高速炉臨界実験装置 FCA の概要

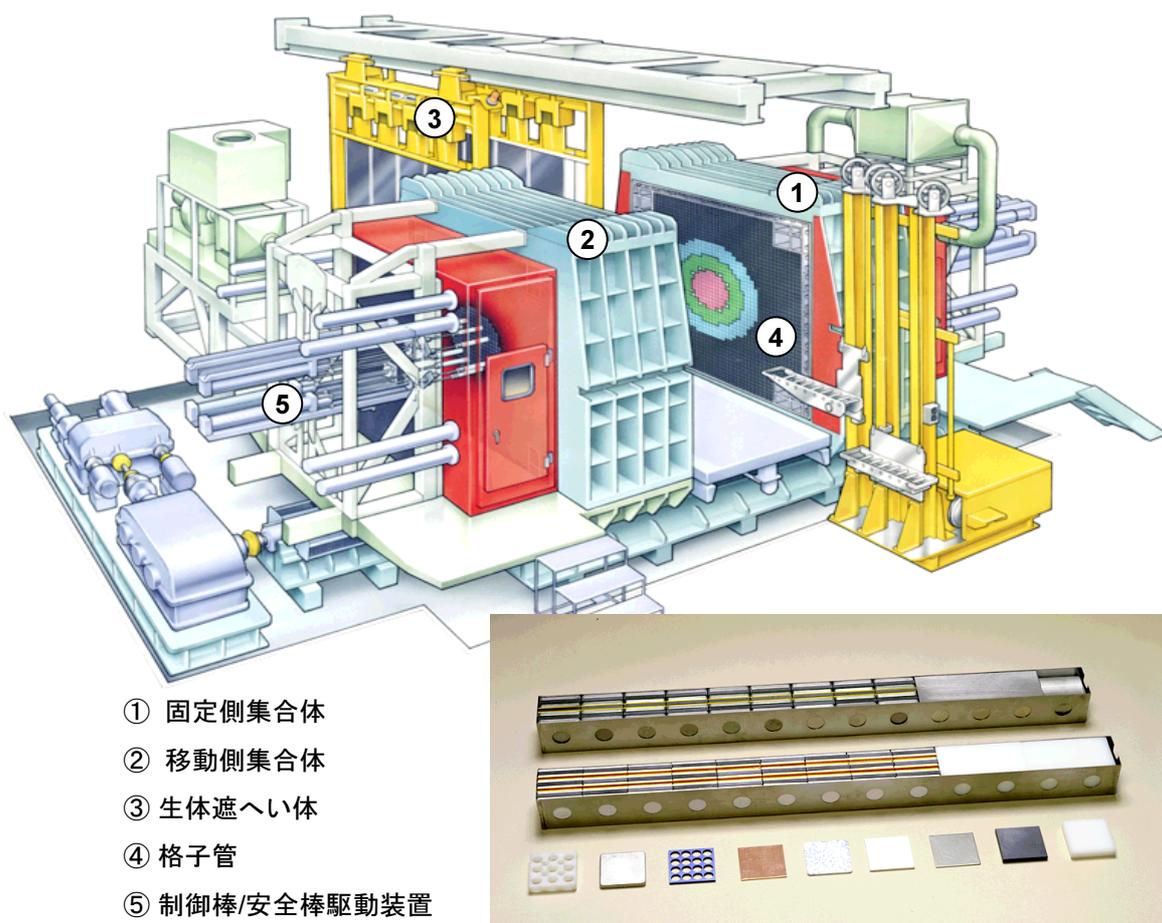
FCA^[1, 2] は、我が国における高速炉の原子炉物理の実験的研究を目的として、JAEA の原子力科学研究所に設置され、高速炉の炉心を模擬できる臨界実験装置としては我が国唯一の装置である。1967 年の初臨界達成以来、FCA は高速実験炉「常陽」及び高速原型炉「もんじゅ」の模擬実験を実施し、原子炉の設計や安全審査に必要なデータを提供してきた。また、革新的な原子炉の概念設計に必要な核特性の検証を目的として、軸方向非均質高速炉、窒化物燃料高速炉、金属燃料高速炉や高転換軽水炉の模擬実験を実施してきた。

図 3.1 に FCA の鳥瞰図を示す。本実験装置は水平 2 分割型集合体と呼ばれる形式であり、通常の原子炉を横に寝かせて置き、炉心を水平方向に中心面で 2 つの集合体に分割した構造を持つ。片方の集合体は固定され(以下、「固定側集合体」と呼ぶ)、もう片方の集合体は水平方向に移動することができる(以下、「移動側集合体」と呼ぶ)。原子炉運転時には 2 分割された集合体が密着されて、ウラン燃料からなる制御棒の挿入により臨界を達成する。運転停止時及び燃料装荷時には分離状態となる。制御棒の他に、やはりウラン燃料からなる安全棒も設置されており、原子炉の緊急停止時には、空気圧により安全棒が瞬時に引き抜かれると同時に 2 つの集合体が分離する。2 つの集合体は、いずれも長さが 1.3[m] で一辺が外寸 55.2[mm](約 2[inch]) の正形状のステンレス鋼製の筒(格子管)を 51 行×51 列に組み上げた構造をしている。片側集合体の外寸は、縦と横がいずれも約 2.7 m で奥行きが約 1.3 m である。高速炉等を模擬した実験炉心は、集合体の格子管内に、図 3.1 に示すような燃料要素及び模擬物質要素を収納したステンレス鋼製の燃料引出しを装荷して構築する。通常、2 つの集合体が左右対象となるように、燃料引出しを装荷する。

FCA では、制御棒や安全棒もステンレス鋼製の引出しにウラン燃料要素や模擬物質を装填して構成する。上記の通常の燃料引出しは板厚 0.77[mm] のステンレス鋼からなるが、制御棒や安全棒用の引出しは 1.5[mm] である。これら制御棒や安全棒は、全て同じ組成として炉心内の対象な位置に配置する。運転時には安全棒は全挿入されており、制御棒は原子炉の出力上昇に必要な余剰反応度分だけ引き抜かれた状態で原子炉は臨界となる。このように、制御棒や安全棒が吸収物質ではなく燃料からなり、かつ、運転時には全ての安全棒が完全に挿入されており、制御棒もその大部分が挿入されていることから、その存在により炉心内の中性子束分布に大きな乱れは生じない。

FCA の大きな特徴は、板状の燃料要素や模擬物質を用いることにより、燃料組成や炉心形状の自由度が大きく、多種多様な炉心を模擬した体系の構築が可能なことである。この特徴を活かして、これまでに高転換軽水炉から金属燃料高速炉までの中性子スペクトルの点で多岐にわたる実験が行われて来た。さらに、炉心組成(燃料と模擬物質の組成比率)を系統的に変えることによって得られる多様な中性子スペクトル場を利用して、核データ評価に必要な基礎的積分データ、高速炉の安全性評価に必要なドブプラー効果及びナトリウムボイド効果等の測定データを整備し、また、それらの解析を通じて我が国の高速炉の炉物理研究の発展に大きく貢献している。

このような臨界実験装置では、研究対象とする原子炉の形状及び燃料や冷却材等の組成をできるだけ模擬して、その原子炉の核的な特性の研究に適した炉心を作るが、実際の原子炉と大きく異なる点は、原子炉の出力である。実際の原子炉は、熱出力 100 MW ~ 3000 MW で運転されるが、臨界実験装置は熱出力 1 W ~ 100 W という、ごく低い出力で運転される。そのため、燃焼による燃料の劣化は考える必要がなく、燃料製作時のデータを基にして、組成が精度良くわかっている模擬炉心を構成して測定を行うことができる。さらに、炉心の発熱量が小さなことから、実際の原子炉のような冷却材による冷却は必要としない。



- ① 固定側集合体
- ② 移動側集合体
- ③ 生体遮へい体
- ④ 格子管
- ⑤ 制御棒/安全棒駆動装置

図 3.1 FCA 鳥瞰図，燃料引出しと模擬物質板

3.2 FCA における β_{eff} のベンチマーク実験炉心の構成

主要燃料核種である ^{235}U 、 ^{238}U 及び ^{239}Pu の遅発中性子収率の評価を直接行うためには、それぞれの核種のみで構成される炉心を構築し、 β_{eff} を測定できれば良い。しかし、 ^{238}U ではこのような臨界炉心の構築は不可能である。また、臨界実験装置に用いることができる核燃料の制約から、 ^{235}U 及び ^{239}Pu についても、このような炉心の構築は一般的には困難である。そこで、 β_{eff} に対する3つの核種の寄与割合が系統的に変化する複数の炉心を構築して β_{eff} を測定すれば、これら核種の遅発中性子収率を効果的に評価できるデータを取得することができる。

MASURCA では、付録 A に記載するように、燃料セルの平均的な ^{235}U 濃縮度が30%のウラン炉心 (R2 炉心) とプルトニウム富化度が25%の MOX 燃料を模擬した炉心 (ZONA2 炉心) が構築されて、 β_{eff} のベンチマーク実験が実施された。^[3]

FCA では、燃料組成の自由度が大きいという特色を生かして、MASURCA の炉心よりも ^{235}U 濃縮度が高いウラン炉心とプルトニウム富化度が23%となるプルトニウム燃料と天然ウラン燃料の混合炉心及び実質的にプルトニウム燃料のみからなる炉心^a を構築して、 β_{eff} のベンチマーク実験を行った。これら炉心は、それぞれ、XIX-1、XIX-2 及び XIX-3 と呼ぶ。その主要な特徴、炉心断面図 (固定側集合体) と炉心円筒モデルをそれぞれ表 3.1、図 3.2~3.4、図 3.5 に示す。これら FCA 炉心は MASURCA 炉心と同様に、炉心とブランケットからなる単純な構成の炉心とした。

各炉心を構成する主要な燃料セル内の燃料板や模擬物質板の配置と炉心各領域の均質原子数密度を図 3.6 と後の表 3.3 に示す。これら燃料板や模擬物質板は、一部のプル

表 3.1 FCA 炉心の主要な特徴

項目	XIX-1 炉心	XIX-2 炉心	XIX-3 炉心
燃料	濃縮ウラン	プルトニウム /天然ウラン	プルトニウム
燃料濃縮度	93%	23%	(92% fissile Pu)
減速材/希釈物質	黒鉛	ナトリウム	ステンレス
$\beta_{eff}(10^{-3})^a$	7.45	3.66	2.44

a) 計算値

^aブランケットには ^{238}U を含む。このために、 β_{eff} には少ないながらも (10%程度) ^{238}U の寄与が生じる。

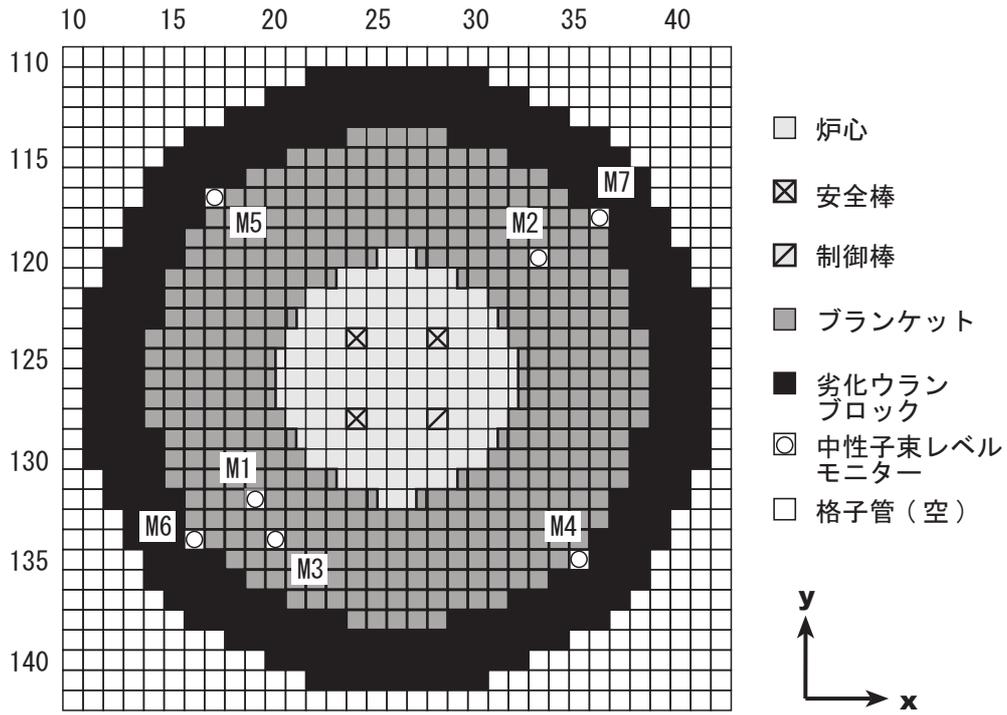


図 3.2 FCA XIX-1 炉心断面図 (固定側集合体)

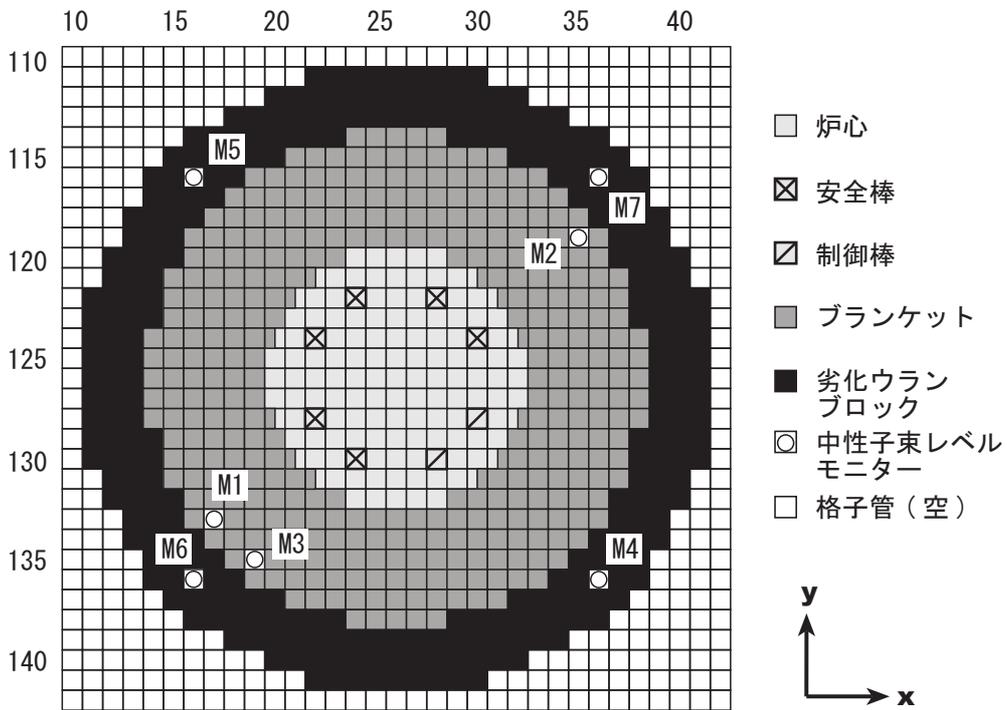


図 3.3 FCA XIX-2 炉心断面図 (固定側集合体)

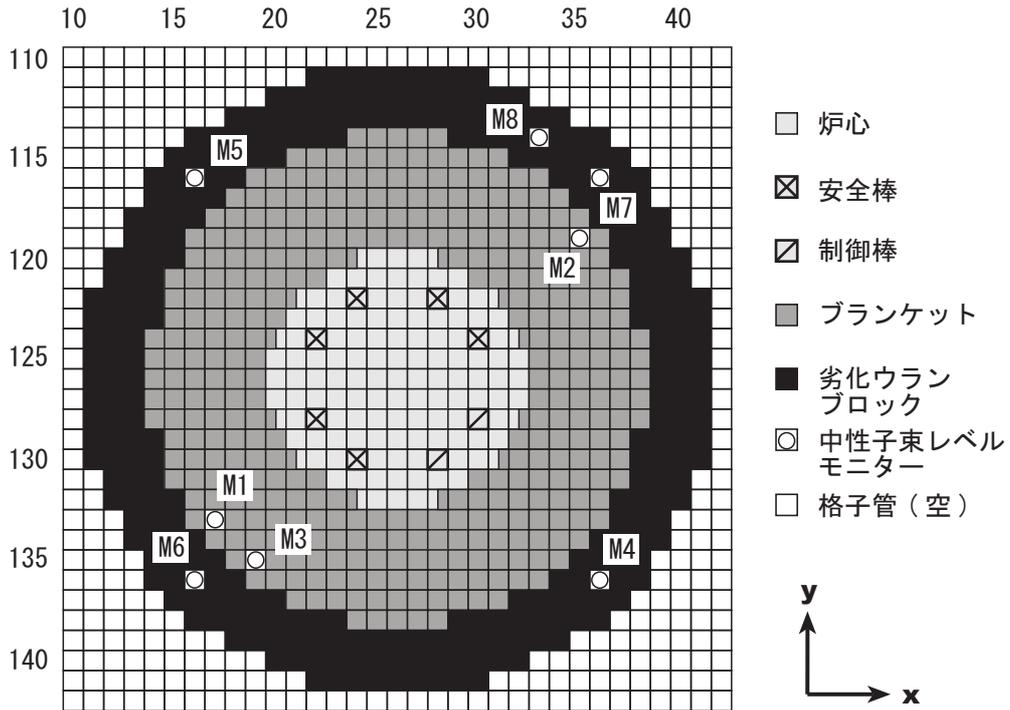


図 3.4 FCA XIX-3 炉心断面図 (固定側集合体)

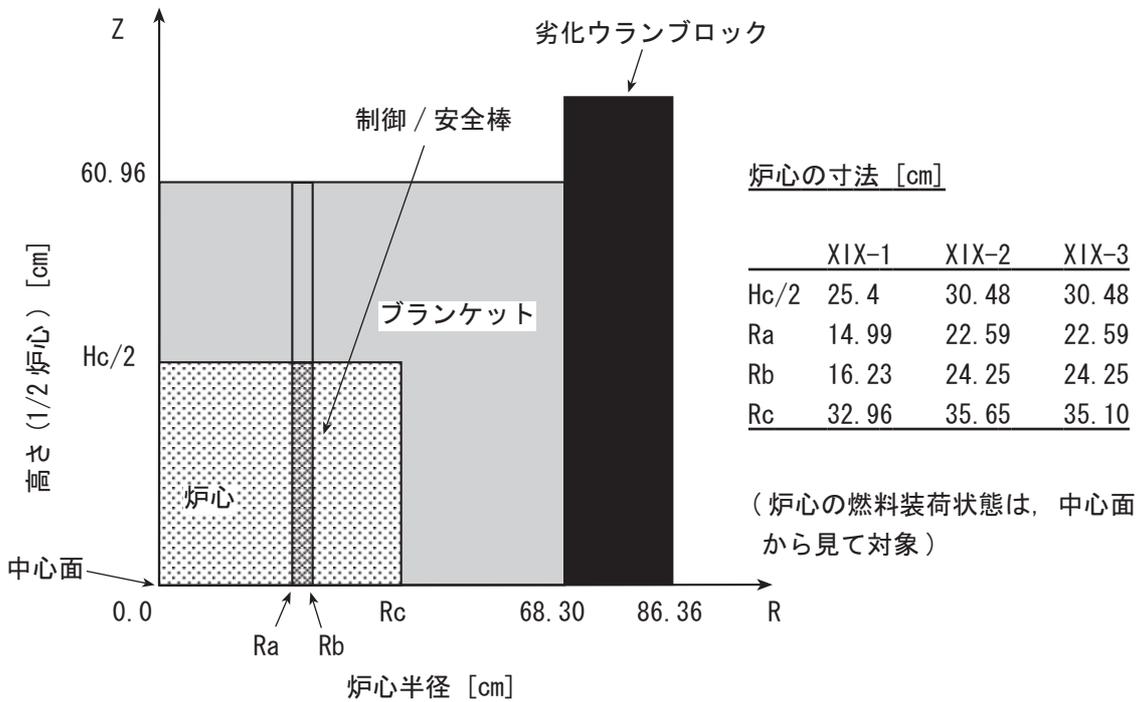
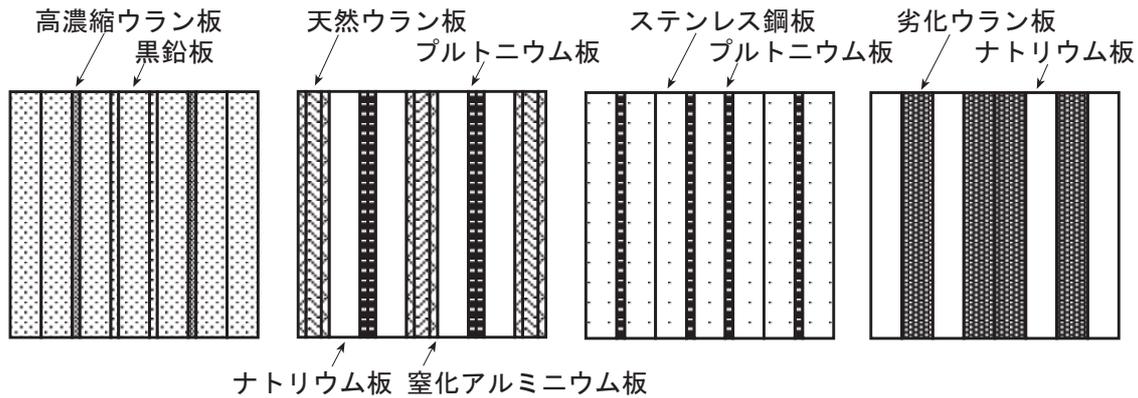


図 3.5 FCA 炉心円筒モデル

トニウム板を除いて、縦と横が 5.08[cm](2[inch]) の正方形である。プルトニウム板には、この正方形のものに加えて、縦が 5.08[cm] で横が 10.16[cm](4[inch]) のものもあ



(a) XIX-1 炉心 (b) XIX-2 炉心 (c) XIX-3 炉心 (d) ブランケット

図 3.6 FCA 炉心の主要な領域の単位燃料セル内の物質板配置

る。その厚さは $0.15875[\text{cm}](1/16[\text{inch}])$, $0.3175[\text{cm}](1/8[\text{inch}])$, $0.635[\text{cm}](1/4[\text{inch}])$ の 3 種類である。XIX-1 炉心の燃料セルは高濃縮ウラン燃料板と希釈材としての黒鉛板からなる。XIX-2 炉心の燃料セルはプルトニウム燃料板、天然ウラン燃料板とナトリウム板からなる。これらプルトニウム板とナトリウム板はいずれもステンレス鋼の被覆で密封されている。この被覆の外寸法が上記の板の大きさや厚さである。XIX-3 炉心の燃料セルはプルトニウム燃料板とステンレス板からなる。ブランケット領域のセルは劣化ウラン酸化物板とナトリウム板からなり、3 つの炉心で共通である。径方向には、ブランケットの外側に劣化ウランブロックの領域がある。

これら炉心の制御棒と安全棒は図 3.2~3.4 に示す位置に配置した。XIX-1 炉心では、片側集合体当たり 1 本の制御棒と 3 本の安全棒を配置した。XIX-2 及び XIX-3 集合体では、片側集合体当たり 2 本の制御棒と 6 本の安全棒を配置した。これらは、2 本が 1 つの駆動機構に接続されて 1 組として同時に動く。制御棒は炉心の中心に関して点対象となる位置に配置した。すなわち、いずれの炉心においても図 3.2~3.4 に示すように、固定側集合体では 2 つの集合体の密着面より見て右下に配置し、移動側集合体ではこの密着面より見て左上に配置した。

固定側集合体の径方向のソフトブランケットや劣化ウランブロック内には、原子炉の出力レベルをモニターするための大型核分裂計数管(濃縮ウラン、劣化ウランまたは ^{237}Np) を最大 8 チャンネル装荷した。 β_{eff} 測定のための実験では、後述するように、 $0.01[\text{W}]$ レベルから数 $10[\text{W}]$ レベルまでの 3 桁に及ぶ様々な原子炉出力において測定を行ことから、このように、中性子束に対して感度が異なる数種類の計数管を用

いた。

β_{eff} と核分裂率に対する炉心の領域別の寄与の計算結果を表 3.2 に示す。この計算は、核データファイル JENDL-3.2 を基として JAERI の高速炉体系における核特性の解析システム^[4, 5] を用いて行った。まず、JENDL-3.2 を処理して作成したエネルギー 70 群構造の炉定数ライブラリー JFS-3-J3.2^[6] と衝突確率法で積分型の中性子輸送方程式を解く SLAROM コード^[7] を用いて、炉心の各領域の単位燃料セル内の燃料板や模擬物質板の配列をモデル化した体系のセル計算を行い、燃料セル平均の実効断面積を作成した。次に、この実効断面積を用いて、3 次元 X-Y-Z 炉心モデルで拡散理論に基づく CITATION-FBR(POPLAS) コード^[5] または、2 次元 R-Z モデルで輸送理論に基づく TWOTRAN-II コード^[8] で炉心計算を行い、炉心内の中性子束と随伴中性子束の分布を求めた。核分裂率は、この中性子束分布と実効断面積を用いて求めた。 β_{eff} は、これら中性子束と随伴中性子束の分布と実効断面積に加えて JENDL-3.2 の遅発中性子データを用いて求めた。この解析システムの詳細については、後の第 4 章に記述する。

β_{eff} と核分裂率に対する炉心領域の寄与は大きく、 β_{eff} と全核分裂率のいずれにおいても、炉心領域は 90% 以上の寄与を持つ。FCA 及び MASURCA の 5 つの炉心の中心の中性子束スペクトルを図 3.7 に示す。FCA XIX-1 を除く炉心の中性子スペクトルは、典型的な高速炉のそれに近いものである。FCA XIX-1 炉心では、炉心組成に黒鉛が含まれることから、高速炉に比べて柔いスペクトルとなった。しかしながら、第 4 章で論じるように、このような中性子スペクトルの違いは、遅発中性子収率の評価に大きな影響はもたらさない。これら炉心の β_{eff} に対する核種別寄与割合は、図 3.8 に示すように系統的に幅広く変化する。

表 3.2 FCA 炉心における β_{eff} と全核分裂率の領域別の寄与割合

項目	XIX-1 炉心	XIX-2 炉心	XIX-3 炉心
β_{eff}			
炉心領域	94%	92%	90%
ブランケット領域	6%	8%	10%
全核分裂率			
炉心領域	92%	93%	93%
ブランケット領域	8%	7%	7%

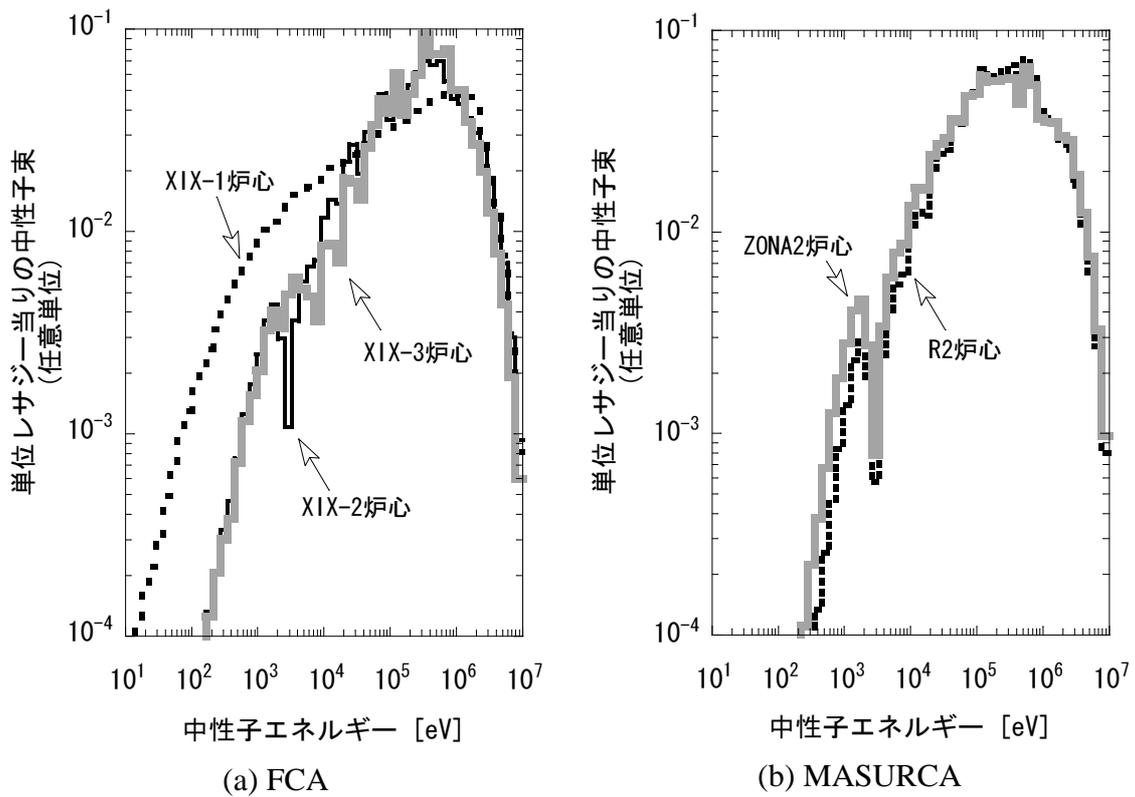


図 3.7 FCA と MASURCA の炉心中心の中性子スペクトル

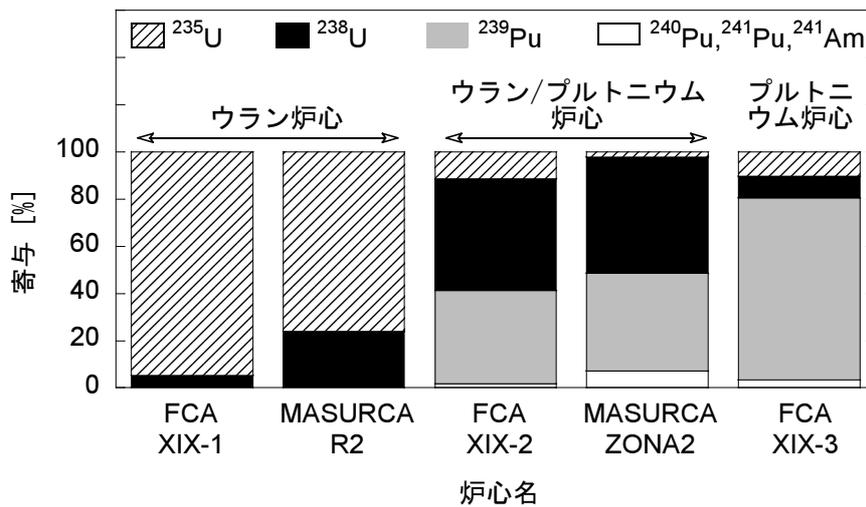


図 3.8 FCA と MASURCA の 5 つの炉心の β_{eff} に対する核種別寄与割合

表 3.3 FCA 炉心の主要な領域の均質原子数密度

(a) 炉心領域と制御/安全棒

	XIX-1 炉心		XIX-2 炉心		XIX-3 炉心	
	炉心領域	制御/安全棒	炉心領域	制御/安全棒	炉心領域	制御/安全棒
H	5.8780E-5 ^{a)}	5.8779E-5	7.7076E-5	1.3388E-4	—	7.1386E-5
C	6.5247E-2	6.3397E-2	6.8774E-5	1.1645E-4	—	5.9914E-5
O	2.5461E-5	2.5461E-5	1.8164E-4	2.0624E-4	—	3.0916E-5
B-10	—	—	2.3314E-7	2.3314E-7	—	—
B-11	—	—	8.4818E-7	8.4817E-7	—	—
N-14	—	—	6.8582E-3	6.8581E-3	—	—
Na	—	—	7.6564E-3	7.6563E-3	—	—
Al	—	—	7.1583E-3	6.8583E-3	2.9994E-4	2.8252E-3
Si	—	—	4.1088E-5	1.7455E-6	3.9343E-5	—
Cr	1.8101E-3	2.4953E-3	3.6526E-3	4.2346E-3	1.4670E-2	1.2994E-2
Mn	1.2001E-4	1.6669E-4	2.7075E-4	3.0903E-4	7.7828E-4	7.8299E-4
Fe	6.4727E-3	8.9751E-3	1.3235E-2	1.5255E-2	5.1428E-2	4.5796E-2
Ni	7.8944E-4	1.0949E-3	1.6811E-3	1.9014E-3	6.4479E-3	5.6381E-3
U-235	2.2606E-3	2.2606E-3	5.3037E-5	2.7860E-3	—	1.6201E-3
U-238	1.7090E-4	1.7089E-4	7.3148E-3	6.9923E-3	—	2.0296E-3
Pu-239	—	—	2.0911E-3	—	2.0911E-3	—
Pu-240	—	—	1.8270E-4	—	1.8270E-4	—
Pu-241	—	—	5.6335E-6	—	5.2824E-6	—
Pu-242	—	—	1.6074E-6	—	1.6074E-6	—
Am-241	—	—	1.1669E-5	—	1.2020E-5	—

(b) ブランケット領域 (SB), 劣化ウランブロック領域 (DUB) と空の格子管 (MTX)^{b)}

	SB	SB(制御/安全棒)	DUB	MTX
O	1.8350E-2	1.8349E-2	—	—
Na	7.6564E-3	5.7422E-3	—	—
Al	—	1.4126E-3	—	—
Cr	3.1174E-3	3.9078E-3	1.8101E-3	1.2290E-3
Mn	2.2939E-4	2.8169E-4	1.2001E-4	8.2000E-5
Fe	1.1217E-2	1.4069E-2	6.4727E-3	4.3930E-3
Ni	1.4131E-3	1.7455E-3	7.8944E-4	5.3600E-4
U-235	1.8606E-5	1.8606E-5	8.4422E-5	—
U-238	9.1586E-3	9.1585E-3	4.0174E-2	—

a) 5.8780×10^{-5} の意, 単位は $[10^{24} \text{ cm}^{-3}]$

b) これら領域の原子数密度は 3 つの炉心で共通

3.3 β_{eff} の測定原理

筆者は2つの測定手法である「 ^{252}Cf 中性子源法」と「共分散対平均法」を β_{eff} の測定に適用した。前者は反応度価値の測定に基づくものであり、後者は中性子相関測定に基づくものである。 ^{252}Cf 中性子源法は、これまでの β_{eff} 測定に用いられた手法であるが、筆者は、その基となる反応度価値測定に改良を加えた。共分散対平均法は、これまでの β_{eff} 測定に用いられた分散対平均法に筆者が改良を加えた新たな手法である。これら改良点や、これら手法の原理がいずれも第2章において述べた一点炉動特性方程式から導かれるものであることを明確にする理由で、本節にて測定原理の導出について整理する。 β_{eff} ベンチマーク実験において、筆者等以外の測定機関が採った測定手法も一点炉動特性方程式より導かれる。それら測定原理の概要は付録Bに示す。

3.3.1 ^{252}Cf 中性子源法

^{252}Cf 中性子源法は、1970年代に米国のArgonne国立研究所のCarpenter等により提唱されて、同研究所の高速炉臨界実験装置ZPRにおける β_{eff} 測定に適用された。^[9]その後、1970~1980年代において、ドイツやロシアの高速炉臨界実験装置における β_{eff} 測定にも用いられた。^[10, 11]本手法では、炉心内(通常は炉心の中心)に中性子発生数が既知の中性子源を入れて、この中性子源の見かけの反応度価値を測定することにより β_{eff} を求める。 ^{252}Cf 自発核分裂中性子源は他の中性子源と比べて以下のような利点があるため、 β_{eff} の測定に最適な中性子源である。このため、この β_{eff} 測定法は ^{252}Cf 中性子源法と呼ばれる。

- a) 寸法が小さく、中性子発生量の多いものが入手可能である。^b このため、炉心内に中性子源を容易に導入することができる。
- b) マンガンバス法^[12]等の中性子発生量の精度の良い校正方法^cが確立されている。
- c) ^{252}Cf の自発核分裂中性子のエネルギースペクトルは精度良く評価されている。
- d) ^{252}Cf の自発核分裂中性子のエネルギースペクトルはウランやプルトニウムの核分裂中性子のエネルギースペクトルに似ている。

^b例えば、直径、高さともに1[cm]程度で $10^8[\text{sec}^{-1}]$ 程度の中性子発生量を持つものが入手可能である。

^c $\pm 1\%(1\sigma)$ 程度の不確かさで中性子発生量を校正できる。

これまで、炉心に設けた実験孔を通して ^{252}Cf 中性子源を炉心の外から中心に挿入することにより、同中性子源の見かけの反応度値を測定していた。しかし、実験孔を設けるには炉心内の燃料を除く必要がある。小型炉心の場合には、実験孔の設置に伴う炉心の反応度低下を補うために炉心周辺に燃料を追加する必要が生じ、追加する燃料の量によってはその影響を評価する必要が生じる。

本研究においては、このような実験孔を設けずに、炉心の中心部分に設けた小さな空間に ^{252}Cf 中性子源を置くことによって、その見かけの反応度値を測定する手法を提案した。この手法によって、上記のような影響を受けずに β_{eff} 測定を行うことができる。この場合、炉心の燃料中にもともと存在する ^{238}U や ^{240}Pu といった中性子源 (以下「固有の中性子源」(intrinsic source) と呼ぶ) となる核種から発生する中性子の効果と ^{252}Cf 中性子源の効果を分離して、後者のみによる見かけの反応度値を測定する必要があることから、両者を簡便に分離して測定する方法を新たに考案することによって、 ^{252}Cf 中性子源法に改良を加えた。本測定法の原理とともにこの改良点を以下に論ずる。

第2章で論じた一点炉動特性方程式 (2.2.1) 及び (2.2.2) 式において時間微分の項を0とおき、遅発中性子先行核の方程式に関しては、6グループの総和をとると、

$$\frac{\rho - \beta_{eff}}{\Lambda} N_{\rho} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_{i0} + Q = 0 \quad (3.3.1)$$

$$\frac{\beta_{eff}}{\Lambda} N_{\rho} - \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_{i0} = 0 \quad (3.3.2)$$

となる。ただし、 N_{ρ} は、

$$N_{\rho} = \int d\mathbf{r} \int dE \phi^{\dagger}(\mathbf{r}, E) \phi_{\rho}(\mathbf{r}, E) / v(E) \quad (3.3.3)$$

であり、 $\phi_{\rho}(\mathbf{r}, E)$ は未臨界時の中性子束である。さらに、浅い未臨界で測定を行うことを想定する。この場合、臨界時と比べて中性子束の空間分布やエネルギー分布は変わらずに、一様にその大きさのみが変わり、 A_{ρ} 倍になるとする。すなわち、

$$\phi_{\rho}(\mathbf{r}, E) = A_{\rho} \phi_0(\mathbf{r}, E) \quad (3.3.4)$$

と考える。ただし、 $\phi_0(\mathbf{r}, E)$ は臨界時の中性子束である。これより、

$$N_{\rho} = A_{\rho} \int d\mathbf{r} \int dE \phi^{\dagger}(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E) / v(E) \quad (3.3.5)$$

となる。(3.3.2)式を(3.3.1)式に代入して、第2章の(2.2.7)及び(3.3.5)式を用いると、

$$-\rho = \frac{\Lambda Q}{N_\rho} = \frac{Q}{A_\rho D_p} = \frac{1}{A_\rho D_p} \int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) q(\mathbf{r}, E) \quad (3.3.6)$$

となる。未臨界であることから $-\rho$ は正である。さらに、第2章の(2.2.11)式の D_p を用いると反応度 ρ は、

$$-\rho = \frac{\int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) q(\mathbf{r}, E)}{A_\rho \int d\mathbf{r} \int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \int dE \nu(E) \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E)} \quad (3.3.7)$$

となる。

ここで、1個の ^{252}Cf 中性子源が炉心の中心 \mathbf{r}_c に置かれ、炉心内には、固有の中性子源も含めて他に中性子源が無い場合、あるいは、もし有ったとしてもその中性子発生量が、 ^{252}Cf 中性子源に比べて無視し得るほど小さな場合を考える。この場合、 ρ が ^{252}Cf 中性子源より発生する中性子の見かけの反応度値と等価となる。この中性子発生量を S_{Cf} 、発生中性子のエネルギースペクトルを $\chi_{Cf}(E)$ とする。すなわち、

$$q(\mathbf{r}, E) = S_{Cf} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c) \chi_{Cf}(E) \quad (3.3.8)$$

とする。これに加えて、3つの量、 F_{center} 、 $\bar{\nu}$ 及び F_i を

$$\begin{aligned} F_{center} &= A_\rho \int dE \Sigma_f(\mathbf{r}_c, E) \phi_0(\mathbf{r}_c, E) \\ &= \int dE \Sigma_f(\mathbf{r}_c, E) \phi_\rho(\mathbf{r}_c, E) \end{aligned} \quad (3.3.9)$$

$$\bar{\nu} = \frac{\int dE \nu(E) \Sigma_f(\mathbf{r}_c, E) \phi_0(\mathbf{r}_c, E)}{\int dE \Sigma_f(\mathbf{r}_c, E) \phi_0(\mathbf{r}_c, E)} \quad (3.3.10)$$

$$\begin{aligned} F_i &= \frac{\int d\mathbf{r} \int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \int dE \nu(E) \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E)}{\int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}_c, E') \int dE \nu(E) \Sigma_f(\mathbf{r}_c, E) \phi_0(\mathbf{r}_c, E)} \\ &= \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{\int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E')}{\int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}_c, E')} \right\} \left\{ \frac{\int dE \nu(E) \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E)}{\int dE \nu(E) \Sigma_f(\mathbf{r}_c, E) \phi_0(\mathbf{r}_c, E)} \right\} \end{aligned} \quad (3.3.11)$$

と定義する。 F_{center} は、炉心中心での単位体積当たりの燃料の核分裂率 $[\text{sec}^{-1}\text{cm}^{-3}]$ 、 $\bar{\nu}$ は炉心中心での燃料の核分裂当たりの中性子発生数の平均値、 F_i は摂動論で反応度

価値を表わす時にも分母に用いられる量であることから、「摂動分母」[cm³]と呼ばれる。さらに、 ρ はドル単位の反応度 $\rho_{\$}$ と β_{eff} の積

$$\rho = \rho_{\$} \times \beta_{eff} \quad (3.3.12)$$

とする。これらを用いて、(3.3.7) 式は、

$$\begin{aligned} -\rho_{\$} &= \frac{S_{Cf} \int dE' \chi_{Cf}(E') \phi^{\dagger}(\mathbf{r}_c, E')}{\beta_{eff} F_{center} \bar{\nu} F_i \int dE' \bar{\chi}_p(E') \phi^{\dagger}(\mathbf{r}_c, E')} \\ &= \frac{S_{Cf}}{\beta_{eff} F_{center} \bar{\nu} F_i} \left(\frac{\phi_{Cf}^{\dagger}}{\phi_{fuel}^{\dagger}} \right) \end{aligned} \quad (3.3.13)$$

と変形できる。ここで、

$$\left(\frac{\phi_{Cf}^{\dagger}}{\phi_{fuel}^{\dagger}} \right) = \frac{\int dE' \chi_{Cf}(E') \phi^{\dagger}(\mathbf{r}_c, E')}{\int dE' \bar{\chi}_p(E') \phi^{\dagger}(\mathbf{r}_c, E')} \quad (3.3.14)$$

と定義した。これより、

$$\beta_{eff} = \frac{S_{Cf}}{(-\rho_{\$}) F_{center} \bar{\nu} F_i} \left(\frac{\phi_{Cf}^{\dagger}}{\phi_{fuel}^{\dagger}} \right) \quad (3.3.15)$$

から β_{eff} を求めることができる。

ドル単位の見かけの反応度価値 $\rho_{\$}$ と炉心中心での核分裂率 F_{center} は測定により求める。通常、核分裂率測定は反応度価値の測定よりも高い原子炉出力で行う。この場合、例えば、中性子計数管等の原子炉出力のレベルをモニターできる計測器を炉心に置くことにより2つの測定時の炉出力レベルの相違を把握して、反応度価値測定時の核分裂率を求めて F_{center} とすれば良い。

炉心中心における核分裂当たりの中性子発生数 ν の平均値 $\bar{\nu}$ は、後述するように計算により求めるが、主要核種に関しては ν の核データの精度が良いことから、 $\bar{\nu}$ も精度良く求めることができる。 $(\phi_{Cf}^{\dagger}/\phi_{fuel}^{\dagger})$ は、炉心中心での ²⁵²Cf の核分裂インポートランスと燃料核種の核分裂インポートランス^d の比である。この量も計算で求めるが、前述のように、²⁵²Cf の自発核分裂中性子のエネルギースペクトルはウランやプルトニウムの核分裂中性子のエネルギースペクトルに似ていることから、この比は1に近い値となる。摂動分母 F_i は、燃料核種の核分裂インポートランスの空間分布 (r_c で規格化) と核分裂による中性子発生数の空間分布 (やはり r_c で規格化) の積を炉心とブラ

^d核分裂スペクトルを重みとしてエネルギー積分した随伴中性子束。

ンケット内で積分したものである。核分裂インポートランスと中性子発生数の空間分布を計算により求めて、炉心内の代表的な部分におけるこれら2つの分布に関する測定値と計算値の比較で評価した補正係数をこの計算結果に乗じた後に(3.3.11)式の積分を行い、半実験値としての F_i を求める。ここで、 ^{252}Cf の自発核分裂中性子のエネルギー Spektrum が燃料核種の核分裂中性子のエネルギー Spektrum に似ていることから、核分裂インポートランスの補正係数の評価では、 ^{252}Cf 中性子源を用いた核分裂インポートランス分布の測定結果と計算結果の比較から補正係数を評価する。さらに、中性子発生数の分布に関しては、直接測定することができる核分裂率の分布で補正係数を評価して代用する。これら測定、計算及び補正係数の評価法は付録Cで述べる。これら諸量を用いて β_{eff} を決定することができる。

ところが、実際の測定時には、固有の中性子源の中性子発生量は ^{252}Cf 中性子源のそれと比べて無視できない場合が多い。このような場合に両者を分離して、 ^{252}Cf 中性子源より発生する中性子の見かけの反応度値を測定する必要がある。このため、筆者は以下の測定手法を考案した。

まず、炉心には固有の中性子源しかない場合を考える。その空間分布、エネルギー分布を $S_{int}(\mathbf{r}, E)$ とすれば、(3.3.13)式は、

$$-\rho_s = \frac{\int d\mathbf{r} \int dE' S_{int}(\mathbf{r}, E') \phi^\dagger(\mathbf{r}, E')}{\beta_{eff} F_{center} \bar{\nu} F_i \int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}_c, E')} \quad (3.3.16)$$

となる。 F_{center} は原子炉出力レベルに依存するので、これを炉出力レベルモニターの計数率 m で除することにより、 $F'_{center} = F_{center}/m$ とする。炉出力レベル(反応度)に依存しないこの F'_{center} を用いることにより(3.3.16)式は

$$-\rho_s m = \frac{\int d\mathbf{r} \int dE' S_{int}(\mathbf{r}, E') \phi^\dagger(\mathbf{r}, E')}{\beta_{eff} F'_{center} \bar{\nu} F_i \int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}_c, E')} \quad (3.3.17)$$

となる。この場合、 $-\rho_s$ と m の積は、反応度や炉出力レベルが変わっても一定である。これを $(-\rho_s m)_{int}$ とする。

次に、この炉の中心に ^{252}Cf 中性子源を置くと、

$$-\rho_{\$} m = \frac{\int d\mathbf{r} \int dE' S_{int}(\mathbf{r}, E') \phi^{\dagger}(\mathbf{r}, E') + S_{Cf} \int dE' \chi_{Cf}(E') \phi^{\dagger}(\mathbf{r}_c, E')}{\beta_{eff} F'_{center} \bar{\nu} F_i \int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^{\dagger}(\mathbf{r}_c, E')} \quad (3.3.18)$$

となり, $-\rho_{\$}$ と m の積が増加する。これは, 反応度が変化しなくても中性子源の追加により炉出力レベルが増加するためである。中性子源追加後には, 再び, $-\rho_{\$}$ と m の積は, 反応度や炉出力レベルが変わっても一定である。 ^{252}Cf 中性子源を付加した場合の $-\rho_{\$}$ と m の積を $(-\rho_{\$} m)_{int+Cf}$ とする。 $(-\rho_{\$} m)_{int+Cf}$ と $(-\rho_{\$} m)_{int}$ の差をとることにより,

$$\begin{aligned} \Delta\rho_{Cf \$} m &= (-\rho_{\$} m)_{int+Cf} - (-\rho_{\$} m)_{int} \\ &= \frac{S_{Cf} \int dE' \chi_{Cf}(E') \phi^{\dagger}(\mathbf{r}_c, E')}{\beta_{eff} F'_{center} \bar{\nu} F_i \int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^{\dagger}(\mathbf{r}_c, E')} \end{aligned} \quad (3.3.19)$$

として, ^{252}Cf 中性子源のドル単位の見かけの反応度価値 $\Delta\rho_{Cf \$}$ と炉出力モニターの計数率 m との積を求めることができる。この式より, 見かけの反応度価値は反応度と同様に炉出力レベルの逆数に比例する。これより β_{eff} は,

$$\begin{aligned} \beta_{eff} &= \frac{S_{Cf} \int dE' \chi_{Cf}(E') \phi^{\dagger}(\mathbf{r}_c, E')}{(\Delta\rho_{Cf \$} m) F'_{center} \bar{\nu} F_i \int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^{\dagger}(\mathbf{r}_c, E')} \\ &= \frac{S_{Cf} \int dE' \chi_{Cf}(E') \phi^{\dagger}(\mathbf{r}_c, E')}{\Delta\rho_{Cf \$} F_{center} \bar{\nu} F_i \int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^{\dagger}(\mathbf{r}_c, E')} \end{aligned} \quad (3.3.20)$$

から求める。この測定原理の β_{eff} 測定への具体的な適用については3.5節にて論じる。

3.3.2 共分散対平均法

中性子相関に基づく実験手法の原理は、本手法も含めて、一般的に「複合検出確率」を用いて導かれる。ここでは、この複合検出確率について整理し、その後に β_{eff} の測定に用いる実験式について論じる。

複合検出確率とは、炉心内に置おいた中性子検出器で異なる時刻に中性子を計数する確率である。この複合検出確率は、従来、ウラン燃料からなる熱中性子炉のように核分裂を起こす核種が実質的に1つに限られる場合について考えられていた。高速炉では、 ^{239}Pu の他に ^{238}U も核分裂を起こす。Takemoto(名古屋大学)や Okajima(JAEA)等は、このような核分裂を起こす核種が複数有る場合に拡張して、複合検出確率の導出を詳細に議論した。^[13, 14] しかし、これらの議論では、複合検出確率の導出過程で、本論文の第2章にて論じた一点炉動特性方程式のパラメータに対応しないものも用いられて来た。このため、本測定手法による β_{eff} は、第2章の(2.2.5)と(2.2.6)式で定義した β_{eff} に必ずしも対応していないのではないかと、という疑問が生じる。そこで、本論文では、Takemoto や Okajima 等による複合検出確率の導出に従い、一点炉動特性方程式のパラメータを用いてこの確率の導出を整理する。これにより、後述のとおり、Takemoto や Okajima 等が導出した複合検出確率の表式は、結果的に正しいことがわかった。

さらに、この複合検出確率を用いて「共分散対平均法」の実験式を導き、これに基づく β_{eff} の測定原理について論ずる。この共分散対平均法は、Moberg 等による従来の分散対平均法^[15] に筆者が改良を加えることにより考案した β_{eff} 測定手法である。炉心に設置した1本の中性子検出器を用いる従来法では、計数の分散に対する検出器の不感時間による数え落としの補正が小さくなるように、検出器の計数率を低く抑えた条件で測定を行う必要があった。このために、プルトニウム燃料を装荷した炉心のように燃料から発生する自発核分裂中性子が多くて、計数率を低く抑えることができない場合には、この従来法は適用が困難であった。筆者が新たに考案した2本の中性子検出器の間での計数の共分散を用いる β_{eff} 測定手法は、検出器不感時間による数え落としの補正が不要なことから、プルトニウム燃料を装荷した炉心にも適用可能である。

3.3.2.1 複合検出確率

ここでは、時刻 t_1 及び t_2 に、炉心内で異なる核種 (m_1 と m_2 とする) の核分裂が起きる確率 $P_{fis}(t_1, t_2) dt_1 dt_2$ をまず求める。これに炉心内の全核分裂当たりの中性子計数として定義する中性子検出効率を乗じることにより複合検出確率 $P_{AB}(t_1, t_2) dt_1 dt_2$ を導く。すなわち、まず、核分裂の連鎖反応の過程を考察して核分裂発生 の時間挙動を把握し、これに検出効率を乗じて中性子検出数の時間挙動を把握するという手順をとることにより複合検出確率を求める。このような手順を経る理由は以下のとおりである。一般に、複合検出確率を求めるためには、炉心内の中性子数に関連する量、例えば中性子数、中性子束や核分裂数に検出効率を乗じて中性子検出器の計数を決める必要がある。ところで、実験では、中性子数や中性子束よりも核分裂率のほうが格段に容易に測定することができる。そこで、核分裂率に着目する。この場合に必要な核分裂率当たりの計数として定義する検出効率の求め方は、3.3.2.2 節にて論じる。

核分裂による中性子の平均的な発生数は2個以上である。 $P_{fis}(t_1, t_2) dt_1 dt_2$ は、時刻 t_1 及び t_2 に核分裂を起こす中性子が同一の核分裂源から放出された場合 (相関項) と、異なる核分裂源から放出された場合 (非相関項) の和である。両時刻間の差はミリ秒程度とする。このような時間のオーダーでは、遅発中性子発生数の時間依存性は無視できるほど小さい。このために、一点炉動特性方程式のうち (2.2.1) 式において、遅発中性子の発生項である $\sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t)$ は時間に依存しない中性子源の項に含めて考えることができる。すなわち、相関項の導出には即発中性子の振舞いのみ考えれば良い。

相関項を求めるに当たって、以下の4つの確率を考える。

- 1) 時間 dt_0 中^e に炉心内の領域 dr_0 ^f において核種 m_0 がエネルギー E' の入射中子で核分裂を起こす確率：

$$\Sigma_f^{m_0}(\mathbf{r}_0, E) \phi(\mathbf{r}_0, E) dt_0 d\mathbf{r}_0 dE \quad (3.3.21)$$

原子炉は定常状態で運転されていることから、これは平均的に一定である。

- 2) エネルギー E' の入射中子による核種 m_0 の核分裂当たり ν_p 個の即発中子が放出される確率：

$$P_{\nu_p}^{m_0}(E) \quad (3.3.22)$$

- 3) 時刻 t_0 における上記 1) の核分裂により発生した ν_p 個の即発中子の1つに

^e時刻 t_0 のまわりの微小時間幅 dt_0

^f位置 \mathbf{r}_0 のまわりの微小領域 $d\mathbf{r}_0$

より，時間 dt_1 中に炉心内で核種 m_1 が核分裂を起こす確率：

$$\frac{\nu_p \int dE' \chi_p^{m_0}(E') \phi^\dagger(\mathbf{r}_0, E') N(t_1 - t_0)}{\int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) / v(E)} F^{m_1} dt_1 \quad (3.3.23)$$

ここで， $N(t_1 - t_0)$ は時刻 t_0 に炉心に投入された中性子数に起因する時刻 t_1 の炉心内中性子数である。また， F^{m_1} は炉心内での核種 m_1 の核分裂率であり，

$$F^{m_1} = \int d\mathbf{r} \int dE \Sigma_f^{m_1}(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \quad (3.3.24)$$

で定義する。原子炉は定常状態で運転されていることから，炉心の核分裂率は平均的には一定であるが，時刻 t_0 における核種 m_0 の核分裂で一時的に中性子数が多くなることにより，核種 m_1 が核分裂を起こす確率も一時的に多くなる。この増分は，核種 m_0 の核分裂により新たに加わる中性子数と元々炉心内に存在した総中性子数の比を F^{m_1} に乗ずることにより求める。ただし，核分裂発生の場所や発生した中性子のエネルギー分布を考慮するために，この比の分子，分母ともに，インポートランスで重み付ける必要が有る。さらに，新たに加わった中性子数 ν_p は減衰していくが，時刻 t_0 と時刻 t_1 におけるこれら中性子の数の比が $N(t_1 - t_0)$ である。この比は，後述のように一点炉動特性方程式から求める。さらに，

$$\phi_{\chi_p}^{\dagger m_0}(\mathbf{r}_0) = \int dE' \chi_p^{m_0}(E') \phi^\dagger(\mathbf{r}_0, E') \quad (3.3.25)$$

と表わせば，この確率は

$$\frac{\nu_p \phi_{\chi_p}^{\dagger m_0}(\mathbf{r}_0) N(t_1 - t_0)}{\int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) / v(E)} F^{m_1} dt_1 \quad (3.3.26)$$

となる。

- 4) 時刻 t_0 における 1) の核分裂により発生した ν_p 個の即発中性子のうち，時刻 t_1 における核種 m_1 の核分裂で失われた 1 個の中性子を除いた $\nu_p - 1$ 個の中性子により，時間 dt_2 中に炉心全体で核種 m_2 が核分裂を起こす確率：

$$\frac{(\nu_p - 1) \phi_{\chi_p}^{\dagger m_0}(\mathbf{r}_0) N(t_2 - t_0)}{\int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) / v(E)} F^{m_2} dt_2$$

これら 4 つの確率の積を t_0 に関して t_1 以前の全ての時刻で積分し，位置 \mathbf{r}_0 に関して炉心全体で積分し，エネルギー E' に関して積分する。さらに，核種 m_0, m_1, m_2 ，及び ν_p に関して和をとれば，相関項が得られる。また，非相関項は，時間 dt_1 中に，炉心内で核種 m_1 の核分裂が起きる確率と時間 dt_2 中に，炉心内で核種 m_2 の核分裂が起きる確率の積について，核種 m_1 及び m_2 に関して和をとれば得られる。従って，

確率 $P_{fis}(t_1, t_2) dt_1 dt_2$ は ,

$$\begin{aligned}
P_{fis}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = & \\
& \sum_{m_1} \sum_{m_2} (F^{m_1} dt_1 \times F^{m_2} dt_2) \\
& + \sum_{m_0} \sum_{m_1} \sum_{m_2} \sum_{\nu_p} \int_{-\infty}^{t_1} dt_0 \int d\mathbf{r}_0 \int dE \left\{ \Sigma_f^{m_0}(\mathbf{r}_0, E) \phi(\mathbf{r}_0, E) P_{\nu_p}^{m_0}(E) \right. \\
& \quad \times \frac{\nu_p \phi_{\chi_p}^{\dagger m_0}(\mathbf{r}_0) N(t_1 - t_0)}{\int d\mathbf{r} \int dE \phi^{\dagger}(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) / v(E)} F^{m_1} dt_1 \\
& \quad \left. \times \frac{(\nu_p - 1) \phi_{\chi_p}^{\dagger m_0}(\mathbf{r}_0) N(t_2 - t_0)}{\int d\mathbf{r} \int dE \phi^{\dagger}(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) / v(E)} F^{m_2} dt_2 \right\} \tag{3.3.27}
\end{aligned}$$

となる。このように , この確率においては複数核種の寄与をあらわに取り扱う。Take-moto や Okajima 等の方法^[13, 14] に従い , これを以下のように整理して行くが , その過程で第 2 章で論じた一点炉動特性方程式のパラメータを導入して行く。まず , 確率 $P_{fis}(t_1, t_2) dt_1 dt_2$ を

$$\begin{aligned}
P_{fis}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = & \\
& \sum_{m_1} \sum_{m_2} (F^{m_1} \times F^{m_2}) dt_1 dt_2 \\
& + \left\{ \frac{1}{\int d\mathbf{r} \int dE \phi^{\dagger}(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) / v(E)} \right\}^2 \\
& \times \sum_{m_0} \sum_{m_1} \sum_{m_2} (F^{m_1} \times F^{m_2}) \int d\mathbf{r}_0 \int dE \left\{ \sum_{\nu_p} P_{\nu_p}^{m_0}(E) \nu_p (\nu_p - 1) \right. \\
& \quad \left. \times \Sigma_f^{m_0}(\mathbf{r}_0, E) \phi(\mathbf{r}_0, E) \left(\phi_{\chi_p}^{\dagger m_0}(\mathbf{r}_0) \right)^2 \right\} \\
& \times \int_{-\infty}^{t_1} dt_0 N(t_1 - t_0) N(t_2 - t_0) dt_1 dt_2 \tag{3.3.28}
\end{aligned}$$

と変形する。次に ,

$$\langle \nu_p^{m_0} (\nu_p^{m_0} - 1) \rangle = \sum_{\nu_p} P_{\nu_p}^{m_0}(E) \nu_p (\nu_p - 1) \tag{3.3.29}$$

