



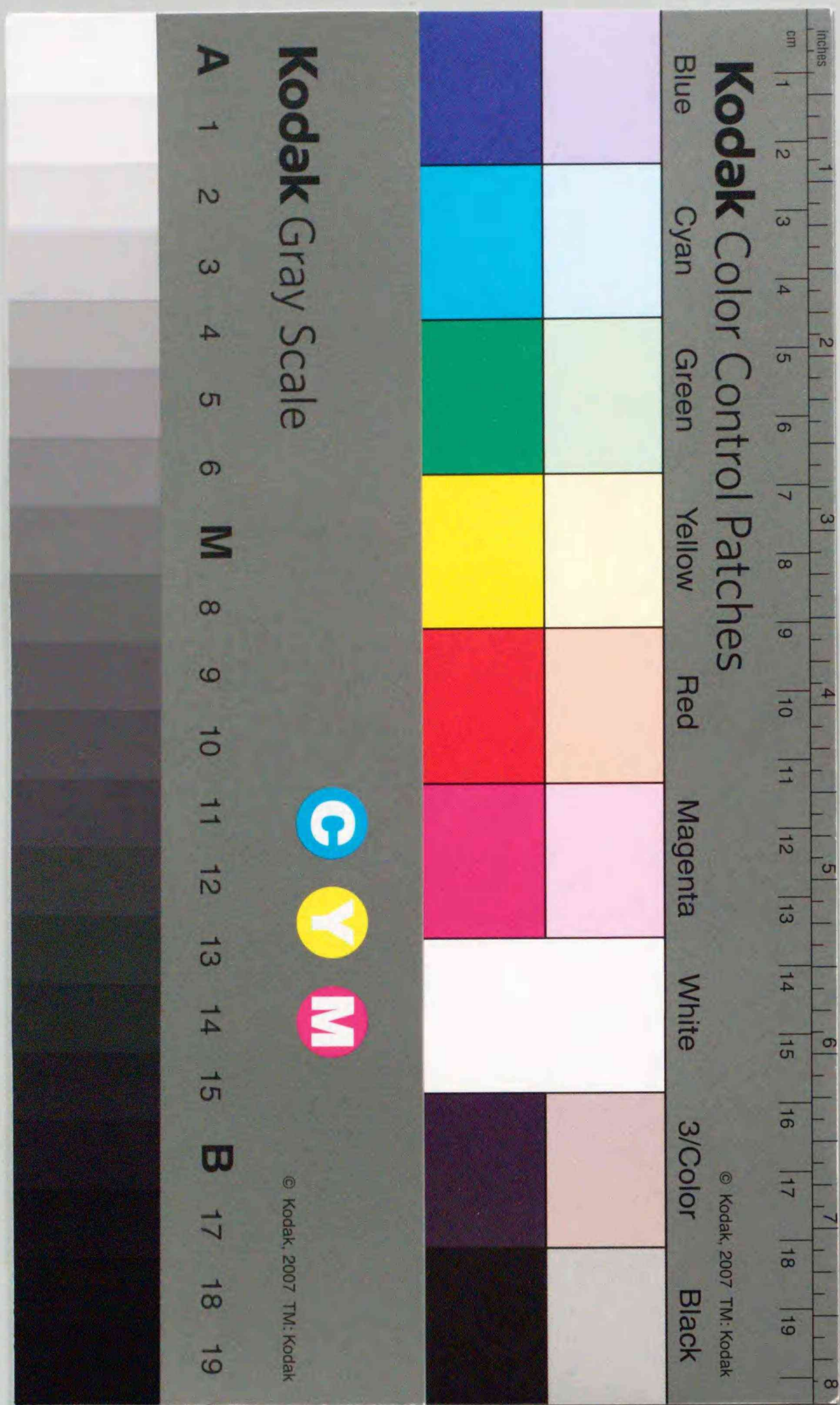
HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	臨界実験装置を用いた高速炉ドップラー効果の研究
Author(s)	岡嶋, 成晃
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	乙第5565号
Issue Date	1999-12-24
DOI	https://doi.org/10.11501/3163879
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/51632
Type	doctoral thesis
File Information	000000349069.pdf



臨界実験装置を用いた
高速炉ドップラー効果の研究

岡嶋 成晃



臨界実験装置を用いた
高速炉ドップラー効果の研究

1999年11月

岡 嶋 成 晃

目 次

第1章 序 論

1-1 本研究の背景と目的	1
1-2 本論文の構成	4
参考文献	5

第2章 高速炉におけるドップラー効果とその測定原理

2-1 高速炉におけるドップラー効果	7
2-2 ドップラー効果測定法の概要	9
2-3 臨界集合体でのドップラー効果測定の原理	11
参考文献	15

第3章 800℃までの ^{238}U ドップラー効果測定とその中性子スペクトル依存性

3-1 高速炉臨界実験装置 (FCA)	19
3-2 FCAでのドップラー効果測定	21
3-2-1 ドップラーサンプル	21
3-2-2 ドップラー効果測定装置	21
3-2-3 測定方法 (サンプル加熱・反応度価値測定法)	25
3-2-4 サンプルの熱膨張の補正	28
3-2-5 ドップラーサンプルの 固体結晶効果の考慮	30
3-2-6 測定体系	34
3-2-7 測定結果	36
3-3 ^{238}U ドップラー効果の中性子スペクトル依存性	38
3-3-1 測定値の炉心間での相互比較	38

3-3-2	中性子スペクトル指標の選定	40
3-3-3	スペクトル依存性	43
3-3-4	スペクトル依存性の適用例	45
3-4	まとめ	46
	参考文献	46
第4章 ドップラー効果測定の実験手法の検討		
4-1	従来の解析手法による	
	ドップラー効果実験の解析	49
4-1-1	従来の解析手法の概要	49
4-1-2	従来の計算手法による解析結果	51
4-1-3	従来の計算手法での	
	自己遮蔽効果について	53
4-2	超詳細群断面と衝突確率法による	
	計算コードの開発	55
4-2-1	超詳細群積分型輸送方程式の解法のための	
	計算アルゴリズム	56
4-2-2	超詳細群のエネルギー群構造	59
4-2-3	超詳細群定数 (MCROSSライブラリー)	
	の作成	62
4-2-4	超詳細群構造の検討	63
4-3	超詳細群セル計算コード (PEACO-X) による	
	ドップラー実験解析	67
4-3-1	サンプル実効断面の比較	67
4-3-2	ドップラーワースのC/E	71
4-4	まとめ	75
	参考文献	76

第5章 サンプル加熱法による1,500℃までの測定		
5-1	実験装置	80
5-1-1	実験装置の開発	80
5-1-2	実験装置の概要	88
5-2	1,500℃までのドップラー効果測定	92
5-2-1	サンプルの熱膨張の補正	93
5-2-2	測定結果	96
5-3	実験値と計算値の比較	97
5-3-1	セルモデル	98
5-3-2	実験装置構造材による ドップラーワースへの影響	99
5-3-2	測定値と計算値の比較	104
5-4	まとめ	105
参考文献		106
第6章 箔加熱・反応率測定法による2,000℃までの測定		
6-1	測定手法の概要	109
6-2	実験装置	110
6-2-1	UO ₂ 箔	110
6-2-2	実験装置の開発	111
6-2-3	実験装置の概要	121
6-3	2,000℃までのドップラー効果測定	123
6-3-1	測定手順	124
6-3-2	箔内でのγ-線自己吸収効果	125
6-3-3	測定結果	126
6-4	実験と計算の比較	128
6-4-1	計算手法	128
6-4-2	セルモデルの検討	129

6-4-3	箔の熱膨張による 中性子捕獲反応率への影響評価	134
6-4-4	タンダステンによる ドップラー効果への干渉効果	135
6-4-5	実験値と計算値の比較	137
6-5	まとめ	138
	参考文献	139
第7章 燃料融点までのドップラー効果		
7-1	ドップラー係数の温度依存性	141
7-2	燃料融点までのドップラーワースの予測	144
7-3	高温領域のドップラー効果計算の予測精度評価	146
7-4	まとめ	147
	参考文献	148
第8章 結 論		
謝 辞		
付 録 ドップラー効果測定を実施したFCA炉心の 2次元RZモデルと原子数密度データ		
		157

第1章 序 論

1-1 本研究の背景と目的

我が国では核燃料リサイクルを確立して将来のエネルギーセキュリティを確保するために、1960年代から高速増殖炉（FBR）の実用化を目指した研究開発が鋭意進められてきた。しかし、1994年4月5日に臨界に達した高速原型炉「もんじゅ」において翌年12月8日に発生したナトリウム漏洩事故を契機に実証炉開発計画が見直され、1997年12月原子力委員会の高速増殖炉懇談会報告書において、「FBRは将来の非化石エネルギー源の一つの有力な選択肢である」と位置付けられた^[1]。さらに、FBRの実用化の可能性を技術的、社会的に追求するための研究開発が求められた。これを受けて、これまでも増して、FBRの安全性、信頼性、経済性等の一層の向上が求められている。

FBRの安全性については、原子力安全委員会が1976年に策定した原子炉施設、核燃料施設および核燃料輸送容器についての工学的安全性に係る研究に対する見直しにおいて、FBRの安全性に関する研究を1986年に追加した^[2]。それ以降、5年毎の見直しによって、国として実施すべき安全研究課題、研究内容、実施機関について審議し、その結果を安全研究年次計画としてまとめてきた。一方、各研究機関においては、年次計画に基づき安全研究を実施し、大型炉の核設計や事故評価等の精度向上に努めてきている。

この安全研究年次計画において、1986年の見直し以来、FBRの事故防止および緩和に関する研究として、炉心固有の安全性に関わる反応度係数の予測精度の向上が課題として挙げられてきた。FBRの炉心固有安全性としての反応度係数には、ドップラー効果や燃料ピンの軸方向膨張等が考えられ、とりわけ、燃料中の²³⁸Uドップラー効果は、炉出力の異常な過渡変化時において即発的に出力上昇を抑制する負のフィードバック効果として働き、炉心出力の整定を左右する大きな因子として重要視されている。

原子炉におけるドップラー効果（Doppler effect）とは、原子核と中性子の核反応において、原子核の熱運動による中性子との相対速度の変化を考慮した核反応の効果を言う。これは、音波に関するドップラー効果と類似の現象であることから、この名前が付けられた。

高速炉の場合、中性子スペクトルは、核分裂反応によって生まれた後、原子核との散乱衝突を繰り返して中速エネルギー領域まで減速した中性子と炉心を構成する構造材や燃料核種等との吸収反応による消失と、減速過程の途中で体系からの漏れによって形成される。中速エネルギー領域での構造材核種や燃料核種の核反応断面積は鋭い共鳴構造を有し、その共鳴幅は極めて狭い（1eVよりはるかに小さい）ので、これらの核種の熱運動エネルギーが、それほど大きくなくても、共鳴幅へ大きな影響を及ぼす。

仮に何らかの原因で連鎖反応が増大すると、出力が上昇し、燃料の発熱量が大きくなる。混合酸化物（MOX）燃料等の場合、熱伝導度が低いため発生した熱によって燃料温度が大きく上昇し、燃料原子核の熱運動エネルギーが増加する。このとき燃料原子核の共鳴断面積は、共鳴のピーク下の面積は変わらないが、共鳴の様子は温度が上昇するにつれて広がり平坦になる。このように燃料温度の上昇によって共鳴幅が広がると、燃料棒内で自己遮蔽効果により共鳴エネルギー近傍で減少する中性子束は共鳴エネルギー領域内で増加し、さらに中性子はより広い共鳴エネルギー範囲において燃料原子核と反応する。すなわち、ドップラー効果によって、燃料原子核と中性子との反応率は増加する。その結果、連鎖反応が抑制され、核分裂が減少する方向に戻り、燃料温度が自動的に復旧することになり、安定した運転が可能となる。この連鎖反応を抑制する効果を、負のフィードバック効果と呼ぶ。この ^{238}U ドップラー効果は燃料原子核の熱運動によって生じることから燃料固有の即効性のものであり、その予測精度は、炉心燃料最高温度の推定精度や設計裕度に大きな影響を及ぼす。このように ^{238}U ドップラー効果は、FBRの安全性に大きな影響を及ぼす反応度フィードバック効果のうち最も重要なものの一つであり、より精度の高いドップラー効果の予測が必要とされている。

これまでのFBRの ^{238}U ドップラー効果測定は、臨界実験装置において比較的大きなサンプルを加熱してドップラー効果によるサンプルの反応度値変化を測定するものが主流であり、我が国の高速炉臨界実験装置（FCA：Fast Critical Assembly）を含む各国の同種の装置において、800℃程度までのドップラー効果測定が行われてきた。これらの測定は、ある特定のFBRを対象とした模擬炉心において実施され、その結果から模擬対象炉心の典型的な中性子スペクトル場でのドップラー効果の予測精度が評価されてきたに過ぎない。

例えば、事故の進展を想定すると、炉心温度の上昇によって、炉内の局所で冷却材のナトリウムが沸騰してボイド状態へと進む場合が考えられ、炉内の中性子スペクトルも変化する。このような場合、特定の模擬炉心の代表的な中性子スペクトル場での測定結果から中性子スペクトルの変化に呼応したドップラー効果の予測精度を直接評価することはできない。したがって、炉心設計では、通常、過度な誤差を見込んだ設計裕度を採用してきた。例えば、原型炉「もんじゅ」の設計では、ドップラー係数を通常の予測精度の3倍を採用した。

また、MOX-FBR運転時の運転時燃料平均温度（約1,200℃）および燃料最高温度（約2,200℃）に比べて、ドップラー効果測定時の温度は800℃近辺と非常に低く、それ以上の温度における解析精度は800℃までの測定に基づいて外挿することにより推定しているにすぎなかった。これまでの設計では、この800℃程度迄のものを外挿して室温から燃料融点近傍までの温度範囲におけるドップラー効果の予測精度評価に用いていることから、高温領域での予測精度も劣るのが現状である。

したがって、ドップラー効果の予測精度の向上には、計算精度の向上はもとより、様々な炉心中性子スペクトルでのドップラー効果の予測精度に関する研究やより高温でのドップラー効果測定データの取得が、非常に有意義であると考えられる。そこで、FBRの安全性の観点からドップラー効果の予測精度を向上させることを目的として、ナトリウムボイド状態のように炉心中性子スペクトルが変化したときのドップラー効果の予測精度の向上、解析精度の向上、高温における予測精度の向上を図ることを本研究の目的とする。

一連の研究を通してこの研究目的が成就されると、FBRに関する高度の安全性・信頼性の確保が図れ、設計裕度の見直しによるシステムの簡素化や高性能化による経済性の一層の向上が図れると期待できる。また、FBR技術を拡張した多様化概念のひとつとして、従来のMOX燃料とは異なる新型燃料を用いた新たな炉概念についても精度の良い安全性評価を行うことができると考えられる。

1-2 本論文の構成

本論文は、8つの章から構成されている。本章では、本研究の背景と目的および研究の要旨を述べた。次章以降では、次の研究成果を記す。

第2章では、臨界集合体で実施されるドップラー効果測定法とその測定の原理についてまとめる。

第3章では、本研究で使用した高速炉臨界集合体FCAの概要と特徴を述べる。さらに、1968年からFCAにおいて実施してきた800℃までの ^{238}U ドップラー効果測定の測定手法について述べるとともに、これまで得た測定結果を中性子エネルギーの観点からまとめ直し、 ^{38}U ドップラー効果のエネルギースペクトル依存性について検討を行う。

第4章では、我が国における最新の核データライブラリー（JENDL-3.2）と標準的な高速炉解析手法を用いて、一連の800℃までの ^{238}U ドップラー効果測定結果を解析し、解析精度を評価する。さらに、解析上の問題点について検討を行って、解析精度の向上を図る。

第5章では、従来の800℃より高温領域でのドップラー効果の予測精度評価を目的として行った、1,500℃までのサンプル加熱・反応度価値測定法によるドップラー効果測定について、測定装置の開発とその性能、それを用いた測定と実験解析結果について述べる。

第6章では、さらに高温を目指して行った2,000℃までの箔加熱・反応率変化測定法によるドップラー効果測定について、測定装置の開発と性能を紹介し、その装置を用いた測定およびその実験解析結果について述べる。

第7章では、酸化物燃料融点近傍までのドップラー効果の予測精度について、測定によって得られた結果をもとに、測定温度範囲より高温域まで外挿することにより検討する。

第8章では、本研究で得られた主な成果を総括する。

参考文献

- [1] 原子力委員会 高速増殖炉懇談会：高速増殖炉研究開発の在り方（高速増殖炉懇談会報告書）（1997）
- [2] 原子力安全委員会：原子力施設等安全研究年次計画（昭和61年度～昭和65年度）

第2章 高速炉におけるドップラー効果とその測定原理

2-1 高速炉におけるドップラー効果

原子炉におけるドップラー効果とは、炉心内の原子核の温度が上昇したときに、その熱運動によって中性子反応断面積の共鳴領域での実効的な共鳴幅が広がる効果を言う。ドップラー効果によって共鳴幅が広がると共鳴領域内の中性子束は増加し、温度上昇する前に比べて、より広い共鳴エネルギー範囲において燃料原子核と炉内中性子が反応することから、反応率が増加する。特に、中性子吸収反応のドップラー効果は、温度上昇に伴って吸収率が増加するので、原子炉の負のフィードバック反応度として重要な役割を果たす。とりわけ、高速炉の安全上において重要な課題の一つである仮想的炉心崩壊事故（HCDA：Hypothetical Core Disruptive Accident）の起因事象であるATWS（Anticipated Transient without Scram；異常な過渡変化時スクラム失敗事象）において、燃料核種である ^{238}U のドップラー効果は、即発的な負のフィードバック効果として重要視されている。

その一例として、酸化物燃料高速増殖炉（MOX-FBR）において、ATWS事象である以下の3つの事象について考える。

UTOP（Unprotected Transient Over Power）：反応度挿入型事象

制御棒の誤引抜きが起こり、かつスクラムが失敗する事象

ULOF（Unprotected Loss of Flow）：流量喪失型事象

外部電源喪失が起こり、スクラム失敗を伴って、1次系冷却材流量が低下する事象

ULOHS（Unprotected Loss of Heat Sink）：除熱源喪失型事象

中間熱交換器（IHX）や蒸気発生器（SG）の故障等により、炉心で発生した熱の除去ができない時に、スクラムが失敗する事象

UTOPでは、制御棒の誤引抜きで投入された正の反応度によって炉出力は上

昇し、燃料温度、冷却材温度等が上昇する。この温度上昇によって、ドップラー効果が生じたり、炉心構造物が膨張して、負のフィードバック効果が現れる。

図2-1に高速炉用過渡解析コードEXCURSE^[1-2]によるUTOP解析結果を示す。

図より明らかなように、ドップラー効果が主たる負の反応度フィードバックとして働き、その結果、原子炉の出力を低く抑える。この時、燃料温度は炉出力の上昇に伴って上昇して、その最高温度は約2,600℃にまで達するが、MOX燃料の融点(2,600~2,800℃)までには至らない。この燃料温度上昇の時間変化は炉出力の変化に依存する。このことから、燃料温度はドップラー効果に強く依存することが分かる。

ULOF(流量喪失型事象)

では、炉心内の冷却材循環が著しく損なわれるために、

炉心出口温度は最初急激に上昇する。その後、炉内冷却材の対流によって、炉心温度は全体が炉心平均温度へと低下する。その結果、燃料温度も同様に低下することから、ドップラー効果によって大きな正の反応度が炉心に挿入される。したがって、事象開始直後から効果的に働く燃料集合体支持盤の熱膨張に伴う

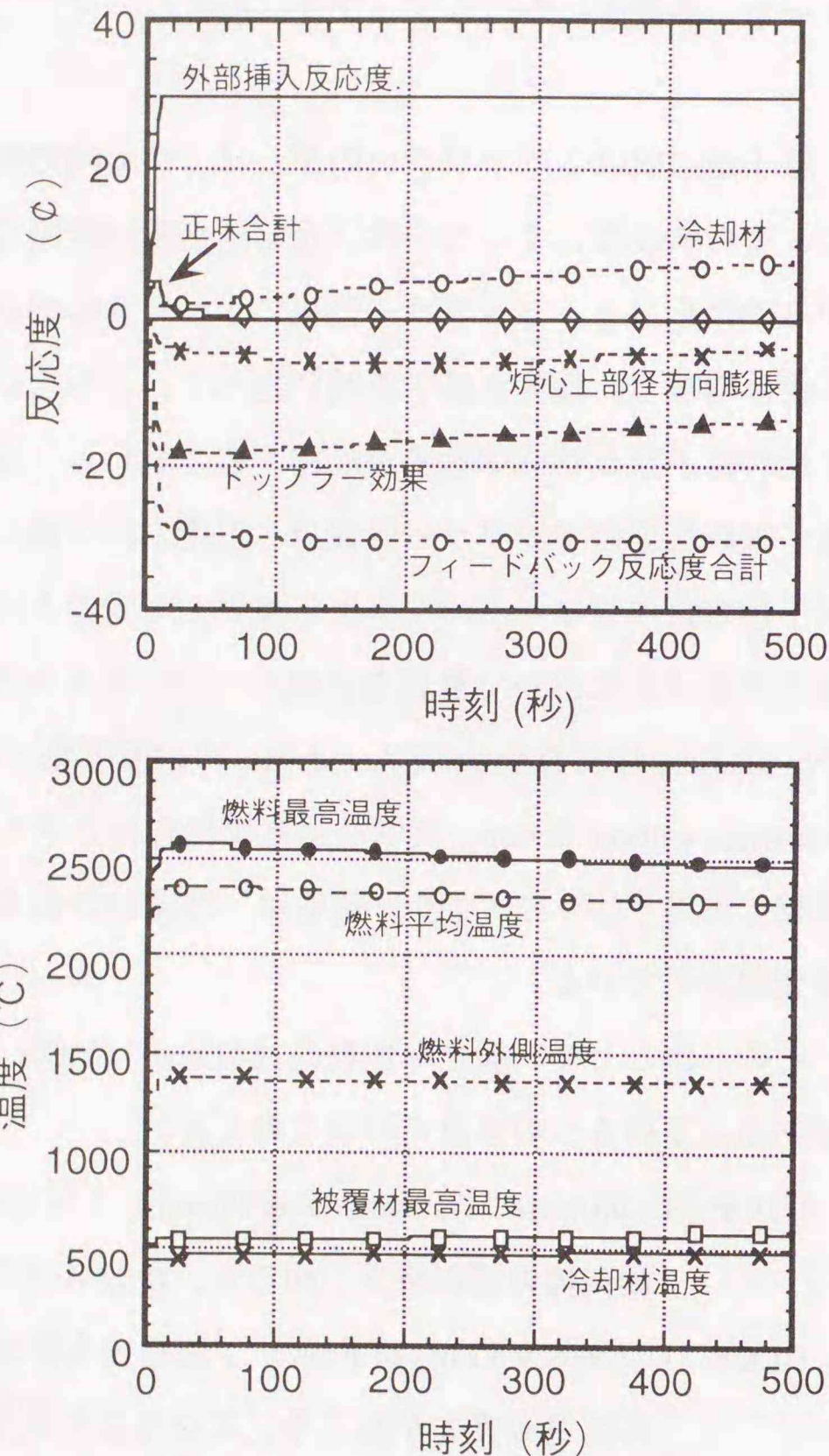


図2-1 MOXFBRにおけるUTOP事象の反応度変化と温度変化

大きな負の炉心径方向膨張反応度が挿入されても正味合計の反応度は小さく、原子炉出力の低下が遅く、最終的には冷却材沸騰に至る。

ULOHS(除熱源喪失型事象)の場合、蒸気発生器で除熱喪失が生じることに伴い、炉心入口温度の異常な上昇が引き起こされる。その結果、炉心下部支持板の熱膨張によって負の反応度が炉心に投入される。一方、炉心平均の燃料温度は事象開始後から低下するので、ドップラー効果による正の反応度が炉心に投入される。したがって、炉心下部支持板の熱膨張による負の反応度とドップラー効果による正の反応度の大小によって、炉心が整定するかどうか定まる。

このように高速炉の安全性において、²³⁸Uドップラー効果は炉出力の異常な過渡変化時における即発性の負の反応度フィードバック効果として非常に重要であり、その予測精度向上は炉心燃料最高温度の推定精度や設計裕度に大きな影響を及ぼす^[3]。

2-2 ドップラー効果測定法の概要

1960年代末から臨界集合体や原子炉においてドップラー効果測定を試みが数多くなされてきた。その測定手法の概要^[4-9]を以下に示す。

① サンプル加熱・反応度値測定法

臨界集合体の内部へ、常温と高温(又は低温)の試料を交互に入れ、その時の反応度変化を調べる。この方法は装置がそれ程大がかりでなく、精度も相当よいのでドップラー効果測定法の主流である。

② ループ法

臨界集合体の一部分を高温にし、その中へ燃料集合体等を挿入して、その時の反応度変化から燃料の温度係数をみる方法である。温度調節が難しく装置も大がかりになるが、試料が大きいため反応度変化も大きくなり温度係数の測定が比較的容易であり、実際の高速炉により近いテストができるなどの利点がある。一方、温度上昇に伴う反応度変化にはドップラー効果と熱膨張効果が含まれ、その両者を区別することは難しい。

③ 箔加熱・反応率測定法

臨界集合体の内部へ常温と高温の試料（箔）を挿入し、中性子との核反応によって生成された核種の誘導放射能の測定から、当該核反応に関する実効共鳴積分または反応率の温度による変化すなわちドップラー効果をみようとする方法である。ドップラー効果測定が始まった1960年代末から1970年代頃は誘導放射能の測定精度が十分でなかったり、データ処理が煩雑であったため、必ずしも十分な成果は得られなかった。

④ 燃料加熱法

原子炉内の燃料温度変化に伴う反応度変化を測定するもので、②をさらに大がかりにした測定法である。

⑤ 高速運動法

中性子場の中で試料を高速で運動させ中性子と試料の相対速度を機械的に変化させて、中性子場の反応度変化、または試料の誘導放射能を測定する方法である。試料を高速に運動させること自体が困難なので、測定結果が報告された事例はない。

⑥ 未臨界集合体を利用する小試料法

小さい試料を未臨界体系（例えば、核分裂板を利用するもの）の中へ入れ、体系の温度を変化させて、試料の反応率の変化を調べる。

世界における高速炉臨界実験装置では、米国のZPR-3^[6]、ZPR-6^[7]、ZPR-9^[8]、ZPPR、ドイツのSNEAK^[10]、日本のFCA^[11]において①の方法による測定が行われてきており、この方法がもっとも主流である。その他に、英国のZEBRA^[12]では②の方法による測定が行われた。また、米国のMSCA^[13]やスウェーデンのFR0^[14]では③の方法による測定が行われた。原子炉を利用した測定では、米国のSEFORによる測定^[15]が有名であるが、その他に実験炉や原型炉の起動試験時にもドップラー効果測定が行われている。しかし、一般的に原子炉を用いた測定では、炉心全体の温度上昇による反応度変化の測定となり、その中には、ドップラー効果の他に膨張効果等が含まれ、ドップラー効果だけ

を分離して単独で評価することは難しい。

以上の点から、臨界実験装置での測定には、①または③の方法が、実験装置も大がかりでなく、適当である。

2-3 臨界集合体でのドップラー効果測定の原理

原子炉内に無限に希釈された共鳴吸収核種のドップラー効果では、温度上昇による共鳴ピーク下の面積が変わらないことから、吸収反応率は増加しない。しかし、燃料棒中の共鳴吸収核種のように塊状で存在する場合、温度上昇によって共鳴幅が広がり、共鳴プロファイルが平坦になると、自己遮蔽効果により共鳴エネルギー近傍で減少する中性子束が共鳴エネルギー領域内で増加するとともに、より広い共鳴エネルギー範囲において共鳴吸収反応が起こる。したがって、ドップラー効果によって、吸収反応率が増加し、連鎖反応の抑制として作用する（負の反応度効果と言う）。このようなドップラー効果による吸収反応率の増加は、自己遮蔽効果、すなわち燃料組成等に依存する。

そこで、臨界実験装置でのドップラー効果測定として主流であるサンプル加熱法のように、体系にサンプルを持ち込んでドップラー効果を測定する場合、サンプル自身の自己遮蔽によるドップラー効果と、炉心領域中の共鳴核種による遮蔽効果によるドップラー効果のいずれかを測定しているかを知る必要がある^[16]。ここでは、単純なモデルを用いて、その測定原理について考察する。但し、議論を簡単にするために、随伴中性子束を無視する。

今、ドップラー効果測定対象の共鳴核種を含むサンプル領域と共鳴核種を含む均質な組成の炉心領域からなる2領域モデルを考える。それぞれの体積を V_S 、 V_C とする。ここで、例えば、炉心領域で一様に等方的に生まれた中性子がサンプル領域へ飛行し最初の衝突をする確率を $P_{S \leftarrow C}$ とすると、サンプル領域中の原子と衝突をする単位時間当たりの中性子数は、

$$\Sigma_{t,S}(T) \phi_S V_S = P_{S \leftarrow S} V_S Q_S + P_{S \leftarrow C} V_C Q_C \quad (2-1)$$

ここで、 $\Sigma_{t,s}(T)$ ：温度 T でのサンプルの全断面積

ϕ_s ：サンプル内の中性子束

Q_s ：サンプルでの中性子源

Q_c ：炉心領域での中性子源

である。したがって、サンプル領域中での単位時間当たりの中性子吸収反応率は、

$$\Sigma_{a,s}(T) \phi_s V_s = \frac{\Sigma_{a,s}(T)}{\Sigma_{t,s}(T)} (P_{s \leftarrow s} V_s Q_s + P_{s \leftarrow c} V_c Q_c) \quad (2-2)$$

である。同様に、炉心領域内で単位時間当たり中性子吸収反応率は、

$$\Sigma_{a,c}(T) \phi_c V_c = \frac{\Sigma_{a,c}(T)}{\Sigma_{t,c}(T)} (P_{c \leftarrow c} V_c Q_c + P_{c \leftarrow s} V_s Q_s) \quad (2-3)$$

である。以上の結果から、2つの異なる温度 T 、 T' での両媒質中での吸収反応率の差は、両温度において体積は不変と仮定すると、サンプル領域では、

$$\begin{aligned} \Delta A_s &= A_s(T') - A_s(T) \\ &= \frac{\Sigma_{a,s}(T')}{\Sigma_{t,s}(T')} (P'_{s \leftarrow s} V_s Q'_s + P'_{s \leftarrow c} V_c Q'_c) \\ &\quad - \frac{\Sigma_{a,s}(T)}{\Sigma_{t,s}(T)} (P_{s \leftarrow s} V_s Q_s + P_{s \leftarrow c} V_c Q_c) \\ &= \left(\frac{\Sigma_{a,s}(T')}{\Sigma_{t,s}(T')} P'_{s \leftarrow s} Q'_s - \frac{\Sigma_{a,s}(T)}{\Sigma_{t,s}(T)} P_{s \leftarrow s} Q_s \right) V_s \\ &\quad + \left(\frac{\Sigma_{a,s}(T')}{\Sigma_{t,s}(T')} P'_{s \leftarrow c} Q'_c - \frac{\Sigma_{a,s}(T)}{\Sigma_{t,s}(T)} P_{s \leftarrow c} Q_c \right) V_c \end{aligned} \quad (2-4)$$

であり、炉心領域では、

$$\begin{aligned} \Delta A_c &= A_c(T') - A_c(T) \\ &= \frac{\Sigma_{a,c}(T')}{\Sigma_{t,c}(T')} (P'_{c \leftarrow s} V_s Q'_s + P'_{c \leftarrow c} V_c Q'_c) \\ &\quad - \frac{\Sigma_{a,c}(T)}{\Sigma_{t,c}(T)} (P_{c \leftarrow s} V_s Q_s + P_{c \leftarrow c} V_c Q_c) \\ &= \left(\frac{\Sigma_{a,c}(T')}{\Sigma_{t,c}(T')} P'_{c \leftarrow s} Q'_s - \frac{\Sigma_{a,c}(T)}{\Sigma_{t,c}(T)} P_{c \leftarrow s} Q_s \right) V_s \\ &\quad + \left(\frac{\Sigma_{a,c}(T')}{\Sigma_{t,c}(T')} P'_{c \leftarrow c} Q'_c - \frac{\Sigma_{a,c}(T)}{\Sigma_{t,c}(T)} P_{c \leftarrow c} Q_c \right) V_c \end{aligned} \quad (2-5)$$

である。したがって、サンプルおよび炉心領域の温度が T から T' へ変化した場合の反応率の全変化分は、

$$\begin{aligned} \Delta A &= \Delta A_s + \Delta A_c \\ &= \left(\frac{\Sigma_{a,s}(T')}{\Sigma_{t,s}(T')} P'_{s \leftarrow s} Q'_s - \frac{\Sigma_{a,s}(T)}{\Sigma_{t,s}(T)} P_{s \leftarrow s} Q_s \right) V_s \\ &\quad + \left(\frac{\Sigma_{a,s}(T')}{\Sigma_{t,s}(T')} P'_{s \leftarrow c} Q'_c - \frac{\Sigma_{a,s}(T)}{\Sigma_{t,s}(T)} P_{s \leftarrow c} Q_c \right) V_c \\ &\quad + \left(\frac{\Sigma_{a,c}(T')}{\Sigma_{t,c}(T')} P'_{c \leftarrow s} Q'_s - \frac{\Sigma_{a,c}(T)}{\Sigma_{t,c}(T)} P_{c \leftarrow s} Q_s \right) V_s \\ &\quad + \left(\frac{\Sigma_{a,c}(T')}{\Sigma_{t,c}(T')} P'_{c \leftarrow c} Q'_c - \frac{\Sigma_{a,c}(T)}{\Sigma_{t,c}(T)} P_{c \leftarrow c} Q_c \right) V_c \end{aligned} \quad (2-6)$$

である。

サンプル領域が無限に小さい場合（すなわち、炉心全体が加熱）、

$$P_{s \leftarrow s} = P'_{s \leftarrow s} = P_{s \leftarrow c} = P'_{s \leftarrow c} = 0 \quad (2-7)$$

$$P_{c \leftarrow c} = P'_{c \leftarrow c} = 1 \quad (2-8)$$

$$V_s = 0 \quad (2-9)$$

であるから、上式は、

$$\begin{aligned} \Delta A &= \Delta A_s + \Delta A_c \\ &= \left(\frac{\Sigma_{a,c}(T')}{\Sigma_{t,c}(T')} Q'_c - \frac{\Sigma_{a,c}(T)}{\Sigma_{t,c}(T)} Q_c \right) V_c \end{aligned} \quad (2-10)$$

となり、炉心領域のドップラー効果による吸収になる。

サンプル領域だけが T から T_S' へ上昇した場合、炉心領域では温度は不変であることから、

$$P_{S \leftarrow C} Q_C = P'_{S \leftarrow C} Q'_C \quad (2-11)$$

$$\frac{\Sigma_{a,C}(T')}{\Sigma_{t,C}(T')} = \frac{\Sigma_{a,C}(T)}{\Sigma_{t,C}(T)} \quad (2-12)$$

であり、

$$\begin{aligned} \Delta A = & \left(\frac{\Sigma_{a,S}(T_S')}{\Sigma_{t,S}(T_S')} P'_{S \leftarrow S} Q'_S - \frac{\Sigma_{a,S}(T)}{\Sigma_{t,S}(T)} P_{S \leftarrow S} Q_S \right) V_S \\ & + \left(\frac{\Sigma_{a,S}(T_S')}{\Sigma_{t,S}(T_S')} - \frac{\Sigma_{a,S}(T)}{\Sigma_{t,S}(T)} \right) P_{S \leftarrow C} Q_C V_C \\ & + \frac{\Sigma_{a,C}(T)}{\Sigma_{t,C}(T)} (P'_{C \leftarrow S} Q'_S - P_{C \leftarrow S} Q_S) V_S \end{aligned} \quad (2-13)$$

となる。右辺第1項はサンプル領域中で生じた中性子がサンプル内で吸収される反応率のサンプル温度上昇による変化分であり、第2項は炉心領域中で生じた中性子がサンプル内で吸収される反応率でサンプル温度上昇に起因する変化分、第3項はサンプル温度上昇によってサンプル領域中で生じた中性子の変化による炉心領域での反応率の変化分である。したがって、第2項の持ち分が大きい場合、体系のドップラー効果を測定できる。

ここで、さらに、一次摂動（摂動前後の中性子束は不変）を仮定すると、全反応変化率は、

$$\begin{aligned} \Delta A = & \left(\frac{\Sigma_{a,S}(T_S')}{\Sigma_{t,S}(T_S')} - \frac{\Sigma_{a,S}(T)}{\Sigma_{t,S}(T)} \right) P_{S \leftarrow S} Q_S V_S \\ & + \left(\frac{\Sigma_{a,S}(T_S')}{\Sigma_{t,S}(T_S')} - \frac{\Sigma_{a,S}(T)}{\Sigma_{t,S}(T)} \right) P_{S \leftarrow C} Q_C V_C \end{aligned} \quad (2-14)$$

となり、第3項が消失する。すなわち、全反応変化率は、サンプル領域で生ま

れた中性子によるサンプルの吸収反応率の項（サンプル項）と炉心領域で生まれた中性子によるサンプルの吸収反応率の項（炉心項）から成る。たとえば、 ^{238}U のドップラー効果測定について考えると、 ^{238}U 箔のような小さなサンプルを用いると、(2-14) 式中のサンプル項が炉心項に比べて十分に小さく、体系の中性子スペクトルでの ^{238}U のドップラー効果を測定できることが分かる。また、体系に小さな摂動を与える程度（一次摂動が成立する程度）の大きさの ^{238}U 試料を使用する場合、サンプル内の中性子束は炉心領域の中性子束とほぼ等しいと見なすことができ、体系の ^{238}U ドップラー効果を測定できる。

ドップラー効果測定で使用される代表的な直径25mmの天然ウラン酸化物の円筒サンプル^[6-11]では、サンプル項の持ち分が約35~45%であり、同様の形状の天然ウラン金属のサンプルでは約40~50%程度、直径20mmの天然ウラン酸化物では約30~40%程度である。これらのサンプルは一次摂動が成立する程度の大きさであるので、サンプル項の持ち分が約30~50%程度であっても、ドップラー効果としては、炉心項の持ち分が約90%以上の結果に等価である。但し、この割合は、サンプルの大きさ、組成に依存し、サンプルのサイズが小さくなるにつれて、炉心項の持ち分が大きくなる。

参考文献

- [1] S. Saito, : "EXCURS" JAERI-M 7280, (1977)
- [2] 岡嶋成晃、軍司康義、向山武彦：「ナトリウム冷却金属燃料高速炉用炉心過渡挙動解析コード - EXCURSの改造と解析例 -」 JAERI-M 92-031, (1992)
- [3] 「FBR金属燃料サイクル技術 Part III 金属燃料炉心設計検討と安全性評価の現状」 原子力工業、36巻、第6号 (1990)
- [4] W. G. Davey and W. C. Redman : "Techniques in Fast Reactor Critical Experiments", An AEC Monograph, Gordon and Breach Science Publishers, (1970)

- [5] 炉設計サブグループ:「高速炉に於けるドップラー係数と研究の現状」、
高速炉技術研究専門委員会、日本原子力学会 (1968)
- [6] J. M. Gasidlo ; "Result of Recent Doppler Experiments in ZPR-3", *ANL-7320*,
(1966) p.345-349
- [7] C. E. Till, R. A. Lewins and E. F. Croh : "Recent Doppler Measurement with
ZPR-6", *ANL-7120*, (1965) p.610-613
- [8] P. H. Kier and C. E. Till : "Analysis of UO_2 Small Sample Doppler
Measurements in FTR-3, ZPR-9 Assembly 26", *ANL-7910*, (1972) p.73-81
- [9] R. E. Kaiser and J. M. Gasidlo : "On the Effect of Core Configuration on ^{238}U
Doppler Measurements in ZPPR Assembly 2", *Proc. National Topical meeting
on New Developments in Reactor Physics and Shielding* (Kiamesha lake, 1972)
1006-1015
- [10] L. Barleon and E. A. Fischer ; "Small-sample Doppler Effect Measurements and
their Interpretation in Fast Reactor spectra", *Nucl. Sci. and Eng.*, 47, (1972) 247-
261
- [11] T. Yasuno, M. Nakano, T. Mukaiyama, T. Iijima, J. Hirota : *J. Nucl. Sci.
Technol.*, 7, (1970), p271-273.
- [12] A. R. Baker and R. C. Wheeler : "Doppler Coefficient Measurements in Zebra
Core 5", *ANL-7120*, (1965) 553-565
- [13] G. R. Pflasterer, Jr. and R. Sher ; "Activation Measurement of Doppler Effect for
 ^{238}U Capture and ^{235}U Fission in a Fast-Neutron Spectrum", *Nucl. Sci. and Eng.*,
30, (1967) 374
- [14] T. L. Anderson et. al. : "Studies of the Doppler Effect, Control Rod Worths and
Fission Product Cross Sections in Some Fast Neutron Spectra", *Proc. Conf.
Physcs and Fast Reactor Operation and Design*, British Nuclear Energy Society,
(London, 1969) 50-60
- [15] D. D. Freeman : "SEFOR Experimental Results and Applications to LMFBR's",
GEAP-13929, (1973)

- [16] F. Storrer, A. Khairallah and J. Ozeroff : "Measurements of the Doppler
Coefficient in Large Fast Power Reactors using a Fast Critical Assmbly and an
Experimental Fast Reactor", *ANL-6792*, (1963) 823-853

第3章 800℃までの ^{238}U ドップラー効果測定と

その中性子スペクトル依存性

日本原子力研究所の高速炉臨界実験装置（FCA）では1968年にドップラー効果測定装置が設置されて以来、1968年～1973年、および1983年以降にかけて様々な高速炉模擬炉心において、 ^{238}U を中心にドップラー効果の測定が行われてきた^[1-5]。一連の測定データは、中性子スペクトルの観点から非常に多岐にわたっている。ここでは、これまでFCAで行われた ^{238}U ドップラー効果測定についてまとめ、一連のデータから高速炉の安全性評価に重要な ^{238}U ドップラー効果の中性子スペクトルの依存性について検討する。

3-1 高速炉臨界実験装置（FCA）^[6-7]

FCAは、高速炉の炉物理の研究を目的として1967年に設置された我国唯一の高速炉臨界実験装置であり、1967年4月の初臨界達成以来、実験炉「常陽」および原型炉「もんじゅ」の模擬実験を実施し、安全審査、原子炉の設計に必要な炉物理データを提供してきた。また、新型炉の概念検討に必要な核特性の検証を目的として、軸方向非均質炉心や金属燃料高速炉、高転換軽水炉の模擬実験を実施してきた。

実験装置は水平2分割型と呼ばれる形式であり、炉心は固定側集合体および移動側集合体に2分割されている。原子炉運転時にはこの2分割された集合体が密着状態に保たれ、通常時および燃料装荷作業時には分離状態となる。同様の形式の臨界集合体では、米国のZPR-6、ZPR-9、ZPPRがある。片側集合体は1辺が約5cm四方のステンレス鋼（SUS）製格子管が51行51列で構成され、片側集合体の外寸は、2.7m×2.7m×1.3m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、燃料要素および模擬物質要素を収納した引き出しを装荷して構築する。

実験炉心の模擬に用いる燃料要素（プルトニウム、濃縮ウラン、天然ウラン、劣化ウラン等）および模擬物質要素（ナトリウム、ステンレス等）は、1辺が2インチ四方の板状で、材料等によって1/16インチ、1/8インチ、1/4インチの3種類の厚さのものがある。この燃料要素および模擬物質要素を組み合わせ、高速炉の燃料組成等を模擬する。

FCAの大きな特徴は、板状燃料要素等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きた。さらに、炉心構成（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ップラー効果およ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、我が国の高速炉物理の発展に大きく貢献している。図3-1にFCAの鳥瞰図および引き出し、燃料要素等を示す。

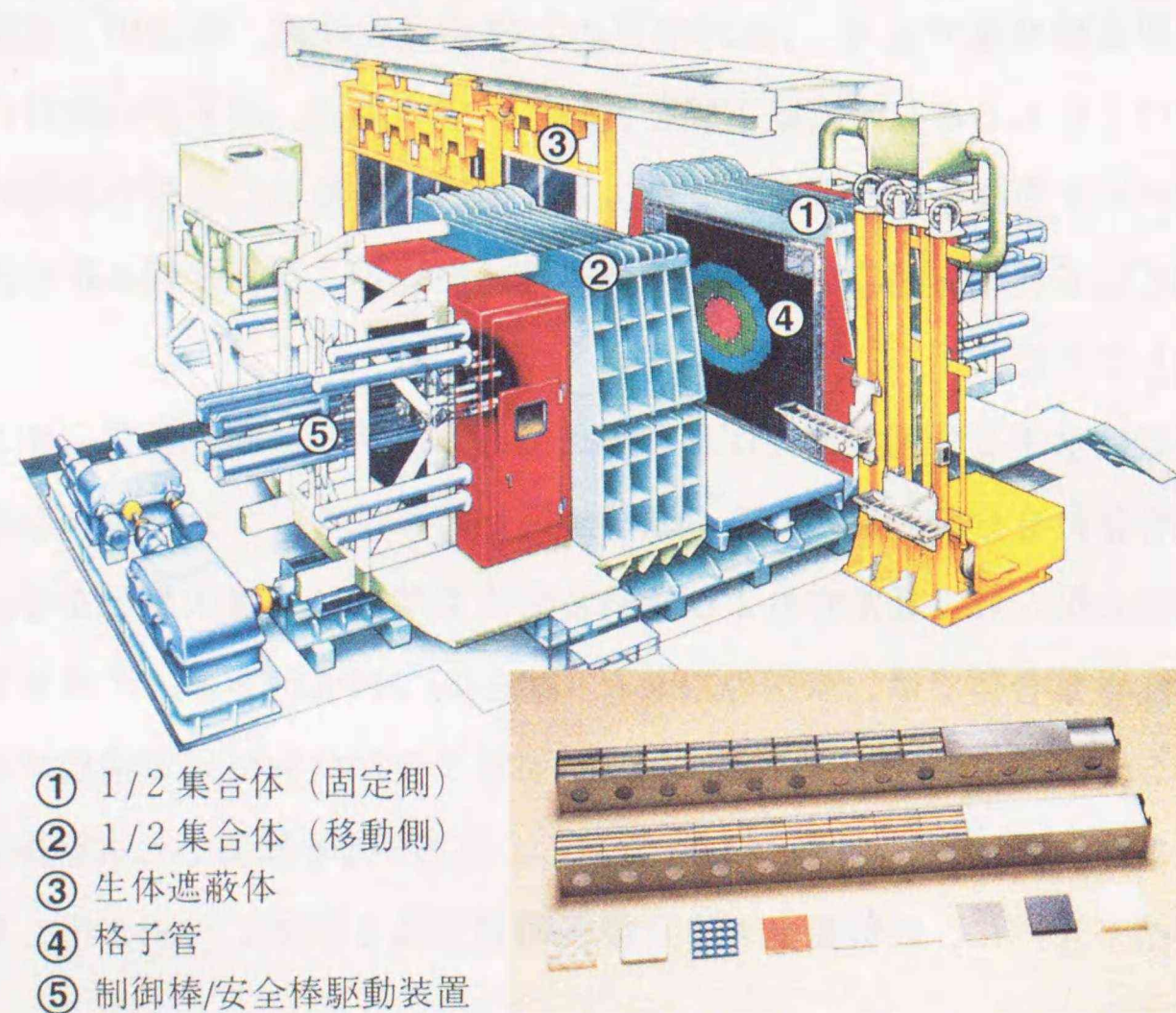


図3-1 FCA鳥瞰図と模擬物質板

3-2 FCAでのドップラー効果測定^[1,3]