や, 積の和と和の積との関係[§] を用いて右辺第1項と第2項を変形すると, 確率 $P_{fis}(t_1, t_2) dt_1 dt_2$ は,

$$\begin{aligned}
P_{fis}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = & \\
& \sum_{m_1} F^{m_1} \times \sum_{m_2} F^{m_2} dt_1 dt_2 \\
& + \left\{ \frac{1}{\int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) / v(E)} \right\}^2 \\
& \times \sum_{m_1} F^{m_1} \times \sum_{m_2} F^{m_2} \\
& \times \sum_{m_0} \int d\mathbf{r}_0 \int dE \langle \nu_p^{m_0} (\nu_p^{m_0} - 1) \rangle \Sigma_f^{m_0}(\mathbf{r}_0, E) \phi(\mathbf{r}_0, E) \left(\phi_{\chi_p}^\dagger(\mathbf{r}_0) \right)^2 \\
& \times \int_{-\infty}^{t_1} dt_0 N(t_1 - t_0) N(t_2 - t_0) dt_1 dt_2 \tag{3.3.30}
\end{aligned}$$

となる。ここでは, 核種に関する総和 $\sum_{m_0}, \sum_{m_1}, \sum_{m_2}$ 各々で, もはや m_0, m_1, m_2 の区別を行う必要は無いので, これらを全て核種 m に関する総和 \sum_m で置き換える。これに加えて, 位置 \mathbf{r}_0 に関する積分も位置 \mathbf{r} に関する積分で置き換えて, 確率 $P_{fis}(t_1, t_2) dt_1 dt_2$ を変形して行くと, まず,

$$\begin{aligned}
P_{fis}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = & \\
& \left(\sum_m F^m \right)^2 dt_1 dt_2 \\
& + \left\{ \frac{1}{\int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) / v(E)} \right\}^2 \left(\sum_m F^m \right)^2 \\
& \times \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \langle \nu_p^m (\nu_p^m - 1) \rangle \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \left(\phi_{\chi_p}^\dagger(\mathbf{r}) \right)^2 \\
& \times \int_{-\infty}^{t_1} dt_0 N(t_1 - t_0) N(t_2 - t_0) dt_1 dt_2 \tag{3.3.31}
\end{aligned}$$

となる。さらに, 右辺第2項に (2.2.4) 式の D_p の2乗や

$$\left\{ \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \phi_{\chi_p}^\dagger(\mathbf{r}) \right\}^2 \tag{3.3.32}$$

を乗じたり, 除したりして整理すると,

[§] $\sum_k \sum_l a_k a_l = \sum_k a_k \sum_l b_l, \sum_k \sum_l \sum_m a_k b_l c_m = \sum_k a_k \sum_l b_l \sum_m c_m$

$$\begin{aligned}
P_{fis}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 &= \\
& \left(\sum_m F^m \right)^2 dt_1 dt_2 + \frac{D_p^2}{\left\{ \int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) / v(E) \right\}^2} \\
& \times \frac{\left\{ \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r}) \right\}^2}{D_p^2} \left(\sum_m F^m \right)^2 \\
& \times \frac{\sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \langle \nu_p^m (\nu_p^m - 1) \rangle \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \left(\phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r}) \right)^2}{\left\{ \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r}) \right\}^2} \\
& \times \int_{-\infty}^{t_1} dt_0 N(t_1 - t_0) N(t_2 - t_0) dt_1 dt_2 \\
& = \left(\sum_m F^m \right)^2 dt_1 dt_2 + \left\{ \frac{D_p}{\int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) / v(E)} \right\}^2 \\
& \times \left\{ 1 - \frac{D_p - \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r})}{D_p} \right\}^2 \\
& \times \left(\sum_m F^m \right)^2 \\
& \times \frac{\sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \langle \nu_p^m (\nu_p^m - 1) \rangle \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \left(\phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r}) \right)^2}{\left\{ \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r}) \right\}^2} \\
& \times \int_{-\infty}^{t_1} dt_0 N(t_1 - t_0) N(t_2 - t_0) dt_1 dt_2 \tag{3.3.33}
\end{aligned}$$

となる。ところで，第2章の(2.2.7)と(2.2.9)式及び本章の(3.3.25)式より，一点炉動特性方程式のパラメータ Λ と β_{eff} は，

$$\Lambda = \frac{\int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) / v(E)}{D_p} \tag{3.3.34}$$

$$\beta_{eff} = \frac{D_p - \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r})}{D_p} \tag{3.3.35}$$

と表わされるから，これらを代入すると，

$$\begin{aligned}
P_{fis}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = & \\
& \left(\sum_m F^m \right)^2 dt_1 dt_2 + \left(\frac{1 - \beta_{eff}}{\Lambda} \right)^2 \left(\sum_m F^m \right)^2 \\
& \times \frac{\sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \langle \nu_p^m (\nu_p^m - 1) \rangle \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \left(\phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r}) \right)^2}{\left\{ \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r}) \right\}^2} \\
& \times \int_{-\infty}^{t_1} dt_0 N(t_1 - t_0) N(t_2 - t_0) dt_1 dt_2 \quad (3.3.36)
\end{aligned}$$

となる。

この、 $P_{fis}(t_1, t_2) dt_1 dt_2$ に中性子検出効率を乗じることにより複合検出確率を求める。2本の中性子検出器A, Bを考え、時刻 t_1 においては検出器A、時刻 t_2 においては検出器Bで計数するものとする。これら検出器の計数効率をそれぞれ $\varepsilon_A, \varepsilon_B$ とする。複合検出確率 $P_{AB}(t_1, t_2)dt_1dt_2$ は、

$$\begin{aligned}
P_{AB}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = & \\
& \varepsilon_A \varepsilon_B \left(\sum_m F^m \right)^2 dt_1 dt_2 + \varepsilon_A \varepsilon_B \left(\frac{1 - \beta_{eff}}{\Lambda} \right)^2 \left(\sum_m F^m \right)^2 \\
& \times \frac{\sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \langle \nu_p^m (\nu_p^m - 1) \rangle \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \left(\phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r}) \right)^2}{\left\{ \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r}) \right\}^2} \\
& \times \int_{-\infty}^{t_1} dt_0 N(t_1 - t_0) N(t_2 - t_0) dt_1 dt_2 \quad (3.3.37)
\end{aligned}$$

となる。ここで、2つの量、Diven 因子 D_ν ^[16] と空間補正因子 D_S ^[17] を

$$D_\nu = \frac{\sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \langle \nu_p^m (\nu_p^m - 1) \rangle \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \left(\phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r}) \right)^2}{\sum_m \int d\mathbf{r} \int dE (\nu_p^m(E))^2 \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \left(\phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r}) \right)^2} \quad (3.3.38)$$

$$D_S = \frac{\left(\sum_m F^m \right) \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE (\nu_p^m(E))^2 \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \left(\phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r}) \right)^2}{\left\{ \sum_m \int d\mathbf{r} \int dE \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \phi_{\chi_p^m}^\dagger(\mathbf{r}) \right\}^2} \quad (3.3.39)$$

と定義すれば，これらを用いて複合検出確率は

$$\begin{aligned}
P_{AB}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = & \\
& \varepsilon_A \varepsilon_B \left(\sum_m F^m \right)^2 dt_1 dt_2 + \varepsilon_A \varepsilon_B \left(\frac{1 - \beta_{eff}}{\Lambda} \right)^2 \left(\sum_m F^m \right) D_\nu D_S \\
& \times \int_{-\infty}^{t_1} dt_0 N(t_1 - t_0) N(t_2 - t_0) dt_1 dt_2 \quad (3.3.40)
\end{aligned}$$

となる。これまでに論じて来たように，複合検出確率は，核分裂当り発生する平均の中性子数が2個以上であることを前提に導かれる。 D_ν は，この核分裂中性子発生数のばらつきの程度を示す量である。さらに，核分裂中性子は，炉心内での発生位置や発生エネルギーにより複合検出確率への寄与が異なる。このような効果を考慮に入れて同確率を導出した結果が空間補正因子を用いて表わされたのである。

次に，炉心内に投入された中性子に起因する投入後の中性子数の時間依存性について考える。前述したように，今考えているミリ秒単位の短い時間のオーダーでは，遅発中性子発生数の時間依存性は無視できるほど小さい。従って，時刻0に1個の中性子を投入した時，その投入中性子に起因するその後の中性子数 $N(t)$ は，一点炉動特性方程式 (2.2.1) を基に，

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta_{eff}}{\Lambda} N(t) \quad (3.3.41)$$

を解くことにより得られる。すなわち，

$$N(t) = e^{\alpha t} \quad (3.3.42)$$

ただし， $\alpha = (\rho - \beta_{eff})/\Lambda$ とした。従って，

$$\int_{-\infty}^{t_1} dt_0 N(t_1 - t_0) N(t_2 - t_0) = \int_{-\infty}^{t_1} dt_0 e^{\alpha(t_1 - t_0)} e^{\alpha(t_2 - t_0)} = \frac{e^{\alpha(t_2 - t_1)}}{-2\alpha} \quad (3.3.43)$$

となり，これを代入すれば，複合検出確率 $P_{AB}(t_1, t_2) dt_1 dt_2$ は，

$$\begin{aligned}
P_{AB}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = & \\
& \varepsilon_A \varepsilon_B \left(\sum_m F^m \right)^2 dt_1 dt_2 \\
& + \varepsilon_A \varepsilon_B \left(\frac{1 - \beta_{eff}}{\Lambda} \right)^2 \left(\sum_m F^m \right) \frac{1}{-2\alpha} D_\nu D_S e^{\alpha(t_2 - t_1)} dt_1 dt_2 \quad (3.3.44)
\end{aligned}$$

となる。

3.3.2.2 β_{eff} を求める実験式

共分散対平均法では、炉心内に2つの中性子検出器を置き、ある時間幅 τ で中性子の計数をとる。2つの検出器の間で計数の共分散を求め、これと片方の検出器の計数の平均値との比をとることにより、共分散対平均比を求める。計数をとる時間幅 τ を変えて、このような共分散対平均比を求めて行く。この比の時間幅 τ への依存性を実験式に当てはめて、 β_{eff} を求める。

まず、共分散対平均比の実験式を求める。炉心内に中性子検出器AとBを置き、時間幅 τ での計数をそれぞれ $U_{A\tau}$ 及び $U_{B\tau}$ とする。両検出器間で計数の共分散は、 U の平均を $\langle U \rangle$ と表記すれば、

$$\langle (U_{A\tau} - \langle U_{A\tau} \rangle)(U_{B\tau} - \langle U_{B\tau} \rangle) \rangle = \langle U_{A\tau} U_{B\tau} \rangle - \langle U_{A\tau} \rangle \langle U_{B\tau} \rangle \quad (3.3.45)$$

である。このうち、 $\langle U_{A\tau} U_{B\tau} \rangle$ は複合検出確率を用いれば、

$$\langle U_{A\tau} U_{B\tau} \rangle = 2 \int_0^\tau dt_1 \int_{t_1}^\tau dt_2 P_{AB}(t_1, t_2) \quad (3.3.46)$$

となる。これに、(3.3.44)式を代入すれば、

$$\begin{aligned} \langle U_{A\tau} U_{B\tau} \rangle &= \varepsilon_A \varepsilon_B \left(\sum_m F^m \right)^2 \tau^2 \\ &\quad + \varepsilon_A \varepsilon_B \left(\sum_m F^m \right) \tau \left(\frac{1 - \beta_{eff}}{\alpha \Lambda} \right)^2 D_\nu D_S \left(1 + \frac{1 - e^{\alpha\tau}}{\alpha\tau} \right) \\ &= \varepsilon_A \varepsilon_B \left(\sum_m F^m \right)^2 \tau^2 \\ &\quad + \varepsilon_A \varepsilon_B \left(\sum_m F^m \right) \tau \left(\frac{1 - \beta_{eff}}{\rho - \beta_{eff}} \right)^2 D_\nu D_S \left(1 + \frac{1 - e^{\alpha\tau}}{\alpha\tau} \right) \end{aligned} \quad (3.3.47)$$

となる。ただし、 $\alpha = (\rho - \beta_{eff})/\Lambda$ の関係を用いた。

ここで、 $\langle U_{i\tau} \rangle = \varepsilon_i \left(\sum_m F^m \right) \tau$ ($i = A, B$)であるから、計数の共分散は、

$$\begin{aligned} \langle U_{A\tau} U_{B\tau} \rangle - \langle U_{A\tau} \rangle \langle U_{B\tau} \rangle &= \varepsilon_A \varepsilon_B \left(\sum_m F^m \right) \tau \left(\frac{1 - \beta_{eff}}{\rho - \beta_{eff}} \right)^2 \\ &\quad \times D_\nu D_S \left(1 + \frac{1 - e^{\alpha\tau}}{\alpha\tau} \right) \end{aligned} \quad (3.3.48)$$

となる。検出器Bの計数 $\langle U_{B\tau} \rangle$ に対する比をとれば、共分散対平均比は、

$$\frac{\langle U_{A\tau} U_{B\tau} \rangle - \langle U_{A\tau} \rangle \langle U_{B\tau} \rangle}{\langle U_{B\tau} \rangle} = \varepsilon_A \left(\frac{1 - \beta_{eff}}{\rho - \beta_{eff}} \right)^2 D_\nu D_S \left(1 + \frac{1 - e^{\alpha\tau}}{\alpha\tau} \right) \quad (3.3.49)$$

となり, $\epsilon_A, \tau, \alpha, \beta_{eff}, \rho, D_\nu$ 及び D_S で表わすことができた。共分散対平均比の時間幅 τ への依存性をこの実験式にあてはめることにより, τ の関数である $(1 + (1 - e^{\alpha\tau})/(\alpha\tau))$ の係数

$$A_p = \epsilon_A \left(\frac{1 - \beta_{eff}}{\rho - \beta_{eff}} \right)^2 D_\nu D_S \quad (3.3.50)$$

を求めることができれば, この式を変形することにより,

$$\beta_{eff} = \frac{1}{1 + |\rho_\$ - 1| \sqrt{\frac{A_p}{\epsilon_A D_\nu D_S}}} \quad (3.3.51)$$

となる。ここで, $\rho_\$$ はドル単位の反応度である。測定は未臨界 ($\rho_\$ < 1$) で行われるので,

$$\beta_{eff} = \frac{1}{1 + (1 - \rho_\$) \sqrt{\frac{A_p}{\epsilon_A D_\nu D_S}}} \quad (3.3.52)$$

となり, これより, $A_p, \rho_\$, \epsilon_A, D_\nu$ 及び D_S を用いて, β_{eff} を求めることができる。これらのうち, A_p と $\rho_\$$ は実験により直接求める。 ϵ_A は, 計数率 ($U_A \tau / \tau$) と炉心全体での核分裂率 F の比である。これらのうち F は,

$$\begin{aligned} F &= \int d\mathbf{r} \int dE \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E) \\ &= \int dE \Sigma_f(\mathbf{r}_c, E) \phi_0(\mathbf{r}_c, E) \frac{\int d\mathbf{r} \int dE \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E)}{\int dE \Sigma_f(\mathbf{r}_c, E) \phi_0(\mathbf{r}_c, E)} \end{aligned} \quad (3.3.53)$$

のように, 炉心中心での核分裂率 F_{center} とこれで規格化した炉心とブランケットでの核分裂率分布の積分値 F_r ,

$$F_{center} = \int dE \Sigma_f(\mathbf{r}_c, E) \phi_0(\mathbf{r}_c, E) \quad (3.3.54)$$

$$F_r = \frac{\int d\mathbf{r} \int dE \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E)}{\int dE \Sigma_f(\mathbf{r}_c, E) \phi_0(\mathbf{r}_c, E)} \quad (3.3.55)$$

の積として求めることができる。すなわち, 中性子検出器の効率 ϵ_A は,

$$\epsilon_A = \frac{(U_A \tau / \tau)}{F_{center} F_r} \quad (3.3.56)$$

となる。

Cf中性子源法において論じたように、これら、 F_{center} と F_r のうち、 F_{center} は測定で直接求めることができる。 F_r は、核分裂率分布を積分したものである。その分布を計算により求めて、これに、核分裂率分布の測定値と計算値の比較で評価した補正係数を乗じて用いることにより、半実験値としての F_r を求める。その詳細は3.5節で後述する。 D_ν と D_S は(3.3.38)や(3.3.39)式から分かるように、 ν_p^m や $\langle \nu_p^m(\nu_p^m - 1) \rangle$ といった核データに加えて、核分裂インポートランスや核分裂率の分布を積分することにより求める。これら2つの分布に関しては、計算結果に核分裂インポートランスや核分裂率の分布の測定値と計算値の比較で評価した補正係数を乗じて用いることにより、半実験値としての D_ν と D_S を求める。その詳細も3.5節で後述する。

最終的に、 β_{eff} を求める実験式は、

$$\beta_{eff} = \frac{1}{1 + (1 - \rho_{\S}) \sqrt{\frac{F_{center} F_r A_p}{(U_A \tau / \tau) D_\nu D_S}}} \quad (3.3.57)$$

となる。さらに、 $1 \ll (1 - \rho_{\S}) \sqrt{(F_{center} F_r A_p) / ((U_A \tau / \tau) D_\nu D_S)}$ であることから、

$$\beta_{eff} \simeq \frac{1}{(1 - \rho_{\S}) \sqrt{\frac{F_{center} F_r A_p}{(U_A \tau / \tau) D_\nu D_S}}} \quad (3.3.58)$$

と近似でき、3.6節で論じるように、 β_{eff} の不確かさの評価はこの式で行う。主要なパラメータがそれらの平方根の形で用いられることから、それらの不確かさは半減されて β_{eff} のそれに寄与する。従って、 ^{252}Cf 中性子源法と比べて本手法は測定精度の点で有利となる。

3.4 核分裂率測定のための箔放射化法とその適用性の検証

前節で論じた共分散対平均法と Cf 中性子源法や β_{eff} ベンチマーク実験において適用されたその他の測定手法(付録に測定原理を示す。)では、いずれも種々のパラメータを組み合わせることで β_{eff} を得る。これらのうち、Nelson 数法を除く測定手法では、いずれも炉心中心での核分裂率が必要となる。この核分裂率は核分裂箔を用いる箔放射化法で測定する。核分裂率は多くの β_{eff} 測定手法で共通に必要な測定量であることから、 β_{eff} 測定に適用する前に、標準熱中性子場において核分裂率測定手法の精度を検証した。本節では、箔放射化法で核分裂率を求める際の一般的な実験式と実験手法について整理する。さらに、筆者が標準熱中性子場において実施した精度検証について論じる。

3.4.1 箔放射化法による核分裂率測定手法の概要

ウランやプルトニウムの核分裂箔を炉心内で核燃料に隣接した場所に置いて照射し、箔内部の核分裂生成核種より発生する γ 線を検出器で測定することにより、核分裂率を測定する。箔を置いた場所と燃料内の核分裂率の相違は、必要に応じて測定等を行い補正するが、中性子の平均自由行程が長い高速炉においては、このような補正は小さなものとなる。

FCA における実験では、 γ 線検出器には同軸型のゲルマニウム半導体検出器(有効直径 4.3[cm]、有効長 3.8[cm])を用いた。この検出器は、あらかじめ決めた測定時間で自動的に複数の箔の測定を交互に行うサンプルチェンジャーやその動作を制御したり一連の γ 線計数データ収集や処理を行うコンピュータとともに、箔データ処理システム^[18]を構成する。核分裂生成物より発生する γ 線に対する γ 線検出器の「実効的な計数効率」は、別途、定量されている核分裂物質の電着膜を装填した核分裂計数管と組み合わせることで照射した核分裂箔を測定することにより求めた。

FCA 実験で用いた核分裂箔と核分裂電着膜の仕様を表 3.4 及び 3.5 に示す。核分裂箔は 0.13~0.025[mm] と薄いものである。プルトニウム箔はアルミニウム製のカバーの中に密封されたものを用いた。濃縮ウランと劣化ウランの箔も、 γ 線検出器等の測定機器の汚染を防ぐために薄いアルミニウムシートで包んだ。核分裂計数管^[19]は図 3.9 に示すような平行平板型であり、白金板上の核分裂物質の電着膜に含まれる主要核種の総量は α 線スペクトロメトリー法で、核分裂物質の同位体組成は質量分析法で

表 3.4 核分裂箔の仕様

箔の種類	寸法(円盤形状)[mm]	重量 [mg] ^{a)}	純度(主要核種)
濃縮ウラン	直径 12.7 厚さ 0.025	～ 60	93.2 %(²³⁵ U)
劣化ウラン	直径 12.7 厚さ 0.127	～ 290	99.96 %(²³⁸ U)
プルトニウム	直径 11.0 厚さ 0.1	～ 167	94.0 %(²³⁹ Pu)

a) 個々の箔で若干異なる

表 3.5 核分裂計数管電着膜の仕様

電着膜種類, 識別番号	核分裂核種の総量 [μ g]	同位体の原子個数 [$\times 10^{15}$ 個]				
		²³⁴ U	²³⁵ U	²³⁶ U	²³⁸ U	
濃縮ウラン No.2	121.1 \pm 0.5%	3.4	289.5	0.6	16.7	
劣化ウラン No.2	436.3 \pm 0.4%	0.0203	0.412	0.017	1103.0	
		²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu ^{a)}	²⁴¹ Am ^{a)}
プルトニウム No.1	40.15 \pm 0.5%	0.01	97.86	3.19	0.0323	0.0377

a) 1996年8月時点での値

測定された。核分裂計数管には，アルゴン 98%，窒素 2%の成分からなる電離ガスを 1 気圧の圧力で充填した。実験を行う都度，新たな電離ガスを充填した。計数管には，前置増幅器を介して 500[V] のバイアス電圧を印加して核分裂パルスの計数を行った。²³⁵U 核分裂率の測定には濃縮ウランの箔と計数管を ²³⁸U 核分裂率の測定には劣化ウランの箔と計数管を ²³⁹Pu 核分裂率の測定にはプルトニウムの箔と計数管を用いた。この核分裂計数管は，元々，同一の幾何学的な配置でウラン，プルトニウムやその他のマイナーアクチノイド核種の電着膜を照射して，これら核種間の核分裂率比を高精度で測定するために開発されたものである。^[19] β_{eff} の測定では，この計数管を核分裂率の絶対値の測定に応用した。このため，次節で述べるように，核分裂率の絶対値測定への適用性を標準熱中性子場を用いて検証した。以下，濃縮ウラン箔を用いた ²³⁵U 核分裂率の測定を例として，核分裂率測定の原理を述べる。

濃縮ウラン箔を核燃料に隣接した場所に置き，一定の中性子束レベルで照射する。照射後に箔を取り出して，核分裂生成物が発する γ 線を測定して，その計数 $C_{ts_{foil}}$

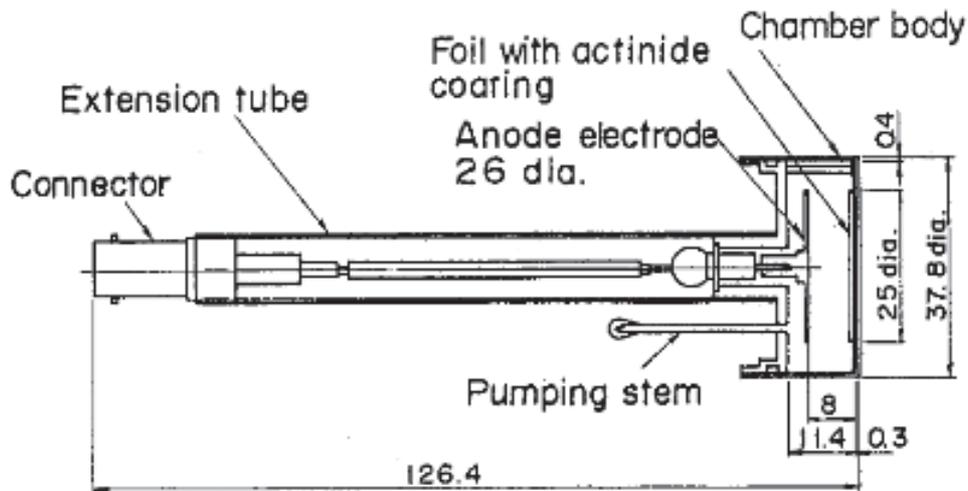


図 3.9 核分裂計数管の構造 (断面図)

とこの箔の重量 W_{foil} 当りの計数 Cts_{foil}/W_{foil} を求める。

これとは別に、箔の単位重量当りの γ 線計数と ^{235}U 核分裂率の関係、すなわち「実効的な計数効率」を求めるために、定量された濃縮ウランの電着膜を装填した核分裂計数管と濃縮ウラン箔の照射を組み合わせる。これにより、計数管の測定結果を基にして、照射中にその中で起きている ^{235}U 核分裂率が既知となる箔を「実効的な計数効率」決定のための γ 線源として用いる。計数管と箔の照射及び γ 線測定は以下の手順で行う。

まず、炉心内に空隙を設けて核分裂計数管を装荷し、中性子束レベルを一定にして照射し、その計数率 C_{trfc} を求める。計数管の計数効率を 100% と考えれば、 C_{trfc} は、

$$C_{trfc} = f_{FP} \int_{deposit} dr \int dE \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \quad (3.4.1)$$

となる。ここで、 $\Sigma_f(\mathbf{r}, E)$ は電着膜の巨視的核分裂断面積であり、 $\int_{deposit} dr$ は電着膜 (deposit) 内での空間積分を表わす。電着膜は極めて薄いため、その中で自己遮蔽による核分裂分布の歪は起こらない。しかし、生成した核分裂片のうちごく一部のものは、電着膜内にとどまり電離パルスの生成に寄与しない。 f_{FP} は、このような核分裂片損失分の計数への影響を補正するための係数である。

濃縮ウラン電着膜には ^{235}U の他に、不純物として少量の ^{238}U も含むことから、

$$\int_{deposit} dr \int dE \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) = N_{deposit}^{235} R_{deposit}^{235} + N_{deposit}^{238} R_{deposit}^{238} \quad (3.4.2)$$

となる。ここで、

$N_{deposit}^{235}$, $N_{deposit}^{238}$: それぞれ電着膜に含まれる ^{235}U と ^{238}U の原子数

$R_{deposit}^{235}$, $R_{deposit}^{238}$: それぞれ ^{235}U と ^{238}U の 1 原子当たりの核分裂率の電着膜内での値

である。したがって、 $R_{deposit}^{235}$ は、

$$R_{deposit}^{235} = \frac{Ctr_{fc}}{N_{deposit}^{235} f_{imp\ deposit} f_{FP}} \quad (3.4.3)$$

として求めることができる。 $f_{imp\ deposit}$ は、不純物である ^{238}U の核分裂の計数への寄与分の補正係数であり、

$$f_{imp\ deposit} = 1 + \frac{N_{deposit}^{238} R_{deposit}^{238}}{N_{deposit}^{235} R_{deposit}^{235}} \quad (3.4.4)$$

である。

次に、電着膜の替わりに箔を貼り付けた白金板を模擬計数管の筐体内に装填し、これを炉心内の同じ場所に装荷して、箔を一定の中性子束レベルで照射する。この箔照射時と核分裂計数管の計数測定時の中性子束レベルが異なる場合は、炉心内に設置した中性子束レベルモニターでその比 M_r を求める。この箔は、前述の核燃料に隣接した場所で照射した箔と同じ組成、形状である必要がある。さらに、 γ 線測定における照射時間、待ち時間及び測定時間を 2 度の箔照射で同じとして γ 線計数 Cts_{foil} を測定し、「実効的な計数効率」 η を

$$\eta = \frac{Cts_{foil} / W_{foil}}{R_{deposit}^{235} M_r} \quad (3.4.5)$$

で定義すれば、 ^{235}U 核分裂率 R^{235} は、

$$R^{235} = \frac{Cts_{foil} / W_{foil}}{\eta} \quad (3.4.6)$$

すなわち、

$$R^{235} = \frac{Cts_{foil} / W_{foil}}{Cts_{foil} / W_{foil}} \frac{Ctr_{fc} M_r}{N_{deposit}^{235} f_{imp\ deposit} f_{FP}} \quad (3.4.7)$$

で求めることができる。このように、この箔放射化法では、核分裂計数管による核分裂率を基準として、箔に関しては γ 線の相対測定を行うことにより、核燃料に隣接した場所での核分裂率を求めることができる。前述のように、2 度の箔照射において同じ組成、形状の箔を用いることから、箔が厚さを持つために通常は必要となってくる種々の補正が不要となる。さらに、箔の γ 線測定においては、特定の核分裂生成核種

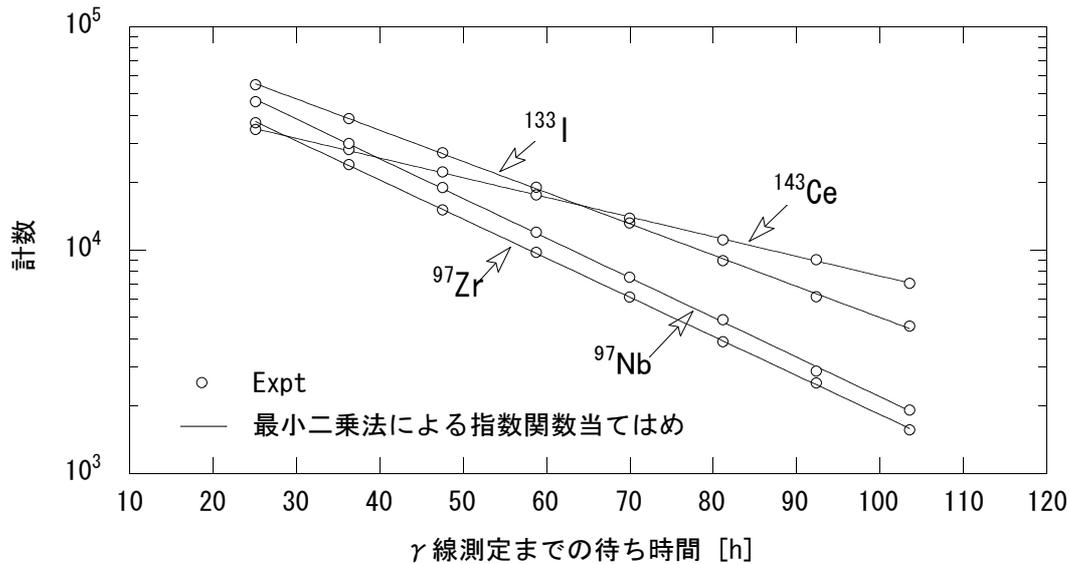


図 3.10 濃縮ウラン箔の核分裂生成物からの γ 線計数の時間減衰の様子

の特定のエネルギーの γ 線に着目しても良いし、あるエネルギー (例えば 600[KeV]) 以上の全ての γ 線をグロスで測定しても良い。FCA 実験では、以下のように特定のエネルギーの γ 線の測定や計数管の測定を行い、 Cts_{foil} 、 $Cts_{foil'}$ や Ctr_{fc} を求めた。

箔の照射時間 t_i は 3 時間とした。核分裂生成物の収率が数%と比較的大きくて多数の γ 線が放出されることや、半減期が 10~40 時間であり照射後の γ 線測定が容易なことから、4 つの核種(エネルギー)、¹⁴³Ce(293[KeV])、¹³³I(530[KeV])、⁹⁷Nb(658[KeV])、⁹⁷Zr(743[KeV]) の γ 線の光電ピークの計数を測定した。バックグラウンド計数や着目 γ 線よりエネルギーが高い γ 線のコンプトン成分の差し引き等の γ 線ピーク解析を上記の箔データ処理システムの処理コードで行い、ピークの正味の計数を算出した。測定時間 t_w を 10000[s] とし、繰り返し測定した箔の γ 線ピークの正味計数を待ち時間に対してプロットした結果の例を図 3.10 に示す。同図には計数の減衰の時間依存性を指数関数に当てはめた結果も示す。基準待ち時間 t_w を定めて、この指数関数を用いて t_w における計数を求めて、これを Cts_{foil} とした。計数 $Cts_{foil'}$ も同様に求めた。この場合、4 つの核種の γ 線の測定結果それぞれによる核分裂率が求まるが、前述のように γ 線測定は相対測定なので、通常、4 つの結果は γ 線測定の統計誤差の範囲内で良く一致した。最終的には 4 つの結果の平均を採用した。

濃縮ウランの核分裂計数管の出力パルスは、前置増幅器と線形増幅器を介して波高分析器に蓄積する。その典型的な波高分布は図 3.11 に示すように、核分裂による電

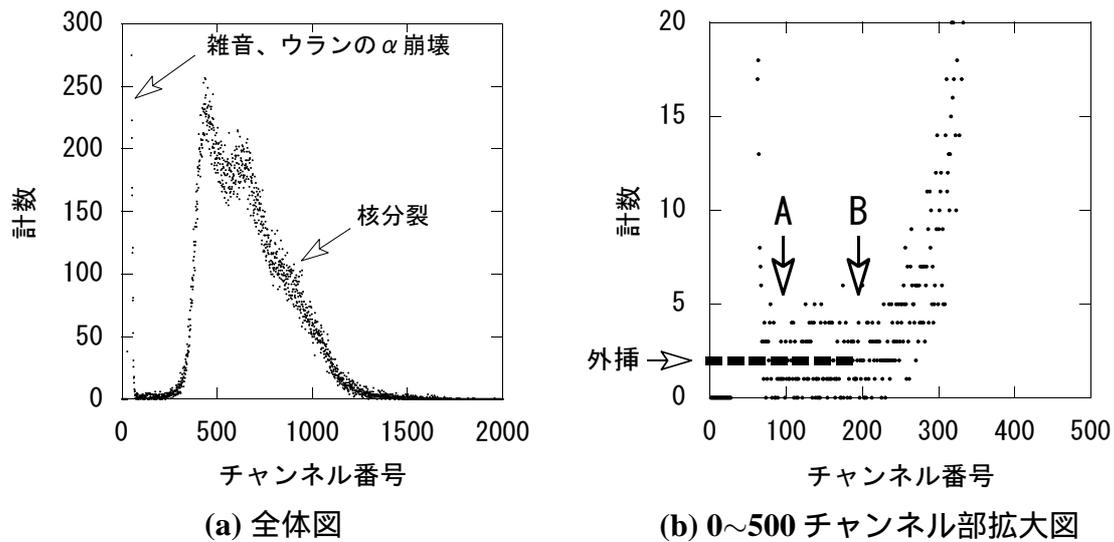


図 3.11 濃縮ウラン核分裂計数管の出力パルスの波高分布

離パルスの成分と雑音やウランの α 崩壊による電離パルスの成分からなる。拡大図の A 点より高い波高の計数は単純に総和をとれば良いが、これより低い波高領域の計数は雑音成分に隠されてしまうので、拡大図に示すように、A – B 間の計数レベルの平均を用いて外挿により計数を評価して計数の総和に加算することで補正した。この A 点より波高の低い計数の寄与は少なく、通常は 1% 未満であった。この補正後の総和を計数時間で除することにより、 Ctr_{fc} を求める。電着膜内での核分裂片損失による計数への影響の補正は、計数管を開発した Obu が Grundl の方法^[20] を基に評価を行った。その結果、本研究で用いた計数管に関しては、電着膜が薄いことからこの補正は 0.1% 未満であり無視し得ることが確認されている。^[19]

3.4.2 箔放射化法の核分裂率絶対値測定への適用性に関する標準熱中性子場を用いた検証

(1) 検証の手法

前節で論じたように、本箔放射化法では、核分裂計数管による核分裂率を基準として、箔に関しては γ 線の相対測定を行うことにより、核分裂率を求める。しかしながら、この核分裂計数管は、元々、アクチノイド核種の核分裂率比を高精度で測定するために開発されたものである。そこで、このような箔放射化法の核分裂率の絶対値測定への適用性を検証することを目的として、京都大学原子炉実験所の研究炉 KUR の重水設備の標準熱中性子場において、FCA の箔と核分裂計数管を用いて ^{235}U 核分裂

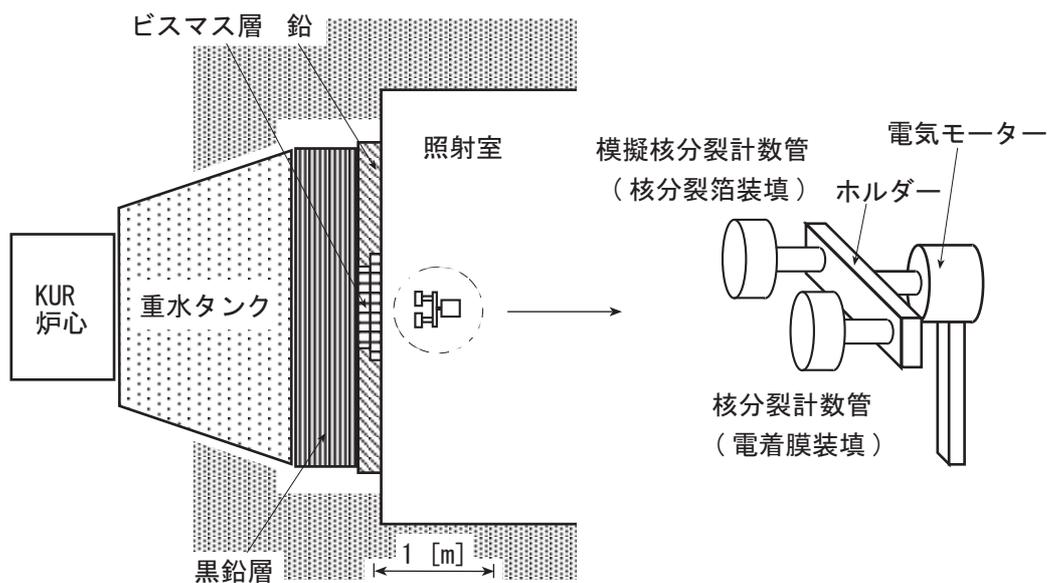


図 3.12 KUR 重水設備での核分裂計数管の実験配置

率測定を実施し，その結果を熱中性子断面積を用いた核分裂率の基準値と比較した。京都大学の Kanda 等による特性測定の結果，この重水設備では，金箔照射時の ^{197}Au の中性子捕獲反応率におけるカドミウム比が 5000 にも達し，マックスウェル分布で表わされる純粋な熱中性子スペクトルが利用可能なことがわかっている。^[21]

まず，図 3.12 に示すような重水設備の照射室内で，炉心側に向けてアルミニウム製の円盤を設置して，その表面に濃縮ウラン箔を装填して照射することにより ^{235}U 核分裂率を測定した。照射は，KUR の原子炉出力を 200 [kW] で一定に保ち，3 時間行った。濃縮ウラン箔と同時に，中性子束を測定するための金箔 (厚さ 0.02 mm) もこのアルミニウム製の円盤上に装填して照射した。この金箔は濃縮ウラン箔と同様に薄いアルミニウムシートで包んで照射した。照射中は，この円盤を電気モーターにより一定速度で回転させて，濃縮ウラン箔と金箔の照射量が等しくなるようにした。

次に，照射室よりこの円盤を取り除き，濃縮ウラン電着膜を装填した平行平板型核分裂計数管と濃縮ウラン箔を装填した模擬計数管を図 3.12 のように設置して照射を行い，計数管により核分裂率を測定すると同時に濃縮ウラン箔の照射を行った。照射は，KUR の炉出力を 25 [kW] で一定に保ち，先の箔照射に合わせて 3 時間行った。照射中は，図に示すように 2 つの計数管の位置を電気モーターにより周期的に入れ替えて，電着膜と箔の照射量が等しくなるようにした。

照射後、濃縮ウラン箔を FCA 施設に輸送して前述の箔データ処理システムにて γ 線の測定を行った。2つの箔の間で、共通の測定時間と基準待ち時間を採用して前節にて述べたように γ 線計数の測定と処理を行い、(3.4.7) 式にて ^{235}U 核分裂率の測定結果を得た。ただし、この場合、濃縮ウラン電着膜を装填した計数管と濃縮ウラン箔を装填した模擬計数管を同時に照射したので、同式中で $M_r = 1$ となる。さらに、純粋な熱中性子場での測定であることから、計数管の電着膜に含まれる不純物核種である ^{238}U の核分裂の寄与分補正は無い。

この測定値と比較する核分裂率の基準値 $F5_{ref}$ は、

$$F5_{ref} = \phi_{th} \sigma_f^{235} \sqrt{\frac{\pi}{4} \frac{T_0}{T_n}} g_f^{235} \quad (3.4.8)$$

で得られる。ここで、

ϕ_{th} : 熱中性子束

σ_f^{235} : ^{235}U 核分裂の 2200 [ms^{-1}] 断面積

T_0 : 273.15 [K]

T_n : 熱中性子スペクトルの中性子温度 333.15 [K] (60 [$^{\circ}\text{C}$])^[21]

g_f^{235} : T_n における ^{235}U 核分裂反応の Westcott の g -因子^[22]

である。熱外中性子の ^{235}U 核分裂率への寄与は別途評価^h した結果、0.1%以下と無視できることを確認した。熱中性子束は、通常採られる方法^[23] により、照射した金箔の誘導放射能の測定結果から評価した。その概要は以下のとおりである。金箔の誘導放射能は、ガスフロー型 $4\pi \beta - \gamma$ 同時計数装置を用いて絶対測定を行った。この結果に時間減衰補正を行うことにより飽和放射能の絶対値 D^{Gold} を求め、これより熱中性子束 $\phi_{th}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ を

$$\phi_{th} = \frac{D^{Gold}}{N^{Gold} \sigma_c^{197} \sqrt{\frac{\pi}{4} \frac{T_0}{T_n}} g_c^{197} f_s^{Gold} f_e^{Gold}} \quad (3.4.9)$$

で求めた。ここで、

N^{Gold} : 金箔に含まれる ^{197}Au の原子数 (金箔の重量より算出する)

σ_c^{197} : ^{197}Au 捕獲反応の 2200 [ms^{-1}] 断面積

g_c^{197} : T_n における ^{197}Au 捕獲反応の Westcott の g -因子

^h 中性子スペクトルを中性子温度 333.15 K のマックスウェル分布と 1/E 分布の合成と考えて、両者の比率は ^{197}Au 捕獲反応率のカドミウム比が 5000 となるように調整する。この中性子スペクトルで ^{235}U 核分裂率への熱外中性子の寄与を評価した。

f_s^{Gold} : 金箔内での ^{197}Au 捕獲反応率の自己遮蔽効果補正係数

f_e^{Gold} : ^{197}Au 捕獲反応率に対する金箔のエッジ効果補正係数

である。熱外中性子の ^{197}Au 捕獲反応率への寄与は、 ^{235}U 核分裂率の場合と同様に評価した結果、0.1%以下と無視できることを確認した。 σ_f^{235} 及び σ_c^{197} には、それぞれ 582.6 ± 1.1 [barn] 及び 98.65 ± 0.09 [barn]^[24] を用いた。 g_f^{235} 及び g_c^{197} には、それぞれ 0.9665 及び 1.0075^[22] を用いた。 f_s^{Gold} は、厚さの異なる 6 種類の金箔 (厚さ: 0.005 ~ 0.08 [mm]) を重水設備で別途照射し、それらの相対放射能の測定より評価した結果、 $0.980 \pm 0.1\%$ であった。エッジ効果は、Hanna の手法^[25] にて評価した結果、0.1%未満の補正であり無視し得ることがわかった。

(2) 検証結果と考察

表 3.6 には、 ^{235}U 核分裂率の測定値と基準値の比較を示す。両者の不確かさの内訳は表 3.7 に示す。測定値の不確かさにはいずれの構成要素も同じ程度に寄与し、 $\pm 1.1\%$ の不確かさで測定値を得ることができた。基準値の不確かさでは金箔の放射能の測定における計数の統計誤差が支配的であり、基準値を $\pm 0.4\%$ の不確かさで得ることができた。両者は 1% 以内で良く一致し、箔放射化法が核分裂率の絶対値の測定に適用できることを検証した。

表 3.6 標準熱中性子場における ^{235}U 核分裂率の測定値と基準値の比較

測定値 ^{a)} [s^{-1}]	基準値 ^{a)} [s^{-1}]	両者の比
$3.685 \times 10^{-14} \pm 1.1\%$	$3.717 \times 10^{-14} \pm 0.4\%$	$0.991 \pm 1.2\%$

a) とともに原子炉出力 200 [kW] 時の 1 原子当りの核分裂率

表 3.7 標準熱中性子場における ^{235}U 核分裂率の測定値と基準値の不確かさの内訳

(a) 測定値

項目	不確かさ
円盤上で照射した濃縮ウラン箔の計数	0.5%
核分裂計数管の中で照射した濃縮ウラン箔の計数	0.4%
濃縮ウラン箔の重量	0.2%
核分裂計数管の濃縮ウラン電着膜のウラン量	0.5%
核分裂計数管の計数	0.3%
核分裂計数管の計数に対する補正係数	0.4%
核分裂率	1.1%

(b) 基準値

項目	不確かさ
金箔放射能測定の計数の統計誤差	0.3%
^{235}U 核分裂反応の $2200[\text{ms}^{-1}]$ 断面積	< 0.1%
^{197}Au 捕獲反応の $2200[\text{ms}^{-1}]$ 断面積	< 0.1%
^{197}Au 捕獲反応率の自己遮蔽効果補正係数	0.1%
核分裂率	0.4%

3.5 β_{eff} の測定と結果

FCA と MASURCA で筆者が実施した β_{eff} 測定と結果について論じる。FCA では ^{252}Cf 中性子源法と共分散対平均法の 2 つの手法で測定を行った。これらのうち、 ^{252}Cf 中性子源法による測定は、 β_{eff} ベンチマーク実験の参加機関の 1 つである韓国原子力研究所 (KAERI) の研究者と共同で実施した。MASURCA では、 ^{252}Cf 中性子源法のみにより β_{eff} の測定を行った。これは MASURCA を保有するカダラッシュ研究所側の共同研究者と共同で実施した。MASURCA で行った測定の手法は FCA におけるものと同様なので、その概要を記載する。

3.5.1 FCA における β_{eff} の測定と結果

3.5.1.1 ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff} の測定と結果

(1) ^{252}Cf 自発核分裂中性子源の中性子放出数 S_{Cf} の評価

用いた ^{252}Cf 中性子源は、ステンレス鋼からなる径 7.8 [mm]、高さ 10 [mm] の円筒形の容器に密封されている。その中性子放出数は、英国の National Physical Laboratory においてマンガバス法^[12]で校正されており、校正時点 (1986 年 11 月) で $1.266 \times 10^8 \pm 0.6\%$ [s^{-1}] であった。この中性子源には Cf の同位体である ^{250}Cf が含まれており、この同位体も中性子を放出する。線源の中性子放出数に対するこの同位体の寄与は校正時点で 0.1% であった。本手法による β_{eff} 測定は 1996 年 1 月から 1997 年 9 月の間に行われており、 ^{252}Cf 同位体の半減期 2.645 ± 0.008 [y]^[26] と ^{250}Cf 同位体の半減期 13.08 ± 0.09 [y]^[26] を用いて減衰補正を行った。 β_{eff} 測定時の中性子放出数は、XIX-1 炉心で 1.159×10^7 [s^{-1}]、XIX-2 炉心で 1.023×10^7 [s^{-1}]、XIX-3 炉心で 7.52×10^6 [s^{-1}] であった。これら中性子放出数の不確かさは、上記の校正時点での放出数の不確かさとその減衰補正に用いる Cf 同位体の半減期の不確かさを考慮して算出した結果、 $\pm 1.1\%$ であった。

(2) ^{252}Cf 自発核分裂中性子源の見かけの反応度値 $\Delta\rho_{\text{Cf}}$ の測定

まず、固定側集合体中心の燃料引出しの最も先端部分の燃料セル内の中央部で模擬物質板を再配置することにより小さな空間を設けて前述の ^{252}Cf 中性子源を置いた。このように中性子源を炉心に入れた状態で、制御棒の位置を順次変えて行くことによ

り、 -0.01 から -1 [ドル] の範囲で段階的に原子炉の反応度をおおよそ一桁変えた。これは、原子炉出力レベルにして、XIX-1 炉心では 0.25 から 4 [W]、XIX-2 炉心では 0.15 から 10 [W]、XIX-3 炉心では 0.25 から 2 [W] に相当する。2 組の制御棒の位置を同時に変えて、それらの位置がほぼ同じになるようにして、固定側集合体の炉心と移動側集合体の炉心になるべく対象となるように配慮した。いずれの炉心においても、 β_{eff} の測定に先立ち、この制御棒の校正曲線は、安全棒 1 組を 50 [mm] 引き抜いた位置から全挿入することにより印加される反応度である「基準反応度」を基に補償法で校正した。この基準反応度は Tomlinson の評価による遅発中性子データ^[27] を基にして、正ペリオド法によりドル単位で求めた。制御棒の各位置で、3.2 節にて述べた原子炉出力レベルモニターの計数率 m を記録した。このような反応度に対応する炉出力レベルの範囲で計数率が適切となるモニターとして、M4、M5、M8 を選んで測定に用いた。ただし、モニターの整備の都合上、XIX-3 炉心では上記の 3 つのモニター全てが利用可能であったが、XIX-2 炉心では M4 と M5、XIX-1 炉心では M4 のみが利用可能であった。これら制御棒の反応度値をモニター M4 の計数率の逆数に対してプロットした結果を図 3.13 に示す。

同図の縦軸の反応度値は、仮に制御棒を全挿入した時を 0 [ドル] として、これより引抜いた分に相当する反応度値であり、2 組の制御棒の反応度値の合計である。このプロットに直線をフィッティングして、その傾きとして、3.3 節の (3.3.18) 式の $(-\rho_{\$} m)_{int+Cf}$ を求めた。縦軸切片は臨界時における制御棒値であり原子炉の余剰反応度に相当する。

次に ^{252}Cf 中性子源を取り除き、上記と同様の測定、プロットとその直線への当てはめを行いその傾きとして $(-\rho_{\$} m)_{int}$ を求めた。その結果も図 3.13 に示す。ここで、XIX-1 炉心はウラン燃料で構成され、核燃料 (主として ^{238}U) の自発核分裂により発生する中性子が少ないことから、傾きは ^{252}Cf 中性子源がある場合と比べて極めて小さなものとなった。

最後に、3.3 節の (3.3.19) 式に示すように、 $(-\rho_{\$} m)_{int+Cf}$ と $(-\rho_{\$} m)_{int}$ の差として、 ^{252}Cf 中性子源の見かけの反応度値とモニターの計数率との積 $\Delta\rho_{Cf} \$ m$ [ドル cps] を求めた。その結果は、炉心中心における核分裂率の測定結果とともに後の表 3.10 に示す。 $\Delta\rho_{Cf} \$ m$ の不確かさは、制御棒校正の不確かさ $\pm 2\%$ と上記のフィッティングによる傾きの不確かさ $\pm 0.7\%$ より評価した。

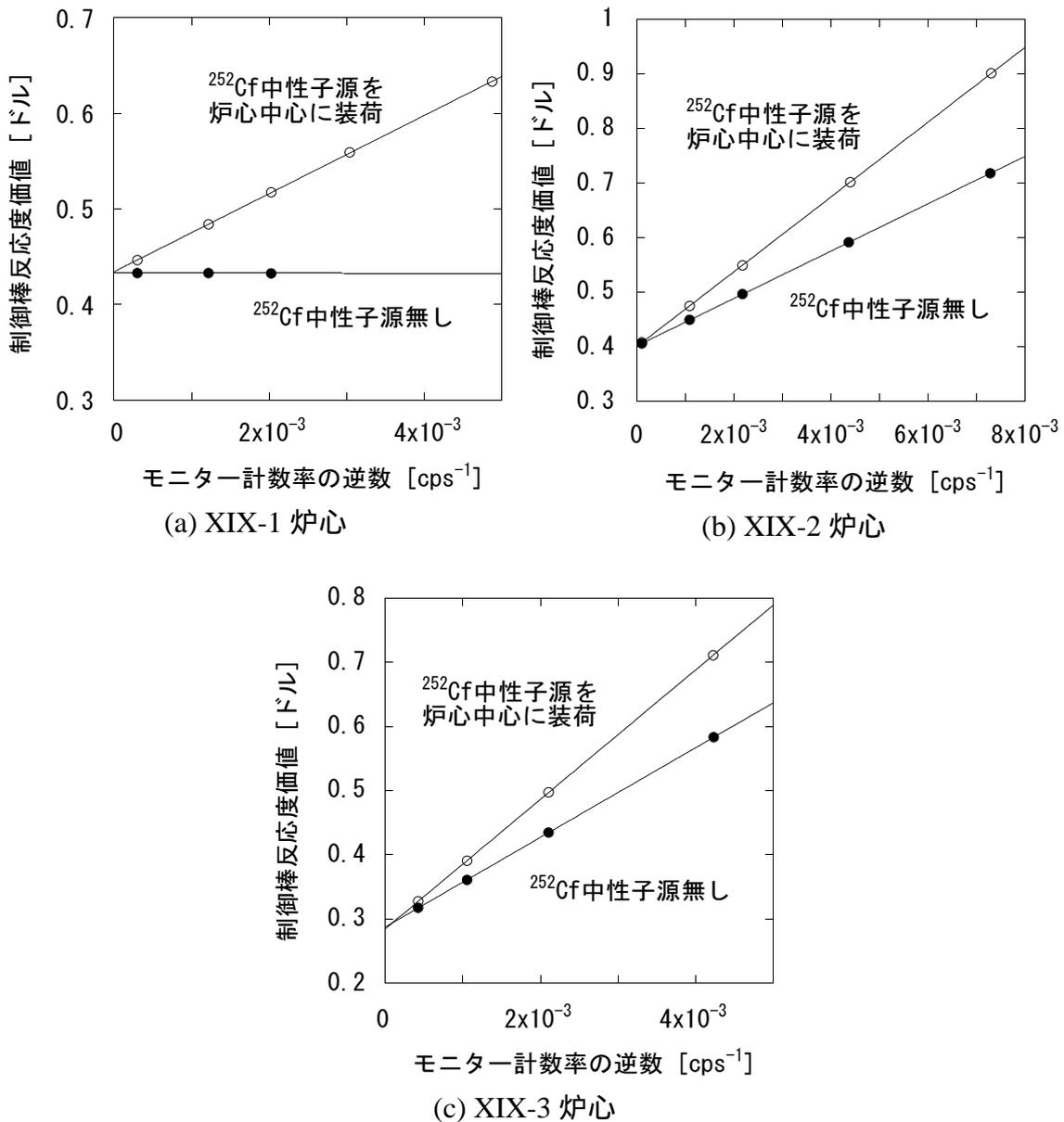


図 3.13 ²⁵²Cf 中性子源の見かけの反応度値の測定例 (モニターは M4)

(3) 炉心中心における核分裂率 F_{center} の測定

3.4 節で論じた箔放射化法を用いて、炉心中心において、主要な 3 核種である ²³⁵U、²³⁸U と ²³⁹Pu の核分裂率の測定を行った。このために、燃料板に隣接する場所に、濃縮ウラン、劣化ウラン、プルトニウムの 3 種類の箔を置いて核分裂率を測定した。 γ 線測定系の校正のための核分裂計数管と核分裂箔を組み合わせた照射は、固定側集合体の炉心中心の引出しの燃料板や模擬物質板を一部除いたり再配置することにより

表 3.8 FCA 炉心中心における主要な核種ごとの燃料セル平均の核分裂率

炉心名	測定機関	核分裂率 ^{a)} [s ⁻¹]		
		²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu
XIX-1	旧 JAERI	$1.71 \times 10^{-15} \pm 0.7\%$	$6.77 \times 10^{-17} \pm 1.1\%$	—
	CEA ^[28]	$1.69 \times 10^{-15} \pm 1.6\%$	$6.71 \times 10^{-17} \pm 1.7\%$	—
	平均値 ^{b)}	$1.71 \times 10^{-15} \pm 0.7\%$	$6.74 \times 10^{-17} \pm 1.0\%$	—
XIX-2	旧 JAERI	$1.44 \times 10^{-15} \pm 0.8\%$	$5.87 \times 10^{-17} \pm 1.1\%$	$1.52 \times 10^{-15} \pm 1.0\%$
XIX-3	旧 JAERI	$3.04 \times 10^{-15} \pm 0.8\%$	$1.07 \times 10^{-16} \pm 1.0\%$	$3.28 \times 10^{-15} \pm 1.0\%$
	CEA ^[28]	$3.01 \times 10^{-15} \pm 1.6\%$	$1.03 \times 10^{-16} \pm 1.7\%$	$3.27 \times 10^{-15} \pm 1.5\%$
	平均値 ^{b)}	$3.03 \times 10^{-15} \pm 0.8\%$	$1.06 \times 10^{-16} \pm 1.8\%$	$3.28 \times 10^{-15} \pm 0.9\%$

a) 出力レベル 20[W](XIX-1 と XIX-3 炉心) または 10[W](XIX-2 炉心) での 1 原子当りの核分裂率

b) 不確かさを重みとして考慮した平均値 (その不確かさは伝播により評価)

小さな空間を設けて、計数管や核分裂箔を装填した模擬計数管を装荷することにより行った。

燃料板に隣接した場所においた箔と燃料板内部の核分裂率の相違を補正する係数は、別途、補正実験を行うか、連続エネルギーモンテカルロコードで燃料セル内の詳細な核分裂率を計算して、その結果より求めた。この補正は、核種により異なるが 3% 以内であった。この補正係数を乗じた核分裂率は、「燃料セル平均」の核分裂率となる。

XIX-1 と XIX-3 炉心においては、 β_{eff} ベンチマーク実験に参加したフランス CEA カダラッシュ研究所が核分裂計数管を FCA に持ち込み測定を行った。従って、これら 2 つの炉心では、旧 JAERI の計数管に基づく核分裂率の測定結果と CEA の計数管に基づく結果の比較を行うことができた。主要な 3 核種に関して核分裂率の測定結果を表 3.8 に示す。この結果は、XIX-1 炉心と XIX-3 炉心においては原子炉出力レベル 20 [W] での値であり、XIX-2 炉心においては 10 [W] での値である。核分裂率測定中の原子炉出力レベルはモニターで監視した。測定の不確かさを考慮すると JAERI と CEA の間で測定結果は良く一致した。XIX-1 と XIX-3 炉心においては 2 つの機関の測定結果の平均値を β_{eff} 測定に採用した。

これら個々の核種の核分裂率の測定結果に、3.2 節の表 3.3 の均質原子数密度を

表 3.9 FCA 炉心中心における燃料の核分裂率 F_{center}

XIX-1 炉心	XIX-2 炉心	XIX-3 炉心
$3.86 \times 10^6 \pm 0.7\%$	$3.79 \times 10^6 \pm 1.2\%$	$7.09 \times 10^6 \pm 0.9\%$

出力レベル 20 [W](XIX-1 と XIX-3 炉心) または 10[W]
(XIX-2 炉心) での単位体積当りの核分裂率 [$s^{-1} \text{ cm}^{-3}$]

乗じた後に、核種に関する総和をとることにより、単位体積当りの燃料の核分裂率 $F_{center}[\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}]$ を求めた。これを表 3.9 に示す。XIX-2 と XIX-3 炉心ではプルトニウム燃料を用いたことから、測定を行っていない ^{240}Pu 、 ^{241}Pu と ^{241}Am の F_{center} に対する寄与がある。この寄与は、これら 3 核種と ^{239}Pu の核分裂率比の計算結果を用いて補正した。この補正は最大でも 3.3% に過ぎなかった。 F_{center} の不確かさはおよそ $\pm 1\%$ となった。この F_{center} とモニター計数率 m の比、さらに、 F_{center} と前述の ^{252}Cf 中性子源の見かけの反応度値 $\Delta\rho_{\text{Cf}} \S$ との積 $\Delta\rho_{\text{Cf}} \S F_{center}$ を表 3.10 に示す。同表より、XIX-2 と XIX-3 炉心では、異なるモニターの間で $\Delta\rho_{\text{Cf}} \S F_{center}$ の相違は 1.3% 以内であった。(2) において前述した個々のモニターでのフィッティングの不確かさ $\pm 0.7\%$ は、この $\Delta\rho_{\text{Cf}} \S F_{center}$ の相違と整合する。

(4) 燃料の核分裂当たりの中性子発生数の平均値 $\bar{\nu}$ 、 ^{252}Cf と燃料核種の核分裂インポートランスの比 $(\phi_{\text{Cf}}^{\dagger}/\phi_{\text{fuel}}^{\dagger})$ 、摂動分母 F_i の評価

3.3.1 節で論じたように、炉心中心におけるパラメータである、 $\bar{\nu}$ 及び $(\phi_{\text{Cf}}^{\dagger}/\phi_{\text{fuel}}^{\dagger})$ は核計算で評価した。摂動分母 F_i は、核分裂インポートランスの空間分布と核分裂による中性子発生数の空間分布の計算結果に、測定と計算の分布の比較により評価した補正係数を乗じた後に (3.3.11) 式の積分を行い、半実験値としての F_i を評価した。前述のように、主要な核分裂核種に関しては ν の核データの精度が良いことと、中性子スペクトルが精度良く計算できる炉心中心での計算値であることから、 $\bar{\nu}$ の精度は良い。また、 ^{252}Cf の自発核分裂中性子のエネルギースペクトルは、主要な核分裂核種の核分裂中性子のエネルギースペクトルに似ていることから、 $(\phi_{\text{Cf}}^{\dagger}/\phi_{\text{fuel}}^{\dagger})$ は 1 に近い量となる。このため、その精度は問題とならない。

計算は、核データファイル JENDL-3.2 を基として旧 JAERI の高速炉体系における核特性の解析システム^[4,5]を用いて行った。まず、JENDL-3.2 を処理して作成した工

表 3.10 FCA 炉心の中心における ^{252}Cf 中性子源の見かけの反応
度価値 $\Delta\rho_{\text{Cf}} \text{ \$}$ と核分裂率 F_{center} の積の測定結果