ここでは、測定に使用するドップラーサンプル、測定装置、測定方法について述べる。

3-2-1 ドップラーサンプル^[1,8]

測定に用いたサンプルは円筒形状であり、²³⁸Uのドップラー効果測定のために、半径の異なる天然 UO_2 （以下、 NUO_2 ）や金属天然U（以下、 NU ）サンプルを用いて、系統的な測定が行われてきた。

NUO_2 や NU サンプルは、 NUO_2 ペレットまたは NU ペレットをステンレス鋼で被覆したものである。また、これらキャプセルによる反応度の寄与を測定するために上述のサンプルの他に、ステンレス鋼被覆のみから成り、サンプルと同一形状の空サンプルがある。

これらのサンプルの組成、形状および重量を、表3-1に示す。

表 3-1 ドップラーサンプルの組成、形状及び重量

サンプル名	組 成	形 状 直径×長さ (cm)	重 量	
			総重量 (g)	²³⁸ U重量 (g)
NUO_2 -25	天然 UO_2	25.0×150	686.3	600.5
NUO_2 -20	天然 UO_2	20.0×150	427.4	374.0
NU -25	天然U（金属）	24.8×150	1347.9	1336.5
NU -20	天然U（金属）	20.0×150	870.3	863.0

3-2-2 ドップラー効果測定装置^[1,3,8]

ドップラー効果測定装置は、サンプル加熱容器、真空系、加熱系、測温系、ドップラー引出し、駆動系、微小反応度測定装置から成る。装置のブロック図を図3-2に示すとともに、各構成要素について、以下に示す。

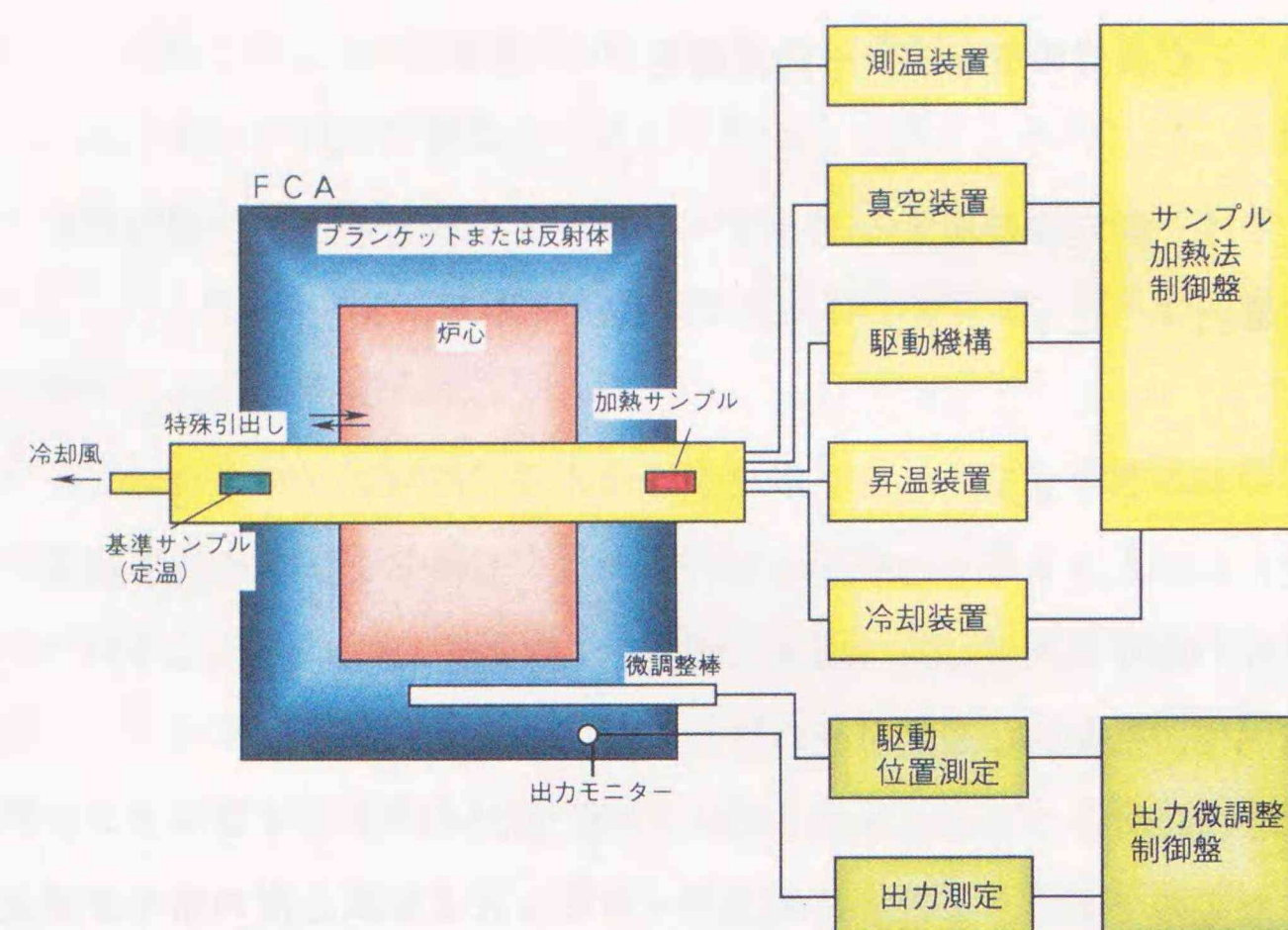


図3-2 サンプル加熱・反応度値測定法による測定装置ブロック図

サンプル加熱容器

ドップラーサンプルを収納する容器であり、ヒーター・熱電対・熱反射板 (Ni製)・真空容器・外容器から構成される。この容器の断面図を図3-3に示す。

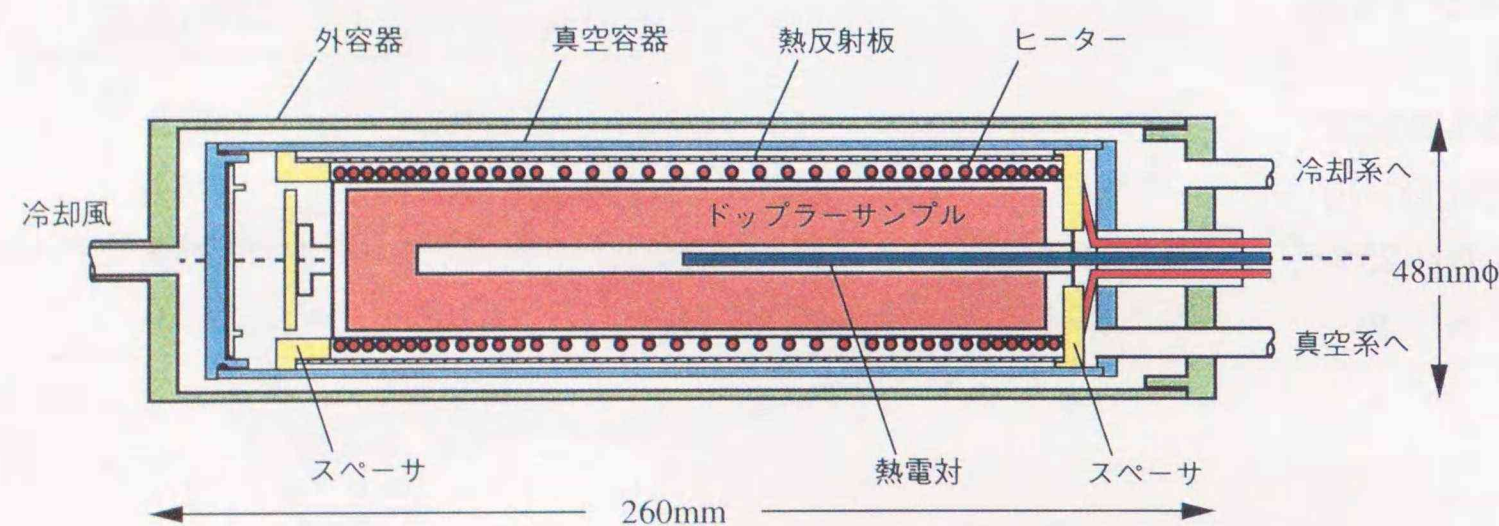


図3-3 サンプル加熱容器断面図

真空容器および外容器はSUS304製であり、外容器は外径48mmφ、全長260mmである。

サンプルの加熱は、サンプル外側を線状に巻いたヒーター (ニクロム線) によって行い、サンプル中心で最高800℃まで加熱できる。ヒーターは、サンプルの軸方向温度分布が平坦になるように、中心部は疎に、端部は密に巻いている。

サンプルの温度は、サンプル中央部に挿入されたクロメル・アルメル熱電対によって測定する。この熱電対による温度測定精度を、NUドップラーサンプルを使用した場合の、金属ウランの相転移温度 ($\alpha \rightarrow \beta$: 669 $\pm$ 1℃、 $\beta \rightarrow \gamma$: 774 $\pm$ 2℃、 $\gamma \rightarrow \beta$: 765 $\pm$ 1℃、 $\beta \rightarrow \alpha$: 657 $\pm$ 2℃) を利用して確認する。その結果、温度測定精度は、 $\pm$ 20℃である。サンプルの保持にはアルミナ磁器製のスペーサを用いている。サンプルの軸方向分布は、このスペーサによる熱リークのために、サンプル両端の温度が中心部の温度に比べて低くなる。一例として、NUO2-25サンプルを800℃に加熱した時の軸方向分布を図3-4に示す。

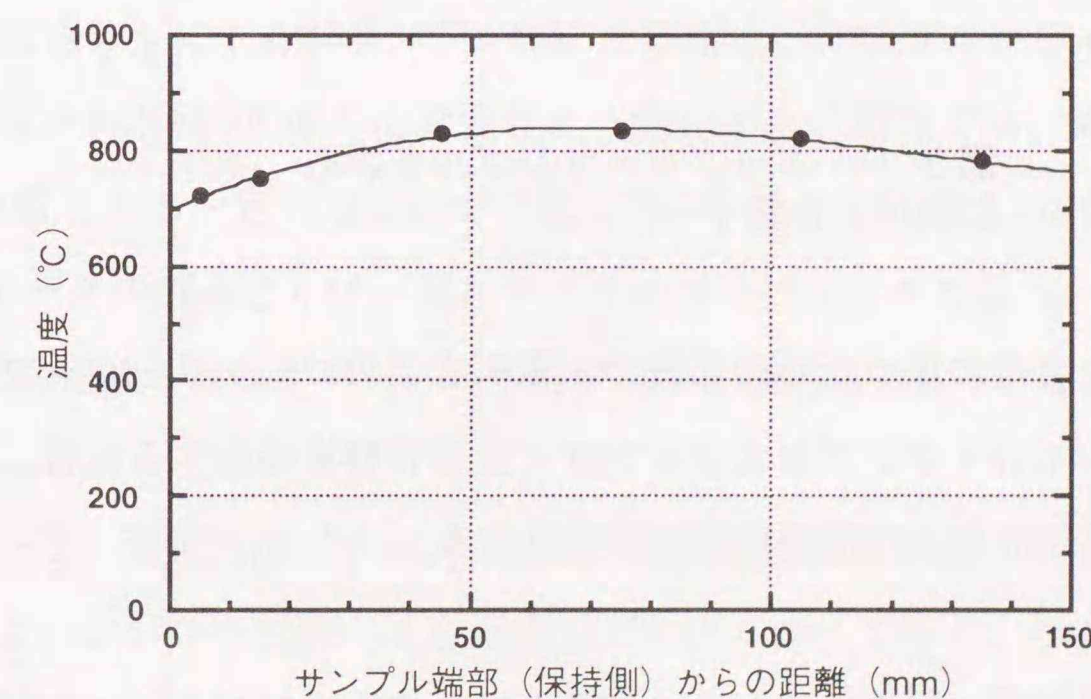
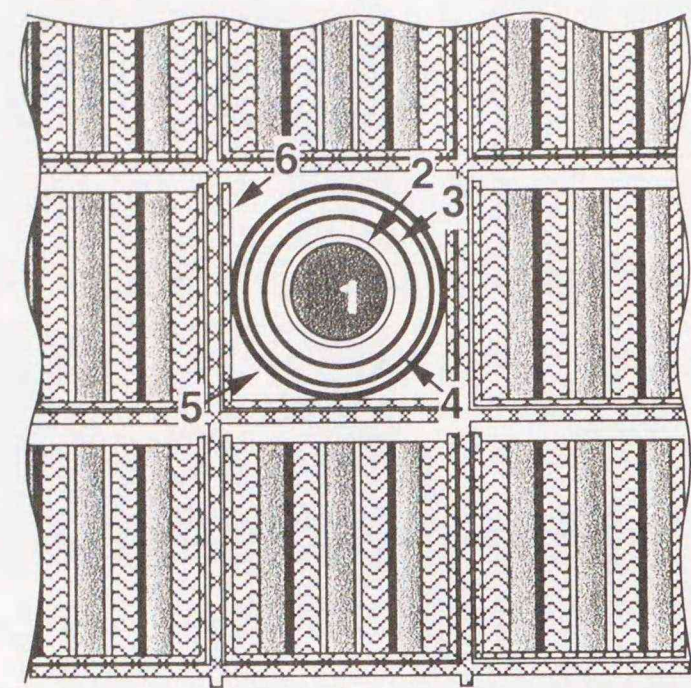


図3-4 NUO2-25サンプル軸方向温度分布

加熱されたサンプルから炉心部への熱リークを遮断するために、サンプルおよびヒーターの外側はNi板の熱反射板で包み、これらを真空容器に入れる。真空容器内は、約0.1Pa (10⁻³Torr) 程度の高真空に保ち、加熱されたサンプルおよび加熱ヒーターから炉心への熱伝導を避けた。さらに、真空容器と外容器の間に約4℃の冷却空気を流し、真空容器外表面を冷却すると共に、外表面からリークしてきた熱を格子管集合体外に排出する。

図3-5に、炉心中心にドップラーサンプルを装荷した時のFCA格子管断面図を示す。



- | | |
|-------------|-------------|
| 1 ドップラーサンプル | 4 真空容器 |
| 2 サンプル被覆管 | 5 外容器 |
| 3 ヒーター | 6 ドップラー引き出し |

図3-5 ドップラーサンプルを炉心に装荷した様子

真空系

真空容器内を真空に保つための系統で、荒引き用のロータリーポンプと高真空保持用のターボ分子ポンプおよびポンプと真空容器を接続する配管、バルブ類、ピラニー真空計および電離真空計で構成する。

冷却系

真空容器と外容器の間隙を流れる冷却風を送り出す系統である。この冷却系は、加圧した空気を送り出すコンプレッサー、空気を乾燥・冷却する冷凍式エアードライヤー、バルブ、配管、各種フィルターから成る。コンプレッサーの空気排気速度は630 l/sである。

駆動引出し

サンプルおよび真空系、冷却系、またダミーサンプルおよび引出し移動中の反応度変化を小さくするための充填物を収納するステンレス鋼製引出しであり、駆動系に取付られる。引出しの全長は約2m、板厚は1.5mmである。引出し先端

部には、冷却空気排気用の筒（外径13.8mmφ、長さ870mm）を取付け、温い排気を格子管集合体外に吹き出して、炉心の温度の上昇を避ける。

駆動系

サンプルを収納した駆動引出しを、FCA中心格子管において挿入引抜する装置である。5段階の駆動速度を有し、ドップラーサンプルとダミーサンプル間のストロークは任意の値に設定が可能である。これらの値は反応度調整のためのドップラー引出しのトラバース実験結果をもとに決定する。ストロークの停止位置の再現性は0.1mm以下である。

微小反応度測定装置

微調整制御棒（Fine control rod、以下F/Rと記す）、F/R自動運転装置およびF/R位置データ処理部から成る。反応度の微小変化による炉出力の変動を電離箱で測定し、その出力変動を信号入力とし、自動運転装置によりF/Rで炉出力を一定に保つようにする。サンプル反応度値は、サンプルが炉心に挿入された時と引抜かれた時のF/Rの位置変化より測定する。測定では、ある一定時間内のF/R位置をある一定の時間幅で何度も読み、その平均値をF/R位置とする。F/R位置データの読みとりは、現在マイクロコンピュータで行う。例えば、0.5秒間隔で160回読み取ったデータの平均値を、1測定点としている。

3-2-3 測定方法（サンプル加熱・反応度値測定法）^[1,3]

測定は、サンプル加熱・反応度値測定法によって行う。サンプル加熱・反応度値測定法とは、原子炉の出力を一定に保つようにして、ドップラー効果測定サンプルを炉心に挿入した場合と体系外へ引き抜き、代わりに室温のダミーサンプルを炉心に挿入した場合の反応度変化をサンプル温度を変えて繰り返し測定し、サンプルの反応度値変化の温度依存性からドップラー効果を求める方法である。この方法では、加熱するのはサンプルだけであり、炉心の一部または全部を加熱する場合に比べて実験が容易であり、かなり広範囲にわたって温度を変化させることができる。また、ドップラーサンプルは炉心組成とは独立に選ぶことができるので、一つの炉心に対して種々のドップラー効果をサン

プルを取り換えることによって測定が可能である。

しかし、サンプルのドップラー効果による反応度変化は小さいので、この微小反応度変化の精度よい測定は、サンプル周辺の中性子束を乱さず、しかもサンプル挿入時、移動中および引抜き時の反応度変化をうまくバランスさせる必要がある。したがって、ドップラー効果測定実験を行う前に、引出し移動によって生じる中性子束の過渡変化をできるだけ少なく、かつ短時間にするための反応度調整が必要である。

ドップラー引出しの装填を図3-6に、また、反応度調整の結果を図3-7に例示する。

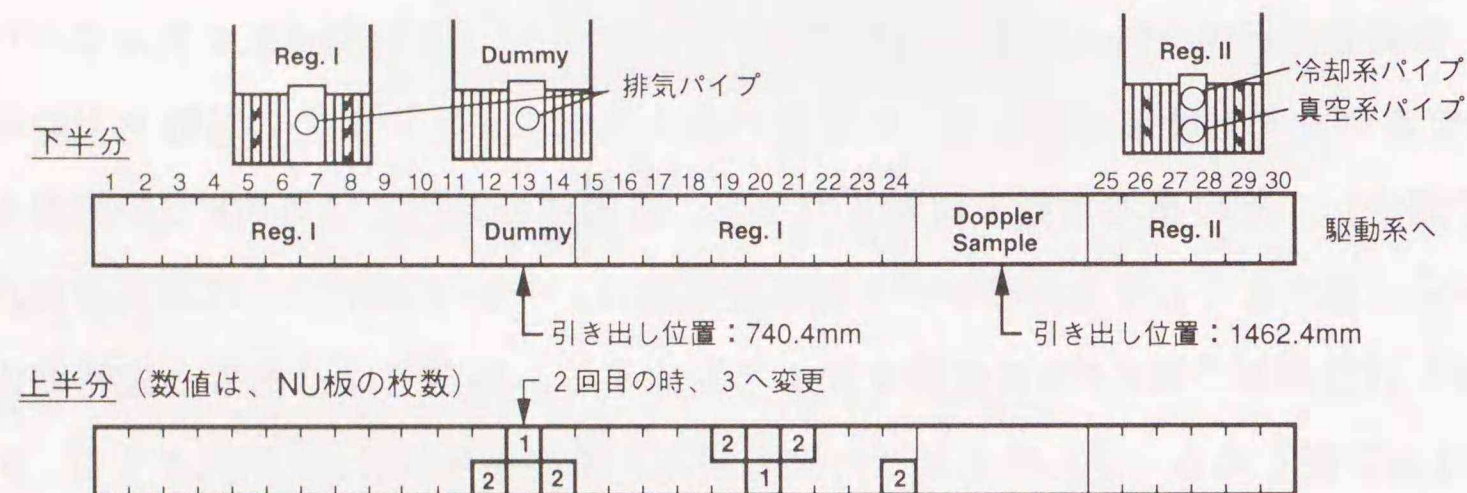


図3-6 ドップラー引き出しの装填

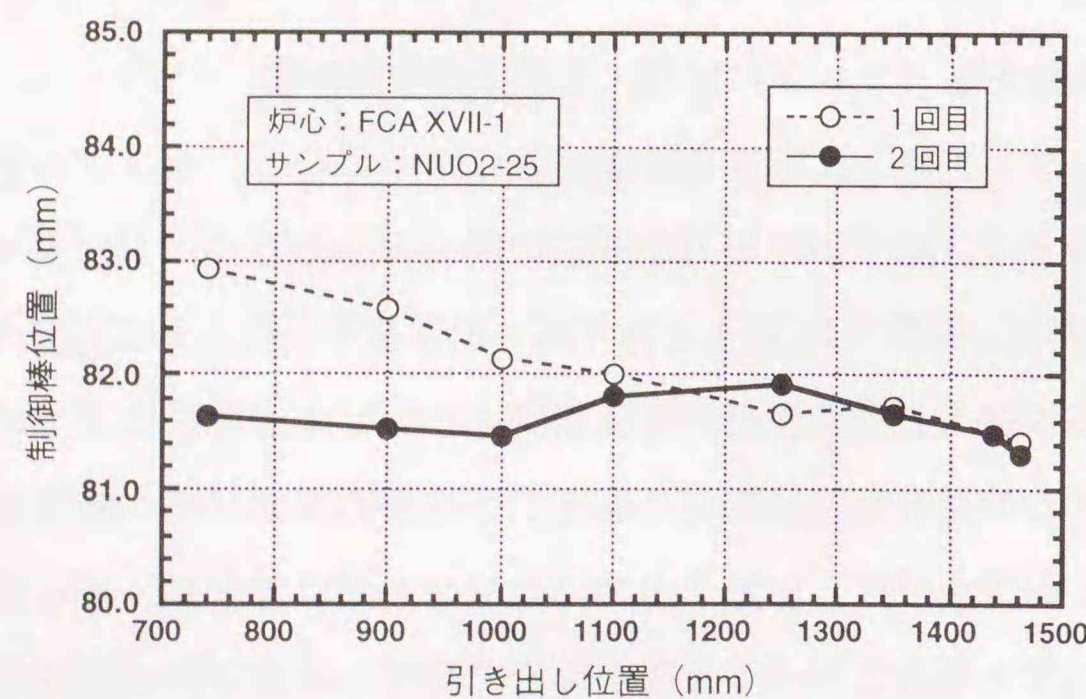


図3-7 ドップラー引き出しの反応度調整の例

ドップラー引出しには、通常FCAで炉心模擬物質として使用するNU板とアルミナ板等を充填する。ダミーサンプルにも、このNU板とアルミナ板等を用いる。また、ドップラーサンプルとダミーサンプルとの間にも反応度調整用にNU板等を用いる。図3-6の場合、ダミーサンプルは、長さ3パック(12~14ユニットの位置: 6インチ)とし、下段の1パック(2インチ単位)当り11枚のアルミナ板(2"-1"-1/8")と、上段のNU板(2"-1"-1/8")7枚(1回目は5枚であったが、反応度調整の結果7枚)から成る。

この場合の反応度調整では、ダミーサンプル位置740.4mmとドップラーサンプル位置1462.4mmとの反応度差は、調整前 $\Delta x_{(C/R\#2)} = 1.52\text{mm}$ ($= 19.2 \times 10^{-6} \Delta k/k$)であったのが、調整後 $\Delta x_{(C/R\#2)} = 0.18\text{mm}$ ($= 2.3 \times 10^{-6} \Delta k/k$)になった。これは、ダミーサンプル部に加えたNU板2枚(重量150g)による効果である。また、ダミーサンプル位置からドップラーサンプル位置までの引出し移動による反応度変化についても、ドップラー引き出し内上段に置いたNU板によって反応度変化は平坦化され、最終的には、 $+0.29\text{mm}$ ($= 3.7 \times 10^{-6} \Delta k/k$)、 -0.34mm ($= -4.3 \times 10^{-6} \Delta k/k$)の範囲内である。

この反応度調整後、ドップラー効果測定実験を行う。実験では、ドップラーサンプルが20℃から550℃、20℃から800℃まで温度変化した時のサンプル反応度値変化(以下、ドップラーワースと呼ぶ)を測定する(20℃から300℃まで温度変化した時のドップラーワースを測定する場合もある)。この反応度値変化を制御棒の位置変化から求めた。

測定の一例として、原型炉級酸化物燃料高速炉を模擬したXVII-1集合体^[8]におけるNUO2-25サンプルの場合の測定データの様子を図3-8に示す。20℃におけるドップラーサンプルが炉心に挿入された場合の臨界点およびダミーサンプルが炉心に挿入された場合の臨界点をF/R位置で数回繰り返し測定し、そのF/R位置の差の平均値を20℃でのドップラーサンプルとダミーサンプルとの反応度差 $\Delta\rho(T_0)$ とする。同様にして、300℃、550℃、800℃でのドップラーサンプルとダミーサンプルの反応度差 $\Delta\rho(T)$ を求め、それらより、20℃から300℃、20℃から550℃、20℃から800℃のそれぞれの温度変化した時のサンプル反応度値

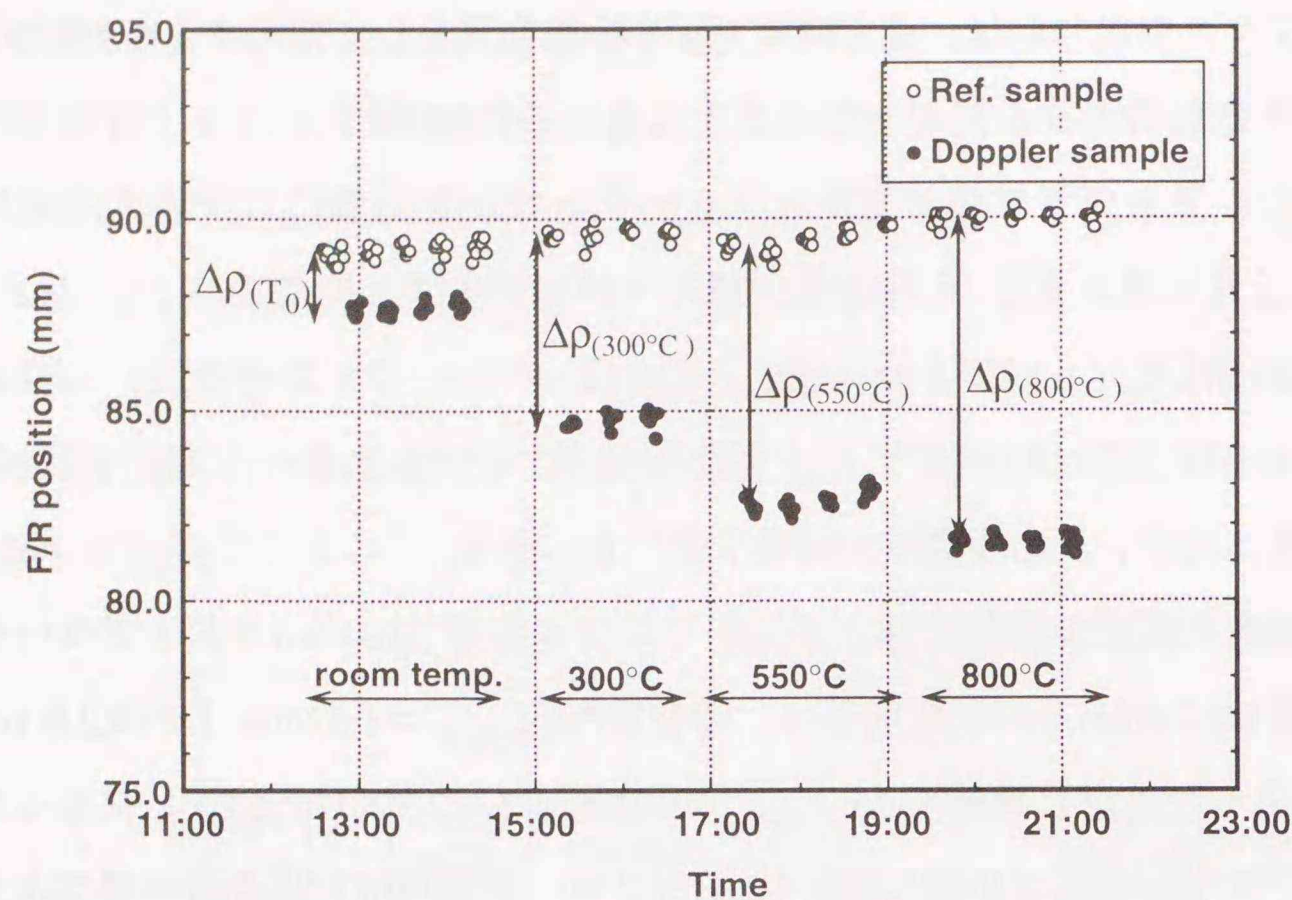


図 3-8 ドップラー効果測定時のデータ収集の様子

変化を得る。ここで、図中の 1 測定点は、0.5 秒間隔で 160 回 F/R の位置を読み取り、それを平均したものである。一定温度で測定した多数回の測定点の平均をその測定温度での F/R 位置とし、その標準偏差を誤差とした。

なお、室温のサンプルが炉心中心に存在する時の臨界点の変化（ドリフト）は、原子炉運転時の条件（炉心温度、1/2 集合体の密着状態等）の変化によるものである。

測定される反応度効果は、ドップラー効果、サンプルの熱膨張効果およびサンプル加熱容器構造材の温度上昇による反応度効果からなる。熱膨張効果については、後述するように、サンプル配置の実験的な工夫により無視できるようにする。一方、サンプル加熱容器構造材の温度効果は、空のカプセルによるドップラー効果測定を行い、補正する。

3-2-4 サンプルの熱膨張の補正^[1,3]

サンプルの温度上昇に伴い、サンプルの熱膨張によりサンプルが移動し、さらにサンプル自体も熱膨張する。サンプル加熱・反応度値測定法によって、

ドップラー効果とこれらによる反応度値変化も含めて、サンプル反応度値が測定される。このドップラー効果以外の反応度変化はサンプルが入っていない場合は現れないので、空サンプルの測定では補正できない。また、サンプルの熱膨張による反応度値変化がドップラー効果と同程度となる場合もあり、その補正が実験上重要となる。炉心中心においた円筒形のドップラーサンプルが温度上昇すると、2 つのサンプル膨張効果が生じる。1 つはサンプルの軸方向膨張である。軸方向に膨張すると、反応度値の小さな領域へサンプルが延び、反応度値が減少する。2 つめは径方向膨張である。この膨張では、原子数密度が変化し、サンプル内の衝突確率が減少する。サンプルを炉心中心に置く場合には、反応度値分布が平坦であることから、径方向膨張効果は小さいと考えられ、無視しうる。

一方、軸方向膨張効果は、サンプルの置く位置を若干工夫することによりこの効果を小さくすることができる。すなわち、膨張によって、サンプルの自由端は反応度値のより小さな領域へ、かつ、サンプルの中心はより高い反応度値の大きな領域へ移動するような位置に置けば良い。

今、軸方向に均質なサンプルの単位長さ当たりの反応度値を $f(x)$ とすると、中心が $x=X$ にある長さ L のドップラーサンプルの反応度値は、

$$\rho(X) = \int_{X-\frac{L}{2}}^{X+\frac{L}{2}} f(x) dx \quad (3-1)$$

と書ける。また、長さ L のサンプルが自由端側（ここでは、マイナス側）へ一様に ΔL だけ延びた時の反応度値 $\rho'(X)$ は、

$$\rho'(X) = \int_{X-\frac{L}{2}+\Delta L}^{X+\frac{L}{2}} \frac{L}{L+\Delta L} f(x) dx \quad (3-2)$$

と書ける。したがって、膨張による反応度値変化 $\Delta\rho_{\text{expansion}}$ は、

$$\Delta\rho_{\text{expansion}} = \rho'(X) - \rho(X) \quad (3-3)$$

となる。ここで、小さなサンプルの反応度値変化分布は、炉心中心部では2次式で精度良く表すことが可能である。 $x=0$ の対称性を考慮に入れて、

$$f(x) = ax^2 + b \quad (3-4)$$

として、(3-1)、(3-2)式に代入し、さらにその結果を(3-3)式に代入して $\Delta\rho_{\text{expansion}}$ を求めると、

$$\Delta\rho_{\text{expansion}} = a \cdot L \cdot \Delta L \cdot \left(-X + \frac{L}{6} + \frac{\Delta L}{3}\right) \quad (3-5)$$

となる。 $L \gg \Delta L$ (金属ウランの場合、 $T=800^\circ\text{C}$ で $\Delta L \sim 0.3\text{mm}$ 程度)より、(3-5)式は、

$$\Delta\rho_{\text{expansion}} = a \cdot L \cdot \Delta L \cdot \left(-X + \frac{L}{6}\right) \quad (3-6)$$

となる。(3-6)式より、 $x = \frac{L}{6}$ (炉心中心からサンプル中心までの距離)にサンプルを置くと、軸方向熱膨張による反応度値変化がゼロとなり、補正の必要がなくなる。

3-2-5 ドップラーサンプルの固体結晶効果の考慮

酸化物サンプルのドップラーワースの実験解析では、酸化物の化学結合効果により自由ガスモデルの場合に比べて数%ドップラー効果を減少するとの指摘がある^[10]。

一般に、ドップラー効果を考える際、原子核の熱運動は、温度 T で熱平衡状態にある理想気体の熱運動に等しいと仮定する。しかし、実験で用いるサンプル中の ^{238}U 原子核は固体結晶中に存在することから、厳密に共鳴反応を考える場合、理想気体の熱運動ではなく、結晶中の熱運動を考慮する必要がある。こ

の結晶中の熱運動の考慮には、理想気体でのMaxwell-Boltzmann分布における熱力学的温度 T に代わって固体の熱運動を考慮した実効温度 T_{eff} を用いるLambの近似^[11]がこれまでもしばしば用いられている。このLambの近似は結晶中の原子の結合が弱い場合に成立する。ここで、Lambの近似によると実効温度 T_{eff} は、(3-7)式のように、熱力学的温度 T とDebye温度 θ から求める。ただし、 θ は室温以上の温度範囲では温度依存性がないと仮定する。

$$T_{\text{eff}} \approx T \left\{ 1 + 0.05 \left(\frac{\theta}{T} \right)^2 \right\} \quad (3-7)$$

この実効温度と熱力学的温度の差は、熱力学的温度が上昇するにつれて単調に減少する。また、熱力学的温度 T がDebye温度に等しい時、実効温度は熱力学的温度より5%高い。

ドップラー効果測定における固体結晶中の熱運動効果の考慮は、これまでも、 ^{238}U 、 ^{239}Pu といった特定核種の特定の共鳴エネルギーに対して検討されたり^[12]、中性子回折の研究からDebye温度の評価が行われた^[13]。例えば、Butland^[14]は UO_2 のUとOについて光子周波数スペクトルを解析し、Debye温度を

$$\theta = 250\text{K} \quad \text{UO}_2 \text{中のウランに対して}$$

$$\theta = 749\text{K} \quad \text{UO}_2 \text{中の酸素に対して}$$

のように求めている。また、HasteとSowerby^[15]はある温度範囲での UO_2 の透過実験から、 ^{238}U に対して、異なる2つの温度(1100K、1800K)、4つの共鳴(20.87eV、66.06eV、80.76eV、89.22eV)での実効温度を求めた。これらの実効温度はDebye温度250Kの結果と良く一致する。

また、固体結晶学では、結晶中の格子振動がBragg反射の強度を減少させることが知られており、格子振動をDebye近似で表した場合、Debye-Waller係数($\exp(-2B \sin^2 \theta / \lambda^2)$)で減少することが示されている^[16]。アクチノイド酸化物

の中性子回折研究^[16]によると、Debye-Waller 係数中の温度因子 $B(\text{\AA}^2)$ と Debye 温度 $\theta(\text{K})$ との間には (3-8) 式の関係が成立する。

$$B = \frac{6h^2 T}{m K \Theta^2} \left(2.585 \times 10^{-2} \frac{\Theta^2}{T^2} + 2.175 \times 10^{-3} \frac{\Theta}{T} + 9.995 \times 10^{-1} \right) (\text{\AA}^2) \quad (3-8)$$

ここで、 m ：振動原子の平均質量

U の場合： $238.05081(\text{u}) \times 1.6643 \times 10^{-27} (\text{kg/u})$ 、

O の場合： $15.9994(\text{u}) \times 1.6643 \times 10^{-27} (\text{kg/u})$

K ：Boltzmann 定数

h ：Plank 定数

また、(3-8) 式中の温度 $T(\text{K})$ は (3-9) 式で表されるものであり、体積膨脹を考慮した温度である。

$$\text{温度補正：} T = T' \left(\frac{V_T}{V_{T_0}} \right)^{2\gamma} \quad (3-9)$$

T' ：測定温度

γ ：1.7 (Willis が使用した値)

(3-8) 式に具体的な数値を代入して UO_2 の結晶について計算すると、(3-10) 式のようになる。

$$B = 4.8156 \times 10^{-19} \frac{T}{\Theta^2} \left(2.585 \times 10^{-2} \frac{\Theta^2}{T^2} + 2.175 \times 10^{-3} \frac{\Theta}{T} + 9.995 \times 10^{-1} \right) (m^2) \quad (3-10)$$

$$= 48.156 \frac{T}{\Theta^2} \left(2.585 \times 10^{-2} \frac{\Theta^2}{T^2} + 2.175 \times 10^{-3} \frac{\Theta}{T} + 9.995 \times 10^{-1} \right) (\text{\AA}^2)$$

(3-10) 式において温度因子 $B(\text{\AA}^2)$ と温度 $T(\text{K})$ が与えられると、Debye 温度 $\theta(\text{K})$ が求まる。ここでは、温度因子に M. T. Hutchings 等のデータ^[17]を用い、300K から 2900K までの UO_2 結晶の様々な測定温度に対応する Debye 温度を求めた。さらに、得られた結果から (3-7) 式を用いて UO_2 サンプルの実効温度を計算した。その結果を表 3-2 に示す。

表より明らかなように、Debye 温度は U より O の方が高く、ここで求めた 300K

での Debye 温度は、Butland の求めた値と近い。また、実効温度も、U より O の方が高い。U の実効温度は 300K の時最大となり、実効温度と熱力学的温度の差は 1K である。さらに、高温になるにつれ、その差は小さくなる。ドップラー効果の実験解析では、 ^{238}U の共鳴を検討対象としており、さらに、O にはドップラー効果が支配的なエネルギー領域では共鳴構造がないので、結晶効果としては、 ^{238}U のみを考えればよい。その ^{238}U の温度補正はたかだか 1K 程度であり、温度測定精度、サンプル内の温度分布を考慮すると、この値は無視できる。

表 3-2 UO_2 サンプルの温度

サンプル温度(K)	温度因子($\text{\AA}^2$)		Debye 温度(K)		実効温度(K)	
	U	O	U	O	U	O
300	0.24	0.48	247.7	718.6	301.0	308.6
400	0.32	0.60	246.7	720.7	400.8	406.5
500	0.41	0.74	243.1	714.8	500.6	505.1
600	0.50	0.86	240.9	720.8	600.5	604.3
700	0.59	1.00	239.4	718.4	700.4	703.7
800	0.67	1.16	240.1	710.6	800.4	803.2
900	0.77	1.32	237.5	704.9	900.3	902.8
1000	0.84	1.48	239.6	700.5	1000.3	1002.5
1100	0.93	1.64	238.8	697.1	1100.3	1102.2
1200	1.02	1.82	238.1	690.5	1200.2	1202.0
1300	1.14	2.00	234.4	685.1	1300.2	1301.8
1400	1.26	2.22	231.4	674.4	1400.2	1401.6
1500	1.40	2.4	227.2	671.2	1500.2	1501.5
1600	1.56	2.62	222.3	663.1	1600.2	1601.4
1700	1.70	2.84	219.5	656.3	1700.1	1701.3
1800	1.84	3.04	217.1	652.5	1800.1	1801.2
1900	2.00	3.32	213.9	641.4	1900.1	1901.1
2000	2.22	3.60	208.3	631.8	2000.1	2001.0
2100	2.44	3.90	203.6	621.9	2100.1	2101.9
2200	2.68	4.20	198.8	613.3	2200.1	2200.9
2300	2.90	4.60	195.4	599.1	2300.1	2300.8
2400	3.18	5.02	190.6	585.7	2400.1	2400.7
2500	3.42	5.60	187.6	565.9	2500.1	2500.6
2600	3.73	6.12	183.2	552.0	2600.1	2600.6
2700	4.08	6.90	178.5	529.7	2700.1	2700.5
2800	4.60	7.86	171.2	505.4	2800.1	2800.5
2900	5.34	9.80	161.7	460.6	2900.0	2900.4

3-2-6 測定体系

1968年以来これまでFCAにおいて²³⁸Uドップラー効果測定が行われた体系は、ナトリウム冷却高速炉の組成やその中性子スペクトルを模擬した11体系である。模擬体系は、PuまたはPuと濃縮Uを核燃料とし、模擬対象は実験炉級から大型高速炉級までをカバーする。測定が行われた11体系の概要を表3-3にまとめる。

V-1炉心^[18]は実験炉「常陽」の中性子スペクトルを模擬した物理的モックアップ炉心であり、V-1(V)炉心はV-1炉心の中心領域においてナトリウムボイド状態の中性子スペクトルを模擬したものである。

VI-1炉心^[19]は原型炉「もんじゅ」の外側炉心の組成を模擬した試験領域を体系を臨界に維持するための²³⁵Uによるドライバー領域で取り囲んだゾーン型炉心であり、一方、VI-2炉心^[20]は原型炉「もんじゅ」の内側炉心組成を模擬したゾーン型炉心である。

X-3炉心^[21]は実験炉「常陽Mark-II」の組成を模擬した炉心領域を反射体領域で取り囲み、さらにその径方向外側にステンレス鋼領域が取り囲んだ炉心である。

XI-1炉心^[22]は大型高速炉の内側炉心の組成を模擬したゾーン型であり、原型炉におけるよりもさらに燃料原子数密度が低く、従って炉心中心での中性子スペクトルはかなり軟い。

XII-1炉心^[23]は軸方向非均質高速炉の模擬炉心である。炉心は、炉心中心に厚さ10cmの内部ブランケットを有し、その上下に、それぞれ厚さ35cmの原型炉級のMOX燃料ナトリウム冷却高速炉の炉心組成を模擬した炉心領域が存在する。径方向には、この炉心領域を取り囲むようにドライバー領域があるゾーン型炉心である。XII-1(V)炉心^[4]はXII-1炉心でナトリウムボイド状態を模擬した炉心である。

XVI-1炉心は150MWe金属燃料高速炉を全炉心規模で模擬した炉心であり^[9]、XVI-2炉心は150MWe金属燃料高速炉に対してPuを燃料とする領域を濃縮ウランドライバーで囲む部分模擬炉心である^[9]。

XVII-1炉心は原型炉級MOX-燃料高速炉の組成を模擬した領域を中心に有す

るゾーン型炉心である^[9]。

表3-3 FCAにおいて²³⁸Uドップラー効果測定が行われた炉心

炉心名	富化度	燃料組成比 (U235 / U238 / Pu239)	軽核種 燃料核種
V-1 ^a	27.7 %	(18.0 / 71.5 / 9.6)	3.06
V-1(V) ^a	27.7 %	(18.0 / 71.5 / 9.6)	2.54
VI-1 ^b	18.5 %	(0.2 / 79.8 / 18.2)	2.84
VI-2 ^c	13.3 %	(0.2 / 85.5 / 13.0)	3.37
X-3 ^d	34.5 %	(9.0 / 63.2 / 25.4)	3.19
XI-1 ^e	9.0 %	(0.2 / 89.7 / 9.2)	2.92
XII-1 ^f	13.3 %	(0.2 / 85.6 / 13.0)	3.37
XII-1(V) ^f	13.3 %	(0.2 / 85.6 / 13.0)	2.41
XVI-1 ^g	14.5 %	(5.0 / 84.6 / 9.6)	0.92
XVI-2 ^g	10.2 %	(0.6 / 88.9 / 9.5)	0.91
XVII-1 ^h	13.2 %	(0.2 / 85.6 / 13.0)	3.37

a 高速実験炉「常陽」模擬炉心^[18]

b 高速原型炉「もんじゅ」外側炉心模擬炉心^[19]

c 高速原型炉「もんじゅ」内側炉心模擬炉心^[20]

d 高速実験炉「常陽MK-II」模擬炉心^[21]

e 大型高速炉模擬炉心^[22]

f 軸非均質LMFBR模擬炉心^[23]

g 金属燃料高速炉模擬炉心^[9]

h 原型炉級MOX-燃料高速炉模擬炉心^[9]

このように、炉心組成では、MOX燃料模擬炉心と金属燃料模擬炉心があり、炉心の富化度は、9%から35%までと非常に広範囲となっている。一連の体系の2次元円筒モデルと、それぞれの体系内の各領域の原子数密度は、付録Aに示す。

一連の炉心を代表として、X-3、XVI-1、XVII-1炉心での中心における中性子スペクトル（計算値）を図3-9に示す。図より明らかなように、富化度が高いX-3炉心では、他の2つの炉心に比べて数100keV以上のエネルギー範囲で、硬い中性子スペクトルを示す。一方、富化度が同程度であるXVI-1炉心と

XVII-1 炉心では、100keV以下のエネルギー範囲でXVI-1 炉心の中性子スペクトルの方が硬い。

これは、金属燃料高速炉を模擬したXVI-1 炉心では、酸化物燃料高速炉を模擬したXVII-1 炉心より、酸素のような軽核種による散乱減速の効果が無いことによる。

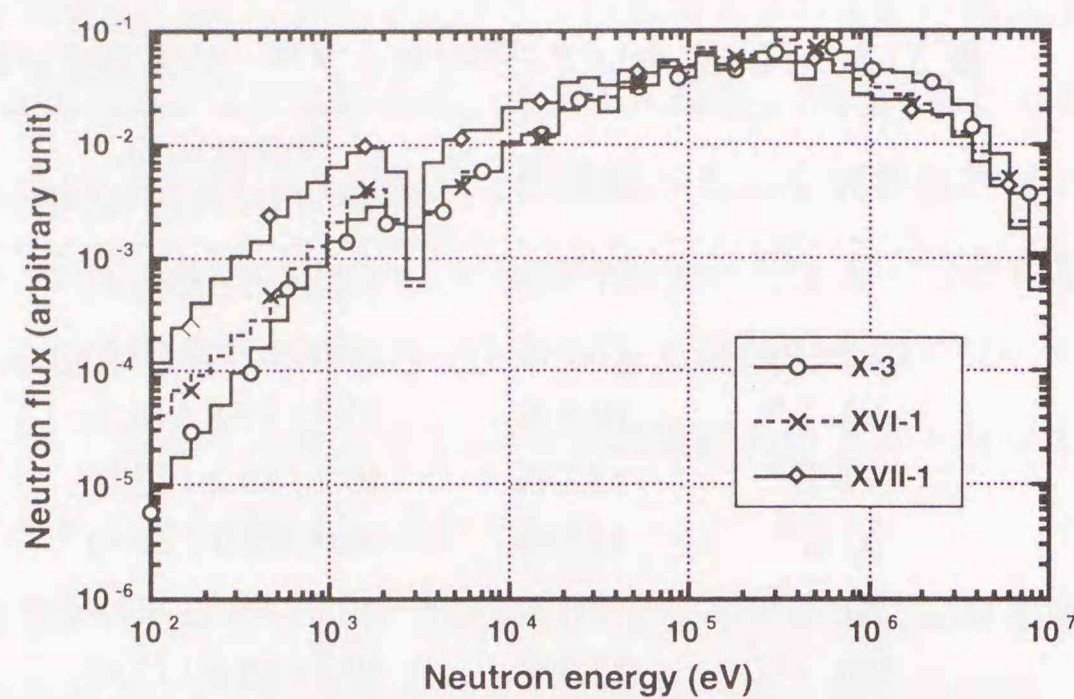


図 3-9 X-3、XVI-1、XVII-1 炉心での中性子スペクトル (計算値)