炉心名	モニター	$\Delta\rho_{\text{Cf}} \text{ \$ } m^a)$ [ドル cps]	$F_{\text{center}}/m^b)$ [$\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ cps}^{-1}$]	$\Delta\rho_{\text{Cf}} \text{ \$ } F_{\text{center}}$ [ドル $\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$]
XIX-1	M4	4.090×10^1	2.348×10^1	9.606×10^3
XIX-2	M4	2.509×10^1	4.141×10^2	1.039×10^4
	M5	3.062×10^1	3.436×10^2	1.052×10^4
	平均値 ^{c)}	—	—	1.046×10^4
XIX-3	M4	3.108×10^1	3.748×10^2	1.165×10^4
	M5	3.758×10^1	3.110×10^2	1.169×10^4
	M8	4.461×10^1	2.589×10^2	1.154×10^4
	平均値	—	—	1.163×10^4

a) $\Delta\rho_{\text{Cf}} \text{ \$}$ と各モニターの計数率 m の積

b) 表 3.9 の F_{center} と各モニターの計数率 m の比

c) 平均値の不確かさの評価は後の表 3.13 に示す

エネルギー 70 群構造の炉定数ライブラリー JFS-3-J3.2^[6] と衝突確率法で積分型の中性子輸送方程式を解く SLAROM コード^[7] を用いて、炉心の各領域の単位燃料セル内の燃料板や模擬物質板の配列をモデル化した体系のセル計算を行い、燃料セル平均の実効断面積を作成した。次に、この実効断面積を用いて、3次元 X-Y-Z 炉心モデルで拡散理論に基づく CITATION-FBR(POPLAS) コード^[5] で炉心計算を行い、炉心内の中性子束分布と随伴中性子束分布を求めた。この解析システムの詳細については第 4 章に記述する。

$\bar{\nu}$ は、炉心中心における中性子束と燃料セル平均の実効断面積から (3.3.10) 式に基づき求めた。 $(\phi_{\text{Cf}}^\dagger/\phi_{\text{fuel}}^\dagger)$ は、炉心中心における随伴中性子束から (3.3.14) 式に基づき求めた。ここで、 ^{252}Cf の自発核分裂中性子のスペクトルには IRDF-85^[29] の評価結果を 70 エネルギー群構造に処理したものを、燃料核種の核分裂中性子スペクトルには JENDL-3.2 を処理したものをを用いた。これら $\bar{\nu}$ と $(\phi_{\text{Cf}}^\dagger/\phi_{\text{fuel}}^\dagger)$ の評価結果は、後の表 3.12 に掲載する。(3.3.11) 式による摂動分母 F_i の半実験値評価のための中性子発生数の空間分布は中性子束分布と実効断面積より計算し、これに補正係数を乗じて求めた。核分裂インポートランスの空間分布は、上記の随伴中性子束分布と燃料核種の核分裂中性子スペクトルより計算し、これに補正係数を乗じて求めた。その詳細は付録 C

表 3.11 摂動分母 F_i の半実験値とこれに対する領域別の寄与

領域	XIX-1 炉心	XIX-2 炉心	XIX-3 炉心
炉心 ^{a)}	$6.49 \times 10^4 \pm 1.0\%$ (97.0%)	$9.05 \times 10^4 \pm 1.0\%$ (97.8%)	$8.55 \times 10^4 \pm 1.3\%$ (98.1%)
ブランケット ^{b)}	$1.98 \times 10^3 \pm 10\%$ (3.0%)	$1.99 \times 10^3 \pm 10\%$ (2.2%)	$1.67 \times 10^3 \pm 10\%$ (1.9%)
合計 F_i	$6.69 \times 10^4 \pm 1.1\%$	$9.25 \times 10^4 \pm 1.1\%$	$8.72 \times 10^4 \pm 1.4\%$

a) 半実験値 [cm^3] , b) 計算値 [cm^3] , () 内の値は合計に対する寄与割合

に記述する。

中性子発生数と核分裂インポートランスの空間分布にこれら補正係数を適用して評価した摂動分母 F_i の半実験値とこれに対する領域別の寄与を表 3.11 に示す。97%以上と大部分を占める炉心領域の寄与分は、これまでに述べたように求めた半実験値であり、その不確かさは、核分裂率分布と核分裂インポートランス分布の測定の不確かさから評価した。ブランケット領域の寄与分は計算のみで求めたものであり、その寄与分には $\pm 10\%$ の不確かさを見込めば十分であると考えた。炉心領域の寄与分が大きなことから、 F_i の不確かさは炉心領域寄与分のそれとほぼ同じ $\pm 1.1 \sim 1.4\%$ となった。

(5) β_{eff} の測定結果と考察

表 3.12 に、これまで (1)~(4) で論じたパラメータを用いた β_{eff} の評価結果をまとめる。これらパラメータのうち、 $(\phi_{\text{Cf}}^\dagger / \phi_{\text{fuel}}^\dagger)$ は 1 に近い値となった。 ^{235}U の β_{eff} への寄与が 90% 以上の XIX-1 炉心と比べて、 ^{239}Pu の寄与が 70% 以上となる XIX-3 炉心では β_{eff} の値はおおよそ 1/3 と小さくなった。これは、第 2 章の図 2.4 からわかるように、 ^{235}U と比べて ^{239}Pu の遅発中性子収率が 1/3 と小さなことを反映したものである。

表 3.13 には β_{eff} の不確かさの内訳を示す。 $(\phi_{\text{Cf}}^\dagger / \phi_{\text{fuel}}^\dagger)$ は 1 に近いことから、このパラメータの不確かさは他のパラメータのそれと比較して無視し得るものと考えた。炉心中心における燃料核種の核分裂当りの平均中性子放出数 $\bar{\nu}$ の不確かさは、主要核種の ν のそれである $\pm 0.5\%$ とした。これは、 S_{Cf} 、 $\Delta\rho_{\text{Cf}} \text{ \$ } m$ 、 F_{center}/m や F_i といったパラメータの不確かさ ($\pm 0.9 \sim 2.1\%$) と比べて小さく、 β_{eff} への影響は小さい。 β_{eff} の不確かさには、これら S_{Cf} 、 $\Delta\rho_{\text{Cf}} \text{ \$ } m$ 、 F_{center}/m 及び F_i の 4 つのパラメータのそ

れが同じ程度に寄与し， $\pm 2 \sim 3\%$ の不確かさで β_{eff} を求めることができた。

表 3.12 FCA 炉心における ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff}

パラメータ	XIX-1 炉心	XIX-2 炉心	XIX-3 炉心
^{252}Cf 中性子源の中性子放出率 $S_{\text{Cf}} [\text{s}^{-1}]$	1.159×10^7	1.023×10^7	7.52×10^6
^{252}Cf 中性子源の反応度価値と核分裂率 の積 $\Delta\rho_{\text{Cf}} \& F_{\text{center}} [\text{ドル s}^{-1}\text{cm}^{-3}]$	9.606×10^3	1.046×10^4	1.163×10^4
摂動分母 $F_i [\text{cm}^3]$	6.69×10^4	9.25×10^4	8.72×10^4
炉心中心における燃料核種の核分裂 当りの平均中性子放出数 $\bar{\nu}$	2.466	2.949	2.924
$(\phi_{\text{Cf}}^\dagger / \phi_{\text{fuel}}^\dagger)$	1.000	0.997	0.998
$\beta_{eff}^a)$	7.35×10^{-3} $\pm 2.7\%$	3.58×10^{-3} $\pm 2.9\%$	2.49×10^{-3} $\pm 2.9\%$

a) β_{eff} の不確かさは 1σ レベル，その内訳は表 3.13 に掲載

表 3.13 FCA 炉心における ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff} の実験
値の不確かさの内訳

パラメータ	不確かさ
^{252}Cf 中性子源の中性子放出率 S_{Cf}	
マンガンバス法による校正	0.6%
減衰補正	0.9%
^{252}Cf 中性子源の反応度価値 $\Delta\rho_{\text{Cf}} \& m$	
傾きのフィッティング	0.7%
制御棒校正	2%
核分裂率 F_{center}/m	0.7~1.2%
摂動分母 F_i	1.1~1.4%
燃料核種の核分裂当りの 平均中性子放出数 $\bar{\nu}$	0.5%
β_{eff}	2.7~2.9%

3.5.1.2 共分散対平均法による β_{eff} の測定と結果

(1) 共分散対平均比の測定

FCA の固定側集合体の径方向ブランケット内に 2 本の BF_3 中性子計数管 (三菱製 5L101 型, 直径 1[インチ], 長さ 30[cm]) を装荷して, 未臨界状態で原子炉出力レベルを一定に保ち, 計数管の計数の間の共分散対平均比を測定した。これら BF_3 計数管は集合体密着面の近くで炉心の中心点より見て対象となる位置に装荷し, 前置増幅器を介して 2100[V] のバイアス電圧を印加した。これら 2 本の計数管からの中性子計数は, それぞれ, 前置増幅器, 線形増幅器及び波高弁別器を介して, 8192 のデータチャンネルを持つマルチチャンネルスケーラー (MCS) で収集した。MCS の時間ゲート幅は 0.1[ms] に固定して測定を行った。3.3.2 節の (3.3.49) 式を共分散対平均比にフィッティングすることから, このゲート幅は, あらかじめ核計算で求めた各炉心の即発中性子の寿命を基に評価した α を考慮に入れて設定したものである。これら MCS はコンピュータに接続されており, その制御により計数の収集を同時に開始して各チャンネルに計数を記録して行くように動作させた。8192 チャンネル分の計数の収集終了後に, MCS からコンピュータに計数データを転送し, 磁気ディスクに記録した。2~4 時間をかけてこのような計数の収集と記録を 1000~2000 回繰り返した。共分散対平均比は, 収集したデータをコンピュータで処理することにより求めた。

XIX-1 炉心はウラン炉心であることから固有の中性子源が弱く, 同中性子源のみでは未臨界時の炉心の中性子束レベルが極めて低くなってしまい, BF_3 計数管の計数率も低くなり過ぎて共分散対平均比の測定が不可能であった。このため, 中性子放出数 $1 \times 10^5 [\text{s}^{-1}]$ 程度の ^{252}Cf 中性子源を炉心の中心に置いて, 共分散対平均比の測定に適する中性子束レベルを保てるようにした。このようにして, 共分散対平均比の測定を -0.02 [ドル] のごく浅い未臨界において行った。これは, おおよそ 0.02 [W] の原子炉出力レベルに相当した。この炉出力レベルは, 3.2 節にて記述したモニターの計数率として記録した。これらモニターのうち, このような低い炉出力でも適切な計数率が得られる M6 及び M7 のみが利用可能であった。

XIX-2 炉心においては, 測定機器の不調のために共分散対平均比の測定はできなかった。

XIX-3 炉心では, 燃料として用いているプルトニウムの同位体 (主として ^{240}Pu) より発生する自発核分裂中性子の数が多いことから, BF_3 計数管が有効に動作する計数

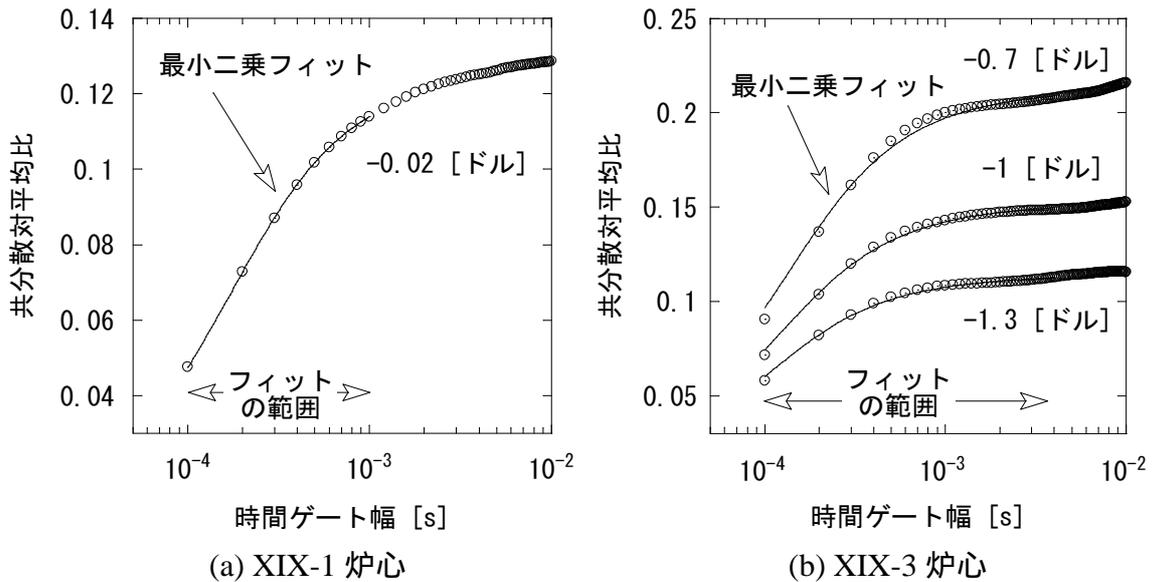


図 3.14 FCA 炉心における共分散対平均の時間ゲート幅依存性

率となるまで中性子束レベルを低下させる必要があった。このプルトニウム燃料から中性子発生数は、炉心のプルトニウム燃料装荷量とその組成及びプルトニウム同位体の自発核分裂中性子放出数の評価データより算出した結果、おおよそ $2 \times 10^7 [s^{-1}]$ であり、XIX-1 炉心で用いた ^{252}Cf 中性子源の中性子放出数の 200 倍にも達するものであった。このため、共分散対平均比の測定は XIX-1 炉心と比べればかなり深い未臨界である -1 [ドル] 程度で行った。 β_{eff} の測定結果が未臨界のレベルに依存するかどうか検討するために、3 つの未臨界のレベル: -1.3 , -1 , -0.7 [ドル] において測定を実施した。これら未臨界のレベルは、おおよそ 0.1 から 0.3 [W] の炉出力レベルに相当した。この炉出力レベルは、3.2 節にて記述したモニターのうち、これら炉出力と後に述べる核分裂率測定時の炉出力の範囲で適切な計数率となる M1, M2, M4, M5 及び M8 の計数率として記録した。

図 3.14 には、共分散対平均比の時間ゲート幅 (τ) 依存性を示す。 0.1 [ms] よりも長い τ での共分散対平均比は、 0.1 [ms] での測定データをバンチング処理^[30] することにより求めた。3.3.2 節の (3.3.49) 式をこの τ 依存性を表す曲線に最小二乗法でフィッティングすることにより、(3.3.50) 式で示す係数 A_p を求めた。このフィッティングは、XIX-1 及び XIX-3 炉心において、それぞれ $0.1 \sim 1$ [ms] 及び $0.1 \sim 4$ [ms] の τ の範囲で行った。これは、共分散対平均比への遅発中性子の影響をあらかじめ核計算を基にして評価しておき、その影響が無視できて (3.3.49) 式が適用できる範囲を選んだもので

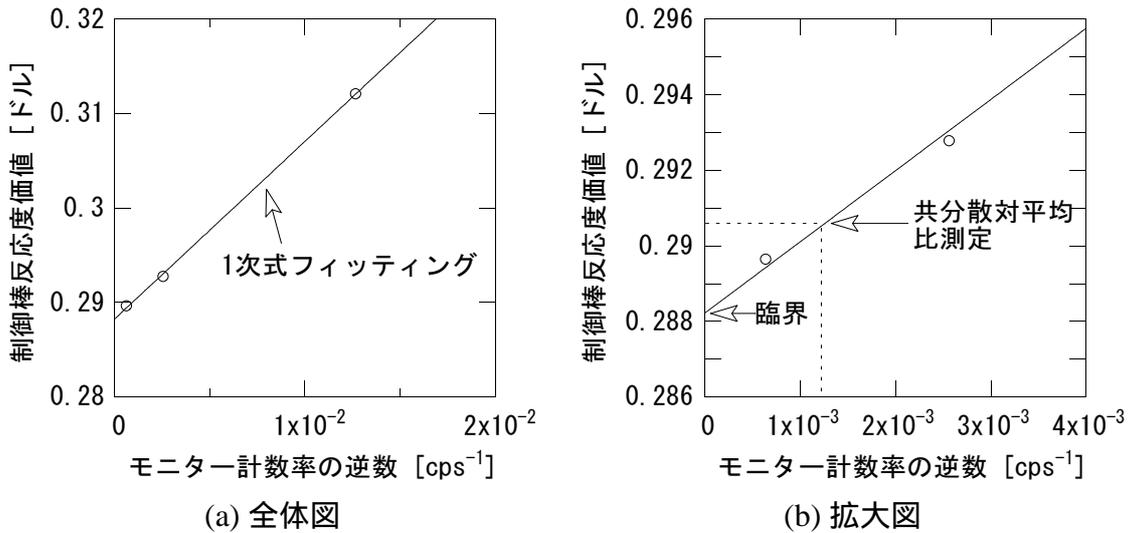


図 3.15 炉出力レベルモニターの計数率の逆数対制御棒反応度値のプロットの例 (XIX-1 炉心, モニターは M6)

ある。係数 A_p の不確かさを評価するために、反応度と炉出力レベルを同じにした条件下でこのような共分散対平均比の測定と測定結果のフィッティングを繰り返し行った。その結果、 A_p の不確かさは $\pm 2.5\%$ であった。これらの結果は後の表 3.16 及び 3.17 にまとめる。

(2) 反応度の測定

共分散対平均比を測定した時の炉心の反応度 ρ_s [ドル] は、その測定を行った未臨界時と臨界時の制御棒の反応度値ⁱ の差より求めた。制御棒の校正は 3.5.1.1 節で述べたとうりである。炉心に ²⁵²Cf 中性子源または固有の中性子源が存在する条件下での臨界時の制御棒の反応度値を求めるために、図 3.15 に示すように、炉出力レベルモニターの計数率の逆数に対して制御棒反応度値をプロットした。このプロットで計数率の逆数を零に外挿した点が、臨界時の制御棒の反応度値である。 ρ_s の不確かさは、制御棒校正の不確かさ $\pm 2\%$ に加えて、2~4 時間にわたる共分散対平均比の測定中に炉心の温度変化等によりもたらされる小さな反応度の変化(ドリフト)に起因する不確かさ $\pm 0.2\%$ より評価した。これらの結果は後の表 3.16 及び 3.17 にまとめる。

ⁱ3.5.1.1 節で述べたように、この制御棒反応度値は、制御棒を全挿入した時を 0 [ドル] としてこれより引抜いた分に相当する反応度値であり、2 組の制御棒の反応度値の合計である。

表 3.14 核分裂の積分値 F_r の半実験値とこれに対する領域別の寄与

領域	XIX-1 炉心	XIX-2 炉心	XIX-3 炉心
炉心領域 ^{a)}	$1.024 \times 10^5 \pm 0.6\%$ (92.6%)	$1.455 \times 10^5 \pm 0.5\%$ (92.8%)	$1.378 \times 10^5 \pm 0.6\%$ (93.4%)
ブランケット領域 ^{b)}	$8.22 \times 10^3 \pm 10\%$ (7.4%)	$1.117 \times 10^4 \pm 10\%$ (7.2%)	$9.72 \times 10^3 \pm 10\%$ (6.6%)
合計 F_r	$1.106 \times 10^5 \pm 1.0\%$	$1.567 \times 10^5 \pm 1.0\%$	$1.475 \times 10^5 \pm 1.0\%$

a) 半実験値 [cm^3] , b) 計算値 [cm^3] , () 内の値は合計に対する寄与割合

(3) BF_3 検出器の効率 ϵ , Diven 因子 D_V 及び空間補正因子 D_S の評価

3.3.2 節で述べたように , BF_3 検出器の計数効率 ϵ は , その計数率と炉心とブランケット全体での核分裂率の比として求める。これらのうち , 炉心全体での核分裂率は , (3.3.53)~(3.3.55) 式に示すように , 炉心中心での核分裂率 F_{center} に核分裂率分布の積分値 F_r を乗ずることにより求める。

F_{center} の測定結果は , 3.5.1.1 節の ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff} 測定において既に示した結果と共通である。この核分裂率測定時と共分散対平均比測定時の炉出力レベルモニターの計数率の比を用いて , 表 3.9 に掲載した核分裂率から共分散対平均比測定時の F_{center} を求めた。ただし , XIX-1 炉心においては , 先の (1) において記述したように , 炉出力レベル 0.02[W] における共分散対平均比の測定時に利用可能であったモニターである M6 及び M7 と , 数 10[W] での核分裂率測定時に利用可能であったモニターである M4 及び M5 が異なる。このため , 炉出力 0.1 ~ 1[W] のレベルで , M4 , M5 と M6 , M7 の間で計数率の関係を精度良く測定しておき , これも利用して共分散対平均比測定時の F_{center} を求めた。

F_r は , 3.5.1.1 節で述べた摂動分母 F_i と同様の手法で求めた。すなわち , 計算結果を基にして , 核分裂率分布の測定と計算の比較より求めた補正係数を用いて , その半実験値を評価した。その結果と領域別の寄与を表 3.14 に示す。92%以上と大部分の寄与を占める炉心領域の寄与分は半実験値であり , その不確かさは核分裂率分布の測定の不確かさから評価した。ブランケット領域の寄与分は計算のみで求めたものであり , その寄与分には $\pm 10\%$ の不確かさを見込めば十分であるものと考えた。その結果 , F_r の不確かさは , いずれの炉心においても $\pm 1.0\%$ となった。

Diven 因子 D_ν 及び空間補正因子 D_S は, 3.3.2 節の (3.3.38) 及び (3.3.39) 式において, 核分裂を起こす核種間での平均的な核分裂スペクトル $\overline{\chi_p(E)}$ を用いれば,

$$D_\nu \simeq \frac{\int d\mathbf{r} \left(\int dE \sum_m \langle \nu_p^m(E) (\nu_p^m(E) - 1) \rangle \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \right) \left(\int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \right)^2}{\int d\mathbf{r} \left(\int dE \sum_m (\nu_p^m(E))^2 \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \right) \left(\int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \right)^2} \quad (3.5.1)$$

$$D_S \simeq \frac{\left(\sum_m F^m \right) \int d\mathbf{r} \left(\int dE \sum_m (\nu_p^m(E))^2 \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \right) \left(\int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \right)^2}{\left\{ \int d\mathbf{r} \left(\int dE \sum_m \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \right) \left(\int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \right) \right\}^2} \quad (3.5.2)$$

と近似することができる。さらに, \mathbf{r}_c を炉心中心位置として, 炉心中心で規格化された5つの分布 $P(\mathbf{r})$, $I(\mathbf{r})$, $U(\mathbf{r})$, $V(\mathbf{r})$ 及び $W(\mathbf{r})$ を以下のように定義する。

$$P(\mathbf{r}) \equiv \frac{\sum_m F^m(\mathbf{r})}{\sum_m F^m(\mathbf{r}_c)} = \frac{\int dE \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E)}{\int dE \Sigma_f(\mathbf{r}_c, E) \phi(\mathbf{r}_c, E)} \quad (3.5.3)$$

$$I(\mathbf{r}) \equiv \frac{\int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E')}{\int dE' \overline{\chi_p(E')} \phi^\dagger(\mathbf{r}_c, E')} \quad (3.5.4)$$

$$U(\mathbf{r}) \equiv \frac{\int dE \sum_m \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E)}{\int dE \sum_m \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}_c, E) \phi(\mathbf{r}_c, E)} \quad (3.5.5)$$

$$V(\mathbf{r}) \equiv \frac{\int dE \sum_m (\nu_p^m(E))^2 \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E)}{\int dE \sum_m (\nu_p^m(E))^2 \Sigma_f^m(\mathbf{r}_c, E) \phi(\mathbf{r}_c, E)} \quad (3.5.6)$$

$$W(\mathbf{r}) \equiv \frac{\int dE \sum_m \langle \nu_p^m(E) (\nu_p^m(E) - 1) \rangle \Sigma_f^m(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E)}{\int dE \sum_m \langle \nu_p^m(E) (\nu_p^m(E) - 1) \rangle \Sigma_f^m(\mathbf{r}_c, E) \phi(\mathbf{r}_c, E)} \quad (3.5.7)$$

さらに,

$$D_{\nu \text{ center}} \equiv \frac{\int dE \sum_m \langle \nu_p^m(E) (\nu_p^m(E) - 1) \rangle \Sigma_f^m(\mathbf{r}_c, E) \phi(\mathbf{r}_c, E)}{\int dE \sum_m (\nu_p^m(E))^2 \Sigma_f^m(\mathbf{r}_c, E) \phi(\mathbf{r}_c, E)} \quad (3.5.8)$$

$$D'_\nu \equiv \frac{\int d\mathbf{r} W(\mathbf{r}) I(\mathbf{r})^2}{\int d\mathbf{r} V(\mathbf{r}) I(\mathbf{r})^2} \quad (3.5.9)$$

$$D_{S \text{ center}} \equiv \frac{\left(\sum_m F^m(\mathbf{r}_c)\right) \int dE \sum_m (\nu_p^m(E))^2 \Sigma_f^m(\mathbf{r}_c, E) \phi(\mathbf{r}_c, E)}{\left\{ \int dE \sum_m \nu_p^m(E) \Sigma_f^m(\mathbf{r}_c, E) \phi(\mathbf{r}_c, E) \right\}^2} \quad (3.5.10)$$

$$D'_S \equiv \frac{\int d\mathbf{r} P(\mathbf{r}) \int d\mathbf{r} V(\mathbf{r}) I(\mathbf{r})^2}{\left(\int d\mathbf{r} U(\mathbf{r}) I(\mathbf{r})\right)^2} \quad (3.5.11)$$

を定義すれば, D_ν 及び D_S を

$$D_\nu = D_{\nu \text{ center}} D'_\nu \quad (3.5.12)$$

$$D_S = D_{S \text{ center}} D'_S \quad (3.5.13)$$

のように, 炉心中心での核分裂率, 中性子発生数といったパラメータからなる $D_{\nu \text{ center}}$ 及び $D_{S \text{ center}}$ と, $P(\mathbf{r})$, $I(\mathbf{r})$, $U(\mathbf{r})$, $V(\mathbf{r})$, $W(\mathbf{r})$ といった炉心中心で規格化された分布の積分量である

$$\int d\mathbf{r} P(\mathbf{r}) \quad (3.5.14)$$

$$\int d\mathbf{r} U(\mathbf{r}) I(\mathbf{r}) \quad (3.5.15)$$

$$\int d\mathbf{r} V(\mathbf{r}) I(\mathbf{r})^2 \quad (3.5.16)$$

$$\int d\mathbf{r} W(\mathbf{r}) I(\mathbf{r})^2 \quad (3.5.17)$$

の組み合わせからなる D'_ν や D'_S で表わすことができる。上記の $\int d\mathbf{r} P(\mathbf{r})$ は F_r と同一である。

D'_ν や D'_S の半実験値は, F_i や F_r の半実験値と同様に求めた。すなわち, 5つの分布 $P(\mathbf{r}) \sim W(\mathbf{r})$ の計算結果に核分裂率分布や核分裂インポートランス分布の測定と計算の比較から求めた補正係数を乗じた上で用いることにより, D'_ν や D'_S の半実験値を求めた。炉心中心における量である $D_{\nu \text{ center}}$ や $D_{S \text{ center}}$ には, 計算結果そのものを用いた。 $W(\mathbf{r})$ と $D_{\nu \text{ center}}$ で必要となる $\langle \nu_p^m(E)(\nu_p^m(E) - 1) \rangle$ は, Frehaut による即発中性子放出数の確率分布関数^[31]を用いて計算した。この関数では, 確率を算出する際のパラメータとして $\langle \nu_p(E) \rangle$ が必要となる。これには JENDL-3.2 の即発中性子発生数を用いた。

D_ν や D_S の半実験値の評価結果をその内訳である $D_{\nu \text{ center}}$, D'_ν , $D_{S \text{ center}}$ や D'_S とともに表 3.15 に示す。炉心中心における量である $D_{\nu \text{ center}}$ の不確かさは, Okajima 等により即発中性子放出数の確率分布の不確かさから評価された $\langle \nu_p^m(E)(\nu_p^m(E) - 1) \rangle$

表 3.15 Diven 因子 D_ν と空間補正因子 D_S の半実験値

項目	XIX-1 炉心	XIX-2 炉心	XIX-3 炉心
$D_{\nu \text{ center}}$	0.803±2.0%	0.816±2.0%	0.816±2.0%
D'_ν	1.000	1.000	1.000
D_ν	0.803±2.0%	0.816±2.0%	0.816±2.0%
$D_{S \text{ center}}$	1.002	1.004	1.002
D'_S	1.108±1.0%	1.122±1.0%	1.125±1.0%
D_S	1.110±1.0%	1.126±1.0%	1.127±1.0%

の不確かさ^[14]を基に±2%を見込んだ。 D'_S の不確かさは、 F_i や F_r のそれと同様に評価した結果、±1%となった。その詳細は付録Cに示す。 D'_ν 及び $D_{S \text{ center}}$ は、いずれの炉心においても1またはこれに近い値をとることから、それらの不確かさは $D_{\nu \text{ center}}$ や D'_S の不確かさに比べて無視し得るほど小さなものと考えた。すなわち、 D_ν は $D_{\nu \text{ center}}$ に等しくその不確かさは $D_{\nu \text{ center}}$ のそれである±2%とした。 D_S は D'_S にほぼ等しく、その不確かさは D'_S のそれである±1.0%とした。

(4) β_{eff} の測定結果と考察

表 3.16 に、(1)~(3) で論じたパラメータを用いた β_{eff} の測定結果をまとめる。これらパラメータの不確かさを表 3.17 にまとめる。 β_{eff} 測定値の不確かさは、これらパラメータの不確かさを β_{eff} を求める実験式の近似式である (3.3.58) 式を基に伝播させて評価した。ところで、 $\rho_{\$}$ は同式の中に $1-\rho_{\$}$ という形で現れる。さらに、XIX-1 炉心においては、 -0.02 [ドル] という浅い未臨界で測定を行ったことから、 $\rho_{\$}$ の不確かさはこの炉心の β_{eff} にはほとんど影響しなかった。最終的に β_{eff} は、おおよそ±2%の不確かさで求めることができた。

XIX-3 炉心では、3つの未臨界のレベルにおける測定で β_{eff} は1%以内で良く一致した。これは、各レベルにおける測定で独立な A_p のみの不確かさの範囲内に十分入るものである。これより、 -1 ドル程度の未臨界では、 β_{eff} は反応度に依存しないことがわかった。この炉心の β_{eff} の測定値にはこれら3つの未臨界レベルでの測定値の平均を採用した。2つの炉心ともに、これら測定結果は、3.5.1.1 節に示した ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff} 測定結果と1.5%以内で一致した。

表 3.16 FCA 炉心における共分散対平均法による β_{eff}

パラメータ	XIX-1 炉心	XIX-3 炉心			平均値
		(1)	(2)	(3)	
共分散対平均比 フィッティング係数 A_p	0.1253	0.1136	0.1533	0.2073	
反応度 ρ_s [ドル]	-0.0241	-1.259	-0.970	-0.665	
検出器の効率 ϵ	7.81×10^{-6}	4.04×10^{-6}	4.10×10^{-6}	3.95×10^{-6}	
Diven 因子 D_ν	0.803	0.816	0.816	0.816	
空間補正因子 D_S	1.110	1.127	1.127	1.127	
β_{eff}	7.24×10^{-3} $\pm 1.8\%$	2.53×10^{-3} $\pm 2.1\%$	2.51×10^{-3} $\pm 2.1\%$	2.51×10^{-3} $\pm 2.1\%$	2.52×10^{-3} $\pm 2.0\%$

β_{eff} の不確かさは 1σ レベル, その内訳は表 3.17 に提示

表 3.17 FCA 炉心における共分散対平均法による β_{eff} の不確かさの内訳

パラメータ	不確かさ
共分散対平均比 フィッティング係数 A_p	2.5%
反応度 ρ_s	
ドリフト	0.2%
制御棒校正	2%
検出器効率 ϵ	
BF ₃ 計数管の計数率	0.1%
F_{center}	0.7~1.2%
F_r	1.0%
Diven 因子 D_ν	2.0%
空間補正因子 D_S	1.0%
β_{eff}	1.8~2.1%

3.5.2 MASURCA における β_{eff} の測定と結果

3.5.2.1 ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff} の測定と結果

(1) ^{252}Cf 自発核分裂中性子源の中性子放出数 S_{Cf} の評価

用いた ^{252}Cf 中性子源は、FCA における ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff} 測定で用いたものと同一である。R2 炉心では 1993 年 4 月、ZONA2 炉心では 1994 年 2 月に β_{eff} 測定を行った。測定時の中性子放出数は、R2 炉心では $2.363 \times 10^7 \pm 0.9\% [\text{s}^{-1}]$ 、ZONA2 炉心では $1.905 \times 10^7 \pm 0.9\% [\text{s}^{-1}]$ であった。

(2) ^{252}Cf 自発核分裂中性子源の見かけの反応度値 $\Delta\rho_{\text{Cf}\$}$ の測定

炉心の中心を径方向に貫くように設けられた直径 1[cm] の実験孔を通して、アルミニウム製の棒の先に装着した ^{252}Cf 中性子源を炉心中心に入れることにより、中性子源の見かけの反応度値を測定した。MASURCA の炉心は FCA のそれと比べて大きく、かつ、実験孔の経も小さい。従って、実験孔を設けることによって、特に、炉心に燃料を加える必要は無かった。中性子源を炉心中心に入れた未臨界状態で、制御棒の位置を順次変えて行くことにより、R2 炉心では -0.13 [ドル] まで、ZONA2 炉心では -0.4 [ドル] までの範囲で段階的に原子炉の反応度を変えた。 β_{eff} の測定に先立ち、この制御棒は MASURCA 付設の測定機器を用いて逆動特性法によりドル単位で校正されており、その結果を用いて制御棒の位置から反応度を求めた。FCA での測定と同様に、原子炉出力レベルモニターの計数率 m の逆数に対して反応度をプロットした。直線をこのプロットにフィッティングして、その傾きとして 3.3 節の (3.3.18) 式の $(-\rho_{\$} m)_{\text{int}+\text{Cf}}$ を求めた。

次に、 ^{252}Cf 中性子源を炉心外に取り除いた状態で、上記と同様の測定とデータ処理により、 $(-\rho_{\$} m)_{\text{int}}$ を求めた。R2 炉心は FCA の XIX-1 炉心と同様にウラン燃料で構成されているが、ウラン濃縮度が 30% と XIX-1 炉心 (同 93%) に比べて小さく、炉心体積も大きい。このために、 ^{235}U よりも自発核分裂中性子を多く発生する ^{238}U がより多く炉心に装荷されていた。従って、 $(-\rho_{\$} m)_{\text{int}}$ は $(-\rho_{\$} m)_{\text{int}+\text{Cf}}$ に対して 0.1% 程度の寄与があった。

最後に、 $(-\rho_{\$} m)_{\text{int}+\text{Cf}}$ と $(-\rho_{\$} m)_{\text{int}}$ の差として、 ^{252}Cf 中性子源の見かけの反応度値とモニター計数率との積 $\Delta\rho_{\text{Cf}\$} m$ [ドル cps] を求めた。その結果は、炉心中心における核分裂率の測定結果とともに表 3.18 に示す。 $\Delta\rho_{\text{Cf}\$} m$ の不確かさは、制御棒

校正の不確かさ $\pm 1.5\%$ と上記のフィッティングによる傾きの不確かさ $\pm 0.5\%$ より評価した。

(3) 炉心中心における核分裂率 F_{center} の測定

FCA における測定と同様な手法で、炉心中心において、主要な 3 核種である ^{235}U 、 ^{238}U と ^{239}Pu の核分裂率の測定を行った。これら 3 核種の核分裂計数管は、FCA 実験で用いたものを MASURCA に持ち込み測定に用いた。核分裂箔は MASURCA 保有のものを用いた。

核燃料に隣接する場所での箔の照射はアルミニウム製の核分裂箔用ホルダーを用いて行った。炉心中心の単位燃料セルを取り除いて箔を装填したホルダーを炉心に装荷することにより、3 種類の箔を順次照射した。 γ 線測定系の校正のための核分裂計数管と核分裂箔を組み合わせた照射は、核燃料を取り除くことにより空隙を設けて計数管や核分裂箔を装填した模擬計数管を装荷することにより行った。照射した箔の γ 線測定はカダラッシュ研究所側の共同研究者により行われ、その結果を用いた。

これら個々の核種の核分裂率の測定結果と MASURCA 炉心の燃料セルの均質原子数密度から、炉心中心における単位体積当りの燃料の核分裂率 $F_{center} [\text{s}^{-1} \text{cm}^{-3}]$ を求めた。この過程で、ホルダーに装填した箔と燃料の間の核分裂率の相違の補正を行った。この補正係数は、燃料セルやホルダーをモデル化した体系で連続エネルギーモンテカルロコードによる計算で求めた。ピン状燃料を用いる MASURCA では板状燃料を用いる FCA よりも燃料セル内の非均質性が小さく、この補正は 1% 以内と小さなものであった。

F_{center} と炉出力レベルモニターの計数率 m の比を (2) で論じた ^{252}Cf 中性子源の見かけの反応度値とモニターの計数率の積 $\Delta\rho_{\text{Cf}} \cdot m$ とともに表 3.18 に示す。プルトリウム燃料を用いた Zona2 炉心においては、測定を行っていない ^{240}Pu 、 ^{241}Pu と ^{241}Am の F_{center} に対する寄与がある。この寄与は、これら 3 核種と ^{239}Pu の核分裂率比の計算結果を用いて補正した。MASURCA は FCA と比べて、燃料内の高次のプルトリウム同位体の割合が多いことから、この補正は FCA と比べてやや大きくなり 9.5% であった。 F_{center} の不確かさはおおよそ $\pm 1\%$ であった。

表 3.18 MASURCA 炉心の中心における ^{252}Cf 中性子源の見かけの反応度価値 $\Delta\rho_{\text{Cf}} \text{ \$}$ と核分裂率 F_{center} の積の測定結果

炉心名	$\Delta\rho_{\text{Cf}} \text{ \$ } m$ ^{a)} [ドル cps]	F_{center}/m ^{b)} [s ⁻¹ cm ⁻³ cps ⁻¹]	$\Delta\rho_{\text{Cf}} \text{ \$ } F_{\text{center}}$ [ドル s ⁻¹ cm ⁻³]
R2	7.00×10^1	1.019×10^2	7.14×10^3
ZONA2	1.455×10^2	6.73×10^1	9.79×10^3

a) $\Delta\rho_{\text{Cf}} \text{ \$}$ とモニター計数率 m の積

b) F_{center} とモニター計数率 m の比

不確かさの評価は後の表 3.20 に提示

(4) 燃料の核分裂当たりの中性子発生数の平均値 $\bar{\nu}$, ^{252}Cf と燃料核種の核分裂インポートランスの比 ($\phi_{\text{Cf}}^\dagger/\phi_{\text{fuel}}^\dagger$), 摂動分母 F_i の評価

FCA における測定で論じたように, 炉心中心におけるパラメータである, $\bar{\nu}$ 及び ($\phi_{\text{Cf}}^\dagger/\phi_{\text{fuel}}^\dagger$) は核計算で求めた。摂動分母 F_i は, 核分裂インポートランスの空間分布と核分裂による中性子発生数の空間分布の計算結果に, 実験と計算の分布の比較により評価した補正係数を乗じた後に (3.3.11) 式の積分を行い, 半実験値としての F_i を評価した。計算に用いた核データと手法は, 3.5.1.1 節の FCA における β_{eff} の測定で論じたものと同じである。これらパラメータは表 3.19 に掲載する。

(5) β_{eff} の測定結果と考察

表 3.19 に, これまで (1)~(4) で求めたパラメータを用いた β_{eff} の測定結果をまとめる。表 3.20 には β_{eff} の不確かさの内訳を示す。MASURCA 炉心においても ($\phi_{\text{Cf}}^\dagger/\phi_{\text{fuel}}^\dagger$) は 1 に近い値となった。このパラメータの不確かさは他のパラメータと比較して無視し得るものと考えた。炉心中心における燃料核種の核分裂当たりの平均中性子放出数 $\bar{\nu}$ の不確かさは, 主要核種の ν のそれである $\pm 0.5\%$ とした。これは, S_{Cf} , $\Delta\rho_{\text{Cf}} \text{ \$ } m$, F_{center}/m や F_i といったパラメータの不確かさ ($\pm 0.8\sim 2.0\%$) と比べて小さく, β_{eff} への影響は小さい。これらより, おおよそ $\pm 3\%$ の不確かさで β_{eff} を求めることができた。

表 3.19 MASURCA 炉心における ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff}

パラメータ	R2 炉心	ZONA2 炉心
^{252}Cf 中性子源の中性子放出率 S_{Cf} [s^{-1}]	2.363×10^7	1.905×10^7
^{252}Cf 中性子源の反応度価値と核分裂率 の積 $\Delta\rho_{\text{Cf}} \& F_{\text{center}}$ [ドル $\text{s}^{-1}\text{cm}^{-3}$]	7.14×10^3	9.79×10^3
摂動分母 F_i [cm^3]	1.895×10^5	1.902×10^5
炉心中心における燃料核種の核分裂 当りの平均中性子放出数 $\bar{\nu}$	2.506	2.955
$(\phi_{\text{Cf}}^\dagger / \phi_{\text{fuel}}^\dagger)$	1.001	0.996
$\beta_{eff}^a)$	6.97×10^{-3} $\pm 2.9\%$	3.46×10^{-3} $\pm 2.9\%$

a) β_{eff} の不確かさは 1σ レベル, その内訳は表 3.20 に提示

表 3.20 MASURCA 炉心における ^{252}Cf 中性子源法による β_{eff}
の実験値の不確かさの内訳

パラメータ	不確かさ
^{252}Cf 中性子源の中性子放出率 S_{Cf}	
マンガンバス法による校正	0.6%
減衰補正	0.6%
^{252}Cf 中性子源の反応度価値 $\Delta\rho_{\text{Cf}} \& m$	
傾きのフィッティング	0.5%
制御棒校正	1.5%
核分裂率 F_{center}/m	0.8~1.0%
摂動分母 F_i	2.0%
燃料核種の核分裂当りの 平均中性子放出数 $\bar{\nu}$	0.5%
β_{eff}	2.9%

3.6 異なる測定手法間での β_{eff} の相関の評価と β_{eff} の推奨値の導出

本節では、遅発中性子データの評価に用いる信頼性の高い β_{eff} 測定結果を得ることを目的として、これまでに論じて来た異なる測定手法間での β_{eff} の平均をとり、最終結果とする。筆者が実施した ^{252}Cf 中性子源法と共分散対平均法の他に、ベンチマーク実験参加機関が実施した測定手法による β_{eff} も用いることにより、より高い信頼性を狙った。本章または付録 B で論じるように、いずれの手法も β_{eff} を直接測定することはできず、複数のパラメータを組み合わせた間接測定により β_{eff} を得る。さらに、いくつかのパラメータは異なる β_{eff} 測定手法間で共通に用いられる。これらより、各 β_{eff} 測定手法は完全に独立ではなく、手法間に相関が生じてしまう。筆者は、このような相関を評価する方法を新たに考案した。この相関を用いて、異なる手法間の測定値の平均として β_{eff} の推奨値を導出した。本節では、これら相関の評価と推奨値の導出について論じる。

3.6.1 相関の評価方法と β_{eff} の推奨値の導出方法

筆者が実施した ^{252}Cf 中性子源法と共分散対平均法の2つの手法を例にとり、これら手法による β_{eff} 測定値間の相関を評価する方法と、この相関を取り入れて平均値を求める方法を以下に示す。

^{252}Cf 中性子源法では (3.3.21) 式より

$$\beta_{eff} = \frac{S_{\text{Cf}}}{\Delta\rho_{\text{Cf}\S} F_{center} \bar{\nu} F_i} \left(\frac{\phi_{\text{Cf}}^\dagger}{\phi_{\text{fuel}}^\dagger} \right) \quad (3.6.1)$$

で β_{eff} を求め、共分散対平均法では (3.3.52) 式より

$$\beta_{eff} = \frac{1}{1 + (1 - \rho_\S) \sqrt{\frac{F_{center} F_r A_p}{(U_A \tau / \tau) D_\nu D_S}}} \quad (3.6.2)$$

で β_{eff} を求める。

このように、これら2つの手法では、炉心中心における核分裂率 F_{center} が共通に使われている。また、 F_i と F_r はその半実験値を導出する過程で、a) 共通の計算手法と核データを用いた。b) 共通の核分裂率分布測定結果を用いた。c) F_i では核分裂インポートランスの測定結果を用いたが、 F_r ではこれを用いなかった。このような特徴が

ら， F_i と F_r の間には部分的に相関が生じる。これらに起因して，異なる測定手法による β_{eff} の間に生じる共分散の行列 C_b は，誤差伝播式である

$$C_b = S C_p S^{tr} \quad (3.6.3)$$

で求める。ここで， C_p は， F_{center} ， F_i ， F_r ， $\Delta\rho_{Cf\ \$}$ ， A_p といった， β_{eff} を構成するパラメータ間の共分散の行列である。ただし，他のパラメータとの間に相関が無い場合は，その分散のみが C_p の該当する対角成分となる。S は， β_{eff} に対する上記のパラメータの感度係数からなる行列である。第 i 番目の測定手法の結果を $\beta_{eff\ i}$ ，第 j 番目のパラメータを p_j とすると，S の第 (i, j) 要素 $s_{i, j}$ は， $\beta_{eff\ i}$ に対する p_j の感度係数であり，

$$s_{i, j} = \frac{\partial\beta_{eff\ i} / \beta_{eff\ i}}{\partial p_j / p_j} \quad (3.6.4)$$

より求める。例えば，共分散対平均法では β_{eff} の実験式の分母で，

$$1 \ll (1 - \rho_{\$}) \sqrt{\frac{F_{center} F_r A_p}{(U_A \tau / \tau) D_\nu D_S}} \quad (3.6.5)$$

となることから，

$$\beta_{eff} \simeq \frac{1}{(1 - \rho_{\$}) \sqrt{\frac{F_{center} F_r A_p}{(U_A \tau / \tau) D_\nu D_S}}} \quad (3.6.6)$$

と近似して， β_{eff} の A_p に対する感度は，

$$\frac{\partial\beta_{eff} / \beta_{eff}}{\partial A_p / A_p} = -\frac{1}{2} \quad (3.6.7)$$

と求めることができる。

さらに， β_{eff} の共分散は次のように不確かさとそれらの間の相関係数に分解できる。

$$C_b = E C_c E^{tr}. \quad (3.6.8)$$

ここで，E は各測定値の不確かさ (分散の根) からなる対角行列であり， C_c は測定値間の相関係数の行列である。

筆者以外のベンチマーク実験参加機関が採った4つの β_{eff} 測定手法の原理 [28, 32, 33, 34] は付録 B にまとめたので，以下には，これら各手法で β_{eff} を求める実験式のみを示す。これらのうち，Rossi- α 法と改良 Bennett 法に関しては，先に述べた共分散対平均法のように， β_{eff} に対するパラメータの感度を求めるために用いた近似式も示す。

a) 炉雑音法

$$\beta_{eff} = \frac{1}{(1 - \rho_s)} \sqrt{\frac{2 D_\nu D_S}{F_{center} F_r} \left(\frac{CPSD}{V_1 V_2} \right)^{-1}} \quad (3.6.9)$$

b) Rossi- α 法

$$\beta_{eff} = \frac{1}{1 + (1 - \rho_s) \sqrt{\frac{2 F_{center} F_r}{D_\nu D_S} S_N \tau \left(\frac{\bar{\alpha} + C}{\bar{\alpha}} \right)}} \quad (3.6.10)$$

$$\simeq \frac{1}{(1 - \rho_s) \sqrt{\frac{2 F_{center} F_r}{D_\nu D_S} S_N \tau \left(\frac{\bar{\alpha} + C}{\bar{\alpha}} \right)}} \quad (3.6.11)$$

c) Nelson 数法

$$\beta_{eff} = \frac{-\rho_s}{\left(\frac{2 g^* S}{D_\nu D_S v_p} \frac{A}{\alpha C} \right) (1 - \rho_s)^2 - \rho_s} \quad (3.6.12)$$

d) 改良 Bennett 法

$$\beta_{eff} = \frac{1}{1 + (1 - \rho_s) \sqrt{\frac{F_{center} F_r}{D_\nu D_S} A_0}} \quad (3.6.13)$$

$$\simeq \frac{1}{(1 - \rho_s) \sqrt{\frac{F_{center} F_r}{D_\nu D_S} A_0}} \quad (3.6.14)$$

これら4つの手法と筆者が実施した2つの手法で用いられたパラメータを表3.21にまとめる。炉心中心での核分裂率 F_{center} は、Nelson 数法を除く手法で共通に必要なとなる。 ^{252}Cf 中性子源法を除く中性子相関測定を基にした手法では、いずれも、Diven 因子 D_ν と空間補正因子 D_S が必要となる。

このようにして、異なる測定手法間の β_{eff} の共分散行列 C_b を用いることにより、 β_{eff} の平均値 m を

$$m = (\mathbf{U} C_b^{-1} \mathbf{U}^{tr})^{-1} \mathbf{U} C_b^{-1} \mathbf{B} \quad (3.6.15)$$

より求め、これを推奨値とした。ここで、 \mathbf{B} は、 β_{eff} の測定値からなる列ベクトルである。 \mathbf{U} は行ベクトルであり、その全ての要素が1である。この平均値や後述する平均値の不確かさの導出には、統計論に基づく一般的な処理方法^[36]を適用した。個々の測定手法による β_{eff} の不確かさを伝播させて評価した平均値の不確かさ δ_{int} は、

$$\delta_{int} = \sqrt{(\mathbf{U} C_b^{-1} \mathbf{U}^{tr})^{-1}} \quad (3.6.16)$$

より求めた。平均値の回りの個々の測定手法の値 (n 個) のばらつきを基に評価した平

表 3.21 各 β_{eff} 測定手法において用いられる主要なパラメータ

(a) 各手法に固有のパラメータ

パラメータ	共分散 対平均	改良 Bennett	炉雑音	Rossi - α	Nelson 数	²⁵² Cf 中性 子源
A_p : 共分散対平均比	○					
A_0 : 局所共分散		○				
$CPSD$: 相関出力密度			○			
S_N : Rossi- α 相関振幅				○	○	
$\Delta\rho_{Cf\ \$}$: ²⁵² Cf 中性子源の 見かけの反応度値						○
$\rho_{\$}$: 反応度 ^{a)}					○	

(b) 多くの手法間で共通に用いられるパラメータ

パラメータ	共分散 対平均	改良 Bennett	炉雑音	Rossi - α	Nelson 数	²⁵² Cf 中性 子源
S_{Cf} : ²⁵² Cf 中性子源放出数					○	○
F_{center} : 炉中心での 核分裂率	○	○	○	○		○
$\rho_{\$}$: 測定中の反応度 ^{b)}	○	○	○	○		
F_r : 核分裂の相対積分値	○	○	○	○		
F_i : 摂動分母						○
D_ν : Diven 因子	○	○	○	○	○	
D_S : 空間補正因子	○	○	○	○	○	
g^* : 空間補正因子					○	
$\bar{\nu}$: 核分裂当りの中性子 発生数の平均値 (炉中心)						○

a) Rossi- α 測定による反応度 b) 校正された制御棒により測定された反応度

均値の不確かさ δ_{ext} は ,

$$\delta_{ext} = \sqrt{\frac{\chi^2}{n-1}} \delta_{int} \quad (3.6.17)$$

より求めた。^[36] この式中の χ^2 は平均のカイ 2 乗値であり , R を平均値からの個々の測定値の残差からなる行ベクトルとして ,

$$\chi^2 = \mathbf{R} \mathbf{C}_b^{-1} \mathbf{R}^{tr} \quad (3.6.18)$$

である。 χ^2 は、平均値の回りの個々の測定値のばらつきが、共分散 C_b と矛盾が無い
か否かを確認するための指標である。

最終的に、 β_{eff} の推奨値の不確かさには δ_{int} と δ_{ext} を比べて大きなものを用いた。
すなわち、 χ^2 が自由度 $n - 1$ より小さく、ばらつきが個々の測定値の不確かさで説明
できる範囲内に納まる時は δ_{int} を用いた。 χ^2 が自由度 $n - 1$ より大きく、ばらつきが
個々の測定値の不確かさと整合しないほど大きな時は δ_{ext} を用いた。

3.6.2 評価結果と考察

β_{eff} ベンチマーク実験において適用された全ての手法による測定結果を表 3.22 に
まとめる。FCA 実験においては、筆者等 JAERI/KAERI に加えてロシアの IPPE の 2
つの機関が ^{252}Cf 中性子源法による測定を実施した。しかしながら、IPPE は、FCA
保有の ^{252}Cf 中性子源を用い、反応度測定は制御棒で行い、加えて、炉心中心での核
分裂率の測定結果も 3.5.1.1 節で述べた値 (JAERI と CEA の測定結果の平均値または
JAERI の測定結果) を用いた。このため、IPPE の測定結果は JAERI/KAERI の測定結
果と相関が極めて強くなる。従って、 ^{252}Cf 中性子源法に関しては、JAERI/KAERI と
IPPE による 2 つの測定結果の平均をとり、この手法による測定結果の代表値とした。

MASURCA 実験においても、筆者等 JAERI と MASURCA を保有する CEA の 2 つ
の機関が ^{252}Cf 中性子源法による測定を実施した。この実験では、3.5.2.1 節において
述べたように、筆者は FCA 保有の ^{252}Cf 中性子源と核分裂計数管を MASURCA に持
ち込んで測定を実施し、CEA も MASURCA 保有の同中性子源と計数管で測定を実施
した。表 3.22 の β_{eff} は、このように、それぞれ独自に校正された中性子源及び計数
管に基づく結果であり、それらの間の相関は小さいことから、いずれも ^{252}Cf 中性子
源法によるものではあるがそれぞれの結果を別個のものとして扱った。

表 3.23 と表 3.24 には、異なる測定手法による β_{eff} の間の相関係数を示す。 ^{252}Cf 中
性子源法と Nelson 数法は、共通の ^{252}Cf 中性子源を用いており、前者で β_{eff} を求める
実験式においては、その中性子放出数が分子となるのに対して後者では分母となる。
さらに、この中性子放出数以外には、これら 2 つの手法間には大きな相関を生む共通
のパラメータが無いが、あるいは相関が小さなパラメータを用いている。これらの特
性よりこれら 2 つの手法間では相関が負となった。この組み合わせ以外では手法間の
相関は正となった。

表 3.22 各測定手法による β_{eff}

(a) FCA 炉心での測定結果 [28, 32, 33, 34]

(β_{eff} の単位: 10^{-3})

測定手法	測定機関	XIX-1 炉心	XIX-2 炉心	XIX-3 炉心
(1) ^{252}Cf 中性子源法	JAERI/KAERI	7.35 \pm 2.7%	3.58 \pm 2.9%	2.49 \pm 2.9%
	IPPE	7.06 \pm 2.7%	3.51 \pm 2.9%	2.44 \pm 2.9%
	両機関の平均	7.27 \pm 2.7%	3.55 \pm 2.9%	2.47 \pm 2.9%
(2) 共分散対平均法	JAERI	7.24 \pm 1.8%	—	2.52 \pm 2.0%
(3) 改良 Bennett 法	名古屋大学	7.82 \pm 2.0%	3.68 \pm 2.1%	2.56 \pm 2.1%
(4) 炉雑音法	CEA	7.43 \pm 2.0%	—	2.50 \pm 2.0%
(4) Rossi- α 法	IPPE	7.71 \pm 2.2%	—	—
(6) Nelson 数法	LANL	7.37 \pm 2.8%	—	—

(b) MASURCA 炉心での測定結果 [35]

(β_{eff} の単位: 10^{-3})

測定手法	測定機関	R2 炉心	ZONA2 炉心
(1) ^{252}Cf 中性子源法	JAERI	6.97 \pm 2.9%	3.46 \pm 2.9%
	CEA	7.39 \pm 3.1%	3.59 \pm 3.2%
(2) 炉雑音法	CEA	7.28 \pm 2.0%	3.50 \pm 2.1%
(3) Rossi- α 法	IPPE	7.39 \pm 3.4%	—
(4) Nelson 数法	LANL	—	—

表 3.25 には, β_{eff} の推奨値としての平均値 m , 誤差伝播による β_{eff} の不確かさ δ_{int} 及びばらつきから評価した不確かさ δ_{ext} を示す。さらに, 図 3.16 には, 平均値からの各測定手法による β_{eff} の残差を示す。FCA の XIX-1 を除く炉心では, いずれの手法も, 個々の手法の測定の不確かさを考慮すれば, 残差は δ_{int} の範囲内に入る。従って, 表 3.25 に示すように, これらの炉心において 2 種類の不確かさ δ_{int} と δ_{ext} がほぼ等しくなった。FCA XIX-1 炉心においては, 個々の手法の不確かさを考慮に入れても, 残差が δ_{int} の範囲をやや逸脱する結果が報告された。このため, この炉心では, δ_{int} に比べて δ_{ext} が 2 倍以上となった。最終的には, 前述のとおり, δ_{int} と δ_{ext} のうち大きなものを β_{eff} の推奨値の不確かさとして採用した。いずれの炉心においても, おおよそ $\pm 3\%$ 以内の不確かさで β_{eff} の推奨値を得ることができた。

表 3.23 FCA 炉心における β_{eff} 測定値間の相関係数

(a) XIX-1 炉心

測定手法	相関係数					
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
(1) ^{252}Cf 中性子源法	1.00	0.21	0.18	0.18	0.23	-0.32
(2) 共分散対平均法	0.21	1.00	0.47	0.47	0.43	0.58
(3) 改良 Bennett 法	0.18	0.47	1.00	0.43	0.39	0.53
(4) 炉雑音法	0.18	0.47	0.43	1.00	0.39	0.53
(5) Rossi- α 法	0.23	0.43	0.39	0.39	1.00	0.48
(6) Nelson 数法	-0.32	0.58	0.53	0.53	0.48	1.00

(b) XIX-2 炉心

測定手法	相関係数	
	(1)	(2)
(1) ^{252}Cf 中性子源法	1.00	0.35
(2) 改良 Bennett 法	0.35	1.00

(c) XIX-3 炉心

測定手法	相関係数			
	(1)	(2)	(3)	(4)
(1) ^{252}Cf 中性子源法	1.00	0.48	0.39	0.23
(2) 共分散対平均法	0.48	1.00	0.53	0.45
(3) 改良 Bennett 法	0.39	0.53	1.00	0.43
(4) 炉雑音法	0.23	0.45	0.43	1.00

表 3.24 MASURCA 炉心における β_{eff} 測定値間の相関係数

(a) R2 炉心

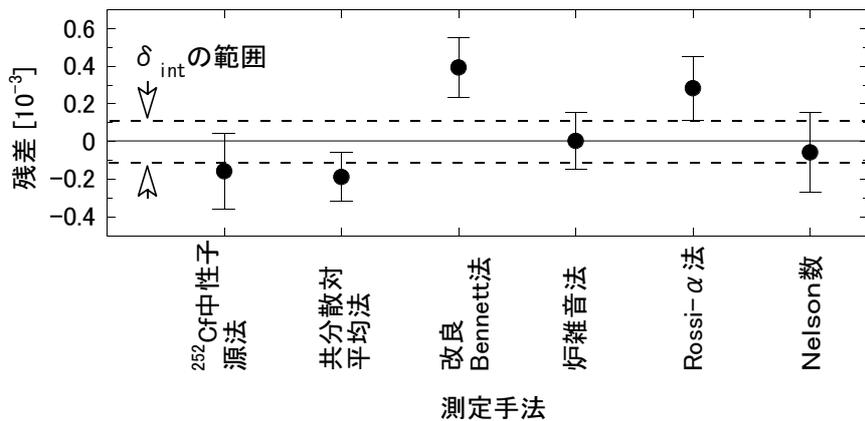
測定手法	相関係数			
	(1)	(2)	(3)	(4)
(1) ^{252}Cf 中性子源法 (JAERI)	1.00	0.25	0.00	0.00
(2) 同法 (CEA)	0.25	1.00	0.38	0.07
(3) 炉雑音法	0.00	0.38	1.00	0.24
(4) Rossi- α 法	0.00	0.07	0.24	1.00

(b) ZONA2 炉心

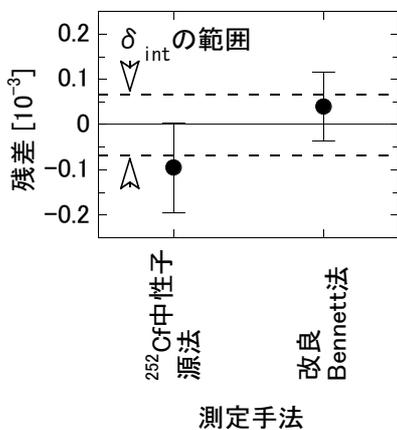
測定手法	相関係数		
	(1)	(2)	(3)
(1) ^{252}Cf 中性子源法 (JAERI)	1.00	0.24	0.00
(2) 同法 (CEA)	0.24	1.00	0.36
(3) 炉雑音法	0.00	0.36	1.00

表 3.25 β_{eff} 測定結果の推奨値

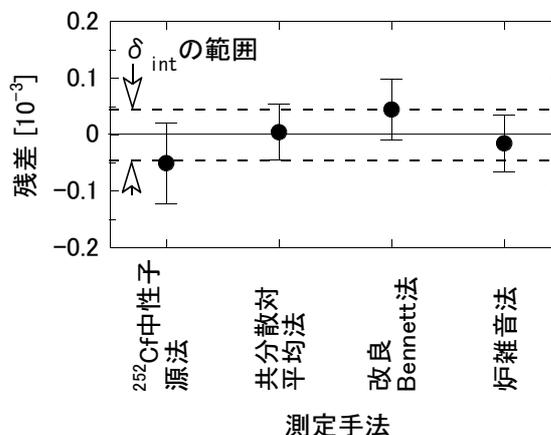
項目	FCA 炉心			MASURCA 炉心	
	XIX-1	XIX-2	XIX-3	R2	ZONA2
β_{eff} [10^{-3}]	7.42	3.64	2.51	7.21	3.49
χ^2	26	1.7	2.4	3.1	1.1
δ_{int}	1.4%	1.9%	1.6%	1.6%	1.7%
δ_{ext}	3.3%	2.5%	1.4%	1.6%	1.2%



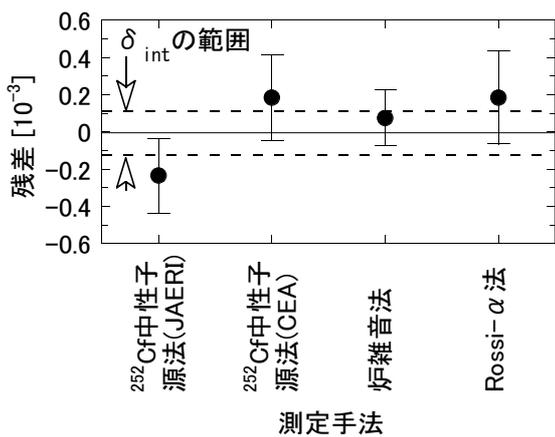
(a) FCA XIX-1 炉心



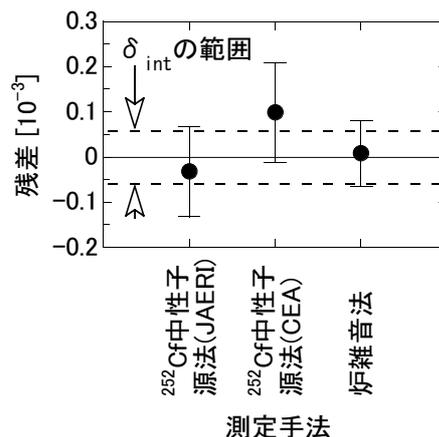
(b) FCA XIX-2 炉心



(c) FCA XIX-3 炉心



(d) MASURCA R2 炉心



(e) MASURCA ZONA2 炉心

図 3.16 各手法による β_{eff} 測定値の β_{eff} 平均値からの残差

3.7 まとめ

FCAにおいて、3つの β_{eff} 実験炉心を構築し、6カ国7機関の参加を得て第2期の β_{eff} ベンチマーク実験を実施した。 β_{eff} の測定手法を改良して適用することにより、これら3つのFCA炉心に加えて、第1期の同実験が実施された2つのMASURCA炉心においても β_{eff} を測定した。炉心中心での核分裂率は、これらベンチマーク実験の参加機関による多くの β_{eff} 測定手法で共通に必要なことから、 β_{eff} の測定に先立って、核分裂率測定のための箔放射化法の適用性を標準熱中性子場で検証した。これらFCAとMASURCAにおける β_{eff} ベンチマーク実験の参加機関が実施した種々の測定手法による β_{eff} を相互比較して β_{eff} の推奨値を評価した。これら実験より以下の研究成果を得た。

(1) β_{eff} 実験炉心の構築

主要3核種の遅発中性子収率の評価が効果的に行えるように、 β_{eff} への核種別寄与割合が系統的に異なるように燃料組成を変えた3つの炉心をFCAに構築して、第2期の β_{eff} ベンチマーク実験に用いた。すなわち、これらは特定の炉型のモックアップではなく、遅発中性子収率という核データの評価のための積分データを取得するための炉心構成である。これら炉心は、様々な種類の燃料を保有しているというFCAの特徴を生かして構築したものである。これにより、MASURCAにおける第1期の β_{eff} ベンチマーク実験炉心と相補的な燃料組成であることを超えて、より広範囲な燃料組成の炉心をFCAに構築することに成功した。特に、FCA XIX-3炉心は、ブランケットには劣化ウランを装荷したものの、実質的にプルトニウム燃料のみからなる炉心である。このような炉心構成は、臨界実験史上、希少なものである。

(2) β_{eff} の測定原理の整理

β_{eff} ベンチマーク実験において、筆者は、反応度測定に基づく ^{252}Cf 中性子源法と中性子相関測定に基づく共分散対平均法の2つの測定手法を採用した。前者では、 ^{252}Cf 中性子源の見かけの反応度値を測定するための簡便な手法を新たに考案した。後者では、従来の分散対平均法に改良を加えた共分散対平均法を新たに β_{eff} 測定に適用した。さらに、これら2つの測定手法の原理を整理することにより、これら2つの手法いずれも、 β_{eff} を求める実験式が原子炉の一点炉動特性方程式から導かれることを

明らかにした。これは、第2章で示した β_{eff} の定義式に基づき実験解析を行ったり、その解析結果を基にして遅発中性子収率の評価を行う際に重要である。

(3) 核分裂率測定のための箔放射化法の適用性の検証

京都大学研究炉 KUR の重水設備に構成された標準熱中性子場において、濃縮ウランの核分裂箔と旧 JAERI において開発された平行平板型核分裂計数管を組み合わせた箔放射化法により、 ^{235}U の核分裂率を $\pm 1.1\%$ の不確かさで測定した。さらに、熱中性子束や同核種の熱中性子断面積に基づいて、 ^{235}U の核分裂率の基準値を $\pm 0.4\%$ の不確かさで評価した。箔放射化法による測定値はこの基準値と 1% 以内で一致した。これより、同法が核分裂率の絶対値の測定に適用できることを明らかにした。

(4) β_{eff} の測定

^{252}Cf 中性子源法では、FCA と MASURCA の 5 つの炉心において測定を行い、 $\pm 2\sim 3\%$ の不確かさで β_{eff} を求めた。共分散対平均法では、FCA の 2 つの炉心 XIX-1 と XIX-3 において測定を行うことができ、 $\pm 2\%$ の不確かさで β_{eff} を求めた。これら 2 つの炉心では、両測定法による β_{eff} は 1.5% 以内で一致した。

(5) β_{eff} の推奨値の導出

β_{eff} ベンチマーク実験に参加した測定機関の測定手法は、いずれも複数のパラメータを組み合わせて β_{eff} を得る間接測定である。これに加えて、いくつかの測定手法間で共通に用いられるパラメータがあることから、各手法は完全に独立ではなく、測定手法間の相関が発生する。このような相関、すなわち、 β_{eff} 測定値間の共分散行列を評価する手法を新たに考案した。この共分散行列を用いて、 β_{eff} の平均値とその不確かさを評価した。最終的に、いずれの炉心においても、おおよそ $\pm 3\%$ 以内の不確かさで β_{eff} の推奨値を得ることができた。このようにして、遅発中性子収率の評価に用いることができる信頼性が高い β_{eff} の推奨値とその精度を導出した。

参考文献

- [1] J. Hirota, S. Nomoto, N. Hirakawa, M. Nakano, “ Studies of the criticality of 20% enriched uranium fast critical assemblies (FCA–I), ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **6**, 35 (1969).
- [2] J. Hirota, *Fast Critical Experiments in FCA and Their Analysis*, JAERI 1289, Japan Atomic Energy Research Institute (1984). [in Japanese]
- [3] P. Bertrand, J. Pierre, M. Martini, S. Belov, V. Doulinet *al.*, “ BERNICE - interlaboratory comparison of β_{eff} measurement techniques at MASURCA, ” *Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactors, PHYSOR 96*, Mito, Japan, **2**, E-190 (1996).
- [4] M. Nakagawa, J. Abe, W. Sato, *Code System for Fast Reactor Neutronics Analysis*, JAERI-M 83-066, Japan Atomic Energy Research Institute (1983). [in Japanese]
- [5] S. Iijima, Y. Kato, K. Takasaki, S. Okajima, *Fast Reactor Nuclear Physics Parameters Calculation Code System ”EXPARAM”*, JAERI-Data/Code 2004-016, Japan Atomic Energy Research Institute (2004). [in Japanese]
- [6] H. Takano, H. Akie, Y. Kikuchi, “ Benchmark tests of JENDL-3.2 for thermal and fast reactors, ” *Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology*, 809 Gatlinburg, Tennessee, USA, May 9-13, 1994 (1994).
- [7] M. Nakagawa, K. Tsuchihashi, *SLAROM : A Code for Cell Homogenization of Fast Reactor*, JAERI 1294, Japan Atomic Energy Research Institute (1984).
- [8] K. D. Lathrop, F. W. Brinkley, *TWOTRAN-II: An Improved, Exportable Version of TWOTRAN Code for Two-Dimensional Transport*, LA-4848-MS, Los Alamos Scientific Laboratory (1973).
- [9] S. G. Carpenter, J. M. Gasidlo, J. M. Stevenson, “ Measurements of the effective delayed-neutron fractions in two fast critical experiments, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **49**, [2], 236 (1972).