3-2-7 測定結果

FCAで実施されたサンプル加熱・反応度値測定法による²³⁸Uに関するドップラー効果測定の結果を表3-4にまとめる。それぞれの炉心において、室温、550℃および800℃のサンプル温度でのサンプル反応度値を測定し、室温から550℃へ上昇した場合および室温から800℃へ上昇した場合のサンプル反応度値変化(ドップラーワース)を求めた。これまでの測定は、主にMOX燃料での評価に重点を置いてきたので、NUO2-25サンプルによる測定を系統的に行った。ただし、XI-1 集合体では、実験装置不具合のため、NUO2-25サンプルの測定は行わなかった。また、X-3 集合体以降、サンプルの形状や組成によるドップラーワースへの影響を調べるため、NUO2-20やNU-25サンプルによる測定も行った。

このように様々な高速炉模擬体系において測定した²³⁸Uドップラー効果を、中性子スペクトルおよび炉心組成の観点から系統的にまとめることは、ドップラー効果解析の信頼性をチェックするベンチマークデータとして重要であり、また、実験炉から大型炉までの安全性評価に大きな意義を持つ。

表 3-4 FCAで測定された²³⁸Uのドップラーワース

炉心名	ドップラーワース			
	(20℃⇒550℃) (単位: 10 ⁻⁶ Δk/k)		(20℃⇒800℃) (単位: 10 ⁻⁶ Δk/k)	
	NUO2-25	NUO2-20	NU-25	NU-25
V-1	-7.09±0.26			
V-1(V)	-5.50±0.26			
VI-1	-7.55±0.18			
VI-2	-6.81±0.17			
X-3	-7.02±0.32	-4.56±0.33	-8.57±0.33	-5.78±0.22
XI-1		-3.37±0.11		-4.16±0.10
XII-1	-3.32±0.12	-2.06±0.13	-4.40±0.09	-2.76±0.09
XII-1(V)	-2.96±0.09		-3.83±0.13	-8.22±0.10
XVI-1	-3.18±0.18		-4.35±0.18	-9.64±0.19
XVI-2	-2.89±0.26	-2.17±0.20	-3.86±0.26	-7.47±0.21
XVII-1	-6.27±0.18	-4.10±0.23	-8.29±0.18	-5.26±0.21
				-16.78±0.23

3-3 ^{238}U ドップラー効果の中性子スペクトル依存性^[24]

高速炉の炉心異常状態の進展を考えると、炉心温度すなわち燃料温度の上昇に伴って燃料や冷却材であるナトリウムの密度は低下し、更に温度上昇すると、ナトリウムが沸騰することによりボイドが発生する。したがって、炉心の安全性評価の観点からは、様々な炉心状態でのドップラー効果の予測が必要である。特に、ナトリウムが沸騰し、ボイド状態になった時は、炉内の中性子スペクトルは大きく変化する。この安全性評価の点からは、様々な炉心状態を模擬した炉心でのドップラー効果測定が望ましいが、種々の制約から全てを網羅することは難しい。そこで、これまで蓄積した測定データを中性子スペクトルの観点から検討して、 ^{238}U ドップラー効果のスペクトル依存性を見出すことができれば、その依存性から様々な炉心状態でのドップラー効果の予測精度評価に資することができる。

中性子スペクトル依存性を考える時、次の2つの点が重要である。

(1) 測定値の炉心間での相互比較の方法

(2) 中性子スペクトル指標の選定

本節では、上述の背景に基づき、上記項目について検討を行って、 ^{238}U ドップラー効果のスペクトル依存性について考察する。

3-3-1 測定値の炉心間での相互比較

いま、測定されたドップラーワース ρ_{Dop} を、一次摂動の仮定のもとで、体系の中性子束 $\phi(r, E)$ 、随伴中性子束 $\phi^+(r, E)$ を用いて記述すると、

$$\rho_{Dop} = \frac{\int \phi^+(r, E) \Delta\Sigma_{Dop}(r, E) \phi(r, E) dE dV}{\frac{1}{k_{eff}} \int \phi^+(r, E) \chi(E) \Sigma_f(r, E) \phi(r, E) dE dV} = \frac{\int \phi^+(r, E) \Delta\Sigma_{Dop}(r, E) \phi(r, E) dE dV}{I_p} \quad (3-11)$$

と表される。ここで、 I_p は摂動分母であり、 $\Delta\Sigma_{Dop}(r, E)$ はドップラー効果による

サンプル実効断面積の変化である。(3-11) 式から明らかなように、ドップラーワースは、分母に炉心全体にわたる体積積分項を、分子にサンプルの体積積分項を含む。よって、同一サンプルによる様々な炉心間での測定結果を比較する場合でも、ドップラーワースの分母に含まれる炉心全体にわたる体積積分項、すなわち炉心の大きさに関する積分項を何らかの方法で取り除く必要がある。

この炉心の大きさに関する積分項を取り除く試みとして、ある特定の試料の反応度値でドップラーワースを規格化する。

$$\begin{aligned} [\rho_{Dop}]_{normalized} &= \frac{\int_{Doppler\ sample} \phi^+(r, E) \Delta\Sigma_{Dop}(r, E) \phi(r, E) dE dV / I_p}{\int_{Sample} \phi^+(r, E) \Delta\Sigma(r, E) \phi(r, E) dE dV / I_p} \\ &= \frac{\int_{Doppler\ sample} \phi^+(r, E) \Delta\Sigma_{Dop}(r, E) \phi(r, E) dE dV}{\int_{Sample} \phi^+(r, E) \Delta\Sigma(r, E) \phi(r, E) dE dV} \end{aligned} \quad (3-12)$$

ここで、 $\Delta\Sigma(r, E)$ は特定試料の実効断面積である。(3-12) 式から明らかなように、規格化によって摂動分母の項、すなわち炉心の形状に関わる積分項が相殺された。規格化を行うに当たり、試料の選定条件は、測定精度の高い試料反応度値であること、また、摂動断面積が後述のドップラー効果が支配的な中性子エネルギーに不感であること、計算による試料反応度値の再現性が良好であること等である。これらの条件を満たすものとして、 ^{239}Pu の中心反応度値が考えられる。 ^{239}Pu は、炉心を構成する主要燃料であり、基本的核特性として ^{239}Pu 燃料板の試料反応度値が多くの炉心で測定されており、また、 ^{239}Pu の核反応断面積はよく知られ、 ^{239}Pu 試料反応度値の計算精度も高い。さらに、摂動断面積 $\Delta\Sigma(r, E)$ のエネルギー依存性は、ドップラー効果による摂動断面積 $\Delta\Sigma_{Dop}(r, E)$ に比べてはるかに小さい。各炉心での ^{239}Pu 反応度値も、併せて表 3-5 に示した。ただし、 ^{239}Pu 反応度値が測定されなかった体系については、 ^{239}Pu 反応度値の計算値を与えた。この計算値には、現在の計算精度を考慮して $\pm 5\%$ の誤差を仮定した。

表 3-5 規格化されたドップラーワース

炉心名	$\rho_{\text{Dop-NUO2-25}}$ ($\times 10^{-6} \Delta k/k$)	ρ_{Pu} ($\times 10^{-6} \Delta k/k$)	$\rho_{\text{Dop-NUO2-25}} / \rho_{\text{Pu}}$ ($\times 10^{-2}$)
V-1	-9.04 $\pm$ 0.19	265.6 $\pm$ 3.9	-3.40 $\pm$ 0.08
V-1(V)	-6.71 $\pm$ 0.20	266.3 $\pm$ 5%	-2.52 $\pm$ 0.15
VI-1	-9.39 $\pm$ 0.19	169.8 $\pm$ 1.0	-5.53 $\pm$ 0.12
VI-2	-8.75 $\pm$ 0.19	115.7 $\pm$ 1.0	-7.56 $\pm$ 0.18
X-3	-8.57 $\pm$ 0.33	323.1 $\pm$ 1.9	-2.65 $\pm$ 0.10
XII-1	-4.40 $\pm$ 0.09	54.5 $\pm$ 1.4	-8.07 $\pm$ 0.26
XII-1(V)	-3.83 $\pm$ 0.13	49.4 $\pm$ 1.4	-7.75 $\pm$ 0.34
XVI-1	-4.35 $\pm$ 0.18	119.3 $\pm$ 1.1	-3.65 $\pm$ 0.15
XVI-2	-3.86 $\pm$ 0.26	88.5 $\pm$ 1.2	-4.36 $\pm$ 0.30
XVII-1	-8.29 $\pm$ 0.18	99.2 $\pm$ 1.5	-8.36 $\pm$ 0.22

3-3-2 中性子スペクトル指標の選定^[24]

中性子スペクトルの硬軟の程度を表す適当な指標を選択するために、²³⁸Uドップラーワースのエネルギー分布について調べた。測定が行われた種々の炉心において、中性子スペクトルの硬い模擬炉心(X-3)、中間の模擬炉心(XVI-1)、および中性子スペクトルの軟らかい模擬炉心(XVII-1)の場合のエネルギー分布を図3-10に示す。

図から明らかなように、高速炉体系における²³⁸Uドップラー効果は100eV～100keVの共鳴エネルギー領域で支配的である。このことから、ドップラー効果の支配的なエネルギー領域に敏感なスペクトル指標の1つとして、炉心の中性子スペクトルにおいて、このエネルギー領域に占める中性子に対する全エネルギー領域の中性子の割合(SPI-1)を考える。

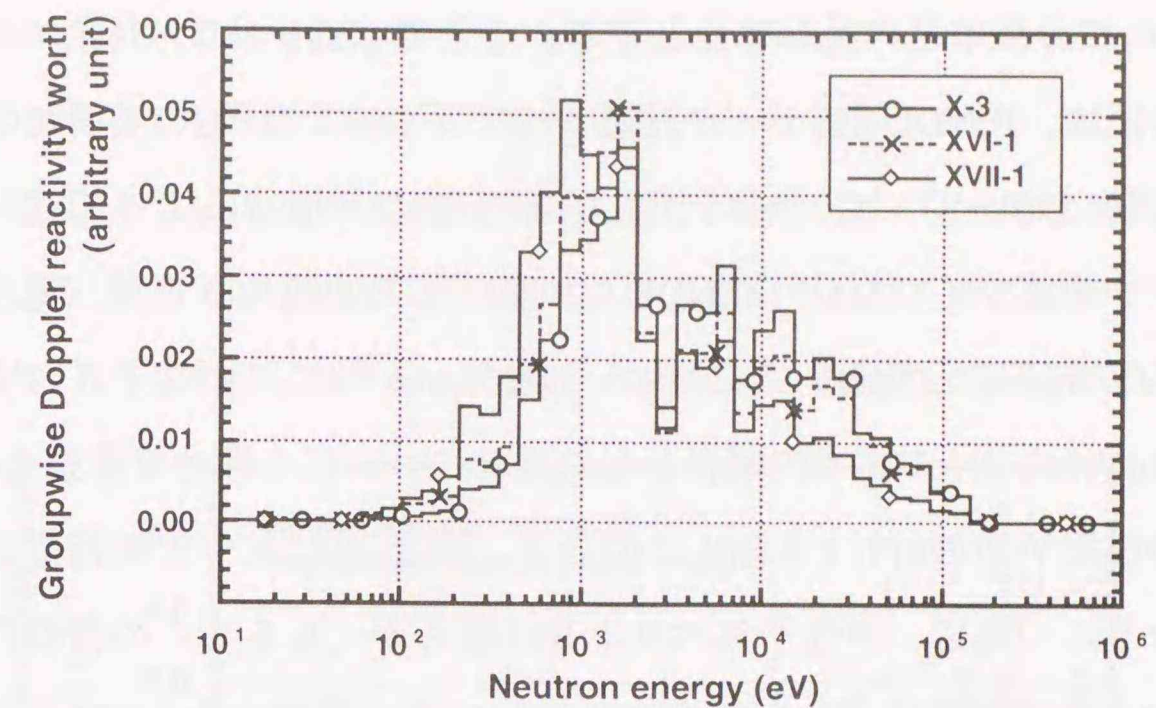


図 3-10 代表的な炉心でのドップラーワースのエネルギーブレイクダウン

また、高速炉の中性子スペクトルにおいて、主にこのエネルギー領域において反応が起こる¹⁰B(n, α)反応を指標(SPI-2)とする(図3-11参照)。

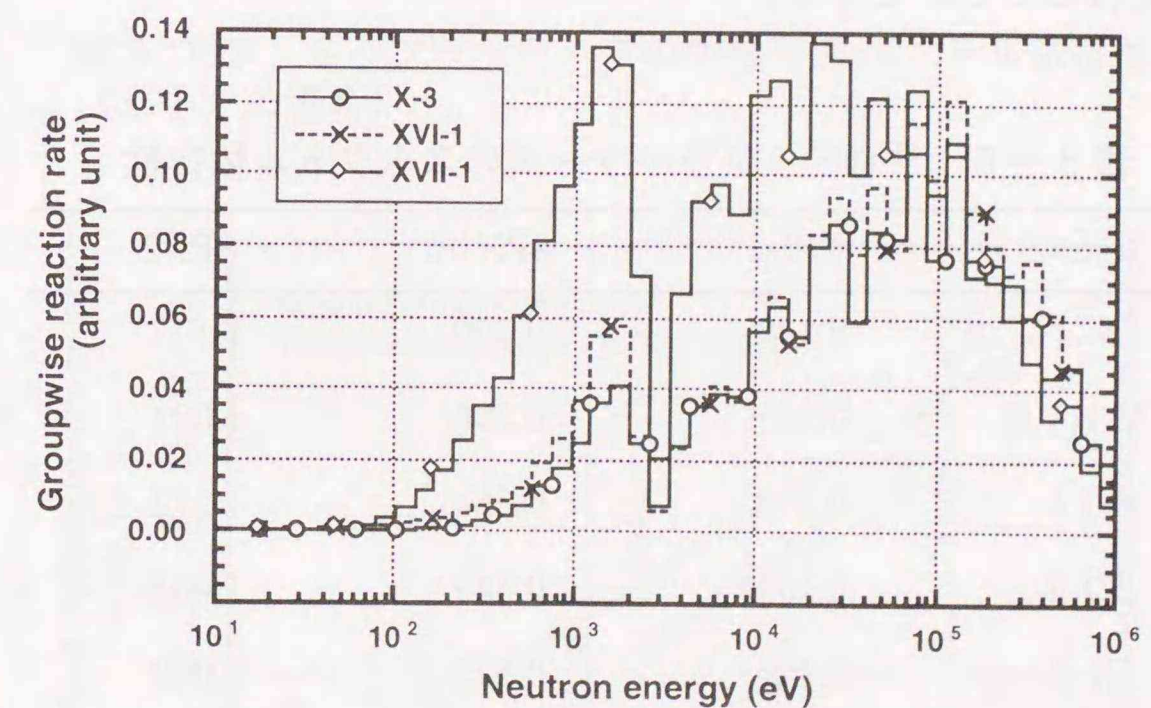


図 3-11 代表的な炉心での¹⁰B(n, α)反応のエネルギーブレイクダウン

以上から、2種類のスペクトル指標、すなわちSPI-1、およびSPI-2について検討する。具体的には、SPI-1はドップラー効果測定が行われた位置の中性子スペクトルの中性子40.9keVから101eVまでの割合であり、SPI-2は¹⁰B(n,

α) と ^{235}U の核分裂率との反応率比とする。ここで、SPI-1での対象エネルギー範囲の上限値は、JENDL-2核データ評価ライブラリーでの ^{238}U の共鳴エネルギー範囲の上限値(50keV)と、計算に用いた群定数の群構造によって定めた。最新の核データ評価ライブラリーJENDL-3.2では ^{238}U の共鳴エネルギー範囲の上限値が150keVであることから、ここでは、SPI-1mとして、中性子スペクトルの中性子100keVから101eVまでの割合とした場合についても併せて考察する。

FCAでの模擬炉心のSPI-1とSPI-2の値を、表3-6に示す。両指標とも、値が大きくなるにつれて、中性子スペクトルは軟らかくなる。この指標の計算値は、標準的な高速炉解析手法(次章で詳述)によって求めた。SPI-1が0.12の時、高速実験炉を指し、1,000MWe、SPI-1が約0.3の場合、大型商業用LMFBRに相当する。

これらSPIの計算精度は、用いる核データ間で比較すると、約2%以内であることが分かり、スペクトル指標としてスペクトルの変化の範囲を考慮すると、十分な精度で得ることができる。

表3-6 ^{238}U ドップラーワースのスペクトル依存性

炉心名	SPI-1	SPI-1m	SPI-2
V-1	0.148	0.309	1.127
V-1(V)	0.137	0.296	1.091
VI-1	0.193	0.364	1.272
VI-2	0.257	0.441	1.433
X-3	0.126	0.273	1.073
XII-1	0.277	0.461	1.483
XII-1(V)	0.259	0.446	1.426
XVI-1	0.143	0.305	1.168
XVI-2	0.1750	0.346	1.247
XVII-1	0.265	0.450	1.452

3-3-3 スペクトル依存性^[24]

NUO2-25サンプルによる800℃の規格化されたドップラーワースとSPI-1との関係を、図3-12に示す。図から、SPI-1とドップラーワースとの間には、ほぼ直線関係が成立することが分かる。また、SPI-1mとドップラーワースとの関係を図3-13に示す。SPI-1mの場合も同様に、直線性が成立する。

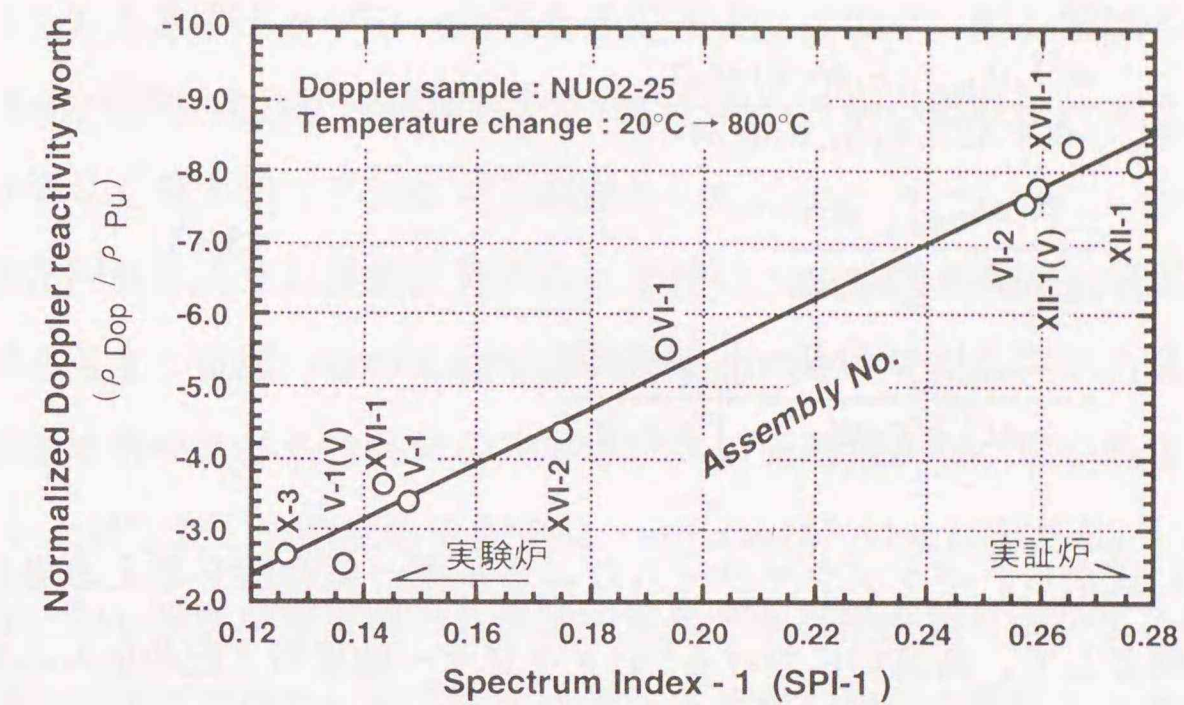


図3-12 ドップラーワースの中性子スペクトル依存性 (SPI-1の場合)

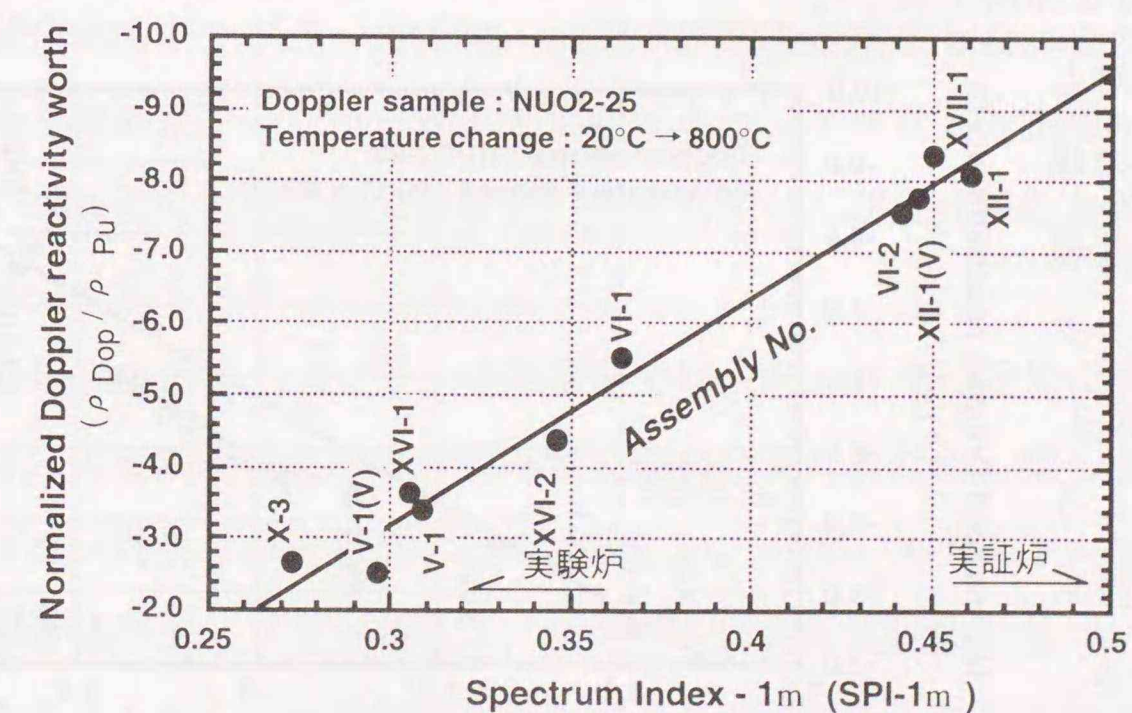


図3-13 ドップラーワースの中性子スペクトル依存性 (SPI-1mの場合)

この直線性の成立は、以下のように説明できる。すなわち、(3-12) 式から明らかのように、規格化されたドップラーワースの被積分関数の中で、随伴中性子束や摂動断面積に比べて中性子束のエネルギー依存性をもっとも大きいことから、規格化されたドップラーワースのエネルギー依存性は中性子束に支配されているとほぼ見なすことができる。

$$\begin{aligned} [\rho_{Dop}]_{normalized} &\equiv \frac{\Phi^\dagger \int \Delta\Sigma_{Dop}(r, E) \phi(r, E) dE dV}{\Phi^\dagger \int \Delta\Sigma(r, E) \phi(r, E) dE dV} \\ &\approx \frac{\Phi^\dagger \Delta\Sigma_{Dop} \int_{Dop} \phi(E) dE}{\Phi^\dagger \Delta\Sigma \int_0^\infty \phi(E) dE} \quad (3-13) \\ &\approx \frac{\Delta\Sigma_{Dop} \int_{Dop} \phi(E) dE}{\Delta\Sigma \int_0^\infty \phi(E) dE} \propto \frac{\int_{Dop} \phi(E) dE}{\int_0^\infty \phi(E) dE} \end{aligned}$$

この(3-13) 式から、ドップラーワースのエネルギー依存性を考える場合、スペクトル指標として、高速炉における ^{238}U ドップラー効果の支配的なエネルギー領域に占める中性子に対する全エネルギー領域の中性子の割合が適当である。最小2乗法で得た直線からの最大の偏差は、FCA-V-1 (V) で+9.0%であり、平均的な偏差は±5.0%であった。

SPI-2 に対して、SPI-1 の場合と同様に直線フィッティングを行うと、図3-14に示すような直線性が得られる。このとき、III-1 炉心で最大の偏差+11.5%となり、平均的な

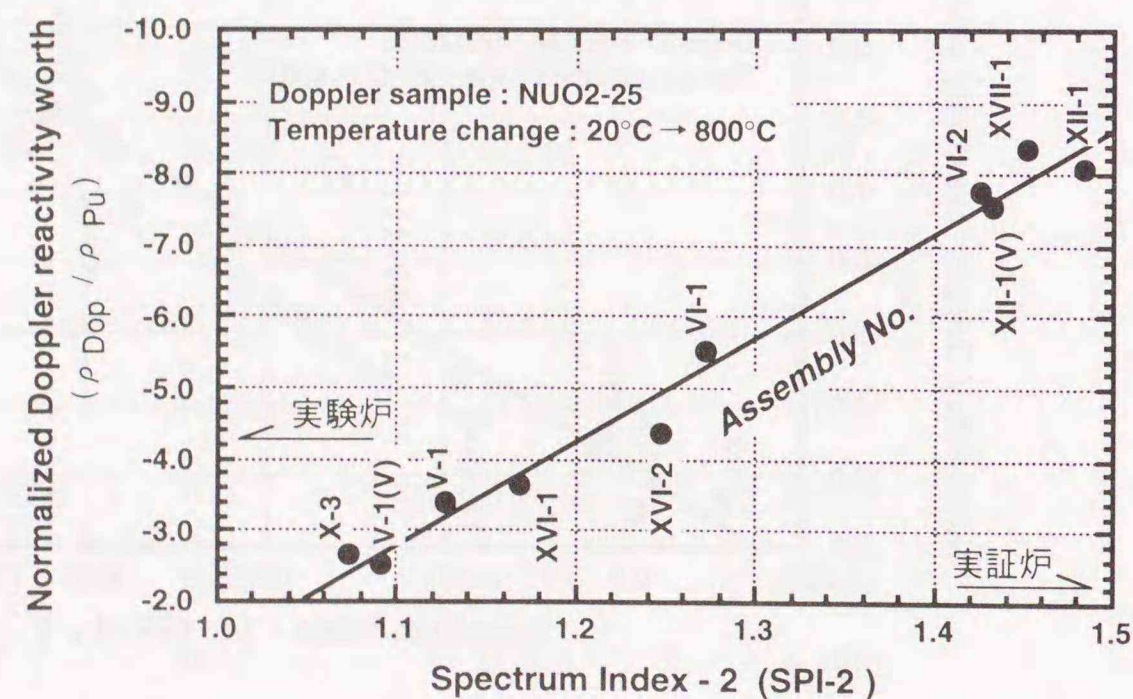


図3-14 ドップラーワースの中性子スペクトル依存性 (SPI-2 の場合)

偏差は±4.5%であった。

3-3-4 スペクトル依存性の適用例

前節で示したスペクトル依存性の適用例として、炉心領域とその周囲を約30cm厚さのブランケットが取り囲む高速炉体系において、炉心領域全体の温度が上昇したときのドップラー効果を推定する。ここで、炉心領域の組成には原型炉級MOX燃料高速炉を模擬したXVII-1 炉心の炉心組成を、ブランケット領域には同じく軸方向ブランケット組成とした。

2次元円筒体系での拡散計算から、半径91.5cm×高さ91.4cmの炉心領域寸法で、炉心温度が室温の時の実効増倍係数は1.000033であり、炉心温度が800℃での実効増倍係数は0.986156であった。この両結果から、炉心温度が室温から800℃へ上昇したときの反応度変化は、 $-1.4 \times 10^{-2} \Delta k/k$ と求まる。

一方、炉心温度が室温時の2次元円筒モデル拡散計算において、炉心領域内を分割したサブ領域毎に前述のスペクトル指標 (SPI-1 等) と、各サブ領域でのPuの反応度価値計算を行った。次に、これら計算結果と前節のスペクトル依存性の結果から、炉心領域全体の ^{238}U のドップラー効果を算出した。その結果、炉心領域全体のドップラー効果は $-1.6 \times 10^{-2} \Delta k/k$ と求まった。この値を実効増倍係数から求めたドップラー効果と比較すると、スペクトル指標から推定した値の方が14%程度大きな値であるが、計算誤差および設計精度を考慮すると、両者はよい一致を示す。

実際の炉心全体のドップラー効果測定では、ドップラー効果に加えて、炉心温度上昇による炉心構造材等の膨脹効果等が含まれるため、炉心温度上昇によるドップラー効果だけを抽出するのは難しい。一方、スペクトル指標から推定した炉心全体のドップラー効果は、サンプルによる実験値に基づいて推定したものであることから、半実験値と見なすことができる。これら両者を組み合わせることにより、炉心全体でのドップラー効果測定の信頼性を向上させることができる。また、スペクトル指標から炉心全体のドップラー効果を推定する方法では、炉心内の一部でナトリウムボイドが発生した場合についても適用でき

ることから、仮想的な炉心崩壊事故 (HCDA) の進行過程に沿ったドップラー効果を予測することも可能である。

3-4 まとめ

FCAにおいて、これまで測定された ^{238}U のドップラー効果実験についてまとめた。測定は、実験炉級から大型炉まで、様々な体系で行われ、ドップラー効果のデータベースをが作成した。

一連の天然 UO_2 サンプルを用いた ^{238}U ドップラー効果について、中性子スペクトルの観点から検討を行って、中性子スペクトル依存性が簡単なスペクトル指標によって、見出すことができた。この依存性は、小型の高速実験炉から大型の商業用の高速増殖炉まで、幅広い範囲で有効であることを示した。

また、得られた ^{238}U ドップラー効果と中性子スペクトルとの関係を用いて、全炉心でのドップラー係数を評価した。その結果、全炉心でのドップラー係数を精度良く予測することができ、これまでの全炉心ドップラー係数測定の信頼性の向上を図ることを示した。このスペクトル依存性から全炉心ドップラー効果を予測する方法では、事故時における炉内ナトリウムボイド状態の推移に沿ったドップラー効果の予測も可能となり、高速炉の安全性の評価に有用である。

参考文献

- [1] T. Yasuno, *et al.* : *J. Nucl. Sci. Technol.*, **7**, (1970), p271-273.
- [2] T. Iijima, *et al.* : "Doppler experiment in FCA", *EACRP-A-163*, (1971).
- [3] 岡嶋成晃、向山武彦 : 「FCA X-3 およびXI-1 集合体におけるドップラー効果の測定」、*JAERI-M 84-086* (1984) .
- [4] 岡嶋成晃、向山武彦 : 「FCA XII-1 集合体におけるドップラー効果の測定」、*JAERI-M 85-218* (1986) .
- [5] 大井川宏之、岡嶋成晃、向山武彦 : 「FCA XVI-1 およびXVI-2 炉心にお

ける ^{238}U ドップラー反応度値の測定と解析」、*JAERI-M 92-113* (1992)

- [6] J. Hirota, S. Nomoto, N. Hirakawa, M. Nakano : *J. Nucl. Sci. Technol.*, **6**, (1969), p35-42.
- [7] 弘田実弥 : 「FCAにおける高速炉臨界実験とその解析」、*JAERI 1289* (1984) .
- [8] 藤崎伸吾、ドップラーグループ : 「ドップラー係数測定装置の概要と測定方法」、(1969) (私信)
- [9] S. Iijima, *et al.* : "Benchmark Experiment for Physics Parameters of Meatlic-Fueled LMFBR at FCA," *Proc. of Int. Conf. on the Physics of Reactors PHYSOR 96*, (Mito, 1996) E-46.
- [10] J. L. Rowlands : *Proc. of Nuclear Data for Science and Technology*, (Mito, 1988) 25
- [11] W. E. Lamb : *Phys. Rev.* **55**, (1939) 190.
- [12] M. C. Moxon and M. G. Sowerby : *Proc. IAEA AGM on Nuclear Data for the calculation of Thermal Reactor Reactivity Coefficients*, (Vienna, 1987).
- [13] B. T. M. Willis, K. A. D. Lambe and T. M. Valentine : *AERE-R4001*, (1962).
- [14] A. T. D. Butland : *Ann. Nucl. Eng.* **1**, (1975) 575.
- [15] Haste, T. J. and Sowerby, M. G. : *J. Physics D : App. Phys.* **12** (1979) 1203.
- [16] B. T. M. Willis : "Neutron diffractions studies of the actinide oxides," *Proc. Roy. Soc.*, (London, 1963), A274, p.134.
- [17] M. T. Hutchings, *et al.* : "Oxygen Frenkel Disorder in UO_2 and ThO_2 Observed Above 2000K Using Neutron Scattering Techniques," *High Temperature Science*, **20**, (Human Press Inc., 1985), p.97-108
- [18] 平川直弘 他 : 「FCA V-1 集合体の特性試験と臨界質量」、*JAERI-M 7882* (1978) .
- [19] 弘田実弥 他 : 「FCA VI-1 集合体の臨界実験」、*JAERI-M 9059* (1980) .
- [20] 飯島勉 他 : 「FCA VI-2 集合体の臨界実験」、*JAERI-M 7888* (1978) .
- [21] 飯島進 他 : 「FCA X-3 集合体による「常陽」MK-II炉心の模擬実

験」、(1983) (私信)。

[22] 大杉俊隆 他：「FCA XI-1 集合体の選定と特性実験」、JAERI-M83-211

(1983)。

[23] 飯島進 他：「FCAによる大型軸方向非均質炉心の炉物理研究 (III)

FCA XII-1 集合体による実験と解析」、JAERI-M85-045 (1985)。

[24] T. Mukaiyama, S. Okajima: *J. Nucl. Sci. Technol.*, **22**, (1985), p243-246.

第4章 ドップラー効果測定の実験手法の検討

原子炉の核設計精度あるいは設計裕度は、一般に、設計する炉心を模擬した体系での臨界実験の解析から評価される核計算手法の予測精度によって、定められる。高速炉の場合、炉心設計および臨界実験解析に共通の核計算手法が用いられる。よって、反応度値測定に使用したサンプルの形状に起因する遮蔽効果といった実験固有の効果／補正が、実験解析時に十分に考慮されない場合、設計精度や裕度に、効果／補正の不十分な取り扱いに伴う精度の悪化がもたらされる。

本章では、臨界集合体によるドップラー効果測定の実験手法について、従来の計算手法を用いて実験解析を行い、解析における問題点（特に、ドップラーサンプルに対する共鳴自己遮蔽効果）について検討する。その結果、実験解析の実効断面積計算において、従来の計算手法によるサンプル実効断面積には、炉心領域中の ^{238}U からサンプル内の ^{238}U への共鳴自己遮蔽効果が考慮されていないことを明らかにする。さらに、このサンプル実効断面積での共鳴自己遮蔽効果を適切に考慮するために新たな計算コードを開発し、そのコードを用いた解析を行って、解析精度の向上を図る。

4-1 従来の解析手法によるドップラー効果実験の解析

4-1-1 従来の解析手法の概要

原子炉の核計算では、まず、群定数を用いたセル計算により、セル平均実効断面積を求める。次に、得られた実効断面積を用いて体系計算（輸送計算や拡散計算）を行って、実効増倍係数、中性子束、随伴中性子束を求める。さらに、その結果をもとに、種々の炉物理量（反応率や反応度値等）を計算する。

我が国における標準的な高速炉の核計算の流れを図4-1に示す。我が国の高速炉の核計算では、無限希釈断面積（ σ_{∞} ）と、温度（ T ）および背景断面積

(σ_0) をパラメータとする自己遮蔽因子 ($f(T, \sigma_0)$) から成る70群群定数セット (JFS-3: JAERI-FAST Set ver.3) が用いられる^[1]。

この70群群定数セットは、TIMS/PGGコードシステム^[2]によって、評価済み核データライブラリーを処理して超詳細群断面積を作成し、その断面積を高速原型炉「もんじゅ」の中性子スペクトルを重み関数 (REMO補正と呼ぶ) にして70群に縮約する。例えば、JENDL-2を処理した群定数セットはJFS-3-J2と呼ばれ、JENDL-3.2ではJFS-3-J3.2と呼ばれる。セル計算では、衝突確率法による積分型輸送方程式に基づく1次元セル計算を行って、セル内の非均質性、すなわちエネルギー的および空間的な遮蔽効果を考慮する。

我国における代表的な高速炉用セル計算コードとして、SLAROM^[3]がある。セル平均実効断面積は群定数セットと同様に70群構造で得られるが、設計計算等必要に応じて、少数群へ縮約される。体系計算では、拡散近似に基づく計算コードCITATION^[4]や、輸送Sn計算コードTWOTRAN^[5]が広く用いられる。ドップラーワース (サンプル温度の温度上昇によるドップラーサンプルの反応度価値変化) の解析のような反応度価値計算では、体系計算で得た中性子束と随伴中性子束、およびセル計算から得た実効断面積を用いて、摂動計算コード

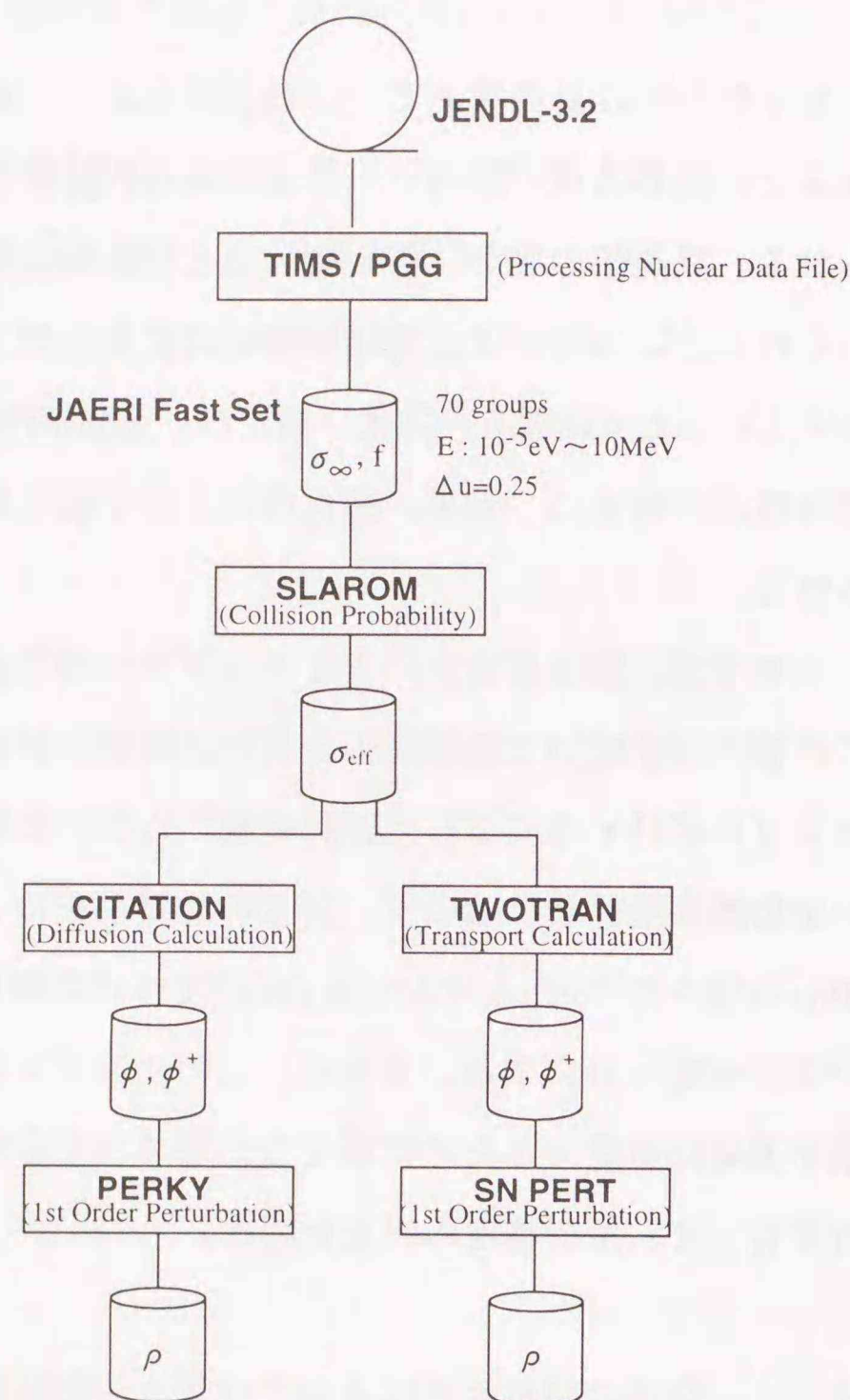


図4-1 標準的な高速炉の核計算の流れ

^[6] (PERKYやSN PERT) により反応度価値を計算する。

サンプル加熱法に基づくドップラー効果測定の実験解析では、ドップラーワースの計算に、一次摂動論を適用する。

$$\rho_{Dop} = \frac{\int \phi^+(r, E) \Delta \Sigma(r, E) \phi(r, E) dE dV}{I_p} \quad (4-1)$$

ここで、 I_p は摂動分母、 $\phi(r, E)$ は中性子束、 $\phi^+(r, E)$ は随伴中性子束であり、 $\Delta \Sigma(r, E)$ はドップラー効果によるサンプル実効断面積の変化である。本解析では、体系の中性子束および随伴中性子束は、CITATIONコードを用いて、付録Aに示す2次元円筒モデルでの70群計算から得る。なお、この体系計算に用いる炉心各領域の実効断面積は、70群群定数セット (JFS-3-J3.2) とSLAROMコードを用いて、セル内の板状燃料の非均質性を考慮する。また、体系には、ドップラーサンプル領域を設ける。

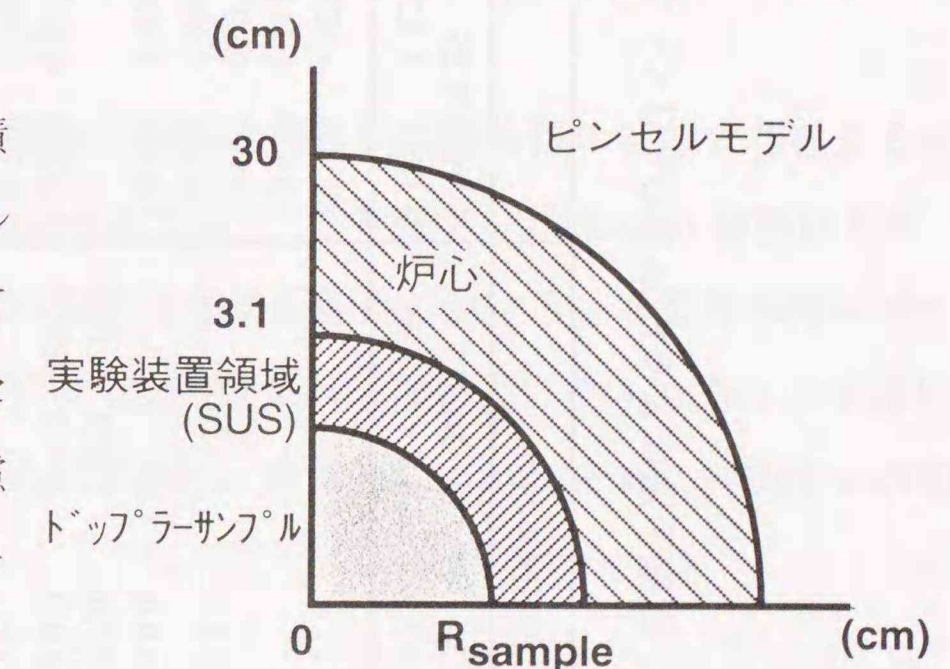
一方、サンプルの実効断面積は、図4-2に示すセルモデルで、SLAROMコードを用いて実効断面積を求める。このセルモデルは、実験条件を考慮して、中心領域にドップラーサンプル、それを取り囲むように実験装置の構造材領域、

さらにその外側に均質燃料領域の3領域から成る円筒モデルである。

ドップラーワースは、摂動計算コードPERKYにより計算する。

4-1-2 従来の計算手法による解析結果

前節で述べた計算手法とセルモデルによって、一連のドップラー効果測定を解析した。その結果として、ドップラーワースの計算値と実験値の比 (C/E値) を表4-1に示す。表より明らかなように、全般に計算はドップラーワースを約



10%過小評価する。この傾向は、これまでに報告された核データ評価でのドップラー実験のベンチマークテストでの傾向^[1,7-8]と一致する。

また、サンプル間のC/E値を比較すると、NU-25、NUO2-25、NUO2-20の順にC/E値が小さくなる。

表4-1 従来手法によるFCAでの²³⁸UドップラーワースのC/E

炉心名	(20°C ⇒ 550°C)						(20°C ⇒ 800°C)					
	NUO2-25		NUO2-20		NU-25		NUO2-25		NUO2-20		NU-25	
	J-3.1	J-3.2	J-3.1	J-3.2	J-3.1	J-3.2	J-3.1	J-3.2	J-3.1	J-3.2	J-3.1	J-3.2
V-1	0.918	1.045					0.906	1.029				
V-1(V)	0.953	1.092					0.979	1.117				
VI-1	0.872	0.917					0.892	0.937				
VI-2	0.897	0.926					0.894	0.920				
X-3	0.934	1.051	0.868	0.978			0.967	1.084	0.865	0.971		
XI-1			0.920	0.926					0.957	0.963	1.013	1.039
XII-1	0.916	0.927	0.927	0.931	1.002	1.032	0.886	0.887	0.891	0.891	0.965	0.981
XII-1(V)	0.797	0.805			0.975	0.995	0.789	0.794				
XVI-1	0.858	0.932			0.834	0.934	0.798	0.863			0.814	0.906
XVI-2	0.751	0.780	0.618	0.639	0.836	0.899	0.715	0.741	0.683	0.707	0.815	0.871
XVII-1	0.906	0.933	0.866	0.894	0.913	0.960	0.877	0.903	0.865	0.891	0.903	0.945
Av.	0.880	0.941	0.840	0.874	0.912	0.964	0.870	0.928	0.852	0.885	0.902	0.948
σ	0.063	0.101	0.127	0.135	0.077	0.052	0.081	0.120	0.102	0.106	0.089	0.065

4-1-3 従来の計算手法での自己遮蔽効果について

本節では、前節の結果で示された過小評価の原因について考える。

一次摂動計算における中性子束、随伴中性子束、摂動分母は体系計算で得られるものである。これらの計算精度は、臨界性、反応率分布、反応率比等の様々な炉物理パラメータの計算値と測定値の比較により評価できる。これまでのベンチマーク結果から判断すると、これらの予測精度は良好であり、ドップラーワース過小評価の原因は使用したサンプルの実効断面積にあると考えられる。