- [10] E. A. Fisher, “ Integral measurements of the effective delayed neutron fractions in the fast critical assembly SNEAK, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **62**, 105 (1977).
- [11] A. M. Avramov, V. A. Doulin, V. I. Zhuravlevet *al.*, “ The measurements of the effective delayed-neutron fraction in the fast critical assembly BFS with uranium-plutonium metal fuel, ” *Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactors PHYSOR 90*, Marseille, France, **III**, 95 (1990).
- [12] E. J. Axton, “ Intercomparison of neutron-source emission rates(1979-1984), ” *Metrologia*, **23**, 129 (1987).
- [13] 竹本 吉成, Bennett の実効遅発中性子割合測定法における複数核種混在体系の Diven 因子評価法の検討, 修士論文, 名古屋大学大学院工学研究科博士課程原子核工学専攻 (前期課程) (1996).
- [14] S. Okajima, Y. Yamane, Y. Takemoto, T. Sakurai, “ A note on the diven factor in fast systems, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **37**, 720 (2000).
- [15] L. Moberg, J. Kockum, “ Measurement of the effective delayed-neutron fraction in three different cores of the fast assembly FRO, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **52**, 343 (1973).
- [16] B. C. Diven, H. C. Martin, R. F. Taschek, J. Terrell, “ Multiplicities of fission neutrons, ” *Phys. Rev.*, **101**, 1012 (1956).
- [17] M. Otsuka, T. Iijima, “ Space-dependent formula for Rossi- α measurements, ” *Nukleonik.*, **7**, 488 (1965).
- [18] T. Nemoto, M. Obu, *Data Processing System for Foil Experiments*, JAERI-M 84-147, Japan Atomic Energy Research Institute (1984). [in Japanese]
- [19] M. Obu, *Preparation and Characteristics of Fission Chambers with Actinide Nuclides*, JAERI-M 9757, Japan Atomic Energy Research Institute (1981). [in Japanese]
- [20] J. A. Grundl, D. M. Gilliam, “ Measurement of absolute fission rates, ” *Nucl. Technol.*, **25**, 237 (1975).

- [21] K. Kanda, K. Kobayashi, S. Okamoto, T. Shibata, “ Thermal neutron standard field with a maxwellian distribution using the KUR heavy water facility, ” *Nucl. Instrum. Methods*, **148**, 535 (1978).
- [22] C. H. Westcott, *Effective Cross Section Values for Well-Moderated Thermal Reactor Spectra*, AECL-1101 (1960).
- [23] W. Poenitz, *Determination of Absolute Thermal Neutron Flux by Gold Foils*, KFK 180 (1963).
- [24] S. F. Mughabghab, M. Divadeenam, N. E. Holden, *Neutron Resonance Parameters and Thermal Cross Sections*, National Nuclear Data Center, BNL, Academic Press (1981).
- [25] G. C. Hanna, “ The neutron flux perturbation due to an absorbing foil; a comparison of theories and experiments, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **15**, 325 (1963).
- [26] R. B. Firestone, V. S. Shireley, (ed.), *Table of Isotopes (Eighth Edition)*, A Wiley-Interscience Publication JOHN WILEY & SONS, INC, New York (1996).
- [27] L. Tomlinson, *Delayed Neutrons From Fission, A Compilation and Evaluation of Experimental Data*, AERE - R 6993 United Kingdom Atomic Energy Authority (1972).
- [28] P. Chaussonet, M. Martini, H. Philibert, V. Zammit “ International β_{eff} benchmark experiment in FCA CEA results, ” *Progress in Nuclear Energy*, **35**, [2], 157 (1999).
- [29] D. E. Cullen, P. K. McLaughlin (comp.), *The International Reactor Dosimetry File (IRDF-85)*, International Atomic Energy Agency, Nuclear Data Section (1985).
- [30] T. Misawa, S. Shiroya, K. Kanda, “ Measurements of prompt neutron decay constant and large subcriticality by the feynman- α method, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **104**, 53 (1990).
- [31] J. Frehaut, *Neutron Multiplicity Distribution in Fast Neutron-Induced Fission* INDC(NDS)-220 (1989).
- [32] V. A. Doulin, G. M. Mikhailov, A. L. Kotchetkov, I. P. Matveenko, S. P. Belov, “ The β_{eff} measurement results on FCA-XIX cores, ” *Progress in Nuclear Energy*, **35**, [2], 163 (1999).

- [33] G. D. Spriggs, T. Sakurai, S. Okajima “ Rossi- α and β_{eff} measurements in a Fast Critical Assembly, ” *Progress in Nuclear Energy*, **35**, [2], 169 (1999).
- [34] Y. Yamane, Y. Takemoto, T. Imai, S. Okajima, T. Sakurai, “ Effective delayed neutron fraction measurements in FCA-XIX cores by using modified Bennett method, ” *Progress in Nuclear Energy*, **35**, [2], 183 (1999).
- [35] S. Okajima, T. Sakurai, J. F. Lebrat, V. Z. Averlant, M. Martini, “ Summary on international benchmark experiments for effective delayed neutron fraction(β_{eff}), ” *Progress in Nuclear Energy*, **41**, [1-4], 285 (2002).
- [36] (例えば) A. Brandt, *Computational Methods in Data Analysis*, Second revised edition, North-Holland Publishing Company (1976).

第4章 実効遅発中性子割合 β_{eff} の実験の解析と ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu の遅発中性子収率の評価

本章では, β_{eff} 実験の解析と, その結果を基にした ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu の遅発中性子収率の精度向上について論じる。これは, 第1章で述べたように, 炉定数調整法を用いて JENDL-3.2 の同収率^a に改良を加えることにより行う。

まず, 実験解析の方法と用いた核データについて述べる (4.1 節)。次に, 炉定数調整法の適用と同法で必要となる感度係数の計算方法と核データの共分散について述べる (4.2 節)。最後に, これら実験解析, 感度解析, 核データの共分散に基づく β_{eff} の共分散及び遅発中性子収率の評価結果について論じる (4.3 節)。

ところで, JENDL-3.2 の遅発中性子収率とその入射中性子エネルギー依存性については, 既に第2章で述べた。本研究では, このエネルギー依存性をそのまま保存して, 同ファイルに格納されている各エネルギー点の同収率の値そのものに対して調整を加える手法を新たに開発した。このために, 炉定数調整法の適用方法を整理し, かつ, このような調整に必要な感度係数の計算方法を考案した。これまでに, β_{eff} 実験の解析結果を用いて遅発中性子収率の調整は行われたことはあるが,^[1] 同収率のエネルギー依存性も考慮に入れた調整は本研究で初めて行われた。本研究の手法により, 積分測定の結果である β_{eff} の情報を加えることにより改良した遅発中性子収率と, 微分的な測定結果のみを基にして評価された核データファイル中の同収率を直接比較することができる。この比較については4.3 節で論じる。

ところで, 遅発中性子の発生源となる核分裂を起こす中性子のエネルギーは, 高速炉体系では主に 100[keV]~1[MeV] と高い。入射中性子エネルギー依存性も考慮に入れて遅発中性子収率の評価を行うことを考えると, 低い中性子エネルギーで多くの核分裂が起きる熱中性子炉における β_{eff} も利用すればより評価の信頼性が高まる。こ

^a第2章にも述べたが, 本論文に示す一連の研究の後, JENDL-3.3 が公開された。この最新版の評価済み核データファイルにおける遅発中性子の収率は, 本論文における同収率の評価を一部反映させたものである。

のような理由から，FCA と MASURCA の他に，旧 JAERI の軽水臨界実験装置 TCA におけるウラン燃料からなる 1.83U 円筒炉心^b での β_{eff} 実験の解析結果^[2] も収率の評価に用いた。この TCA 実験は Haga 等によって行われたが^[3]， β_{eff} の実験値とその不確かさは，最新の知見を基に Nakajima によって再評価され，同時に JENDL-3.2 を用いた実験解析も行われた。^[2] この実験と解析の概要は付録 D に記載する。本研究では，Nakajima による実験解析に補正を加えて遅発中性子収率の評価に用いた。その内容は，FCA や MASURCA における実験の解析とともに 4.1 節に記述する。これら FCA，MASURCA，TCA の 6 つの炉心の主な特徴を表 4.1 にまとめる。

表 4.1 β_{eff} 実験炉心の主要な特徴

項目	FCA			MASURCA		TCA
	XIX-1	XIX-2	XIX-3	R2	ZONA2	1.83U 円筒
燃料	濃縮 ウラン	プルトニウム 天然ウラン	プルト ニウム	濃縮 ウラン	MOX	濃縮 ウラン
燃料濃縮度 (燃料セル平均)	93%	23%	(92%核分 裂性 Pu)	30%	25%	2.6%
希釈物質 または減速材	黒鉛	ナトリ ウム	ステン レス鋼	ナトリ ウム	ナトリ ウム	軽水
炉心寸法 (cm) 半径 × 高さ	33×51	36×61	35×61	48×60	50×60	19×92 ^{a)}
β_{eff} 実験値 ($\times 10^{-3}$)	7.42 ±3.3%	3.64 ±2.5%	2.51 ±1.6%	7.21 ±1.6%	3.49 ±1.7%	7.71 ±2.2%
β_{eff} への核種別 寄与割合						
²³⁵ U	94%	11%	9%	76%	2%	87%
²³⁸ U	6%	47%	11%	24%	49%	13%
²³⁹ Pu	—	41%	76%	—	41%	—
^{240,241} Pu, ²⁴¹ Am	—	1%	4%	—	8%	—

a) 臨界水位

^bこの炉心は水対燃料体積比が 1.83 となるように燃料棒が配列されていることから 1.83U と呼ばれるが，その炉心形状は付録 D に記載するように円筒であり，第 5 章で論じる 1.83U 炉心(直方体形状)とは形状が異なる。

4.1 実験解析に用いた核反応データと計算方法

4.1.1 遅発中性子データ

(1) β_{eff} の計算式

第2章で論じた β_{eff} の定義式

$$\beta_{eff} = \frac{\sum_{i=1}^6 \sum_j \int d\mathbf{r} \int dE' \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \chi_{d i}^j(E') \int dE a_i^j(E) \nu_d^j(E) \Sigma_f^j(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E)}{\sum_j \int d\mathbf{r} \int dE' \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') \overline{\chi_p}(\mathbf{r}, E') \int dE \nu^j(E) \Sigma_f^j(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E)} \quad (4.1.1)$$

を位置に関して離散化し，エネルギーに関して多群化した形で表わすと，

$$\beta_{eff} = \frac{\sum_{i=1}^6 \sum_j \sum_r v_r \sum_{g'} \phi_{r g'}^\dagger \chi_{d i g'}^j \sum_g a_{i g}^j \nu_{d g}^j N_r^j \sigma_{f r g}^j \phi_{r g}}{\sum_j \sum_r v_r \sum_{g'} \phi_{r g'}^\dagger \overline{\chi_p} \sum_g \nu_g^j N_r^j \sigma_{f r g}^j \phi_{r g}} \quad (4.1.2)$$

となる。式中の各量は，

- $\phi_{r g}$: 位置 r のメッシュ点における第 g エネルギー群の中性子束
- $\phi_{r g'}^\dagger$: 位置 r のメッシュ点における第 g' 群の随伴中性子束
- $\nu_{d g}^j$: 第 g 群の入射中性子による核分裂性核種 j の遅発中性子収率
- $a_{i g}^j$: 第 g 群の入射中性子による核種 j の遅発中性子放出数のグループ相対割合 (第 i グループへの遅発中性子放出割合， $\sum_{i=1}^6 a_{i g}^j = 1$ と規格化)
- $\chi_{d i g'}^j$: 核分裂性核種 j の第 i グループの遅発中性子放出エネルギースペクトル (第 g' 群への中性子放出割合)
- ν_g^j : 第 g 群の入射中性子による核種 j の全核分裂中性子収率 (即発中性子収率と遅発中性子収率の和)
- $\overline{\chi_p}$: 燃料の即発中性子放出エネルギースペクトル (第 g 群への中性子放出割合)
- N_r^j : 位置 r における核種 j の原子個数密度
- v_r : 位置 r のメッシュの体積
- $\sigma_{f r g}^j$: 位置 r における核種 j の第 g 群の微視的核分裂断面積

である。通常，原子炉の核計算では，このように離散化及び多群化を行った式で β_{eff} を計算する。^c このために，米国 Los Alamos 国立研究所で開発された NJOY コードシステム^[4] を用いて，評価済み核データファイルに収録されている遅発中性子の収率と放出エネルギースペクトルを処理して，炉定数に相当する多群化された同収率と同スペクトルを作成して用いた。

ところで，ウラン炉心における実験では， β_{eff} に対して ^{235}U と ^{238}U の寄与のみしかない。プルトニウム炉心での実験解析では，主要な3核種である ^{235}U ， ^{238}U と ^{239}Pu 以外に，燃料に含まれる高次のプルトニウム核種 (^{240}Pu ， ^{241}Pu) とその崩壊で生成する ^{241}Am の β_{eff} に対する寄与もある。FCA や MASURCA の炉心では，これら核種の寄与は小さいが，その寄与も入れて計算を行った。

(2) 遅発中性子収率

例えば，第2章において述べたように，JENDL-3.2の遅発中性子収率はいくつかの入射中性子エネルギー点でその値が与えられ，これらエネルギー間の収率は直線内挿によって求めるようにエネルギー依存性が指定されている。NJOYでは，このようなエネルギー依存性を持つ収率 $\nu_d^j(E)$ から，エネルギー区間 ΔE_g で平均化された収率 $\nu_{d,g}$ を

$$\nu_{d,g}^j = \frac{\int_{\Delta E_g} \nu_d^j(E) W(E) dE}{\int_{\Delta E_g} W(E) dE} \quad (4.1.3)$$

で作成する。ここで， $W(E)$ は重み関数であり選択可能であるが，ここでは最も適切と考えられる「熱中性子 $-1/E-$ 核分裂」の構成からなる中性子スペクトルを用いた。このようにして，後の4.1.2節で述べるエネルギー70群や107群構造の多群化された遅発中性子収率を作成した。炉定数調整法を適用して調整を行った JENDL-3.2 の遅発中性子収率の他に，ENDF/B-VI^[5]，ENDF/B-VII^[6]，JEF-2.2^[7]，JEFF-3.1^[8] に加えて JENDL-3.3^[9] の同収率も処理して多群化された収率を作成した。後の4.1.3節にて述べるように，これらを用いて β_{eff} を計算することにより，遅発中性子収率を替えると β_{eff} がどの程度変動するかを調べた。

^c本論文に示す一連の研究の後に，このような多群化の過程を経ずに，連続エネルギーモンテカルロコードで直接 β_{eff} を計算する試みが報告されて来た。このような計算手法の確立に向けた研究が進められている。

(3) 遅発中性子スペクトルと遅発中性子放出数のグループ相対割合

第 i グループの遅発中性子スペクトル $\chi_{d i}^j(E)$ を

$$\chi_{d i g}^j = \int_{\Delta E_g} \chi_{d i}^j(E) dE / \Delta E_g \quad (4.1.4)$$

のようにエネルギー区間 ΔE_g で平均化して、多群化されたスペクトル $\chi_{d i g}^j$ を作成した。^d JENDL-3.2 の遅発中性子の放出スペクトルは、Saphier の評価結果^[10] に基づくが、本解析においては、より新しい Brady-England の総和計算法^e による評価結果^[11] に基づく ENDF/B-VI の同スペクトルも用い、両者の間で β_{eff} がどの程度異なるか調べた。主要 3 核種に関しては、ENDF/B-VII と JENDL-3.3 の同スペクトルも ENDF/B-VI と同じものである。JEFF-3.1 は遅発中性子のグループを 8 つ持つ構造をとることから、その主要 3 核種の遅発中性子の放出スペクトルは ENDF/B-VI と全く同じではないが、前述の Brady-England の評価結果に基づくものである。JEF-2.2 の主要 3 核種の同スペクトルも Brady-England または Saphier の評価に基づくものである。ただし、JEF-2.2 においては、評価のエネルギー点が JENDL-3.2 や ENDF/B-VI と異なることから、これらの間で、直接データを比較することはできない。

主要 3 核種に関しては、JENDL-3.2 のグループ相対割合には Tomlinson の評価結果^{[12] f} が採用された。本解析においては、より新しい Katakura 等の評価^[13] に基づく JENDL-3.3 のグループ相対割合を用いた。この他に、ENDF/B-VI、ENDF/B-VII や JEF-2.2 のグループ相対割合を用いても計算を行い、同相対割合が異なると、どの程度 β_{eff} に影響をもたらすか検討した。主要 3 核種に関しては、ENDF/B-VI は前述の Brady-England の評価結果に基づくものである。ENDF/B-VII も総和計算法に基づくものであるが、そこでは、より新しい核分裂収率や遅発中性子放出確率のデータベースが用いられた。JEF-2.2 は Brady-England(²³⁵U) または Tomlinson(²³⁸U と ²³⁹Pu) の評価結果に基づくものである。JENDL-3.3 と ENDF/B-VI や ENDF/B-VII の間では、グループによっては、相対割合に 20~30% に及ぶ大きな相違がある。これに比べると、JENDL-3.2 と JENDL-3.3 の間では、相対割合の差は小さい。遅発中性子スペクトルがグループ間で異なることから、このような相対割合の相違は、同スペクトルを介して β_{eff} に影響をもたらす。

^d後の 4.1.2 節で述べるように、TCA での β_{eff} 実験の解析に用いた SRAC システムには同様な手順で多群化された遅発中性子の収率と放出スペクトルが組み込まれている。

^e第 2 章で述べた遅発中性子の放出機構を基にして、遅発中性子先行核や放出核の核分裂収率と遅発中性子放出確率より遅発中性子の収率を計算する手法である。

^f主要 3 核種に関しては、Tomlinson の評価結果は Keepin の評価結果^[14] を引用したものである。

4.1.2 炉定数と解析コードシステム

(1) 概要

遅発中性子データの他に、 β_{eff} の計算には、多群化された核反応断面積や中性子束等が必要となる。これらを用意するためには、まず、炉心の各領域を構成する燃料セル内の燃料や模擬物質の配列を模擬してセル単位の中性子輸送計算を汎用の炉定数セットを用いて行い、セル内の中性子束分布を計算する。この計算結果を用いてセル単位で均質化された実効的な断面積を作成する。以下、これを「セル計算」と呼ぶ。次に、この均質化実効断面積を用いて、数領域からなる炉心体系を模擬して、拡散計算や輸送計算により中性子束や随伴中性子束を計算する。以下、これを「炉心計算」と呼ぶ。このような一連の計算には、臨界実験装置における実験や研究炉の炉心特性の解析において、我国で標準的に使われて来た解析システムを用いた。以下、これら解析システムの概要を記述する。

(2) FCA と MASURCA の実験解析

FCA と MASURCA における β_{eff} 実験の解析には、旧 JAERI で開発された高速炉系の解析システムである EXPARAM^[15] を用いた。この解析システムにおける計算の流れを図 4.1 に示す。炉定数セットにはエネルギー 70 群構造の JAERI-Fast Set ver.3(JFS-3)^[16] を用いた。この炉定数セットは、無限希釈断面積 (σ_{∞}) と温度 (T) 及び背景断面積 (σ_0) をパラメータとする自己遮へい因子 ($f(T, \sigma_0)$) からなる。この炉定数セットは、評価済み核データファイルを処理して作成された超詳細群断面積をエネルギー 70 群に縮約して作成されたものである。この炉定数セットのエネルギー群構造は、10 MeV を上限としてそれ以下を 0.25 の等レサジー幅で 69 群まで区切り、0.322 eV 以下を第 70 群としたものである。このような無限希釈断面積と自己遮へい因子からなる炉定数セットは、旧ソビエト連邦共和国で開発された ABBN 型炉定数セット^[17] の形式に基づき、これに改良を加えたものである。

セル計算では、単位燃料セルを 1 次元モデルで模擬して、積分型輸送方程式を衝突確率法により解く SLAROM コード^[18] を用いた。このコードは、均質化実効断面積も炉定数セットと同じ 70 群構造で作成し、また、後に述べる異方性拡散係数を作成する機能も持つ。

炉心計算では、拡散理論による CITATION-FBR(または POPLAS) コード^[15] や Los

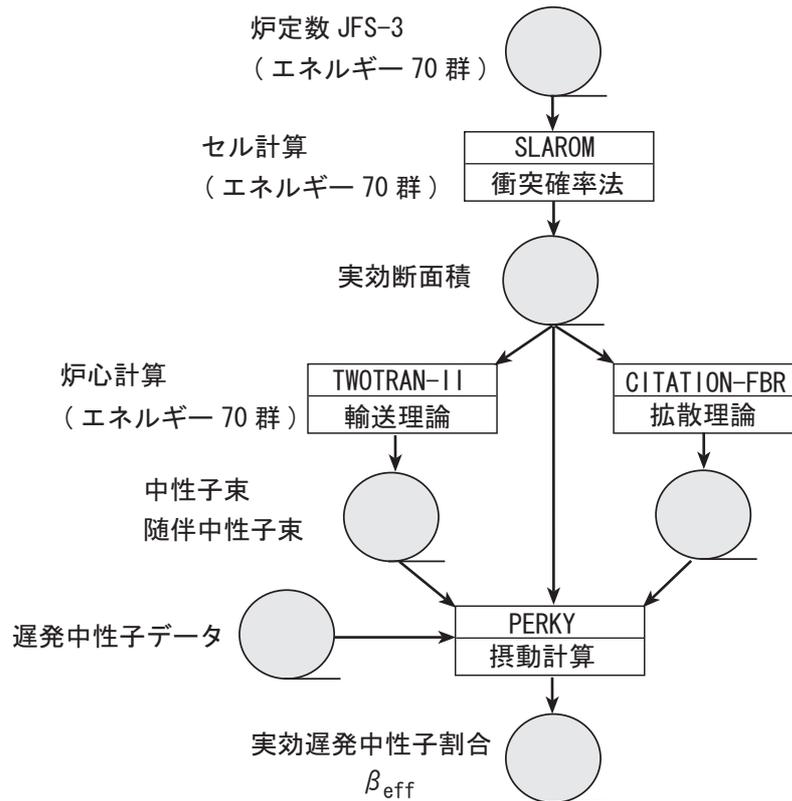


図 4.1 高速炉系の解析システム EXPARAM による β_{eff} 計算の流れ

Alamos 国立研究所で開発された Sn 法の輸送理論による計算コード TWOTRAN-II^[19] を用いた。ところで、板状の燃料や模擬物質板を用いる高速炉の炉心では、板に平行な方向に沿って中性子がより漏洩し易くなる。この CITATION-FBR コードは、このような非等方な漏洩の効果を拡散理論の範囲で扱うために、中性子の飛行方向 (X, Y, Z の各方向) に依存する拡散係数である異方性拡散係数^[20] を用いて中性子束の計算を行えるように、米国 Oak Ridge 国立研究所で開発された CITATION コード^[21] を JAERI で改良したものである。最後に、遅発中性子データ、セル計算で得た均質化実効断面積と炉心計算で得た中性子束と随伴中性子束を用いて、JAERI で開発された摂動計算コード PERKY^[22] により、(4.1.2) 式により β_{eff} を計算した。ただし、この式からもわかるように、 β_{eff} の計算では角度依存の中性子束を用いない。従って、TWOTRAN-II コードで炉心計算を行った場合は、角度に関して積分した全中性子束を PERKY コードにおいて β_{eff} の算出に用いた。

本計算システムは、決定論に基づく高速炉の最新の解析システムより一世代前のものであるが、セル計算におけるセルの模擬方法等の基本原理的な部分は、最新のシス

テムと共通である。さらに、本システムは、FCA 実験の解析において、これまでに多くの使用実績が蓄積されている。^[23] 従って、例えば、ナトリウムボイド効果の模擬実験等のために特異点を有するような炉心の計算は別として、 β_{eff} 実験を実施した単純組成でかつ単純形状の炉心における β_{eff} の計算においては、本システムは最新のものと同レベルの計算精度を有するものと筆者は考える。

ただし、本システムも最新のシステムも、セル計算の段階でセル内の随伴中性子束の分布まで考慮に入れることはできないので、これに起因する不確かさが計算結果に生じる恐れが有る。この不確かさは、現状では定量的に評価できない。

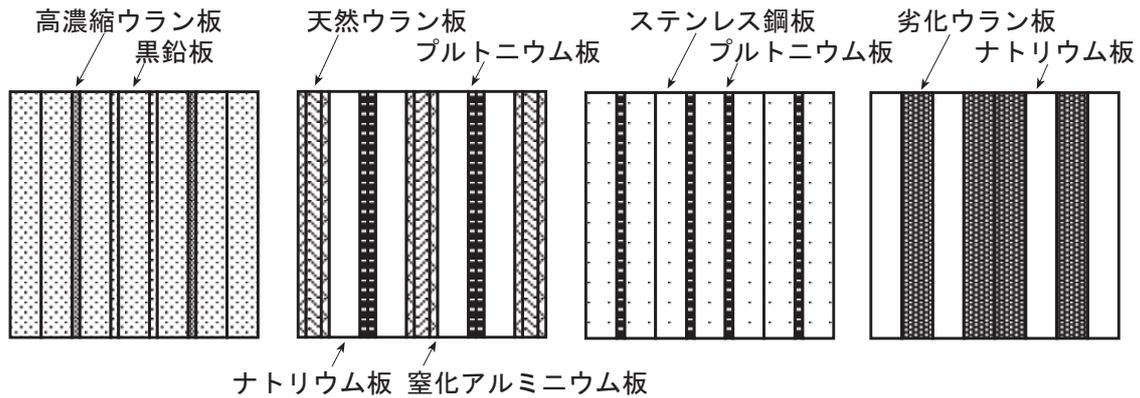
(3) TCA の実験解析

TCA における実験の解析には、付録 D に示す Nakajima による解析^[2] と同じく、旧 JAERI で開発された熱中性子炉系の解析コードシステムである SRAC95^[24] を用いた。このコードシステムは、炉定数セットおよび様々な計算コードをモジュールとして持つ統合システムであり、セル計算による均質化実効断面積の作成から炉心計算まで対応可能である。炉定数セットはエネルギー 107 群構造であり、上記の JAERI-Fast Set ver.3 と同様に無限希釈断面積と自己遮へい因子から構成される。この炉定数セットのエネルギー群構造は、第 1 ~ 62 群 (10 MeV ~ 1.8554 eV) までは JAERI-Fast Set ver.3 と同じである。このエネルギー以下では、熱中性子炉の核計算に対応するために、エネルギー群幅は JAERI-Fast Set ver.3 よりも小さくとられている。衝突確率法による輸送計算モジュールを用いたセル計算によりエネルギー 107 群で均質化実効断面積を作成した。炉心計算にはモジュールとして備えられている CITATION コードを用い、システムに内蔵されている摂動計算機能により β_{eff} を計算した。

4.1.3 炉定数と解析コードの適用

(1) セル計算

これらの解析システムを用いて、FCA と MASURCA における実験の解析はエネルギー 70 群で実施し、TCA における実験の解析は同 107 群で実施した。いずれにおいても、JENDL-3.2 に基づく炉定数セットに加えて、ENDF/B-VI, ENDF/B-VII, JEF-2.2, JEFF-3.1 と JENDL-3.3 に基づく炉定数セットを用いてもセル計算を行い、評価済み核データ間で炉定数を替えることにより β_{eff} がどの程度異なるかを調べた。



(a) XIX-1 炉心 (b) XIX-2 炉心 (c) XIX-3 炉心 (d) ブランケット

図 4.2 FCA 炉心の燃料セル

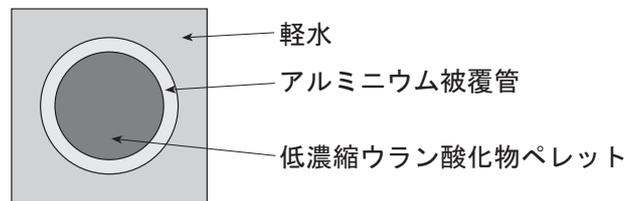


図 4.3 TCA 炉心の燃料セル

FCA と TCA における実験の解析では、図 4.2 及び 4.3 に示すような非均質な燃料セルの構造を 1 次元モデルで模擬してセル計算を実施して、実効断面積の計算を行った。炉心の燃料セルでは無限増倍率 K_{∞} は 1 よりも大きいですが、炉心外への中性子の漏洩によって炉の実効増倍率 K_{eff} は 1 となる。一方で、1 次元のセル計算では反射境界条件や周期境界条件を設定することによって、セルの無限配列を模擬して計算を行った。従って、臨界時のバックリングを用いる擬似吸収で炉心外への中性子の漏洩の効果も取り入れて、燃料セル内の中性子束分布の計算を行った。

MASURCA 炉心では、燃料セルを構成する燃料、希釈材や構造材等の個々の領域の原子個数密度は公開されておらず、これらをセル単位で平均化した均質原子個数密度のみ利用可能であった。この炉心はピン状の燃料や模擬物質を用いた高速炉体系であることから、計算結果に対するセルの非均質性の影響は、板状燃料を用いる FCA 炉心におけるものよりも小さい。そこで、MASURCA における実験の解析では以下のように 2 通りの実効断面積を作成し、 β_{eff} に対する非均質性の影響を評価した。まず、この均質原子個数密度から実効断面積を作成した。次に、図 4.4 からわかるように、MASURCA 炉心ではセル内の燃料や希釈材の種類は少なく、その配置も単純な

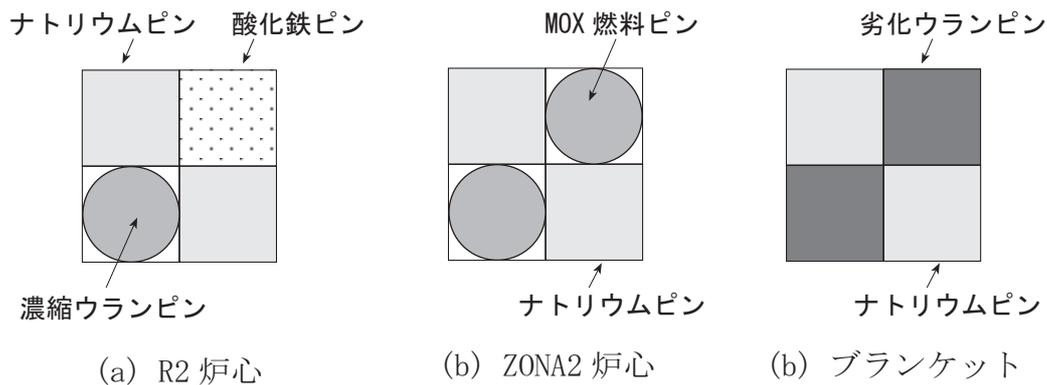


図 4.4 MASURCA 炉心の燃料セル

ことから、各領域の寸法より燃料や減速材の原子個数密度を推定することは容易である。このように推定した原子個数密度を用いて、非均質性を考慮に入れたセル計算でも実効断面積を作成した。これら 2 通りの実効断面積に基づく β_{eff} の計算結果を比較して非均質性の影響を評価した。

(2) 炉心計算と β_{eff} の算出

FCA における実験の解析では、拡散計算コードを用いた炉心計算に基づいて β_{eff} を求め、これに「輸送効果の補正」を適用するという手法をとった。これは、FCA では板状の燃料や模擬物質を用いて炉心を構成することから、これまでに行われた種々の炉物理実験の解析において、板に平行な方向に沿う中性子の漏洩の効果を考慮に入れて精度の高い計算を行うために、FCA で標準的に用いられて来た手法である。この手法で β_{eff} を以下のように計算した。

- (a) 3次元の X-Y-Z モデルで炉心を模擬して、CITATION-FBR コードにより炉心計算を行い β_{eff} を求めた。ここでは、上述の異方性拡散係数を用いて板に平行な方向に沿う中性子の漏洩の効果を考慮に入れた炉心計算を行った。
- (b) 2次元の円筒モデルで炉心を模擬して、同コードにより炉心計算を行い β_{eff} を求めた。下記の輸送計算の結果と比較するために通常の拡散係数を用いた。
- (c) 2次元の円筒モデルで炉心を模擬して、TWOTRAN-II コードにより炉心計算を行い β_{eff} を求めた。
- (d) c) の β_{eff} を b) の β_{eff} で除することにより β_{eff} に関する「輸送効果の補正係数」を求め、これを a) の β_{eff} に乗ずることによって、最終的な β_{eff} の計算結果を得た。ただし、結果的にこの補正は 1% に満たない小さなものであった。

MASURCA 実験の解析では、輸送計算コード TWOTRAN-II により炉心計算を行った。MASURCA の実験炉心は比較的大型であることから 2 次元の円筒モデルで炉心を模擬した。

さらに、炉定数調法を適用した JENDL-3.2 の遅発中性子収率の他に、ENDF/B-VI, ENDF/B-VII, JEF-2.2, JEFF-3.1 に加えて JENDL-3.3 の収率も用いて β_{eff} を計算した。これにより、収率のデータを替えると β_{eff} がどの程度変動するかを調べた。

TCA の炉心計算では、Nakajima による解析と同じ 2 次元 X-Y モデルを採用し、鉛直 (Z) 方向の幾何学的バックリングを用いた中性子の擬似吸収でこの方向への中性子の漏洩を模擬した。このモデルで、SRAC に組み込まれた拡散計算コード CITATION による炉心計算を行い、 β_{eff} を求めた。このような計算から、遅発中性子の収率や放出スペクトルを替えたり炉定数セットを替えることによる β_{eff} への影響を求めた。これを補正係数として、Nakajima による β_{eff} 計算結果 (JENDL-3.2 の遅発中性子データと同炉定数を用いて、輸送計算コードによる 107 群炉心計算を基にした計算結果) に乗じて用いた。

4.2 遅発中性子収率の評価方法

4.2.1 炉定数調整法の遅発中性子収率調整への適用

炉心の実効増倍係数や核反応率比のような炉物理量の解析結果を用いた炉定数調整に関しては、これまでに多くの報告 [25, 26, 27, 28, 29] が有る。ここでは、これらのうち Dragt の手法 [27] を基にして、炉物理量の 1 つである β_{eff} の解析結果を用いた遅発中性子収率の調整に炉定数調整法をいかに適用したかについて論じる。遅発中性子収率に起因する β_{eff} 計算値の不確かさが、 β_{eff} 実験値や β_{eff} の計算手法の不確かさを合わせたものと同レベルかより大きな場合に、炉定数調整法は特に有効となる。

炉定数調整法では、調整後の炉定数からなる列ベクトル T' とその共分散行列 M' は、

$$T' = T + M G^{tr} [G M G^{tr} + V_e + V_m]^{-1} [R_e - R_c] \quad (4.2.1)$$

$$M' = M - M G^{tr} [G M G^{tr} + V_e + V_m]^{-1} G M \quad (4.2.2)$$

で与えられる。ここで、

- T : 調整前の炉定数を要素とする列ベクトル
- M : 調整前の炉定数の共分散行列
- G : 炉定数の炉物理量への感度係数を要素とする行列
- V_e : 炉物理量の実験値の共分散行列
- V_m : 計算手法の不確かさに起因する炉物理量計算値の共分散行列
- R_e, R_c : それぞれ、炉物理量の実験値と計算値を要素とする列ベクトル

tr は転置行列を表わす。これら式中の $G M G^{tr}$ は、炉定数の共分散行列 M に起因する炉物理量の共分散行列である。この共分散行列 M は、後の 4.2.3 節で述べるように、評価済み核データファイルに与えられた核データの共分散を処理することにより作成する。 $G M G^{tr} + V_m$ は、 β_{eff} の計算値の共分散行列である。炉定数の実験値と計算値の間の相違 $[R_e - R_c]$ が、共分散 $G M G^{tr}$ 、 V_m 及び V_e と矛盾が無いか否かを確認するために、

$$\chi^2 = [R_e - R_c] [G M G^{tr} + V_m + V_e]^{-1} [R_e - R_c] \quad (4.2.3)$$

を用いる。

さて、 T が、相関が無い2つの部分である T_1 と T_2 から成り立っている場合を考える。これらの共分散行列をそれぞれ M_1 と M_2 とする。すなわち、

$$T = \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \end{pmatrix}, \quad M = \begin{pmatrix} M_1 & 0 \\ 0 & M_2 \end{pmatrix}, \quad G = \begin{pmatrix} G_1 & G_2 \end{pmatrix} \quad (4.2.4)$$

の時、これらを (4.2.1) 式に代入すれば、調整後の炉定数 T_1' と T_2' は、

$$T_1' = T_1 + M_1 G_1^{tr} [G M G^{tr} + V_e + V_m]^{-1} [R_e - R_c] \quad (4.2.5)$$

$$T_2' = T_2 + M_2 G_2^{tr} [G M G^{tr} + V_e + V_m]^{-1} [R_e - R_c] \quad (4.2.6)$$

で与えられる。これらの式より、2つの部分それぞれの調整による変化 $T_1' - T_1$ 及び $T_2' - T_2$ が、互いに影響を及ぼさないことがわかる。さらに、 T_1' の共分散行列 M_1' は、

$$M_1' = M_1 - M_1 G_1^{tr} [G M G^{tr} + V_e + V_m]^{-1} G_1 M_1 \quad (4.2.7)$$

で与えられる。これらの式中の $G M G^{tr}$ は、

$$G M G^{tr} = G_1 M_1 G_1^{tr} + G_2 M_2 G_2^{tr} \quad (4.2.8)$$

と2つの部分に分解できることから、これを用いて T_1' と M_1' は、

$$T_1' = T_1 + M_1 G_1^{tr} \times [G_1 M_1 G_1^{tr} + G_2 M_2 G_2^{tr} + V_e + V_m]^{-1} [R_e - R_c] \quad (4.2.9)$$

$$M_1' = M_1 - M_1 G_1^{tr} \times [G_1 M_1 G_1^{tr} + G_2 M_2 G_2^{tr} + V_e + V_m]^{-1} G_1 M_1 \quad (4.2.10)$$

となる。

これを (4.2.1) 式と比較すると、炉定数 T_1 のみを調整する場合、その共分散 M_1 に起因する炉物理量の計算値の共分散 $G_1 M_1 G_1^{tr}$ に、炉定数 T_2 の共分散 M_2 に起因する計算値の共分散 $G_2 M_2 G_2^{tr}$ を加える必要があることがわかる。

さらに、炉定数 T_1 をより少数のパラメータから作成する時は、炉定数の調整はその基となるパラメータの調整として行うことができる。これらパラメータからなる

列ベクトルを P_1 , その共分散行列を Q_1 , P_1 の T_1 への感度係数を要素とする行列を R_1 とすれば , 調整後のパラメータ P_1' とその共分散行列 Q_1' は ,

$$P_1' = P_1 + Q_1 (G_1 R_1)^{tr} \\ \times [(G_1 R_1) Q_1 (G_1 R_1)^{tr} + G_2 M_2 G_2^{tr} + V_e + V_m]^{-1} [R_e - R_c] \quad (4.2.11)$$

$$Q_1' = Q_1 - Q_1 (G_1 R_1)^{tr} \\ \times [(G_1 R_1) Q_1 (G_1 R_1)^{tr} + G_2 M_2 G_2^{tr} + V_e + V_m]^{-1} (G_1 R_1) Q_1 \quad (4.2.12)$$

で与えられる。

上記の手法を JENDL-3.2 の主要 3 核種の遅発中性子収率の調整に適用する。これまで述べたように , β_{eff} の計算には遅発中性子データとこれ以外の種々の核反応データを炉定数の形で用いる。JENDL-3.2 の共分散データ^[30]では , 遅発中性子収率とこれ以外の核データの間に関係は無く , 異なる核種間で遅発中性子収率に関係は無い。さらに , これまで述べたように , JENDL-3.2 には , いくつかの入射中性子エネルギー点で遅発中性子収率が格納されており , これらエネルギー間の同収率は直線内挿によって求めるようになっている。このようなエネルギー依存の遅発中性子収率から 4.1 節で示した処理で炉定数に相当する多群化された同収率を作成する。

従って , 主要 3 核種の多群化された遅発中性子収率を T_1 , これ以外の炉定数を T_2 に相当するものと考え。さらに , JENDL-3.2 に格納された主要 3 核種の遅発中性子収率を P_1 に相当するものと考えて , その調整を行う。この場合 , G_1 は , 多群化後の主要 3 核種の同収率が β_{eff} に対して持つ感度係数であり , G_2 は , これら以外の炉定数の β_{eff} への感度係数である。 R_1 は , JENDL-3.2 に格納された遅発中性子収率が多群化後の同収率に対して持つ感度係数である。従って , G_1 と R_1 の積は , JENDL-3.2 に格納された遅発中性子収率の β_{eff} への感度係数となる。 Q_1 は主要 3 核種の遅発中性子収率の共分散である。 M_2 は同収率以外の炉定数の共分散である。このような考え方により , JENDL-3.2 に与えられている遅発中性子収率のエネルギー依存性はそのまま保存して , 同ファイルに格納された同収率そのものに対して調整を行う手法を開発した。

ところで , プルトニウム燃料を用いた炉心では , β_{eff} に対して高次のプルトニウムや

^{241}Am の寄与がある。調整の対象を β_{eff} に対して寄与が大きな主要 3 核種の遅発中性子収率としたことから、これら高次のプルトニウムや ^{241}Am に関しては、その共分散に基づく β_{eff} の不確かさを $G_2 M_2 G_2^{tr}$ に含めて考えることとなる。しかしながら、これら高次のプルトニウムや ^{241}Am の遅発中性子収率の共分散は評価されていない。さらに、表 4.1 に示したように、これら核種の β_{eff} への寄与は 8% 以下と小さい。従って、これら核種の遅発中性子収率の共分散の $G_2 M_2 G_2^{tr}$ への寄与も無視できるほど小さなものと考えた。

4.2.2 感度係数

これまでに論じたように遅発中性子収率の調整には、感度係数として G_1 、 G_2 と R_1 が必要となる。これら感度係数は以下のように計算した。

(1) 感度係数 G_1 と G_2

多群の炉定数の炉物理量への感度係数は、通常、一般化摂動法^[31, 32, 33]で計算される。拡散理論に基づいて、このように感度係数を計算するコードとして、大阪大学で開発された SAGEP コード^[34]が我国では広く利用されている。しかしながら、本論文の基となる研究を行う前には、このコードには炉定数の β_{eff} への感度係数を計算する機能は無かった。そこで、多群化された遅発中性子収率を含む炉定数の β_{eff} への感度係数を計算するために、以下のように SAGEP コードを改良した。

第 g エネルギー群の炉定数 σ_g の β_{eff} への感度係数は、

$$S_{\sigma_g}^{\beta_{eff}} \equiv \frac{\partial \beta_{eff} / \beta_{eff}}{\partial \sigma_g / \sigma_g} \quad (4.2.13)$$

と定義される。また、(4.1.1) 式の β_{eff} を中性子束へのオペレーター H_1 と H_2 で表わすと

$$\beta_{eff} = \frac{\langle \phi^\dagger H_1 \phi \rangle}{\langle \phi^\dagger H_2 \phi \rangle} \quad (4.2.14)$$

となる。これらオペレーターは炉定数に依存する。 ϕ と ϕ^\dagger は位置とエネルギーの両方に依存する中性子束と随伴中性子束である。この式中の $\langle \rangle$ は、全中性子エネルギーと全炉心領域にわたり積分することを示す。(4.2.14) 式で示す β_{eff} は、反応度価値と類似の式であるため、 β_{eff} への感度は、反応度価値に対する感度係数と類似の方法で計算することができる。

例えば，核種 j の第 g エネルギー群の微視的核分裂断面積 $\sigma_{f,g}^j$ の β_{eff} への感度係数 $S_{\sigma_g^j}^{\beta_{eff}}$ は，

$$S_{\sigma_g^j}^{\beta_{eff}} = \frac{\left\langle \phi^\dagger \frac{\partial H_1}{\partial \sigma_{f,g}^j} \phi \right\rangle}{\left\langle \phi^\dagger H_1 \phi \right\rangle} \sigma_{f,g}^j - \frac{\left\langle \phi^\dagger \frac{\partial H_2}{\partial \sigma_{f,g}^j} \phi \right\rangle}{\left\langle \phi^\dagger H_2 \phi \right\rangle} \sigma_{f,g}^j + \frac{\left\langle \phi^\dagger H_1 \frac{\partial \phi}{\partial \sigma_{f,g}^j} \right\rangle}{\left\langle \phi^\dagger H_1 \phi \right\rangle} \sigma_{f,g}^j$$

$$+ \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^\dagger}{\partial \sigma_{f,g}^j} H_1 \phi \right\rangle}{\left\langle \phi^\dagger H_1 \phi \right\rangle} \sigma_{f,g}^j - \frac{\left\langle \phi^\dagger H_2 \frac{\partial \phi}{\partial \sigma_{f,g}^j} \right\rangle}{\left\langle \phi^\dagger H_2 \phi \right\rangle} \sigma_{f,g}^j - \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^\dagger}{\partial \sigma_{f,g}^j} H_2 \phi \right\rangle}{\left\langle \phi^\dagger H_2 \phi \right\rangle} \sigma_{f,g}^j$$
(4.2.15)

となる。ここで，右辺の第1,2項は β_{eff} の計算式である (4.1.2) 式の分子と分母の中に現れる $\sigma_{f,g}^j$ が変化することによる β_{eff} の変化への寄与分，すなわち直接項と呼ばれ，これら以外の4つの項は， $\sigma_{f,g}^j$ の変化によって ϕ と ϕ^\dagger が変化することによる寄与分，すなわち間接項と呼ばれる。感度係数 G_2 の要素はこのようにして計算する。

次に，核種 j の第 g 群の全核分裂中性子収率 ν_g^j の β_{eff} への感度係数 $S_{\nu_g^j}^{\beta_{eff}}$ を

$$S_{\nu_g^j}^{\beta_{eff}} = -\frac{\left\langle \phi^\dagger \frac{\partial H_2}{\partial \nu_g^j} \phi \right\rangle}{\left\langle \phi^\dagger H_2 \phi \right\rangle} \nu_g^j + \frac{\left\langle \phi^\dagger H_1 \frac{\partial \phi}{\partial \nu_g^j} \right\rangle}{\left\langle \phi^\dagger H_1 \phi \right\rangle} \nu_g^j + \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^\dagger}{\partial \nu_g^j} H_1 \phi \right\rangle}{\left\langle \phi^\dagger H_1 \phi \right\rangle} \nu_g^j$$

$$- \frac{\left\langle \phi^\dagger H_2 \frac{\partial \phi}{\partial \nu_g^j} \right\rangle}{\left\langle \phi^\dagger H_2 \phi \right\rangle} \nu_g^j - \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^\dagger}{\partial \nu_g^j} H_2 \phi \right\rangle}{\left\langle \phi^\dagger H_2 \phi \right\rangle} \nu_g^j$$
(4.2.16)

とすれば，遅発中性子収率 $\nu_{d,g}^j$ と即発中性子収率 $\nu_{p,g}^j$ の β_{eff} への感度係数はこの $S_{\nu_g^j}^{\beta_{eff}}$ を用いて，

$$S_{\nu_{d,g}^j}^{\beta_{eff}} = \frac{\left\langle \phi^\dagger \frac{\partial H_1}{\partial \nu_{d,g}^j} \phi \right\rangle}{\left\langle \phi^\dagger H_1 \phi \right\rangle} \nu_{d,g}^j + S_{\nu_g^j}^{\beta_{eff}} \frac{\partial \nu_g^j / \nu_g^j}{\partial \nu_{d,g}^j / \nu_{d,g}^j}$$
(4.2.17)

$$S_{\nu_{p,g}^j}^{\beta_{eff}} = S_{\nu_g^j}^{\beta_{eff}} \frac{\partial \nu_g^j / \nu_g^j}{\partial \nu_{p,g}^j / \nu_{p,g}^j}$$
(4.2.18)

で計算することができる。これは，中性子輸送コードでは，通常，中性子束を計算するために直接用いるのは $\nu_{p,g}^j$ と $\nu_{d,g}^j$ ではなく ν_g^j であることから，このような手法を採るほうが，間接項の計算が容易となるためである。(4.2.17) 式では，間接項である第2項において $(\partial \nu_g^j / \nu_g^j) / (\partial \nu_{d,g}^j / \nu_{d,g}^j)$ は，ウランやプルトニウムの同位体に関しては

0.02 に過ぎないので、直接項である第 1 項が $S_{\nu_{d,g}^j}^{\beta_{eff}}$ への大部分の寄与を占める。感度係数 G_1 の要素はこの (4.2.17) 式で計算した。

この直接項を書き下すと、

$$\frac{\left\langle \phi^\dagger \frac{\partial H_1}{\partial \nu_{d,g}^j} \phi \right\rangle}{\langle \phi^\dagger H_1 \phi \rangle} \nu_{d,g}^j = \frac{\sum_{i=1}^6 \sum_r v_r \left(\sum_{g'} \phi_{r,g'}^\dagger \chi_{d,i,g'}^j \right) \left(a_{i,g}^j \nu_{d,g}^j N_r^j \sigma_{f,r,g}^j \phi_{r,g} \right)}{\sum_{i=1}^6 \sum_j \sum_r v_r \sum_{g'} \phi_{r,g'}^\dagger \chi_{d,i,g'}^j \sum_g a_{i,g}^j \nu_{d,g}^j N_r^j \sigma_{f,r,g}^j \phi_{r,g}} \quad (4.2.19)$$

となる。右辺の分子はエネルギー群 g に依存し、分母は定数となる。中性子束 $\phi_{r,g}$ や核分裂断面積 $\sigma_{f,r,g}^j$ は、エネルギー群 g に依存して 1 桁以上変動するのに対して、遅発中性子データである $\nu_{d,g}^j$ や $a_{i,g}^j$ のエネルギー依存性はかなり穏やかである。従って、(4.2.19) 式及び感度係数 $S_{\nu_{d,g}^j}^{\beta_{eff}}$ のエネルギー依存性は、着目核種 j の核分裂反応のエネルギー依存性に類似のものとなる。

(2) 感度係数 R_1

これまで述べたように、JENDL-3.2 の遅発中性子収率はいくつかの入射中性子エネルギー点でその値が与えられ、これらエネルギー間の収率は直線内挿によって求めるように指定されている。このような収率のエネルギー依存性を模式的に図 4.5 に示す。

例えば、同図の隣り合うエネルギー点 E_A, E_B で与えられている収率を $\nu_{d,A}^j, \nu_{d,B}^j$ として、この間のエネルギー E での収率 $\nu_d^j(E)$ は

$$\nu_d^j(E) = \frac{E - E_B}{E_A - E_B} \nu_{d,A}^j + \frac{E_A - E}{E_A - E_B} \nu_{d,B}^j \quad (4.2.20)$$

で求める。

ここで、第 g 群がこの E_A, E_B 間に含まれる場合を考える。 $\nu_{d,A}^j$ の $\nu_{d,g}^j$ への感度係数 $S_{\nu_{d,A}^j}^{\nu_{d,g}^j}$ は、

$$S_{\nu_{d,A}^j}^{\nu_{d,g}^j} \equiv \frac{\partial \nu_{d,g}^j / \nu_{d,g}^j}{\partial \nu_{d,A}^j / \nu_{d,A}^j} \quad (4.2.21)$$

で定義される。また、4.1 節の (4.1.3) 式の処理により、上記の $\nu_d^j(E)$ から多群化された遅発中性子収率 $\nu_{d,g}^j$ を作成することから、感度係数は、

$$S_{\nu_{d,A}^j}^{\nu_{d,g}^j} = \frac{\int_{\Delta E_g} E W(E) dE / \int_{\Delta E_g} W(E) dE - E_B}{E_A - E_B} \frac{\nu_{d,A}^j}{\nu_{d,g}^j} \quad (4.2.22)$$

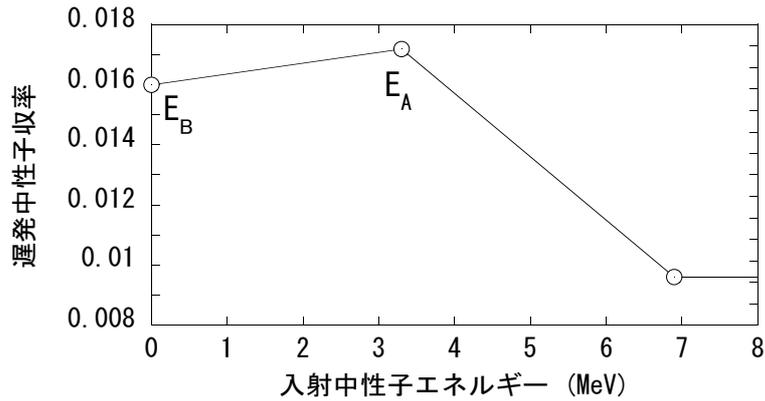


図 4.5 遅発中性子収率のエネルギー依存性の模式図

となる。 $\nu_{d,B}^j$ の $\nu_{d,g}^j$ への感度係数も同様に計算する。この場合、 $\nu_{d,g}^j$ は $\nu_{d,A}^j$ と $\nu_{d,B}^j$ 以外の収率には感度を持たないことは明らかである。

感度係数 R_1 の要素は、このように計算する。例えば、ENDF/B-VIのように、JENDL-3.2 と類似のエネルギー依存性を持つ遅発中性子収率では、同様な考え方で感度係数を計算することができる。

4.2.3 共分散

4.2.1 節の (4.2.12) 式のなかで、核データに起因する不確かさである

$$(G_1 R_1) Q_1 (G_1 R_1)^{tr} + G_2 M_2 G_2^{tr} \quad (4.2.23)$$

を算出する際において考慮に入れた遅発中性子の収率やその他の核データを表 4.2 にまとめる。この表中の核種は、6つの炉心で、燃料、減速材や構造材を構成する主要な核種として選んだものである。これらの不確かさには、評価済み核データファイルに与えられた共分散データを用いた。

主要な3核種の遅発中性子収率に関しては、JENDL-3.2の共分散データに与えられた各エネルギー点での値を (4.2.23) 式の Q_1 として用いた。この共分散に基づく遅発中性子収率の不確かさ(標準偏差)と相関係数の行列を表 4.3 に示す。後の 4.3.2 節において述べるように、 β_{eff} に感度の有る 7[MeV] 以下のエネルギー点で、不確かさは $\pm 3\sim 7\%$ であった。 ^{238}U に関しては、エネルギー 7[MeV] 以下のエネルギー点の間で収率の正の相関が強い。一方で、 ^{235}U と ^{239}Pu に関しては、エネルギー点間で収率の相関は弱い。

表 4.2 核データに起因する β_{eff} の不確かさを算出する際に
て考慮に入れた核データ

核種	核データ (断面積, 収率, スペクトル)							
^{235}U , ^{239}Pu	ν_d	核分裂	中性子 捕獲	ν_p	χ	弾性 散乱	非弾性 散乱	(n,2n)
^{238}U	ν_d	核分裂	中性子 捕獲	ν_p	—	弾性 散乱	非弾性 散乱	(n,2n)
$^{240,241}\text{Pu}$		核分裂	中性子 捕獲	ν_p	—	弾性 散乱	非弾性 散乱	(n,2n)
^1H	—	—	中性子 捕獲	—	—	弾性 散乱	—	—
^{12}C , ^{16}O , ^{13}Al , ^{23}Na , 鉄同位体	—	—	中性子 捕獲	—	—	弾性 散乱	非弾性 散乱	—

ν_d : 遅発中性子収率, ν_p : 即発中性子収率, χ : 核分裂スペクトル

表 4.3 JENDL-3.2 における遅発中性子収率の不確かさ (標準偏差)
と相関係数

核種	エネルギー点	不確かさ	相関係数 (対象行列)				
			(1)	(2)	(3)	(4)	
^{235}U	(1) Thermal	3.3%	(1)	1.00	0.20	0.03	0.00
	(2) 3.3MeV	6.1%	(2)		1.00	0.03	0.01
	(3) 6.9MeV	10.1%	(3)			1.00	0.01
	(4) 13.5MeV	8.0%	(4)				1.00
^{238}U	(1) Thermal	5.4%	(1)	1.00	1.00	0.86	-0.34
	(2) 3.5MeV	5.4%	(2)		1.00	0.86	-0.34
	(3) 7MeV	6.6%	(3)			1.00	-0.39
	(4) 20MeV	10.5%	(4)				1.00
^{239}Pu	(1) Thermal	6.5%	(1)	1.00	0.02	0.00	0.00
	(2) 3MeV	4%	(2)		1.00	0.00	0.00
	(3) 7MeV	4%	(3)			1.00	0.00
	(4) 11MeV	4%	(4)				1.00

これら遅発中性子収率以外の核データの炉定数の共分散行列は以下のように用意した。表 4.2 の核種のうち、 ^1H 、 ^{16}O 、 ^{23}Na 、鉄同位体及び重核種には JENDL-3.2 の共分散データを用いた。 ^{12}C と ^{27}Al には、JENDL-3.2 に共分散データが整備されていないことから、ENDF-B/VI の共分散データで代用した。 ^1H 、 ^{12}C 、 ^{16}O 、 ^{23}Na と ^{27}Al に関しては、これら共分散データを NJOY コードシステムで処理することにより、炉定数の共分散行列を作成し、(4.2.23) 式の M_2 に用いた。鉄同位体と重核種に関しては、NJOY の一部であり共分散データを直接処理する役割を持つ ERROR ルーチンが、これら核種の共鳴エネルギー領域の共分散データを処理することができなかった。そこで、その処理が可能なように、旧 JNC において ERROR を改良することにより作成された ERRORJ^[35] を用いる[§] ことにより、炉定数の共分散行列を作成し、(4.2.23) 式の M_2 に用いた。いずれの核種も共分散行列はエネルギー 70 群で用意した。

計算手法の不確かさに起因する β_{eff} の共分散である (4.2.12) 式の V_m には、種々の要因を考慮する必要がある。その中には、例えば、4.1.2 節で述べたように、既存の計算コードによるセル計算では考慮できないセル内の随伴中性子束の分布に起因するものも有る。ここでは、現状で評価可能な不確かさのうち大きな寄与を占めると考えられる炉心計算における中性子束や随伴中性子束の不確かさを考慮するにとどめた。

一方で、最近になって、本研究で採用した決定論手法よりも近似がより少ない連続エネルギーモンテカルロ法による β_{eff} 計算手法も開発されつつある。このモンテカルロ法で、ここで評価した不確かさの妥当性を確認することが今後の課題の一つとなる。そのためには、モンテカルロ法による β_{eff} 計算手法の確立を待たなければならない。

ただし、こういった未考慮の要因に基づく不確かさの影響が大きくなり、ここで評価した V_m が適切なことは、後の 4.3.3 節において、(4.2.3) 式の χ^2 値を評価することによって確かめることとする。

上記の中性子束や随伴中性子束の計算に起因する β_{eff} の不確かさは、それらの計算手法を替えることによる β_{eff} の相違より評価した。このために、中性子束や随伴中性子束を拡散計算コードと輸送計算コードで計算して、両者の間で β_{eff} を比較した。その結果、4.1.3 節で述べたように FCA と MASURCA の実験炉心においては β_{eff} の相違は小さく、1%未満であった。TCA の炉心では、Nakajima によりこのような比較

[§]その後、ERRORJ は JAEA でさらに改良されて、^[36]最終的に、オリジナルの ERROR の代わりに NJOY の中に組み込まれた。

が行われており、^[2] その結果、相違はやや大きかったが、それでも 1.2% に過ぎなかった。これは、表 4.1 に示すとおり、FCA や MASURCA と比べて TCA の炉心半径が小さなことから、TCA では炉心外への中性子の漏洩の影響が大きくなる。このため、中性子の流れの取り扱いに関して、近似の大きな拡散計算コードと近似のより小さな輸送計算コードとの間で β_{eff} の相違が大きくなったものと考えられる。このような相違を基にして、計算手法に起因する β_{eff} の不確かさを評価した。 β_{eff} の最終的な計算結果は、より精度の高い輸送計算コードの結果を基とすることから、FCA と MASURCA の炉心では $\pm 0.5\%$ 、TCA の炉心では $\pm 1\%$ を見込めば十分であると考えた。さらに、いずれの炉心においてもほぼ同じ計算コードを用いていることから、この不確かさに関しては異なる炉心間で 100% の相関が有るものとした。

遅発中性子の放出スペクトルの共分散データは評価されていない。そこで、遅発中性子スペクトルに起因する β_{eff} 計算値の不確かさは、Brady-England の評価結果に基づく ENDF/B-VI と Saphier の評価結果に基づく JENDL-3.2 の間で同スペクトルを替えることによる β_{eff} 計算値の相違から評価した。その結果、両スペクトルの間で β_{eff} の相違は 0.7% 未満に過ぎず、これより、同スペクトルに起因する β_{eff} の不確かさは $\pm 0.5\%$ を見込めば十分であると考えた。この不確かさは、Moberg 等による評価^[37] と同程度のものである。さらに、いずれの炉心においても共通の ENDF/B-VI のスペクトルを用いていることから、この不確かさに関しても異なる炉心間で 100% の相関が有るものとした。このように評価した共分散を V_m に加算して用いた。

さらに、遅発中性子放出数のグループ相対割合を JENDL-3.2、JENDL-3.3、ENDF/B-VI、ENDF/B-VII、JEF-2.2 と替えても β_{eff} の計算を行い、グループ相対割合が異なることによる β_{eff} への影響を調べた。その結果、4.1.1 節で述べたように、これら評価済み核データファイル間でグループ相対割合が 20~30% と大きく異なる場合があるにもかかわらず、 β_{eff} への影響は 0.1% 未満と無視し得ることがわかった。

β_{eff} 実験値の共分散行列 V_e は、第 3 章にて評価した β_{eff} 推奨値の不確かさより作成した。この不確かさは、表 4.1 にも記載してある。異なる炉心間で β_{eff} 実験値の相関は考えなかった。

4.3 結果と考察

4.3.1 β_{eff} の実験の解析

JENDL-3.2 に基づく β_{eff} の解析結果 (C/E) を β_{eff} の核種別寄与割合とともに表 4.4 にまとめる。MASURCA 実験の解析においては、4.1.3 節において述べたように、均質原子個数密度を基にした β_{eff} の計算結果と非均質性を考慮に入れた β_{eff} の計算結果を比較した。その結果、両者の間での相違は、R2 炉心で 0.4%、ZONA2 炉心で 0.2% に過ぎなかった。これより、MASURCA 炉心における β_{eff} への燃料セル非均質性の影響は小さく、本解析におけるこの炉心の燃料セルの非均質性の取扱いは問題無いものと考え、非均質性を考慮に入れた解析結果を最終的な β_{eff} として採用し、これを表 4.4 に示す。

さらに、4.2.3 節で述べたように、一連の解析では遅発中性子スペクトルに JENDL-3.2 の評価を用いた結果と ENDF/B-VI の評価を用いた結果を得たが、両者の間で β_{eff} の相違は 0.7% 未満と小さなものであった。遅発中性子収率の評価を目的とする解析であることから、同収率以外の核データはなるべく本論文に示す一連の研究を行っていた時点の最新のものを計算に用いることとした。従って、より新しい ENDF/B-VI の遅発中性子スペクトルを用いた計算結果を最終的な β_{eff} として採用し、これを表 4.4 に示す。4.1.3 節で述べたように、TCA 炉心の結果は、遅発中性子スペクトルを JENDL-3.2 から ENDF/B-VI へ替えることによる β_{eff} への影響を補正係数の形で、

表 4.4 JENDL-3.2 による β_{eff} 実験の解析結果

項目	FCA 炉心			MASURCA 炉心		TCA 炉心
	XIX-1	XIX-2	XIX-3	R2	ZONA2	1.83U
β_{eff} の C/E (JENDL-3.2)	1.003	1.010	0.978	1.009	1.002	1.024
β_{eff} への核種別 寄与割合						
^{235}U	94%	11%	9%	76%	2%	87%
^{238}U	6%	47%	11%	24%	49%	13%
^{239}Pu	—	41%	76%	—	41%	—
$^{240,241}\text{Pu}, ^{241}\text{Am}$	—	1%	4%	—	8%	—

表 4.5 評価済み核データ間で炉定数セットを替えての β_{eff} 実験の解析結果 (C/E)

核データ ^{a)}	FCA 炉心			MASURCA 炉心		TCA 炉心
	XIX-1	XIX-2	XIX-3	R2	ZONA2	1.83U
JENDL-3.2	1.003	1.010	0.978	1.009	1.002	1.024
ENDF/B-VI	1.001	1.011	0.980	1.017	0.998	1.033
JEF-2.2	1.003	1.010	0.983	1.014	1.000	1.030
JENDL-3.3	0.997	1.005	0.981	1.010	0.997	1.029
ENDF/B-VII	0.998	1.000	0.979	1.012	0.994	1.028
JEFF-3.1	0.998	0.995	0.978	1.012	0.989	1.026
(標準偏差)	0.3%	0.6%	0.2%	0.3%	0.5%	0.3%

a) 遅発中性子収率は JENDL-3.2 に固定

遅発中性子スペクトルは ENDF/B-VI に固定

Nakajima による JENDL-3.2 ベースの β_{eff} の計算結果に乗じて求めたものである。この補正は -0.5% であった。FCA XIX-3 と TCA 1.83U の 2 つの炉心を除いては、実験と計算は実験値の不確かさの範囲内で良く一致した。これら 2 つの炉心では、計算は実験をおおよそ 2% 過小評価または過大評価する結果となった。

表 4.5 には、遅発中性子収率を JENDL-3.2 に遅発中性子スペクトルを ENDF/B-VI に固定した上で、炉定数セットを替えることにより β_{eff} の計算値がどの程度変動するか、その結果を C/E の形で示す。 β_{eff} の変動は実験値の不確かさ程度またはこれより小さく、FCA XIX-2 炉心と MASURCA ZONA2 炉心で最大でもそれぞれ 1.6% と 1.3% に過ぎず、これら以外の炉心では 1% に満たないものであった。このように炉定数セットを替えても、FCA XIX-3 と TCA 1.83U の 2 つの炉心では、依然として 2~3% の過小評価または過大評価が残った。これら以外の炉心では、どの炉定数セットを用いても、実験と計算はおおよそ実験値の不確かさの範囲内で良く一致した。同表には、このような β_{eff} のばらつきより求めた標準偏差も掲載する。これは、後の 4.3.3 節において、遅発中性子データ以外の核データに起因する β_{eff} の不確かさの評価結果の妥当性を検討するための目安として用いる。

表 4.6 には、主要な 3 核種の遅発中性子収率を核種ごとに順次替えることによって、 β_{eff} の計算値がどの程度変動するか、その結果を C/E の形で示す。この計算では、着

表 4.6 評価済み核データ間で遅発中性子収率を替えての β_{eff} 実験の解析結果 (C/E)

核種 ^{a)}	核データ	FCA 炉心			MASURCA 炉心		TCA 炉心
		XIX-1	XIX-2	XIX-3	R2	ZONA2	1.83U
²³⁵ U	JENDL-3.2	1.003	1.010	0.978	1.009	1.002	1.024
	ENDF/B-VI	1.038	1.013	0.981	1.036	1.003	1.063
	JEF-2.2	1.033	1.013	0.981	1.032	1.003	1.055
	JENDL-3.3	1.003	1.010	0.979	1.014	1.002	1.016
	ENDF/B-VII	1.012	1.012	0.980	1.027	1.002	1.016
	JEFF-3.1	1.013	1.011	0.979	1.017	1.002	1.035
	(標準偏差)	1.5%	0.2%	0.1%	1.1%	0.0%	1.9%
²³⁸ U	JENDL-3.2	1.003	1.010	0.978	1.009	1.002	1.024
	ENDF/B-VI	0.998	0.971	0.969	0.989	0.961	1.014
	JEF-2.2	1.003	1.010	0.978	1.009	1.002	1.025
	JENDL-3.3	1.002	0.996	0.975	1.002	0.988	1.021
	ENDF/B-VII	0.998	0.971	0.969	0.989	0.961	1.014
	JEFF-3.1	1.003	1.007	0.977	1.008	0.999	1.024
	(標準偏差)	0.3%	1.9%	0.4%	1.0%	2.0%	0.5%
²³⁹ Pu	JENDL-3.2	1.003	1.010	0.978	1.009	1.002	1.024
	ENDF/B-VI	1.003	1.020	0.998	1.009	1.013	1.024
	JEF-2.2	1.003	1.022	1.002	1.009	1.014	1.024
	JENDL-3.3	1.003	1.010	0.978	1.009	1.002	1.024
	ENDF/B-VII	1.003	1.020	0.998	1.009	1.013	1.024
	JEFF-3.1	1.003	1.026	1.008	1.009	1.018	1.024
	(標準偏差)	0.0%	0.7%	1.3%	0.0%	0.7%	0.0%

a) 当該核種の遅発中性子収率のみ順次変更，その他の核種の遅発中性子収率は JENDL-3.2 に固定。遅発中性子データ以外の炉定数には JENDL-3.2 より作成したものを使用

目核種以外の核種の遅発中性子収率は JENDL-3.2 に固定した。いずれの核種の場合においても，遅発中性子スペクトルは ENDF/B-VI とした。遅発中性子収率以外の炉定数には，JENDL-3.2 より作成したものを使用した。 β_{eff} への ²³⁵U の寄与が大きな FCA XIX-1 炉心や TCA 1.83U 炉心においては，²³⁵U の遅発中性子収率を替えると

β_{eff} は3~4%も変動する。これらウラン炉心では，ENDF/B-VI や JEF-2.2 の ^{235}U の遅発中性子収率を用いた場合の過大評価が顕著である。 β_{eff} への ^{238}U の寄与が大きな FCA XIX-2 炉心や MASURCA ZONA2 炉心においては， ^{238}U の遅発中性子収率を替えると β_{eff} は4%も変動する。これら炉心では，ENDF/B-VI や VII の ^{238}U の同収率を用いた時の過小評価が顕著である。 β_{eff} への ^{239}Pu の寄与が大きな FCA XIX-3 炉心においては， ^{239}Pu の遅発中性子収率を替えると β_{eff} は3%も変動する。この炉心では，JENDL の ^{239}Pu の同収率を用いた場合の過小評価が顕著である。これらの変動は，表 4.5 に示す炉定数を替えた時の β_{eff} の変動と比べてはるかに大きい。表 4.6 には，このような β_{eff} のばらつきより求めた標準偏差も掲載する。これは，後の 4.3.3 節において，遅発中性子収率に起因する β_{eff} の不確かさの評価結果の妥当性を検討するための目安として用いる。

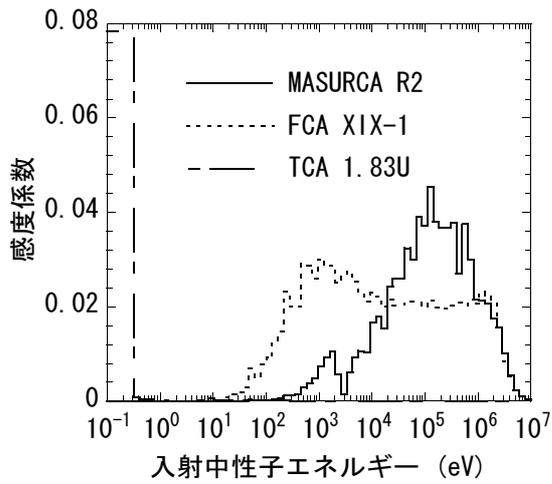
4.3.2 遅発中性子収率の β_{eff} への感度係数

図 4.6，4.7 及び 4.8 には，主要な3核種に関して，3種類の感度係数である $S_{\nu_{dg}^j}^{\beta_{eff}}$ ， $S_{\nu_{dA}^j}^{\nu_{dg}^j}$ 及び $S_{\nu_{dA}^j}^{\beta_{eff}}$ を図示する。これら感度係数は，それぞれ，(4.2.12) 式の G_1 ， R_1 及び $G_1 \times R_1$ の行列の要素である。これらのうち， $S_{\nu_{dg}^j}^{\nu_{dg}^j}$ は，(4.2.22) 式で計算することから炉心に依存しないが， $S_{\nu_{dg}^j}^{\beta_{eff}}$ は炉心により異なる。従って，両者の積として計算する $S_{\nu_{dA}^j}^{\beta_{eff}}$ ：

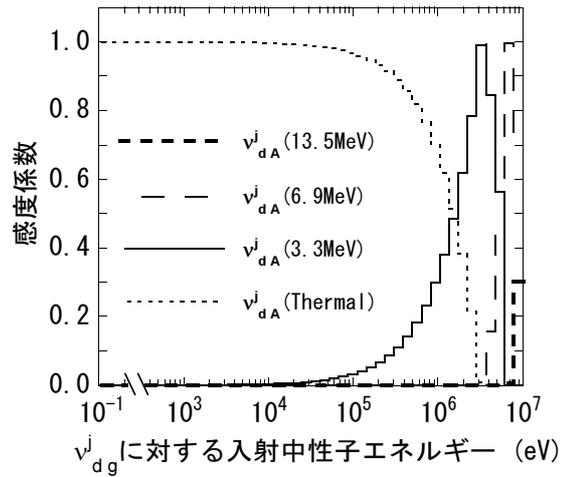
$$S_{\nu_{dA}^j}^{\beta_{eff}} = \sum_g (S_{\nu_{dg}^j}^{\beta_{eff}} \times S_{\nu_{dA}^j}^{\nu_{dg}^j}) \quad (4.3.1)$$

も炉心により異なる。6つの炉心ともに，感度係数 $S_{\nu_{dg}^j}^{\beta_{eff}}$ は，エネルギー70群構造で計算した。さらに，感度係数 $S_{\nu_{dA}^j}^{\nu_{dg}^j}$ も同70群構造で計算した。

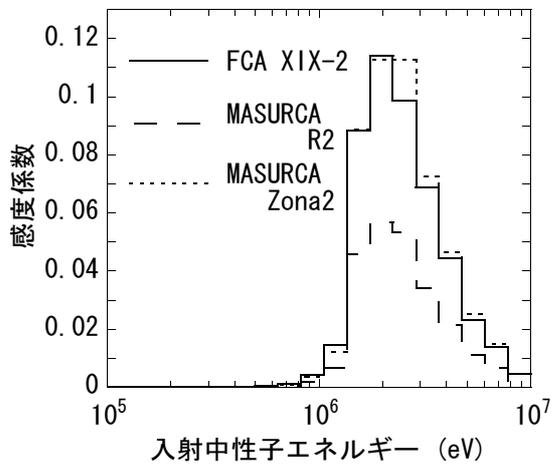
図 4.6 より， ^{235}U と ^{239}Pu に関しては， $S_{\nu_{dg}^j}^{\beta_{eff}}$ は，大部分の核分裂が発生する入射中性子エネルギー1 MeV 以下のエネルギー群での収率 ν_{dg}^j において大きい。図 4.7 から，熱エネルギー点における ν_{dA}^j が他のエネルギー点における ν_{dA}^j よりも，このエネルギー領域(1 MeV 以下)における ν_{dg}^j への感度 $S_{\nu_{dA}^j}^{\nu_{dg}^j}$ が大きいことがわかる。さらに， $S_{\nu_{dA}^j}^{\beta_{eff}}$ は，これら2種類の感度係数の積として上式で計算する。従って，図 4.8 に示すように，JENDL-3.2 の遅発中性子収率を用いる場合，熱中性子炉のみならず高速炉においても， ^{235}U 及び ^{239}Pu に関して，熱エネルギー点での ν_{dA}^j



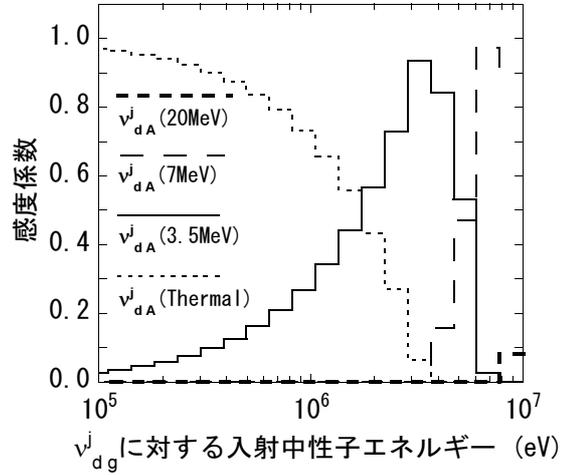
(a) ^{235}U



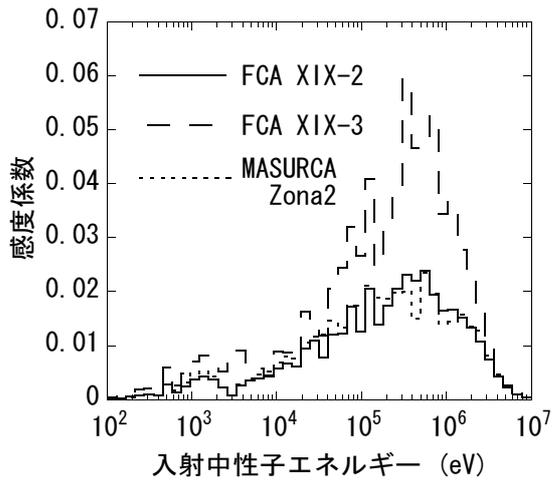
(a) ^{235}U



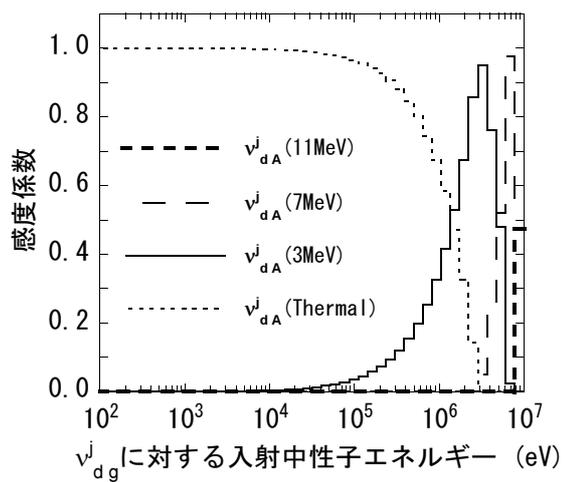
(b) ^{238}U



(b) ^{238}U



(c) ^{239}Pu



(c) ^{239}Pu

図 4.6 70 エネルギー群構造の遅発中性子収率 ν_{dg}^j の β_{eff} への感度係数 $S_{\nu_{dg}^j}^{\beta_{eff}}$

図 4.7 JENDL-3.2 の各エネルギー点の遅発中性子収率 ν_{dA}^j の ν_{dg}^j への感度係数 $S_{\nu_{dA}^j}^{\nu_{dg}^j}$

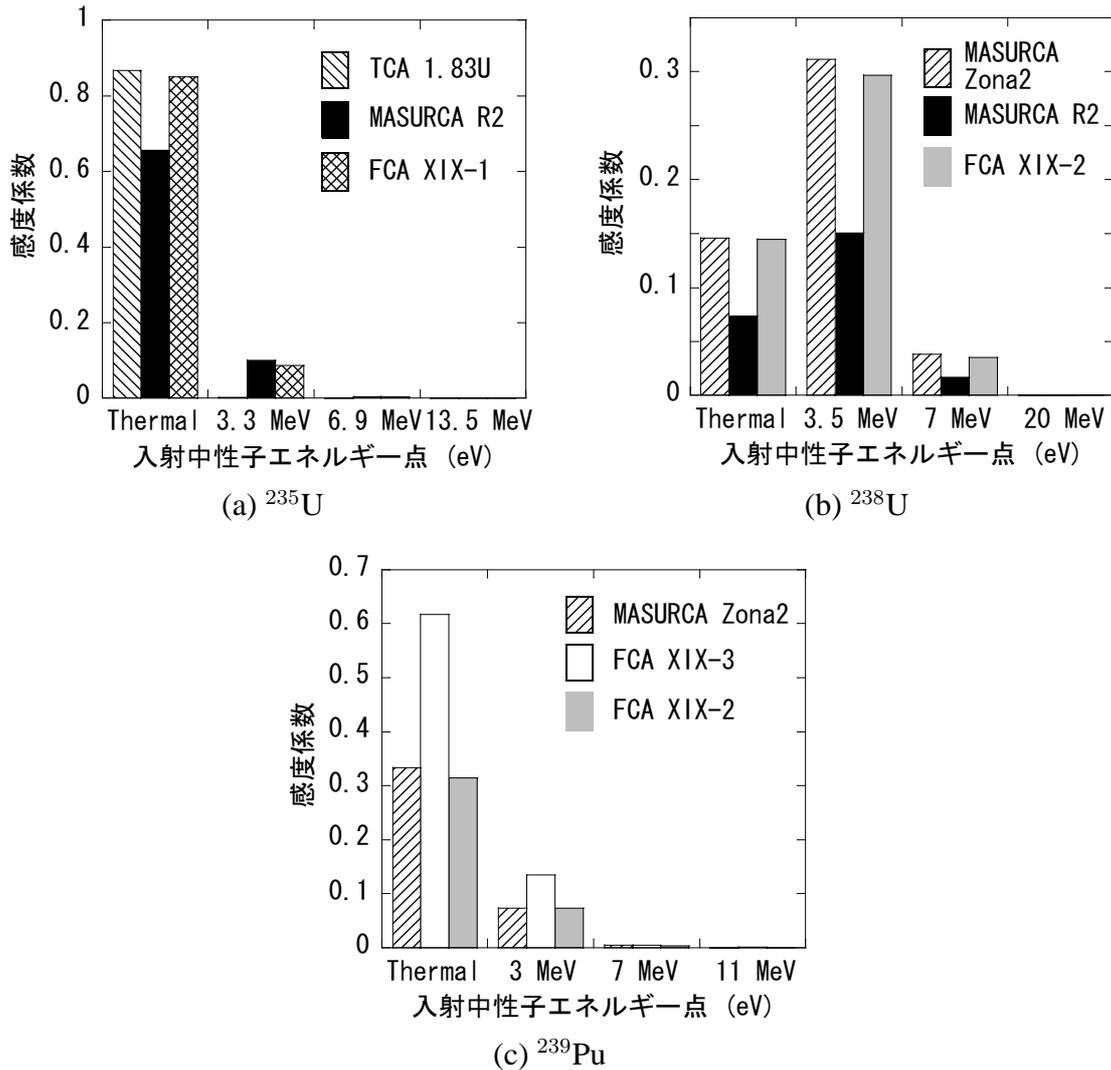


図 4.8 ν_{dA}^j の β_{eff} への感度係数 $S_{\nu_{dA}^j}^{\beta_{eff}}$

は β_{eff} に対して比較的大きな感度を持つ。一方で、他のエネルギー点の ν_{dA}^j の β_{eff} に対する感度は比較的小さくなる。このようにして、JENDL-3.2 ファイルで与えられた遅発中性子収率のエネルギー依存性を感度解析で考慮することができた。

4.1.3 節で述べたように、TCA 炉心における β_{eff} 実験の解析はエネルギー 107 群の炉定数を用いて行った。従って、炉定数のエネルギー群数を替えると、この炉心の $S_{\nu_{dA}^j}^{\beta_{eff}}$ がどの程度の影響を受けるか検討するために、エネルギー 107 群の炉定数を用いても $S_{\nu_{dg}^j}^{\beta_{eff}}$ を計算した。その結果、 $S_{\nu_{dA}^j}^{\beta_{eff}}$ への影響は 2% に過ぎず、遅発中性子収率の調整には影響が無いことがわかった。^h

^hこの炉心においては、炉定数のエネルギー群数を変えることによる β_{eff} 自体への影響も小さい (~1%) ことがわかった。

4.3.3 β_{eff} の計算値の共分散

β_{eff} の計算値の分散を $G_1 M_1 G_1^{tr} + G_2 M_2 G_2^{tr} + V_m$ より抽出し、その要因別のブレイクダウンとともに図 4.9 に示す。同図の分散の各成分の平方根をとることにより求めた不確かさを表 4.7 に示す。同表には、4.3.1 節の表 4.5 及び 4.6 に示した標準偏差も比較のために掲載する。これら標準偏差は、炉定数や遅発中性子収率を 6 つの評価済み核データ間で順次替えて行くことによる β_{eff} のばらつきより評価したものである。従って、前述のように、これら標準偏差は炉定数や遅発中性子収率に起因する β_{eff} の不確かさの妥当性を検討する上での目安と考えることができる。表 4.7 より、核データの共分散より評価した β_{eff} の不確かさは、ばらつきより評価した標準偏差以上となった。これより、共分散データに基づく β_{eff} の不確かさの評価は適切なものと考えられる。

さらに、遅発中性子収率の調整を行う前に、 χ^2 値を (4.2.3) 式により計算した結果、その値は 1.3 であり自由度 6 の範囲内に入るものとなった。従って、共分散 Q_1, M_2, V_m 及び V_e の評価結果は、 β_{eff} の実験値と計算値間の相違 $R_e - R_c$ と整合する。

図 4.9 より、主要核種の遅発中性子収率に起因する分散の寄与が支配的であることがわかる。これからも、 β_{eff} の予測精度向上のためには、他の核データよりも、これら主要核種の遅発中性子収率を炉定数調整法によって改良することが効果的であるこ

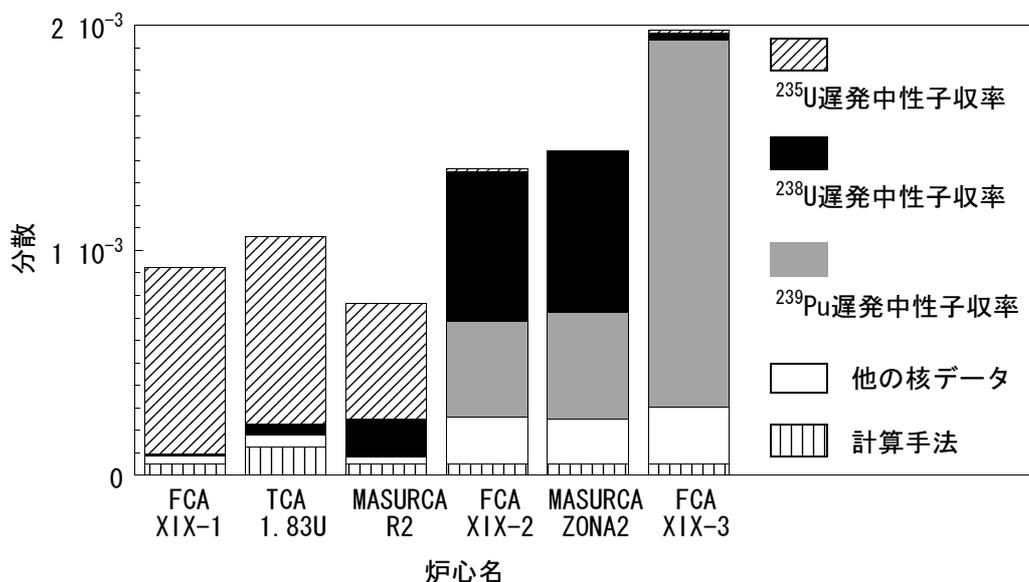


図 4.9 調整前の JENDL-3.2 遅発中性子収率を用いた β_{eff} の計算値の分散とその内訳

表 4.7 β_{eff} 計算値の不確かさの評価結果の比較

核データ	評価手法	FCA 炉心			MASURCA 炉心		TCA 炉心
		XIX-1	XIX-2	XIX-3	R2	ZONA2	1.83U
^{235}U 遅発中性子収率	共分散 ^{a)}	2.9%	0.3%	0.3%	2.3%	0.1%	2.9%
	ばらつき ^{b)}	1.5%	0.2%	0.1%	1.1%	0.0%	1.9%
^{238}U 遅発中性子収率	共分散	0.3%	2.6%	0.6%	1.3%	2.7%	0.7%
	ばらつき	0.3%	1.9%	0.4%	1.0%	2.0%	0.5%
^{239}Pu 遅発中性子収率	共分散	0.0%	2.1%	4.0%	0.0%	2.2%	0.0%
	ばらつき	0.0%	0.7%	1.3%	0.0%	0.7%	0.0%
遅発中性子以外	共分散	0.6%	1.5%	1.6%	0.5%	1.4%	0.7%
	ばらつき	0.3%	0.6%	0.2%	0.3%	0.5%	0.3%

a) 当該核データの共分散より評価した不確かさ

b) 当該核データを評価済み核データファイル間で替えて計算を行い，結果のばらつきの標準偏差として評価した不確かさ

とがわかる。すなわち，4.2.1 節で論じたように，(4.2.12) 式を用いてこれら遅発中性子収率のみの調整を行えば良いことがわかる。一方，同収率以外の炉定数の調整や評価には，幅広い臨界実験での多くの種類の炉物理データを用いる必要があり，そのような炉定数調整は本研究の範囲外である。

4.3.4 遅発中性子収率の評価

炉定数調整法により改良を加えた遅発中性子収率を調整前の JENDL-3.2 の同収率と比較して表 4.8 に示す。同表には，調整による遅発中性子収率の変化量も示す。この変化量は調整前の同収率の不確かさの範囲内に収まった。図 4.10 では，炉定数調整法によって改良を加えた遅発中性子収率と世界の主要な 3 つの評価済み核データファイルである JENDL-3.2，ENDF-B/VI 及び JEF-2.2 の同収率を比較する。ⁱ 以下に，核種ごとに遅発中性子収率の評価の結果を論じる。

ⁱこれらは，本論文の基となる一連の研究を行っていた時点における最新の評価済み核データファイルである。この後，我が国，米国及び欧州では，JENDL-3.3，ENDF/B-VII と JEFF-3.1 が公開された。これら評価済み核データファイルにおける遅発中性子収率には，本論文における同収率の評価や β_{eff} の実験結果等を反映させたものがあることから，図 4.10 における比較には入れていない。

表 4.8 調整を行う前後での遅発中性子収率の比較

核種	項目	遅発中性子収率とその変化			
		Thermal	3.3 MeV	6.9 MeV	13.5 MeV
²³⁵ U	JENDL-3.2	0.01600±3.3%	0.0171875±6.1%	0.0096±10.1%	0.0096±8.0%
	調整結果	0.01591±1.4%	0.01726±5.6%	0.0096±10.1%	0.0096±8.0%
	相対変化	-0.55%	0.40%	0.04%	0.00%
²³⁸ U		Thermal	3.5 MeV	7 MeV	20 MeV
	JENDL-3.2	0.0481±5.4%	0.0481±5.4%	0.036±6.6%	0.0188±10.5%
	調整結果	0.0471±3.3%	0.0471±3.3%	0.035±4.7%	0.0190±10.1%
	相対変化	-1.95%	-1.95%	-2.10%	1.32%
²³⁹ Pu		Thermal	3 MeV	7 MeV	11 MeV
	JENDL-3.2	0.00622±6.5%	0.00659±4.0%	0.0048±4.0%	0.0048±4.0%
	調整結果	0.00640±3.3%	0.00661±4.0%	0.0048±4.0%	0.0048±4.0%
	相対変化	2.85%	0.26%	0.00%	0.00%

(1) ²³⁸U の遅発中性子収率

図 4.8(b) に示したように、入射中性子エネルギー点の間で感度係数に大きな相違があるにも係わらず、7[MeV] 以下のエネルギー点では、炉定数調整により遅発中性子収率はほぼ一様に約 2% 小さくなった。この様な変化は、表 4.3 にあるように、7[MeV] 以下のエネルギー点の間での同収率の大きな正の相関に起因する。20[MeV] における感度係数は、他のエネルギー点における感度係数と比べると無視し得るほど小さいが、このエネルギー点での遅発中性子収率は、調整により 1.3% 大きくなった。これは、このエネルギー点と他のエネルギー点の間での同収率の負の相関によるものである。図 4.10(b) で、調整後の遅発中性子収率を上記の主要な 3 つの核データファイルの同収率と比較する。3.5[MeV] 以下では、JENDL-3.2 の同収率は 0.0481 である。JEF-2.2 は JENDL-3.2 と同一の評価である。4[MeV] 以下では ENDF-B/VI の同収率は 0.044 である。頻繁に用いられる Tuttle の評価^[38] による遅発中性子収率は 0.0439 であり、これは、4[MeV] 以下での ENDF/B-VI の評価値に大変近い値である。すなわち、(a) JENDL-3.2 と JEF-2.2 の遅発中性子収率 (0.0481) と (b) ENDF/B-VI と Tuttle の同収率 (約 0.044) の間には約 9% の相違が有る。3.5[MeV] 以下で、調整後の遅発中性子収率は、これら (a) と (b) の平均値に近い 0.0471 となった。

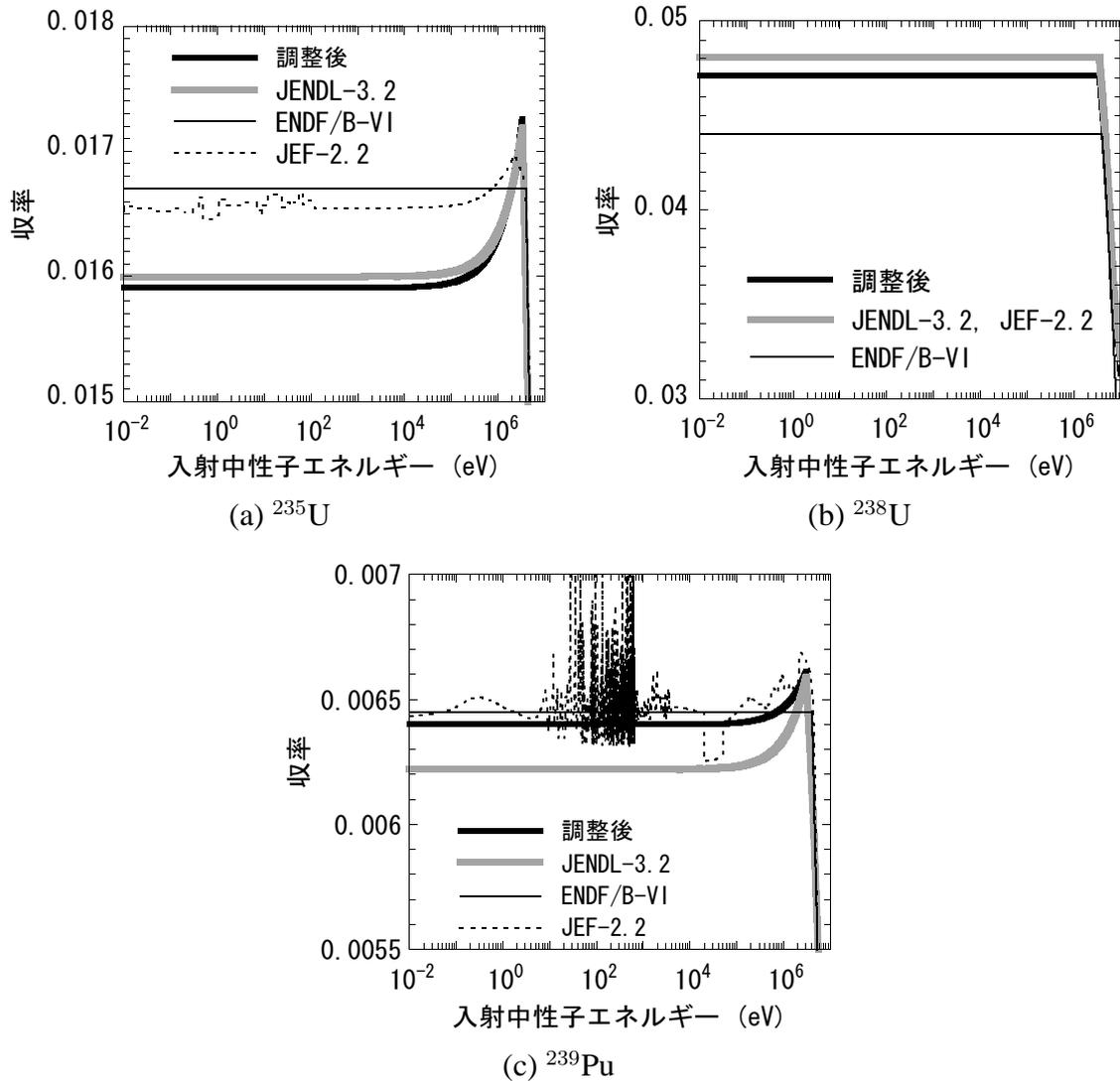


図 4.10 調整後の遅発中性子収率と JENDL-3.2 , ENDF/B-VI , JEF-2.2 の遅発中性子収率の比較

表 4.8 では調整前後の遅発中性子収率の不確かさの比較も行った。同収率の正の相関が強い 7[MeV] 以下のエネルギー点において、調整により不確かさを格段に小さくすることができた。

(2) ^{239}Pu の遅発中性子収率

炉定数調整により、熱エネルギー点で遅発中性子収率は 2.9% 増加した。この大きな変化量は、4.3.2 節で述べたように、このエネルギー点での感度係数が大きなことに起因する。一方で、他のエネルギー点での遅発中性子収率の変化量は 0.3% に満たないものとなった。これは、熱エネルギー点以外では感度係数が小さなことに加え

て、上記の ^{238}U と異なり、表 4.3 のように、 ^{239}Pu ではエネルギー点の間で遅発中性子収率の相関が小さなことによるものである。図 4.10(c) で、調整後の遅発中性子収率を上記の主要な 3 つの核データファイルの同収率と比較する。1[MeV] 以下のエネルギー領域で、調整後の同収率は ENDF/B-VI の評価値に近い値をとる結果となった。遅発中性子収率の不確かさは熱エネルギー点においてのみ小さくすることができた。

(3) ^{235}U の遅発中性子収率

炉定数調整によるこの核種の遅発中性子収率の変化は、 ^{238}U や ^{239}Pu のそれよりも小さかった。熱エネルギー点において、調整により同収率は 0.6% 小さくなった。他のエネルギー点においても、同収率の変化量は 0.4% 以下であった。図 4.10(a) で、調整後の遅発中性子収率を上記の主要な 3 つの核データファイルの同収率と比較する。1[MeV] 以下のエネルギー領域で、調整後の遅発中性子収率はいずれの核データファイルの同収率よりも小さくなった。 ^{239}Pu と同様に、熱エネルギー点においてのみ遅発中性子収率の不確かさを小さくすることができた。

炉定数調整法によって改良を加えたこれらの遅発中性子収率を推奨する。同収率の調整前後における β_{eff} の C/E の比較とこの調整に伴う β_{eff} の計算値の変化を表 4.9 に示す。この変化への成分別の寄与も同表に示す。多くの炉心で、 β_{eff} の計算値の変化は正と負の成分の相殺の結果である。 ^{238}U と ^{235}U の遅発中性子収率の調整の結果、

表 4.9 調整前後の遅発中性子収率による β_{eff} の C/E の比較

項目	FCA 炉心			MASURCA 炉心		TCA 炉心
	XIX-1	XIX-2	XIX-3	R2	Zona2	1.83U
調整前の収率を用いた C/E	1.003	1.010	0.978	1.009	1.002	1.024
調整後の収率を用いた C/E	0.998	1.009	0.993	1.001	1.002	1.017
C/E の相対変化	-0.5%	-0.1%	1.5%	-0.8%	-0.0%	-0.7%
変化の内訳						
^{235}U 遅発中性子収率	-0.4%	-0.1%	-0.1%	-0.3%	0.0%	-0.5%
^{238}U 遅発中性子収率	-0.1%	-0.9%	-0.2%	-0.5%	-1.0%	-0.2%
^{239}Pu 遅発中性子収率	0.0%	0.9%	1.8%	0.0%	1.0%	0.0%

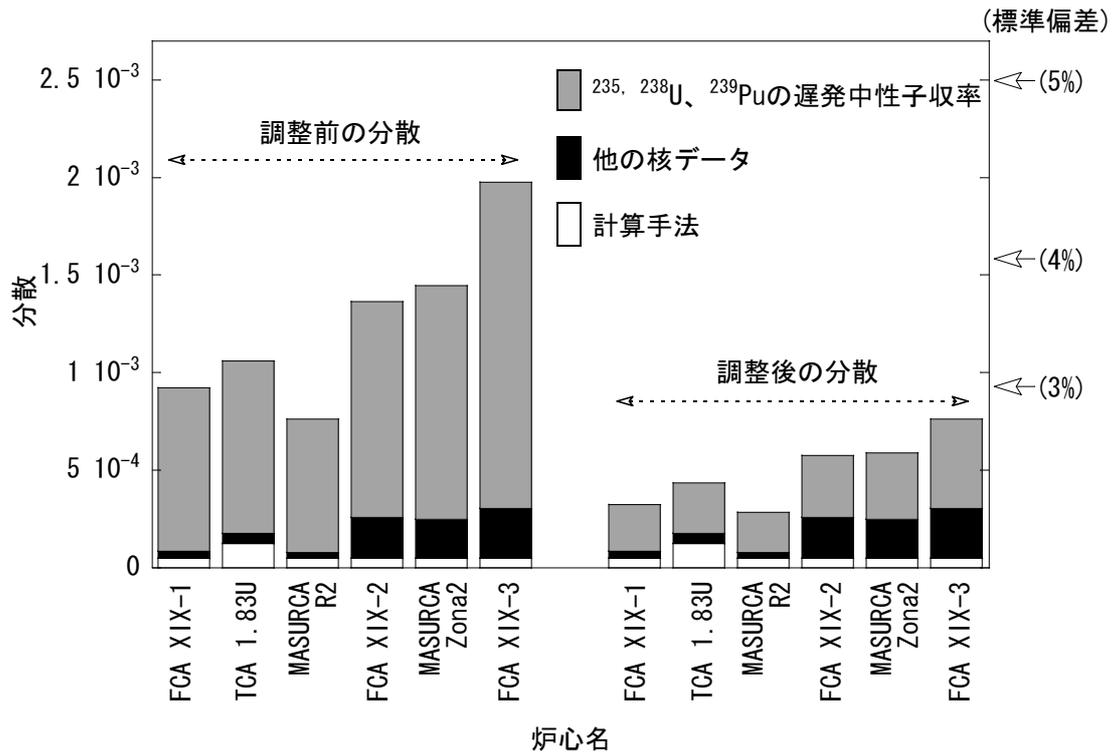


図 4.11 調整前後の遅発中性子収率の間での β_{eff} の分散とその内訳の比較

FCA XIX-1 炉心，MASURCA R2 炉心及び TCA 炉心における β_{eff} の実験値と計算値の相違が小さくなった。 ^{239}Pu の同収率の調整により，FCA XIX-3 炉心における β_{eff} の実験値と計算値の相違が小さくなった。このようにして，多くの炉心において遅発中性子収率の調整により β_{eff} の C/E が 1 に近づき改善された。FCA XIX-2 炉心と MASURCA R2 炉心では， ^{238}U と ^{239}Pu の寄与の相殺によって，遅発中性子収率の調整前後で C/E の変化は小さかった。表 4.6 から，核データファイル間で遅発中性子収率の評価値を替えると， β_{eff} を 6% も過大評価したり 4% も過小評価したする場合があるが，調整後の同収率を用いれば，表 4.9 のようにいずれの炉心においても計算値は実験値に 2% 以内で良く一致する。

図 4.11 には，遅発中性子収率の調整前後の β_{eff} 計算値の分散の比較を示す。この調整により分散は $1/3 \sim 1/4$ に小さくなった。これは，表 4.8 に示すように，感度係数が大きなエネルギー点で，遅発中性子収率の調整によりその不確かさがおよそ半減したことに加えて，この調整の結果として発生した異なる核種間での同収率の負の相関により，調整前に β_{eff} の不確かさの大部分を占めていた遅発中性子収率の寄与が大幅に低減したことによる。この調整後の収率の相関係数は表 4.10 に示す。また，図 4.11 からわかるように，調整後の遅発中性子収率を用いれば，いずれの炉心に

表 4.10 調整によって得られた遅発中性子収率の間の相関係数

核種, エネルギー点	相関係数 (対象行列)											
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
²³⁵ U												
(1) Thermal	1.00	-0.25	-0.02	0.00	-0.06	-0.06	-0.04	0.01	0.32	0.03	0.00	0.00
(2) 3.3 MeV		1.00	0.02	0.00	-0.05	-0.05	-0.04	0.01	0.06	0.01	0.00	0.00
(3) 6.9 MeV			1.00	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
(4) 13.5 MeV				1.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
²³⁸ U												
(5) Thermal					1.00	1.00	0.71	-0.21	-0.24	-0.02	0.00	0.00
(6) 3.5 MeV						1.00	0.71	-0.21	-0.24	-0.02	0.00	0.00
(7) 7 MeV							1.00	-0.29	-0.18	-0.02	0.00	0.00
(8) 20 MeV								1.00	0.05	0.00	0.00	0.00
²³⁹ Pu												
(9) Thermal									1.00	-0.18	-0.01	0.00
(10) 3 MeV										1.00	0.00	0.00
(11) 7 MeV											1.00	0.00
(12) 11 MeV												1.00

においても β_{eff} の不確かさを当初の目標である $\pm 3\%$ 以内に収めることができた。

さて、第 1 章にも述べたように、本章に示す一連の研究は、当時、日本原子力学会のシグマ研究委員会の下に設けられた遅発中性子データワーキンググループにおける活動としても実施された。^[13] 当時の JENDL-3.2 から 3.3 への評価済み核データファイルの改訂作業において、本研究の評価結果は、積分実験側からの遅発中性子収率の推奨値として、シグマ研究委員会の重核データワーキンググループに提示された。同グループは、JENDL の重核種の核反応データ全般の評価を担当していた。

一方で、汎用核データファイルである JENDL に格納される核データの値自身は微分測定データのみに基づく、という厳格かつ根本的な方針がある。この方針は、言い換えれば、JENDL は炉定数を調整するための基となるデータとして用いても、調整された炉定数そのものであってはならない、ということである。このために、本研究による積分実験の情報を取り入れた推奨値が JENDL に直接採用されたのではなく、JENDL-3.3 の遅発中性子収率は、微分測定データを基に、最終的に重核データワーキンググループにおいて決定されたものである。図 4.12 には、本研究の推奨値

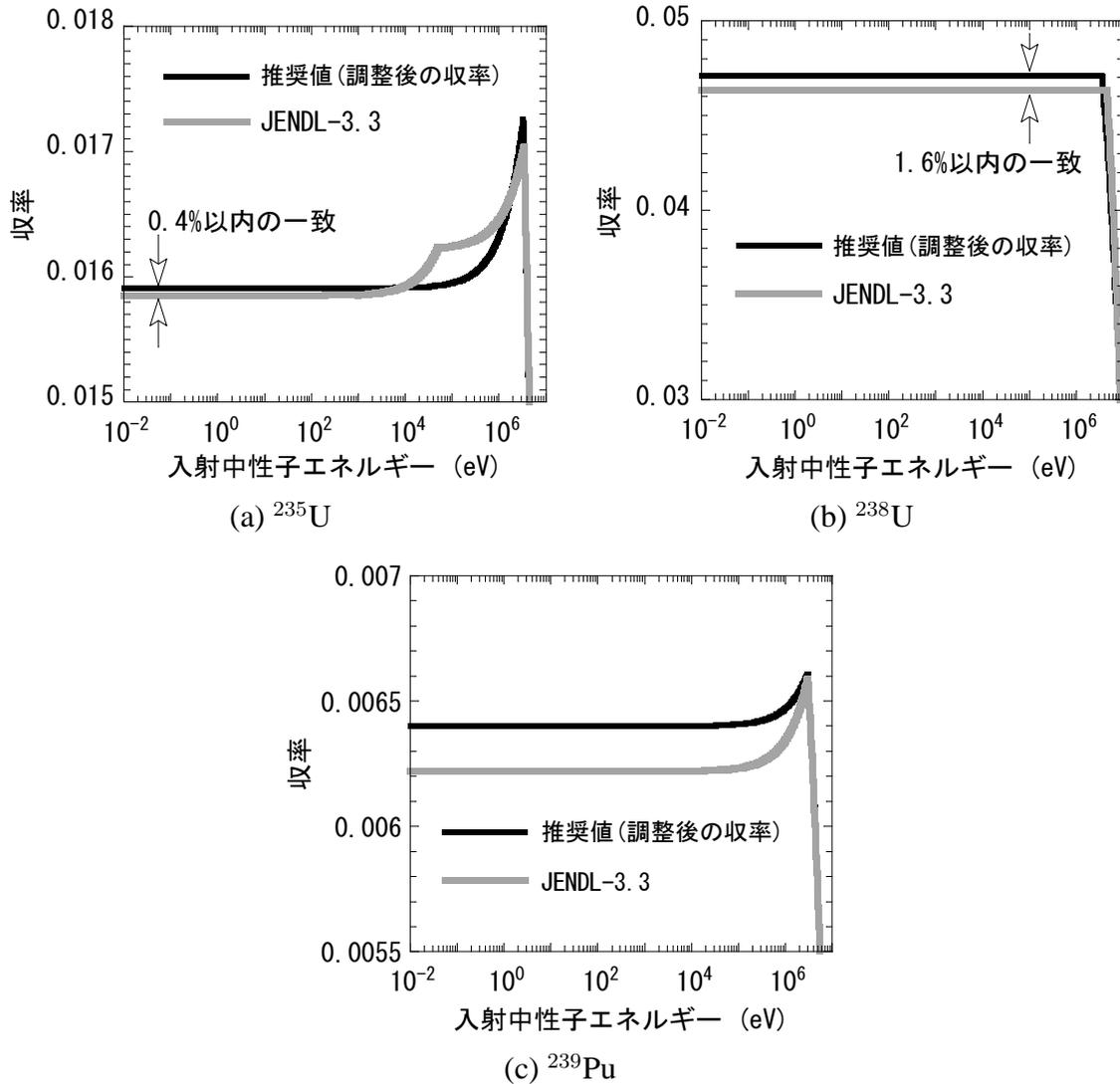


図 4.12 調整後の遅発中性子収率と JENDL-3.3 の遅発中性子収率の比較

と JENDL-3.3 の評価結果を比較して示す。

^{235}U では、前述のように、 β_{eff} への感度係数が大きな熱エネルギー点で推奨値は JENDL-3.2 よりも 0.6% 小さい。このエネルギー点において、JENDL-3.3 の遅発中性子収率には JENDL-3.2 よりも 0.9% 小さな評価値が採用された。従って、図 4.12 に示すように、このエネルギー点において JENDL-3.3 と本研究の推奨値の間で、ノミナル値の相違は 0.4% に満たない小さなものである。これは、表 4.8 に示す調整後の収率の不確かさ $\pm 1.4\%$ と比べても十分小さなものである。

^{238}U では、前述のように、 β_{eff} への感度係数が大きな 3.5[MeV] 以下で推奨値は JENDL-3.2 よりも 2% 小さい。おおよそこのエネルギー以下において、JENDL-3.3 の遅発中性子収率には JENDL-3.2 よりも 3.8% 小さな評価値が採用された。従って、同

図に示すように、JENDL-3.3 と本研究の推奨値の間で、ノミナル値の相違は 1.6% に過ぎない。これも、表 4.8 に示す調整後の遅発中性子収率の不確かさ $\pm 3.3\%$ と比べて十分小さなものである。

一方で、 ^{239}Pu では、JENDL-3.3 の遅発中性子収率は JENDL-3.2 から変更されなかった。これは、JENDL-3.2 の同収率の評価結果に変更を加えるような微分測定データが無いことによる。従って、この核種に関しては、JENDL-3.3 と本研究の推奨値の相違は調整による遅発中性子収率の変化分であり、最大でおおよそ 3% と他の 2 核種に比べて大きい。

このように、 ^{235}U と ^{238}U に関しては、本研究で得た遅発中性子収率の推奨値自体は JENDL-3.3 の評価値と厳密には一致しない。しかしながら、これら 2 核種に関しては、積分実験の情報を取り入れることにより評価した遅発中性子収率の推奨値は、微分データのみを基にする JENDL-3.3 への改訂において指標を与えた。 ^{239}Pu の遅発中性子収率に関しては、今後さらなる検討が必要である。微分データの側からは、JENDL を改訂するような新たな遅発中性子収率の取得等が期待される。積分データの側からも、本研究における熱エネルギー点での遅発中性子収率の評価結果を確認するために、プルトニウム燃料を装荷した熱中性子炉における β_{eff} 測定が必要となろう。

なお、2008 年 3 月に、JENDL-3.3 の重核種の核データをさらに改良した JENDL Actinoid File 2008 が公開された。^[39] ^{235}U 、 ^{238}U 及び ^{239}Pu の遅発中性子収率に関しては、JENDL-3.3 の評価結果が最新の同ファイルにそのまま採用されている。

4.4 まとめ

実効遅発中性子割合 β_{eff} の実験解析に加えて遅発中性子収率や炉定数の β_{eff} への感度解析を行った。これら解析結果を用い、炉定数調整法を適用して、JENDL-3.2の主要3核種の遅発中性子収率に改良を加えてその精度向上を図った。遅発中性子収率の調整には、第3章で論じたFCAとMASURCAの5つの高速炉における β_{eff} に加えて、NakajimaによるTCAにおける低濃縮ウラン燃料からなる熱中性子炉の β_{eff} 実験の解析結果も補正を加えて用いた。これは、入射中性子エネルギー依存性も考慮に入れて遅発中性子収率の改良・評価を行うことから、高速炉だけでなく、低い中性子エネルギーで多くの核分裂が起きる熱中性子炉における β_{eff} も利用すれば同評価の信頼性が高まる。このため、最新の知見を反映させて再評価された上記のTCAのウラン炉心における β_{eff} の実験結果も利用したのである。プルトニウム燃料を装荷した熱中性子炉における β_{eff} に関しては、残念ながら、本研究に利用可能な実験結果は無かった。本章では、以下の点が明らかとなった。

(1) 実験解析

我国、米国及び欧州の主要な評価済み核データファイル間で、主要3核種の遅発中性子収率や遅発中性子データ以外の炉定数を順次替えて β_{eff} を計算した。その結果、遅発中性子データ以外の炉定数を固定して遅発中性子収率を替えると同収率の核データファイル間での相違を反映して、 β_{eff} は最大で4%も変動した。逆に、遅発中性子収率を固定してそれ以外の炉定数を替えても、 β_{eff} の変動は1.6%に過ぎなかった。これら解析結果より、 β_{eff} に対して、主要な核データファイル間での遅発中性子収率の相違の影響が大きなことを明らかとした。さらに、核データファイル間で遅発中性子収率の評価値を替えると、 β_{eff} を6%も過大評価したり4%も過小評価したする場合があることもわかった。また、遅発中性子収率や遅発中性子データ以外の核データの共分散に基づく β_{eff} 計算値の不確かさの妥当性を確認する時の目安とするために、このような β_{eff} 計算値間のばらつきより標準偏差を求めた。

(2) 遅発中性子収率の改良への炉定数調整法の適用方法の検討

Dragtの手法を基にして、 β_{eff} の解析結果を用いることによる遅発中性子収率の調整方法を検討した。その結果、JENDL-3.2には、遅発中性子収率とこれ以外の断面積

や即発中性子収率等の核データの間に関係が無いことも考慮に入れて、主要3核種の遅発中性子収率の調整のみを他の核データから統計的に分離して行うことができることを明らかにした。さらに、多群化後の遅発中性子収率を調整するのではなく、JENDL-3.2に格納された各エネルギー点の同収率に直接、調整を加えて改良する手法を開発した。

(3) 感度解析

一般化摂動論に基づくSAGEPコードに改良を加えて、多群化された遅発中性子収率も含めて、炉定数の β_{eff} への感度係数を同コードにより計算した。これとは別に、JENDL-3.2に与えられている遅発中性子収率のエネルギー依存性を基にして、同ファイルに格納されている同収率が多群化後の同収率へ持つ感度係数を計算した。前者は炉心に依存する感度係数であるが後者は炉心には依存しない感度係数である。これら2種類の感度係数の積として、JENDL-3.2に格納された遅発中性子収率の β_{eff} への感度係数を計算する方法を考案した。その結果、 ^{235}U と ^{239}Pu に関しては、熱中性子炉のみならず高速炉においても、同ファイル中の熱エネルギー点における遅発中性子収率が β_{eff} へ大きな感度係数を持つことを明らかにした。 ^{238}U に関しては、大部分の核分裂が発生する3.5[MeV]以下のエネルギー点で感度係数が大きくなることを明らかにした。

(4) 遅発中性子収率の調整に必要な核データ共分散に起因する β_{eff} 計算値

の共分散の評価

β_{eff} の計算値の共分散は、感度係数とJENDL-3.2の遅発中性子収率や遅発中性子データ以外の核データの共分散を基にして計算した。この共分散とその内訳を不確かさの形として、(1)の核データを替えることによる β_{eff} 計算値間のばらつきより求めた標準偏差と比較した。その結果、核データの共分散に基づく β_{eff} の不確かさは、ばらつきの標準偏差以上であり、共分散に基づく不確かさの評価は適切であることを示した。さらに、計算手法に起因する不確かさを加えても、 β_{eff} 計算値の分散には主要3核種の遅発中性子収率に起因する分散の寄与が支配的であることから、 β_{eff} の予測精度向上のためには、他の核データよりも、主要3核種の同収率を調整することが効果的であることを明らかにした。

(5) 主要3核種の遅発中性子収率の推奨値

炉定数調整法を適用して、JENDL-3.2の遅発中性子収率に改良を加えた結果、主要3核種の遅発中性子収率の評価結果は以下のようになった。 ^{238}U では、3.5[MeV]以下で遅発中性子収率は一様に約2%小さくなり、0.0471となった。 ^{239}Pu では、 β_{eff} への感度係数が大きな熱エネルギー点で遅発中性子収率は約3%小さくなり、0.00640となった。 ^{235}U では、前記2核種よりも調整による変動量は小さく、 β_{eff} への感度係数が大きな熱エネルギー点においても、遅発中性子収率は調整により約0.6%小さくなった。このエネルギー点における調整後の収率は、0.01591である。これら感度係数が大きなエネルギー点では、調整後の遅発中性子収率の不確かさは調整前と比べておおよそ半減した。これに加えて、調整により異なる核種間の遅発中性子収率に負の相関が発生したことにより、調整後の同収率を用いると β_{eff} 計算値の不確かさは調整前の同収率を用いた場合と比べて低減し、目標とする $\pm 3\%$ 以内に収めることができた。さらに、多くの炉心で、調整後の遅発中性子収率を用いると β_{eff} のC/Eは改善された。既存の核データファイル間で遅発中性子収率の評価値を替えると、 β_{eff} の計算値は実験値を6%も過大評価したり4%も過小評価したする場合があったが、調整後の同収率を用いれば、いずれの炉心においても計算値は実験値に2%以内で良く一致した。炉定数調整法により改良を加えたこれらの遅発中性子収率の評価結果を推奨する。

参考文献

- [1] A. D'Angelo, " A total delayed neutron yields adjustment using "ZPR" and "SNEAK" effective-beta integral measurements, " *Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactors, Physor 90*, III- 84,Marseille, France, April 23-27, 1990 (1990).
- [2] K. Nakajima, " Re-evaluation of the effective delayed neutron fraction measured by the substitution technique for a light water moderated low-enriched uranium core, " *J. Nucl. Sci. Technol.*, **38**, 1120 (2001).
- [3] T. Haga, I. Kobayashi, " Space dependent reactivity effect of fission and absorption, " *J. Nucl. Sci. Technol.*, **1**, 246 (1964).
- [4] R. E. MacFarlane, D. W. Muir, *The NJOY Nuclear Data Processing System, Version 91*, LA-12740-M, Los Alamos National Laboratory (1994).
- [5] (Comp. and Ed.) P. F. Rose, *ENDF-201, ENDF/B-VI Summary Documentation*, BNL-NCS-17541 4th Edition (1991).
- [6] M. B. Chadwick, P. Oblozinsky, M. Herman, N. M. Greene, R. D. McKnight *et al.*, "ENDF/B-VII.0: Next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology," *Nucl. Data Sheets*, **102**, 2931 (2006).
- [7] C. Nordborg, M. Salvatores, " Status of the JEF evaluated data library, " *Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology*, Vol. 2, 680 Gatlinburg, Tennessee, USA, May 9-13, 1994 (1994).
- [8] A. Koning, R. Forrest, M. Kellett, R. Mills, H. Henriksson, Y. Rugama (Ed.) *The JEFF-3.1 nuclear data library*, JEFF Report 21 (2006).
- [9] K. Shibata, T. Kawano, T. Nakagawa, O. Iwamoto, J. Katakura *et al.*, " Japanese evaluated nuclear data library version 3 revision-3: JENDL-3.3, " *J. Nucl. Sci. Technol.*, **39**, 1125 (2002).
- [10] D. Saphier, D. Ilberg, S. Shalev, S. Yiftah, " Evaluated delayed neutron spectra and their importance in reactor calculations, " *Nucl. Sci. Eng.*, **62**, 660 (1977).