サンプルの実効断面積は、セル計算に使用したSLAROMでは、(4-2)式に示すように無限希釈断面積と温度と背景断面積から与えられる自己遮蔽因子($f(T, \sigma_0)$)との積として表される。

$$\sigma_{eff} = f(T, \sigma_0) \cdot \sigma_{\infty} \quad (4-2)$$

ここで、セル計算において、セル内のある共鳴核種が複数の領域に存在する時の非均質性の取り扱い、Dancoff係数法^[9]で考慮する。Dancoff係数法とは、複数の燃料棒が格子状に規則正しく存在する体系における、ある燃料棒に対する(その周辺の)他の燃料棒による影の効果(干渉効果)を(4-3)式の c を通して背景断面積として考慮する方法である。具体的には、領域 k での核種 n の背景断面積は、次式で計算する。

$$\sigma_{0,i}^m = \sigma_{0,i}^x + \frac{S_i}{4 N_i^m V_i} \cdot \frac{\alpha(1-c)}{1+(\alpha-1)c} \quad (4-3)$$

$$\sigma_{0,k}^n = \sum_{m \neq n} N^m \sigma_i^m / N^n \quad (4-4)$$

しかし、円筒モデルであって、中心部にはドップラーサンプル、周辺部には均質燃料領域が存在するような、組成の異なる領域からなる場合、Dancoff係数法の条件(燃料棒が格子状に規則正しく存在)を満足しない。その結果、計算コードは、サンプル周囲の燃料領域を単なる希釈材とみなして計算する(これ

を、孤立円筒モデルと呼ぶ)。すなわち、 $c \sim 0.0$ となり、(4.3)式は、

$$\sigma_{0,k}^n = \sigma_{0,k}^* + \frac{S_k}{4N_k^n V_k} a \quad (4-5)$$

となる。例えば、NUO2-25サンプルの場合、 $N^{238} = 2.06 \times 10^{-2}$ (atoms/barns/cm)、 $S = 127.6$ (cm²)、 $V = 73.6$ (cm³)であり、 $a = 1.35$ を選ぶと、サンプル中の²³⁸Uの背景断面積($\sigma_{0,k}^{238}$)は、

$$\sigma_{0,k}^{238} = \sigma_{0,k}^* + 28.4 \text{ (barns)} \quad (4-6)$$

となる。ここで、 $\sigma_{0,k}^*$ は、(4-4)式から明らかなようにサンプルの組成で決まり、NUO2-25サンプルでは、214eV~40.9keVの中性子エネルギー範囲において平均約7.7 barnsである。よって、サンプル中の²³⁸Uの背景断面積は36.1 barnとなる。このように、ドップラーサンプルセルモデルでは、サンプル中の²³⁸Uの背景断面積は、サンプル周辺の物質には依存しない。したがって、背景断面積から与えられるサンプルの共鳴自己遮蔽効果も、サンプル周辺の物質に依存しない。言い換えると、サンプル中の²³⁸Uの実効断面積には、サンプル周辺の炉心領域中の²³⁸Uからの共鳴遮蔽効果が考慮されない。その結果、ドップラーワース計算で使う摂動断面積は、サンプル周辺の炉心領域の組成には依存しないで、すべての炉心において同じ値である。一方、実際のサンプルでは、サンプル中の²³⁸Uはサンプル周辺の炉心領域中の²³⁸Uで遮蔽されるので、サンプル中の²³⁸Uの実効断面積は、サンプル周辺の炉心領域の組成に依存する。

このサンプル周辺の炉心領域中の²³⁸Uからサンプル中の²³⁸Uへの共鳴遮蔽効果を考慮する試みが、これまでに分離共鳴エネルギー領域を対象にして行われた^[10-11]。高速炉のドップラー効果のエネルギー範囲を考慮すると、検討対象のエネルギー範囲は不十分であるが、それでもドップラーワースが約4%程度増加する^[10-11]。

したがって、計算がドップラーワースを過小評価する原因は、サンプル中の

²³⁸Uに対する、周辺炉心領域中の²³⁸Uからの共鳴遮蔽が考慮されていない点にあると考えられる。

4-2 超詳細群断面積と衝突確率法による計算コードの開発^[12]

ドップラーサンプルセルモデルのように、共鳴核種を含み異なる組成から成る非均質セルでの共鳴遮蔽効果の正確な取り扱いには、

- (1) 連続エネルギーによるモンテカルロ法
- (2) サブグループ法 (マルチバンド法とも呼ばれる)
- (3) (連続的と見なせるほど) 詳細なエネルギー群構造での衝突確率計算法

がある。

連続エネルギーによるモンテカルロ法の場合、ドップラー効果実験解析のように高精度でサンプル領域の実効断面積を得るには膨大なヒストリー数を必要とし、現実的ではない。また、サブグループ法では異核種間での共鳴干渉効果の計算は、現在のアルゴリズムでは計算不可能である。

一方、ほとんど連続的と見なせるほどの詳細なエネルギー群構造で衝突確率計算法に基づいてセル計算を行う方法は、群毎にセル内領域間の中性子バランスを計算するので、共鳴遮蔽計算においてNR近似等を用いず、共鳴による干渉効果や遮蔽効果を厳密に取り扱うことができる。したがって、組成の異なる複数領域間での同一核種に対する共鳴遮蔽効果や異核種間での共鳴の重なり(共鳴干渉)効果を高精度で考慮できる。また、モンテカルロ法に比べて計算時間が短く現実的である。この考え方は、1960年代に提案^[10]され、RABBLEコード^[10]やSRACシステム内のPEACOLルーチン^[13]として開発された。RABBLEコードは、ZPR-9-26炉心でのドップラー効果測定の実験解析で用いられ、熱せられたサンプルと周辺の室温状態にある炉心間の共鳴干渉効果を考慮すると、ドップラーワースの計算値が約4%増加することを示した^[11]。SRACシステムのPEACOLルーチンは、分離共鳴領域での共鳴遮蔽効果を正確に解析するために開発された計

算コードである。PEACOLR-CHENは、熱中性子炉解析用に開発され、上限エネルギーが1keVであり、また共鳴核種を含む組成が2組成までしか扱えない。以上から、これらの計算コードでは、非分離共鳴領域での共鳴遮蔽効果を取り扱えないので、高速炉でのドップラー効果測定解析には適さない。

そこで、高速炉のための非均質セルの共鳴遮蔽効果を正確に解析するために、分離および非分離共鳴領域を対象とした超詳細群構造での衝突確率法に基づくセル計算コード (PEACO-X) を新たに開発した^[12]。次節以降にその詳細を述べる。

4-2-1 超詳細群積分型輸送方程式の解法のための計算アルゴリズム

いま、計算対象である非均質セル内の空間領域 i 内で、中性子束分布は平坦であり、散乱反応等による2次中性子の角度分布は等方であると仮定する。領域 j の中性子が領域 i で最初に衝突をする確率を $P_{ij}(u)$ とすると、領域 i での全反応率は、レサジー u を用いて (4-7) 式で表せる。

$$\Sigma_{t,i}(u, T_i) \phi_i(u) V_i = \sum_j P_{ij}(u) V_j Q_j(u) \quad (4-7)$$

ここで、 $\Sigma_{t,i}(u, T_i)$: 領域 i での温度 T の全断面積

$\phi_i(u)$: 領域 i の中性子束

V_i : 領域 i の体積

$P_{ij}(u)$: 領域 j を出た中性子が領域 i で最初に衝突をする確率

(First-Flight Collision Probability)

$Q_j(u)$: 領域 j での中性子源

(4-7) 式において、衝突確率 ($P_{ij}(u)$) と領域 j での中性子源 ($Q_j(u)$) を得ると、領域 i における中性子束 ($\phi_i(u)$) が求まる。

衝突確率の計算

衝突確率の計算手法はこれまでに種々の形状について研究され、参考文献 [14] 等にまとめられている。PEACO-Xは、セル内の領域 i 中の中性子束分布を

平坦と仮定して、球・円筒・平板の1次元セルモデルに対して、衝突確率計算を行う。また、中性子束平坦分布の仮定による計算誤差を小さくするため、領域 i 内をサブ領域に分割可能である。

PEACO-Xでは、非均質セル内の核種数・組成数について、原則的には制限はない (但し、計算機資源の観点から、現在、20核種、25組成、50領域まで取り扱うように設定している)。この点から、PEACO-Xは、組成の異なる領域に含まれる同一核種の共鳴遮蔽効果の考慮 (セルフオーバーラップ)、および共鳴核種の共鳴ピークの重なりによる干渉効果 (偶然のオーバーラップ) を厳密に取り扱うことができる。

減速中性子源の計算

中性子源 ($Q_j(u)$) の計算は、PEACO-Xが共鳴エネルギー領域を計算対象とすることから、等方弾性散乱による減速中性子を中性子源として、RABBLE^[8]で行った計算手法と同様の手法で行う。

今、 $Q_j(u)$ は、領域 j 内の核種毎の散乱反応率 ($S_{j,m}$) の核種 m に関する総和で表すことができるとする。

$$Q_j(u) \equiv \sum_m S_{j,m}(u) \quad (4-8)$$

$$\begin{aligned} S_{j,m}(u) &\equiv \int \Sigma_{s,j,m}(u' \rightarrow u) \phi_j(u') du' \\ &= \frac{1}{1 - \alpha_m} \int_{u - \xi_m}^u \Sigma_{s,j,m}(u') \phi_j(u') e^{-(u-u')} du' \end{aligned} \quad (4-9)$$

$\Sigma_{s,j,m}(u' \rightarrow u)$: 領域 j で u' から u へ中性子を散乱する核種 m の散乱断面積

$$\alpha_m = \left(\frac{A_m - 1}{A_m + 1} \right)^2$$

$$\xi_m = -\ln \alpha_m$$

A_m : 核種 m の質量数

ここで、 $V_i \phi_i(u) e^u = \phi_i(u)$ として、(4-7) および (4-9) 式を

$$\Sigma_{i,i}(u, T_i) \varphi_i(u) = \sum_j P_{ij}(u) \sum_m S_{j,m}^0(u) \quad (4-10)$$

$$S_{j,m}^0(u) = \frac{1}{1-\alpha_m} \int_{u-\xi_m}^u \Sigma_{s,j,m}(u') \varphi_j(u') du' \quad (4-11)$$

と表し、さらに、両式を多群近似で表すと、

$$\Sigma_{i,g,i}(u, T_i) \varphi_{g,i}(u) = \sum_j P_{ij,g}(u) \sum_m S_{g,j,m}^0(u) \quad (4-12)$$

$$\begin{aligned} S_{g,j,m}^0(u) &= \frac{1}{1-\alpha_m} \int_{u_g}^{u_{g+1}} S_{j,m}^0(u) du \\ &= \frac{1}{1-\alpha_m} \int_{u_g}^{u_{g+1}} du \int_{u-\xi_m}^u \Sigma_{s,j,m}(u') \varphi_j(u') du' \\ &\equiv \frac{\Delta u_g}{1-\alpha_m} \int_{u_g-\xi_m}^{u_{g+1}} F_{j,m}(u) du \end{aligned} \quad (4-13)$$

となる。ここで、

$$\varphi_{g,j} = \int_{u_g}^{u_{g+1}} \varphi_j(u) du = \int_{u_g}^{u_{g+1}} \phi_j(u) e^u du \quad (4-14)$$

であり、 $F_{j,m}(u)$ は、領域 j 中の核種 m による衝突密度を表す。

今、レサジー幅が、中性子が領域 j 内の最重核種と1回の散乱で得られる最大レサジー（ ξ ）よりも十分に狭い場合、 g 群内での中性子衝突回数は1回と近似でき、中性子は g 群内で吸収されるか、他の群へ移動（散乱）すると考えることができる。この近似のもとで、 g 群での領域 j 中の核種 m による減速中性子源は、(4-15) 式に示す回帰方程式で得ることができる。

$$S_{g,j,m}^0 = \frac{\Delta u_g}{\Delta u_{g-1}} S_{g-1,j,m}^0 + \frac{\Delta u_g}{1-\alpha_m} (F_{g-1,j,m} - F_{g-L_m^g,j,m}) \quad (4-15)$$

$$F_{g-1,j,m} = \int_{u_g}^{u_{g+1}} \Sigma_{s,j,m}(u) \varphi_j(u) du = \Sigma_{s,g,j,m} \varphi_{g,j}$$

$$F_{g-L_m^g,j,m} = \int_{u_{g-1}-\xi_m}^{u_g-\xi_m} F_{j,m}(u) du$$

4-2-2 超詳細群のエネルギー群構造

超詳細群の特徴は、ほとんど連続的と見なせるほどの詳細なエネルギー群構造である。すなわち、共鳴領域の核反応断面積のプロファイルを十分に再現できることであり、前節で示した中性子束計算において、導入した仮定を満たすことである。そこで、群構造を決定するに当たり、

(1) 核反応断面積

(2) 中性子束計算

の2つの側面から検討を行う。

(1) 核反応断面積に関する検討

1つの孤立した共鳴断面積をBethe-Placzekの近似式で表すと、共鳴断面積をエネルギー積分した共鳴ピーク面積は温度に依らず一定である。このことから、共鳴ピーク面積を計算する積分区間に比べて等しいか、または大きなエネルギー幅において、中性子束が一定の場合、そのエネルギー幅内の反応率および群定数は温度依存を示さない^[14]。そこで、共鳴ピーク面積の積分区間を数メッシュに分割し、温度上昇による共鳴断面積の変化を群定数で詳細に表すことにより、中性子束の温度変化を表せるようにする必要がある。よって、エネルギーメッシュ幅は、温度上昇に伴う共鳴ピークのドップラー幅の変化と同程度またはそれ以下が適当であると考えられる。ドップラー幅は、核種の質量の平方根に反比例するので、重核種について検討すれば十分である。ここでは、ドップラー効果解析の観点から、種々の温度に対する²³⁸Uのドップラー幅を表4-2に示す。

表4-2 ²³⁸Uのドップラー幅

中性子エネルギー	ドップラー幅 (eV)			
	T=300K	T=1100K	T=1800K	T=2300K
1 eV	0.02eV	0.04eV	0.05eV	0.06eV
10 eV	0.07eV	0.13eV	0.16eV	0.18eV
100 eV	0.21eV	0.40eV	0.51eV	0.57eV
1keV	0.66eV	1.26eV	1.62eV	1.83eV
10keV	2.09eV	3.99eV	5.11eV	5.78eV
100keV	6.60eV	12.6 eV	16.2 eV	18.3 eV

たとえば、温度が300Kから1100Kに上昇した場合、 ^{238}U のドップラー幅は、100keV近傍では6eV ($\Delta u=6\times 10^{-5}$)、10keV近傍では1.9eV ($\Delta u=2\times 10^{-4}$)、1keV付近では0.6eV ($\Delta u=6\times 10^{-4}$)、そして、100eV付近では0.19eV ($\Delta u=2\times 10^{-3}$)の変化をする。したがって、超詳細群構造のエネルギーメッシュ幅は、これらの値より小さくする必要がある。

(2) 中性子束計算に関する検討

超詳細群構造とは、中性子スペクトル計算において、セル内の最も重い核種との弾性散乱において、中性子の最大レサジー幅に比べて極めて狭いエネルギー幅を意味する。したがって、中性子が群内で最大1回しか原子核と衝突しないと見なすことができ、セルの中性子バランスは、第1飛行衝突確率 (First-Flight Collision Probability) を使って記述することができる。

前節で述べたように、中性子束計算では、等方弾性散乱による減速中性子を中性子源とし、 g 群のレサジー幅がセル内の最重核と中性子との1回の弾性散乱で得られる最大レサジー (ξ) に比べて十分小さいので、 g 群内の中性子衝突回数は1回であると仮定した。高速炉内での最重核種は ^{238}U や ^{239}Pu 等の燃料核種であり、中性子がこれらの核種と1回の弾性散乱で得る最大レサジーは0.016~0.017 (たとえば、 ^{239}Pu の場合、 $\xi=0.0167$) である。したがって、超詳細群構造でのレサジー幅 (すなわち、エネルギー幅) を、この最大レサジーより十分に小さくする必要がある。

(1) および(2)の検討から、超詳細群の群構造は、 ^{238}U のドップラー幅より小さいエネルギーメッシュ幅であれば良いことが分かる。

この検討結果に加えて、さらに、超詳細群群定数の作成の観点から検討を行う。群定数の作成では、既存の断面積処理コードPROF GROUCH-G^[2]、NJOY^[15]、TIMS-1^[2]等の利用が考えられる。PROF GROUCH-GやNJOYを用いた場合、分離領域では、共鳴パラメータから詳細なエネルギー点毎の (pointwise) 断面積を作成し、Kernel Broadning 法によりドップラー拡がりを考慮した pointwise断面積を計算する。一方、非分離領域では与えられた共鳴パラメータをもとにそのエネルギーでのスムーズ断面積とNR近似に基づく自己遮蔽因子

($f(T, \sigma_0)$) を計算し、他のエネルギー点での断面積は内挿法で求める。その後、両共鳴領域について任意の群構造へ断面積を縮約して、群定数を作成する。その結果、群定数は分離領域の断面積と非分離領域の断面積と自己遮蔽因子のセットから構成される。一方、TIMS-1を用いた場合、分離領域ではBreit-Wigner公式に基づいて超詳細群断面積を作成し、非分離領域ではモンテカルロ法を用いて核データライブラリーで与えられる平均共鳴パラメータの分布則に従って共鳴列 (ladder) を発生させて分離領域と同様の疑似的共鳴断面積を作成する。よって、群定数は分離・非分離の区別ない超詳細群断面積セット (MCROSSライブラリー) を得る。したがって、TIMS-1を用いた場合の方が非分離共鳴領域からの超詳細群解析が容易となる。なお、エネルギー範囲の上限値は、非分離共鳴領域の上限値より高くなければならない。一方、等方弾性散乱による減速中性子のみを源としているため、計算対象エネルギー範囲は、核分裂中性子の効果や非弾性散乱の効果が無視できる範囲でなければならない。

ここで、MCROSSライブラリーの群構造を表4-3に示す。この群構造は、前述の(1)および(2)の検討結果を満足する。

表4-3 MCROSSライブラリーの群構造

中性子エネルギー範囲	レサジー幅	群数
JENDL-3.1の場合		
0.2 eV ~ 46 eV	4.0×10^{-4}	13,630
46 eV ~ 1.0keV	2.0×10^{-4}	15,330
1.0keV ~ 4.6keV	1.0×10^{-4}	15,370
4.6keV ~ 10 keV	5.0×10^{-5}	15,300
10 keV ~ 100 keV	2.5×10^{-5}	92,070
JENDL-3.2の場合		
0.41 eV ~ 47.9 eV	5.0×10^{-4}	9,500
47.9 eV ~ 101.3 eV	2.5×10^{-4}	3,000
101.3 eV ~ 454 eV	1.25×10^{-4}	12,000
454 eV ~ 961 eV	6.25×10^{-5}	12,000
961 eV ~ 4.31 keV	3.125×10^{-5}	48,000
4.31 keV ~ 183 keV	1.5625×10^{-5}	240,000

以上から、超詳細群構造はMCROSSライブラリーと同一とした。すなわち、評価済み核データライブラリーがJENDL-3.1の場合、エネルギー範囲0.2eV～100keV、総群数151,700群であり、JENDL-3.2の場合は、エネルギー範囲0.41eV～183keV、総群数324,500群である。

4-2-3 超詳細群定数（MCROSSライブラリー）の作成

MCROSSライブラリーの作成に当たっては、評価済み核データライブラリーをTIMS/PGGコードシステムを使って処理した。このTIMS/PGGコードシステムによる断面積処理過程は、高速炉解析に用いられる70群群定数JFS-3の作成やSRAC内蔵の高エネルギー領域群定数の作成時の断面積処理過程と同じである。群定数作成の計算のフローを図4-3に示す。TIMS/PGGコードシステムでは、分離および非分離共鳴断面積を有する共鳴核種（重核種）に対してはTIMS-1

コードを用いて処理をする。ここでは、TIMS-1コード内のMCROSSルーチンまでを使用して、乱数を用いて非分離共鳴領域での共鳴列（ladder）と共鳴レベル幅を計算し、その計算結果からドップラー拡がり断面積を計算してMCROSSライブラリーを作成する。一方、共鳴断面積や非分離共鳴断面積のない核種（軽

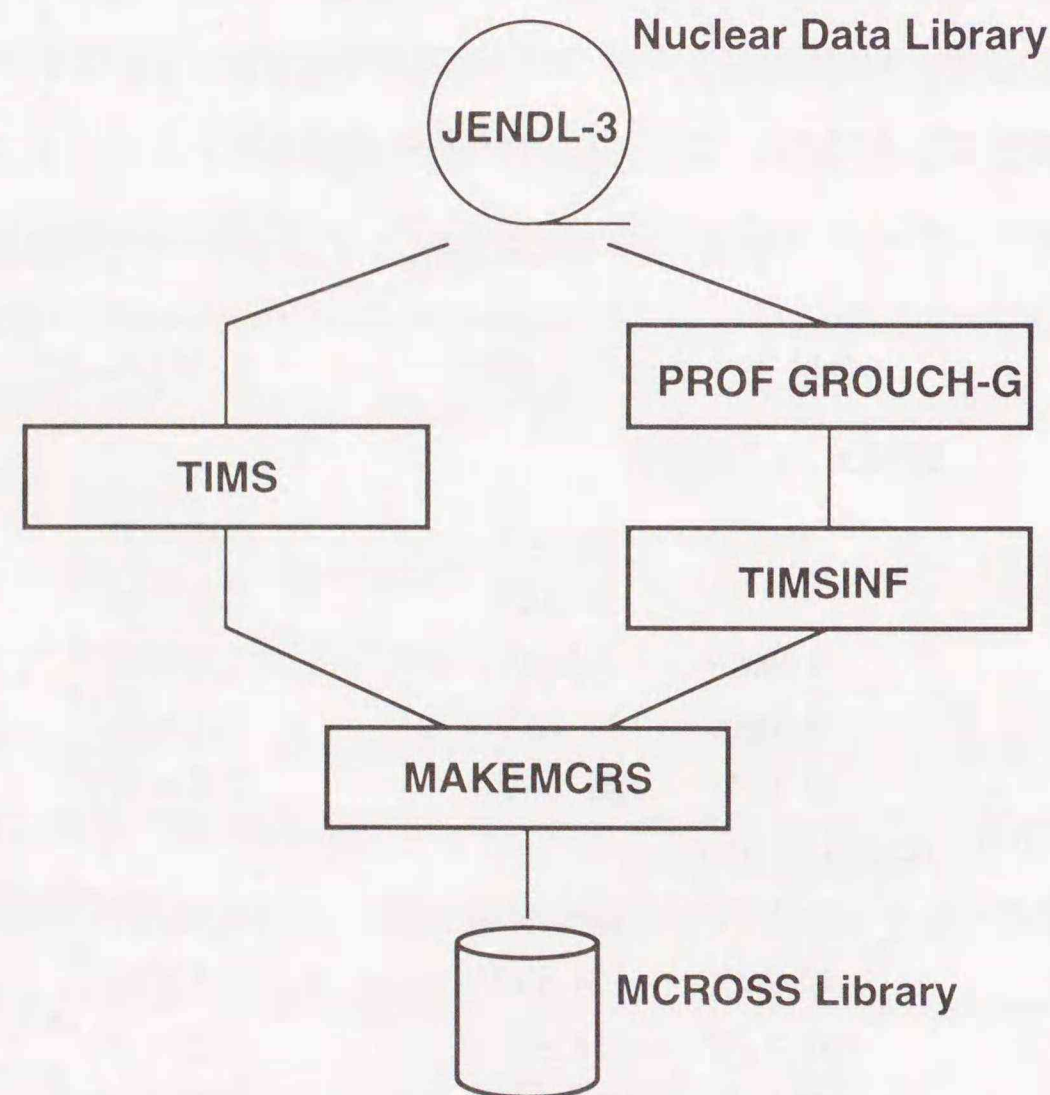


図4-3 MCROSSライブラリー作成の計算の流れ

核種および中重核種）に対しては、PROF GROUCH-Gを用いて処理をする。この理由は、軽核では大部分の核種に共鳴構造がなく、中重核では共鳴構造があっても非分離領域がないかその範囲が非常に狭いために、TIMS-1による処理が適さないためである。PROF-GROUCHコードでは、分離共鳴領域の計算を行い、0.1%の精度内で評価済み核データライブラリーから温度T(K)でのドップラー拡がりを考慮した共鳴断面積を再現した、pointwise断面積（PENDF）を作成する。次に、TIMSINFを用いて、100keV以下のエネルギー領域に対してPENDFから1/Eスペクトルで重み付けた無限希釈断面積を、MCROSSライブラリーの群構造で作成する。その後、MAKEMCRSでMCROSSライブラリーフォーマットへ変換する。

群定数作成の対象核種は、高速炉解析に必要な21核種とした。これらの核種に対して、T=300Kでの超詳細群群定数を作成した。さらに、ドップラー実験解析に必要な核種（ ^{16}O 、 ^{238}U 等）に対して、T=300Kに加えて、573K、823K、1100K、1400K、1800K、2000K、2300Kの7温度点の群定数を作成した。

4-2-4 超詳細群構造の検討

ここでは、作成した計算コードPEACO-Xと群定数MCROSSライブラリーを用いて計算を行い、ドップラー効果実験解析における超詳細群構造の妥当性と、減速中性子源の計算において無視した核分裂中性子や非弾性散乱中性子による中性子スペクトル計算結果への影響について検討する。

(1) エネルギーメッシュ幅の効果

超詳細群構造は、前節で述べたようにTIMS-1が作成するMCROSSライブラリーと同一とした。この群構造のエネルギーメッシュ幅が、超詳細群群定数でのドップラー拡がりの様子を記述するのに適当であるか、すなわち、群構造がドップラー効果の解析に適しているか否かを確認するために、エネルギーメッシュ幅が断面積のドップラー拡がりの計算に与える影響について調べた。

ここでは、超詳細群でのエネルギーメッシュ幅が表4-3に示したMCROSSライブラリーの場合を基準として、2倍のメッシュ幅（ケース：2FG）、5倍

のメッシュ幅（ケース：5FG）、10倍のメッシュ幅（ケース：10FG）のそれぞれの場合に対して、温度が300Kから1800Kに変化した場合の ^{238}U の捕獲断面積変化（ $\Delta\sigma$ (300K→1800K)：以下 $\Delta\sigma$ と表す）を求め、基準の場合（ケース：1FG）の結果と比較した。 ^{238}U の捕獲断面積計算に用いたセルモデルは、ドップラー実験解析で使用する円筒モデルとした。

それぞれのメッシュ幅でのドップラーサンプルでの ^{238}U 捕獲断面積変化を、JFS-3タイプの群構造のエネルギー群毎に図4-4に示す。図では、比較が容易なようにケース1FGの結果で群毎に規格化した。図より、50eV以下の低エネルギー領域では、

6.6eV、21eV、37eV
の巨大共鳴を除いた
 $\Delta\sigma$ はエネルギーメッ
シュ幅に依存せず、
ほぼ同じ値となる。

6.6eV、21eV、37eV
の巨大共鳴付近では、
ケース10FGの場合、
ケース1FGの $\Delta\sigma$ に
比べて10～50%の差
がある。

一方、100eV以上のエネルギー領域では、 $\Delta\sigma$ はエネルギーメッシュ幅に依存する。ケース2FGではケース1FGに比べて全体に2～3%小さい $\Delta\sigma$ であり、ケース5FGでは10～15%小さな $\Delta\sigma$ である。ケース10FGではケース1FGに比べて全体に20～50%小さく、特に600eVから1keV(38および39群)や3keV近傍(32群)では、70%程度小さくなる。

さらに、各ケースでの $\Delta\sigma$ を用いてドップラー反応度を計算して、エネルギーメッシュ幅がドップラー反応度へ与える影響について調べた。その結果を図4-5に示す。図より、ドップラー反応度は、ケース1FGを基準として、ケース

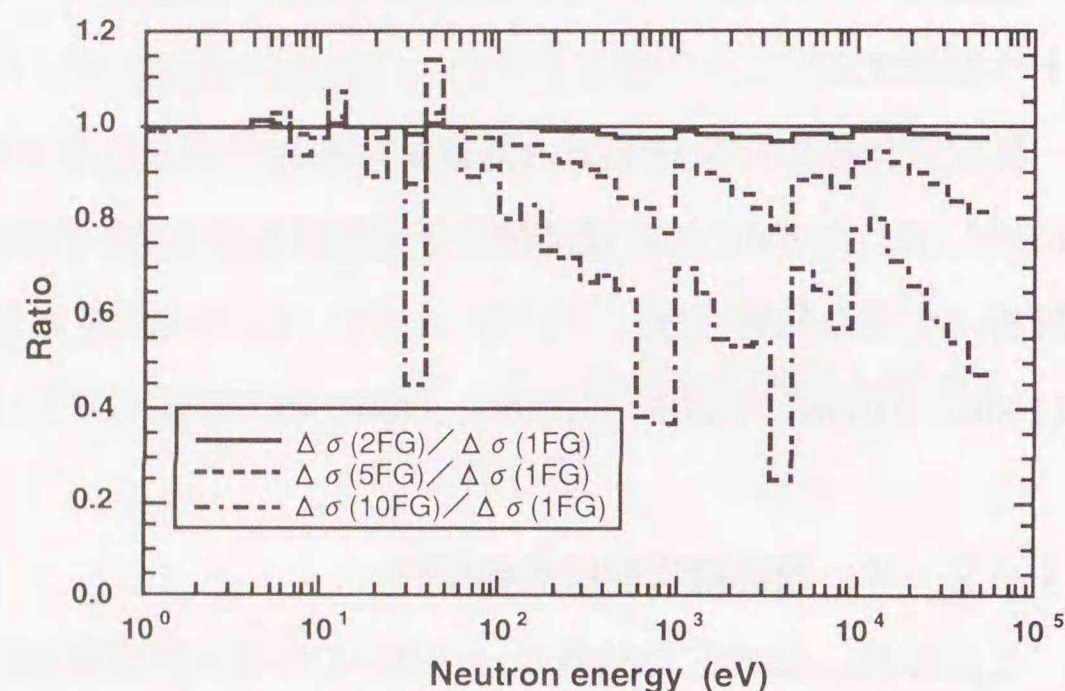


図4-4 超詳細群エネルギー幅とサンプルの ^{238}U 捕獲断面積の関係

2FGでは0.9%、ケース5FGでは6.2%、ケース10FGでは26%小さな値となる。

以上から、

100eV以上のエネルギー領域の $\Delta\sigma$ はエネルギーメッシュ幅に強く依存し、高速炉のドップラー効果実験解析に強く影響を与えることが分かる。

一方、図4-5の結果から、エネルギーメッシュ幅が

ケース1FGの場合ドップラー反応度の計算値は飽和するので、ドップラー実験解析のためのエネルギーメッシュ幅はケース1FG（すなわちMCROSSライブラリーの群構造）で十分である。

(2) 核分裂中性子および非弾性散乱反応による中性子スペクトルへの影響

PEACO-Xでは、中性子源は減速中性子だけを考慮し、その減速過程では弾性散乱反応を仮定したために、計算において核分裂中性子や非弾性散乱を考慮していない。実際には、核分裂中性子や数10keV～10MeVのエネルギー範囲での非弾性散乱反応や(n,2n)反応等による100keV以下のエネルギー範囲の中性子源への寄与が考えられる。そこで、これらの核分裂中性子や非弾性散乱が、100keV以下の中性子スペクトル形成に与える影響について調べた。

ここでは、前章の計算例で使ったセルモデルを用いて、セルモデル中の炉心領域での中性子スペクトル計算結果について調べた。この核分裂中性子および非弾性散乱の影響の検討は、PEACO-Xではできないので、JFS-3-J3とSLAROMを用いてセル計算を行い、セル計算で得た中性子スペクトルおよび体系のマクロ断面積等を用いた。その結果は、以下の通りである。

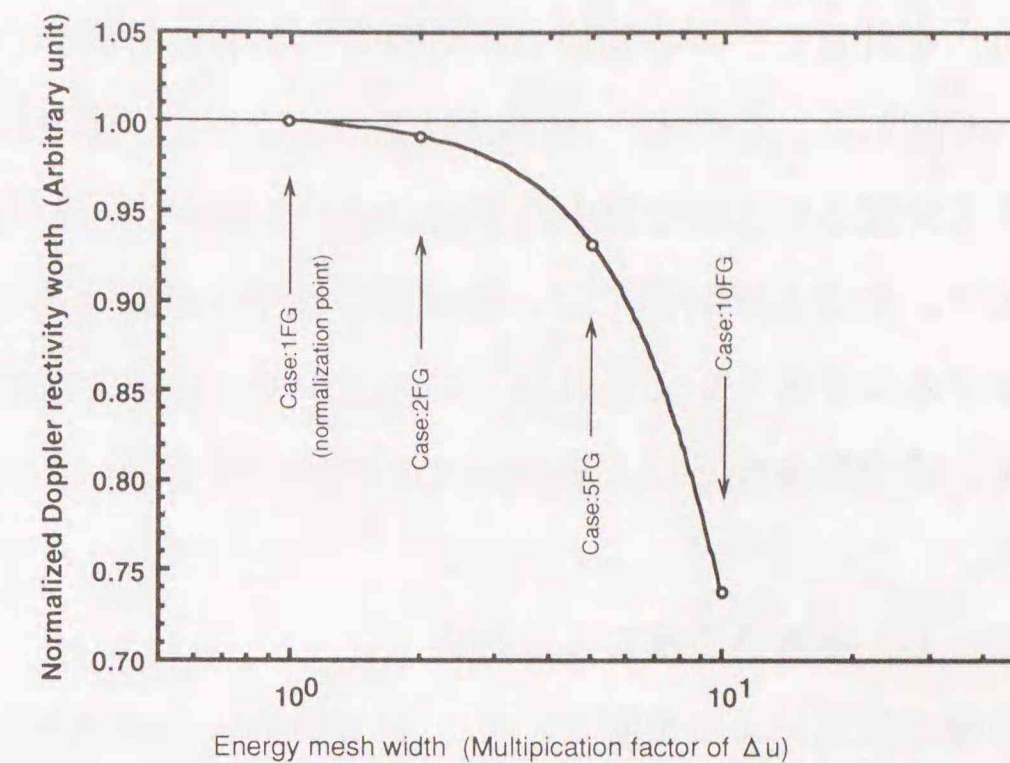


図4-5 超詳細群エネルギー幅とドップラーワース

(2-A) 核分裂中性子による影響

SLAROMによる70群セル計算結果から、核分裂による中性子総数（単位体積当り）を計算し、炉心領域の核分裂スペクトルを用いて中性子を各エネルギー群へ分配した。その後、100keV以下のエネルギー群（19群以下）の中性子数に対する分配された核分裂中性子数の割合を求めた。その結果を表4-4に示す。表より、たとえば19群では、核分裂中性子を考慮すると中性子数は高々0.08%増加するにすぎない。それ以下のエネルギー領域では増加する割合がさらに小さく、核分裂中性子によるPEACO-Xでの中性子スペクトルへの影響はほとんど無い。

(2-B) 非弾性散乱による影響

非弾性散乱による影響として、(1) 100keV～10MeVのエネルギー範囲で非弾性散乱反応を起こし、その結果100keV以下のエネルギー範囲へ減速される中性子による寄与と、(2) 100keV以下のエネルギー範囲での非弾性散乱による減速過程とについて考えた。ここでは、炉心セル内で非弾性散乱反応率の最も大きい ^{238}U について考慮した。

非弾性散乱の影響評価には、70群群定数セットJFS-3-J3中の ^{238}U の非弾性散乱マトリックスとSLAROM計算で得る中性子束を用いて、上位のエネルギーから100keV以下へ非弾性散乱により減速する中性子数を計算し、当該群の中性子数に対する割合を求めた。また、100keV以下のエネルギー範囲での非弾性散乱反応による中性子数の増加割合を求めた。

計算結果を表4-4に示す。表より明らかなように、100keV以上のエネルギー範囲（1群～18群）での非弾性散乱中性子による100keV以下の中性子の増加割合は、19群（86.5keV～111.1keV）において約1%、19群以下のエネルギー範囲では1%以下であり、エネルギーが低くなるにつれて増加割合は概ね小さくなる。また、100keV以下のエネルギー範囲での非弾性散乱による影響では、 ^{238}U の非弾性散乱反応が21群（67.4keV～52.5keV）まで存在し、このエネルギー領域での非弾性散乱反応による中性子数の増加割合は高々0.6%（20群→23群の場合）である。

表4-4 核分裂および非弾性散乱によるj群中性子束の増加割合

エネルギー群 群数(j) 下限値(keV)	核分裂による寄与 1-18群 (%)	非弾性散乱(i群→j群)による寄与				
		19群 (%)	20群 (%)	21群 (%)	22群 (%)	23群 (%)
19	86.5	0.079	1.14			
20	67.4	0.045	0.830			
21	52.5	0.057	0.307	0.561		
22	40.9	0.035	0.101	0.446	0.015	
23	31.8	0.033	0.093	0.001	0.583	
24	24.8	0.024	0.062		0.459	
25	19.3	0.013	0.031		0.135	0.076
26	15.0	0.023	0.053			0.265
27	11.7	0.015	0.027			0.173

以上から、PEACO-Xにおいて減速過程で無視した非弾性散乱反応による100keV以下のエネルギー範囲での中性子束スペクトルへの影響は非常に小さいといえる。

4-3 超詳細群セル計算コード（PEACO-X）によるドップラー実験解析^[16]

本章第2節で示したように、従来の解析手法では、サンプル内の共鳴核種（ ^{238}U ）と、炉心内の共鳴核種からの共鳴遮蔽効果が考慮されていない。そこで、この共鳴遮蔽効果を考慮するために超詳細群セル計算コードを用いて計算を行い、従来法との比較を通して、実験解析への共鳴遮蔽効果の影響を調べた。

4-3-1 サンプル実効断面積の比較

共鳴遮蔽効果を考慮した超詳細群セル計算から得るドップラーサンプルの実効断面積を、従来法での結果と比較する。ここでは、ドップラーセルモデルでの周辺炉心領域の組成を、原型炉級MOX燃料高速炉模擬炉心FCA XVII-1炉心

^{117}I の組成とし、サンプルはNUO2-25とした。このセルに対して、PEACO-XまたはSLAROMで計算を行い、両者のサンプル実効断面積を比較する。また、炉心中の ^{238}U によるサンプル中の ^{238}U への共鳴遮蔽効果を直接調べるために、ドップラーセルモデル中の炉心領域での ^{238}U を除いたセルに対して、PEACO-Xを用いてサンプルの実効断面積を計算した（以降、PCX(No U238)と呼ぶ）。

(A) 実効断面積 ($\Sigma_{\text{eff}}^{\text{NUO2-25}}(300\text{K})$)

サンプル温度300Kでの実効捕獲断面積を図4-6示す。図より、以下のことが分かる。

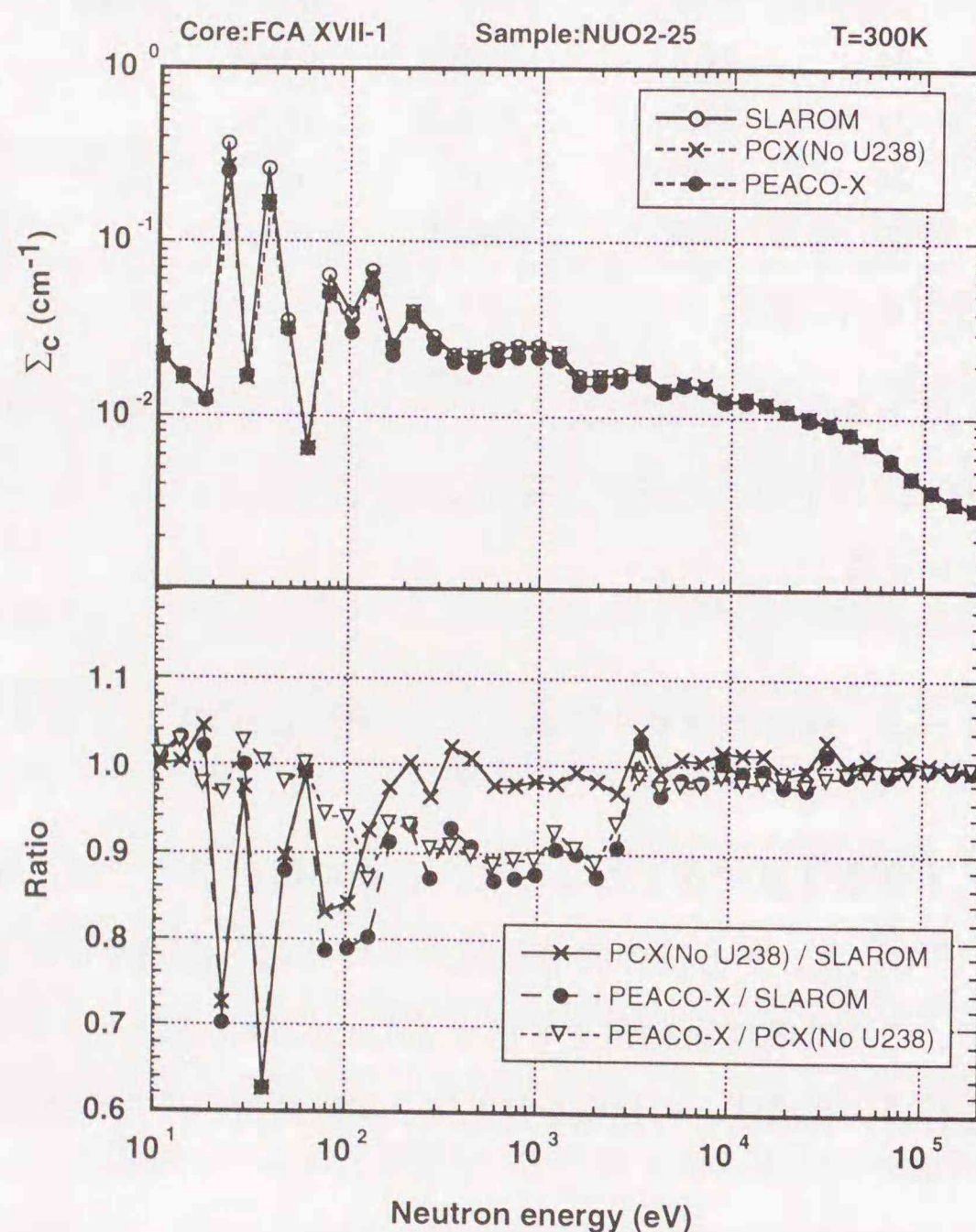
① PCX(No U238) と SLAROM の比較

とSLAROMの比較
600eV～100keVの範囲で両実効断面積はほぼ一致し、この傾向は他の比較結果と異なる。この結果からも、SLAROMで用いているDancoff係数法では、炉心中の ^{238}U からの共鳴遮蔽効果を考慮していな

いことが分かる。図4-6 サンプル温度300Kでの実効捕獲断面積の比較

② PEACO-X と PCX(No U238) の比較

100eV～100keVの範囲で、PEACO-Xによる実効断面積の方が小さい。これは、炉心中の ^{238}U によるサンプル中の ^{238}U への共鳴遮蔽効果を考慮したこ



とによるものである。

③ PEACO-X と SLAROM の比較

PEACO-Xによる結果は、SLAROMによる結果より全体に小さい。また、PEACO-XとPCX(No U238)の比較結果と比べることにより、PEACO-Xによる計算結果は、炉心中の ^{238}U による共鳴遮蔽効果の考慮に加えて、超詳細群計算による実効断面積の変化（例えば、Naの共鳴エネルギー(3keV)近傍での実効断面積の増加）も含んでいることが分かる。図より、高速炉のドップラー効果への寄与が大きい1keV以上のエネルギー範囲では共鳴遮蔽効果による寄与が大きく、数keV以下から超詳細群計算による効果が現れ始める。200eV以下の範囲では超詳細群計算による効果による寄与が大きい。

これらの傾向は、サンプル温度1100Kでも同様である。

(B) 摂動断面積 ($\Delta\Sigma^{\text{NUO2-25}}$)

一連の実効断面積計算から、サンプル温度が300Kから1100Kへ変化した場合の実効捕獲断面積の変化（摂動断面積： $\Delta\Sigma^{\text{NUO2-25}}$ ）を求め、その結果を図4-7に示す。

① PEACO-X と PCX(No U238) の比較

炉心中の ^{238}U によるサンプル中の ^{238}U への共鳴遮蔽効果を考慮した結果、1keV～100keVの範囲ではPEACO-Xによる実効断面積の方が大きく、それより低いエネルギー範囲では、1.0に近い値となる。

② PEACO-X と SLAROM の比較

30eV～100keVの範囲でPEACO-Xによる結果は、SLAROMによる結果より全体に大きい。

この一連の傾向は、共鳴自己遮蔽因子からも説明ができる。図4-8に28群(9.12keV～11.7keV)、46群(101eV～130eV)での300Kと2100Kに対する共鳴自己遮蔽因子(f)を、および温度変化によるfの変化を示す。

両図より、fは、28群では背景断面積(σ_0)が100barn以下で温度依存性が現れるのに対して、46群では10barn以下では温度依存性が見られないことが分

かる。

従来のDancoff 係数法に基づく解析では背景断面積(σ_0)は約34barnである。一方、炉心からの共鳴遮蔽を考慮する場合は、Dancoff 係数法による σ_0 より小さな値となる。図から、 σ_0 が小さくなった場合の Δf (300K→2100K) の変化は、28群では σ_0 が小さくなるにつれて増大するのに対して、46群では減少する。したがって、高速炉のドップラー効果の主たるエネルギー範囲(100eV～100keV)では、炉心中の ^{238}U による共鳴遮蔽効果の考慮する必要があるエネルギー領域とほぼ一致し、摂動断面積は増加することが分かる。

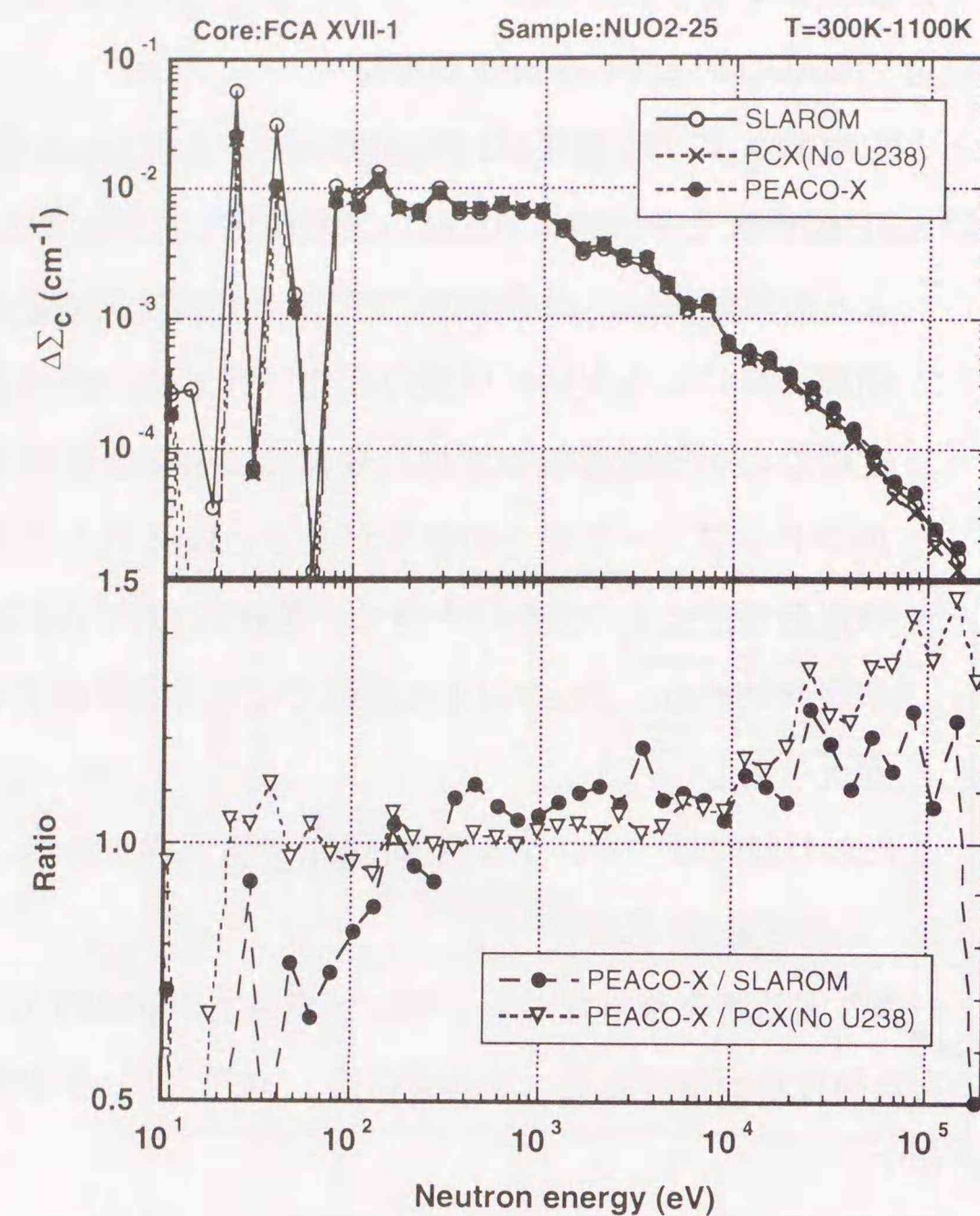


図 4-7 サンプルの摂動断面積の比較

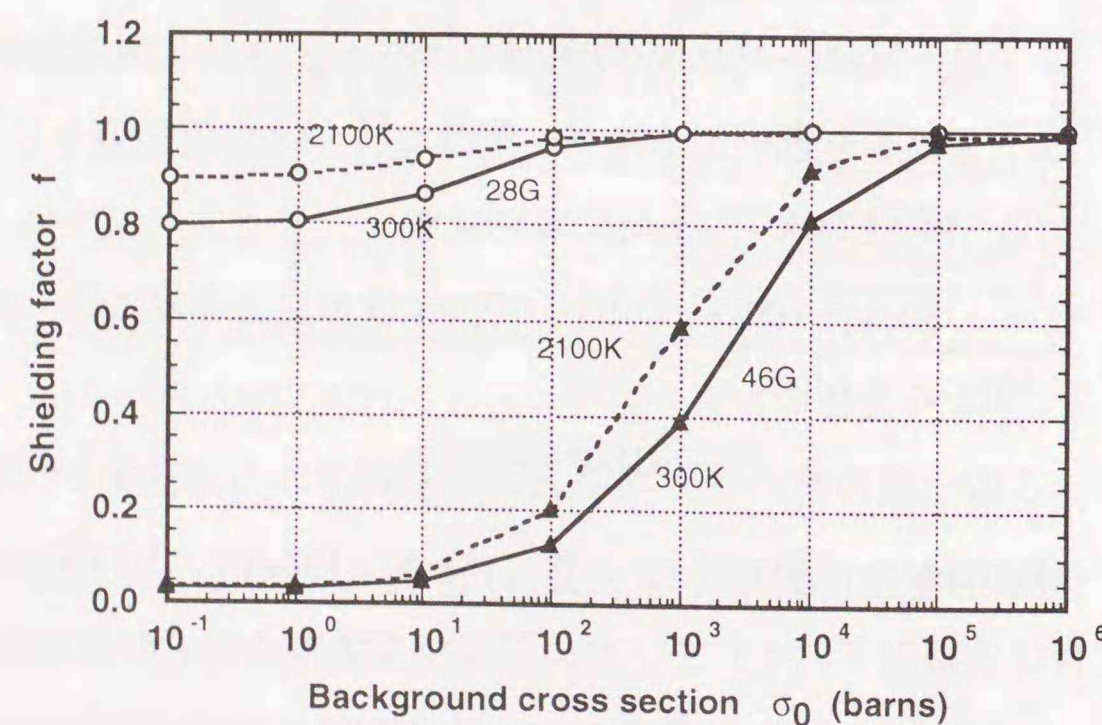


図 4-8(1) 28群と46群での共鳴自己遮蔽因子 (f)

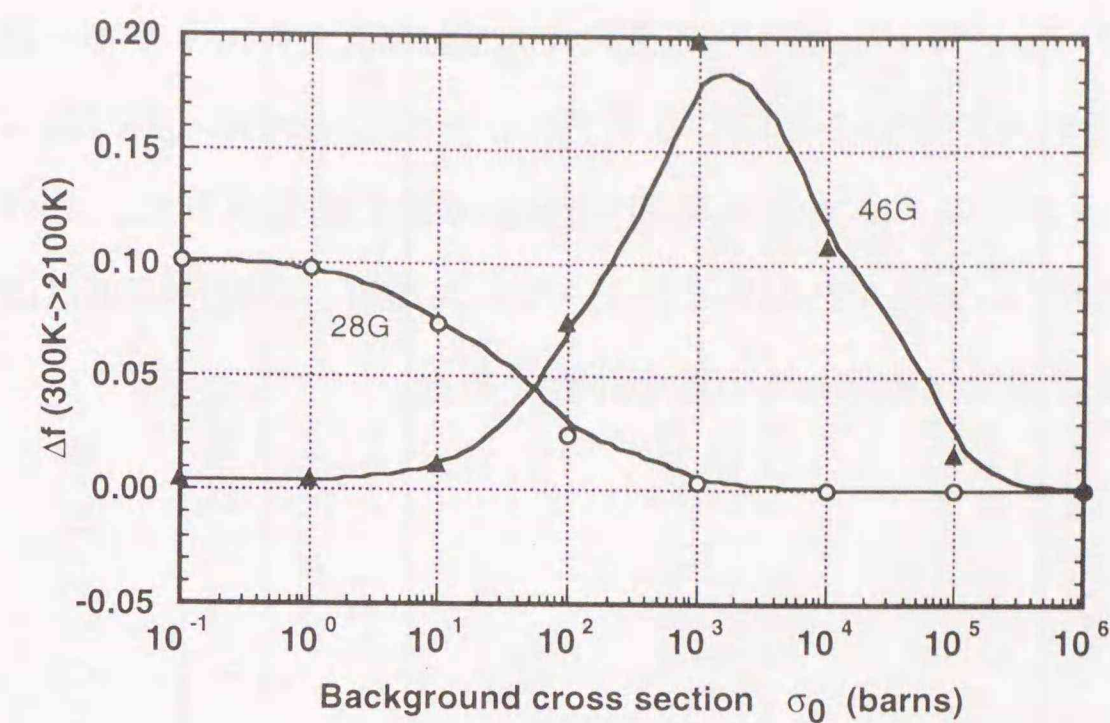


図 4-8(2) 温度変化による28群と46群での共鳴自己遮蔽因子 (f) の変化

4-3-2 ドップラーワースのC/E [16, 18]

超詳細群セル計算コードを取り込んだ解析システムを図4-9に示す。従来の解析手法で得たドップラーサンプルの実効断面積のうち、共鳴エネルギー領域の実効断面積を、超詳細群セル計算で得る実効断面積に置き換える。得た新たな実効断面積を用いて、摂動計算によりドップラーワースを計算する。

解析結果を表4-5に示す。PEACO-Xを用いた計算結果は、NUO2-25サンプルで約9%、NUO2-20サンプルで約10%、NUM-25サンプルで約5%、従来のセル計算コードによる結果より大きい。ドップラーワースのC/E値を比較すると、計算と実験は概ねよい一致を示し、従来のセル計算コードによる結果のような過小評価は見られない。例えば、NUO2-25が室温から800℃へ温度上昇したときのドップラーワースのC/E値は、評価済み核データとしてJENDL-3.1を用いた場合、0.95から1.07の範囲内に納まる。ただし、XII-1 (Naボイド)、XVI-1、XVI-2集合体でのC/E値は、それぞれ0.88、0.87、および0.79である。これらの炉心では、中性子スペクトルが他の集合体でのスペクトルより少し硬く、より高エネルギー領域の中性子による ^{238}U ドップラー効果への寄与が重要である。しかし、JENDL-3.1では ^{238}U の共鳴パラメーターは50keV以上のエネルギー範囲で

は存在しないので、 ^{238}U ドップラー効果のうち50keV以上のエネルギー範囲からの寄与は考慮されていないことによる^[16, 19]。一方、JENDL-3.2では、この ^{238}U の共鳴パラメーターのエネルギー範囲が150keVまで拡張された。その結果、XII-1 (Naボイド)、XVI-1でのドップラーワースの著しい過小評価は改善されたが、XVI-2集合体では依然16%の過小評価である。

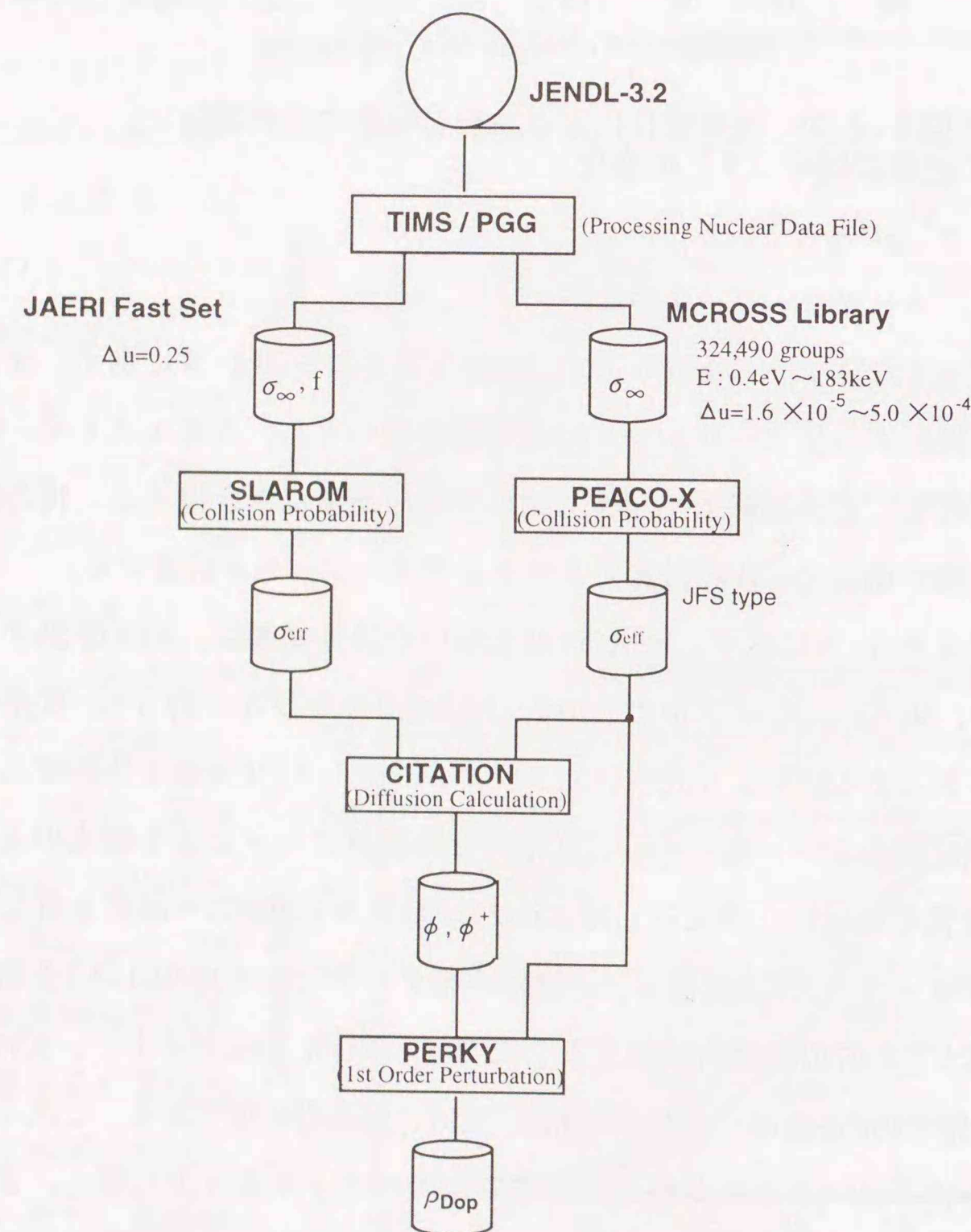


図 4-9 超詳細群セル計算コードを含む計算の流れ

表 4-5 超詳細群セルコードを用いたFCAでの ^{238}U ドップラーワースのC/E

炉心名	(20°C ⇒ 550°C)						(20°C ⇒ 800°C)					
	NUO2-25		NUO2-20		NU-25		NUO2-25		NUO2-20		NU-25	
	J-3.1	J-3.2	J-3.1	J-3.2	J-3.1	J-3.2	J-3.1	J-3.2	J-3.1	J-3.2	J-3.1	J-3.2
V-1	0.969	1.125					0.980	1.134				
V-1(V)	1.018	1.180					1.070	1.236				
VI-1	0.918	0.985					0.965	1.032				
VI-2	0.938	1.003					0.962	1.025				
X-3	0.972	1.125					1.029	1.188				
XI-1												
XII-1	0.973	0.999					0.970	0.994				
XII-1(V)	0.861	0.880					0.875	0.891				
XVI-1	0.912	1.029					0.871	0.978				
XVI-2	0.799	0.859					0.785	0.839				
XVII-1	0.947	0.988					0.945	0.982				
			0.914	1.055					0.934	1.075		
			0.976	0.989	1.019	1.045			1.045	1.058	1.055	1.077
			1.000	1.023	1.009	1.043			0.986	1.008	1.026	1.053
					0.854	0.981					0.854	0.973
			0.668	0.712	0.859	0.940			0.763	0.810	0.858	0.932
			0.920	0.955	0.928	0.972			0.945	0.979	0.940	0.980
Av.	0.931	1.017	0.896	0.947	0.934	0.996	0.945	1.030	0.935	0.986	0.947	1.003
σ	0.063	0.103	0.132	0.136	0.079	0.046	0.082	0.125	0.105	0.106	0.093	0.060

次に、炉心燃料領域からドップラーサンプルへの共鳴遮蔽効果を見るために、種々のサンプルのドップラーワースのSLAROMによる計算結果に対するPEACO-Xによる計算結果の比を炉心での ^{238}U の背景断面積の関数として図4-10に示す。図より明らかなように、炉心の ^{238}U の背景断面積が減少するにつれて、SLAROMに対するPEACO-Xとの計算結果の比は増大する。また、比は、サンプル形状や

サンプルの密度に依存することが分かる。すなわち、ドップラーサンプルの半径がより大きくなると、或いは密度が高くなるにつれて、その

比は小さくなり、最終的には、SLAROMによる結果と一致するようになる。この理由は、半径が大きくなると、或いは密度が高くなると、孤立円筒モデルに近づくためである。このように炉心燃料領域からサンプルへの共鳴遮蔽効果を考慮することにより、サンプルの形状によるC/E値への依存性や、組成による依存性が解消し、計算と実験値は良い一致を示すようになった^[16]。

FCA以外でのドップラー効果実験における共鳴相互干渉効果の妥当性を評価するために、米国ZPPR-9炉心^[20]において実施された実験についても解析を行った。室温から814℃へ温度上昇した時のNUO2サンプルのC/E値は、SLAROMによる結果は0.935であり、PEACO-Xによる結果は1.026である。PEACO-Xによる

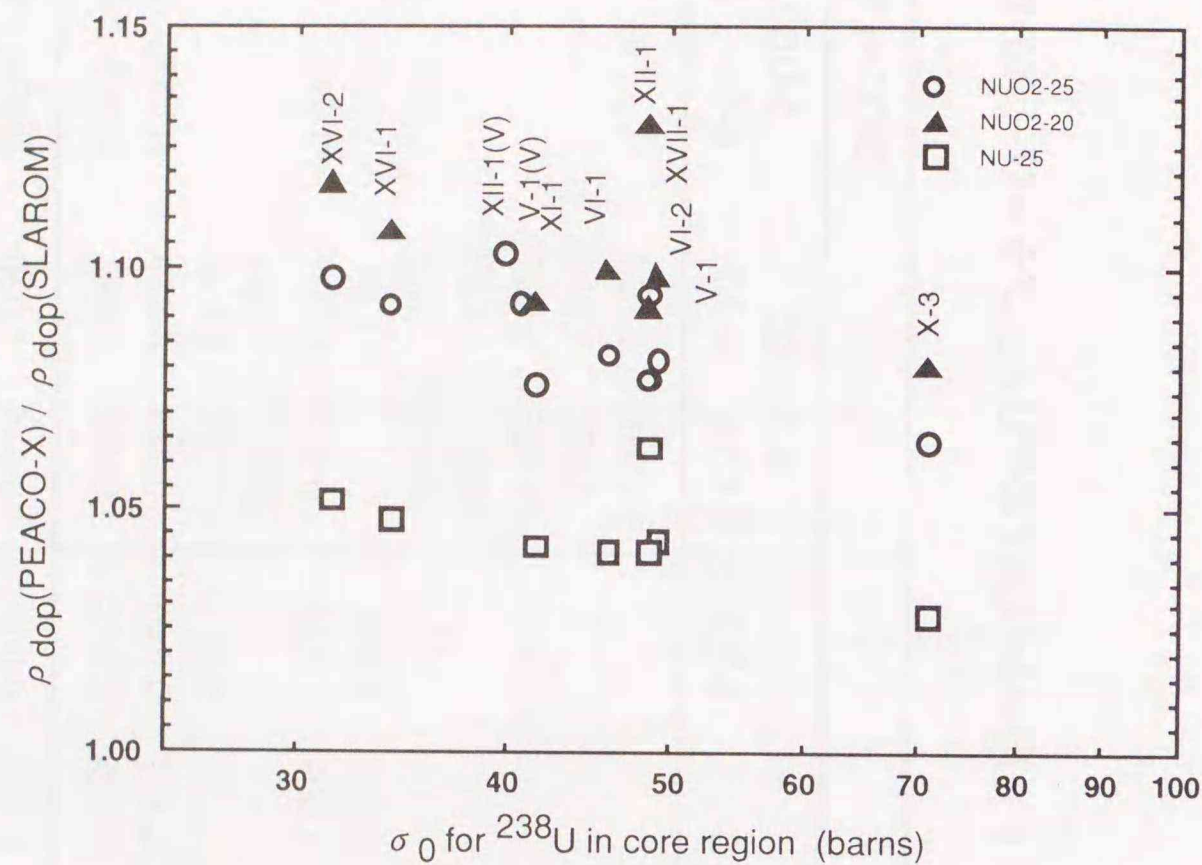


図4-10 共鳴相互干渉効果の考慮によるドップラーワース計算値の増分

結果は実験値と良く一致する。

この一連の結果から、サンプル加熱法によるドップラー効果測定での共鳴相互干渉効果を考慮することにより、過小評価が解消した。

4-4 まとめ

FCAで実施された一連の ^{238}U ドップラー効果測定を、従来の高速炉解析手法を用いて解析した。その結果、最新の評価済み核データライブラリー(JENDL-3.2)を用いた場合でも、計算は全体に約10%実験を過小評価することが分かった。

この過小評価の原因について、セル計算手法について検討した。検討の結果、従来のセル計算手法では、ドップラーセルモデルの場合、孤立円筒モデルとなり、炉心領域中の ^{238}U からサンプル内の ^{238}U への共鳴自己遮蔽効果が考慮されていないことを指摘した。

そこで、この共鳴自己遮蔽効果を考慮するために、新たに超詳細群セル計算コード(PEACO-X)を開発した。開発したPEACO-Xコードの特徴は、分離および非分離共鳴エネルギー範囲をカバーし、組成の異なる領域に含まれる同一核種の共鳴遮蔽効果の考慮(セルフオーバーラップ)、および共鳴核種の共鳴ピークの重なりによる干渉効果(偶然のオーバーラップ)を厳密に取り扱うことができる点である。

PEACO-Xコードを用いて、FCAでの ^{238}U ドップラー効果測定の系統的な解析を行った。解析を通して、共鳴相互干渉効果への炉心の ^{238}U の背景断面積依存性およびサンプルの形状/密度依存性を示した。この効果の影響は、炉心の ^{238}U の背景断面積、サンプルの半径、またはサンプルの密度が増加するにつれて減少する。この共鳴相互干渉効果の考慮によって、ドップラーワース計算でのサンプル依存性は消失し、従来法で見られたような計算の過小評価は解消し、計算と実験は良い一致を示した。

なお、開発したPEACO-Xの機能の点では、核種数・組成数について、原則的

には制限はないが、計算機資源の観点から、20核種、25組成、50領域まで取り扱ひ、以下の1次元幾何形状について衝突確率を計算する。

- ① 球
- ② 無限円筒
- ③ 無限平板

このPEACO-Xコードは、ドップラー実験解析の共鳴干渉効果を解析するだけに留まらず、一般に、原子炉の共鳴遮蔽の解析の広い範囲に適用できる。

参考文献

- [1] H. Takano, Y. Ishiguro : "Production and Benchmark Tests of Fast Reactor Group Constant Set JFS-3-J2", *JAERI-M 82-135*, (1982)
- [2] 高野秀機、長谷川明、金子邦男 : 「速中性子エネルギー領域群定数作成コード・システム : TIMS-PGG」, *JAERI-M 82-072*, (1982)
H. Takano, Y. Ishiguro, Y. Matsui : "TIMS-1: A Processing Code for Production of Group Constants of Heavy Resonant Nuclei", *JAERI 1267* (1980)
T. Tone, S. Katsuragi : "PROF GROUCH-G A processing code for group constants for a fast reactor", *JAERI 1192*, (1970)
- [3] M. Nakagawa, K. Tsuchihashi : "SLAROM: A Code for Cell Homogenization Calculation of Fast Reactor", *JAERI 1294* (1984)
- [4] T. B. Fowler, D. R. Vondy, G. W. Cunningham : "Nuclear Reactor Core Analysis Code; CITATION", *ORNL-TM-2496* (1969)
- [5] K. D. Lathrop, F. W. Brinkley : "TWOTRAN-II", *LA-4848* (1973)
- [6] 飯島進、吉田弘幸、桜木廣隆 : 「高速炉設計用計算プログラム・2 (2次元、3次元摂動計算コードPERKY)」, *JAERI-M 6993* (1977)
- [7] 高野秀機、松井泰 : 「JAERI-Fast Set によるドップラー効果の解析」、*JAERI-M 7195* (1977)
- [8] 高野秀機、金子邦男 : 「JENDL-3Tと-3T/Rev.1のベンチマークテスト」、

JAERI-M 89-147 (1989)

- [9] J. J. Duderstadt, L. J. Hamilton : *Nuclear Reactor Analysis*, *John Wiley & Sons, Inc.* (1976) 434-435
- [10] P. H. Kier, A. A. Robba : "RABBLE, A program for Computation of Resonance Absorption in Multiregion Reactor Cells", *ANL-7326* (1967)
- [11] P. H. Kier, C. E. Till : "Analysis of UO₂ Small Sample Doppler Measurements in FTR-3, ZPR-9 Assembly 26", *ANL-7910*, (1972) p.73-81
- [12] 岡嶋成晃、大井川宏之、向山武彦 : 「FCAにおける高温ドップラー効果測定 (3) — 超微細群によるセル計算コード (PEACO-X) の開発 —」、*JAERI-M 92-185* (1992)
- [13] K. Tsuchihashi, et al. : "Revised SRAC Code System", *JAERI 1302* (1986)
- [14] J. J. Duderstadt, L. J. Hamilton : "Nuclear Reactor Analysis", *John Wiley & Sons, Inc.* (1976) 45-52
- [15] R. E. MacFarlane, D. W. Muir, R. M. Boicourt : "The NJOY Nuclear Data Processing System", *LA-9303-M* (1982)
- [16] S. Okajima, H. Oigawa, T. Mukaiyama : *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **31**, (1994) 1097.
- [17] S. Iijima, et al. : "Benchmark Experiment for Physics Parameters of Metallic-Fueled LMFBR at FCA," *Proc. of Int. Conf. on the Physics of Reactors PHYSOR 96*, (Mito, 1996) E-46.
- [18] S. Okajima : "Analysis of Doppler Effect Measurement in FCA Cores Using JENDL-3.2 Library," *Proc. of Int. Conf. on the Physics of Reactors PHYSOR 96*, (Mito, 1996) E-247.
- [19] H. Oigawa : *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **28**, (1991) 86.
- [20] K. Shirakata et al. : "Analysis of JUPITER Experiments," *Proc. of the 1981 Seminar on Nuclear Data*, *JAERI-M 9999*, (1982) 161.

第5章 サンプル加熱法による1,500℃までの測定

高速炉の過渡事象を考えると、炉出力の上昇に伴う燃料温度の上昇が融点を超えるか否かが、高速炉の安全性の観点から最大の関心事である。この燃料温度上昇の抑制には、即発的反応度フィードバック効果としてドップラー効果が重要であり、信頼性の高い過渡事象解析には、燃料温度の融点近傍までの精度良いドップラー効果の予測が必要である。一方、ドップラー効果測定では、これまで800℃程度までの測定しか行われていない。したがって、融点近傍までの高温域でのドップラー効果は、800℃程度までの測定結果から温度に関する外挿によって予測しているのが実情である。高温領域でのドップラー効果の予測精度に関する実験としては、1969年、米国 Argonne 国立研究所 (ANL) にある高速炉臨界集合体 ZPR-9 の No. 23 炉心において、Daughtry等が最高2,000K (～1,700℃) までの $^{238}\text{UO}_2$ および耐熱金属サンプルによるドップラー効果測定を行った^[1]。その結果からは、実験と計算の間の大きい不一致が認められたが、その後、継続した研究は行われず、高温域でのドップラー効果の評価に十分な実験データがないのが現状である。

そこで、より高温域での ^{238}U のドップラー効果の評価を行うことを目的として、従来の800℃より高温でのドップラー効果測定をFCAにおいて行った^[2-4]。測定を行うに際し、FCAでこれまで経験のある測定手法のサンプル加熱・反応度価値測定法に基づく測定装置の温度領域を拡張を図って、最高1,500℃まで測定可能な測定装置を開発した。本章では、開発した測定装置とそれを用いた測定結果およびその解析結果について述べる。

5-1 実験装置

5-1-1 実験装置の開発^[4-5]

サンプル加熱法に基づく実験装置の設計・製作は、既存の800℃までの測定装置の知識と経験をもとに進めた。すなわち、従来の測定装置に対する測定温度領域の拡張である。装置の設計・製作では、高温サンプルを保持・収納する加熱容器に関して、特に高温の取り扱いに関して厳しい条件があった。その条件の達成には、相当の困難が予想されたので、材料、熱遮蔽法、冷却法等の検討の後、実機装置の設計・製作に先立って、試作容器を製作して、性能を確認するためのモックアップ試験を行った。さらに、その結果をもとに、設計の見直しを行って新たな容器を試作し、その性能の実証試験を行った。また、試作容器の設計段階から、有限要素法による熱解析手法を開発し、試験データを反映させながら、実機装置の設計・製作に役立てた。このように、2つの試験を通して、技術的な見通しを得ながら、段階的に装置開発を進めた。以下に、設計条件、モックアップ試験、実証試験を述べる。

(1) 加熱容器の設計

(a) 設計条件

サンプル加熱・反応度価値測定法によるドップラー効果測定では、数百グラム以上のサンプルを加熱することによる反応度変化を測定する。この測定法では、炉心全体を加熱する方法に比べて装置が簡便で高温領域の測定が容易であるが、サンプルが小さいと反応度価値変化が小さいため高精度の反応度価値測定技術が要求される。このため、より大きいサンプル (^{238}U にして数百グラム以上) が必要となる。また、従来の800℃までの測定で使用しているドップラーサンプルとの継続性を考慮すると、長さ15cm、直径1.5~2.5cmの円筒形の二酸化ウラン (UO_2) を使用することになる。

次に、FCAでの測定では、加熱するサンプルと原子炉の過剰反応度ドリフト補正用の基準サンプル (常温) を交互に炉心に挿入し、原子炉の出力を一定に

保つ微調整制御棒の位置を測定して、その位置の変化から反応度価値を求める。そのため、加熱するサンプルは基準サンプルと共にドップラー引出し (概略寸法: 5cm×5cm×2m) に収納され、引き出しがFCA格子管 (断面: 5.52cm×5.52cm) 内を往復できる機構が必要となる。

また、FCAではポリエチレン、ナトリウム等低融点の模擬物質板を使うため、「炉心温度は40℃を越えてはならない」という制限があり、サンプルを高温に加熱する一方、炉心の他の部分は低温に抑える必要がある。このため、加熱するサンプルは加熱容器と呼ばれる加熱・断熱・冷却・測温を行う容器に収納する必要がある。

以上まとめると、装置の基本的な設計条件は以下の3項目となる。

- ① サンプルは長さ15cm直径1.5~2.5cmの円筒形の UO_2 でU量が多いほど良い。
- ② 加熱容器は5cm×5cm×2mのドップラー引出しに収納され、格子管内を往復する。
- ③ 加熱容器はサンプルを1,500℃に保つ一方その外側を40℃以下に保たなければならない。

なお、モックアップ試験用加熱容器設計の時点で、直径25mmのサンプルで前項の条件を達成することは不可能であると予測されたため、サンプルの直径を20mmとした。

(b) 材料の選定

1,500℃以上の高温に耐える構造材料として、タングステン、タンタル、モリブデン等の高融点金属とセラミックスが考えられる。これらのうち、ヒータ、熱遮蔽板等の構造材としては、高融点金属の中で1keV以上のエネルギー範囲において比較的中性子断面積の小さなタングステンを使用し、ヒーターの支持および電気絶縁にはアルミナを用いた。その他、低温の部分はステンレス鋼を用いた。

(c) 熱遮蔽法および冷却法の検討

従来の800℃までの測定に使用している装置の経験をもとに、また、従来装

置との互換性の観点からも、同様の概念に基づく熱遮蔽法、冷却法を採用した。但し、温度に関する設計条件を満たすには、従来の装置に比べて、性能の向上が必要である。

(d) 熱解析手法の開発

加熱容器の設計や設計上の工夫や変更等の効果・影響を評価するために、精度の良い熱計算が不可欠である。また、加熱容器に装備できる熱電対の数は限られるため、サンプルの軸方向温度分布や加熱容器中の温度分布を知るために熱解析を行った。まず、設計および温度分布の精度良い予測を目的として熱解析手法の開発を行い、次にモックアップ試験および実証試験結果と計算結果の比較から解析に必要な熱に関する物性値（たとえば、タングステンの輻射係数や、熱遮蔽体全体の熱伝導率等）を得て、計算の予測精度の向上を図った。

(2) モックアップ試験

モックアップ試験は、試作した加熱容器（図5-1）に対して、

① サンプル温度1,500℃に対する材料の健全性、熱遮蔽法および冷却法の有効性等の高温部の取扱いに関する基礎データを得ること

② 熱計算による装置の温度分布解析の妥当性を検証すること
を目的とする。また、タングステンは1,350℃を超えると再結晶し、結晶粒粗大化の為に脆くなる。そこで、数回の昇温後、タングステンの健全性を確認することを本モックアップ試験の主要な目的のひとつとした。

モックアップ試験用加熱容器を実際に1,500℃まで昇温し、以下の試験項目について試験を行った。

① 耐衝撃性試験

加熱容器は地震やFCA格子管内を移動する際の衝撃に耐えなければならない。そこで、加熱容器を振動台に固定し、最大加速度0.8Gで加振した。

② 昇温試験

1,200℃で2回、1,400℃、1,500℃それぞれ1回の計4回昇温を行って、ヒータ出力、各部温度等の再現性が良いことを確認すると共に、モックアッ

プ装置の主要部分の温度を計測して、実機設計への見直しに必要な温度データを取得する。なお、温度測定点は、サンプルについては中心軸上3点

（中心および両端）並びに中央外側の4点、その他の構造材については、タングステン製熱遮蔽板、サンプル支持部、冷却容器中央外表面であり、これらの箇所に熱電対を配置し、その他外側から触れることのできる部分は随時接触式温度計にて測温した。

③ 安全性試験

加熱中に電源が喪失すると冷却空気の送風が停止し、装置の健全性が損なわれる可能性がある。ここでは、電源喪失を想定して、冷却系停止後（但し真空は保持、ヒータはOFF）の温度変化を測定するとともに、装置の健全性の有無を調べる。

④ 加熱後分解

上記の各加熱の後、加熱容器を分解し、熱遮蔽板、ヒータサポート等の状況を観察し、装置内部の各部分の健全性等を調べる。

⑤ 加熱後耐衝撃試験

タングステンは再結晶により1,500℃昇温後には脆くなると考えられるため、1,500℃昇温後室温まで冷却してから①項と同様の加振を行い、タングステンの健全性を調べる。

以上の各試験で得られた知見および次のステップへの方策は、以下の通りであった。

- ・1,500℃昇温は可能である。
- ・サンプル軸方向の温度差が200℃とかなり大きい。これは、ヒータの巻ピッチの工夫およびサンプル保持方法の工夫により解決を図る。
- ・タングステンは1,500℃の昇温にも十分耐え得るが、変色による断熱性能の低下が懸念される。よって、タングステンの酸化を防ぎ断熱にも寄与する真空度の確保が重要となる。
- ・冷却容器の外表面温度は制限値をかなり超えている。これは、遮蔽板配置の工夫、真空フランジの冷却、サンプル保持方法の工夫、冷却空気の流量

増加等により解決を図る。

熱計算結果と試験結果との比較

熱計算には汎用有限要素法解析コード「ANSYS」^[6]を使用した。ヒータで発生した熱は内側にある UO_2 サンプルを加熱するほか、半径方向および軸方向へ輻射と伝導により外側へ伝わると考えて、解析条件をモデル化した。計算モデルは図5-2に示すように2次元軸対称要素（リング要素）で構成し、加熱容器のサンプル、ヒータ等を模擬する。多層のタングステン薄板熱遮蔽体については、内部での径方向輻射伝熱量と熱通過量が等しくなるような熱伝導率（温度依存の）を有するリング要素にモデル化した。その他、輻射係数、熱伝達率等の値はモックアップ試験の結果に基づいて設定した。以上の条件の下に、ヒータへの投入電力を実機の昇温条件と等しくして、加熱容器の各部の温度を求めた。

モックアップ試験時（1,200～1,500℃保持）の定常温度分布の解析結果と試験結果を比較すると、計算による結果は実際よりも少ない入熱でサンプル中心温度が1,500℃に達しており、サンプル軸方向温度分布も測定結果より平坦になっている。このことから、計算は熱の漏れを過小評価していることが分かった。

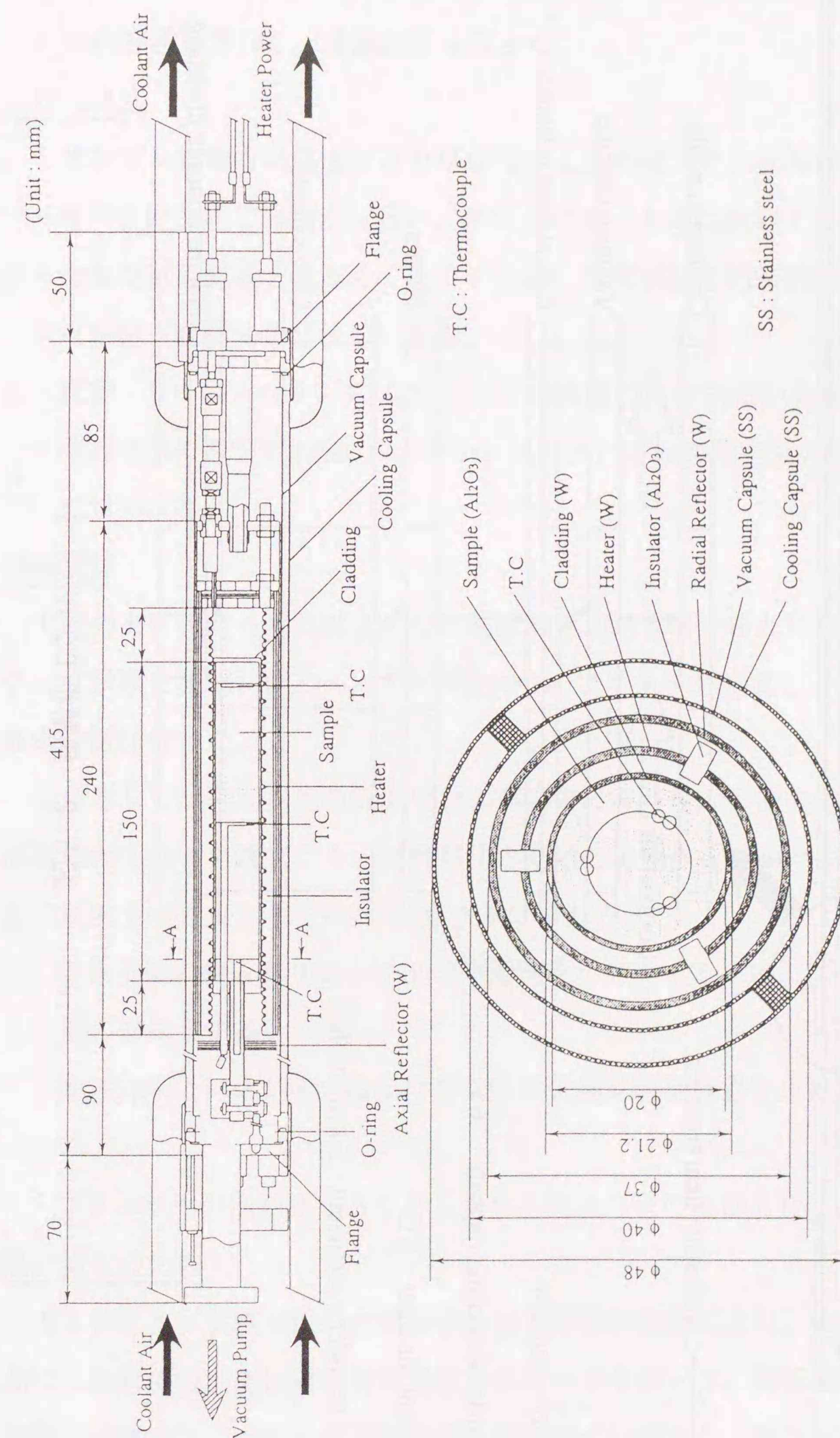


図5-1 モックアップ試験装置

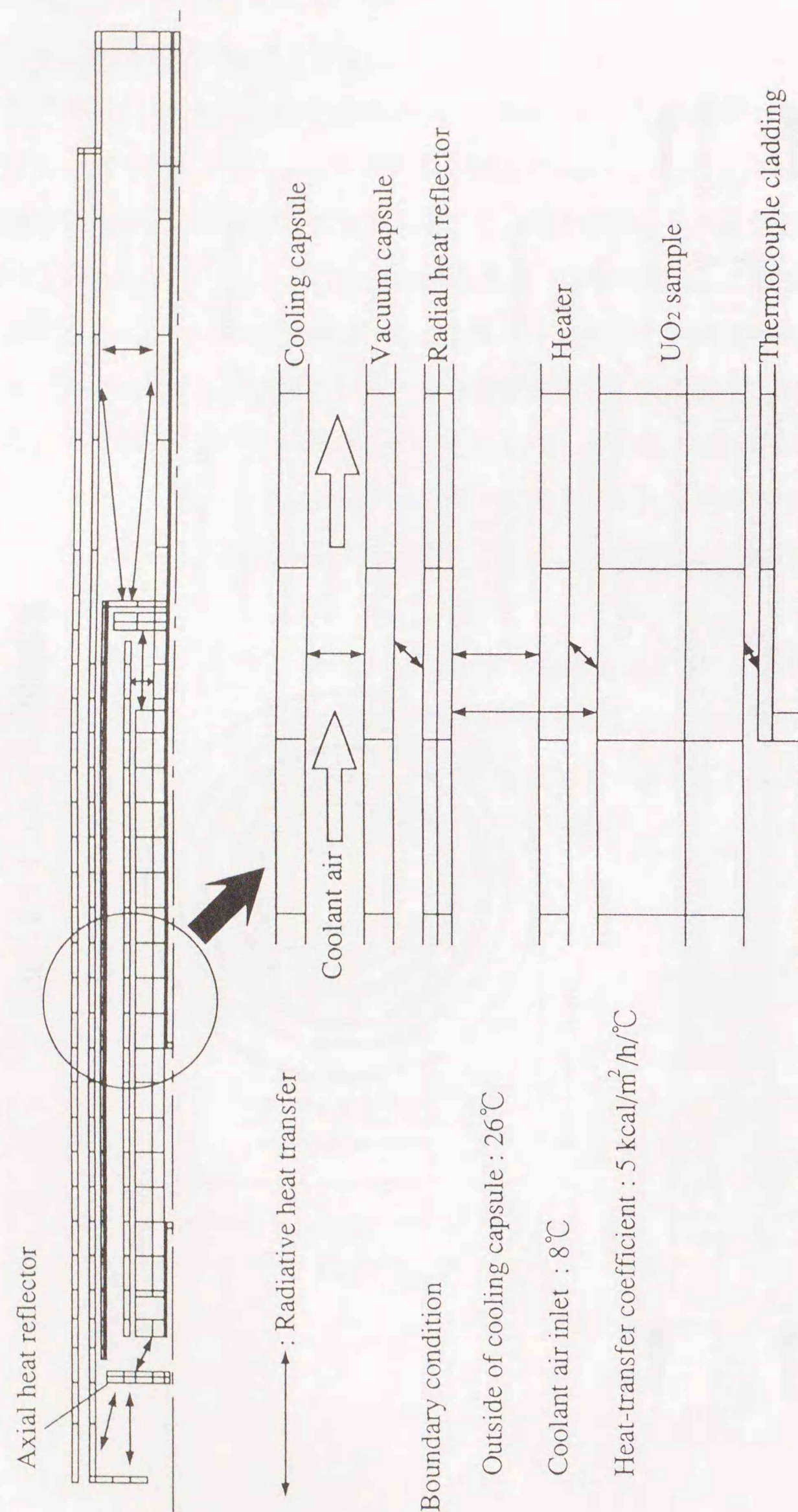


図 5-2 熱解析モデル

(3) 実証試験

モックアップ試験により得られた知見に基づいて、以下の改良を加えて、新たに加熱容器を製作し、昇温試験を行った。

主な改良点

- ・ サンプルの軸方向温度分布を平坦化するために、サンプルの支持をヒータ等の支持と同じ方向から行い、熱の逃げを一方向に限定する。
- ・ 冷却空気の流量を大きくできるように、冷却容器を円筒形から角を落とした矩形（変則六角柱状）にする。
- ・ 真空フランジのOリング（2箇所）には高温に比較的強い金線を用いる。
- ・ 冷却空気の量を約2倍にし、かつクーラーにより冷却空気入口温度を約7℃まで下げる。

昇温試験

上記の方針に従って設計された実証試験用加熱容器を新たに製作し、モックアップ試験と同様にUO₂サンプルの代わりにアルミナを装填して1,500℃までの昇温を数回行った。

全体としては冷却空気の低温化および増量により冷却容器の外表面中央部の温度は40℃以下を達成でき、実機製作の見通しを得ることができた。実機の設計に反映すべき点としては次の3点が挙げられた。

- ・ 真空系側の軸方向リフレクタは熱漏洩を小さくするためにサンプルと非接触の構造とする。
- ・ 軸方向リフレクタ等高温部の真空系側先端は真空容器と点接触の構造とする。
- ・ フランジへの伝熱を小さくし、かつ、フランジの冷却も行う。

熱計算との比較

モックアップ試験で用いた解析手法および解析条件もとに、実証試験結果に基づく輻射係数、熱伝達率等の見直したデータを用いて、解析を行った。実証試験での熱電対で測定した試験結果と解析値の比較から、サンプル中央の温度解析値は1,500℃±1.5%（熱電対の測定誤差）以内にあり、サンプル中心と先端

との温度分布も計算は試験結果を再現することを確認した。このことから、計算手法および計算モデルの妥当性が確認でき、実機に対する解析値の信頼性を確認した。

5-1-2 実験装置の概要 [4-5]

一連の装置開発の結果、長さ15cm直径2cmの円筒形 UO_2 ドップラーサンプルを1,500℃まで昇温可能な実験装置が完成した。実験装置は、第3章で示した測定装置と同様に、サンプル加熱容器、冷却装置、真空装置、加熱装置、测温装置、ドップラー引出し駆動装置および制御棒駆動装置の7つのユニットから成る。サンプル加熱容器を除く6つのユニットは、従来の800℃までの測定装置と共通のものである。そこで、ここでは、ドップラーサンプルを収納し、1,500℃まで加熱保持すると共に、外部への熱漏洩を抑制するための断熱および冷却機能を有する容器のサンプル加熱容器について、その構造と性能を述べる。

(1) サンプル加熱容器

サンプル加熱容器の鳥瞰図を図5-3に示す。容器は、(a) ドップラーサンプル、(b) 加熱炉、(c) 真空容器、(d) 冷却容器の4要素から成る。これらの容器の構成は、従来の800℃までのドップラー効果測定装置と同様である。以下に、各要素について述べる。

(a) ドップラーサンプル (DUO2-20)

サンプルは、19.8mm ϕ ×25.0mmLの劣化ウラン酸化物ペレット6個から成る。各ペレットの中心には熱電対挿入用の孔(5.9mm ϕ)がある。6個のペレットを合わせると全長は150.0mmとなり、 UO_2 重量は441.62g (U重量: 390g)である。

ペレットは、タングステン製被覆管に封入する。被覆管は片側から支持され、サンプル中心および先端部の温度測定のための穴が設けられている。ペレットと被覆管は温度上昇に伴ってそれぞれ異なる熱膨張を呈するため、モリブデン製のコイルバネによってペレットを拘束する。