- [11] M. C. Brady, T.R. England, “ Delayed neutron data and group parameters for 43 fissioning systems, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **103**, 129 (1989).
- [12] L. Tomlinson, *Delayed Neutrons From Fission, A Compilation and Evaluation of Experimental Data*, AERE - R 6993 United Kingdom Atomic Energy Authority (1972).
- [13] T. Yoshida, S. Okajima, T. Sakurai, K. Nakajima, T. Yamane *et al.*, “ Evaluation of delayed neutron data for JENDL-3.3, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, Supplement 2, 136 (2002).
- [14] G. R. Keepin, *Physics of Nuclear Reactor*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Massachusetts, 90 (1965).
- [15] S. Iijima, Y. Kato, K. Takasaki, S. Okajima, *Fast Reactor Nuclear Physics Parameters Calculation Code System "EXPARAM"*, JAERI-Data/Code 2004-016, Japan Atomic Energy Agency (2004). [in Japanese]
- [16] H. Takano, H. Akie, Y. Kikuchi, “ Benchmark tests of JENDL-3.2 for thermal and fast reactors, ” *Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology*, 809 Gatlinburg, Tennessee, USA, May 9-13, 1994 (1994).
- [17] L. P. Abagyan, N. O. Bazazyants, I. I. Bondarenko, *Group Constants for Nuclear Reactor Calculations, ABBN set*, Consultants Bureau, New York (1964).
- [18] M. Nakagawa, K. Tsuchihashi, *SLAROM : A Code for Cell Homogenization Calculation of Fast Reactor* JAERI 1294, Japan Atomic Energy Research Institute (1984).
- [19] K. D. Lathrop, F. W. Brinkley, *TWOTRAN-II: An Improved, Exportable Version of TWOTRAN Code for Two-Dimensional Transport*, LA-4848-MS, Los Alamos Scientific Laboratory (1973).
- [20] P. Benoist, “ Streaming effects and collision probabilities in lattices, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **34**, 285 (1968).
- [21] T. B. Fowler, D. R. Vondy, G. W. Cunningham, *Nuclear Reactor Core Analysis Code CITATION*, ORNL-TM-2496 Rev2 (1971).

- [22] S. Iijima, S. Okajima, *Multi-group Diffusion Perturbation Calculation Code PERKY (2002)*, JAERI-Data/Code 2002-023, Japan Atomic Energy Research Institute (2002). [in Japanese]
- [23] (例えば) H. Oigawa, S. Iijima, T. Sakurai, S. Okajima, M. Andoh *et al.*, “ A proposal of benchmark calculation on reactor physics for metallic fueled and MOX fueled LMFBR based upon mock-up experiment at FCA, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **37**, 186 (2000).
- [24] K. Okumura, K. Kaneko, K. Tsuchihashi, *SRAC 95 ; General Purpose Neutronics Code System*, JAERI-Data/Code 96-015, Japan Atomic Energy Research Institute (1996). [in Japanese]
- [25] H. Mitani, H. Kuroi, “ Adjustment of group cross sections by means of integral data, (I), Theoretical study, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **9**, 383 (1972).
- [26] H. Mitani, H. Kuroi, “ Adjustment of group cross sections by means of integral data, (II), Numerical study, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **9**, 642 (1972).
- [27] J. B. Dragt, J. W. M. Dekker, H. Gruppelaar, A. J. Janssen, “ Methods of adjustment and error evaluation of neutron capture cross sections; Application to fission product nuclides, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **62**, 117 (1977).
- [28] C. R. Weisbin, E. M. Oblow, J. H. Marable, R. W. Peelle, J. L. Lucius, “ Application of sensitivity and uncertainty methodology to fast reactor integral experiment analysis, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **66**, 307 (1978).
- [29] T. Takeda, A. Yoshimura, T. Kamei, K. Shirakata, “ Prediction uncertainty evaluation methods of core performance parameters in large liquid-metal fast breeder reactors, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **103**, 157 (1989).
- [30] K. Shibata *et al.*, “ JENDL-3.2 covariance file, ” *Proc. Nuclear Data Covariance Workshop*, ORNL/TM-2000/19, Oak Ridge National Laboratory, 111 (2000).
- [31] L. N. Usachev, “ Perturbation theory for the breeding ratio and for other number ratios pertaining to various reactor processes, ” *J. Nucl. Eng.*, **18**, 571 (1964).

- [32] A. Gandini, “ A generalized perturbation method for bi-linear functionals of the real and adjoint neutron fluxes, ” *J. Nucl. Eng.*, **21**, 755 (1967).
- [33] W. M. Stacy Jr., “ Variational estimates and generalized perturbation theory for the ratios of linear and bilinear functionals, ” *J. Math. Phys.*, **13**, 1119 (1972).
- [34] A. Hara, T. Takeda, Y. Kikuchi, *SAGEP : Two-Dimensional Sensitivity Analysis Code Based on Generalized Perturbation Theory*, JAERI-M 84-027, Japan Atomic Energy Research Institute (1984). [in Japanese]
- [35] K. Kosako, N. Yamano, *Preparation of Covariance Processing System for the Evaluated Nuclear Data File, JENDL, (III)*, JNC TJ 9440 99-003, Japan Nuclear Cycle Development Institute (1999). [in Japanese]
- [36] G. Chiba, *ERRORJ: A Code to Process Neutron-nuclide Reaction Cross Section Covariance, Version 2.3*, JAEA-Data/Code 2007-007, Japan Atomic Energy Agency (2007).
- [37] L. Moberg, J. Kockum, “ Measurement of the effective delayed-neutron fraction in three different cores of the fast assembly FRO, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **52**, 343 (1973).
- [38] R. J. Tuttle, “ Delayed-neutron yields in nuclear fission, ” *Proc. Second Consultants Meeting on Delayed Neutron Properties*, INDC(NDS)-107/G, 29 (1979).
- [39] O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Otuka, S. Chiba, K. Okumura *et al.*, “ JENDL Actinoid File 2008, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **46**, 510 (2009).

第5章 実効遅発中性子割合 β_{eff} の利用

長半減期マイナーアクチノイド核種である ^{237}Np の有効利用として、軽水炉の燃料に同核種を少量添加することによって、可燃性毒物として利用しながら核変換でその量を減じようといった革新炉の概念が有る。^[1] これは、 ^{237}Np の核分裂が数 100 [KeV] にしきいの有る反応であり、同核種の (n, γ) 反応断面積が熱から共鳴エネルギー領域において、 ^{235}U や ^{238}U に比べてかなり大きなことから、軽水炉の中性子スペクトルでは、同核種は強い吸収体として振舞うことを利用するものである。しかしながら、このようなエネルギー領域において、 ^{235}U や ^{238}U といった主要核種と比べて、 ^{237}Np の (n, γ) 反応断面積の精度は大きく劣っている。さらに、主要な評価済み核データライブラリー間でも同断面積の差は大きい。従って、同断面積を検証するための積分実験が必要となる。このような実験例は、高速中性子スペクトルの臨界実験装置では多い^[2, 3, 4, 5] もの熱中性子スペクトルの臨界実験装置では少ない。^[6]

そこで、TCA に燃料棒の間隔を変えることにより熱から共鳴エネルギー領域にかけて系統的に中性子スペクトルが変化する 7 つのウラン炉心を構築して、 ^{237}Np のサンプル反応度値を測定し、その解析を行った。

この解析では、[ドル(セント)] 単位で得た測定結果と $[\Delta k/kk']$ 単位で得た計算結果の比較を行うために β_{eff} が必要となる。これらウラン炉心の β_{eff} は、 ^{235}U と ^{238}U の遅発中性子収率を基に計算する。第 4 章で論じたように、これら核種の遅発中性子収率に関しては、本研究による推奨値は微分データを基にした JENDL の最新版の評価結果とほぼ整合が取れている。従って、本章で示すように、推奨値を用いても JENDL を用いてもこれら炉心の β_{eff} は、実質的に等しくなる。

さらに、サンプル反応度値の感度解析も実施して、 ^{237}Np 等の種々の核データに起因する反応度値の不確かさの評価を実施した。これに、測定値、計算手法や β_{eff} の不確かさの情報を併せて、同反応度値の測定値と計算値の相違を分析することにより、 ^{237}Np の (n, γ) 反応断面積の検証を行うことができる。

本章では、まず、サンプル反応度価値の実験方法について述べる(5.1節)。次に、実験解析の方法について述べる(5.2節)。最後に、測定結果と解析結果及びこれらに基づく ^{237}Np の(n, γ)反応断面積の検証結果について論じる(5.3節)。

5.1 反応度価値測定実験の方法

5.1.1 ^{237}Np サンプル

実験に用いた ^{237}Np サンプルは、ステンレス鋼製のカプセルに22.87 [g]の ^{237}Np の酸化物の粉末を詰めたものである。その構造を図5.1に示す。カプセルは、この粉末が万が一にも外に漏れ出さないように、2重構造である。内側と外側の両カプセルともにその両端部は、ステンレス鋼製のキャップを用いて溶接により密封されている。内側のカプセルの大部分の空間は、 ^{237}Np の酸化物の粉末とステンレス鋼製のスペーサーによって占められる。このスペーサーも合わせたステンレスの総量は73.37 [g]である。 ^{237}Np 酸化物の純度は99.2 wt.%であり、主要な不純物は ^{232}Th (0.48 wt.%)と ^{238}U (0.1 wt.%)である。この ^{237}Np サンプルは、1980年代に米国Oak Ridge国立研究所で製作され、旧JAERIに輸入されたものである。それ以来、FCAにおいて、マイナーアクチノイドの断面積評価のための実験に用いられて来た。^[2]さらに、このサンプルを図5.1に示すアルミニウム製の収納容器に入れて炉心内に挿入した。

5.1.2 実験炉心と実験機器

表5.1に示すように、水対燃料体積比(V_m/V_f)を0.56から3.00の間で6段階に変化させた燃料格子からなる7つの炉心をTCAに構築して実験を行った。 V_m/V_f が0.56, 1.00, 1.42と小さな3つの燃料格子は、これらをテスト領域として、その周りを V_m/V_f を1.44に固定した燃料格子からなるドライバー領域で囲んで2領域炉心とした。これら炉心は、それぞれ0.56S, 1.00S, 1.42Sと呼ぶ。テスト領域の燃料棒は、直径0.96 [cm]の3.205 wt.%濃縮ウラン酸化物のペレットと外径1.173 [cm]のアルミニウム製被覆管からなる。ドライバー領域の燃料棒は、直径1.25 [cm]の2.596 wt.%濃縮ウラン酸化物のペレットと外径1.417 [cm]のアルミニウム製被覆管からなる。これら燃料棒の詳細な仕様は参考文献^[7, 8]に記載されている。このウランペレットが詰まった領域の下端から水面までの距離を実効水位(CWL)と呼ぶ。この水面上にもウランペ

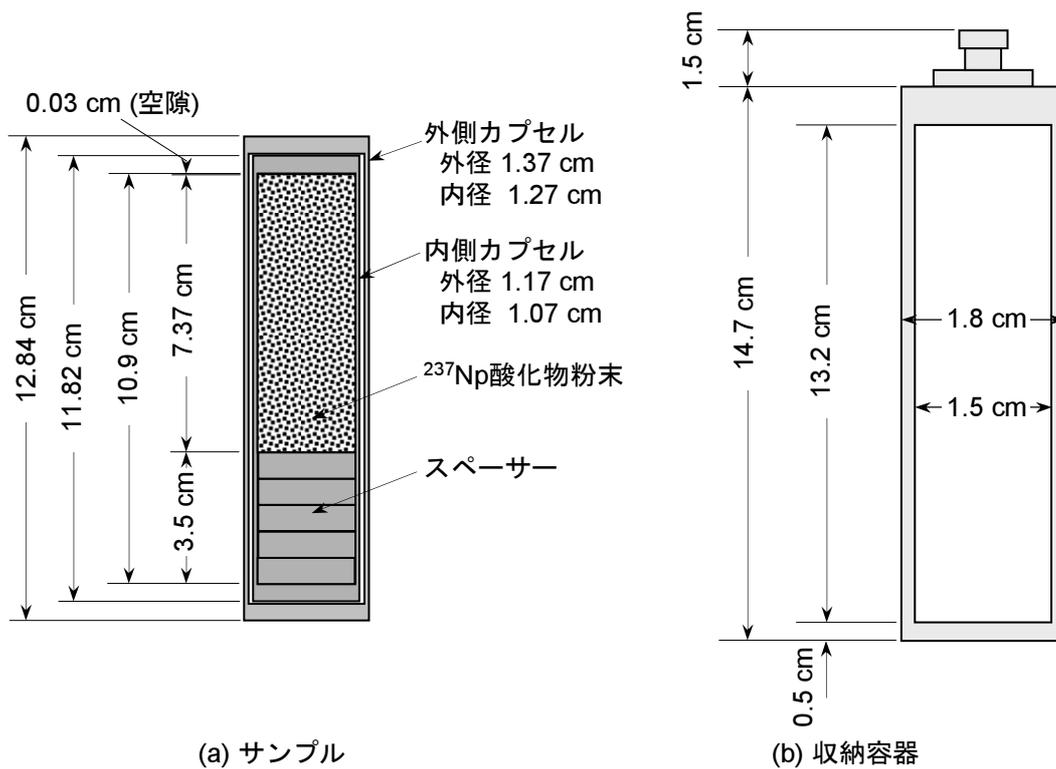


図 5.1 ^{237}Np サンプルとアルミニウム製収納容器の断面図

表 5.1 実験炉心の主要な特徴

炉心名	炉心構成	$V_m/V_f^{a)}$	燃料棒配列 ピッチ [cm] ^{a)}	燃料濃縮度 [wt.%] ^{a)}	臨界水位 [cm]
0.56S	2領域	0.56	1.220	3.205	63.80
1.00S	炉心	1.00	1.343	3.205	62.56
1.42S		1.42	1.452	3.205	64.82
1.50U		1.50	1.849	2.596	119.92
1.83U	1領域	1.83	1.956	2.596	130.06
1.83UL	炉心	1.83	1.956	2.596	64.02
3.00U		3.00	2.293	2.596	120.29

a) 2領域炉心の場合，テスト領域での値

レットが詰まった領域，すなわち，水が無い燃料格子が存在する。これら 2領域炉心においては，このCWLは62~65[cm]であった。

V_m/V_f が 1.50, 3.00 と大きな 2 つの燃料格子は, 上記の 2.596 wt.%濃縮ウランの燃料棒を用いて 1 領域炉心として構成した。これら炉心はそれぞれ 1.50U, 3.00U と呼び, それらの CWL はおおよそ 120 [cm] であった。

このように, 1 領域炉心と 2 領域炉心の間で CWL にかなりの差が生じたことから, V_m/V_f が 1.83 の場合, 2.596 wt.%濃縮ウランの燃料棒を用いて 2 種類の 1 領域炉心を構成した。1 つは, 1.50U や 3.00U 炉心と同じ程度の CWL である 130[cm] の 1.83U 炉心である。もう 1 つは, この 1.83U 炉心に燃料棒を加えることによって CWL を 2 領域炉心と同じ程度の 64[cm] まで下げた 1.83UL 炉心である。この 1.83UL 炉心は, このような CWL の大きな相違がサンプル反応度値の解析結果に影響するか否かを検討するために構築した。図 5.2 及び 5.3 には, これら炉心の燃料棒の配列を示す。

熱エネルギーから共鳴エネルギーにかけての系統的な中性子スペクトルの変化をこれら炉心の中心部分に形成することができた。これら炉心の中心における ^{237}Np の (n, γ) 反応のエネルギー成分の系統的な変化を図 5.4 に示す。

これら炉心の中心またはその近傍の 1 本または 4 本の燃料棒を取り除き, 空いたスペースに, 外径 2.2[cm], 厚さ 0.1[cm] のアルミニウム製の中空の「ガイド管」を垂直に設置した。このガイド管の中は水を排除した。細い紐で吊るしたアルミニウム製収納容器に入れたサンプルをこのガイド管の中を通して, 上から炉心に出し入れした。このようにして, 鉛直方向のいくつかの場所において, サンプル反応度値を測定した。

3 つの 2 領域炉心と 3.00U 炉心においては, このガイド管をカバーするように, その外側にもう 1 本別の中空のアルミニウム製の管を設けてガイド管周囲の水を排除した。これにより, ガイド管内側の中性子スペクトルを通常の燃料格子平均の中性子スペクトルに近づくようにした。これら以外の炉心では, このようにガイド管周囲の水を排除する措置は不要であった。この水排除用の管の外径は, 0.56S と 3.00U 炉心においては 2.5[cm], 1.00U 炉心においては 2.8[cm], 1.42S 炉心においては 3.2[cm], その厚さは, いずれの炉心においても 0.1[cm] であった。

図 5.2 に示すように, 0.56S と 1.00S 炉心においては, 駆動機構に接続された 3.205 wt.%濃縮ウランの燃料棒をドライバー領域に設置して微調整制御棒として用いた。いずれの炉心も, ガンマ線非補償形電離箱 (UIC) を炉心の水平方向横の水反射体領域に設けて, その出力電流の変動として炉心の中性子束レベルの変動を観測した。この

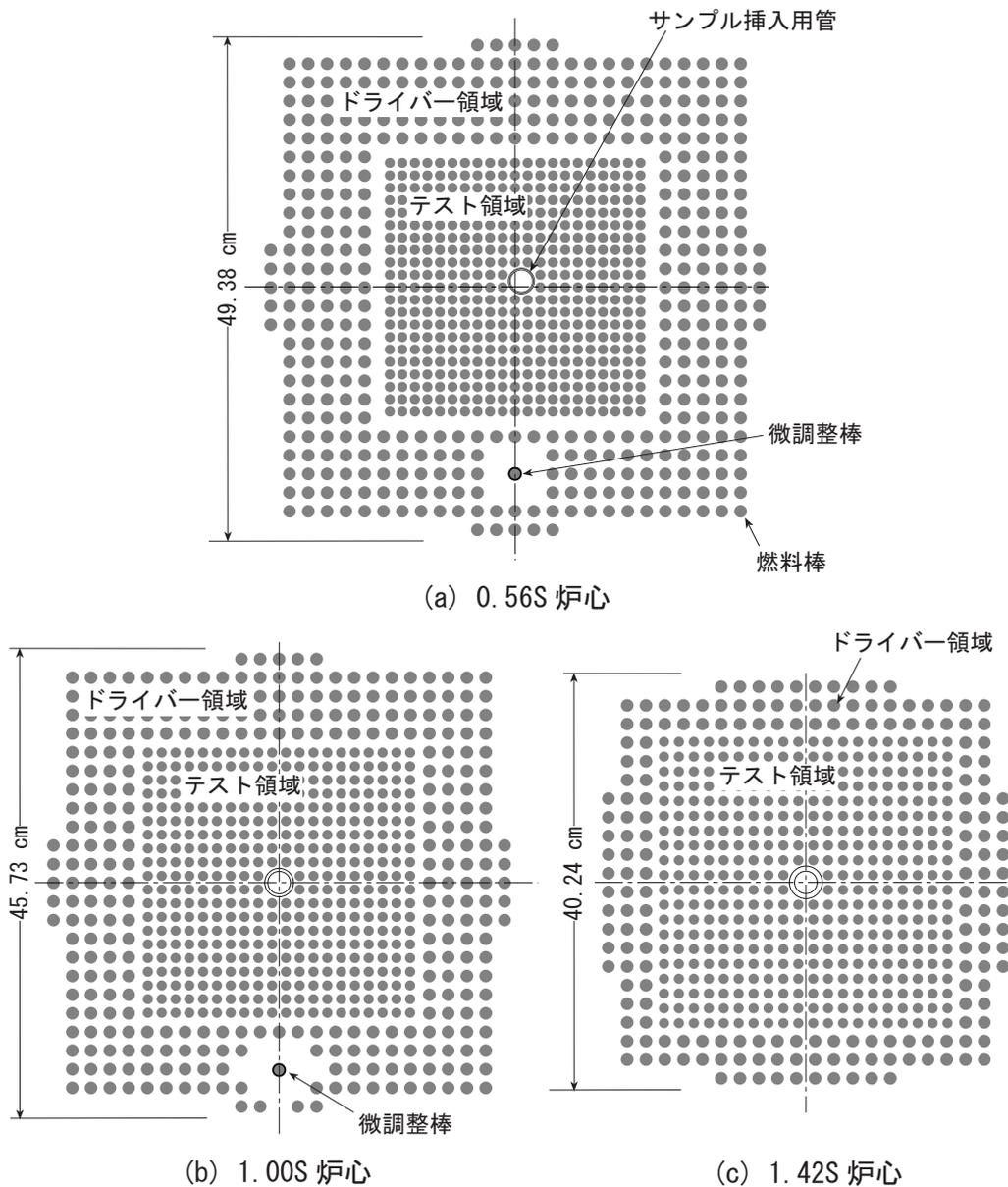


図 5.2 2 領域炉心

UIC からの電流は、信号ケーブルで制御室に設置した増幅器に導いて電圧に変換した後、デジタル反応度計 (旧三菱原子力製 AP-1102 型)^[9] へ入力した。この反応度計は、逆動特性法に基づき中性子束レベルの変動を演算処理して、炉心の反応度を [ドル] または [セント] 単位で出力する。5.1.3 節において後述するように、微調整棒の校正等にこの反応度計を用いた。

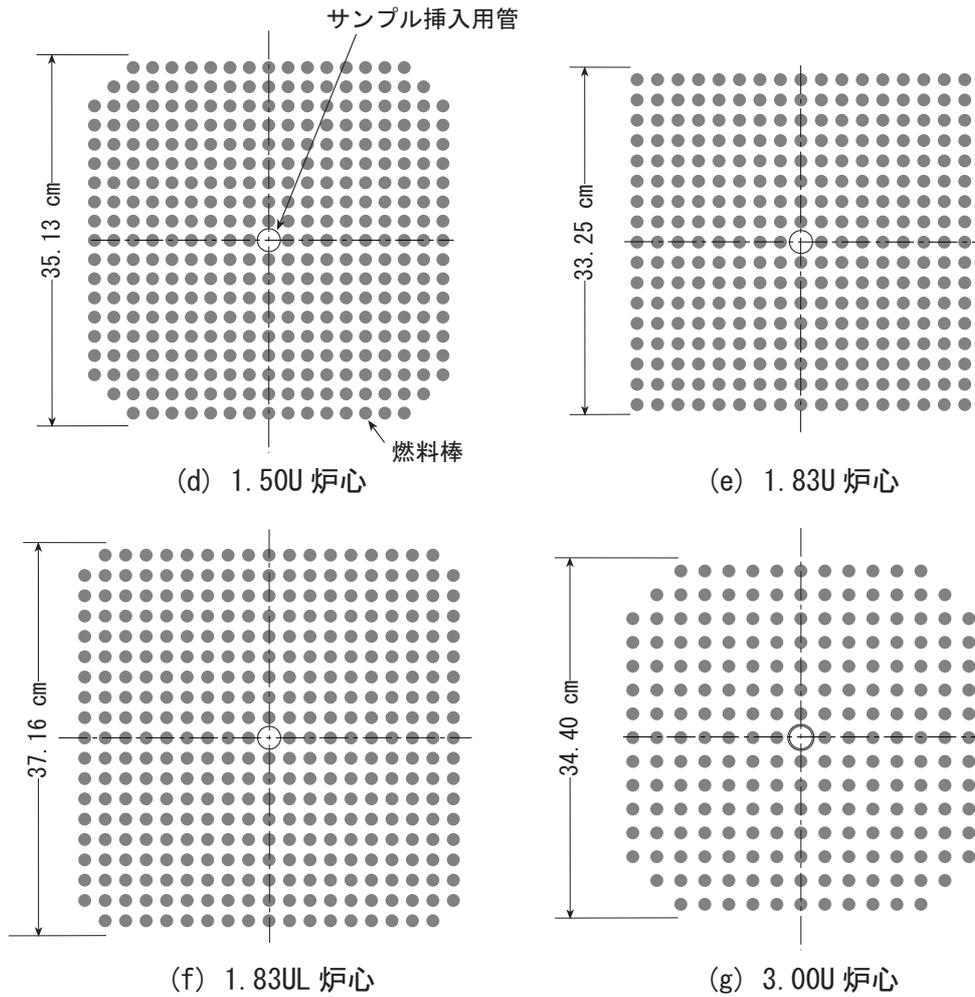


図 5.3 1 領域炉心

5.1.3 測定手法

5.1.3.1 微調整棒を用いた測定

0.56S と 1.00S 炉心においては、校正された微調整棒を用いてサンプル反応度値を測定した。微調整棒の位置に対して、微調整棒を動かすことにより炉心に印加される反応度をプロットした後に、3 次曲線をこのプロットにフィッティングすることにより、微調整棒の校正曲線を求めた。校正曲線の回りの測定データのばらつきより、その不確かさを評価した。Keepin の評価^[10]を基とした遅発中性子パラメータ (6 つのグループへの配分割合と崩壊定数) とともに、5.1.2 節で述べた反応度計をこの校正における反応度の測定に用いた。7 つの炉心いずれにおいても、これらパラメータを 1 組の値^[11]に固定して反応度測定を行った。ところが、炉心の中性子スペクトルや

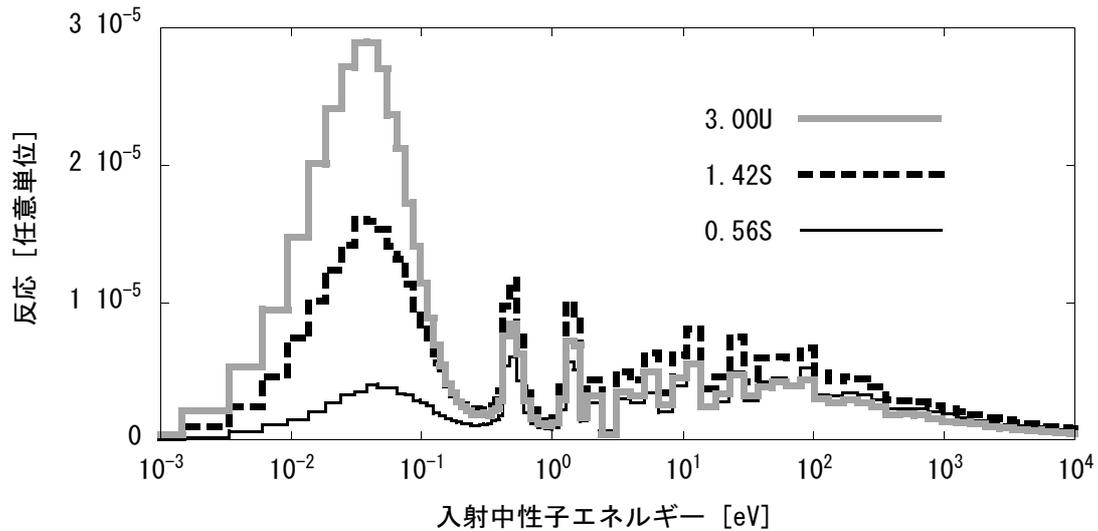


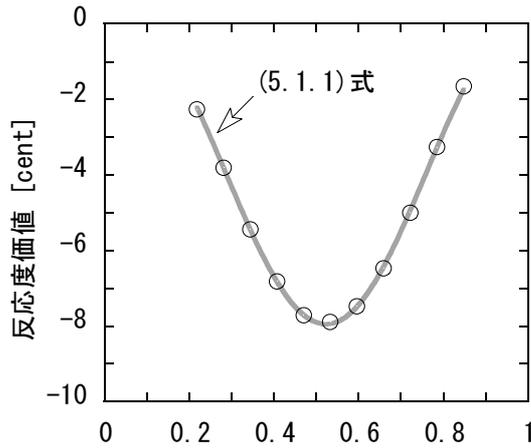
図 5.4 3 つの TCA 炉心: 0.56S, 1.42S, 3.00U の炉心中心における ^{237}Np の (n,γ) 反応のエネルギー成分の比較

燃料組成に依存して、 ^{235}U と ^{238}U のパラメータへの寄与が変わる。そこで、これらパラメータが炉心間で変わることを考慮に入れて、反応度計の出力に補正を加えた。この補正は 3% 未満であった。

5.1.2 節において述べたように、中空のアルミニウム製の管の中を通して炉心内で ^{237}Np サンプルを鉛直方向に移動させることにより、サンプル反応度値の鉛直方向の分布を測定した。ここで、サンプルの鉛直方向の位置は、以下のようにして求めたサンプルの「実効的な中心」の位置とした。まず、図 5.1 に示すサンプルの構成要素である ^{237}Np 酸化物粉末、カプセル、スペーサー及び収納容器の寸法より、各構成要素の重心位置を求めた。次に、これら構成要素のサンプル反応度値への寄与割合を空のカプセル、スペーサーを入れたカプセル等の反応度値を測定することにより評価した。さらに、各構成要素の重心位置をこの寄与割合を重みとして平均をとることにより、サンプルの実効的な中心を求めた。

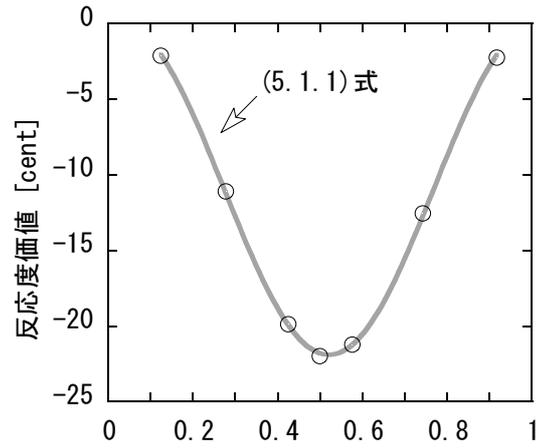
0.56S 炉心における鉛直方向の反応度値の分布の測定例を図 5.5 に示す。この図の横軸は、外挿距離を含めた炉心下端からサンプル位置までの距離であり、やはり外挿距離 λ を含む炉心高さで規格化したものである。この λ の値は参考文献 [7, 11] より引用して用いた。その値は表 5.2 に示す。

TCA 炉心におけるこのような鉛直方向のサンプル反応度値の分布はコサイン関



外挿距離を含む炉心下端より
サンプル位置までの規格化
された距離

(a) 0.56S 炉心 (2 領域炉心)



外挿距離を含む炉心下端より
サンプル位置までの規格化
された距離

(b) 3.00U 炉心 (1 領域炉心)

図 5.5 サンプル反応度値の鉛直方向に分布とコサイン関数の 2 乗による分布のフィッティングの例

表 5.2 TCA 炉心における鉛直方向の外挿距離 λ

炉心名	λ [cm]	炉心名	λ [cm]
0.56S	15.7 ± 0.44	1.50U	12.6 ± 0.4
1.00S	13.0 ± 0.51	1.83U	12.2 ± 0.4
1.42S	12.0 ± 0.23	1.83UL	12.2 ± 0.4
		3.00U	11.1 ± 0.4

数の 2 乗を用いて良く近似できていることがわかっている。^[12] そこで,

$$\Delta\rho = \Delta\rho^{mx} \cos^2\left(\frac{\pi}{h}(z - z^{mx})\right) \quad (5.1.1)$$

をこの分布にフィッティングした。ここで,

z : 外挿距離を含めた炉心下端からサンプル位置までの距離
(外挿距離を含む炉心高さで規格化)

$\Delta\rho$: 位置 z におけるサンプル反応度値 [セント]

$\Delta\rho^{mx}$: サンプル反応度値の最大値 [セント]

z^{mx} : $\Delta\rho^{mx}$ に対応するサンプル位置までの炉心下端からの距離 (規格化)

h : フィッティングの調整パラメータ

である。これより、 $\Delta\rho^{mx}$ と z^{mx} を求めた。 $\Delta\rho^{mx}$ の評価結果は後の 5.3 節にて示し、計算結果と比較する。炉心内のある 1 点においてのみ測定を行うよりも、このように炉心内の数点で反応度値を測定してそれらの結果が系統的な分布を示すことを確認すれば、信頼性の高い測定結果が得られる。

表 5.3 には、実験解析においてサンプルと炉心のモデル化に必要な情報として、CWL、アルミニウム製収納容器の底からサンプル実効中心までの寸法及び炉心の燃料ペレットが詰まった領域の下端から $\Delta\rho^{mx}$ に対応するサンプル位置までの距離を示す。この距離は z^{mx} より算出したものである。

ステンレス製のカプセル、スペーサーやアルミニウム製の収納容器のサンプル反応度値に対する寄与は、前述のように、空のカプセル、スペーサーを入れたカプセル等を測定することにより評価した。その結果、 ^{237}Np 酸化物粉末を除く、これらカプセル等の寄与の総和は、0.56S と 1.00S 炉心においてそれぞれ 16% と 19% であった。

表 5.3 実効水位、サンプルの実効中心及びサンプル位置

炉心名	実効水位 (CWL) ^{a)} [cm]		サンプル実効中心 ^{b)} [cm]	サンプル位置 ^{c)} [cm]
	サンプル挿入時	サンプル引抜時		
0.56S	63.80	63.80	8.24	33.18
1.00S	62.56	62.56	8.18	32.38
1.42S	64.82	63.72	8.17	33.85
1.50U	119.92	116.12	8.19	61.25
1.83U	130.06	125.01	8.13	67.42
1.83UL	64.02	62.72	8.15	33.50
3.00U	120.29	114.38	8.10	61.78

a) 0.56S と 1.00S 炉心においては、サンプル挿入時と引抜時の CWL は同一。これら以外の炉心では、サンプル挿入時と引抜時の CWL は、それぞれ (5.1.3) 式の H_2^{mx} と (5.1.2) 式の H_1 に対応。サンプル挿入時の CWL は実験解析時の計算モデルの作成に使用。

b) アルミニウム製収納容器の底からサンプル実効中心までの寸法

c) 燃料ペレットが詰まった領域の下端から $\Delta\rho^{mx}$ に対応するサンプル位置までの距離

5.1.3.2 水位法による測定

1.42S, 1.50U, 1.83U, 1.83UL 及び 3.00U の 5 つの炉心においては、水位法^[13]によりサンプル反応度値を測定した。この測定手法では、サンプルを炉心に挿入することによりもたらされる負の反応度を炉心の水位を変えることによる反応度調節で補償する。その結果、サンプル反応度値を水位等価反応度 $\Delta\rho$ [セント]:

$$\Delta\rho = K \left\{ \left(\frac{\pi}{H_2 + \lambda} \right)^2 - \left(\frac{\pi}{H_1 + \lambda} \right)^2 \right\} \quad (5.1.2)$$

から測定する。ここで、

K : バックリング – 反応度変換係数 [セント cm^2]

H_1 : サンプル引抜時の CWL [cm]

H_2 : サンプル挿入時の CWL [cm]

である。

1.42S 炉心での変換係数 K は、臨界水位の上下で水位を何点か変化させることにより各水位での反応度を反応度計で測定した後に、鉛直方向の幾何学的バックリングの値と反応度との間に線形の相関があるものとして求めた。5.1.3.1 節で述べたように、遅発中性子の 6 グループのパラメータが炉心間で変わることを考慮に入れた補正を反応度計の出力に加えて用いた。このバックリングに対する反応度のプロットを図 5.6 に示す。他の炉心では、Suzaki 等によりこれと同様に測定された変換係数 K ^[11] を用いた。これら文献値に対しても、上記の補正を考慮して用いた。

従来、この水位法は、炉心高さより長くてかつ高さ方向に均一な棒状のサンプルの反応度値の測定に用いられて来た。本研究で用いたような炉心高さと比べて短いサンプルの場合、測定された反応度値は、サンプルが炉心に挿入された時の CWL における反応度値に対応することが、Suzaki 等により実験的に明らかにされている。

^[14] この CWL は (5.1.2) 式の H_2 である。しかしながら、水位 H_1 が固定であるのに対して、水位 H_2 は、サンプルの位置やその位置に依存する反応度によって変わってしまう。

そこで、固定された基準水位 H_{ref} を定めて、(5.1.1) 式をこの H_{ref} に対応するサンプル反応度値の鉛直方向の分布にフィッティングすることとした。このため、以下の手順でサンプル反応度値に対する H_2 と H_{ref} の相違の影響を補正して、 H_{ref} に対応するサンプル反応度値を求めた。

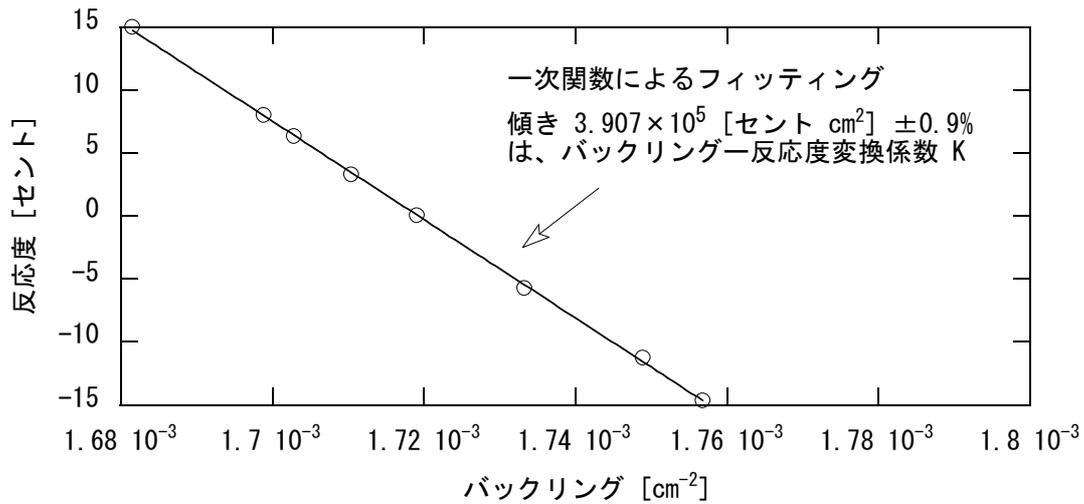


図 5.6 TCA 1.42S 炉心における鉛直方向の幾何学的バックリングと反応度
の関係

- a) まず, (5.1.1) 式を補正前の反応度値の鉛直方向の分布にフィッティングして, $\Delta\rho^{mx}$ の仮の値を求める。
- b) 次に, (5.1.2) 式を H_2 に関して解き, 上記の $\Delta\rho^{mx}$ を $\Delta\rho$ に代入することによって, この $\Delta\rho^{mx}$ に対応する水位 H_2^{mx} を以下の式で求める。

$$H_2^{mx} = \frac{\pi}{\sqrt{\left(\frac{\pi}{H_1 + \lambda}\right)^2 + \frac{\Delta\rho^{mx}}{100K}}} - \lambda \quad (5.1.3)$$

- c) この H_2^{mx} を仮の基準水位 H_{ref} として用い, 以下の補正係数を乗じることにより, 各測定点における反応度値を補正して行く。

$$f_{\Delta\rho} = \frac{H_2 + \lambda}{H_2^{mx} + \lambda} \quad (5.1.4)$$

この補正係数は, 短いサンプルの反応度値が近似的に炉心高さに反比例することから導かれる。この補正は, 炉心中心近くではおおよそ 0.2% と小さく, 炉心の端では最大で 4.5% であった。

- d) 上記の a) と b) の過程を c) で補正したサンプル反応度値を用いて繰り返すことにより, 新たな $\Delta\rho^{mx}$ と H_2^{mx} を得る。

上記の c) の補正を行う前後で, H_2^{mx} の相違は 0.01% に満たない無視し得るほど小さなものであった。従って, 仮の H_{ref} (補正を行う前の H_2^{mx}) による $f_{\Delta\rho}$ を用いれば十

分であるものと判断した。 $\Delta\rho^{mx}$ の相違も補正前後で 0.26% 以下と小さく、補正後の $\Delta\rho^{mx}$ を採用した。3.00U 炉心における補正後のサンプル反応度値の鉛直方向の分布と (5.1.1) 式をこの分布にフィッティングした結果を例として図 5.5 に示す。

このようにして求めた $\Delta\rho^{mx}$ は後の 5.3 節にて示し、計算結果と比較する。表 5.3 には、サンプル挿入時と引抜時の CWL である H_2^{mx} と H_1 、アルミニウム製収納容器の底からサンプル実効中心までの寸法及び炉心の燃料ペレットが詰まった領域の下端から $\Delta\rho^{mx}$ に対応するサンプル位置までの距離を示す。

これら 5 つの炉心においてもステンレス製のカプセル、スパーサーやアルミニウム製の収納容器のサンプル反応度値に対する寄与を評価した。その結果、 ^{237}Np 酸化物粉末を除く、これらカプセル等の寄与の総和は 19 から 23% の間であった。

5.2 反応度価値の解析に用いた核反応データと計算方法

5.2.1 サンプル反応度価値

サンプル反応度価値の計算は、連続エネルギーモンテカルロコード MVP^[15] と JENDL-3.3 核データファイル^[16] より作成された MVP コード用の核データライブラリーを用いて行った。同コードを用いることにより、特に、サンプルとその周辺の幾何学的な配置を詳細にモデル化して計算を行った。²³⁷Np 酸化物粉末に含まれる主要な不純物である ²³²Th と ²³⁸U は計算モデルを作成する上で考慮に入れた。炉心の実効水位 CWL を表 5.3 のサンプル挿入時の水位に固定して、サンプルを炉心に挿入した時と炉心外に引き抜いた時の実効増倍係数 $K_{eff\ in}$ と $K_{eff\ out}$ を計算した。サンプル反応度価値 $\Delta\rho_{sample}$ [$\Delta k/k'$] は

$$\Delta\rho_{sample} = (K_{eff\ in} - K_{eff\ out}) / (K_{eff\ in} k_{eff\ out}) \quad (5.2.1)$$

で求めた。サンプル反応度価値の誤差は、実効増倍係数の統計誤差を伝播させることにより評価した。 8×10^9 から 2.2×10^{10} に及ぶ膨大な中性子ヒストリーの計算を行い、0.56S 炉心では $\pm 1.2\%$ 、これ以外の炉心では $\pm 1\%$ 以下の統計誤差でサンプル反応度価値を計算することができた。計算は、バッチ当り 96000 ヒストリーを割り当て、これを 84000 から 230000 バッチ行った。ただし、最初の 100 バッチは計算の統計処理より除き、収束後の中性子源を用いるようにした。

5.2.2 実効遅発中性子割合 β_{eff}

上記の [$\Delta k/k'$] 単位の反応度価値を [ドル(セント)] 単位に変換して実験結果と比較するために β_{eff} が必要となる。これは、以下のように、第 4 章で評価した遅発中性子収率の推奨値を用いて、決定論に基づく計算コードによるエネルギー 107 群の計算で求めた。これに加えて、JENDL-3.2, JENDL-3.3, ENDF/B-VI, ENDF/B-VII, JEF-2.1, JEFF-3.1 の各ファイルの遅発中性子収率を用いても β_{eff} を計算して比較した。これら遅発中性子収率は、いずれも第 4 章で述べたように NJOY コードシステム^[17] で処理して 107 エネルギー群構造に多群化して用いた。いずれの場合も、JENDL-3.3 の遅発中性子スペクトル (ENDF/B-VI と同じ) を用いた。

セル計算には、熱中性子炉系の解析コードシステム SRAC^[18] を用いた。同システムの衝突確率法による輸送計算モジュールと JENDL-3.3 に基づく炉定数セットを用

いて、エネルギー 107 群のセル計算を行い炉心の各領域で均質化された実効断面積を作成した。次に、輸送計算コード THREEDANT^[19] を用いて、3 次元の X-Y-Z モデルで炉心を模擬してエネルギー 107 群の輸送計算 (S_N 次数 8, P_L 次数 0) を行い、中性子束と随伴中性子束を計算した。角度に関して積分した全中性子束、上記の均質化実効断面積及び 107 エネルギー群構造の遅発中性子データを摂動計算コード PERKY^[20] で用いて、 β_{eff} を計算した。

さらに、サンプル挿入時と引抜時の双方で β_{eff} を計算して、サンプルの β_{eff} に対する影響を検討した。その結果、この影響は無視し得るほど小さな (0.1%未満) ことを確認した。 $\Delta\rho_{sample} [\Delta k/kk']$ をこのようにして計算した β_{eff} で除することにより、[ドル(セント)] 単位のサンプル反応度価値の計算結果を求めて、実験結果と比較した。

5.2.3 JENDL-3.3 核データと β_{eff} に起因するサンプル反応度価値の不確かさ

JENDL-3.3 核データに起因するサンプル反応度価値の不確かさを感度解析と同核データの共分散から求めた。

まず、SAGEP コード^[21] を用いて感度解析を行い、炉定数のサンプル反応度価値への感度係数を計算した。3 次元の X-Y-Z モデルで炉心を模擬して、5.2.2 節にて述べたように作成したエネルギー 107 群の均質化実効断面積を用いて感度解析を行った。ただし、SAGEP コードが拡散理論に基づくものであることと、これまでの TCA 炉心の解析での経験より、拡散計算では水が無い燃料格子をうまく扱えないことがわかっていることから、水面下の各領域のみモデル化した体系で感度解析を行った。

ところで、このように SAGEP コードで計算した感度係数は、無限希釈断面積ではなく均質化された実効微視的断面積の積分量に対する感度係数である。一方で、核データの共分散は無限希釈断面積に対して与えられたものであることから、この核データの不確かさを伝播させて積分量の不確かさを求めるには、無限希釈断面積の感度係数が必要となる。均質化された実効微視的断面積は、セル計算で得た単位燃料セル内の中性子束分布を重みとして計算する。高速炉では、無限希釈断面積が変動してもセル内の中性子束分布にはほとんど影響が無いことから、均質化された実効微視的断面積の感度係数は、ほぼ無限希釈断面積のそれに等しい。ところが、熱中性子炉では、無限希釈断面積の変動に伴いセル内の中性子束分布も変化することが考えられ

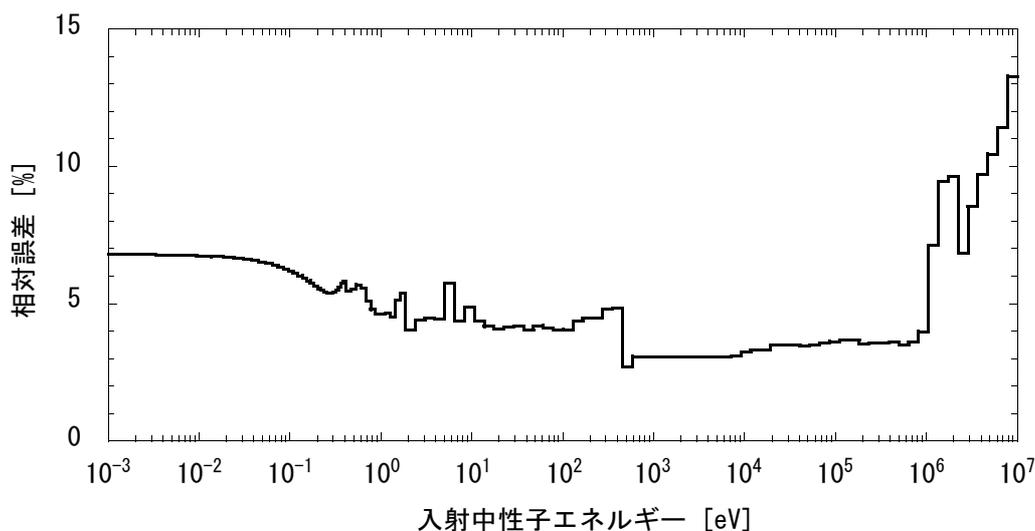


図 5.7 ^{237}Np の (n,γ) 反応断面積の不確かさ (標準偏差)

る。このような場合，均質化された実効微視的断面積の感度係数が無限希釈断面積のそれと異なってしまふ。これまで，熱中性子炉の感度解析においても SAGEP コードによる感度係数がそのまま用いられて来たが，^[22] 上記の効果を考慮に入れて SAGEP コードによる感度係数に補正を行う必要があるとの示唆もある。^[23] ここでは，この補正までは行うことはできず，従来行われて来たように，SAGEP コードによる感度係数をそのまま用いた。このような感度係数への補正量の評価は今後の課題とする。

次に，Nakagawa により評価された ^{237}Np の共分散データ^[24] を ERRORJ コード^[25] と NJOY コード^[17] を用いて処理することにより， ^{237}Np の 107 エネルギー群構造の炉定数の共分散行列を作成した。例として， ^{237}Np の (n,γ) 反応断面積の不確かさ (標準偏差) とエネルギー間の相関係数を共分散行列より抜き取り，それぞれ，図 5.7 と 5.8 に示す。 ^{237}Np 以外の核種の炉定数に関しては，JENDL-3.3 の共分散データを ERRORJ と NJOY コードで処理して作成された共分散行列^[26] を用いた。

核データに起因するサンプル反応度値の不確かさ E は，感度係数のベクトル S と炉定数の共分散行列 V から，

$$E = \sqrt{S V S^{\text{tr}}} \quad (5.2.2)$$

で求めた。

β_{eff} の不確かさは，第 4 章で評価した遅発中性子収率の推奨値の不確かさより求めた。4.2.2 節の議論より，遅発中性子収率の β_{eff} への感度係数では，直接項の寄与が

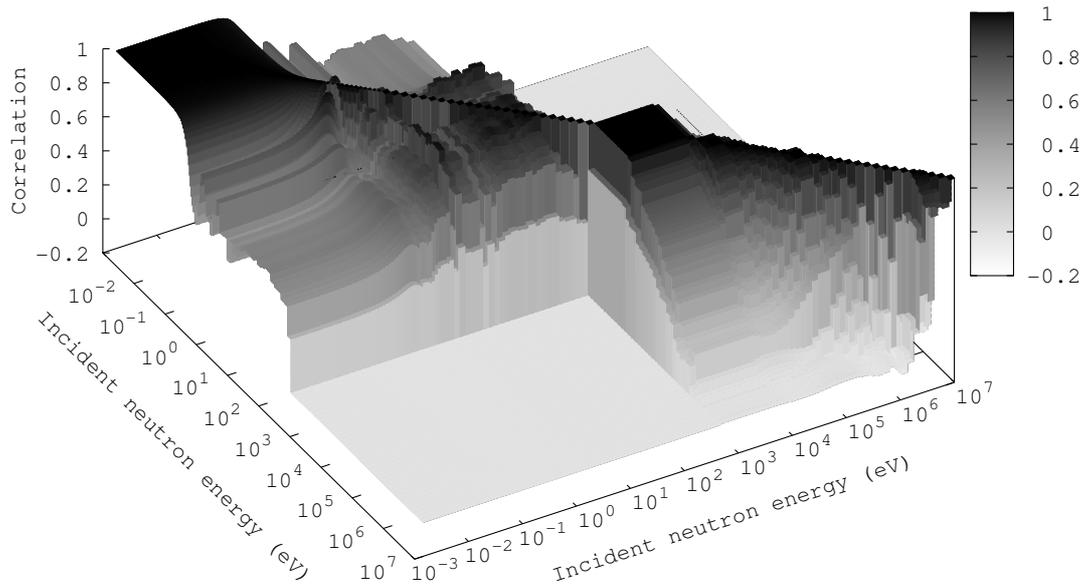


図 5.8 ^{237}Np の (n,γ) 反応断面積の相関係数

大部分を占める。そこで、ここでは、簡易的にこの直接項の感度係数のみを計算して不確かさの評価に用いた。これに加えて、4.3.4 節で評価した遅発中性子収率の推奨値の共分散(不確かさは表 4.8, 相関係数は表 4.10)を用いて、4.2.2 や 4.2.3 節で論じた方法で β_{eff} の不確かさを求めた。さらに、遅発中性子スペクトルと計算手法に起因する β_{eff} の不確かさ(4.2.3 節において、それぞれ $\pm 0.5\%$, $\pm 1\%$ と評価。)及び簡易評価による遅発中性子データ以外の核データに起因する β_{eff} の不確かさ($\pm 0.5\%$)を加えた。

5.3 結果と考察

5.3.1 測定結果

(5.1.1) 式を ^{237}Np サンプル反応度値の鉛直方向の分布にフィッティングすることにより求めた $\Delta\rho^{mx}$ を測定結果として表 5.4 に示す。サンプル反応度値は -26 から -7 [セント] の間の値であった。ほとんどの炉心で測定値の不確かさ (1σ) は $\pm 2\%$ 未満であった。その内訳は測定手法ごとに表 5.5 に示す。

水位法による測定では、(5.1.1) 式によるフィッティングの不確かさに加えて、(5.1.2) 式の 3 つのパラメータであるバックリング – 反応度変換係数 K 、鉛直方向の外挿距離 λ 及びサンプル引抜時の水位 H_1 の不確かさを基にして、 $\Delta\rho^{mx}$ の不確かさを評価した。これらのうち、フィッティングの不確かさは、鉛直方向分布の各測定点におけるサンプル位置や水位 H_2 の不確かさに起因するものである。これは、図 5.5 に示すように、フィッティングした曲線の回りの測定データのばらつきより評価した。一方で、 K 、 λ 及び H_1 の不確かさは、全ての測定点における反応度値に共通に影響する不確かさである。これらは、それぞれ $\pm 1\%$ ^[11]、 $\pm 2\sim 3.9\%$ ^[7, 11] 及び ± 0.01 [cm]^[8] であった。これら不確かさを (5.1.2) 式を介して伝播させて、サンプル反応度値の不確かさを求めた。

表 5.4 ^{237}Np サンプル反応度値の測定結果と解析結果

炉心名	測定値 [セント]	計算値		計算値の不確かさ			C/E
		$[\% \Delta k/k']$	[セント]	A	B	C	
0.56S	$-7.96 \pm 0.4\%$	-0.0573	-7.31	1.2%	3.4%	1.7%	$0.92 \pm 4.0\%$
1.00S	$-14.39 \pm 0.4\%$	-0.1031	-13.11	0.8%	3.5%	1.7%	$0.91 \pm 4.0\%$
1.42S	$-19.09 \pm 1.7\%$	-0.1360	-17.22	0.9%	3.6%	1.7%	$0.90 \pm 4.4\%$
1.50U	$-14.69 \pm 1.4\%$	-0.1078	-13.70	1.0%	3.6%	1.7%	$0.93 \pm 4.3\%$
1.83U	$-15.55 \pm 1.4\%$	-0.1161	-14.78	1.0%	3.6%	1.7%	$0.95 \pm 4.3\%$
1.83UL	$-25.36 \pm 2.4\%$	-0.1844	-23.45	0.7%	3.6%	1.7%	$0.93 \pm 4.7\%$
3.00U	$-21.90 \pm 1.4\%$	-0.1591	-20.56	0.8%	3.8%	1.7%	$0.94 \pm 4.5\%$