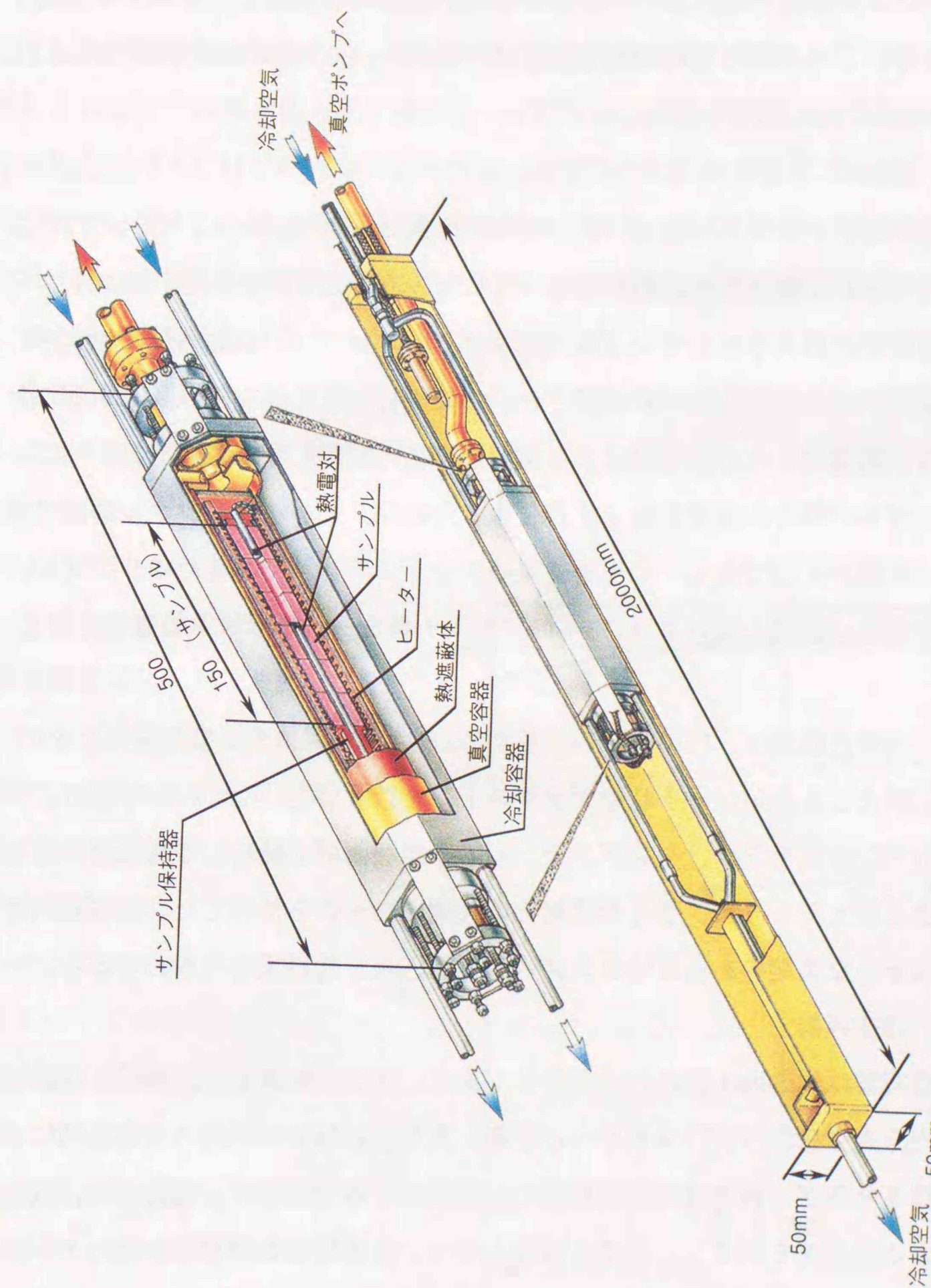


図5-3 1,500℃まで測定可能なサンプル加熱容器の鳥瞰図

2つの熱電対（白金-ロジウム）をサンプルの中心軸上の穴の中に置き（1つはサンプル端部、他方はサンプル中心）、実験中は連続してサンプル温度を測定する。これらの熱電対の測定誤差は、500℃～1,000℃の温度範囲では±3℃、1,000℃以上では±5℃である。

（b）加熱炉

加熱炉はタングステン製ヒータ、アルミナ製ヒータサポート、タングステン製径方向および軸方向熱遮蔽板等を一体に組み立てたものである。タングステン製被覆管に封入されたサンプル（又はダミーサンプル）は加熱炉に固定される。加熱炉は一方向からのみ支持され、この支持棒を可能な限り長くすることにより、高温部からの熱伝導による熱漏洩を極力制限している。

サンプルの軸方向温度分布を平坦化するために、ヒータはサンプル端部で巻ピッチを細かくしてある。ヒータは裸のタングステン線であるためサンプル、熱遮蔽板等に漏電しないように3本のアルミナ製ヒータサポートで電気絶縁した。

径方向熱遮蔽体は、径の異なる円筒状の2本のタングステン製遮蔽体とその間隙に挿入した薄いシート状のタングステンを数重に巻いたものから成る。シート状のタングステンは、タングステン同志の接触面積を減らして熱伝導による熱漏洩を抑えるように、小さな突起を多数備えたものを使用した。軸方向熱遮蔽体は小さな突起のある薄いタングステン製円板を数枚重ねたものである。

（c）真空容器

真空容器はSUS304L製の円筒型容器であり、サンプルおよび加熱炉を収納し、容器内を真空に保つバウンダリーとなる。真空容器はその外側の冷却容器により支持されるが、両者は比較的低温の容器端部のみで結合する構造とし、熱伝導による熱漏洩を抑える。真空を確保しつつ、熱電対およびヒータ用のケーブルを容器内に導入するためにフランジ2個を使用し、この部分の気密を保つために金線のOリングを用いる。真空排気側（図の右上方）にはくびれを設け、高温の部分からフランジへの輻射熱伝達を抑えると共に、この部分の冷却促進を図る。

（d）冷却容器

冷却容器はSUS304L製の変則六角柱状の容器であり、前述の真空容器を収納して加熱容器の最外周となる。冷却容器と真空容器の間隙には空気を流して真空容器からの熱を軸方向に逃がし、加熱容器外表面の温度上昇を抑制した。冷却用空気の入口付近の真空容器外表面には空気の流れに垂直にフィンを設けて、流れを乱すことにより冷却の促進を図る。冷却容器の断面が六角形であるのは、冷却容器を収納するドブラー引出しとの間にヒータおよび熱電対用リード線を通す間隙を設けるためである。

冷却容器の表面上に、熱電対（クロメル-アルメル）を取り付け、カプセルの温度を実験中連続して監視する。

（2）サンプル内温度分布

サンプル内温度分布は、測定装置開発におけるモックアップ試験および実証試験での経験を踏まえて、実機での測定結果と解析結果から推定した。

サンプルの軸方向温度分布についての計算結果と昇温試験の結果を図5-4に示す。サンプルの中心軸に沿った最高温度と最低温度の差は、サンプル温度が1,500℃の場合でも100℃より低く、その他の温度を含めて、ほとんど平らな温度分布を達成している。サンプ

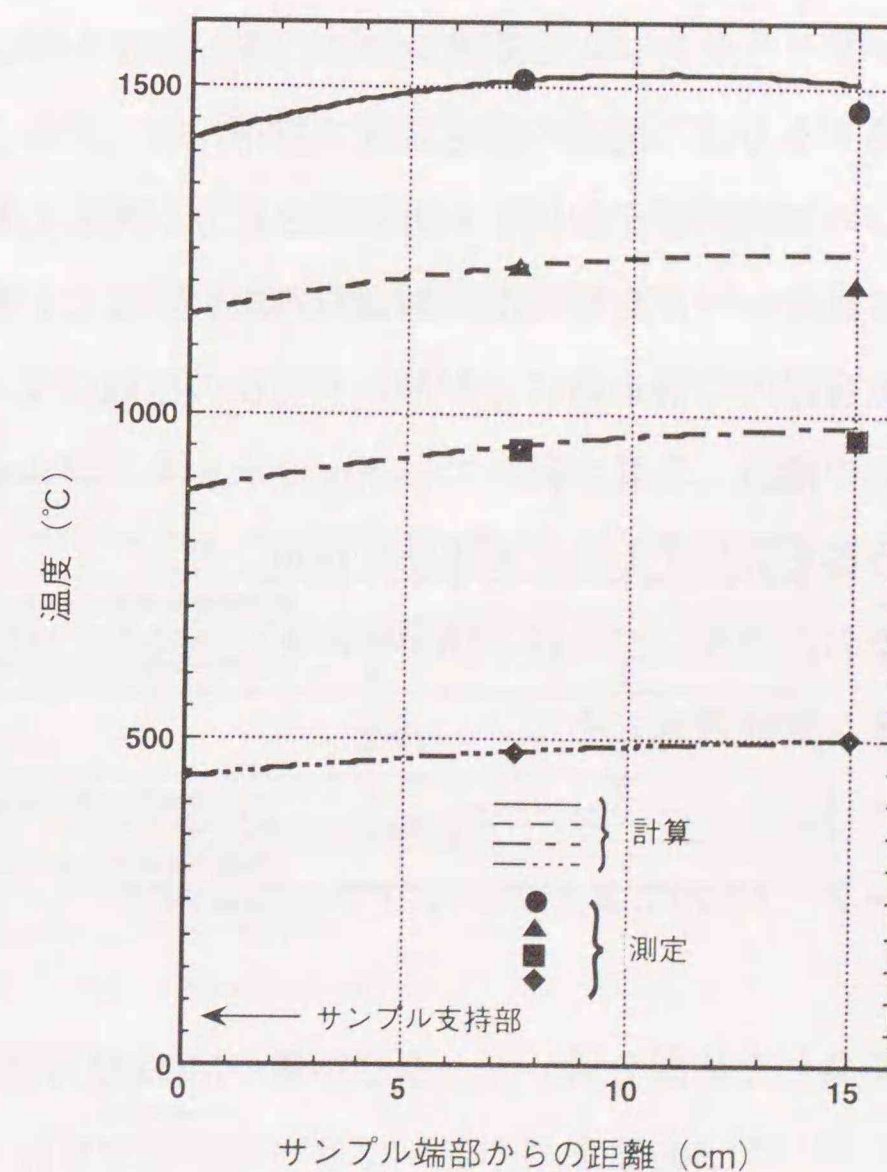


図5-4 サンプル軸方向温度分布

ル中心で測定された温度は、1,000℃までは平均的なサンプル温度とほぼ一致し、1,000℃以上では幾分高い。1,200℃以上では、計算はサンプル先端温度を若干過大評価する傾向にあるが、800℃以下ではサンプル中心温度とサンプル先端温度の逆転現象を計算は非常に良く再現する。

計算結果より、サンプル平均温度は、サンプル中心温度が1,000℃以下の時はほぼサンプル中心温度に等しく、それ以上の時はサンプル中心温度よりも若干低い。例えば、中心温度1,500℃の時のサンプル平均温度は1,450℃程度である。

(3) ダミーサンプル加熱容器

第3章で示したように、サンプル加熱法による測定では、サンプルを取り囲む構造物質（ホルダー、ヒーターなど）の温度効果を補正するために、サンプル有と無の測定の2つの測定を行う。このためには、一つの加熱容器を使ってドップラーサンプルと空サンプル（ドップラーサンプルを封入しないもの）を交換する方法（従来の測定装置で採用）と、それぞれのサンプルが入っている2つの加熱容器を製作する方法の2通りが考えられる。前者の方法では交換の度に真空シールを行わなければならない。また、脆くなっていると考えられる加熱容器内の構造物に力が加わり破損の原因になることも考えられる。そこで、各部の構造・重量が同一で、ドップラーサンプルの有無のみが異なる2つの加熱容器を製作する後者の方法を採用した。

なお、空サンプルは、 UO_2 ペレットやコイルバネを装着していない、タンゲステン製被覆管である。

5-2 1,500℃までのドップラー効果測定^[4]

開発した装置を用いて、原型炉級のMOX燃料高速炉を模擬したFCA XVII-1炉心^[7]で1,500℃までのドップラー効果測定を行った。この測定体系では、従来装置による800℃までのドップラー効果測定も行われている（第3章参照）。体系に関する詳細は、すでに第3章で述べたのでここでは省略する。

測定方法やサンプルの固体結晶効果の考慮については、従来装置の800℃までのそれとほぼ同一であった。ここでは、サンプル熱膨張の補正と測定結果について記す。

5-2-1 サンプルの熱膨張の補正

サンプルの温度上昇に伴い、サンプル支持部等の熱膨張によりサンプルが移動し、さらにサンプル自体も熱膨張する。これらによる反応度値変化も含めて、サンプル反応度値が測定される。従来の800℃までの測定では、第3章で述べたように、熱膨張によるサンプル伸びによる反応度増加と膨脹による原子数密度の減少による反応度減少を相殺するようにサンプルの位置を工夫して、この熱膨張効果を除いた。ここでも、同様の考え方にに基づき、熱計算によって得た加熱容器内の温度分布を用いてサンプルの変位と膨張を予測し、熱膨張による反応度値の大きさおよびその相殺方法について考察する。

熱膨張を計算するモデルは、図5-5に示すように直列に並んだステンレス鋼製サンプル支持部、タンゲステン製サンプル被覆管の一部、ドップラーサンプルが真空容器内の一方で支持され、真空容器の他端が固定されている。

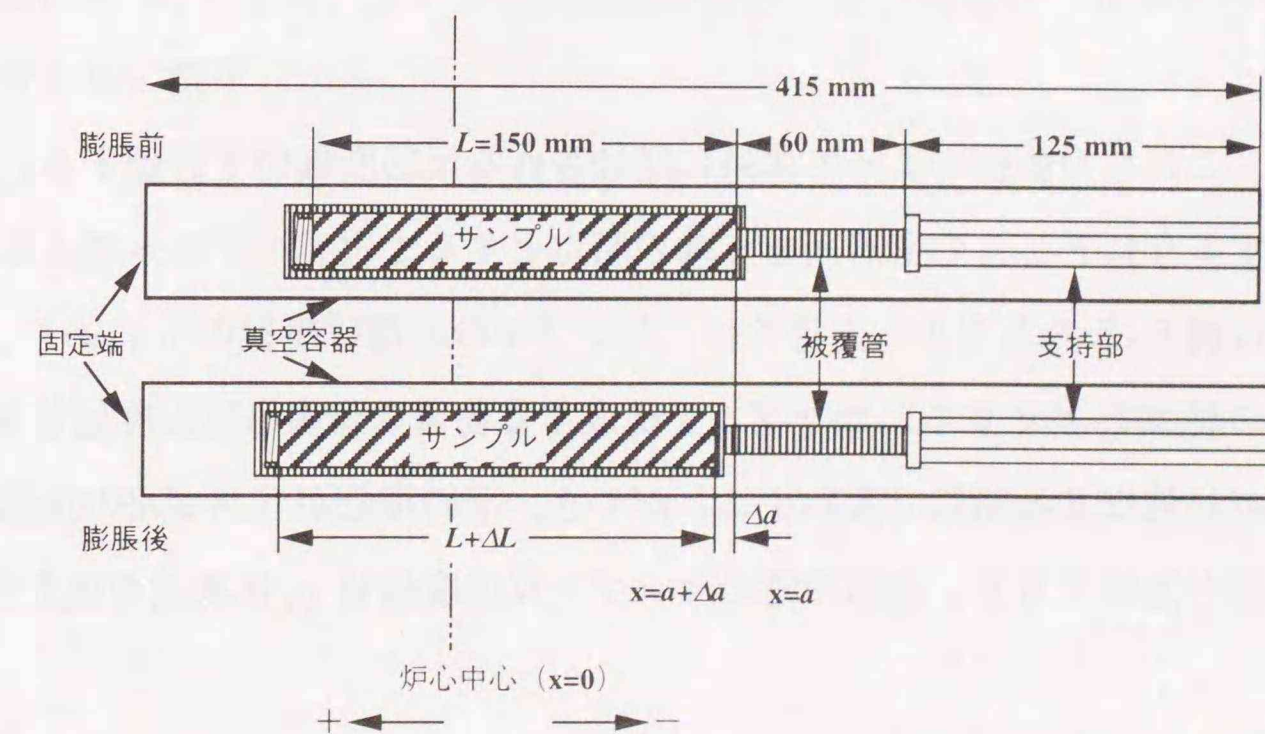


図5-5 サンプル熱膨張の様子

加熱容器の温度解析によって得た入熱に対する各部分の温度変化とそれぞれの熱膨張率を用いて、サンプル温度に対するサンプル端の位置変化 Δa およびサンプルの伸び ΔL を 1 次元棒状のモデルで近似して求める。例えば、サンプル温度 1,500°C の場合、真空容器、サンプル支持部、被覆管および DUO2-20 サンプルの室温からの平均線膨張率は、それぞれ

$$\text{真 空 容 器: } \alpha_{\text{SUS}}(20 \rightarrow 120^\circ\text{C}) = 1.6 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$$

$$\text{サンプル支持部: } \alpha_{\text{SUS}}(20 \rightarrow 830^\circ\text{C}) = 1.9 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$$

$$\text{被 覆 管: } \alpha_w(20 \rightarrow 1,280^\circ\text{C}) = 5.4 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$$

$$\text{サ ン プ ル: } \alpha_{\text{UO}_2}(20 \rightarrow 1,500^\circ\text{C}) = 1.1 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$$

であり、それぞれの長さ 415mm、125mm、60mm および 150mm からサンプル端の位置変化 Δa およびサンプルの伸び ΔL は、

$$\Delta a = -(1.6 \times 10^{-5}) \cdot 100 \cdot 415 + (1.9 \times 10^{-5}) \cdot 810 \cdot 125 + (5.4 \times 10^{-6}) \cdot 1260 \cdot 60 = 1.7 \text{ mm}$$

$$\Delta L = (1.1 \times 10^{-5}) \cdot 1480 \cdot 150 = 2.5 \text{ mm}$$

となる。

次に、これらの膨張によって体系に印加される反応度価値を評価する。図 5-5 に示すように F C A の密着面を x 軸の原点とする 1 次元モデルを考える。サンプルは図 5-5 の右方から支持され、サンプルの右端は座標の a にあり、サンプルの長さを L とする。サンプルを構成する物質の無限小反応度価値は原点について対称な 2 次関数で表わすことができ、その積分がサンプルの反応度価値であると近似すると、室温の時のサンプル反応度価値 ρ_1 は次式の通りである。

$$\rho_1 = \int_a^{a+L} (px^2 + q) dx \quad (5-1)$$

次にサンプル温度が上昇して、サンプル左端が a から $a + \Delta a$ に変位し、サンプ

ル長さが L から $L + \Delta L$ に膨張した時のサンプル反応度価値 ρ_2 は次式で表される。

$$\rho_2 = \int_{a+\Delta a}^{a+\Delta a+L+\Delta L} (px^2 + q) dx \quad (5-2)$$

ただし、ここではサンプルの径方向膨張を無視した。(5-1) と (5-2) 式から温度変化に伴う反応度変化 $\Delta \rho$ は、

$$\Delta \rho = \rho_2 - \rho_1 = p \cdot L \cdot A/3 \quad (5-3)$$

ここで

$$A = (a + \Delta a + L + \Delta L)^2 + (a + \Delta a + L + \Delta L)(a + \Delta a) + (a + \Delta a)^2 - 3a^2 - 3aL - L^2$$

と求めることができる。微小変化 Δa および ΔL の 2 次の項を無視すると、 A は

$$A' = 6a \cdot \Delta a + 3a \cdot \Delta L + 2L \cdot \Delta L + 3L \cdot \Delta a \quad (5-4)$$

と近似できる。さらに、サンプル支持部の膨張が無い場合は、 $\Delta a = 0$ とできて A' は次の様に簡単になる。

$$A' = (3a + 2L) \cdot \Delta L \quad (5-5)$$

この場合、 $a = -2L/3$ の位置にサンプルをセットすれば、近似的に膨張による反応度価値を相殺することができる。一方、 Δa が無視できない時でも $\Delta a/\Delta L$ がほぼ一定だとすると、

$$A' = \{a(6c + 3) + L(3c + 2)\} \cdot \Delta L \quad (5-6)$$

ここで $c = \Delta a/\Delta L$

と簡単化でき、 $a = -(3c+2)L/(6c+3)$ の位置にサンプルをセットすれば良いことが分かる。 $c = \Delta a / \Delta L$ の値は0.7~0.8 程度であり、 $L = 15\text{cm}$ であるから $a = -8.5\text{cm}$ の位置にセットすれば良いことが分かる。表 5-1 には $a = -15$ 、 -7.5 、 -8.5 および 0cm の時のサンプル反応度値 ρ_1 に対する $\Delta\rho$ の比を示した。また、 ρ_1 に対するドップラーワース（サンプル温度の温度上昇によるドップラーサンプルの反応度値変化）の比（ ρ_{Dop}/ρ_1 ）も示した。ここで、 $\Delta\rho/\rho_1$ の計算では、無限小物質反応度値に炉心中心から25cm離れると反応度値が半分になるような2次関数を仮定した。 ρ_{Dop}/ρ_1 の値は原型炉級MOX燃料高速炉模擬体系FCA XVII-1 集合体での測定値である。

表より明らかなように、 $a = -8.5\text{cm}$ の位置にセットすれば膨張による反応度値はドップラーワースの1%以内に抑えることができる。また、 ΔL に比べて予想が難しいと考えられる Δa の値がかなり大きな場合（表 5-1 の最下段）でも、膨張による反応度値は1%以下である。

表 5-1 熱膨張効果による影響

サンプル 温度(°C)	Δa (mm)	ΔL (mm)	$\Delta\rho/\rho_1$				ρ_{Dop}/ρ_1
			$a = -15\text{cm}$	$a = -8.5\text{cm}$	$a = -7.5\text{cm}$	$a = 0\text{cm}$	
550	0.52	0.60	1.2×10^{-3}	7.9×10^{-6}	-1.8×10^{-4}	-1.6×10^{-3}	6.8×10^{-2}
800	0.82	1.04	2.0×10^{-3}	-1.2×10^{-5}	-3.2×10^{-4}	-2.6×10^{-3}	8.2×10^{-2}
1,100	1.23	1.60	3.0×10^{-3}	-4.2×10^{-5}	-5.0×10^{-4}	-4.0×10^{-3}	9.8×10^{-2}
1,500	1.75	2.50	4.3×10^{-3}	-1.4×10^{-4}	-8.2×10^{-4}	-5.9×10^{-3}	1.1×10^{-1}
	5.0	2.50	9.5×10^{-3}	2.6×10^{-4}	-1.2×10^{-3}	-1.2×10^{-2}	1.1×10^{-1}

5-2-2 測定結果

FCA XVII-1 集合体で測定した1,500°Cまでの ^{238}U ドップラー効果の結果を表

5-2 に示す。測定は、室温、550°C、800°C、1,100°Cおよび1,500°Cのサンプル温度でのサンプル反応度値を測定し、室温から550°Cへ上昇した場合、室温から800°Cへ上昇した場合、室温から1,100°Cへ上昇した場合および室温から1,500°Cへ上昇した場合のドップラーワースを求めた。実験誤差は、各測定温度において数回測定したドップラーワースの標準偏差から求め $8 \times 10^{-10} (\Delta k/k / \text{g of } ^{238}\text{U})$ 以下であった。比較の為に、従来の測定装置で測定した2つのサンプル（NUO2-25とNUO2-20）による800°Cまでの結果も併せて示す。

表より明らかなように、ドップラーワースはサンプル温度が上昇するにつれて、絶対値として大きくなる。550°Cおよび800°Cのドップラーワースについて、新装置による測定結果と従来の測定装置による結果とを比較すると、両者は測定誤差の範囲内で一致し、装置の相違による差は認められない。このことから、新装置と従来装置の結果には互換性があり、新装置によってドップラー効果測定温度範囲を800°Cから1,500°Cまで拡張できたことが分かる。

表 5-2 測定結果

サンプル温度変化 (°C)	ドップラーワース($\times 10^{-8} \Delta k/k / \text{g of } ^{238}\text{U}$)		
	DUO2-20	NUO2-25	NUO2-20
20 - 550	-1.13 ± 0.08	-1.04 ± 0.03	-1.09 ± 0.06
20 - 800	-1.36 ± 0.05	-1.37 ± 0.03	-1.40 ± 0.06
20 - 1,100	-1.63 ± 0.05		
20 - 1,500	-1.84 ± 0.07		

5-3 実験値と計算値の比較^[4]

実験解析は、第4章に示した計算手法に基づいて行った。すなわち、超詳細群セル計算コードを用いてサンプルの実効断面積を作成し、2次元円筒モデル

で70群非等方拡散計算の結果から中性子束と随伴中性子束を得て、一次摂動にてドップラーワースを計算した。一連の計算には、評価済み核データライブラリーJENDL-3.2^[8]を処理した群定数を使用した。

実験装置に使用した耐熱材料のタングステン（以下、Wと記す）は中重核であり、共鳴構造を有することから、Wとドップラーサンプル中の²³⁸Uとの干渉効果が考えられる。そこで、測定したドップラー効果と計算値の比較に先立ってこの干渉効果を評価するとともに、実験解析において考慮した。

5-3-1 セルモデル

サンプルの実効断面積計算には、第4章での実験解析と同様にドップラーサンプルのピンセルモデルを用いた。セルは、中心部から外へ順に以下の3つの領域から成る。

- (a) ドップラーサンプル
- (b) 均質化した実験装置領域
- (c) 均質化した炉心領域

セルモデルと各領域の均質原子数密度をそれぞれ、図5-6と表5-3に示す。

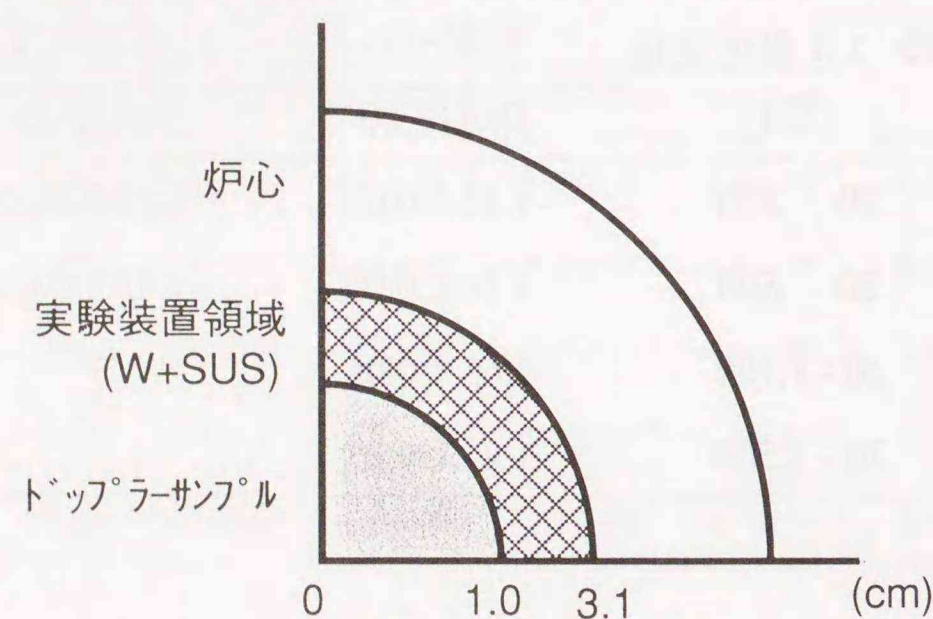


図5-6 ドップラーサンプルセルモデル

表5-3 ドップラーサンプルセルモデル中の各領域の原子数密度

単位：10²²atoms/cm³

核種	ドップラーサンプル	実験装置	炉心領域
²³⁵ U	0.006		0.001
²³⁸ U	2.127		0.687
²³⁹ Pu			0.105
²⁴⁰ Pu			0.009
²⁴¹ Pu			0.0003
²⁴¹ Am			0.0005
O	4.265	0.106	1.704
Na			0.766
Al		0.071	0.232
Cr		0.365	0.335
Mn		0.023	0.018
Fe		1.390	1.217
Ni		0.198	0.153
W		0.508	

5-3-2 実験装置構造材によるドップラーワースへの影響

高速炉でのドップラー効果の主たる中性子エネルギー範囲の一部である

900eV～1keVでの温度300Kの²³⁸UとWの中性子捕獲断面積^[8]を図5-7に示す。

図より明らかなように、Wの共鳴ピークがいくつか存在し、その一部は²³⁸Uの共鳴ピークと重なる。このW共鳴ピークのために、実験装置構造材領域およびサンプル領域での中性子束と随伴中性子束へ何らかの影響を与えたり、Wと²³⁸Uの共鳴ピークの偶々の重なりによってWがサンプル中の²³⁸Uを遮蔽する。その結果、従来装置によるドップラー効果測定の解析に比べて、1,500℃まで測定可能な実験装置を用いた測定の解析では、加熱容器構造材に使用したWとドップラーサンプル中の²³⁸Uとの間に、次の2つの干渉効果を考慮する必要がある。

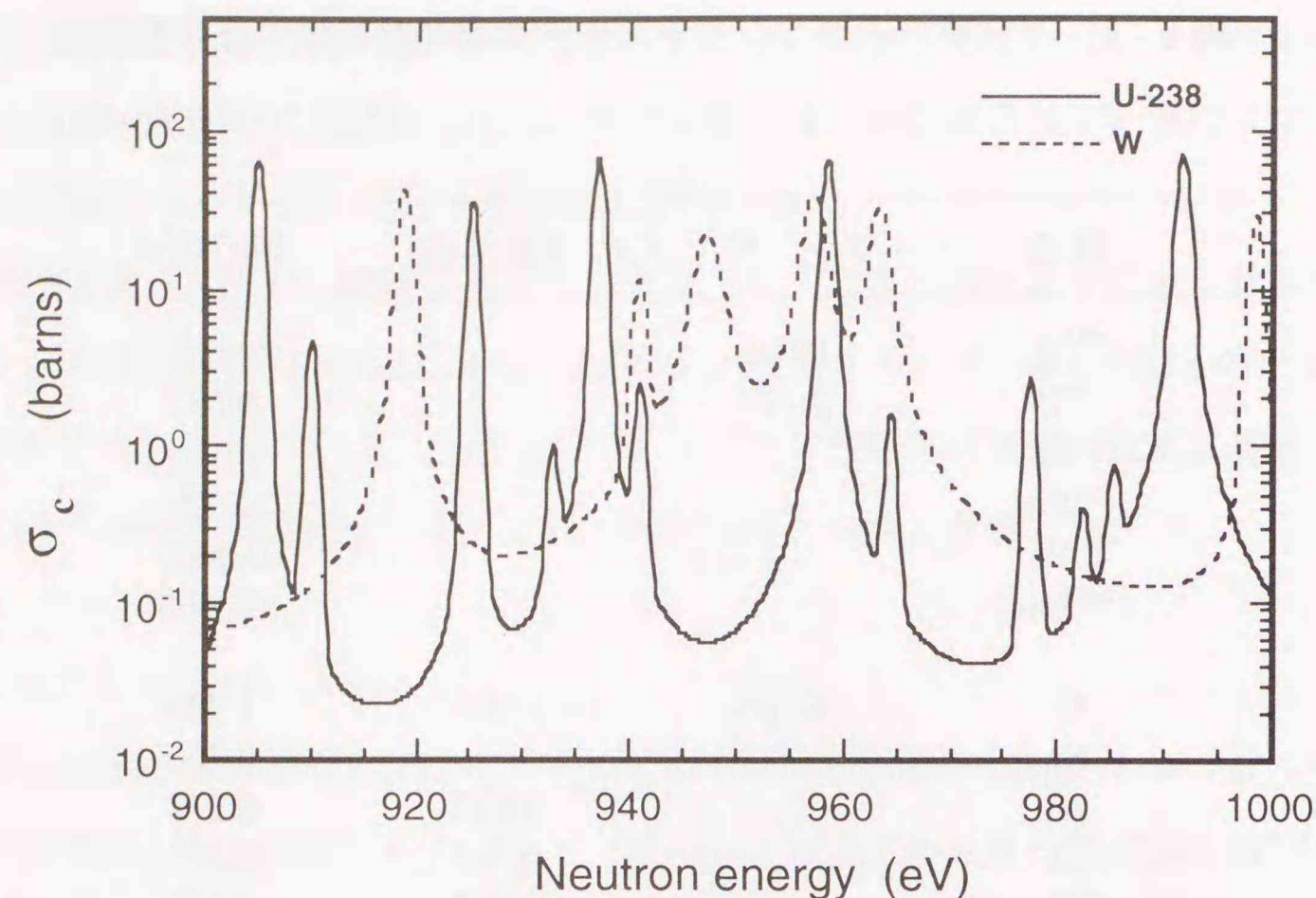


図 5-7 1keV近傍での²³⁸UとWの中性子捕獲断面積

- (a) 中性子束の凹み効果
- (b) 共鳴の重なり効果

以下に、これらの効果について検討した結果をまとめる。

- (a) 中性子束の凹み効果

中性子束の凹み効果を考慮するためには、サンプル付近の詳細な中性子束分布と随伴中性子束分布の予測が必要であり、そのためには、実験装置構造材領域の精度良い実効断面積が必要である。サンプルセルモデルに円筒セルモデルを採用する場合、SLAROM^[9]などの従来のセル計算コードでは実験装置の構造材領域の自己遮蔽効果を正確に取り扱うことができない。そこで、共鳴核種を含む複数領域から成るセルモデルに対して自己遮蔽効果を正確に取り扱うことができるPEACO-Xコード^[10-11]を用いて、実験装置の構造材領域の実効断面積を計算し、それを中性子束計算に用いた。

図 5-8 に、SLAROMとPEACO-Xによる構造材領域の実効断面積 (Σ_{eff}^{expt}) の

計算結果を比較する。図より明らかなように、10keV以下の領域において、PEACO-Xによる実効断面積はSLAROMの結果より小さい。よって、PEACO-Xによる実効断面積を用いて体系計算を行うと、ドップラーサンプル領域の中性子束は増加する。その結果、PEACO-Xによる実効断面積を用いた体系の中性子束から得られるドップラーワースは、SLAROMによる実効断面積を体系計算に使用した場合のドップラーワースより8%大きくなる。

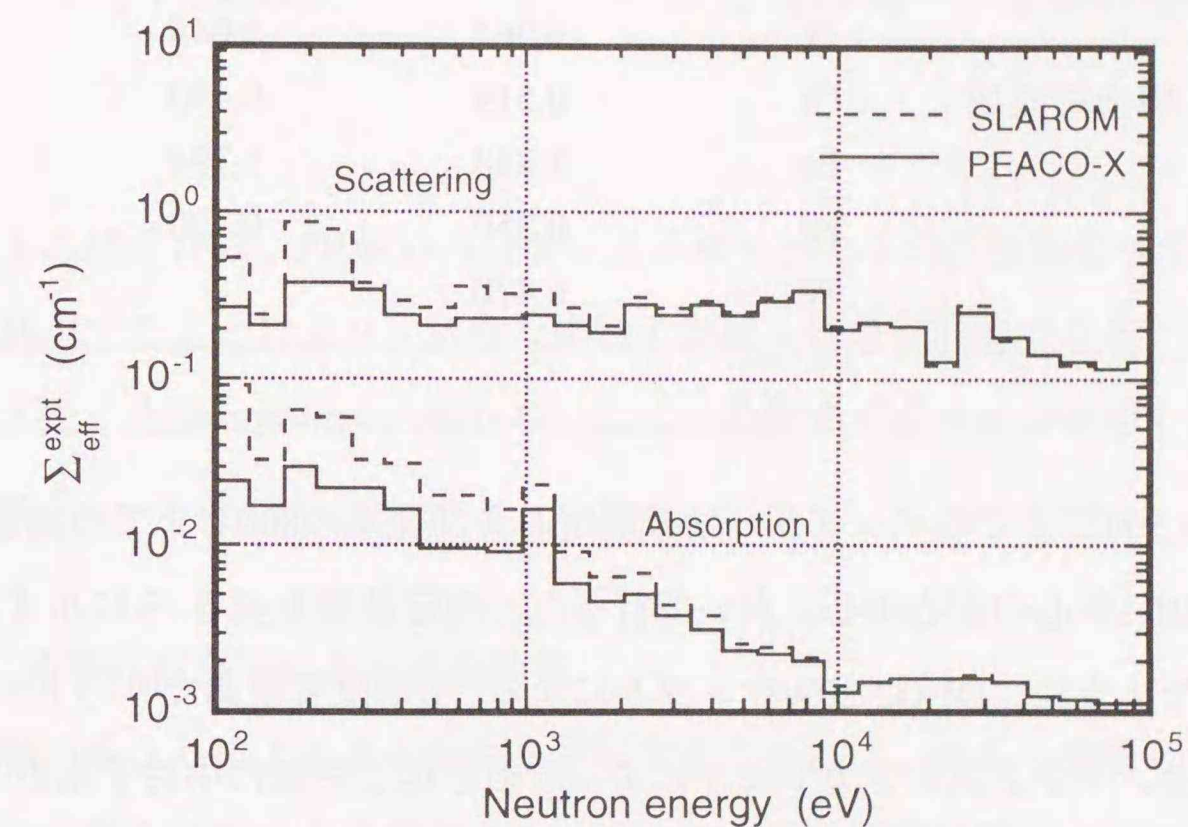


図 5-8 SLAROMとPEACO-Xによる構造材領域の実効断面積の比較

このWによって引き起こされる中性子束凹みの効果について、計算による評価の妥当性を調べるために、従来の800℃までのドップラー効果測定装置を用いて、厚いWカプセル（厚さ3mm）に密封されたドップラーサンプル（DUO2-20W）と従来の800℃までの実験で用いられている薄いステンレスカプセルに封入されたドップラーサンプル（NUO2-20）によるドップラーワース測定を行い、その結果を計算と比較した。表 5-4 に両ドップラーサンプルの主要諸元を示す。

表 5-4 中性子束凹みの効果評価用サンプルの主要諸元

ドップラーサンプル		DUO2-20W	NUO2-20
寸法 (直径×長さ) (mm)		19.8×150	20.0×150
U重量 (g)		389.2	376.7
原子数密度 (10^{22} atoms/cm ³)			
サンプル領域	²³⁵ U	0.006	0.014
	²³⁸ U	2.126	2.008
	O	4.264	4.045
構造材領域	Cr	0.519	0.493
	Fe	1.888	1.794
	Ni	0.350	0.420
	W	6.470	-

測定は、1,500℃までのドップラー効果測定および従来の800℃までの測定を実施したXVII-1炉心の炉心中心において行った。測定結果を表5-5に示す。表より明らかなように、DUO2-20Wサンプルによる²³⁸U単位質量あたりのドップラーワースは、タングステンカプセルによって引き起こされた中性子束の凹みが原因となって、NUO2-20サンプルでの測定結果より小さな値となる。

解析では、SLAROMによるWカプセルの実効断面積を用いた体系計算とPEACO-XによるWカプセルの実効断面積を用いた体系計算とをそれぞれ行って、DUO2-20WとNUO2-20のドップラーワースを計算した。それぞれの計算結果も併せて、表5-5に示す。DUO2-20Wの場合、PEACO-X計算によるドップラーワースは、SLAROM計算による結果より約20%大きい。一方、NUO2-20サンプルでは、PEACO-XとSLAROMの計算結果は、両者とも実験値とよく一致する。

表 5-5 中性子束凹みの効果評価のためのドップラーワース結果

ドップラーサンプル		DUO2-20W	NUO2-20
実験		- 1.28 ± 0.06	- 1.41 ± 0.06
計算			
SLAROM	²³⁵ U	- 1.062 (0.830)	- 1.379 (0.978)
PEACO-X	²³⁸ U	- 1.276 (0.997)	- 1.380 (0.979)

以上の結果から、PEACO-X計算によるWカプセルの実効断面積を中性子束計算に利用することにより、詳細な中性子束凹み効果が評価できることが分かった。また、実験と解析の比較から、ここでの評価が妥当かつ適切であることが分かった。

(b) 共鳴の重なりによる遮蔽効果

共鳴の重なりによる遮蔽効果を評価するためには、個々の共鳴ピーク毎に共鳴遮蔽効果を解析する必要がある。そこで、超詳細群計算コードPEACO-Xを用いて、ドップラーサンプルの300Kでの実効捕獲断面積と1,800Kでの実効捕獲断面積の差（サンプルの摂動断面積）を、以下の3つのケースについて計算した。

- ① 実験装置の構造材領域にWがない場合
- ② 実験装置の構造材領域にWがあり、W温度が300Kの場合
- ③ 実験装置の構造材領域にWがあり、W温度が1,800Kの場合

図5-9に、これらのケースでのサンプルの摂動断面積を比較する。

Wが無い場合のサンプルの摂動断面積は、Wがある場合に比べて、5keV以上のエネルギー領域で大きい。このようなエネルギー領域では、Wと中性子の核反応は散乱反応が主要となるので、サンプルと炉心の共鳴干渉効果を減少させ

ることになる。一方、2keV以下の領域ではWの捕獲断面積が増加するにつれて、共鳴の重なりによる遮蔽効果が大きくなることが分かる。したがって、この効果の大きさは中性子スペクトルに依存する。

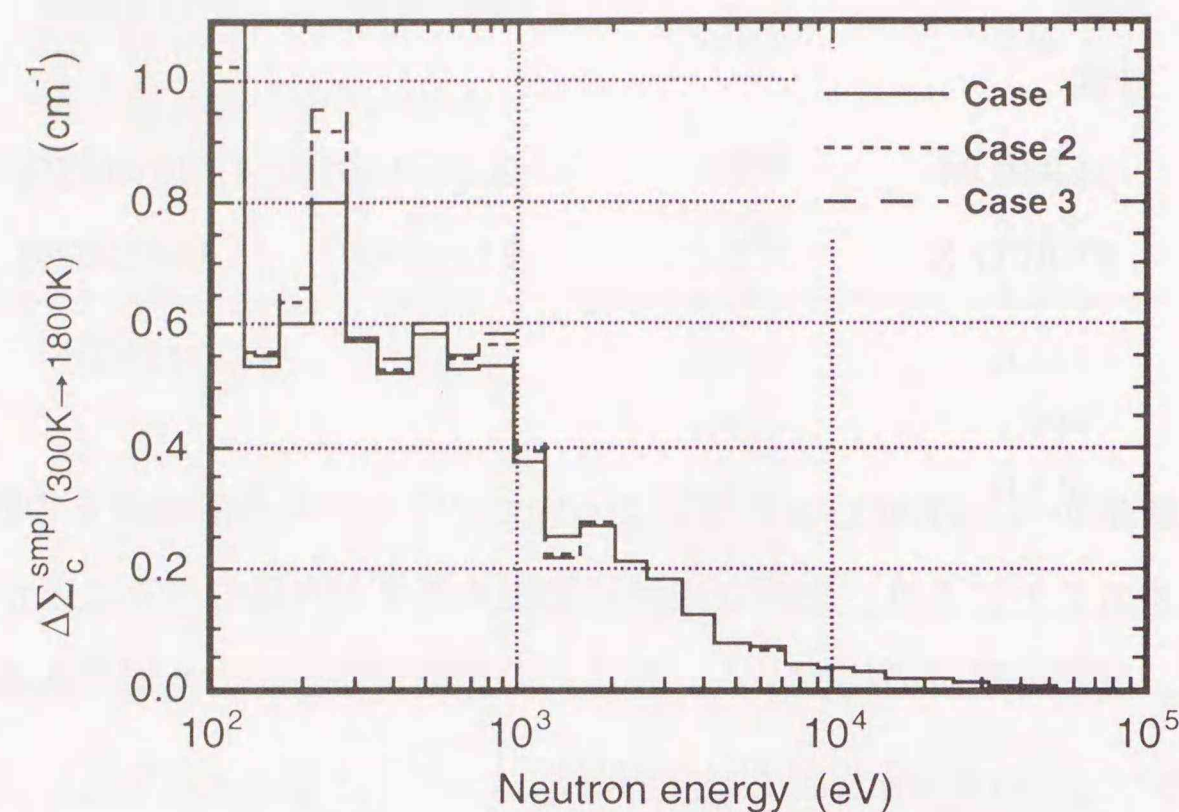


図5-9 3つケースでのサンプル摂動断面積の比較

各ケースでのサンプルの摂動断面積を計算し、ドップラーワースを比較した。その結果、Wの温度が300Kでの共鳴の重なりによる遮蔽効果を考慮すると、ドップラーワースは0.1%増加する。また、Wの温度が300Kから1,800Kに上昇すると、ドップラーワースは0.9%増加する。

以上から共鳴の重なりによる遮蔽効果がドップラーワースへ寄与する割合は全体で1.0%未満であり、比較的に小さいことが分かった。

5-3-2 測定値と計算値の比較

前節で検討した干渉効果を考慮したドップラーワースの計算結果を、計算値と実験値の比（C/E値）として表5-6に示す。

計算値と実験値を比較すると、計算は測定値を若干過小評価する。サンプル温度550℃、800℃、1,100℃、1,500℃でのC/E値は、それぞれ0.86、0.94、0.94、0.98である。本測定装置による550℃でのC/E値が他の温度でのC/E値に

比べて若干小さな値を示すが、従来の800℃まで装置による測定誤差および解析結果を考慮すると特にC/E値が小さくなく、550℃から1,500℃までのC/E値はほぼ良い一致を示す。したがって、1,500℃までの温度範囲では、ドップラーワースのC/E値に温度依存性は見られないことが分かった。

表5-6 解析結果

サンプル温度変化 (℃)	計算値／実験値		
	DUO2-20	NUO2-25	NUO2-20
20 - 550	0.86	0.988	0.955
20 - 800	0.94	0.982	0.979
20 - 1,100	0.94		
20 - 1,500	0.98		

5-4 まとめ

高速炉のより高い温度範囲でドップラー効果の計算精度を評価するために、サンプル加熱・反応度価値測定法に基づく最高1,500℃まで測定可能な実験装置を開発した。

この実験装置を用いて、原型炉級MOX燃料高速炉模擬炉心において、最高1,500℃までの²³⁸Uドップラーワースを測定した。550℃および800℃のドップラーワースについて従来の測定装置による測定結果と比較すると、両者は良い一致を示した。このことから、本測定装置と従来装置には互換性があり、新装置によって800℃から1,500℃までドップラー効果の測定温度範囲拡張を達成したことを確かめた。

実験解析では、PEACO-Xを用いてサンプルの実効断面積を作成し、2次元円

筒モデルで70群非等方拡散計算を行って中性子束と随伴中性子束を得て、一次摂動にてドップラーワースを計算した。一連の計算には、評価済み核データライブラリーJENDL-3.2を処理した群定数を使用した。ドップラーサンプルのピンセルモデルでの実効断面積計算にPEACO-Xを用いることにより、実験装置構造材によるドップラーワースへの影響として、中性子束の凹み効果と共鳴の重なり効果を評価することができた。PEACO-X計算によって、 ^{238}U とタングステンの間の共鳴の重なりによる遮蔽効果は、比較的小さいことが分かった。サンプルと炉心間の ^{238}U 共鳴干渉効果に加えて、中性子束の凹み効果と共鳴の重なり効果を考慮した計算結果を実験値と比較すると、計算値は実験値とほぼよい一致を示す。この傾向は、従来の800℃までの測定の解析結果と同じであり、550℃から1,500℃までの温度範囲では、ドップラーワースのC/E値に温度依存性は見られないことが分かった。

参考文献

- [1] J. W. Daughtry, E. F. Groh, C. E. Till : "Doppler effect Measurements to 2,000K in ZPR-9," *ANL-7410*, (1969) p103.
- [2] S. Okajima, H. Oigawa, T. Mukaiyama, *et al.* : "Measurement of Doppler Effect up to 2,000°C at FCA," *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **66**, (1992) 523.
- [3] S. Okajima, H. Oigawa, M. Andoh, Mukaiyama T. : "Doppler Effect Measurement up to 2,000°C at FCA," *Proc. of Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology*, (Gatlinburg, 1994).
- [4] S. Okajima, H. Oigawa, T. Mukaiyama, M. Andoh : "High Temperature Doppler Effect for ^{238}U at FCA (I) Reactivity Worth Measurement with a Small Heated Sample up to 1500°C," *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **33**, (1996) 202-210.
- [5] 大井川宏之、岡嶋成晃、向山武彦 : 「FCAにおける高温ドップラー効果測定 (1) — サンプル加熱・反応度測定法測定装置の開発 —」 *JAERI-M 94-043* (1994)

- [6] "ANSYS," User's Manual, Swanson Analysis Systems, INC., June 1, 1985.
- [7] S. Iijima, *et al.* : (private communication).
- [8] T. NAKAGAWA, *et al.* : *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **32**, (1995) 1259.
- [9] NAKAGAWA M., TSUCHIHASHI K. : "SLAROM: A Code for Cell Homogenization Calculation of Fast Reactor," *JAERI-1294* (1984).
- [10] 岡嶋成晃、大井川宏之、向山武彦 : 「FCAにおける高温ドップラー効果測定 (3) — 超微細群によるセル計算コード (PEACO-X) の開発 —」 *JAERI-M 92-185* (1992)
- [11] S. Okajima, H. Oigawa, T. Mukaiyama : "Resonance Interaction Effect between Hot Sample and Cold Core in Analysis of Doppler Effect Measurement," *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **31**, (1994) 1097-1104.

第6章 箔加熱・反応率測定法による2,000℃まで測定

第5章で示したサンプル加熱・反応度価値測定法によるドップラー効果測定では、実験装置の寸法的な制約から熱遮蔽のための十分なスペースを確保することができず、1,500℃までの測定しかできない。そこで、より高温領域でのドップラー効果の予測精度を評価するために、箔加熱・反応率測定法に基づく新たな実験装置を開発した。この測定手法では、サンプル加熱・反応度価値測定法の場合と異なり、 ^{238}U の中性子捕獲反応率の温度依存性を測定する。この手法の特徴は、サンプル加熱・反応度価値測定法に比べて、実験装置内の高温領域がコンパクトになり、より高温度まで試料（箔）を昇温可能となるが、その反面、ドップラー効果による反応率変化が小さいため高精度の反応率測定技術が必要である。FCAでは、近年、箔による ^{238}U 捕獲反応率を高精度で測定できるようになり^[1]、この測定技術を利用する。この箔加熱・反応率測定法によるドップラー効果測定は、1960年代末に米国で盛んに行われた。当時は、電気ヒーターにより金属U箔を600℃程度まで加熱して、ドップラー効果を測定した^[2-5]。ここでは、より高温度を達成するために、箔の加熱にレーザー光を用いた。

開発した装置を用いて、原型炉級MOX燃料高速炉模擬体系（FCA XVII-1 炉心）において、最高2,000℃までの ^{238}U ドップラー効果実験を実施した。ここでは、実験装置の開発と実験装置の主要な特徴、FCA XVII-1 炉心での実験とその解析について述べる。

6-1 測定手法の概要

箔加熱・反応率測定法の概念図を図6-1に示す。炉心内部へ常温と高温の試料（箔）を挿入して中性子照射を行い、中性子との核反応によって生成された核種の誘導放射能の測定から、当該核反応の反応率の温度変化すなわちドップラー効果を得ようとする方法である。FCAでの ^{238}U 捕獲反応率測定をもとに ^{238}U

ドップラー効果測定について考えると、ウラン箔を炉心中心に置いて、炉出力80Wで約3時間の中性子照射をする。照射後、箔を取り出し、 ^{238}U 中性子捕獲反応によって生成された ^{239}Np からの γ 線を計測する。箔温度が室温の場合と高温の場合のそれぞれについて箔照射および γ 線測定を行い、その両者の結果から、次式で定義する箔温度上昇による ^{238}U 中性子捕獲反応率の増加割合としてドップラー効果を求める。

$$D(T) \equiv \frac{C(T)}{C(T_0)} - 1 = R(T) - 1 \quad (6-1)$$

ここで、 $C(T)$ は温度 T での ^{238}U 中性子捕獲反応率であり、 T_0 は室温を表す。なお、(6-1) 式の右辺第1項 $R(T)$ を、Pfisterer and Sher^[3] はドップラー比と名付けた。

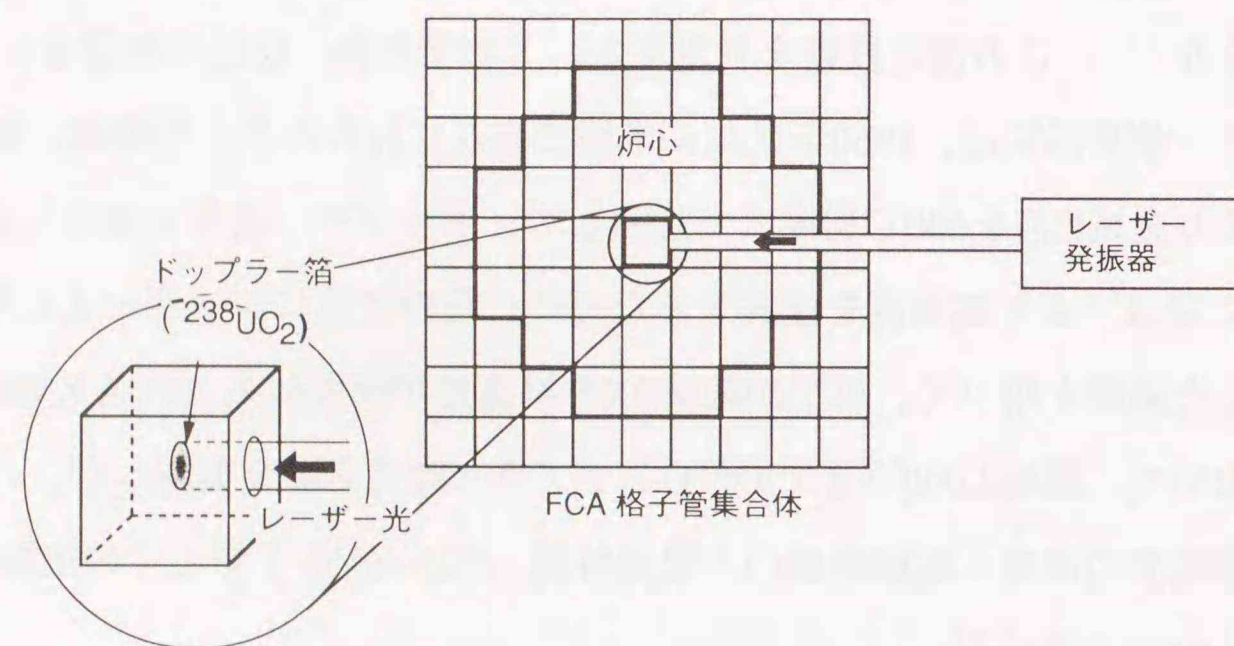


図6-1 箔加熱・反応率測定法の概念図

6-2 実験装置^[6]

6-2-1 UO_2 箔

実験には、劣化 UO_2 箔を用いた。箔の形状は、直径12.7mm、厚さ0.5mmの大きさであり、その重量は約640mgである。したがって、箔の表面積と質量の比(S/M)は約 $2.0 \text{ cm}^2/\text{g}$ である。

箔は薄いセラミックスであることから、金属箔のように一様な形状で、重量の揃ったものを多数用意することは難しい。一方、箔の寸法や重量の誤差は ^{238}U 捕獲反応率の誤差に直接寄与することなので、これらの誤差は、異なる温度での捕獲反応率から求めるドップラー効果の測定誤差へも大きく寄与する。したがって、箔の寸法や重量の誤差評価は重要である。ここでは、秤量に用いた天秤の測定精度と実験に使用した多数の箔の重量のバラツキ ($\pm 0.02\%$ 未満) と、箔の組成 (例えば、酸素量等) の誤差を考慮した。その結果、やや大きめの誤差評価であるが、箔のS/Mの誤差を $\pm 0.1\%$ とした。

6-2-2 実験装置の開発

箔を加熱し高温に維持するには、加熱・断熱・冷却・測温を行う箔加熱容器に箔を収納する必要がある。この箔加熱容器の寸法や最外周温度の制約は、 $1,500^\circ\text{C}$ までのドップラー効果測定で用いたサンプル加熱容器の場合と同様である。そこで、箔加熱容器を含む実験装置の開発には、 $1,500^\circ\text{C}$ までのドップラー効果測定を行うサンプル加熱容器の開発で得た知見や経験を参考に、さらに箔を高温にまで昇温する技術や、約3時間の中性子照射の間、箔を高温かつ安定に保つための技術等では、新たな技術開発が必要であった。この技術開発や条件を達成するために、 $1,500^\circ\text{C}$ までの測定装置の開発と同様に、モックアップ試験および実証試験を行って、技術的な見通しを得ながら、段階的に装置開発を進めた。また、熱解析手法についても、 $1,500^\circ\text{C}$ までの測定装置開発の場合と同様に、試験データを反映させながら開発を行い、実機装置の設計・製作に役立てた。

以下に、箔加熱容器の設計、モックアップ試験、実証試験について述べる。

(1) 箔加熱容器の設計

(a) 設計の基本的考え方

設計では、 $1,500^\circ\text{C}$ までの測定装置の開発において得た断熱技術を参考にした。熱遮蔽法および冷却法については、サンプル加熱・反応度値測定法によるドップラー効果測定装置のユニットをできるだけ流用するとの観点から、同様の概

念に基づく熱遮蔽法、冷却法を基本的に採用することにした。また、1,500℃までの測定装置開発で得た耐熱材料の特性に関する知見から、加熱容器の高温部（箔を保持する部分、熱遮蔽板等）にはタングステンを使用することとした。その結果、タングステンの特性を考慮して、箔温度の達成目標を2,000℃とした。

(b) 設計条件

FCAでの測定では UO_2 箔を炉心に挿入し、ある原子炉出力で一定時間（約3時間）中性子照射を行う。そのため、箔を収納する箔加熱容器は、FCA格子管（断面：5.52cm×5.52cm）内に収め、中性子照射中は、箔温度を一定に保たなければならない。

さらに、炉内での中性子照射後、 UO_2 箔を取り出し、 γ 線計測を行う。したがって、箔は、箔加熱容器から取り出せる構造となる。

また、サンプル加熱法の場合と同様に、FCAではポリエチレン、ナトリウム等低融点の模擬物質板を使うため、炉心温度は40℃以下という制限があり、箔を高温に加熱する一方、炉心の他の部分は低温に抑える必要がある。

以上まとめると、装置の基本的な設計条件は以下の4項目となる。

- ① 箔加熱容器は、断面5.52cm×5.52cmのFCA格子管内に収める。
- ② 箔温度は、約3時間に亘って、一定に保持される。
- ③ 箔加熱容器は、箔を取り出せる構造である。
- ④ 箔加熱容器は、箔を2,000℃に、その外側を40℃以下に保持できる。

(c) 加熱方法の検討

UO_2 箔を2,000℃まで加熱する方法として、溶接手法等を参考に以下の4つの方法について検討した。

① レーザーによる加熱（レーザー加熱）

概念：赤外線レーザー光による加熱

特徴：真空容器の外からレーザーを照射する。断熱性が良く、かつ加熱容器を小型にできる。一方、装置全体での熱効率が悪いことから、大出力のレーザーを必要とする。また、大出力レーザーに伴う付帯設備（レーザー電源冷却ユニット）が必要である。

② 電気抵抗による加熱（抵抗加熱）

直接加熱

概念：箔自体を発熱体として加熱する方式（概念的には、電球のフィラメントの一部を箔に置き換えたもの）

特徴：被加熱部（すなわち箔）が大きいため、大きな電力を必要とする。箔を含む電極取り出し部が高温となる。

周囲からの加熱

概念：ヒーターによる加熱（サンプル加熱法と類似の方式）

特徴：箔の周囲にヒーターを設けるため、高温部の容積が箔より大きくなる。その結果、断熱のためのスペースが狭くなり、断熱対策が困難になる。また、前記の直接加熱と同様に、電極取り出し部が高温となる。

③ サーマルアークプラズマによる加熱（プラズマ加熱）

概念：プラズマアークを箔に照射して加熱する方式。

特徴：プラズマアークを直接照射するので、高温達成は容易である。一方、アーク温度が基本的に高い（数千度）ために、微妙な電流制御による温度調整は困難である。また、プラズマアークの直接照射に伴って発生するガスが容器内に充満して真空度を低下させるため、真空容器での断熱性能を確保することが困難となる。

④ 電子線ビームによる加熱（電子加熱）

概念：電子ビームを箔に照射して加熱する方式。

特徴：高温達成は容易だが、電子ビームを走査するためのヨークアセンブリ（偏光コイル）が必要であり、その径が大きく、所定の寸法に納まらない。

以上から、熱効率は悪いが、箔を含む高温領域を比較的コンパクトにできるレーザー加熱を採用した。

(d) レーザーの選定

箔の加熱に利用可能な赤外線レーザーには、炭酸ガスレーザー、Nd-YAGレー

ザーが考えられる。炭酸ガスレーザーの場合、発信器が大がかりであるとともに、波長が約 $10\mu\text{m}$ であることから、レーザービームは反射鏡を利用して空中を伝送される。一方、Nd-YAGレーザーの場合、発信器は比較的コンパクトであり、波長が $1.06\mu\text{m}$ であるため、光ファイバーによる伝送が可能である。

ドップラー効果測定では集合体内部に装荷した箔にレーザービームを照射するので、レーザー発信器から直接レーザー光を箔に照射することはFCAの構造上困難である。また、反射鏡の利用によるレーザー光の伝送では反射鏡の据え付けおよび安全上の観点からも困難である。

以上の点から、Nd-YAGレーザーを箔の加熱に用いて、光ファイバーによってレーザービームを箔近傍まで導入することにした。

(e) 加熱容器の構造設計

箔加熱容器は、高温の箔を保持しかつ容器外表面を室温程度で保持する断熱性能に加えて、レーザー光を導入する部分（窓）を必要とする。このレーザー光を導入する窓は低温である必要があり、さらに高温時に発生する不純物のガスが付着しないようにするために、高温部からはできるだけ遠ざけなければならない。一方、レーザービームを効率よくかつ的確に箔に照射させるには、できるだけ箔の近くに窓を設けることが望ましい。これらの条件を満たすように、箔加熱容器の真空容器部は図6-2に示すような形状を採用した。

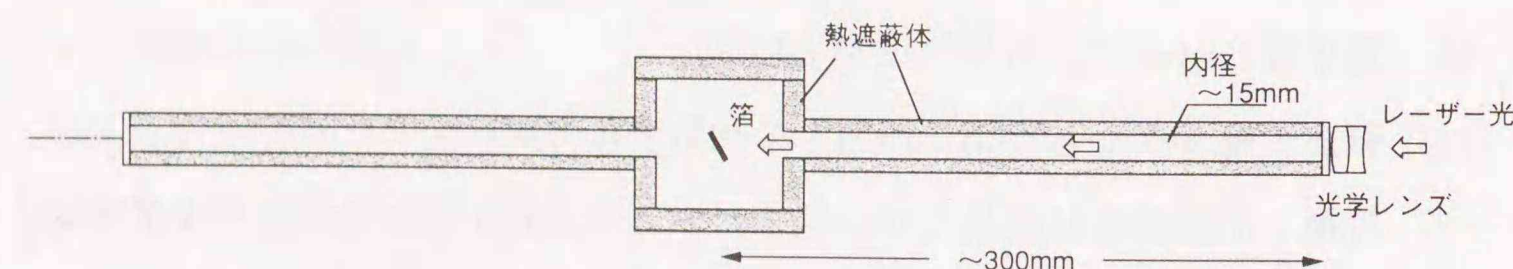


図6-2 箔加熱容器の真空容器部の形状

箔とレーザー導入窓とは約300mm離れ、その間は数層のタングステン製箔からなる中空円筒形状をした熱遮蔽体を置く。レーザービームは、この熱遮蔽体の中空部分（内径約15mm）を進入する。

Nd-YAGレーザー発信器から出力されるビーム光はビーム径8mmでレーザー拡がり角30mmrad程度で発信される。したがって、レーザー光を効率よく箔に照射して加熱するためには、ビーム密度を箔表面で一様に加熱できるような工夫が必要である。そこで、発信器からファイバーで導入されたレーザー光は、箔加熱容器のレーザービーム導入窓の直前に設けた光学レンズによって、集光ビーム径9~12mm程度の平行に近いビームにする。これにより、レーザービームは熱遮蔽体の中空部（外径：約15mm）を通過して、箔表面へ進入する。

(2) モックアップ試験

前述の設計に基づいて試作した箔加熱容器を図6-3に示す。この試作容器を用いて、モックアップ試験を行った。モックアップ試験では、箔の到達最高温度を知ること、箔加熱容器の断熱性能の確認とレーザーに関わる断熱性能等の基本データの取得に重点を置いた以下の試験項目を実施した。

- ① 加熱容器とレーザーによる箔温度2,000℃を達成するか、最高到達温度を確認する。
- ② 高温状態でのレーザーの制御性、ビーム安定性、昇温特性、レーザー出力と箔温度のとの関係等の基礎データを得る。
- ③ 箔温度2,000℃に対する材料の健全性、熱遮蔽法および冷却法の有効性等の高温部の取扱いに関する基礎データを得る。
- ④ 熱計算による装置の温度分布解析の妥当性を検証する。

試験には、箔温度を熱電対で測温する箔加熱容器と放射温度計で測温する箔加熱容器の2体を用意し、それぞれを2,000℃までの昇温試験を行った。なお、試験では箔を装荷せず、箔カバーのみで実施した。

① 昇温試験

箔温度1,600℃で5時間の保持を3回行って、レーザーの安定性、レーザー出力、加熱容器の主要部温度の再現性が良いことを確認する。

さらに、箔温度を1,800℃および2,000℃まで昇温し、それぞれの温度で5時間保つ。この時の、レーザーの安定性、レーザー出力、加熱容器の主要部を計測して、実機設計に必要な温度データを取得する。

なお、温度測定点は、箔カバー表面、箔保持部内のタングステン製熱遮蔽体内表面上2点、同外表面上8点、冷却容器中央外表面であり、これらの箇所に熱電対を配置した。その他加熱容器外側から触れることのできる部分について、随時接触式温度計によって測温した。

② 安全性試験

加熱中に電源が喪失すると冷却空気の送風が停止し、装置の健全性が損なわれる可能性がある。ここでは、電源喪失を想定して、冷却系停止後（但し真空は保持、レーザーはOFF）の温度変化を測定するとともに、装置の健全性の有無を調べる。

以上のモックアップ試験で得られた知見は、以下の通りであった。

- ① レーザー出力300Wで箔カバーは1,800℃に到達し、レーザー出力550Wで2,000℃を達成した。

昇温に要する時間は、レーザー出力に依存するが、レーザー出力600Wでレーザー光を入射すると、約10分で2,000℃に達した。

- ② 熱電対と放射温度計で測定する箔加熱容器の温度を比較すると、レーザー出力550Wの時、前者の箔カバー温度は約1,900℃であり、後者では2,000℃を超え、両者に約200℃の差があった。一方、箔カバー以外の箇所の温度は、両箔加熱容器間で差がなかった。このことから、箔カバー近傍に取り付けた熱電対のフィン効果により、箔カバー温度が低下したと考えられる。

- ③ 箔加熱容器内のタングステン製熱遮蔽体の円筒部について、レーザー入射側と測温側の温度を比較すると、前者の方が後者より20～70℃高い値を示した。これは、箔カバーに入射したレーザー光がカバー表面で反射して、レーザー入射側の熱遮蔽体部を加熱したためと考えられる。

- ④ 冷却容器の外表面温度が制限値（40℃）をかなり上回った。

以上から、次のステップへの改善点は以下の通りである。

- ① 箔温度の測定は、熱電対では熱電対のフィン効果による誤差があるので、光学温度計を用いる。

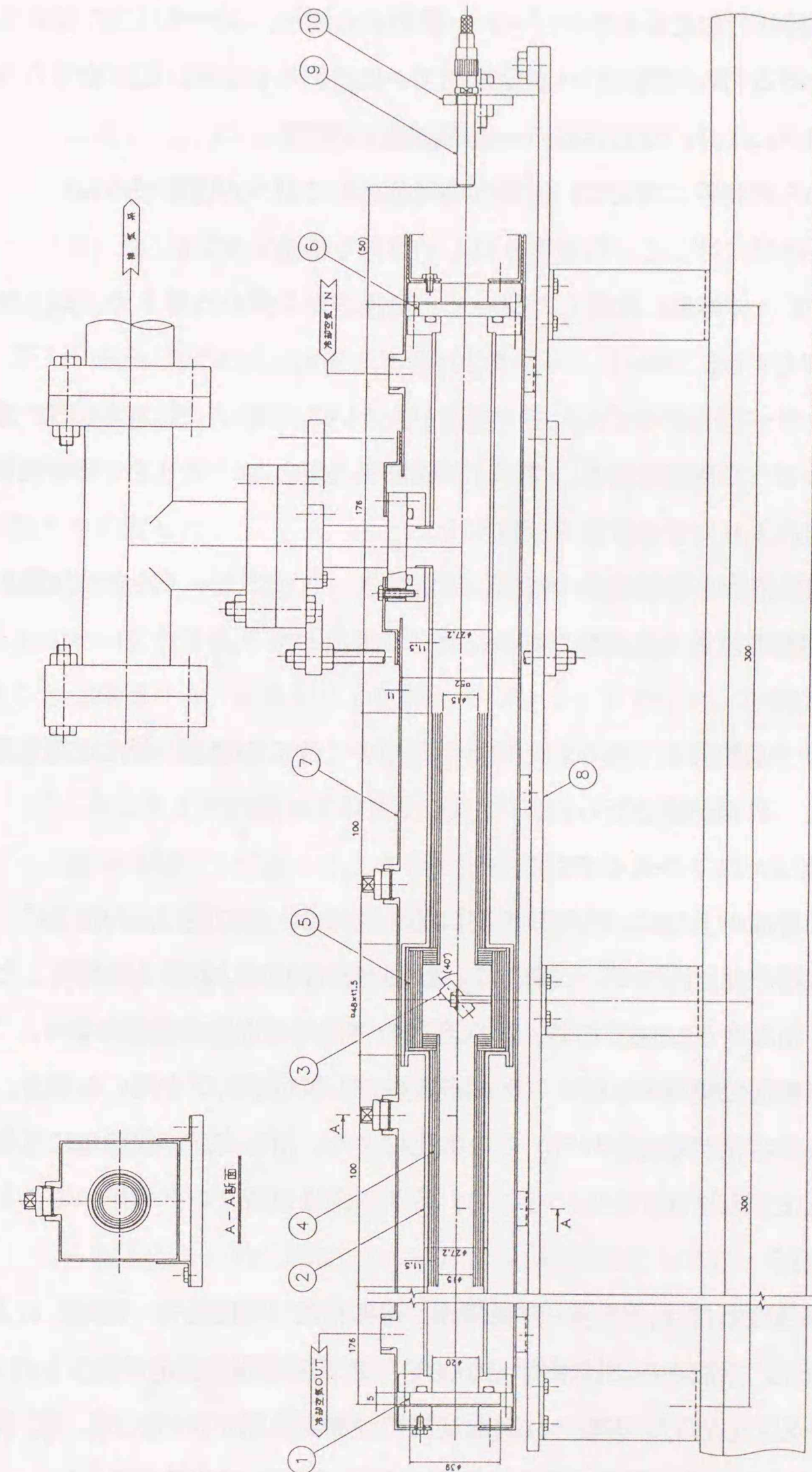


図6-3 モックアップ試験用箔加熱容器

- ② 箔へのレーザー光入射角度を調整して、反射光を有効に利用する。
- ③ 箔保持部の熱遮蔽板タンゲステン箔の枚数増加、レーザー光の吸収効率を上げるための箔カバー表面の加工や保持方法の改善、冷却空気の流量増加等により、冷却容器の外表面温度を下げる。

また、これらの改善に加えて、実機への対応として以下の課題がある。

- ① 箔保持部に対して、箔の取り出しが可能な構造とする。
- ② FCA集合体外部に設置したレーザー発振器から炉心内部まで、レーザー光を導入する。
- ③ レーザービームのエネルギー密度が大きいことから、光ファイバが破断するような事故に備え、ファイバ破断検出器とレーザー電流遮断装置等を組み入れた安全装置を設置する。
- ④ 放射温度計を容易にかつ堅固に固定でき、さらに上下・左右の位置および仰角の設定と微調整が容易にできる構造とする。

(3) 実証試験

モックアップ試験により得られた知見に基づいて改良を加え、新たな箔加熱容器を試作し、昇温試験を行った。

主な改良点は、以下の通りである。

- ① 箔保持部の上部に、箔交換用開口部を設けた。この開口部の構造に、真空容器部分ではフランジ構造を、冷却容器部分では蓋構造を採用した。なお、箔温度が2,000℃の時、真空容器の箔保持部近傍は高温になり、フランジ構造で使用するOリングに市販のゴム製Oリングを用いる場合、熱による劣化が考えられる。この劣化により、箔を高温で保持中に真空度が低下する恐れがある。そこで、特別に金線製Oリングを用いることにした。
- ② 光学温度計には、炉心への装荷後、運転管理（温度監視・制御）および安全上、室温から到達温度（2,000℃）まで広範囲に測定可能なものが望まれる。しかし、市販の放射温度計では測温範囲が狭い。そこで、検出素子Ge/Siの温度測定領域を広範囲にした（380～2200℃／精度±

1.0%）放射温度計を準備した。

- ③ 箔保持体のレーザー照射面を、レーザービームに対して40° から60°の角度へ変更し、反射ビームが円筒部から箔保持体部内へ向かうように変更した。また、箔保持体表面にはビームの乱反射およびビーム接触面積の拡大によるビーム吸収効率の向上を目指して、凹凸のザラツキ（粗度）加工を施した。

昇温試験

新たに製作した実証試験用箔加熱容器を用いて2,000℃までの昇温を数回行って、箔加熱容器の性能確認を行った。併せて、安全性試験として、箔温度異常（レーザー出力異常高）時にレーザー電源等をOFFにするインターロック機構の動作を確認した。

実証試験では、モックアップ試験の結果より小出力のレーザー出力440Wで箔温度2000℃が達成できた。また、数回の昇温試験により、再現性も良好であることが確認でき、実機製作の見通しを得ることができた。なお、実証試験を通して、実機の設計に反映すべき点としては以下の点が挙げられた。

- ① 箔交換用開口部および放射温度計取り付け固定金具付近において、多量の冷却空気が漏れた。この冷却空気漏洩によって冷却性能の低下が考えられる他、放射温度計を取り付ける箔加熱容器端部において、振動が発生し、放射温度計の検出角度にズレが生じる可能性がある。そこで、冷却空気漏洩対策が必要である。
- ② レーザー入射側の箔加熱容器端部で、他の部分に比べて外表面温度の高い箇所があった。この原因は、レーザー出射光学系内のレンズによるレーザー光の吸収（透過ロス）によって生じる熱が伝導したものと考えられる。この熱伝導は、FCAでの炉心制限温度（40℃）を超える可能性とレーザー出射光学部の寿命に大きく影響すると考えられる。そこで、レーザー出射光学部の温度を下げるための対策が必要である。
- ③ 箔の取り付け、箔加熱容器内へのセット等の組立作業性が悪く、かつタンゲステン材料の脆弱性もあり、実機では形状および取り付け方法の

改善が必要である。

- ④ 昇温試験終了後、箔保持体を取り外したところ、タングステンの熱遮蔽板、内筒が若干外方向に移動していることが確認された。これは、熱応力によるものと推定され、昇温特性、断熱性能等に悪影響を与えると考えられるので、実機では遊動防止構造等の改善の必要がある。

(4) 熱解析手法の開発と測定結果との比較

箔加熱容器に装備できる熱電対の数に限られるため、箔の温度分布や加熱容器中の温度分布を知るためには計算に頼らざるを得ない。また、設計上の工夫や変更等の効果・影響を評価するためにも精度の良い計算は不可欠である。そこで、1,500℃までのサンプル加熱容器の開発の場合と同様に、汎用有限要素解析コードANSYS^[7]を用いて、モックアップ試験および実証試験で得たデータをもとにして熱解析手法を開発した。

解析モデルを図6-4に示す。中央部の箔近辺が軸対象とならないので、3次元モデルとした。箔に入射したレーザー光は周囲のタングステン熱遮蔽体表面との間で入反射を繰り返す間に吸収されるが、この他に各表面からの熱輻射が複合し、極めて複雑な伝熱パスを形成する。したがって、基本的には先のサンプル加熱容器の開発で得たノウハウに基づきながら、試験データから推定したレーザー光の吸収・反射割合、輻射率などのデータを用いて、実使用条件下

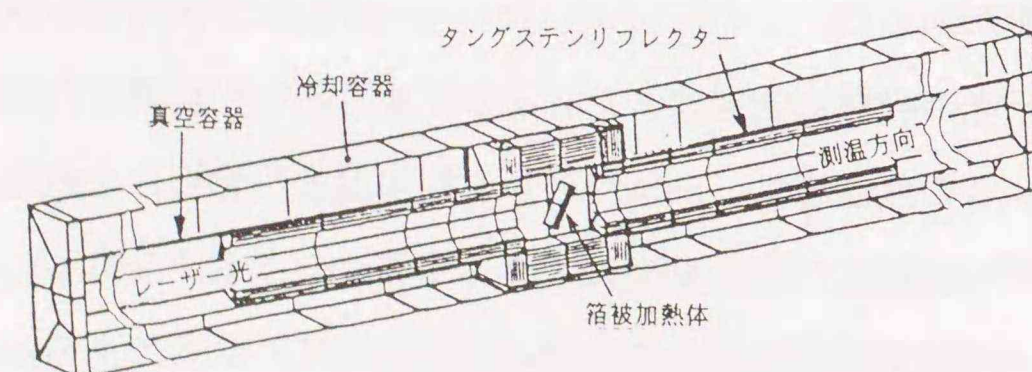


図6-4 箔加熱容器熱解析モデル

で所定の加熱性能を計算によって確かめた。図6-5に箔近傍での放射温度計で測定したデータと、その他の部分については熱電対での測定データと解析値とをそれぞれ比較する。放射温度計の測定精度 (<2%) 以内の差異で一致し、箔温度や箔加熱容器内の温度分布を精度よく推定できることが確認できた。また、計算結果から、所定の加熱性能を有する装置であることが確認できた。

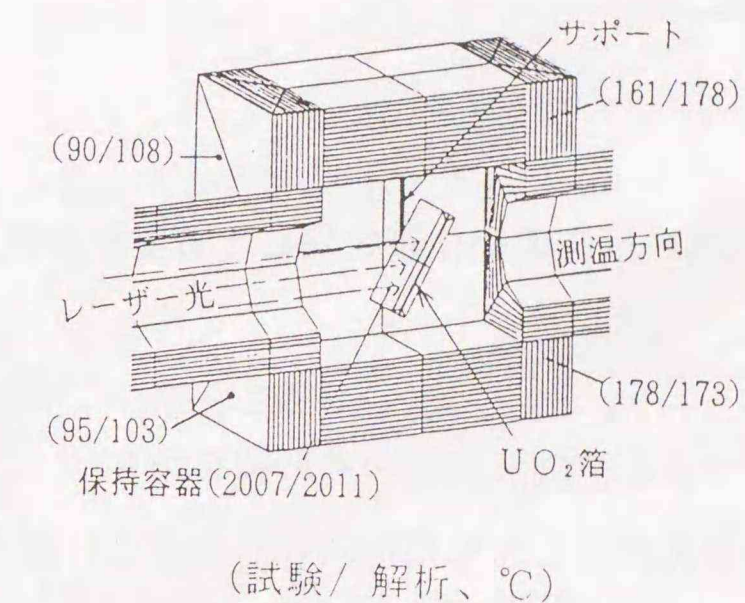


図6-5 箔近傍での測温結果と計算結果の比較

6-2-3 実験装置の概要

実験装置は、以下の6つのユニットで構成する。

- ①箔加熱容器
- ②冷却ユニット
- ③真空ユニット
- ④加熱ユニット
- ⑤測温ユニット
- ⑥制御装置

この実験装置のシステムブロック図を図6-6に示す。箔加熱容器、加熱ユニット、測温ユニットの一部を除く残りのユニットは、サンプル加熱・反応度価値測定法に基づく実験装置と共通のものである。

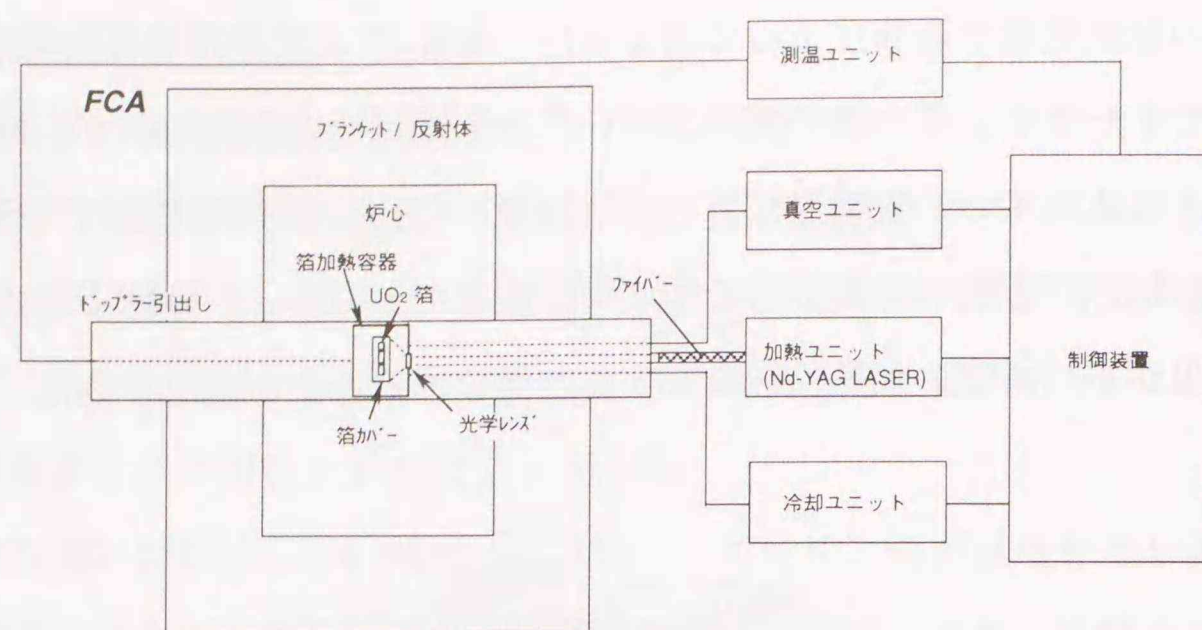


図 6-6 箔加熱・反応率変化測定法による実験装置ブロック図

箔加熱容器

実験装置の主要部分である箔加熱容器の鳥瞰図を図 6-7 に示す。UO₂箔をタングステン製箔カバーに入れ、これを箔加熱容器の中心に置く。箔加熱容器は真空カプセルと冷却カプセルから成る。真空カプセルは、箔加熱容器の長手方向の両端に珪酸ガラス窓を有する。レーザー光線はレーザー発振器から光ファイバーケーブルにより送られ、一方の珪酸ガラス窓を通して、タングステン製箔カバー上に直径10mmで集光する。レーザー光線が箔カバーを照射することにより、箔は均一に熱せられる。箔カバーの他方の面では、単色の光学温度計を用いて温度測定を行う。この温度計の測定誤差は、温度範囲500℃から1,500℃までは±0.5%、温度範囲1,500℃から2,000℃までは±1.0%である。

箔加熱容器は約1時間で熱的平衡条件に到達し、レーザー出力520Wで箔温度2,000℃を達成する。この時、容器表面温度は約30℃である。箔の温度分布は、装置開発で培った計算手法に基づいて評価した。その結果、箔温度2,000℃の場合、レーザー照射面側と測温面側との間に約100℃の相違がある。

この箔加熱容器一式を、5cm四方、長さ2mのドップラー引き出しに収納する。

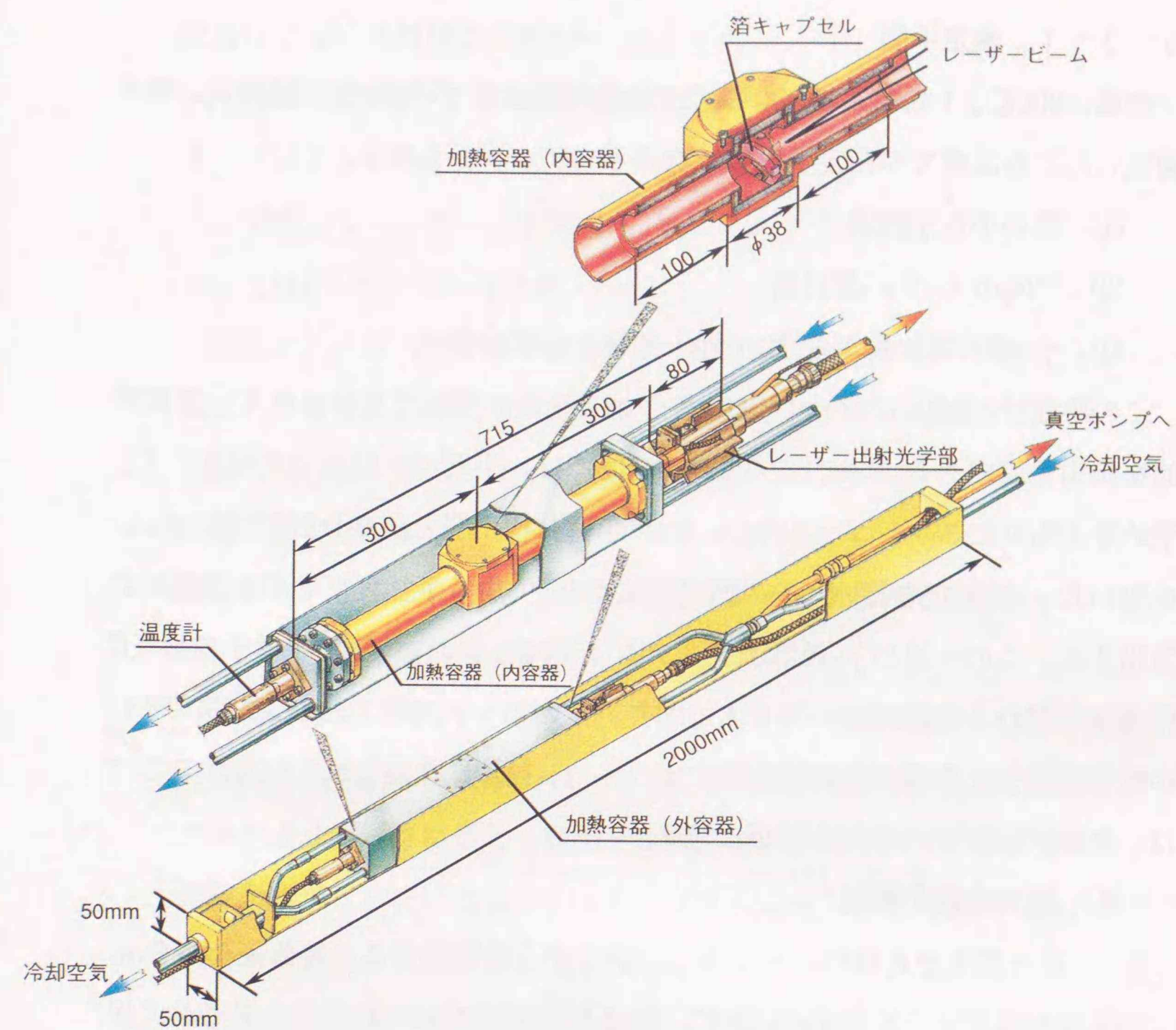


図 6-7 箔加熱容器鳥瞰図

6-3 2,000℃までのドップラー効果測定

原型炉級MOX燃料高速炉模擬炉心 (FCA-XVII-1炉心) ^[8] の炉心中心において箔照射を行った。この炉心は、従来の800℃までの、および1,500℃までのドップラーワース (サンプル温度の温度上昇によるドップラーサンプルの反応度値変化) 測定が実施された炉心である ^[9-10]。

6-3-1 測定手順

室温、800℃、1,100℃、1,500℃、2,000℃の箔温度で ^{238}U 中性子捕獲反応率を測定した。各温度での測定手順は、次の3ステップから成る。

- ① 箔の中性子照射
- ② ^{239}Np からの γ -線計測
- ③ γ -線計測結果から ^{238}U 中性子捕獲反応率の算出

この手順は、FCAにおいて ^{238}U 中性子捕獲反応率測定で用いられている標準的な測定手順である。ステップ②および③では、小型コンピュータによって、予め与えられたスケジュールでGe (Li) 半導体検出器と波高分析器 (4,096ch) を用いた γ -線測定を行い、その測定結果から ^{238}U 中性子捕獲反応率を自動的に算出する。この一連の γ -線計測システムは、FCAにおいて ^{238}U 中性子捕獲反応率測定で用いる標準的なシステムであり、そのデータ処理方法および箔の ^{238}U 中性子捕獲反応率算出法等は参考文献 [1, 11-12] に詳述されている。ここでは、各ステップでの手順を簡単に記す。

① 箔の中性子照射

箔を箔加熱容器内にセットし、炉心中心に装荷する。装荷後、箔を所定の温度まで昇温する。次に、原子炉の出力を80Wにまで上昇させて保持し、3時間の箔照射を行う。

②+③ ^{239}Np からの γ -線計測 および 中性子捕獲反応率の算出

照射終了から約20時間後に、箔を炉心から取り出し、中性子捕獲反応によって生成された ^{239}Np からの γ -線を計測する。この箔取り出しまでの約20時間によって、中性子照射で生成された様々な短寿命放射性核種が崩壊し、箔内の ^{239}Np からの放射線強度が相対的に増加する。

1回の γ -線計測当たりの測定時間は、2,000℃に熱せられた箔については10,000秒、その他の箔については5,000秒とした。

照射終了から1週間、予めセットした計測スケジュール (上記ステップを1回として、15～20回測定) に沿って、 γ -線計測を行う。計測期間中、計測エレクトロニクスの安定性等を確認するために、標準放射

線源による γ -線計測を随時行う。

γ -線計測結果からの中性子捕獲反応率の算出までは、以下の3つのステップにより行う。

(a) 実験パラメーターの処理と γ -線スペクトルの測定

(b) γ -線スペクトルの分析

計測した γ -線スペクトル中の106、210、277keVの3つの ^{239}Np からの γ -線ピークはそれぞれガウス分布成分とバックグラウンド成分から成ると近似して、各 γ -線ピークを γ -線計測システムにあるコードGSFIT^[12]で非線形最小2乗法フィッティングする。さらに、フィッティングと併せて、ガウス分布成分のピーク面積とその誤差を計算する。

(c) 中性子捕獲反応率の計算

γ -線計測システム中の計算コードDECOR^[11]を用いて、(b)で求めた ^{239}Np からの3つの γ -線ピーク (106、210、277keV) のそれぞれのガウス分布成分ピーク面積と γ -線測定時刻、照射時間および箔重量等から、非線形最小2乗法によるフィッティングによって、照射直後の各 γ -線ピークのガウス分布成分のピーク面積を計算する。

原子炉出力の変動等の効果を除くために、中性子束モニターとして UO_2 箔を実験装置の隣のセルに置き、ドップラー箔と同じ条件で中性子照射および計測を行い、その中性子捕獲反応率で規格化した。

6-3-2 箔内での γ -線自己吸収効果

ドップラー効果 $D(T)$ を求めるときに2つの UO_2 箔を用いる場合、その箔の寸法・重量が若干異なるので、箔内での γ -線自己吸収効果も若干異なると考えられる。したがって、2つの異なる箔の中性子捕獲反応率の比較からドップラー効果を求める場合、個々の箔での γ -線自己吸収効果を考慮する必要がある。ここでは以下の式にもとづいて、 γ -線自己吸収効果を考慮した。

$$f = \frac{1 - \exp(-\mu_m t)}{\mu_m t} \quad (6-2)$$

$$\text{ここで、} \mu_m = \rho_m \sum_i w_i \mu_i / \rho_i \quad (6-3)$$

(6-2) 式中の UO_2 に対する線吸収係数 μ_m (cm^{-1})は、混合物に対する計算式 (6-3) 式から求めた。なお、 μ_m の誤差は $\pm 2\%$ と仮定して、ドップラー効果測定の誤差評価に用いた。

次に、箔内での ^{239}Np の分布について考える。箔内の ^{239}Np 分布は ^{238}U 捕獲反応率分布に等しく、その分布は箔の中心部では外側領域に比べて小さな値となる。さらに、 ^{238}U 自己遮蔽効果は箔温度に依存することから、高温の箔での ^{239}Np 空間分布と室温の箔での ^{239}Np 空間分布は、必ずしも一致しない。したがって、箔内の ^{239}Np 空間分布による γ 線計数への影響は、両者の間で異なる。

Whitesel と Sher は、様々な厚さのU金属箔に対して、高温と室温の場合の箔内での ^{239}Np 空間分布による γ 線計数への影響について研究を行った^[13]。その結果、S/M が $1.2 \text{ cm}^2/\text{g}$ より大きい場合、この影響は無視できると報告している。

本実験で使用した UO_2 箔のS/Mは約 $2.0 \text{ cm}^2/\text{g}$ であり、 UO_2 箔の線吸収係数はU金属箔の場合より小さいことから、この箔内での ^{239}Np 空間分布による γ 線計数への影響は無視できる。

6-3-3 測定結果

原型炉級MOX燃料高速炉模擬炉心 (FCA-XVII-1炉心) の炉心中心での $2,000^\circ\text{C}$ までのドップラー効果測定結果を表6-1に示す。 γ 線ピーク毎にモニター箔での当該 γ 線ピーク値に規格化した捕獲反応率を求め、 20°C での測定結果との比から、各温度での γ 線ピーク毎のドップラー比 ($R(T)$) を求めた。さらに、3つの γ 線ピークのドップラー比について、測定誤差を重みにして平均を求め、各温度でのドップラー比とした。

表6-1 箔加熱・反応率測定法による測定結果

箔温度	γ 線エネルギー (keV)	捕獲反応率 (%)	ドップラー比 ($R(T)$)	
			γ 線ピーク毎	平均値
① 20°C	106	1.1101 ± 0.90		
	210	1.1017 ± 0.86		
	277	1.0967 ± 0.71		
② 20°C	106	1.1125 ± 0.89		
	210	1.0965 ± 0.87		
	277	1.0995 ± 0.49		
③ 20°C	106	1.0866 ± 0.95		
	210	1.0736 ± 1.18		
	277	1.0848 ± 0.52		
④ 800°C	106	1.1599 ± 0.91	1.0449 ± 1.28	1.0435 ± 0.0067
	210	1.1409 ± 1.03	1.0356 ± 1.34	
	277	1.1476 ± 0.53	1.0464 ± 0.89	
⑤ $1,100^\circ\text{C}$	106	1.1632 ± 0.90	1.0478 ± 1.27	1.0511 ± 0.0066
	210	1.1600 ± 0.93	1.0529 ± 1.27	
	277	1.1536 ± 0.51	1.0519 ± 0.87	
⑥ $1,500^\circ\text{C}$	106	1.1688 ± 0.91	1.0529 ± 1.28	1.0536 ± 0.0066
	210	1.1573 ± 0.92	1.0505 ± 1.26	
	277	1.1575 ± 0.50	1.0554 ± 0.87	
⑦ $2,000^\circ\text{C}$	106	1.1583 ± 0.89	1.0660 ± 0.41	1.0659 ± 0.0031
	210	1.1474 ± 0.82	1.0687 ± 1.11	
	277	1.1556 ± 0.47	1.0653 ± 0.46	

①：④～⑥の $R(T)$ 導出に利用

②：①との再現性確認

③：⑦の $R(T)$ 導出に利用 (⑦と同一の箔による測定)

各ピークに対する測定誤差 (相対誤差) は、 $0.5\% \sim 1.2\%$ である。室温での捕獲反応率測定結果を比較 (表中の①と②の比較) すると、両者は誤差の範囲内で一致しており、良好な再現性が確認できた。この誤差結果から、ドップラー比 (平均値) に対する実験誤差 (相対誤差) は $0.3 \sim 0.7\%$ であった。ただし、 $2,000^\circ\text{C}$ の測定では、室温と $2,000^\circ\text{C}$ で同一の箔を使用したので、 γ 線自己吸収

効果を考慮する必要がなく、また、 γ 線計測時間を10,000秒と他の箔より長い計測時間であることから、小さな誤差となっている。

ドップラー比は箔温度が高くなるにつれて増加し、箔温度が2,000℃の場合、1.066であった。

6-4 実験と計算の比較^[6]

6-4-1 計算手法

ドップラー効果測定が行われた炉心中心では、基本モードスペクトルが成立していると仮定できる。そこで、衝突確率法に基づくセル計算コードによって、箔内の ^{238}U の実効的な中性子捕獲反応率を計算した。図6-8に、箔加熱・反応率測定法によるドップラー効果を解析するための計算の流れを示す。

この解析においても、 ^{238}U の共鳴遮蔽効果の厳密な取り扱いが、前章までのドップラーワース解析と同様に必要である。従って、共鳴エネルギー範囲(<150keV)では、超詳細群構造で衝突確率を計算するPEACO-X^[14-15]を用いた。