計算値：遅発中性子の推奨値に基づく β_{eff} を使用

計算値の不確かさ A：モンテカルロ計算の統計誤差

不確かさ B：遅発中性子データ以外の核データに起因する不確かさ

不確かさ C： β_{eff} の不確かさ

(いずれも 1σ レベルの不確かさ)

表 5.5 ^{237}Np サンプル反応度価値 $\Delta\rho^{mx}$ の測定の不確かさの内訳

(a) 水位法による測定		(b) 微調整棒を用いた測定	
項目	不確かさ	項目	不確かさ
バックリング – 反応度変換係数 K	1.0%	微調整棒校正曲線	0.2 — 0.3%
鉛直方向の外挿距離 λ	0.8 — 1.6%	微調整棒位置	0.1%
水位 CWL	0.2 — 1.0%	コサイン関数の 2 乗 によるフィッティング	0.2%
コサイン関数の 2 乗 によるフィッティング	0.2 — 1.4%	$\Delta\rho^{mx}$	0.4%
$\Delta\rho^{mx}$	1.4 — 2.4%		

微調整棒を用いた測定では、 $\Delta\rho^{mx}$ の不確かさを (5.1.1) 式によるフィッティングの不確かさに加えて、サンプル引抜時の微調整棒の位置の不確かさ ± 0.26 [mm](0.01 [inch]) 及び 5.1.3.1 節で述べた微調整棒の校正曲線の不確かさを基に評価した。

5.3.2 解析結果

まず、実効遅発中性子割合 β_{eff} の計算結果を表 5.6 に示す。いずれの炉心においても、遅発中性子収率に推奨値を用いた時と JENDL-3.3 を用いた時での β_{eff} の相違は 0.4% に満たない小さなものであった。これら炉心の β_{eff} への核種別寄与割合を調べたところ、 ^{235}U の寄与が 90% 前後に達した。従って、この 0.4% の相違は、第 4 章で述べたように、 β_{eff} への感度が大きな熱エネルギー点における遅発中性子収率の推奨値と JENDL-3.3 の同収率の相違 (約 0.4%) に起因するものである。JENDL-3.2 と ENDF/B-VII の β_{eff} は、推奨値の β_{eff} と 1% 程度で一致するが、JEFF-3.1 では推奨値から 2% 程度大きくなり、ENDF/B-VI と JEF-2.2 では推奨値から 3~4% も大きくなった。この違いは、サンプル反応度価値の解析結果に影響をもたらす。

次に、サンプル反応度価値の計算結果について述べる。ここでは、[セント] 単位の反応度価値を得るための β_{eff} は、遅発中性子収率の推奨値に基づく値を用いた。この計算結果は、(a) モンテカルロ計算による統計誤差、(b) 遅発中性子データ以外の核データに起因するサンプル反応度価値の不確かさや (c) β_{eff} の不確かさとともに表 5.4 に示した。5.2.1 節において述べたように、膨大な中性子ヒストリー数のモンテカル

表 5.6 遅発中性子収率間での実効遅発中性子割合 β_{eff} の比較

炉心名	$\beta_{eff} [10^{-3}]$						
	推奨値	JENDL -3.3	JENDL -3.2	ENDF/B -VI	ENDF/B -VII	JEF -2.2	JEFF -3.1
0.56S	7.83	7.80	7.90	8.06	7.72	8.11	7.96
1.00S	7.86	7.83	7.93	8.11	7.76	8.15	8.00
1.42S	7.90	7.87	7.96	8.16	7.80	8.19	8.04
1.50U	7.87	7.84	7.93	8.12	7.77	8.16	8.00
1.83U	7.86	7.83	7.92	8.13	7.77	8.15	8.00
1.83UL	7.86	7.83	7.92	8.13	7.77	8.15	8.00
3.00U	7.74	7.71	7.80	8.04	7.67	8.03	7.88

口計算を行ったことから，(a) は $\pm 1.2\%$ 以下に抑えることができた。いずれの炉心においても (b) はおおよそ $\pm 4\%$ ，(c) は $\pm 1.7\%$ であり，(b) は (a) や (c) よりもかなり大きなものとなった。(c) の不確かさは，4.3.4 節で評価した TCA 1.83U 円筒炉心の β_{eff} のそれとほぼ同じ程度となった。同節の図 4.11 からわかるように，本研究で評価した遅発中性子収率の推奨値を用いても，その不確かさが β_{eff} の不確かさに対して大きな寄与を占める。サンプル反応度価値の測定値と計算値の比 (C/E) も表 5.4 に示す。C/E の不確かさは，同表に示す 4 種類の不確かさを伝播させて求めた結果，いずれの炉心においても $\pm 4\sim 5\%$ となった。これら各々の不確かさに対応する分散が C/E の分散に対して持つ寄与割合を図 5.9 に示す。ほとんどの炉心において，遅発中性子データ以外の核データが 60% 以上と大きな寄与割合を占める。さらに，これらのうち，遅発中性子データ以外の核データに起因する分散の核種 – 反応別の内訳を図 5.10 に示す。 ^{237}Np の (n, γ) 反応断面積が 90% 以上と支配的な寄与を持つ。これら分散の内訳より，同断面積が C/E の不確かさに大部分の寄与を占めることがわかった。

さて，表 5.4 より，1.83U と 1.83UL 炉心の間で C/E の相違は 2% であった。一方で，C/E の不確かさの内訳の中で，これら 2 つの炉心の間で相関が無いものは，(a) モンテカルロ計算の統計誤差 (1.83U 炉心では $\pm 1.0\%$ ，1.83UL 炉心では $\pm 0.7\%$)，表 5.5 に示す測定の不確かさの内訳の中で，(b) 水位の不確かさ (1.83U 炉心では $\pm 0.2\%$ ，1.83UL 炉心では $\pm 0.8\%$)，(c) フィッティングの不確かさ (1.83U 炉心では $\pm 0.3\%$ ，1.83UL 炉心では $\pm 1.4\%$) であり，これら (a)–(c) の不確かさの 2 乗和の根をとれば $\pm 2.1\%$ とな

る。従って、これら2つの炉心の間でのC/Eの相違は有意ではなく、サンプル反応度値のC/Eは水位に依存しないことがわかった。

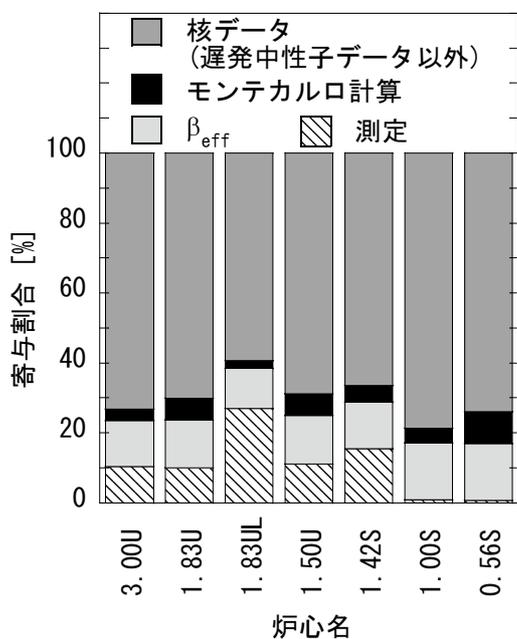


図 5.9 サンプル反応度値のC/Eの分散の内訳

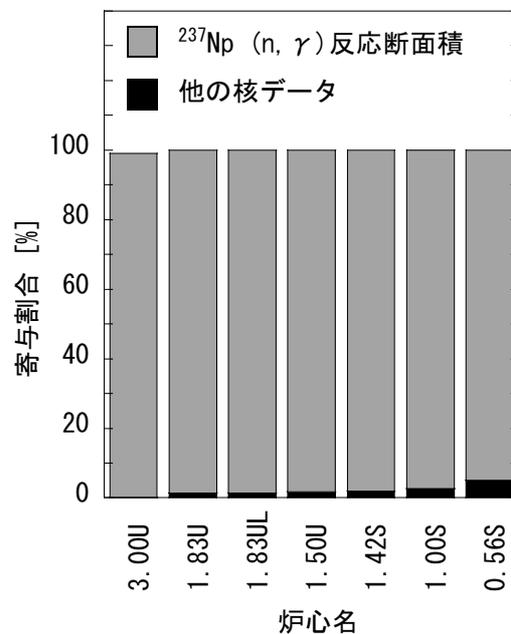


図 5.10 遅発中性子データ以外の核データに起因するサンプル反応度値の分散の内訳

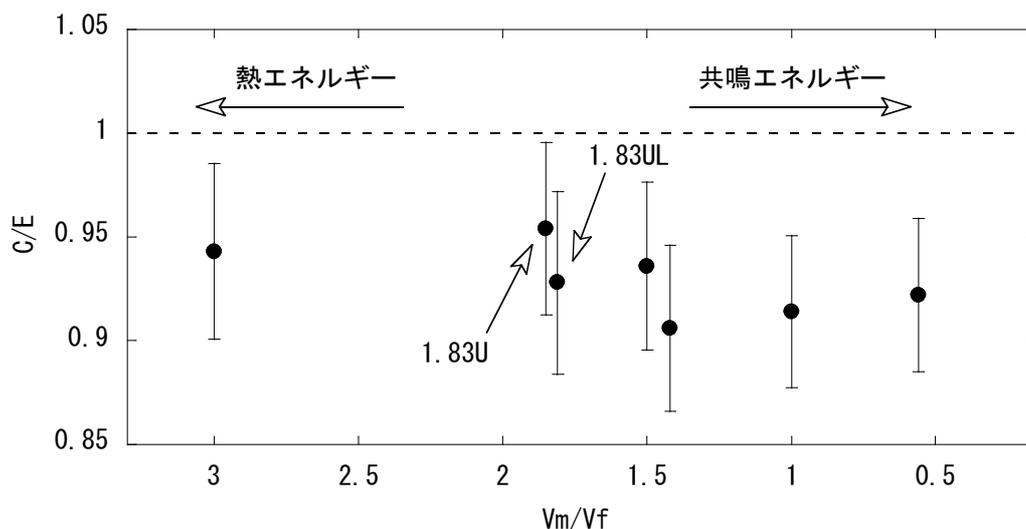


図 5.11 ²³⁷Np サンプル反応度値の解析結果

(不確かさは1 σ レベル、遅発中性子収率の推奨値に基づく β_{eff} を使用)

図 5.11 には、中性子スペクトルインデックスとしての水対燃料体積比 (V_m/V_f) に対して C/E をプロットする。同図と表 5.4 より、中性子スペクトルに対する C/E の顕著な依存性は見られず、計算値は測定値を 5~10% 系統的に過小評価することがわかった。一方で、同表に示す C/E の不確かさは 2σ レベルでは $\pm 8\sim 10\%$ となり、計算値と測定値の相違は、大きくてもこの 2σ レベルの不確かさ程度である。さらに、 ^{237}Np の (n, γ) 反応断面積の寄与が C/E の不確かさの大部分を占めることから、計算結果と測定結果の相違の主たる要因は ^{237}Np の (n, γ) 反応断面積にあると考えられる。従って、熱から共鳴エネルギー領域において、JENDL-3.3 の同核種の (n, γ) 反応断面積は過小評価されており、今後同断面積を見直す必要がある。なお、遅発中性子収率に推奨値を用いた場合と JENDL-3.3 を用いた場合での β_{eff} の相違は前述のように 0.4% に満たない。5~10% に達する測定値と計算値の相違と比べれば、この相違は無視し得る程度の小さなものである。今後、この解析結果を基にして ^{237}Np の (n, γ) 反応断面積に定量的なフィードバックを行うには、それに先立ち、5.2.3 節で論じた感度係数への補正量の評価を行う必要がある。

最後に、遅発中性子収率を替えることによる β_{eff} の相違が ^{237}Np サンプル反応度価値の解析にもたらす影響を表 5.7 に示した。特に、ENDF/B-VI と JEF-2.2 による β_{eff} を用いると、サンプル反応度価値の C/E は 3~4% も悪くなる。この比較からも、サンプル反応度価値の実験解析において、遅発中性子収率とこれに基づく β_{eff} の信頼性が重要となることがわかる。

表 5.7 異なる遅発中性子収率を基にした β_{eff} 間での ^{237}Np サンプル反応度価値の C/E の比較

炉心名	推奨値	JENDL -3.3	JENDL -3.2	ENDF/B -VI	ENDF/B -VII	JEF -2.2	JEFF -3.1
0.56S	0.92	0.92	0.91	0.89	0.93	0.89	0.90
1.00S	0.91	0.91	0.90	0.88	0.92	0.88	0.90
1.42S	0.90	0.91	0.89	0.87	0.91	0.87	0.89
1.50U	0.93	0.94	0.93	0.90	0.94	0.90	0.92
1.83U	0.95	0.95	0.94	0.92	0.96	0.92	0.93
1.83UL	0.93	0.93	0.92	0.89	0.94	0.89	0.91
3.00U	0.94	0.94	0.93	0.90	0.95	0.90	0.92

5.4 まとめ

熱から共鳴エネルギー領域にかけて、 ^{237}Np の (n,γ) 反応断面積を検証するために、JAEA の軽水臨界実験装置 TCA において ^{237}Np サンプルの反応度値を測定し、その解析を行った。燃料棒の間隔を変えることにより、同エネルギー領域にかけて系統的に中性子スペクトルを変化させた 6 種類 7 つのウラン炉心を同装置に構築して測定を行った。

(1) ^{237}Np サンプル反応度値の測定

^{237}Np サンプルを炉心に出し入れすることによる反応度変化を校正された微調整棒の反応度値または水位等価反応度で補償することにより、同サンプルの反応度値を [セント] 単位で測定した。炉心内のある 1 点においてのみ測定を行うのではなく、炉心内の数点で測定を行い、測定値の鉛直方向の分布がコサイン 2 乗関数で表わすことができることを確認して、測定結果の信頼性を高めた。測定値の不確かさは、ほとんどの炉心で $\pm 2\%$ 以下であった。

(2) ^{237}Np サンプル反応度値の測定結果の解析

反応度値の計算は、JENDL-3.3 に基づき連続エネルギーモンテカルロコードを用いて、サンプル周辺の幾何学的な配置を詳細にモデル化して行った。同コードで計算したサンプルが有る場合と無い場合の実効増倍率より反応度値を求めた。

このようにして求めた $[\Delta k/kk']$ 単位の反応度値の計算結果を [セント] 単位の実験結果と比較して ^{237}Np の (n,γ) 断面積を検証するために、第 4 章で評価した遅発中性子収率の推奨値を基にした β_{eff} を用いた。その結果、計算結果 (C) は測定結果 (E) を 5~10% 過小評価し、両者の比 C/E はこれら炉心の中性子スペクトルに顕著には依存しないことがわかった。C/E の不確かさは、測定値の不確かさ、モンテカルロ計算の統計誤差、JENDL-3.3 核データ (遅発中性子データ以外) に起因する反応度値の不確かさ及び β_{eff} の不確かさより評価したところ、いずれの炉心においても、 1σ レベルで $\pm 4\sim 5\%$ となった。その内訳を見ると、 ^{237}Np の (n,γ) 断面積に起因する不確かさが支配的であった。従って、測定結果と計算結果の相違の主たる要因は、 ^{237}Np の (n,γ) 反応断面積にあることがわかった。これより、熱から共鳴エネルギー領域において、JENDL-3.3 の ^{237}Np の (n,γ) 反応断面積は過小評価されており、今後、同断面

積を見直す必要があることを明らかにした。

ところで、熱中性子炉では、均質化された実効微視的断面積の積分量への感度係数が無限希釈断面積のそれと異なる場合があるので、感度解析で本来必要となる無限希釈断面積の感度係数を求めるには、従来の感度解析コードで得られる均質化された実効微視的断面積の感度係数に補正を行う必要があるとの示唆もある。本研究では、この補正までは行うことはできず、従来の感度係数をそのまま用いた。今後、本章で論じた解析結果を基にして ^{237}Np の (n,γ) 反応断面積に定量的なフィードバックを行うには、それに先立ち、このような感度係数への補正量の評価を行う必要がある。

マイナーアクチノイド核種のように多量の物質を用意したり取り扱ったりすることが困難な場合、少量のサンプルを用意できれば、これを臨界実験装置で用いてその反応度値を測定することにより、比較的簡便にサンプル核種の核データに関する積分的な実験データを得ることができる。ただし、このような実験を解析して反応度値の測定結果と計算結果の比較を行うためには、実効遅発中性子割合 β_{eff} 及びこれに用いる遅発中性子データの信頼性が重要な役割を担う。従って、このようなウラン炉心における反応度値の実験に基づいて核データの積分的な検証を行うに当たっては、本研究にて評価した遅発中性子収率の推奨値を利用することが効果的である。

参考文献

- [1] M. Saito, “ Advanced core concepts with enhanced proliferation resistance by transmutation of minor actinides, ” *Proc. GLOBAL2005*, Oct. 9–13, 2005, Tsukuba, Ibaraki, Japan (2005). [CD-ROM]
- [2] T. Mukaiyama, M. Obu, M. Nakano, S. Okajima, T. Koakutsu, “ Actinide integral measurement in FCA Assemblies, ” *Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Basic and Applied Science*, Vol.1, 483 May 13–17, 1985, Santa Fe, New Mexico, USA (1986).
- [3] S.P. Belov, V.G. Dvukhshestnov, V.A. Doulin *et al.*, “ Investigations of MA transmutation problem in bench-mark experiments at BFS facility with neptunium in fuel composition, ” *Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactors (PHYSOR 96)*, Sept. 16–20, 1996, Mito, Japan (1996).
- [4] R.G. Sanchez, D.J. Loaiza, R.H. Kimpland *et al.*, “ Criticality of a ^{237}Np sphere, ” *Proc. 7th Int. Conf. on Nuclear Criticality Safety (ICNC2003)*, Oct. 20–24, 2003, Tokai, Ibaraki, Japan (2003). [CD-ROM]
- [5] P. Humbert, B. Méchitoua, “ Numerical simulation of CALIBAN reactivity perturbation experiments using neptunium-237 samples, ” *Proc. 7th Int. Conf. on Nuclear Criticality Safety (ICNC2003)*, Oct. 20–24, 2003, Tokai, Ibaraki, Japan (2003). [CD-ROM]
- [6] J.P. Hudelot, R. Klann, P. Fougéras *et al.*, “ OSMOSE : An experimental program for the qualification of integral cross sections of actinides, ” *Proc. PHYSOR-2006*, Apr. 25–29, 2004, Chicago, Illinois, USA (2004). [CD-ROM]
- [7] 中島 健 , 臨界実験装置による軽水減速燃料格子の核特性研究 , 学位論文, 北海道大学 (1998).
- [8] Y. Miyoshi, T. Arakawa, “ Critical arrays of low-enriched UO_2 fuel rods with water-to-fuel volume ratios ranging from 1.5 to 3.0 LEU-COMP-THERM-006, ” *International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments ICSBEP*,

September 2007 Edition, NEA/NSC/DOC(95)03, Nuclear Energy Agency, OECD (2007). [CD-ROM]

- [9] Y. Shimazu, Y. Nakano, Y. Tahara, T. Okayama, “ Development of a compact digital reactivity meter and a reactor physics data processor, ” *Nucl. Technol.*, **77**, 247 (1987).
- [10] G. R. Keepin, *Physics of Nuclear Reactor*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Massachusetts, 90 (1965).
- [11] T. Suzaki, K. Sakurai, K. Nakajima, C. Horiki, “ Precise determination of β_{eff} for water-moderated U and Pu cores by a Method using buckling coefficient of reactivity, ” *Proc. 6th Int. Conf. in Nuclear Criticality Safety (ICNC'99)*, Sept. 20–24, 1999, 386Versaille, France (1999).
- [12] T. Suzaki, S. Fujisaki, K. Murakami, M. Kurosawa, Y. Hoshi, “ Small reactivity measurement at TCA, ” JAERI-Review 2003-023, 88Japan Atomic Energy Research Institute (2003).
- [13] T. Yamamoto, *Computational Study on the Buckling-Reactivity Conversion Factor in Light Water Moderated UO_2 Core*, JAERI-M 93-170, Japan Atomic Energy Research Institute (1993).
- [14] 須崎 武則 , 村上 清信 , 頼経 勉 , 大内 忠 , 京谷 正彦 , “ 臨界水位法による短尺サンプルワースの測定 , ” 日本原子力学会 2005 年春の年会 予稿集 G1 , 東海大学 , (2005).
- [15] Y. Nagaya, K. Okumura, T. Mori, M. Nakagawa, *MVP/GMVP II: General Purpose Monte Carlo Codes for Neutron and Photon Transport Calculations based on Continuous Energy and Multigroup Methods*, JAERI 1348, Japan Atomic Energy Research Institute (2005).
- [16] K. Shibata, T. Kawano, T. Nakagawa, O. Iwamoto, J. Katakura *et al.*, “ Japanese evaluated nuclear data library version 3 revision-3: JENDL-3.3, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **39** 1125 (2002).

- [17] R. E. MacFarlane, D. W. Muir, *The NJOY Nuclear Data Processing System Version 91*, LA-12740-M, Los Alamos National Laboratory (1994).
- [18] K. Okumura, T. Kugo, K. Kaneko, K. Tsuchihashi, *SRAC2006: A Comprehensive Neutronics Calculation Code System*, JAEA-Data/Code 2007-004, Japan Atomic Energy Agency (2007).
- [19] R.E. Alcouffe, R.S. Baker, F.W. Brinkley *et al.*, *DANTSYS: A Diffusion Accelerated Neutral Particle Transport Code System*, LA-12969M, Los Alamos National Laboratory (1995).
- [20] S. Iijima, S. Okajima, *Multi-group Diffusion Perturbation Calculation Code PERKY (2002)*, JAERI-Data/Code 2002-023, Japan Atomic Energy Research Institute (2002). [in Japanese]
- [21] A. Hara, T. Takeda, Y. Kikuchi, *SAGEP: Two-Dimensional Sensitivity Analysis Code Based on Generalized Perturbation Theory*, JAERI-M 84-027, Japan Atomic Energy Research Institute (1984). [in Japanese]
- [22] (例えば) T. Sano, T. Takeda, M. Yamasaki, “ A new uncertainty reduction method for fuel fabrication process with erbia-bearing fuel, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **46** 236 (2009).
- [23] 臨界実験の実機適用性評価手法の開発, 日本原子力研究所への平成 15 年度受託研究成果報告書, 大阪大学大学院工学研究科 (2004).
- [24] T. Nakagawa, “ Estimation of covariance matrices for nuclear data of ^{237}Np , ^{241}Am and ^{243}Am , ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **42** 984 (2005).
- [25] G. Chiba, *ERRORJ: A Code to Process Neutron-nuclide Reaction Cross Section Covariance, Version 2.3*, JAEA-Data/Code 2007-007, Japan Atomic Energy Agency (2007).
- [26] 小嶋 健介, 奥村 啓介, 久語 輝彦, 岡嶋 成晃, “ 軽水炉 MOX 炉心の臨界量経時変化に対する核データ起因誤差評価, ” 日本原子力学会 2008 年春の年会 予稿集 L03, 大阪大学 (2008).

第6章 結論

実効遅発中性子割合 β_{eff} は，原子炉内の中性子数の時間変化を記述する動特性方程式における重要なパラメータとして，また制御棒価値等の反応度に関する計算値を測定値と比較する際の単位変換係数として重要な役割を持ち，その予測精度は， β_{eff} の計算に用いる遅発中性子収率の評価値の精度に支配される。これまでの微分的な測定結果のみを基にした同収率の評価値には主要な核データファイル間で大きな相違があり，同収率の評価値を替えると β_{eff} も大きく変動してしまう。

そこで，臨界実験装置 FCA と MASURCA で β_{eff} を測定し，6ヶ国7機関の測定結果も取り入れて β_{eff} 推奨値を求めて，さらに，これに基づいて主要3核種である ^{235}U ， ^{238}U ， ^{239}Pu の遅発中性子収率の精度向上を図るために，

- (1) β_{eff} の測定と β_{eff} 推奨値の評価
 - (2) β_{eff} 推奨値を用いた遅発中性子収率の改良
- に関する研究を実施した。

さらに，提唱する遅発中性子収率の推奨値に基づく β_{eff} 値を利用して，マイナーアクチノイド核種として重要な ^{237}Np の熱から共鳴エネルギー領域における (n, γ) 反応断面積の積分的な検証を行うために，

- (3) ^{237}Np サンプルの反応度価値の測定と β_{eff} を用いた実験解析
- に関する研究を実施した。

以下に，これら3つの研究を達成するために行った研究内容の概要と主要な成果及び今後の展望を各章毎のまとめの形で記述して本研究の総括とする。

第2章では， β_{eff} の重要性と遅発中性子収率の評価の現状について解説した。原子炉の一点炉動特性方程式を示し，そのパラメータである β_{eff} が中性子数の時間変化の解析において，また反応度の単位変換係数として重要な役割を持つこと，さらに，我国，米国，欧州の主要な評価済核データファイル間では， ^{235}U と ^{239}Pu では4%， ^{238}U では9%に達する遅発中性子収率の相違があり，これら収率の評価値を替えると β_{eff}

やそれを用いる原子炉の動特性解析へ大きなインパクトがあることを論じた。

第3章では、本研究で主として用いた高速炉臨界実験装置 FCA の概要と特徴を解説した。この装置に構築した β_{eff} ベンチマーク実験炉心の特徴、 β_{eff} の測定及び β_{eff} 推奨値の導出について論じた。

主要3核種の遅発中性子収率の評価への有効利用をねらって、 β_{eff} への核種別寄与割合が系統的に異なるように燃料組成を変えた3つの炉心を FCA に設計・構築し、第2期の β_{eff} ベンチマーク実験に用いた。様々な種類の燃料を保有しているという FCA の特徴を生かすことにより、MASURCA における第1期の β_{eff} ベンチマーク実験炉心と相補的な燃料組成であることを超えて、より広範囲な燃料組成の炉心を FCA に構築することに成功した。特に、FCA XIX-3 炉心は、実質的にプルトニウム燃料のみからなるという、臨界実験史上、希少な炉心構成を実現することができた。

次に、筆者は β_{eff} の測定に ^{252}Cf 中性子源法と共分散対平均法の2つの手法を採用した。前者では、 ^{252}Cf 中性子源の見かけの反応度値を測定するための簡便な手法を新たに考案した。後者では、従来の分散対平均法に改良を加えた共分散対平均法を考案し、自発核分裂中性子発生数が増えるプルトニウム炉心においても、従来法のように中性子検出器の不感時間による制限を受けずに、 β_{eff} の測定を可能とした。さらに、これら2つの手法では、 β_{eff} を求めるための実験式が一点炉動特性方程式を基にして導出できることを明確にした。

これら2つの測定手法に加えてベンチマーク実験に参加した多くの機関の β_{eff} 測定手法では、炉心中心での核分裂率が共通に必要となる。このように核分裂率は重要な測定量であることから、 β_{eff} の測定に先立って、核分裂率測定のための箔放射化法の適用性を京都大学研究炉 KUR の重水設備に構成された標準熱中性子場を利用して検証した。これより、同法が核分裂率の絶対値の測定に適用できることを明らかにした。

^{252}Cf 中性子源法では、FCA と MASURCA の5つの炉心において測定を行い、 $\pm 2\sim 3\%$ の不確かさで β_{eff} を求めた。共分散対平均法では、FCA の2つの炉心において測定を行うことができ、 $\pm 2\%$ の不確かさで β_{eff} を求めた。これら2つの炉心では、両測定法による β_{eff} は1.5%以内で一致した。

このようにして、FCA と MASURCA における5つの β_{eff} ベンチマーク実験炉心に

において、筆者による β_{eff} 測定結果に加えて、他の実験参加機関が実施した種々の測定手法の結果も用いて β_{eff} の推奨値を導出した。いずれの測定手法も複数のパラメータを組み合わせると β_{eff} を得る間接測定であることに加えて、いくつかの測定手法間で共通に用いられるパラメータがあることから、各測定手法は完全に独立ではなく、手法間に相関が発生する。このような相関、すなわち、測定値間の共分散行列を計算する手法を新たに考案した。この共分散行列を用いて、 β_{eff} の平均値とその不確かさを評価した。

このようにして、遅発中性子収率の評価に用いることができる信頼性が高い β_{eff} の推奨値とその精度を導出した。ここで用いた実験データ間の相関を考慮する手法は、今後、各種の炉物理実験データベース構築においての実験値の不確かさの評価等、適用範囲の広いものである。また、実質的に「ウランフリー」な FCA XIX-3 炉心の臨界量や核分裂率の積分データは、遅発中性子収率以外にも ^{239}Pu の核反応データを検証すること等に、今後の活用が期待できる。

第 4 章では、既存の遅発中性子収率の評価値を用いた β_{eff} の実験解析と炉定数調整法を適用することによる主要 3 核種の遅発中性子収率の改良と精度向上について論じた。FCA と MASURCA の 5 つの高速炉における β_{eff} の推奨値に加えて、Nakajima による TCA におけるウラン燃料の熱中性子炉の β_{eff} 実験の解析結果も補正を加えて用いた。これは、高速炉だけでなく熱中性子炉における β_{eff} も利用すれば、入射中性子エネルギー依存性も考慮に入れた遅発中性子収率の改良・評価の信頼性が高まる。このため、最新の知見を反映させて再評価された上記の TCA のウラン炉心における β_{eff} の実験結果も利用したのである。プルトニウム燃料を装荷した熱中性子炉における β_{eff} に関しては、残念ながら、本研究に利用可能な実験結果は無かった。

実験解析では、JENDL, ENDF, JEFF といった世界の主要な評価済み核データファイル間で遅発中性子収率やその他の炉定数を順次替えて β_{eff} を計算した。その結果、遅発中性子収率を替えると、核データファイル間での同収率の相違を反映して β_{eff} は最大で 4% も変動し、その他の炉定数を替えることよりも β_{eff} へのインパクトが大きなことを具体的に示した。これより、 β_{eff} の解析結果の情報も取り入れて同収率の改良・評価を行うことが効果的であることを論じた。さらに、炉定数調整法では、あらかじめ、遅発中性子収率やその他の炉定数の共分散を伝播させて β_{eff} 計算値の共

分散を求めておくことが必要となる。その妥当性を確認する時の目安とするために、このような β_{eff} 計算値の変動より標準偏差を求めた。

遅発中性子収率の改良では、既存の炉定数調整法を基にして、JENDL-3.2 ファイルに格納された各エネルギー点での同収率に直接、調整を加えることができる手法を開発した。この手法で必要となる感度係数を同ファイル中の遅発中性子収率のエネルギー依存性を基にして計算する手法を新たに考案した。その結果、 ^{235}U と ^{239}Pu に関しては、熱中性子炉のみならず高速炉においても、同ファイル中の熱エネルギー点における同収率が β_{eff} へ大きな感度係数を持つことと、 ^{238}U に関しては、大部分の核分裂が発生する 3.5[MeV] 以下のエネルギー点で感度係数が大きくなることを明らかにした。すなわち、これらエネルギー点における遅発中性子収率が β_{eff} の計算において重要となる。

感度係数とともに本手法で必要となる β_{eff} の計算値の共分散のうち、核データの不確かさに起因するものは、遅発中性子収率やその他の炉定数の共分散を伝播させて計算した。この共分散とその内訳を不確かさの形として、前述の標準偏差と比較した。その結果、共分散の伝播で求めた不確かさは、この標準偏差以上であり、共分散に基づく不確かさの評価は適切であることを示した。これに加えて、計算手法に起因する β_{eff} の計算値の共分散も評価した。これらより、 β_{eff} 計算値の分散の総和には、主要 3 核種の遅発中性子収率に起因する分散の寄与が支配的であることを示した。従って、 β_{eff} の予測精度向上のためには、他の炉定数よりも、主要 3 核種の遅発中性子収率を調整することが効果的であることを共分散を用いても明らかにした。

JENDL-3.2 の遅発中性子収率に炉定数調整法を適用した結果、 ^{238}U では、その大部分の核分裂が発生する 3.5[MeV] 以下で同収率は一様に約 2% 小さくなり 0.0471 となった。同収率の評価を行っていた時点で、このエネルギー以下でのこの核種の既存の同収率の値は 0.0481 と 0.044 の 2 つのグループに分かれていたが、これらの平均値に近づく上記の評価結果を得た。 ^{239}Pu では、感度係数が大きな熱エネルギー点で、遅発中性子収率は調整により約 3% 大きくなり 0.00640 となった。 ^{235}U では、この熱エネルギー点においても、同収率は調整により約 0.6% 小さくなったに過ぎない。このエネルギー点における調整後の同収率は 0.01591 である。これら感度係数が大きなエネルギー点では、調整後の遅発中性子収率の不確かさは調整前と比べておおよそ半減した。これに加えて、調整により異なる核種間で同収率に負の相関が生じたことに

より、調整後の同収率を用いると β_{eff} 計算値の不確かさは調整前の同収率を用いた場合と比べて低減し、目標とする $\pm 3\%$ 以内に収めることができた。

さらに、多くの炉心で、調整後の遅発中性子収率を用いると β_{eff} の C/E は改善された。既存の核データファイル間で同収率の評価値を替えると、 β_{eff} の計算値は実験値を 6% も過大評価したり 4% も過小評価する場合があったが、調整後の同収率を用いれば、いずれの炉心においても計算値は実験値に 2% 以内で良く一致した。

このようにして主要 3 核種の遅発中性子収率を改良してその推奨値を得ることができた。今後、 β_{eff} の計算においてこれらを利用することにより、第 1 章でも述べたように、制御棒価値等の反応度に関する計算結果の不確かさを低減することができる。

^{235}U と ^{238}U に関しては、 β_{eff} の計算に重要なエネルギー領域において、本研究の推奨値は微分データのみを基にする JENDL-3.3 評価への指標となった。 ^{239}Pu に関しては、今後さらなる検討が必要である。微分データの側からは、JENDL を改訂するような新たな遅発中性子収率の取得等が期待される。積分データの側からも、本研究における熱中性子エネルギーでの同収率の評価結果を確認するために、プルトニウム燃料を装荷した熱中性子炉における β_{eff} 測定が必要となる。

さらに、本研究では、決定論に基づく輸送計算コードを用いて β_{eff} の計算を行ったが、最近になって、決定論よりも計算手法の近似がより少ない連続エネルギーモンテカルロ法による β_{eff} の計算手法も開発されつつある。このモンテカルロ法で、決定論手法による β_{eff} の計算手法の不確かさを確認することも今後の課題となる。そのためには、モンテカルロ法による β_{eff} の計算手法の確立を待たなければならない。

第 5 章では、遅発中性子収率の推奨値に基づく β_{eff} を有効利用することにより、マイナーアクチノイド核種として重要な ^{237}Np のサンプル反応度価値の測定とその解析に基づく同核種の核データの検証について論じた。

燃料棒の間隔を変えることにより、熱から共鳴エネルギー領域にかけて系統的に中性子スペクトルを変化させた 6 種類の軽水減速ウラン炉心を TCA に構築して ^{237}Np サンプルの反応度価値を測定した。 ^{237}Np サンプルを炉心に出し入れすることによる反応度変化として、同サンプルの反応度価値を [セント] 単位で測定した。測定値の不確かさはほとんどの炉心で $\pm 2\%$ 以内であった。

反応度価値の計算は、JENDL-3.3 に基づき連続エネルギーモンテカルロコードを用

いて、サンプル周辺の幾何学的な配置を詳細にモデル化して行った。同コードで計算したサンプルが有る場合と無い場合の実効増倍率より反応度価値を求めた。このようにして求めた $[\Delta k/k']$ 単位の反応度価値の計算結果を [セント] 単位の実験結果と比較して ^{237}Np の核データを検証するために、遅発中性子収率の推奨値による β_{eff} を用いた。その結果、計算結果 (C) は測定結果 (E) を 5~10% 過小評価し、両者の比である C/E はこれら炉心の中性子スペクトルに顕著には依存しないことがわかった。

これに加えて、サンプル反応度価値の感度解析も行い、 ^{237}Np 等の種々の核データに起因する同反応度価値の不確かさを評価した。これに、測定値、計算手法及び β_{eff} の不確かさの情報を併せて、同反応度価値の C と E の相違を分析した。その結果、C/E の不確かさには ^{237}Np の (n, γ) 反応断面積が大部分の寄与を占めることから、C と E の相違の主たる要因は同断面積にあると判断した。これより、熱から共鳴エネルギー領域において、JENDL-3.3 の ^{237}Np の (n, γ) 反応断面積は過小評価されており、今後、同断面積を見直す必要があることを明らかにするとともに、世界的に見ても希少価値の有る系統的な ^{237}Np の積分データを取得した。

ところで、熱中性子炉では、均質化された実効微視的断面積の積分量への感度係数が無限希釈断面積のそれと異なる場合があるので、感度解析で本来必要となる無限希釈断面積の感度係数を求めるには、従来の感度解析コードで得られる均質化された実効微視的断面積の感度係数に補正を行う必要があるとの示唆もある。本研究では、この補正まで行うことはできず、従来の感度係数をそのまま用いた。このような感度係数への補正量の評価は今後の課題とする。さらに、これらを基にした ^{237}Np の (n, γ) 反応断面積への定量的なフィードバックも今後の課題とする。

ここで得た実験データは、今後、JENDL のみならず、各国の評価済み核データファイルにおける ^{237}Np の (n, γ) 反応断面積の積分的な検証への有効利用も期待できる。マイナーアクチノイド核種のように多量の物質を用意したり取り扱ったりすることが困難な場合、少量のサンプルを用意できれば、これを臨界実験装置で用いてその反応度価値を測定することにより、比較的簡便にサンプル核種の核データに関する積分的な実験データを得ることができる。ただし、このような実験を解析して反応度価値の測定結果と計算結果の比較を行うためには、 β_{eff} 及びこれに用いる遅発中性子データの信頼性が重要な役割を担う。従って、このような場合にも本研究で評価した遅発中性子収率の推奨値を利用することが効果的である。

謝辞

本論文をまとめるに当たっては，国立大学法人名古屋大学大学院工学研究科マテリアル理工学専攻の山根義宏教授及び山本章夫准教授から，全般にわたり多くのご助言，ご指導と励ましを賜りました。同専攻の瓜谷章教授，杉山貴彦准教授，渡辺賢一准教授及び学校法人近畿大学原子力研究所の橋本憲吾教授には，本論文に対して貴重なご指摘とご助言をいただきました。

本研究は，主に，独立行政法人日本原子力研究開発機構（以下，原子力機構）東海研究開発センター原子力科学研究所に設置されている高速炉臨界実験装置 FCA と軽水臨界実験装置 TCA，フランス原子力庁カダラッシュ研究センターの高速炉臨界実験装置 MASURCA において，1993 年から 2008 年にかけて，世紀を越えて実施した実験研究の成果をまとめたものであります。

これらの実験では，筆者が所属していた旧日本原子力研究所（以下，原研）の高速炉物理研究室，炉物理研究グループ及び現在所属している原子力機構の核設計技術開発グループ及び関連課室の皆様から多くのご協力，ご支援及びご指導をいただきました。岡嶋成晃氏（現，原子力機構原子力基礎工学研究部門核工学炉工学ユニット長）には，臨界実験における豊富な経験を基に，FCA における β_{eff} ベンチマーク実験の立ち上げや，諸外国の研究機関との研究協力の手続きから始まり，実験やその解析においては共同研究者として，さらに，論文執筆においても多方面にわたるご指導や励ましを賜りました。旧高速炉物理研究室の室長を務められた吉田弘幸，中野正文，向山武彦の各氏，旧炉物理研究グループのリーダーを務められた大杉俊隆氏，核設計技術開発グループのリーダーを務められた森貴正氏には，研究の機会を与您いただき，とともに，多くのご指導と励ましをいただきました。特に，向山武彦氏には，筆者がカダラッシュ研究所の MASURCA で実験を行う機会を与您いただき，FCA における β_{eff} ベンチマーク実験の立ち上げにおいても，尽力を賜りました。森貴正氏（現，原子力機構原子力基礎工学研究部門研究主席）には，核設計技術開発グループに所属されていた須崎武則氏と共に，筆者が TCA において ^{237}Np サンプル反応度価値の実

験を行う機会を与えていただき、共同研究者としても、論文執筆においても多くのご指導を賜りました。旧炉物理研究グループに所属されていた根本龍男氏（現、株式会社コンピュータ総合研究所）は、筆者に核分裂率測定を指導していただき、また、京都大学研究炉 KUR や MASURCA での実験においても共同研究者として多大な協力をいただきました。原子力機構原子力科学研究所安全試験施設管理部臨界技術 2 課の袖山博志氏には、FCA 実験における β_{eff} 測定において、共同実験者として惜しみない協力をいただきました。旧炉物理研究グループに所属されていた飯島進氏、大井川宏之氏（現、原子力機構経営企画部）や現在の核設計技術開発グループに所属されている安藤真樹氏には、FCA での実験において多くのご協力を賜り、また、炉心の構築では、筆者と共に汗を流していただきました。旧原研の炉工学施設管理室に所属されていた黒沢一男氏には、実験に必要な装置を製作していただく等、快く種々のご協力をいただきました。

遅発中性子収率の改良・評価は、当時、日本原子力学会のシグマ研究委員会の下に設けられた遅発中性子データワーキンググループの活動としても実施したものであり、同ワーキンググループの主査を務められていた学校法人東京都市大学工学部原子力安全工学科の吉田正教授をはじめとする同ワーキンググループのメンバーの皆様からも有益な助言をいただきました。

TCA での ^{237}Np サンプル反応度価値の測定結果の解析においては、核設計技術開発グループ所属の奥村啓介、久語輝彦、千葉豪、小嶋健介の各氏より、計算コードの利用に関して種々のご支援をいただきました。

以上の方々に、深く謝意を表わします。

2010 年 1 月

櫻井 健

付録A 高速炉臨界実験装置 MASURCAにおける β_{eff} の ベンチマーク実験炉心の概要

A.1 MASURCAの概要

MASURCAは、フランスにおける高速炉の原子炉物理の実験的研究を目的として、フランス南部のCEA傘下カダラッシュ研究所に設置された装置である。1966年の初臨界達成以来、MASURCAは、フランスの高速原型炉フェニックス及び高速実証炉スーパーフェニックスの設計に必要なデータを提供して来た。その後、革新的な原子炉の概念設計に必要な核特性の検証を目的として、炉心内部にブランケット領域を持つ径方向非均質高速炉、核兵器解体に伴い発生する余剰プルトニウムを燃焼するための炉心や加速器駆動炉の模擬実験を実施して来た。

MASURCAでは、主にピン状(円筒形状または直方体形状)の燃料要素や模擬物質を用いて炉心を構成する。これら燃料要素は、長さ約3mの中空の管に装填される。この管の断面は、一辺の長さが101.6mm(4インチ)の正方形である。これら燃料要素が装填された管を垂直方向に立てて、架台に装荷していくことにより、炉心を構成する。

ピン状燃料要素等を用いることから、板状燃料要素等を用いるFCAよりも、実機の燃料集合体に近い構造を模擬することができる。しかし、MASURCAで保有する燃料要素の種類は少ないことから、同装置で模擬できる炉心の燃料組成の範囲は、種々の組成の板状燃料要素を保有するFCAに比べて狭いものとなる。

A.2 β_{eff} のベンチマーク実験炉心の概要

MASURCAにおいては、 ^{235}U 濃縮度が30%の濃縮ウラン燃料ピンを用いるウラン炉心とプルトニウム富化度が25%の混合酸化物(MOX)燃料を模擬した2つの炉心が

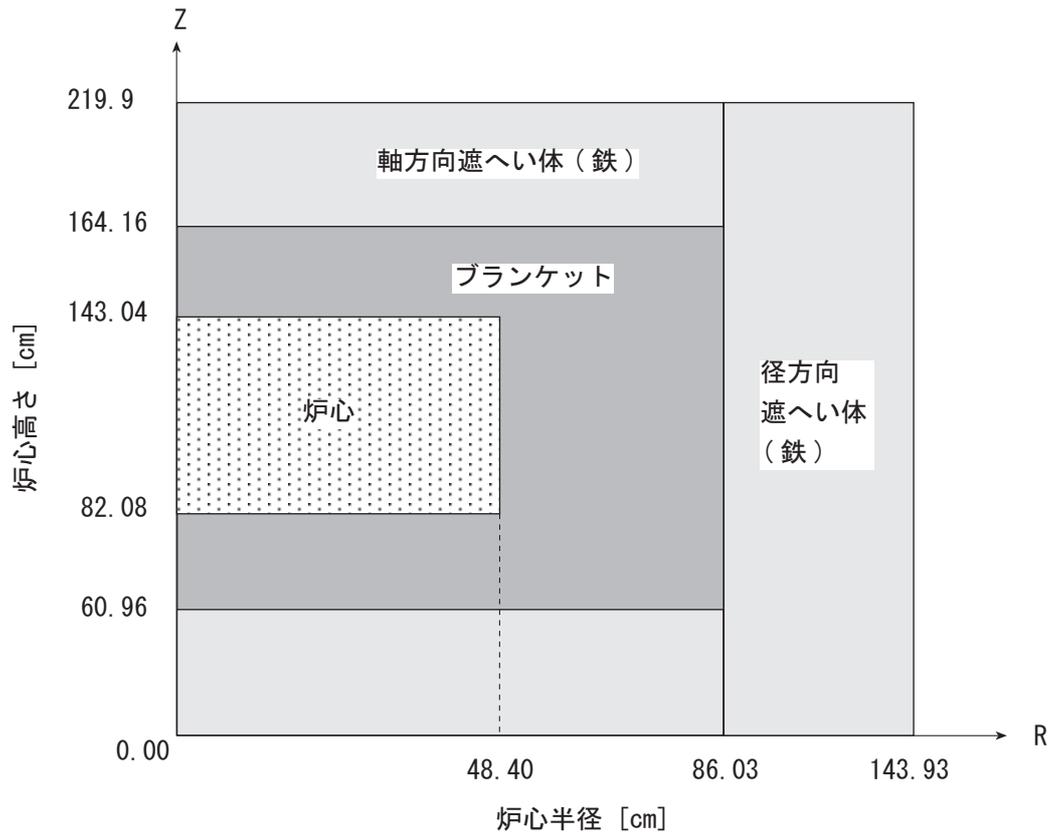


図 A.1 MASURCA R2 炉心断面図

構築されて、 β_{eff} のベンチマーク実験が実施された^[1]。これら炉心は単純な組成であり、かつ、炉心とブランケット2領域からなる単純な構成の炉心である。その主要な特徴は、既に、第3章及び4章にて述べた。MASURCA 炉心の円筒モデルと炉心を構成する燃料セルの断面図を図 A.1~A.3 に示す。ZONA2 炉心では、組成が若干異なる2種類の MOX 燃料ピン (PIT 及び POA) を用いていることから、炉心領域がこれら燃料ピンに対応する2つの領域に分かれた構成となっている。炉心各領域の均質原子数密度を表 A.1 に示す。

参考文献

- [1] P. Bertrand, J. Pierre, M. Martini, S. Belov, V. Doulin *et al.*, “BERNICE - Interlaboratory comparison of β_{eff} measurement techniques at MASURCA,” *Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactors, PHYSOR 96*, Mito, Japan, Sep. 16-20, 1996, Vol. 2, E-190(1996).

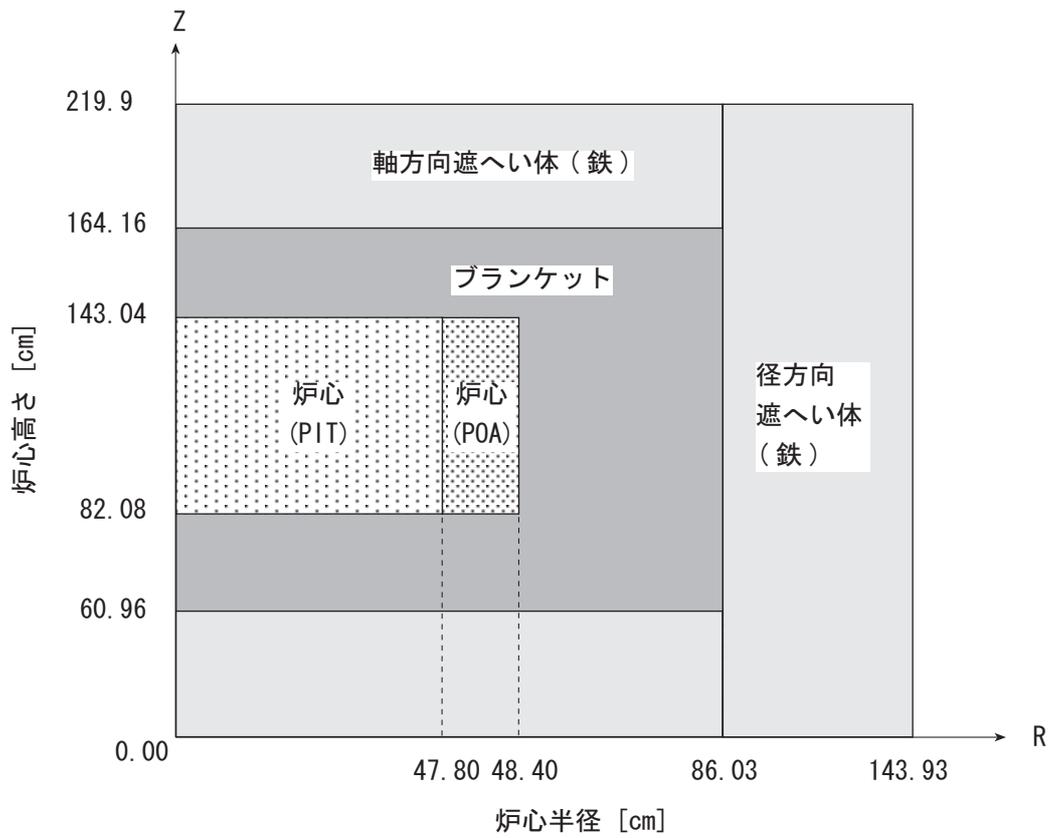


図 A.2 MASURCA ZONA2 炉心断面図

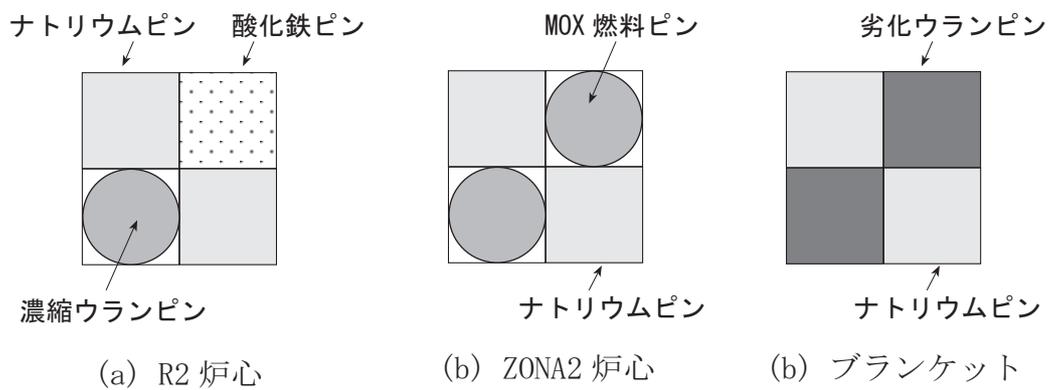


図 A.3 MASURCA 炉心の燃料セル

表 A.1 MASURCA 炉心の各領域の均質原子数密度

	R2 炉心	ZONA2 炉心		ブラン ケット	軸方向 遮へい体	径方向 遮へい体
		PIT	POA			
H	6.3362E-6 ^{a)}	1.2446E-6	1.2446E-6	—	—	—
B	—	—	—	—	—	1.7500E-5
C	2.3278E-5	2.9131E-5	3.7109E-5	2.9248E-5	—	3.1555E-3
N-14	—	—	—	7.4800E-6	—	—
N-15	—	—	—	2.7779E-8	—	—
O	1.1921E-2	1.4332E-2	1.4479E-2	1.8538E-2	—	—
Na	8.8445E-3	8.8396E-3	8.8405E-3	9.3292E-3	—	—
Al	7.6723E-6	4.6163E-7	2.9724E-6	9.6770E-7	—	—
Si	—	—	1.1634E-4	1.0781E-4	—	—
Ca	—	—	—	1.2494E-6	—	—
Ti	2.0876E-6	—	—	1.0778E-6	—	—
Cr	2.3405E-3	1.5234E-3	1.5058E-3	1.4646E-3	1.1001E-2	3.9053E-5
Mn	9.9765E-5	1.3966E-4	1.3100E-4	1.2617E-4	—	5.9500E-4
Fe	1.0205E-2	6.5674E-3	6.5732E-3	6.3881E-3	4.8408E-2	6.9781E-2
Ni	1.0670E-3	5.7734E-4	5.6061E-4	5.4340E-4	4.0900E-3	4.1591E-4
Cu	3.7319E-6	3.8714E-6	4.1483E-6	4.6307E-6	—	—
Zr	4.3272E-7	—	—	5.4896E-7	—	—
Mo	1.6561E-5	1.6358E-5	1.6933E-5	1.6747E-5	—	—
U-235	2.5147E-3	1.7403E-5	1.6586E-5	3.9297E-5	—	—
U-238	5.7935E-3	5.2176E-3	5.4905E-3	9.2298E-3	—	—
Pu-239	—	1.5169E-3	1.6687E-3	—	—	—
Pu-240	—	3.6781E-4	1.4504E-4	—	—	—
Pu-241	—	3.3870E-5	4.9534E-6	—	—	—
Pu-242	—	1.3216E-5	6.9329E-7	—	—	—
Am-241	—	5.2590E-5	5.0445E-6	—	—	—

a) 6.3362×10^{-6} の意，単位は $[10^{24} \text{ cm}^{-3}]$

付録B 実効遅発中性子割合 β_{eff} の測定手法

B.1 Rossi- α 法

即発中性子寿命が短い高速炉では、主として中性子源から発生する中性子を起源とする個々の中性子の連鎖の様子を分離して中性子検出器により観測することができる。このような場合に、検出器のカウントの時間分布をあるカウントを基準にして測定することにより、連鎖の平均の減衰定数やその他の原子炉物理量を求める方法が、Rossi- α 法である。Rossi により本測定法の可能性が最初に示唆されたためこの名称で呼ばれるようになり、Orndoff が最初の測定を行った。^[1] 即発中性子寿命が長い熱中性子炉においても、原子炉出力を低くすればこの手法が適用可能となる。ただし、高速炉であっても、プルトニウム燃料を装荷した炉心のように中性子源が極めて強い場合には、中性子の連鎖が重なりあってしまい、この手法は適用困難となる。

Rossi- α 法の実験式は、中性子検出器に 1 カウント (基準カウント) あった時、これより時間 t の後に、この検出器にもう 1 つのカウントが発生する確率 $P(t)dt$ である。これは、第 3 章において論じた複合検出確率 (3.3.44) 式より導くことができ、

$$P(t) dt = \varepsilon F dt + \varepsilon \left(\frac{1 - \beta_{eff}}{\Lambda} \right)^2 \frac{1}{-2\alpha} D_\nu D_s e^{\alpha t} dt \quad (\text{B.1.1})$$

のように、非相関項と相関項からなる。ただし、ここでは 1 本の検出器を用いるものとしてその検出効率を ε とした。さらに、(3.3.44) 式の $\sum_m F^m$ (炉心内での全核分裂率) の代わりに F と表記した。同式の $t_2 - t_1$ は t とした。この式からわかるように、基準カウント発生後にこれと相関の有るカウントの発生確率は指数関数に従い減少して行き、相関項が無くなった後には、時間には依存しない非相関項のカウントのみが残る。

高速炉臨界実験装置 BFS を保有するロシアの Institute of Physics and Power Engineering の Doulin 等は、この Rossi- α 法を以下のように β_{eff} 測定に適用した。^[2] 実験では、マルチチャンネルスケーラー等を用いて、基準カウント後のカウントの発生時

間の分布を測定する。このような測定を多数回繰り返すことにより，測定の統計精度を上げて行く。この時間分布の相関部分のカウントの総数 S と非相関部分の 1 チャンネル当りのカウント数の平均 N を求める。

実験式 (B.1.1) で，相関項を時間 t について 0 から ∞ まで積分したものが S に相当する。さらに，1 チャンネル当りの時間幅を τ とすると，検出効率 ε が計数率である N/τ と F との比で表されることや $\alpha = (\rho - \beta_{eff})/\Lambda$ であることも取り入れて S を変形して行くと，

$$S = \frac{N/\tau}{F} \left(\frac{1 - \beta_{eff}}{\beta_{eff}} \right)^2 \frac{1}{2(\rho_s - 1)^2} D_\nu D_s \quad (\text{B.1.2})$$

となる。ただし， $\rho_s = \rho/\beta_{eff}$ であり，Rossi- α 法による測定は，通常は未臨界状態で行われることから， $\rho_s < 0$ である。さらに，第 3 章で論じたように， F を $F = F_{center} F_r$ として求めれば， β_{eff} は，

$$\beta_{eff} = \frac{1}{1 + (1 - \rho_s) \sqrt{\frac{2 F_{center} F_r}{D_\nu D_s} S_N \tau}} \quad (\text{B.1.3})$$

から求めることができる。ここで， $S_N = S/N$ と表記した。

B.2 Nelson 数法

Los Alamos 国立研究所の Spriggs は，Doulin 等とは異なるアプローチで以下のように Rossi- α 法を β_{eff} 測定に適用した。^[3] Rossi- α の実験式 (B.1.1) を

$$P(t) dt = C dt + A e^{\alpha t} dt \quad (\text{B.2.1})$$

と表す。ただし，非相関項と相関項の係数である C と A は，

$$C = \varepsilon F \quad (\text{B.2.2})$$

$$A = \varepsilon \left(\frac{1 - \beta_{eff}}{\Lambda} \right)^2 \frac{1}{-2\alpha} D_\nu D_s \quad (\text{B.2.3})$$

である。

浅い未臨界で原子炉を定常状態に保ち測定を行うことを想定する。この場合，臨界時と比べて中性子束の空間分布やエネルギー分布は変わらずに，一様にその大きさのみ変わり， A_ρ 倍になるとすれば，

$$F = \int d\mathbf{r} \int dE A_\rho \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E) \quad (\text{B.2.4})$$

となる。ただし， $\phi_0(\mathbf{r}, E)$ は臨界時の中性子束である。さらに，第2章で論じた一点炉動特性方程式において時間微分の項を0と置き変形していくと，3.3節の(3.3.6)式である

$$-\rho = \frac{\Lambda Q}{N_\rho} = \frac{Q}{A_\rho D_p} = \frac{1}{A_\rho D_p} \int dV \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) q(\mathbf{r}, E) \quad (\text{B.2.5})$$

を得ることができ，これより，

$$A_\rho = \frac{1}{(-\rho) D_p} \int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) q(\mathbf{r}, E) \quad (\text{B.2.6})$$

となる。(B.2.4)式と(B.2.6)式を用いれば， C は

$$C = \frac{\varepsilon}{\bar{\nu}} \frac{g^* S}{-\rho} \quad (\text{B.2.7})$$

ただし， $\bar{\nu}$ ， g^* 及び S は，

$$\bar{\nu} = \frac{\int d\mathbf{r} \int dE \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E)}{\int d\mathbf{r} \int dE \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi_0(\mathbf{r}, E)} \quad (\text{B.2.8})$$

$$g^* = \frac{\int d\mathbf{r} \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) q(\mathbf{r}, E) \int d\mathbf{r}' \int dE' \nu \Sigma_f(\mathbf{r}', E') \phi_0(\mathbf{r}', E')}{\int d\mathbf{r} \int dE \bar{\chi}_p(E) \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \int d\mathbf{r}' \int dE' \nu \Sigma_f(\mathbf{r}', E') \phi_0(\mathbf{r}', E') \int d\mathbf{r} \int dE q(\mathbf{r}, E)} \quad (\text{B.2.9})$$

$$S = \int d\mathbf{r} \int dE q(\mathbf{r}, E) \quad (\text{B.2.10})$$

と表わされ， g^* は空間補正因子， S は炉心内の中性子源からの単位時間当たりの中性子発生数の総量である。 D_p には，第2章の(2.2.11)式を用いた。

Nelson数 N を

$$N \equiv - \left(\frac{2 g^* S}{D_\nu D_S \bar{\nu}_p} \right) \left(\frac{A}{\alpha C} \right) \quad (\text{B.2.11})$$

で定義して，これに(B.2.3)式，(B.2.7)式や α の表式を代入して， $\bar{\nu}_p \simeq \bar{\nu}(1 - \beta_{eff})$ の近似を用いて整理すると，

$$N = - \left(\frac{1 - \beta_{eff}}{\beta_{eff}} \right) \frac{\rho_s}{(1 - \rho_s)^2} \quad (\text{B.2.12})$$

となる。これより,

$$\beta_{eff} = \frac{-\rho_s}{N (1 - \rho_s)^2 - \rho_s} \quad (\text{B.2.13})$$

$$= \frac{-\rho_s}{\left(\frac{2 g^* S}{D_\nu D_S \bar{v}_p} \frac{A}{\alpha C} \right) (1 - \rho_s)^2 - \rho_s} \quad (\text{B.2.14})$$

で β_{eff} を求めることができる。Spriggs は g^* に

$$g^* = \frac{\int dr \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) q(\mathbf{r}, E) \int dr \int dE' \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi_0(\mathbf{r}, E')}{\int dr \int dE \chi_p(E) \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \int dE' \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi_0(\mathbf{r}, E') \int dr \int dE q(\mathbf{r}, E)} \quad (\text{B.2.15})$$

を用いているが, これは (B.2.9) 式の g^* と比べて実質的に値は変わらない。この g^* も D_ν や D_S と同じような方法によりその半実験値を求めて, β_{eff} に用いる。

B.3 改良 Bennett 法

本手法の原型は, 1981 年に米国の Argonne 国立研究所の Bennett により開発され, 同研究所の高速炉臨界実験装置 ZPR における β_{eff} 測定に適用された。^[4] Bennett は, 炉心に設置した電流型の中性子検出器の出力の揺らぎの「局所変動量」を用いて, 2本の検出器の間での局所変動量の共分散を定義した。この共分散の測定から β_{eff} を求めた。名古屋大学の Yamane 等は, Bennett の手法の考え方を基にして, パルス型の中性子検出器の計数の局所変動量の共分散の測定から β_{eff} を求める手法を以下のように開発し,^[5] β_{eff} のベンチマーク実験に適用した。

炉心内に中性子検出器 A と B を置き, 時間幅 τ での m 番目の計数をそれぞれ $U_{A\tau(m)}$ 及び $U_{B\tau(m)}$ とする。このような測定を M 回繰り返すものとする。検出器 A の m 番目の計数の局所変動量 $\delta U_{A\tau(m)}$ を

$$\begin{aligned} \delta U_{A\tau(m)} &= \frac{U_{A\tau(m)} - \langle U_{A\tau} \rangle}{\langle U_{A\tau} \rangle} \\ &\quad - \frac{1}{2} \left\{ \frac{(U_{A\tau(m-1)} - \langle U_{A\tau} \rangle)}{\langle U_{A\tau} \rangle} + \frac{(U_{A\tau(m+1)} - \langle U_{A\tau} \rangle)}{\langle U_{A\tau} \rangle} \right\} \\ &= \frac{U_{A\tau(m)} - \frac{1}{2} (U_{A\tau(m-1)} + U_{A\tau(m+1)})}{\langle U_{A\tau} \rangle} \end{aligned} \quad (\text{B.3.1})$$

で定義する。ここで、 $\langle U_{A\tau} \rangle$ は計数値の平均であり、

$$\langle U_{A\tau} \rangle = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M U_{A\tau(m)} \quad (\text{B.3.2})$$

である。検出器 B に関しても同様に局所変動量 $\delta U_{B\tau(m)}$ を定義する。さらに、これら局所変動量の共分散 $\sigma_{AB\tau}$ を

$$\sigma_{AB\tau} = \frac{1}{M-2} \sum_{m=2}^{M-1} \left\{ \delta U_{A\tau(m)} \delta U_{B\tau(m)} \right\} \quad (\text{B.3.3})$$

で定義して、これに局所変動量の表式 (B.3.1) を代入して整理して行く。その過程で、2本の検出器 A と B は、同一の仕様のを炉心内の対象な位置に設置し、それらにつながる検出パルス処理回路も同一の仕様のもの、すなわち、2本の検出器を交換しても共分散の測定結果は変わらないものと仮定すると、

$$\sigma_{AB\tau} = \frac{\left\{ 6 \langle U_{A\tau(0)} U_{B\tau(0)} \rangle - 8 \langle U_{A\tau(-1)} U_{B\tau(0)} \rangle + 2 \langle U_{A\tau(-1)} U_{B\tau(+1)} \rangle \right\}}{4 \langle U_{A\tau} \rangle \langle U_{B\tau} \rangle} \quad (\text{B.3.4})$$

となる。ここでは、

$$\begin{aligned} \langle U_{A\tau(0)} U_{B\tau(0)} \rangle &= \frac{1}{M-2} \sum_{m=2}^{M-1} \left\{ \delta U_{A\tau(m-1)} \delta U_{B\tau(m-1)} \right\} \\ &= \frac{1}{M-2} \sum_{m=2}^{M-1} \left\{ \delta U_{A\tau(m)} \delta U_{B\tau(m)} \right\} \\ &= \frac{1}{M-2} \sum_{m=2}^{M-1} \left\{ \delta U_{A\tau(m+1)} \delta U_{B\tau(m+1)} \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.3.5})$$

$$\begin{aligned} \langle U_{A\tau(-1)} U_{B\tau(0)} \rangle &= \frac{1}{M-2} \sum_{m=2}^{M-1} \left\{ \delta U_{A\tau(m-1)} \delta U_{B\tau(m)} \right\} \\ &= \frac{1}{M-2} \sum_{m=2}^{M-1} \left\{ \delta U_{A\tau(m)} \delta U_{B\tau(m+1)} \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.3.6})$$

$$\langle U_{A\tau(-1)} U_{B\tau(+1)} \rangle = \frac{1}{M-2} \sum_{m=2}^{M-1} \left\{ \delta U_{A\tau(m-1)} \delta U_{B\tau(m+1)} \right\} \quad (\text{B.3.7})$$

の表現がとられている。さらに、3.3節の(3.3.44)式の複合検出確率を用いて、(3.3.46)

式に示すような積分により、これら $\langle U_{A\tau(0)} U_{B\tau(0)} \rangle$ 、 $\langle U_{A\tau(-1)} U_{B\tau(0)} \rangle$ 、 $\langle U_{A\tau(-1)} U_{B\tau(+1)} \rangle$ を計算して整理すれば、

$$\sigma_{AB\tau} = \frac{D_\nu D_S}{F \left(\frac{\beta_{eff}}{1 - \beta_{eff}} \right)^2 (1 - \rho_s)^2 \tau} \left\{ \frac{3}{2} + \frac{5 - \frac{15}{2} e^{\alpha\tau} + 3 e^{2\alpha\tau} - \frac{1}{2} e^{3\alpha\tau}}{2 \alpha \tau} \right\} \quad (\text{B.3.8})$$

となる。ここで、(3.3.44) 式の $\sum_m F^m$ (炉心内での全核分裂率) の代わりに F と表記した。 $\sigma_{AB\tau}$ の τ 依存性の測定結果にこの式をフィッティングすることにより、

$$A_0 = \frac{D_\nu D_S}{F \left(\frac{\beta_{eff}}{1 - \beta_{eff}} \right)^2 (1 - \rho_s)^2} \quad (\text{B.3.9})$$

を求める。さらに、第3章で論じたように、 F を $F = F_{center} F_r$ として求めれば、 β_{eff} は、

$$\beta_{eff} = \frac{1}{1 + (1 - \rho_s) \sqrt{\frac{F_{center} F_r}{D_\nu D_S} A_0}} \quad (\text{B.3.10})$$

から求めることができる。

B.4 炉雑音法

この手法は、電流型の中性子検出器を用いて、炉雑音に起因する検出器出力信号の揺らぎから β_{eff} を測定する手法であり、CEA が開発して ^{60}Co のベンチマーク実験に適用した。第2章で論じた一点炉動特性方程式で、反応度 ρ 、中性子数 N 及び遅発中性子先行核 C_i の定常値 ρ_0 、 N_0 及び C_{i0} の周りの炉雑音による微小な変動を、 $\delta\rho(t)$ 、 $\delta N(t)$ 及び $\delta C_i(t)$ ($\delta\rho(t)/\rho_0 \ll 1$ 、 $\delta N(t)/N_0 \ll 1$ 、 $\delta C_i(t)/C_{i0} \ll 1$) とすれば、

$$\rho(t) = \rho_0 + \delta\rho(t) \quad (\text{B.4.1})$$

$$N(t) = N_0 + \delta N(t) \quad (\text{B.4.2})$$

$$C_i(t) = C_{i0} + \delta C_i(t) \quad (\text{B.4.3})$$

と表わせて、これらを動特性方程式 (2.2.1) 及び (2.2.2) に代入して、

$$\frac{\rho_0 - \beta_{eff}}{\Lambda} N_0 + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \delta C_{i0} + Q = 0 \quad (\text{B.4.4})$$

$$\frac{\beta_{eff}^i}{\Lambda} N_0 - \lambda_i C_{i0} = 0 \quad (i = 1, 2, \dots, 6) \quad (\text{B.4.5})$$

や

$$\delta\rho(t) \delta N(t) \simeq 0 \quad (\text{B.4.6})$$

の関係を用いて整理すると，

$$\frac{d\delta N(t)}{dt} = \frac{\delta\rho(t)}{\Lambda} N_0 + \frac{\rho_0 - \beta_{eff}}{\Lambda} \delta N(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \delta C_i(t) \quad (\text{B.4.7})$$

$$\frac{d\delta C_i(t)}{dt} = \frac{\beta_{eff i}}{\Lambda} \delta N(t) - \lambda_i \delta C_i(t) \quad (i = 1, 2, \dots, 6) \quad (\text{B.4.8})$$

となり，これをフーリエ変換した後に整理して，周波数 ω 領域で見ると，

$$\frac{\delta N(\omega)}{N_0} = H(\omega) \delta\rho(\omega) \quad (\text{B.4.9})$$

となる。ただし， $H(\omega)$ は原子炉伝達関数で，

$$H(\omega) = \frac{1}{i\omega\Lambda - (\rho_0 - \beta_{eff}) - \sum_i \frac{\lambda_i \beta_{eff i}}{\lambda_i + i\omega}} \quad (\text{B.4.10})$$

である。さらに，

$$\frac{|\delta N(\omega)|^2}{N_0^2} = |H(\omega)|^2 |\delta\rho(\omega)|^2 \quad (\text{B.4.11})$$

となるが，この時，

$$|H(\omega)|^2 = \frac{1}{\left\{ (\beta_{eff} - \rho_0) - \sum_i \frac{\lambda_i^2 \beta_{eff i}}{\lambda_i^2 + \omega^2} \right\}^2 + \omega^2 \left\{ \Lambda + \sum_i \frac{\lambda_i \beta_{eff i}}{\lambda_i^2 + \omega^2} \right\}^2} \quad (\text{B.4.12})$$

である。これは，

$$\sum_i \frac{\lambda_i^2 \beta_{eff i}}{\lambda_i^2 + \omega^2} \ll \beta_{eff} - \rho_0 \quad \sum_i \frac{\lambda_i \beta_{eff i}}{\lambda_i^2 + \omega^2} \ll 1 \quad (\text{B.4.13})$$

であることから，

$$|H(\omega)|^2 \simeq \frac{1}{(\beta_{eff} - \rho_0)^2 + \omega^2 \Lambda^2} \quad (\text{B.4.14})$$

と近似できて，さらに， $\omega \ll (\beta_{eff} - \rho_0)/\Lambda$ のような低い周波数領域で測定を行えば，

$$|H(\omega)|^2 \simeq \frac{1}{(\beta_{eff} - \rho_0)^2} = \frac{1}{\beta_{eff}^2 (1 - \rho_{s0})^2} \quad (\text{B.4.15})$$

となる。さて，(B.4.4) 式や (B.4.5) 式より，

$$-\rho_0 = \frac{\Lambda}{N_0} Q \quad (\text{B.4.16})$$

であるが、これより、

$$-\delta\rho(t) = \frac{\Lambda}{N_0} \delta Q(t) \quad (\text{B.4.17})$$

と考えることもできる。フーリエ変換を行って整理すると、

$$|\delta\rho(\omega)|^2 = \left(\frac{\Lambda}{N_0}\right)^2 |\delta Q(\omega)|^2 \quad (\text{B.4.18})$$

となる。Argonne 国立研究所の Cohn による「Noise equivalent source」の考え方^[7]を用いると、

$$|\delta Q(\omega)|^2 = 2 \left(\frac{N_0}{\Lambda}\right)^2 \frac{D}{F} \quad (\text{B.4.19})$$

である。ただし、 D は Diven 因子で、 F は炉心内の全核分裂率である。CEA は、 β_{eff} ベンチマーク実験において、(3.3.38) 式の D_ν と (3.3.39) 式の D_S の積を D として用いた。従って、

$$\frac{|\delta N(\omega)|^2}{N_0^2} = \frac{1}{\beta_{eff}^2 (1 - \rho_{s0})^2} \frac{2 D_\nu D_S}{F_{center} F_r} \quad (\text{B.4.20})$$

となる。

炉心に 2 本の電流型中性子検出器 1 と 2 を設けて、電流 – 電圧変換増幅器や周波数解析装置等の処理回路を用いてそれらの出力電圧の間の Cross power spectral density (CPSD) を測定し、これと検出器の出力電圧 V_1, V_2 の間の比 $(CPSD)/(V_1 V_2)$ として $|\delta N(\omega)|^2 / N_0^2$ を測定すれば、

$$\beta_{eff} = \frac{1}{(1 - \rho_s)} \sqrt{\frac{2 D_\nu D_S}{F_{center} F_r} \left(\frac{CPSD}{V_1 V_2}\right)^{-1}} \quad (\text{B.4.21})$$

として β_{eff} を求めることができる (ρ_{s0} を ρ_s と表記)。

参考文献

- [1] J. D. Orndoff, “ Prompt neutron period of metal critical assembly, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **2**, 450(1957).
- [2] P. Bertrand, J. Pierre, M. Martini, S. Belov, V. Doulin *et al.*, “ BERNICE - Interlaboratory comparison of β_{eff} measurement techniques at MASURCA, ” *Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactors, PHYSOR 96*, Mito, Japan, Sep. 16-20, 1996, Vol. 2, E-190(1996).
- [3] G. D. Spriggs, “ Two Rossi- α technique for measuring the effective delayed neutron fraction, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **113**, 161(1993).
- [4] E. F. Bennett, *An experimental method for reactor-noise measurements of effective beta*, ANL-81-72, Argonne National Laboratory, (1981).
- [5] 山根 義宏, 竹本 吉成 , “ 共分散測定に基づく実効遅発中性子割合 β_{eff} 評価式の複合検出確率を用いた導出, ” 日本原子力学会誌 **38**, 1001(1993).
- [6] A. M. Avramov, V. A. Doulin, V. I. Zhuravlev, A. L. Kochetkov, V. F. Momontov, *et al.*, “ The Measurements of the effective delayed-Neutron fraction in the fast critical assembly BFS with uranium-plutonium metal fuel, ” *Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactors PHYSOR 90*, Marseille, France, **III**, 95(1990).
- [7] C. E. Cohn, “ A simplified theory of pile noise, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **7**, 472(1960).

付録C FCAの β_{eff} 測定における F_i , F_r , D_ν 及び D_S の半実験値評 価のための空間分布の補正 係数

C.1 核分裂率と核分裂中性子発生数の空間分布の補正係 数

主要な核種の核分裂率の空間分布の測定結果を計算結果と比較することによりこの補正係数を求めた。測定は、濃縮ウラン箔、劣化ウラン箔、プルトニウム箔を炉心領域の各燃料セルの板の間に挟み、10[W]程度の一定の原子炉出力で30分間照射し、箔の核分裂生成物より発生するエネルギー600[KeV]以上の γ 線をグロスで計数することにより行った。炉心中心(またはその近傍)に置かれた箔の計数と各測定点に置かれた箔の計数の比より、炉心中心(またはその近傍)で規格化された ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu の核分裂率分布を測定した。

ところで、XIX-1炉心では、炉心領域の燃料として高濃縮ウラン燃料板のみを用いていることから、 ^{235}U の核分裂が大部分を占める。XIX-2炉心では、炉心領域の燃料としてプルトニウム燃料板と天然ウラン燃料板を用いていることから、 ^{239}Pu と ^{238}U の核分裂が大部分を占める。XIX-3炉心では、炉心領域の燃料としてプルトニウム燃料板のみを用いていることから、 ^{239}Pu の核分裂が大部分を占める。従って、各炉心でこれら主要な核種の核分裂率分布の測定結果(E)と計算結果(C)を比較してそれらの比C/Eを求めて、この逆数を補正係数として用いた。

炉心径方向としては、3.2節の図3.2~3.4のxとyの両方向で測定を実施した。これは、燃料板の長手方向に対してx方向は垂直となるがy方向は水平であることから、同じ径方向でも燃料板の並びから見るとxとyで条件が異なる。従って、これら2つの方向でC/Eに相違が生じる可能性が考えられたためである。さらに、炉心全体

表 C.1 FCA 炉心において核分裂率分布測定を実施した方向と場所

炉心名 核種	XIX-1		XIX-2			XIX-3			距離 ^{a)} [cm]
	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	
<u>径方向分布</u>									
x-方向	○	○		○	○			○	—
y-方向	○	○	○	○	○	○	○	○	—
<u>軸方向分布 (測定を実施した格子管位置)</u>									
126/26 ^{b)}	○	○	○	○	○	○	○	○	0.0(中心)
124/26	○								12.5
123/26				○	○				17.9
123/28	○								19.3
122/26	○								23.5
122/30	○								30.5
120/26	○			○	○			○	31.8

a) 中心軸と核分裂率測定を実施した軸間の距離

b) 図 3.2~3.4 における格子管位置 (y/x)

の核分裂率分布の C/E を把握することを考えて、炉心軸方向 (z 方向) には、中心軸に沿った分布とこれに加えて中心を外れた場所での軸方向分布も測定した。測定を実施した方向と場所を表 C.1 にまとめる。ただし、これら測定は核分裂の大部分が発生する炉心領域においてのみ実施し、ブランケット領域では行わなかった。これは、第 3 章の表 3.11 や 3.14 に示すように、ブランケット領域の寄与は、核分裂の積分値 F_T に対しては 8% 以下、摂動分母 F_i に対しては 3% 以下、と小さなことに加えて、ブランケット領域では中性子束レベルが炉心領域に比べて低いことから照射した箔の γ 線の計数も少なくなり、補正係数を評価するのに適切となる統計精度を持つ核分裂率分布の測定が困難となるからである。核分裂率分布の測定値の不確かさは γ 線計数の統計誤差より評価した結果、²³⁵U 核分裂率分布で $\pm 0.4 \sim 0.8\%$ 、²³⁸U 核分裂率分布で $\pm 1 \sim 1.5\%$ 、²³⁹Pu 核分裂率分布で $\pm 0.8 \sim 1.2\%$ であった。

核分裂率分布の C/E を図 C.1~C.4 に示す^{a)}。XIX-1 と XIX-3 炉心では、それぞれ ²³⁵U と ²³⁹Pu の核分裂率分布の C/E を図に示した。XIX-2 炉心では、²³⁹Pu と ²³⁸U の核分裂率をそれらの原子数密度で重み付けて合算した分布の C/E を図に示した。これら C/E の特徴を以下にまとめる。

^{a)}本付録の最後にまとめて図を示す。

- a) 径方向分布に関しては、いずれの炉心においても、 x と y 両方向の分布で C/E は良く似た傾向となった。
- b) 軸方向分布に関しては、いずれの炉心においても、中心軸に沿った分布と中心を外れた場所での分布で C/E は良く似た傾向となった。
- c) XIX-1 炉心では、C と E は良く一致し、ほとんどの場所において C と E の相違は 1% 以内と小さなものであった。
- d) XIX-2 及び XIX-3 炉心では、炉心とブランケットの境界に近づくにつれて C は E を過小評価した。しかし、その過小評価も XIX-2 炉心では 2% 以内、XIX-3 炉心では 4% 以内であった。

補正係数を評価するために、C/E の炉心中心からの距離 d の依存性を 3 次の関数：

$$C/E(d) = 1 + a \cdot (d - d_{norm}) + b \cdot (d - d_{norm})^2 + c \cdot (d - d_{norm})^3 \quad (C.1.1)$$

で表わし、この関数を最小二乗法で C/E の分布にフィッティングして、その係数 a , b , c を求めた。ここで、 d_{norm} は、核分裂率分布の規格化のために炉心中心近傍に置いた箔と炉心中心の間の距離である (炉心中心に置かれた箔の計数で規格化する場合は $d_{norm} = 0$)。

さらに、核分裂率分布を計算した炉心内の任意のメッシュ点 (x, y, z) における $C/E(x, y, z)$ は、

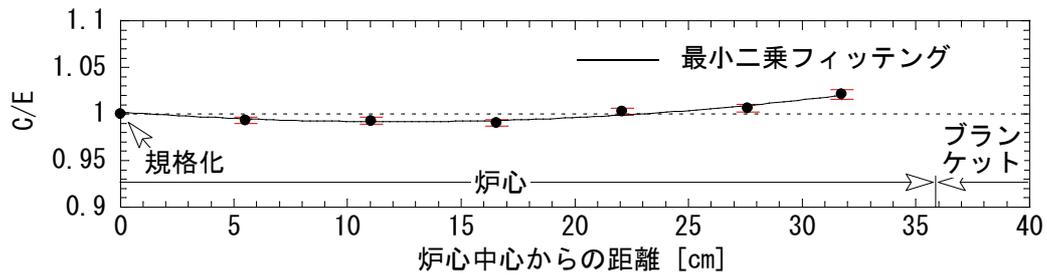
$$C/E(x, y, z) = C/E(r) C/E(z) \quad (C.1.2)$$

として求めた。ここで、 r 及び z は、それぞれ、炉心中心からメッシュ点 (x, y, z) までの径方向及び軸方向の距離であり、 $C/E(r)$ と $C/E(z)$ は、それぞれ、(C.1.1) 式のフィッティングで評価した C/E の径方向と軸方向の分布を表す 3 次の関数である。その係数 a , b , c には、径方向分布では、 x と y 両方向の分布のフィッティングの結果の平均を用いた。軸方向分布では、中心軸に沿った分布と中心を外れた場所での分布のフィッティングの結果の平均を用いた。この $C/E(x, y, z)$ の逆数を補正係数として、核分裂率分布や中性子発生数分布の計算結果に乗ずることにより、 F_r や F_i 等の半実験値の評価に用いた。

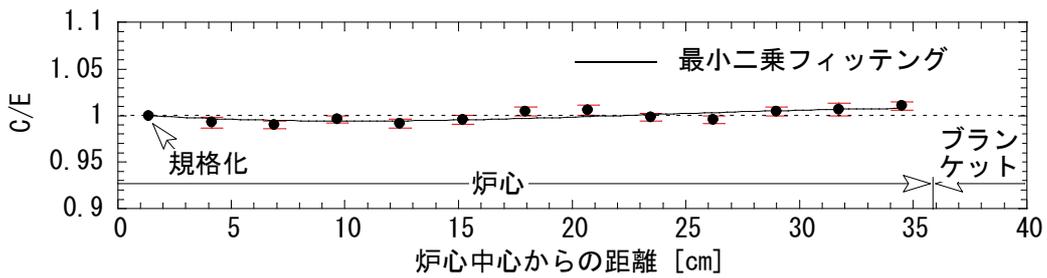
C.2 核分裂インポートランスの空間分布の補正係数

^{252}Cf 中性子源の見かけの反応度価値の分布として測定した ^{252}Cf 核分裂インポートランス分布の C/E の逆数を補正係数として用いた。測定は、炉心に実験孔を設けて、原子炉の出力を一定に保ちながら、その中で ^{252}Cf 中性子源を炉心の外から各測定点に挿入し、これに伴う見かけの反応度変化を校正された制御棒で補償することにより行った。実験孔の設置に伴う炉心の反応度低下を補うために炉心周辺に燃料引出しを 1 本程度追加したが、この追加の燃料引出しは、測定する分布に影響が無い場所を選んで装荷した。

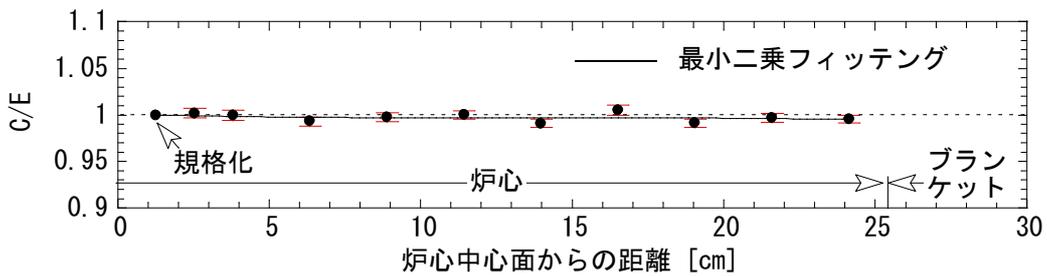
測定は、炉心径方向には図 3.2~3.4 の x 方向のみ、炉心軸方向 (z 方向) には中心軸に沿った分布のみ実施した。これは、臨界実験装置の制約上から実験孔を設けて中性子源を出し入れできるのは、これら 2 つの位置 (方向) に限られることによる。しかしながら、先の核分裂率分布の解析結果より、径方向分布に関しては、x と y 両方向の分布で C/E は良く似た傾向を示し、軸方向分布に関しては、中心軸に沿った分布と中心を外れた場所での分布で C/E は良く似た傾向を示すことが予想できるので、上記の 2 つの方向の測定を行うことで十分であると判断した。さらに、核分裂率分布と同様に、測定は炉心領域においてのみ実施し、ブランケット領域では行わなかった。測定値の不確かさは $\pm 0.8\sim 1.5\%$ であった。核分裂インポートランス分布の C/E を図 C.5~C.7 に示す。核分裂率分布に比べて過小評価の程度が大きくなったが、それでも 5% 以内であった。核分裂率分布の場合と同様の手順で、核分裂インポートランス分布を計算した炉心内の任意のメッシュ点 (x, y, z) における補正係数を求めた。



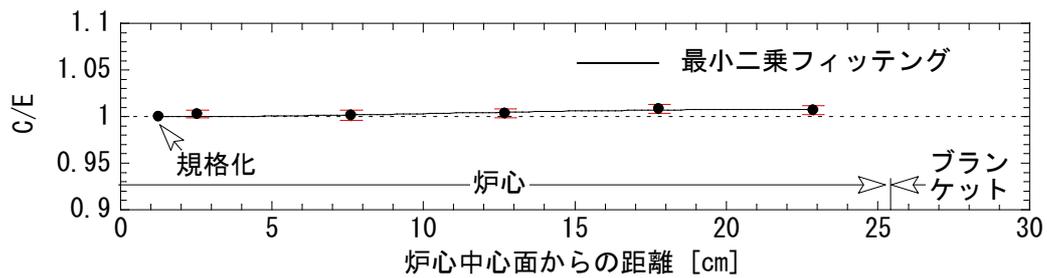
(a) 径 (x) 方向分布



(b) 径 (y) 方向分布

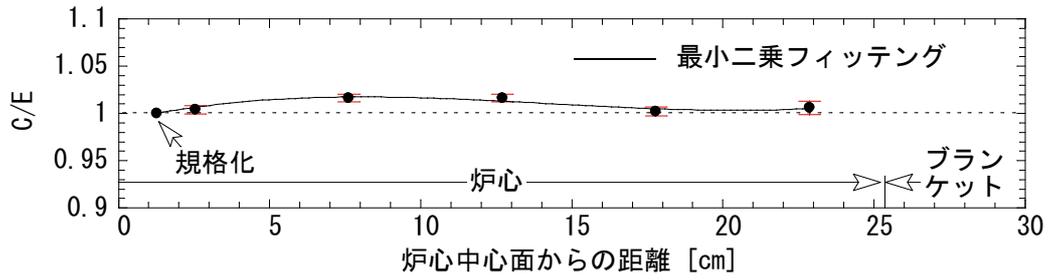


(c) 軸方向分布 (格子管位置 126/26)

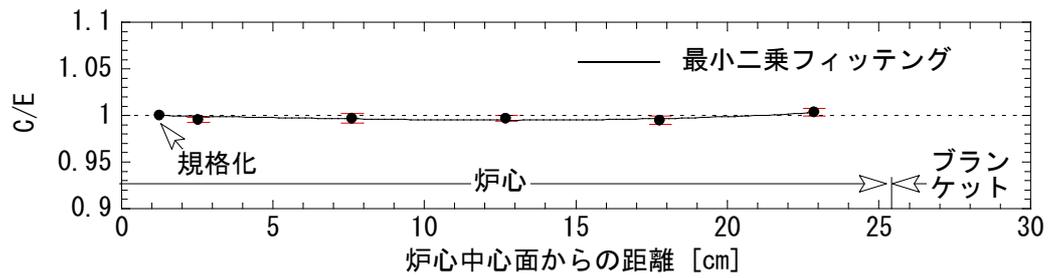


(d) 軸方向分布 (格子管位置 124/26)

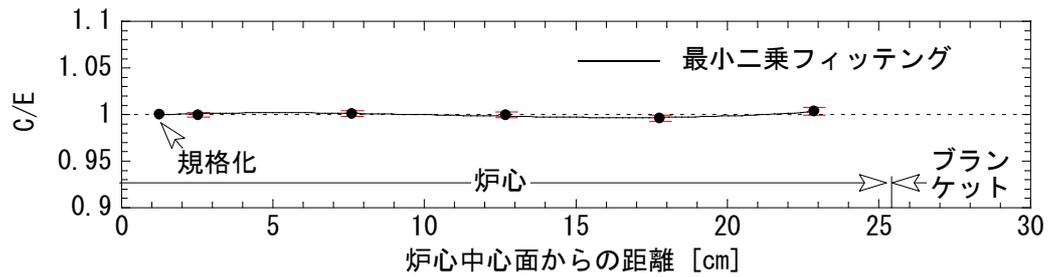
図 C.1 FCA XIX-1 炉心における ^{235}U 核分裂率分布の C/E(1)



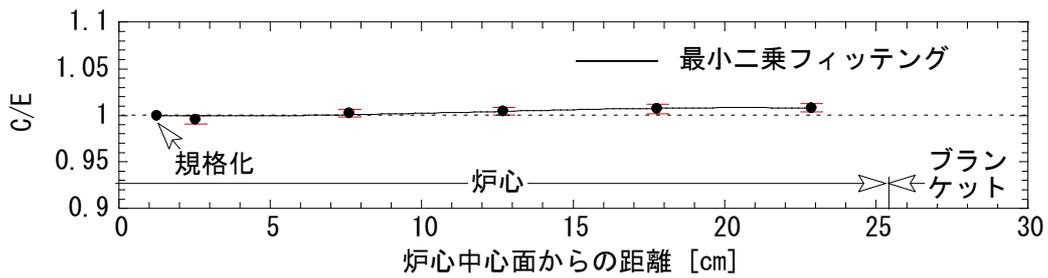
(e) 軸方向分布 (格子管位置 123/28)



(f) 軸方向分布 (格子管位置 122/26)

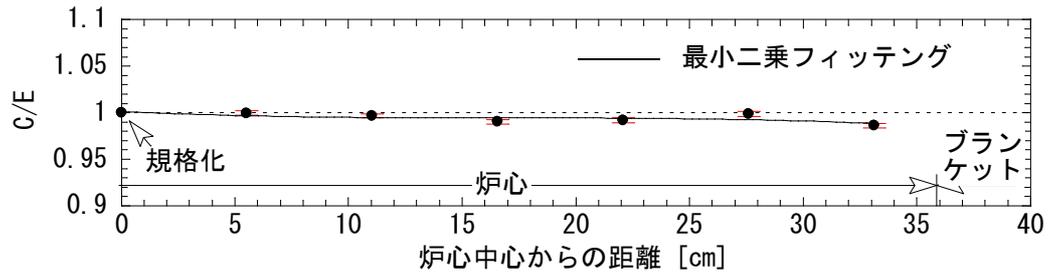


(g) 軸方向分布 (格子管位置 122/30)

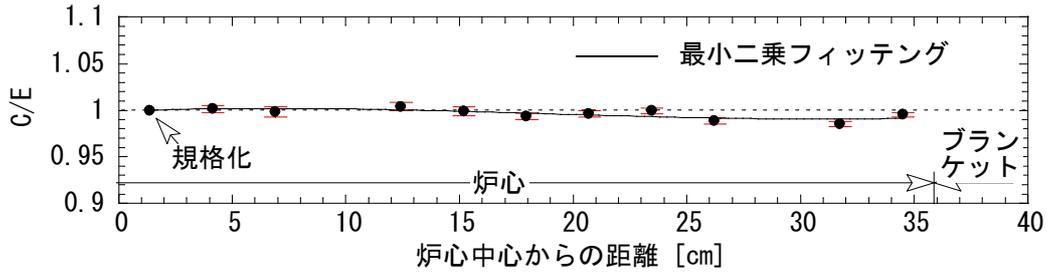


(h) 軸方向分布 (格子管位置 120/26)

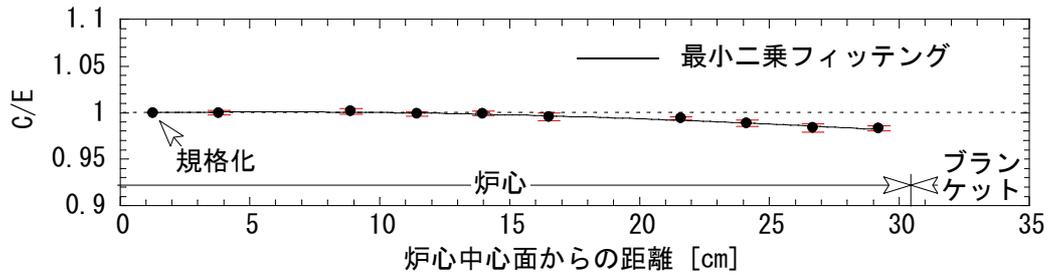
図 C.2 FCA XIX-1 炉心における ^{235}U 核分裂率分布の C/E(2)



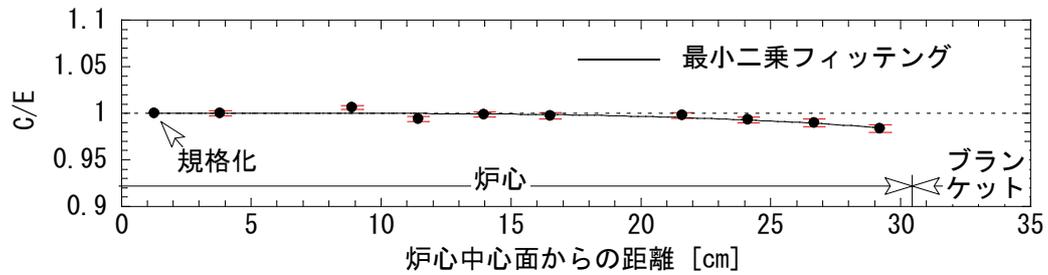
(a) 径 (x) 方向分布



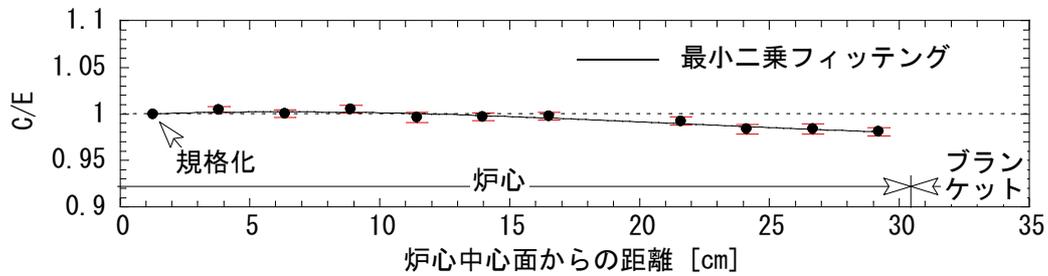
(b) 径 (y) 方向分布



(c) 軸方向分布 (格子管位置 126/26)

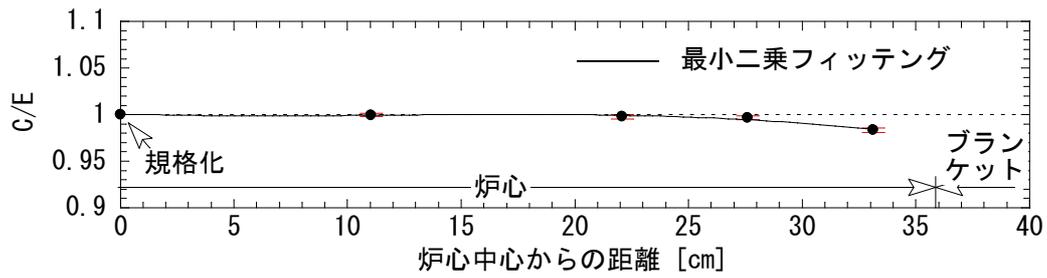


(d) 軸方向分布 (格子管位置 123/26)

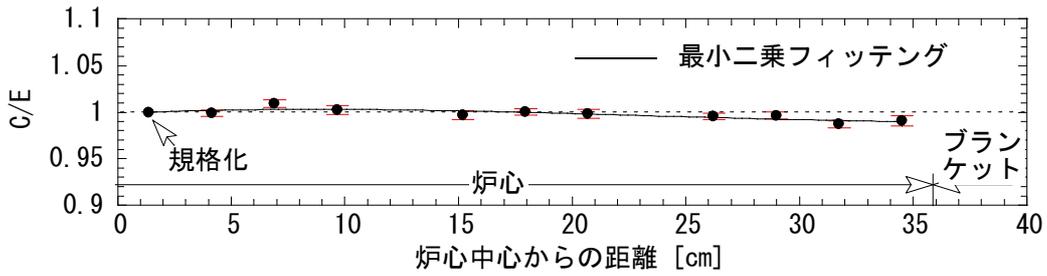


(e) 軸方向分布 (格子管位置 120/26)

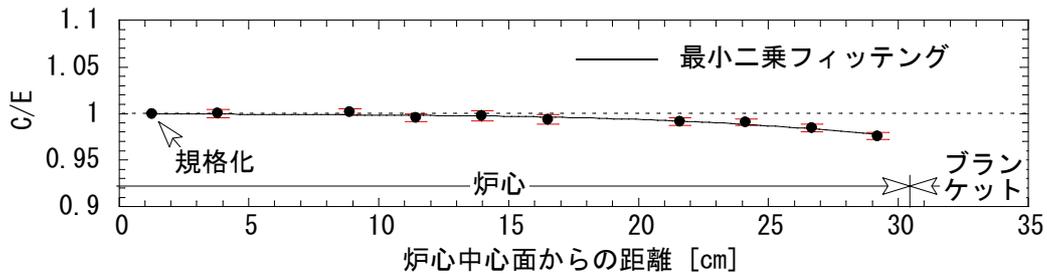
図 C.3 FCA XIX-2 炉心における核分裂率 (^{239}Pu と ^{238}U の合計) の分布の C/E



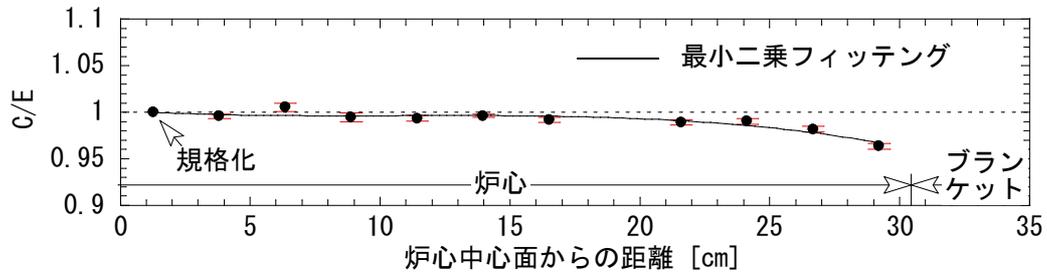
(a) 径 (x) 方向分布



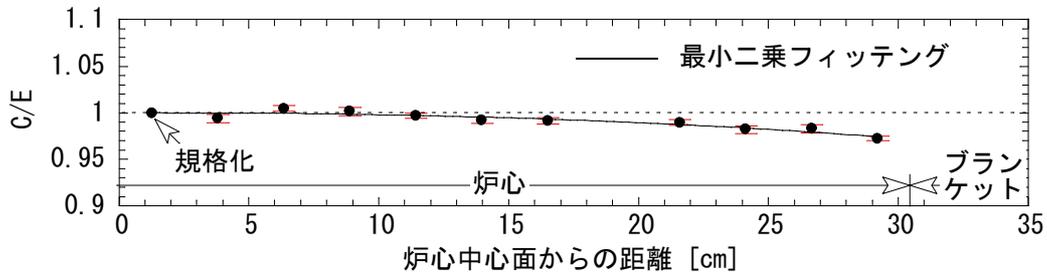
(b) 径 (y) 方向分布



(c) 軸方向分布 (格子管位置 126/26)

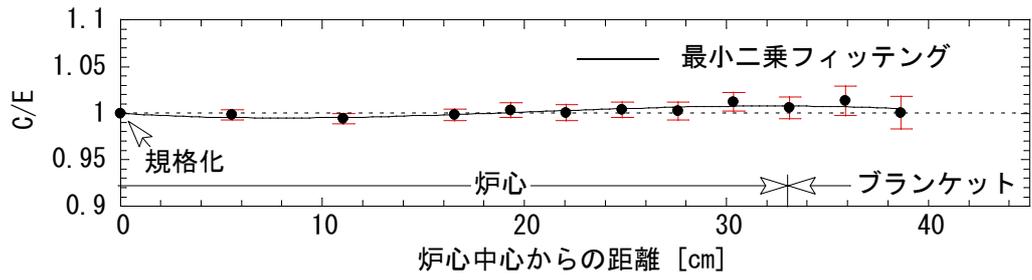


(d) 軸方向分布 (格子管位置 123/26)

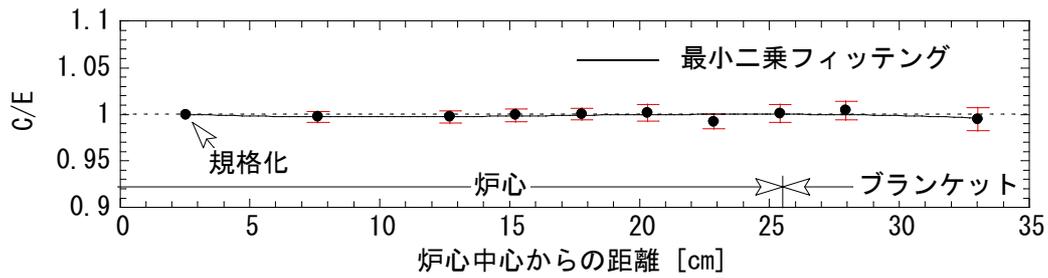


(e) 軸方向分布 (格子管位置 120/26)

図 C.4 FCA XIX-3 炉心における ^{239}Pu 核分裂率分布の C/E

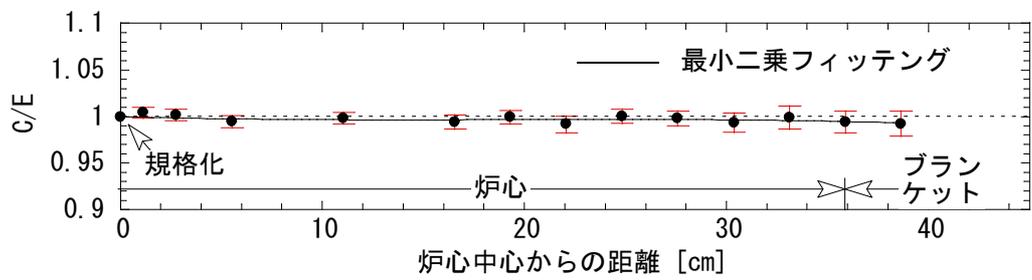


(a) 径方向

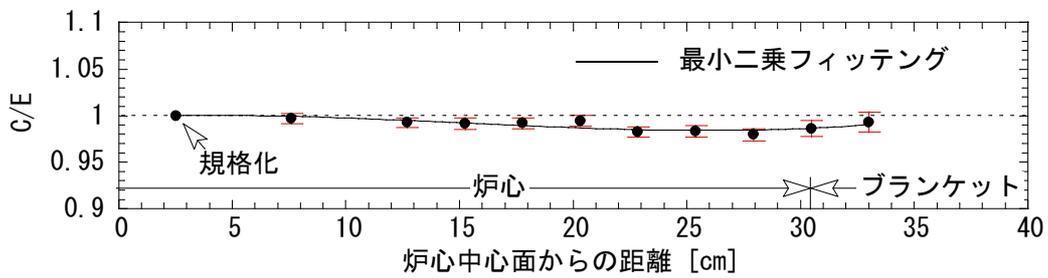


(b) 軸方向

図 C.5 FCA XIX-1 炉心における ^{252}Cf 核分裂インポートランス分布の C/E

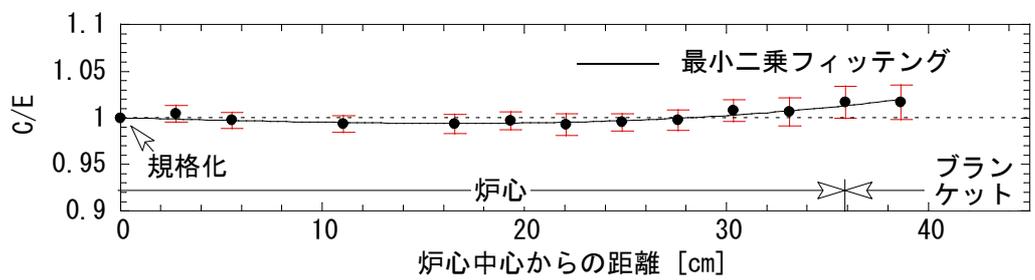


(a) 径方向

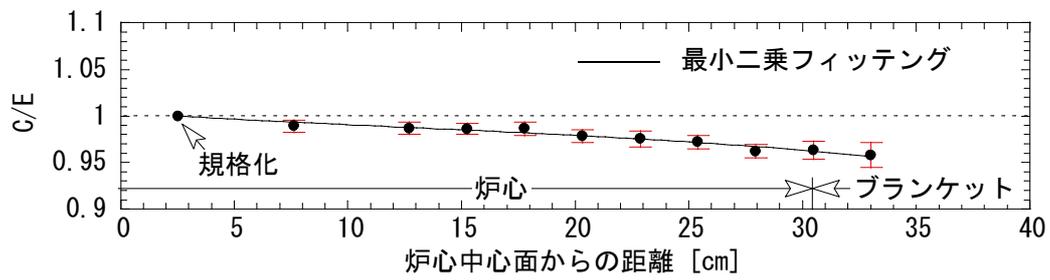


(b) 軸方向

図 C.6 FCA XIX-2 炉心における ^{252}Cf 核分裂インポートランス分布の C/E



(a) 径方向



(b) 軸方向

図 C.7 FCA XIX-3 炉心における ^{252}Cf 核分裂インポートンス分布の C/E

付録D 軽水臨界実験装置TCAにおける置換法による β_{eff} の測定とその解析の概要

ここでは、TCAの概要と共に、そこで実施された置換法による β_{eff} の測定とその解析の概要を記述する。

D.1 TCAの概要

TCAは、JAEAの原子力科学研究所に設置されている臨界実験装置であり、低濃縮 UO_2 燃料棒とMOX燃料棒を保有しており、これら燃料棒で構成する軽水減速格子炉心の炉物理特性を測定することができる。^[1] 1962年の初臨界以来、本装置は、旧JAERIの動力試験炉及び旧日本原子力船開発事業団の原子力船「むつ」の炉心特性確認、軽水炉の改良に関する研究や臨界安全性研究に加えて原子力技術者の研修を実施して来た。

TCAは、縦型円筒上部開放型の炉心タンク(直径1.8[m]、高さ2.1[m]、ステンレス鋼製)に燃料棒を鉛直方向に立てて配列する炉心構造を持つ装置である。燃料棒は炉心タンク内に据え付けられた燃料格子板(アルミニウム製)を用いて、タンク内に装荷する。この炉心タンク底部から減速材と反射体の役目をする軽水を給水して行き、炉心を臨界に到達させる。反応度の制御は、主に水位を調整することによって行う。実験目的によっては、炉心の周辺部に反応度を微調整するための制御棒を設置することもできる。起動時にはRa-Be中性子源を遠隔操作により炉心近くに挿入する(通常、測定時には取り除く)。炉心の上部には、安全板(アルミニウム-カドミウム合金製)が電磁石によって吊り下げられており、緊急停止時には重力により炉心に挿入される。緊急停止時には、この安全板の落下の他に、緊急排水弁が開放され、炉心に給水されていた軽水が短時間に排水される。

このように、TCAでは主として反応度の制御を水位の変化で行う。反応度を微調

整するための制御棒 (燃料棒) を用いる場合も，その設置場所は炉心の周辺部分となる。従って，FCA と同様に制御棒による中性子束の局所的な歪みが無い炉心の臨界データを求めることができる。

D.2 置換法による β_{eff} の測定の概要

D.2.1 測定原理

置換法による β_{eff} の測定は，米国 Oak Ridge 国立研究所の Perez 等により提案された手法であり，炉心の燃料要素の吸収断面積を模擬した置換物質を用意して，炉心の燃料要素とこの物質の置換反応度価値のドル単位の測定結果から β_{eff} を求める。^[2] 摂動論に基づき，炉心内の小領域 i におけるこの置換反応度価値 $\delta\rho_i$ [ドル] は，

$$\begin{aligned} \delta\rho_i = \frac{1}{\beta_{eff} D_p} \int_{\Delta V_i} d\mathbf{r} \{ & \\ & - \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \int dE' \Sigma_a^P(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') \\ & - \int dE \overline{\chi_p(E)} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \int dE' \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') \\ & + \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \int dE' \Sigma_a(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') \} \end{aligned} \quad (D.2.1)$$

と表わされる。ここで， $\nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E')$ は燃料の生成断面積であり， $\Sigma_a(\mathbf{r}, E)$ と $\Sigma_a^P(\mathbf{r}, E)$ は，それぞれ燃料と置換物質の吸収断面積である。 ΔV_i は小領域の体積である。 D_p は第 2 章の (2.2.11) 式で表わされる。すなわち，

$$D_p = \int d\mathbf{r} \int dE \overline{\chi_p(E)} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \int dE' \nu \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') \quad (D.2.2)$$

である。さらに，小領域における置換反応度価値であることから，(D.2.1) 式では，1 次摂動が成り立つことと，燃料要素と置換物質の間での中性子散乱の効果の違いが無視できることを仮定している。(D.2.1) 式の右辺の $\{ \}$ 内の第 1 項は，置換物質の吸収が炉心の小領域に導入される効果を示す。第 2 項と 3 項は，小領域中の燃料による中性子生成と中性子吸収が炉心より除かれる効果を示す。

次に，この小領域の置換反応度価値の測定を炉心全ての領域で順次行って行くものとする。これら置換反応度価値を全て加算すれば，

$$\begin{aligned}
\sum_i \delta\rho_i = \frac{1}{\beta_{eff} D_p} \int_{core} d\mathbf{r} \{ & \\
& - \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \int dE' \Sigma_a^P(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') \\
& - \int dE \overline{\chi_p(E)} \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \int dE' \nu\Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') \\
& + \int dE \phi^\dagger(\mathbf{r}, E) \int dE' \Sigma_a(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') \}
\end{aligned} \tag{D.2.3}$$

となる。さらに， D_p が (D.2.2) 式で与えられることを利用すれば，

$$\sum_i \delta\rho_i = -\frac{1}{\beta_{eff}} \{1 - \delta A\}, \tag{D.2.4}$$

ただし，

$$\delta A = \frac{\int_{core} d\mathbf{r} \int dE' \phi^\dagger(\mathbf{r}, E') (\Sigma_a(\mathbf{r}, E') - \Sigma_a^P(\mathbf{r}, E')) \phi(\mathbf{r}, E')}{D_p} \tag{D.2.5}$$

となり， β_{eff} は

$$\beta_{eff} = -\frac{1}{\sum_i \delta\rho_i} \{1 - \delta A\}, \tag{D.2.6}$$

より求めることができる。燃料要素の吸収断面積を良く模擬した置換物質を用意できれば， δA が小さくなる。仮に，これが無視してできるほど小さければ，

$$\beta_{eff} = -\frac{1}{\sum_i \delta\rho_i} \tag{D.2.7}$$

で β_{eff} を求めることができる。 δA が無視できない場合は，この値を計算で評価して (D.2.6) 式で β_{eff} を求める。

D.2.2 測定と測定結果の再評価の概要

図 D.1 に示すように 2.596wt.% 濃縮ウラン燃料棒を用いて構成された単純な円筒形状の炉心で Haga により実験が行われた。^[3] この燃料棒の仕様は第 5 章にも記述した。燃料棒配列のピッチ，水体燃料体積比，炉心の等価半径と臨界水位は，それぞれ 1.956 [cm]，1.83，18.86 [cm] と 92.24 [cm] であった。置換物質として用意されたのは，燃料棒の UO_2 ペレットの代わりに Sb-Cd-Pb 合金のペレット (Sb:48，Cd:0.184，Pb:51.8 wt%) を詰めたものである。Sb-Cd-Pb 合金ペレットと UO_2 ペレットの間で中性子吸

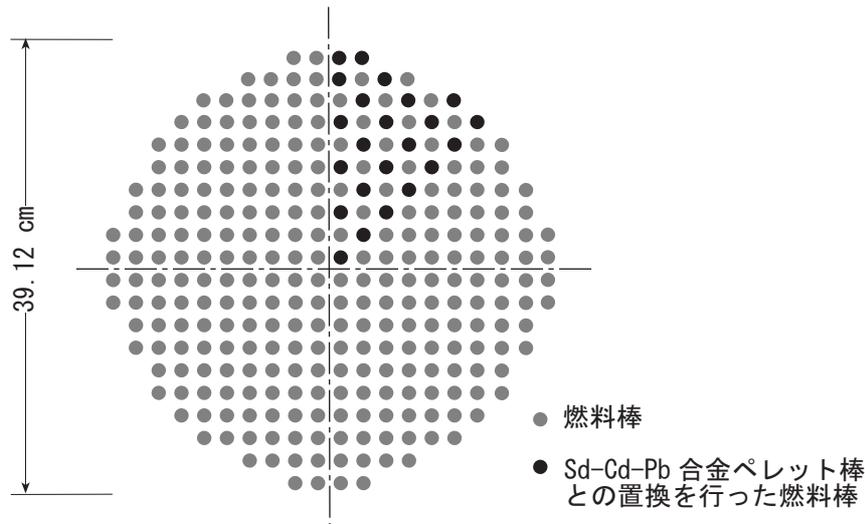


図 D.1 TCA 1.83U 円筒炉心の燃料棒配置

収断面積の差が小さくなるように，Sb-Cd-Pb 合金ペレットの組成と寸法が設定された。炉心の対象性を考慮に入れて，図 D.1 の 1/8 炉心領域内で，燃料要素と置換物質の置換反応度値が，順次，水位法によって測定された。この水位法については，第 5 章で述べる。この図の 1/8 炉心領域内で測定が行われなかった燃料棒位置では，その周囲の反応度値の測定結果の位置依存性を利用して内挿で置換反応度値が評価された。

Nakajima は，水位法で用いるバックリング－反応度変換係数を見直したり， δA の計算を行うことにより，Haga による β_{eff} の測定値を再評価した。^[4] ここでは，JENDL-3.2 核データを基にして，SRAC コードによるセル計算で作成されたエネルギー 17 群の均質化実効断面積を用いて，拡散計算コード CITATION により 2 次元 X-Y モデルで中性子束と随伴中性子束の計算が行われた。その結果得られた δA は 0.0104 と小さなものであった。

D.3 β_{eff} の実験解析の概要

JENDL-3.2 に基づく実験解析が Nakajima によって行われた。^[4] SRAC コードによるセル計算で作成されたエネルギー 107 群の実効断面積を用いて，輸送計算コード TWODANT により，中性子束と随伴中性子束を用いて β_{eff} が計算された。さらに，エネルギー 17 群に縮約された均質化実効断面積を用いて，輸送計算コードベースの β_{eff} と拡散計算コードベースの β_{eff} が比較されて， β_{eff} に対する輸送効果も評価さ

れた。これらの計算は2次元 X-Y モデルで行われた。

参考文献

- [1] H. Tsruta, I. Kobayashi, T. Suzaki, A. Ohno, K. Murakami, S. Matsuura, *Critical sizes of light-water moderated UO_2 and PuO_2-UO_2 lattices*, JAERI 1254, Japan Atomic Energy Research Institute (1978).
- [2] R. Perez-Bellesll, J. D. Kington, G. DeSaussure, “ A measurement of the effective delayed neutron fraction for the bulk shielding reactor-I, ” *Nucl. Sci. Eng.*, **12**, 505(1962).
- [3] T. Haga, I. Kobayashi, “ Space dependent reactivity effect of fission and absorption, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **1**, 246(1964).
- [4] K. Nakajima, “ Re-evaluation of the effective delayed neutron fraction measured by the substitution technique for a light water moderated low-enriched uranium core, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **38**, 1120(2001).

発表論文一覧

副論文

- [1] T. Sakurai, T. Nemoto, K. Kobayashi, H. Unesaki, “ Measurements of reaction rate ratios as indexes of breeding performance in mock-up cores of FCA simulating metallic-fueled LMFBR and MOX-fueled LMFBR, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **36**, 661(1999).
- [2] T. Sakurai, S. Okajima, M. Andoh, T. Osugi, “ Experimental cores for benchmark experiments of effective delayed neutron fraction β_{eff} at FCA, ” *Progress in Nuclear Energy*, **35**, [2], 131(1999).
- [3] T. Sakurai, S. Okajima, H. Song, Y. Kim, “ Measurement of effective delayed neutron fraction β_{eff} by ^{252}Cf source method for benchmark experiments of β_{eff} at FCA, ” *Progress in Nuclear Energy*, **35**, [2], 195(1999).
- [4] T. Sakurai, H. Sodeyama, S. Okajima, “ Measurement of effective delayed neutron fraction β_{eff} by covariance-to-Mean method for benchmark experiments of β_{eff} at FCA, ” *Progress in Nuclear Energy*, **35**, [2], 203(1999).
- [5] T. Sakurai, S. Okajima, “ Analysis of benchmark experiments of effective delayed neutron fraction β_{eff} at FCA, ” *Progress in Nuclear Energy*, **35**, [2], 209(1999).
- [6] T. Sakurai, S. Okajima, “ Adjustment of total delayed neutron yields of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu in JENDL-3.2 using benchmark experiments on effective delayed neutron fraction β_{eff} , ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **36**, 19(2002).
- [7] S. Okajima, T. Sakurai, J. F. Lebrat, V. Z. Averlant, M. Martini, “ Summary on international benchmark experiments for effective delayed neutron fraction(β_{eff}), ” *Progress in Nuclear Energy*, **41**, [1-4], 285(2002).

- [8] T. Sakurai, T. Mori, S. Okajima, K. Tani, T. Suzaki, M. Saito, “ Measurement and analysis of reactivity worth of ^{237}Np sample in cores of TCA and FCA, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **46**, 624(2009).

本論文の第3章は副論文 [1]–[5] 及び [7] の一部に , 第4章は副論文 [6] に , 第5章は副論文 [8] の一部に基づいている。

その他の論文

- [1] P. Bertrand, J. Pierre, M. Martini, S. Belov, V. Doulin, A. Kotchetkov, J. Matveenko, G. Mikhailov, T. Nemoto, T. Sakurai, G. D. Spriggs, “ BERNICE -Interlaboratory comparison of β_{eff} measurement techniques at MASURCA, ” *Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactors, PHYSOR 96*, Mito, Japan, Sep. 16-20, 1996, Vol. 2, E-190(1996).
- [2] T. Sakurai, S. Okajima, H. Sodeyama, T. Osugi, M. Martini *et al.*, “ Benchmark experiments of effective delayed neutron fraction β_{eff} in JAERI-FCA, ” *Proc. Int. Conf. on the Physics of Nuclear Science and Technology*, Long Island, USA, Oct. 5-8, 1998, Vol. 1, 182(1998).
- [3] S. Okajima, Zuhair, T. Sakurai, H. Song, “ Evaluation of delayed neutron data using FCA international β_{eff} benchmark experiment, ” *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **35**, 963(1998).
- [4] Y. Yamane, Y. Takemoto, T. Imai, S. Okajima, T. Sakurai, “ Effective delayed neutron fraction measurements in FCA-XIX cores by using modified Bennett method, ” *Progress in Nuclear Energy*, **35**, [2], 183(1999).
- [5] G. D. Spriggs, T. Sakurai, S. Okajima, “ Rossi- α and β_{eff} measurements in a Fast Critical Assembly, ” *Progress in Nuclear Energy*, **35**, [2], 169(1999).

- [6] G. D. Spriggs, R. D. Busch, T. Sakurai, S. Okajima, “ The equivalent fundamental-mode source, ” *Annl. of Nucl. Energy*, **26**, 237(1999).
- [7] S. Okajima, Y. Yamane, Y. Takemoto, T. Sakurai, “ A note on the divien factor in fast systems, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **37**, 720(2000).
- [8] T. Yoshida, S. Okajima, T. Sakurai, K. Nakajima, T. Yamane *et al.*, “ Evaluation of delayed neutron data for JENDL-3.3, ” *J. Nucl. Sci. Technol.*, Supplement 2, 136(2002).
- [9] T. Sakurai, S. Okajima, “ Adjustment of total delayed neutron yields of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu by using results of in-pile measurements of effective delayed neutron fraction, ” *Proc. Int. Conf. on the New Frontiers of Nuclear Technology : Reactor Physics, Safety and High-Performance Computing, PHYSOR 2002*, Seoul, Korea, October 7-10, 2002 (2002). [CDROM]