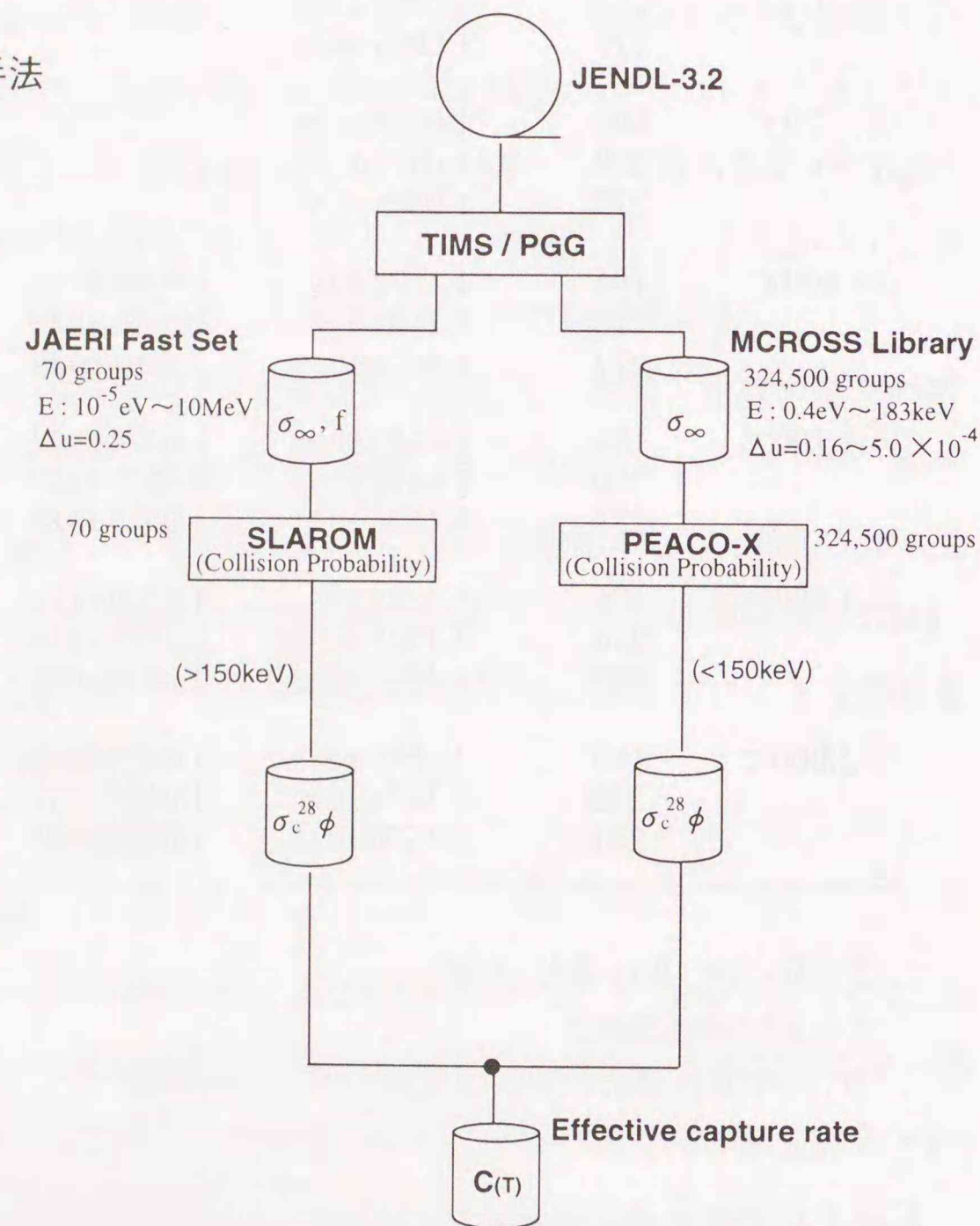


図6-8 箔加熱・反応率測定法によるドップラー効果実験解析の計算の流れ

一方、共鳴エネルギーより高いエネルギー範囲(>150keV)では、従来のセル計算コードSLAROM^[16]を用いた。一連の計算には、評価済み核データライブラリーJENDL-3.2^[17]を処理した群定数を使用した。

6-4-2 セルモデルの検討^[18]

セル計算コードPEACO-XおよびSLAROMは、1次元セルモデルで計算を行う。このため、実験解析においては、ディスク形状の箔を含む複雑な箔加熱容器およびFCAの板状燃料セルを1次元にモデル化する必要がある。ここでは、箔加熱容器内の箔を取り囲む状況を考慮して、1次元球モデルを採用する。ディスク形状の箔を球モデル化する際に、箔の径や密度を適切に定めないと、 ^{238}U の自己遮蔽効果がディスク形状の場合と異なることになる。そこで、実験解析として適切な1次元球モデル計算体系を得ることを目的として、ディスク形状箔を球モデル化する場合の最適モデルについて検討した。この検討には、詳細な形状模擬が可能であり、共鳴反応を厳密に取り扱うことができる連続エネルギーモンテカルロ計算コード(MVP)^[19]を用いた。

高速炉解析用多群セル計算コードの多くでは、(6-4)式に示すWignerの有理式近似によって背景断面積(以下、 σ_0^{238} とする)を導入し、物質の密度・形状に応じた自己遮蔽効果を考慮する。

$$\sigma_0^{238} = \sum_{n \neq 238} \frac{N^n \cdot \sigma_t^n}{N^{238}} + \frac{1}{\ell \cdot N^{238}} \quad (6-4)$$

ここで、 n ：核種 ($n=16$ for ^{16}O , $n=235$ for ^{235}U , $n=238$ for ^{238}U)

N^n ：核種 n の原子数密度 ($\times 10^{22} \text{ #/cm}^3$)

σ_t^n ：核種 n の微視的全断面積 (barn)

$\ell = 4V/S$ ：平均弦長 (cm)

V ：ピン(箔)の体積 (cm^3)

S ：ピン(箔)の表面積 (cm^2)

ディスク形状の箔の場合、直径に比べて厚さ t が非常に小さいので平均弦長

は、 $\ell = 2t$ と近似できる。測定に使用した箔の ^{16}O と ^{235}U の微視的全断面積（ $\sigma_t^{16} = 3.7 \text{ barn}$ 、 $\sigma_t^{235} = 9.2 \text{ barn}$ ：FCA-XVII-1炉心の中性子スペクトルを重み関数として1群に縮約した値）、箔の形状（ $1.27 \text{ cm} \times 0.05 \text{ cm}$ ）および原子数密度（ $N^{238} = 2.2885 \times 10^{22} \text{ \#/cm}^3$ ）を(6-4)式に代入すると、箔の σ_0^{238} は約444 (barn)である。このディスク形状の箔の σ_0^{238} を参考に、以下に示す σ_0^{238} が系統的に異なる4つの球セルモデルを考えた。

- Sphere 1 : $\sigma_0^{238} = 111 \text{ (barn)}$ (ディスク形状の箔の σ_0^{238} の1/4)
- Sphere 2 : $\sigma_0^{238} = 444 \text{ (barn)}$ (ディスク形状の箔の σ_0^{238} に等しい)
- Sphere 3 : $\sigma_0^{238} = 881 \text{ (barn)}$ (ディスク形状の箔の σ_0^{238} の2倍)
- Sphere 4 : $\sigma_0^{238} = 1,857 \text{ (barn)}$ (ディスク形状の箔の σ_0^{238} の4倍)

図6-9に球セルモデルを示す。このモデルは、中心から順に箔、タングステン製箔カバー、加熱容器領域、炉心領域の4領域から成る。ここで、球セルモデルでの箔の半径は、以下に示すモンテカルロ計算における条件を考慮して、ディスク形状の箔の半径に等しい0.635cmに固定した。

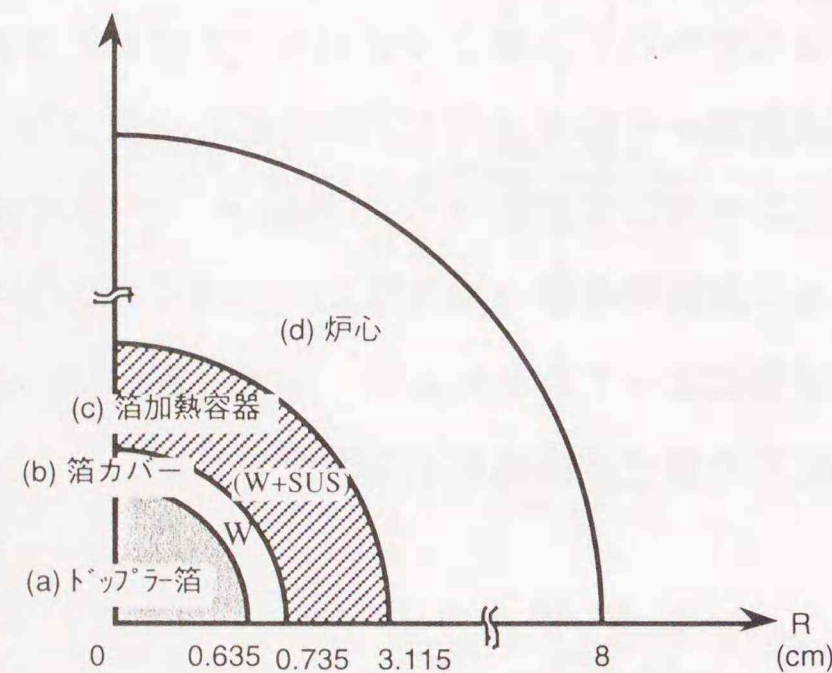


図6-9 セルモデル検討時の球モデル

- ① 計算誤差および計算時間の観点からある程度の大きさを持つこと。
- ② 炉心領域で形成されているスペクトルを変化させないために、箔領域中で中性子はたかだか数回までの散乱しか受けないこと。

したがって、原子数密度 N^{238} を変えることによって、球セルモデルの σ_0^{238} を調整した。また、箔領域での粒子数を増やすために、炉心外半径を8cmとした。計算時の境界条件を等方反射条件としたので、このセルモデルは約16cm間隔に

箔が配置されるような体系に相当する。

各球セルモデルに対して、箔温度が300Kと1,800Kのそれぞれの温度における捕獲反応率 $C(T)$ の統計誤差が、0.5%以下になるまで計算を行った。その結果、ヒストリー数は300万~700万ヒストリーであった。

図6-10に、計算結果として σ_0^{238} とドップラー効果の関係を示す。図より、 σ_0^{238} が大きくなるにつれてドップラー効果は小さくなり、 σ_0^{238} が約1,000barn以上ではドップラー効果の σ_0^{238} 依存性がほとんど見られないことが分かる。これは、

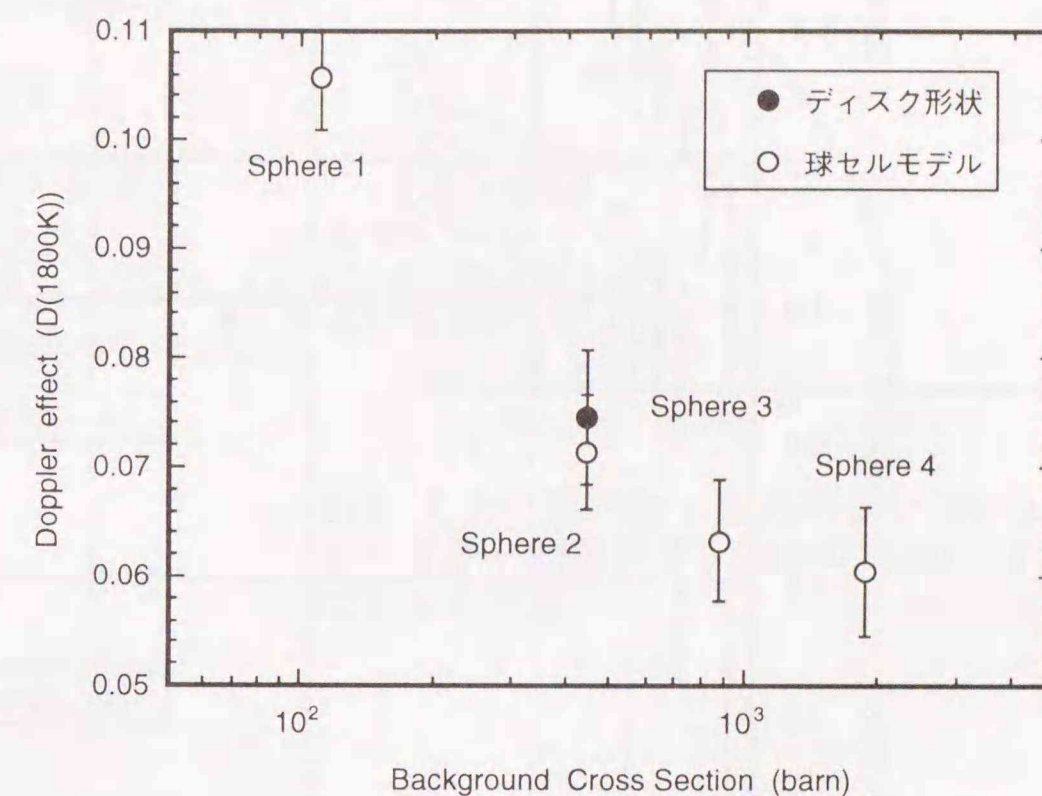


図6-10 背景断面積とドップラー効果の関係

σ_0^{238} が大きくなる（すなわち、無限希釈断面積へ近づく）と、自己遮蔽効果が小さくなるためである。各温度での捕獲反応率の計算誤差は小さい（約0.4%）が、温度上昇による捕獲反応率の増加が約7%と小さいために、各モデルでのドップラー効果 $D(T=1,800\text{K})$ の計算誤差は7%~10%と大きい。

箔温度300Kでの捕獲反応率 $C(T=300\text{K})$ で規格化した箔温度1,800Kにおける捕獲反応率（以下、規格化反応率と呼ぶ）のエネルギー分布は、ドップラー効果のエネルギー分布と見なすことができる。規格化反応率のディスク形状の場合に対する各球モデルの比を図6-11に示す。この図より、ディスク形状の σ_0^{238} と等しいSphere 2では、ほぼ全エネルギー範囲においてディスク形状の結果と計算誤差の範囲内で一致することが分かる。

この結果から、ドップラー効果解析には、箔の σ_0^{238} と等しい σ_0^{238} の1次元球セルモデルを用いるのが最適であると結論づけることができる。

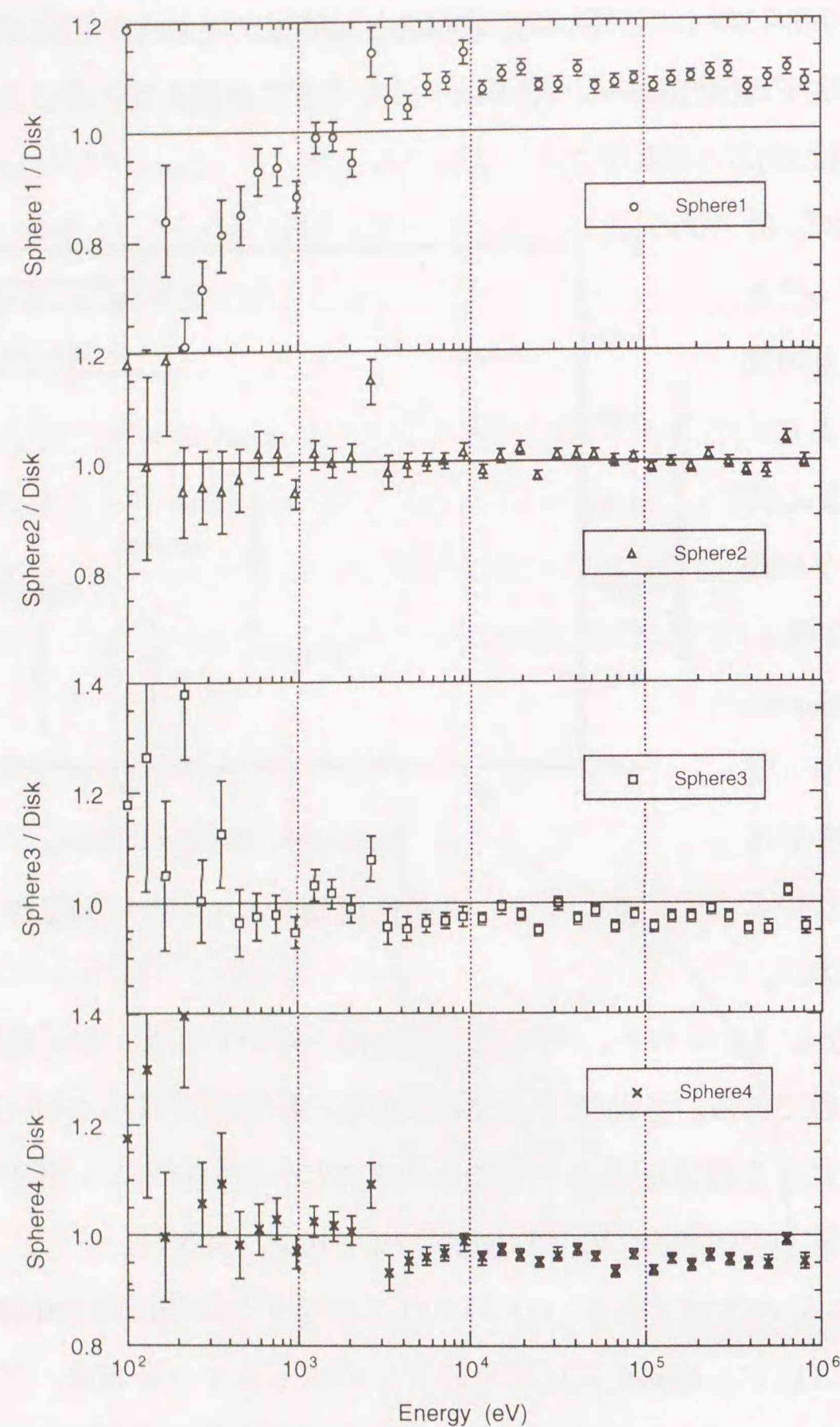


図 6-1 1 規格化反応率のディスク形状の場合に対する各球モデルの比

解析に使用した 1 次元球セルモデルを図 6-1 2 に示す。セルは次の 4 つの領域から成る。

- (a) ドップラー箔
- (b) タングステン製箔カバー
- (c) 箔加熱容器 (均質)
- (d) 炉心領域 (均質化)

ここでは、タングステン製箔カバーが箔温度と等しくなることから、箔加熱容器を 2 つの領域に分けた。個々の領域の原子数密度は表 6-

3 に示す。

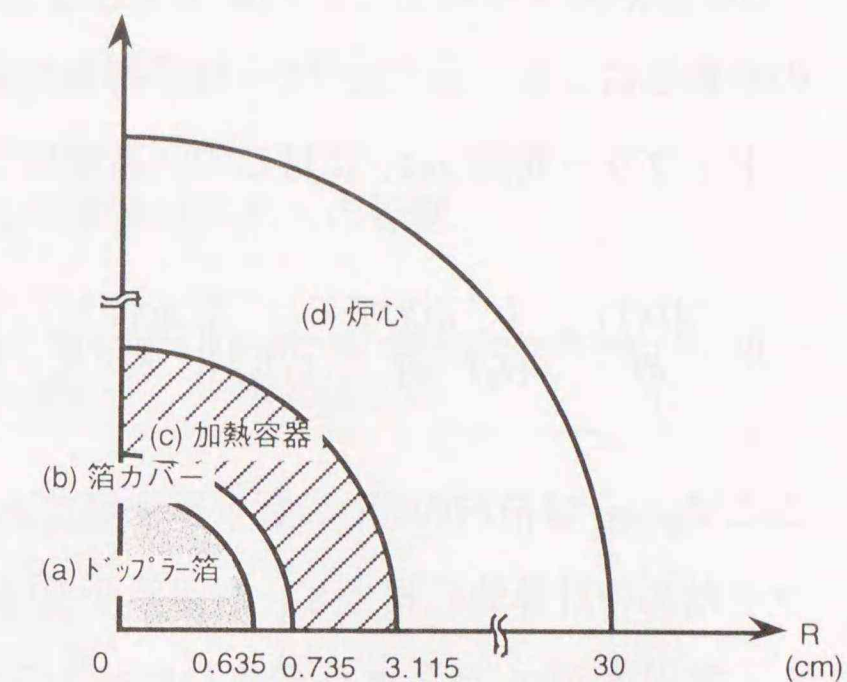


図 6-1 2 箔加熱・反応率変化法によるドップラー効果測定のための 1 次元球セルモデル

表 6-3 ドップラー効果測定解析に使用した原子数密度
単位: $(\times 10^{22} \text{ #/cm}^3)$

核 種	(a) ドップラー箔	(b) 箔カバー	(c) 箔加熱容器領域	(d) 炉心
^{235}U	0.006			0.001
^{238}U	0.270			0.687
^{239}Pu				0.105
^{240}Pu				0.009
^{241}Pu				0.0003
^{241}Am				0.0005
O	0.535			1.704
Na				0.766
Al			0.019	0.232
Cr			0.861	0.335
Mn			0.045	0.018
Fe			3.175	1.217
Ni			0.355	0.153
W		4.227	0.004	

6-4-3 箔の熱膨張による中性子捕獲反応率への影響評価

UO₂箔が熱せられると、熱膨張を起こして箔の表面積と体積が変化する。この熱膨張による、箔内の²³⁸U中性子捕獲反応率への影響について考える。

ドップラー効果 $D(T)$ に対して、温度について微分する。

$$\frac{dD(T)}{dT} = \frac{1}{C(T_0)} \frac{dC(T)}{dT} = \frac{1}{C(T_0)} \left\{ \left(\frac{\partial C(T)}{\partial T} \right)_{\sigma_b} + \left(\frac{\partial C(T)}{\partial \sigma_b} \right)_T \left(\frac{d\sigma_b}{dT} \right) \right\} \quad (6-5)$$

ここで、 σ_b は箔内の²³⁸Uの背景断面積である。(6-5)式の右辺第1項はドップラー効果の計算値に相当し、右辺第2項は熱膨張効果に相当する。(6-5)式から、箔温度が T_0 から T へ変化したときの反応率の増加分は、

$$D(T) = D(T)_{\sigma_b} + \frac{1}{C(T_0)} \int_{T_0}^T \left(\frac{\partial C(T)}{\partial \sigma_b} \right)_T \left(\frac{d\sigma_b}{dT} \right) dT \quad (6-6)$$

となる。箔の²³⁸U背景断面積は、(6-4)式から

$$\begin{aligned} \sigma_b(T) &\approx \frac{S(T)}{4N^{238}(T)V(T)} \\ &= \frac{S(T)}{4W^{238}N_A/M^{238}} = \sigma_b(T_0) \{1 + 2\alpha(T - T_0)\} \\ &\approx 444 \text{ (barn)} \end{aligned} \quad (6-7)$$

である。ただし、 W^{238} は箔重量、 N_A はアボガドロ数、 M^{238} は²³⁸Uの原子量であり、 α は箔の線膨張係数($= 1.0 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$)である。この結果から、

$$\left(\frac{d\sigma_b}{dT} \right) = 2\alpha\sigma_b(T_0) \quad (6-7)$$

となる。また、 $\sigma_b(T)$ が444(barn)近傍での捕獲反応率計算から、(6-6)式の第2項中の偏微分 $\left(\frac{\partial C(T)}{\partial \sigma_b} \right)_T$ の大きさは $2.5 \times 10^{-7} (\text{sec}^{-1} \text{ barn}^{-1})$ である。以上から、(6-6)式で表された $D(T)$ の各測定温度でのドップラー効果(第1項)と熱膨張効果(第2項)の大きさの比較を表6-4にまとめる。ドップラー効果による

捕獲反応率の増加と、熱膨張による捕獲反応率の増加を比較すると、熱膨張効果はドップラー効果の1.8~2.8%程度である。

表6-4 箔の熱膨張による中性子捕獲反応率への影響

温度	捕獲反応率 (計算値)	(6-6)式第1項 (ドップラー効果)	(6-6)式第2項 (熱膨張効果)	第2項/第1項
300K	2.463×10^{-3}			
1100K	2.561×10^{-3}	3.98×10^{-2}	7.2×10^{-4}	1.8%
1400K	2.580×10^{-3}	4.75×10^{-2}	9.9×10^{-4}	2.1%
1800K	2.600×10^{-3}	5.56×10^{-2}	1.4×10^{-3}	2.5%
2300K	2.620×10^{-3}	6.37×10^{-2}	1.8×10^{-3}	2.8%

6-4-4 タングステンによるドップラー効果への干渉効果

実験装置の構造物材の中で、高温部分にはタングステン(以下、Wと記す)を使用した。1,500℃までのドップラーワース測定の実験において考慮したのと同様に、²³⁸UとWとの間の共鳴干渉効果を評価する必要がある。この効果を評価するために、以下の3つのケースについて、ドップラー比を計算した。

ケース1：実験装置の構造物材中にWが無い場合

ケース2：実験装置の構造物材中に300KのWがある場合

ケース3：実験装置の構造物材中に2,300KのWがある場合

各ケースでの箔温度300Kと2,300Kの捕獲反応率のエネルギー分布を図6-13に示す(ただし、ケース3は箔温度2,300Kのみ)。ケース1の結果から、箔温度が300Kから2,300Kへ上昇すると、ドップラー効果により142keV以下のエネルギー範囲の捕獲反応率が増加する。この増加割合は、エネルギーが低くなるにつれて大きくなり、2keV以下の範囲では26%増加する。

ケース1とケース2の比較から、実験装置の構造物材中にWによる捕獲反応率への影響を知ることができる。図より、Wの存在によって、²³⁸Uの中性子捕獲反応率は箔温度300Kで4.0%、箔温度2,300Kで4.4%で減少する。エネルギー範

毎毎にみると、各エネルギー範囲での捕獲反応率が3～5%減少する。この原因は、2keV以上のエネルギー範囲でのWの核反応では弾性散乱反応が96%以上占めることから、Wが中性子を散乱し、炉心領域から箔領域へ入射する中性子が減少するためである。また、2keV以下のエネルギー範囲では、Wの共鳴吸収反応の占める割合（7～13%）が増加することから、この散乱による効果に加えて、Wでの中性子吸収によって炉心領域から箔領域へ入射する中性子が減少する。

ケース2とケース3の比較から、Wの温度が300Kから2,300Kへ上昇した場合の、捕獲反応率への影響について考える。この時、箔温度2,300Kでの²³⁸Uの中性子捕獲反応率は0.04%増加する。これは、Wのドップラー効果が、2keV～9keVのエネルギー範囲での中性子捕獲反応率に影響するからである。

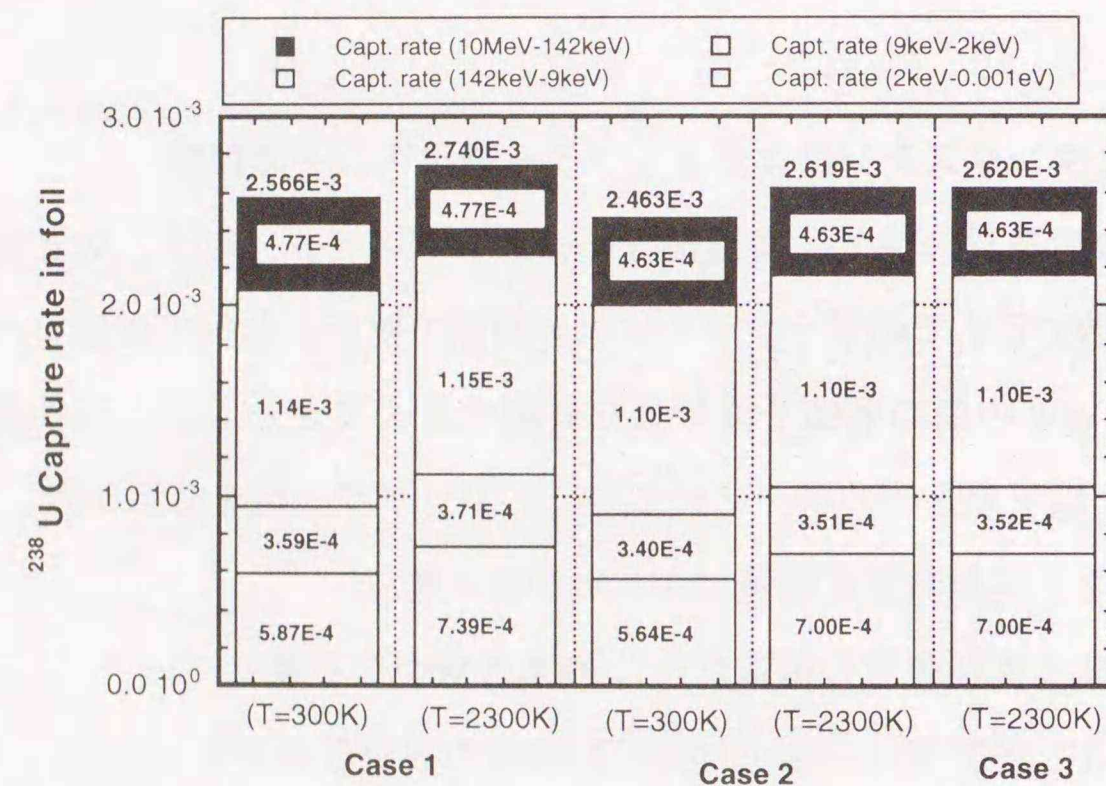


図6-13 各ケースの中性子捕獲反応率のエネルギー分布

ケース1：実験装置の構造材中にWが無

ケース2：実験装置の構造材中に300KのWが在

ケース3：実験装置の構造材中に2,300KのWが在

以上の結果から、W干渉効果によるドップラー効果への影響を、表6-5にまとめる。ケース1とケース2の結果から、Wの散乱と吸収はドップラー比を7.3%減少し、Wのドップラー効果はドップラー比を0.8%増加する。その結果、Wによる総合的な干渉効果はドップラー比を6.8%減少する。

表6-5 タングステンによるドップラー効果への干渉効果のまとめ

項目	ドップラー効果 (計算値)	効果の程度
① 実験装置にWがない場合	0.06792	
② 実験装置にWがある場合		
②-a W (temp.=300K)	0.06296	-7.3% ¹⁾
②-b W (temp.=2300K)	0.06346	+0.8% ²⁾

1) Wの散乱と吸収による効果 (②-a/①)

2) Wのドップラー効果による効果 (②-b/②-a)

6-4-5 実験値と計算値の比較

実験と計算の比較を、ドップラーワースのC/E値とともに、表6-6に示す。実験値では、6-3で求めた各測定温度でのドップラー効果に対して、6-4-3で検討した熱膨張効果を考慮した。一方、計算では、6-4-4で述べた共鳴干渉効果を考慮した。

表より、ドップラー効果の計算結果は実験結果と実験誤差の範囲内でよく一致し、800℃～2,000℃の間でC/Eの温度依存性は認められない。箔温度1,500℃および箔温度2,000℃でのC/E値は、それぞれ1.06と0.99である。

表6-6 箔加熱・反応率変化測定法によるドップラー効果の実験値と計算値

温度変化	実験値 (E) 測定結果	実験値 (E) 熱膨張を考慮	計算値 (C)	C/E
20℃ - 800℃	0.044±0.007	0.043±0.007	0.0394	0.922
20℃ - 1100℃	0.051±0.007	0.050±0.007	0.0473	0.945
20℃ - 1500℃	0.054±0.007	0.052±0.007	0.0556	1.063
20℃ - 2000℃	0.066±0.003	0.064±0.004	0.0635	0.991

より高温領域でのドップラー効果の計算精度を評価するために、箔加熱・反応率測定法に基づく実験装置を開発した。箔の加熱には、Nd-YAGレーザーを利用した。レーザー出力が520Wで、箔温度が2,000℃に達する。この装置を用いて、原型炉級MOX燃料高速炉模擬炉心（FCA XVII-1 炉心）において、2,000℃までの ^{238}U ドップラー効果を測定した。測定の結果、室温から2,000℃へ上昇すると、 ^{238}U 捕獲反応率は約6%増加する。この装置によって、 ^{238}U ドップラー効果の測定温度範囲が2,000℃まで拡大し、ドップラー効果測定としては、世界最高温度を達成することができた。

実験解析では、 UO_2 箔の実効的な中性子捕獲反応率を、評価済み核データライブラリーJENDL-3.2を用いて計算した。計算では、炉内の測定位置では中性子束は基本モードスペクトルが成立していると仮定した。箔の厳密な実効捕獲反応率を得るために、共鳴エネルギー範囲（ $<150\text{keV}$ ）には超詳細群構造で衝突確率計算を行うセルコードPEACO-Xを用い、他のエネルギー範囲には従来のセルコードSLAROMを用いて計算した。解析に使用するセルモデルについて、モンテカルロ計算によって検討した。その結果、箔の σ_0^{238} と等しい σ_0^{238} の1次元球セルモデルが最適であることが分かった。

このセルモデルを用いた計算によって、箔の熱膨張効果とタングステンの干渉によるドップラー効果への影響を調べた。計算結果から、熱膨張効果によってドップラー効果は2~3%減少することが分かった。一方、タングステンの干渉によるドップラー効果への影響では、タングステンの散乱と吸収によるドップラー効果への影響はドップラー比を7%小さくし、タングステンのドップラー効果による影響は0.8%と小さいことが分かった。

測定値と計算値を比較すると、両者は実験誤差の範囲内で一致した。一連の結果から、2,000℃までの ^{238}U ドップラー効果の計算精度を評価することができ、C/E値の温度依存性は認められなかった。

- [1] M. Obu, *et al.* : *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **26**, (1989) 993-1001.
- [2] B. L. Palowitch, F. S. Jr. Frantz : *Nucl. Sci. and Eng.*, **15**, (1963) 146-157.
- [3] G. R. Jr. Pflasterer, R. Sher : *ibid.*, **30**, (1967) 374-394.
- [4] W. G. Davey, P. I. Amundson : *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **9**, (1966) 226-227.
- [5] L. I. Tirén, I. Gustafsson : "Activation Doppler Measurements on U238 and U235 in Some Fast Reactor Spectra," *AE-314*, (1968).
- [6] S. Okajima, H. Oigawa, M. Andoh, T. Mukaiyama : "High Temperature Doppler Effect for ^{238}U at FCA (II) Reaction Rate Measurement up to 2000°C with a Foil Heated by Laser Exposure," *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **34**, (1997) 13-120.
- [7] "ANSYS," User's Manual, Swanson Analysis Systems, INC., June 1, 1985.
- [8] S. Iijima, *et al.* : (Private communication) (1994).
- [9] S. Okajima : "Analysis of Doppler Effect Measurement in FCA Cores Using JENDL-3.2 Library," *Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactors PHYSOR 96*, (Mito, 1996) E-247 - E-254.
- [10] S. Okajima, H. Oigawa, T. Mukaiyama, M. Andoh : "High Temperature Doppler Effect for ^{238}U at FCA (I) Reactivity Worth Measurement with a Small Heated Sample up to 1500°C," *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **33**, (1996) 202.
- [11] 小坪龍男、大部誠 : 「箔実験におけるデータ処理システムコード」、*JAERI-M 84-147* (1984).
- [12] 小坪龍男 : 「小型計算機による γ 線スペクトル解析コードGSFIT」、*JAERI-M 84-104* (1984).
- [13] R. N. Whitesel, R. Sher : *Nucl. Sci. and Eng.*, **45**, (1971) 14-24.
- [14] 岡嶋成晃、大井川宏之、向山武彦 : 「FCAにおける高温ドップラー効果測定 (3) — 超微細群によるセル計算コード (PEACO-X) の開発 —」、*JAERI-M 92-185* (1992)
- [15] S. Okajima, H. Oigawa, T. Mukaiyama : "Resonance Interaction Effect between

Hot Sample and Cold Core in Analysis of Doppler Effect Measurement," *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **31**, (1994) 1097-1104.

[16] M. Nakagawa, K. Tsuchihashi : "SLAROM: A Code for Cell Homogenization Calculation of Fast Reactor," *JAERI-I294* (1984).

[17] T. Nakagawa, *et al.*: *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **32**, (1995) 1259-1271.

[18] 安藤真樹、岡嶋成晃：「FCAにおける高温ドップラー効果測定（４）－モンテカルロ計算コードMVPによる箔加熱・反応率測定法の解析モデルの検討－」 *JAERI-Research 97-014* (1997)

[19] T. Mori, *et al.* : *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **29**, (1992) 325-336.

第7章 燃料融点までのドップラー効果

サンプル加熱・反応度値測定法では1,500℃まで、箔加熱・反応率測定法では2,000℃までのドップラー効果測定が可能となった。しかし、第2章で見たようにMOX燃料高速炉の仮想事故（HCDA）の進展を考える時、過渡事象解析コードによる計算結果では、燃料最高温度は融点近傍（～2,600℃）まで上昇する。そのため安全解析の予測精度や炉心設計裕度の観点から、燃料溶融の可能性の有無を判断することは最大関心事のひとつであり、そのためには融点近傍までの精度の良いドップラー係数を必要とする。そこで、2,000℃以上の温度範囲でのドップラー効果の予測精度の評価を目的として、これまでの実験データから2,000℃以上の高温域のドップラーワース（サンプル温度の温度上昇によるドップラーサンプルの反応度値変化）を予測し、予測値と計算結果の比較からドップラー効果の予測精度について検討を行った。

7-1 ドップラー係数の温度依存性

2,000℃以上の高温領域のドップラー効果の予測は、測定データから温度に関する外挿によって行わなければならない。そこで、外挿に必要なドップラー効果の温度依存性について検討する。

ドップラー効果測定では、一次摂動が成立すると仮定した。すなわち、温度上昇前後の中性子束および随伴中性子束は摂動を受けず、測定したドップラー効果は、サンプルまたは箔の実効断面積の温度変化に因るものである。従って、ドップラー効果の温度依存性とは、実効断面積の温度依存性を調べることである。ドップラー効果は共鳴断面積の温度拡がりによって起こることから、共鳴積分（ I ）の温度依存性を考えれば良い。すなわち、以下の関係が成立する。

$$\frac{d\rho(T)}{dT} \propto \frac{dI}{dT} \quad (7-1)$$

高速炉のドップラー効果の主たるエネルギー範囲は、第3章で見たように、100eV～100keVのエネルギー範囲である。このようなエネルギー範囲では、共鳴積分にNR近似が適用^[1]でき次式により計算する。

$$I^{NR} = \int_{E_0} dE \Sigma_a^A(E) \phi_{NR}(E) = \int_{E_0} \frac{dE}{E} \Sigma_a^A(E) \left[\frac{\Sigma_s^M + \Sigma_p^A}{\Sigma_t(E)} \right] \quad (7-2)$$

$$\text{ただし、} \phi_{NR}(E) = \frac{(\Sigma_s^M + \Sigma_p^A)}{\Sigma_t(E)E} \quad (7-3)$$

Σ_p^A : 吸収体のポテンシャル散乱断面積

Σ_s^M : 減速材の散乱断面積

(7-2) 式中の断面積にドップラー拡がりを考慮したBreight-Wignerの式を適用して代入すると、共鳴積分は、

$$I^{NR} = \frac{(\Sigma_s^M + \Sigma_p^A) \Gamma_\gamma}{N_A E_0} J(\zeta, \beta) \quad (7-4)$$

$$\text{ただし、} J(\zeta, \beta) \equiv \int_0^\infty dx \frac{\psi(\zeta, x)}{\beta + \psi(\zeta, x)} \quad (7-5)$$

$$\beta = \frac{\Sigma_s^M + \Sigma_p^A}{\Sigma_0^A} \quad (7-6)$$

E_0 : 共鳴エネルギー

Σ_p^A : 吸収体（共鳴物質）のポテンシャル散乱断面積

Σ_s^M : 減速材の散乱断面積

Σ_0^A : エネルギー E_0 での吸収体（共鳴物質）の全断面積

と表せる。ここで、(7-5) 式で定義される $J(\zeta, \beta)$ 関数を記述する $\psi(\zeta, x)$ は、

$$\psi(\zeta, x) \equiv \frac{\zeta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dy \frac{\exp\left[-\frac{1}{4}(x-y)^2 \zeta^2\right]}{1+y^2} \quad (7-7)$$

$$\text{ここで、} x \equiv 2(E - E_0)/\Gamma \quad (7-8)$$

$$y \equiv 2(E_c - E_0)/\Gamma \quad (7-9)$$

$$\zeta \equiv \Gamma/\Gamma_D \quad (7-10)$$

$$\Gamma_D \equiv \left(\frac{4E_0 kT}{A} \right)^{1/2} : \text{ドップラー幅} \quad (7-11)$$

E_c : 換算質量

と定義される関数であり、単一共鳴のプロファイルをガウス分布と見なし、そのプロファイル全般のエネルギー範囲にわたる積分結果である。ここで、 $\psi(\zeta, x)$ 関数中のパラメータ ζ は、(7-10) および (7-11) 式から明らかなように、温度を表すパラメータである。 $\psi(\zeta, x)$ 関数の温度に関する傾向は、 $T=0K$ で最大値1をとり、温度が高くなるにつれて1より小さくなる。一方、 $J(\zeta, \beta)$ 関数中のもう一つのパラメータ β は、(7-6) 式で示されるように背景断面積と共鳴ピーク断面積の比であることから、共鳴吸収物質の希釈度を表すパラメータである。

ドップラー係数は共鳴積分の温度依存性であることから、 $J(\zeta, \beta)$ 関数の温度依存性を調べることに帰着する。

$$\frac{d\rho(T)}{dT} \propto \frac{dI^{NR}}{dT} \propto \frac{dJ(\zeta, \beta)}{dT} \quad (7-12)$$

Reichelは、この $J(\zeta, \beta)$ 関数の温度依存性について調べた^[2]。その結果、

$$J(\zeta, \beta) \propto T^n \quad (7-13)$$

と表すことができ、

- ① 指数 n は、低エネルギー領域では1、高エネルギー領域では-1/2となり、低エネルギーから高エネルギーへ連続的に変化する。
- ② 温度が増加するにつれて、また、 Σ_p^A が増加するにつれて、指数 n の値は小さくなる。

ことを示した^[2-3]。この結論から、ドップラー係数 $d\rho(T)/dT$ に対して、

$$\frac{d\rho(T)}{dT} \propto T^{n-1} = T^{-\gamma} \quad (7-14)$$

の関係が成立し、指数 γ は $0 \sim 3/2$ の範囲の値をとる。

例えば、金属燃料高速炉のようにスペクトルが硬い炉心では、高エネルギー領域での共鳴が支配的であることから、ドップラー係数は $T^{-3/2}$ に比例する。一方、NR近似が成立するエネルギー範囲で、低エネルギー領域の共鳴が支配的であるような比較的スペクトルの軟らかい炉心のドップラー係数は温度依存性を示さない。

7-2 燃料融点までのドップラーワースの予測

前節の検討から、ドップラー効果の温度依存性を (7-15) 式で表す^[4]と、

$$\frac{d\rho(T)}{dT} = C \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\gamma} \quad (7-15)$$

試料温度が T_1 から T_2 に変化した場合のドップラーワース $\Delta\rho$ は、

$$\Delta\rho = \rho(T_2) - \rho(T_1) = \frac{C}{1-\gamma} \left\{ \left(\frac{T_2}{T_0} \right)^{1-\gamma} - \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{1-\gamma} \right\} \quad (7-16)$$

と表すことができ、任意温度でのドップラーワースを推定することができる。

燃料融点近傍までのドップラーワースを予測するために、原型炉級MOX燃料高速炉模擬炉心 (FCA XVII-1 炉心) で測定したドップラーワースを (7-16) 式に最小2乗法でフィッティングした。フィッティングには最小2乗法フィッティング計算コードSALS^[5]を用い、基準温度 T_0 として室温 (20℃) を採り、測定誤差の平方根の逆数を重みとして非線形最小2乗フィッティングを行って、(7-16) 式中のパラメータ C と γ を求めた。また、任意温度でのドップラーワースの推定誤差は、フィッティングによって得る共分散行列を用いて、誤差伝搬により評価した^[6-8]。

新たに開発した装置を用いて測定した1,500℃までのドップラーワースをフィッティングすると、(7-16) 式中のパラメータは、 $C = -3.94(\pm 0.53) \times 10^{-3}$

($\Delta k/k/g^{238}\text{U}$)、

$\gamma = 1.13 \pm 0.18$ であった。フィッティング結果を表7-1および図7-1に示す。また、従来の800℃までの測定結果についても、同様のフィッティングを行った (表7-1および図7-2参照)。

その結果、

$$C = -3.82(\pm 0.62) \times 10^{-3}$$

($\Delta k/k/g^{238}\text{U}$)、

$\gamma = 1.03 \pm 0.29$ であった。1,500℃までの測定データからのフィッティング結果と従来の800℃までの測定データからのフィッティング結果を比較すると、係数 C および指数部 γ は、共に誤差の範囲内で一致する。

しかし、この両パラメータ C および指数部 γ の誤差について比較すると、ドップラーワース測定の温度範囲が拡張されたことにより、1,500℃までの測定データを用いたフィッティングの方が従来の800℃までの測定データの場合より小

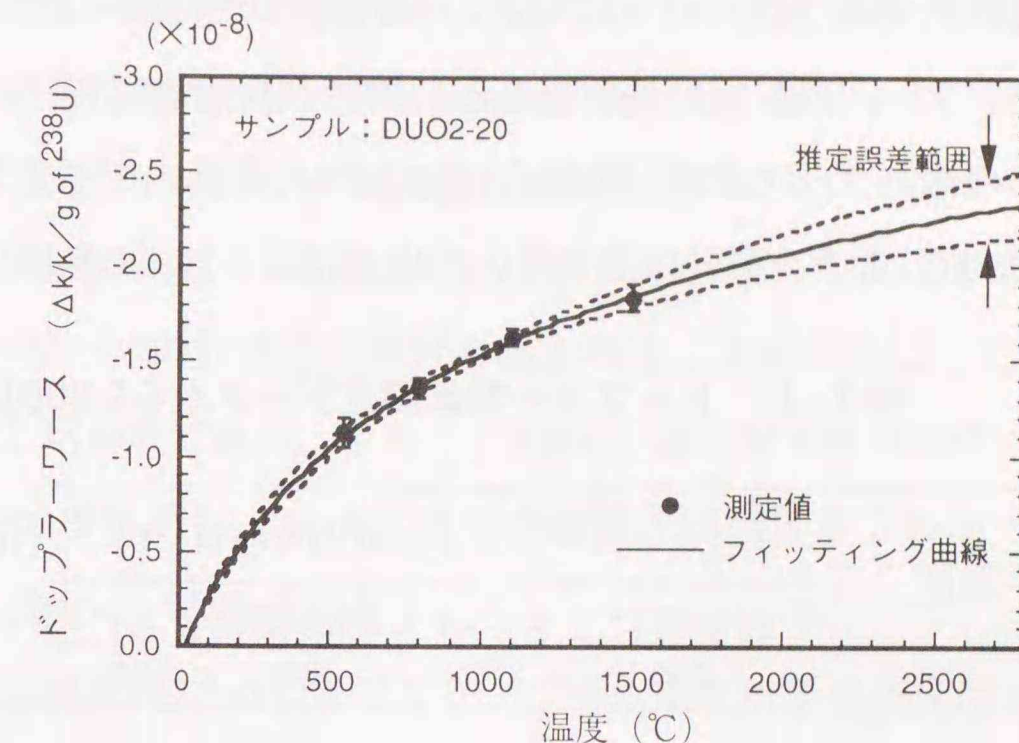


図7-1 1,500℃までの測定データによるMOX燃料融点 (2,800℃) までの外挿

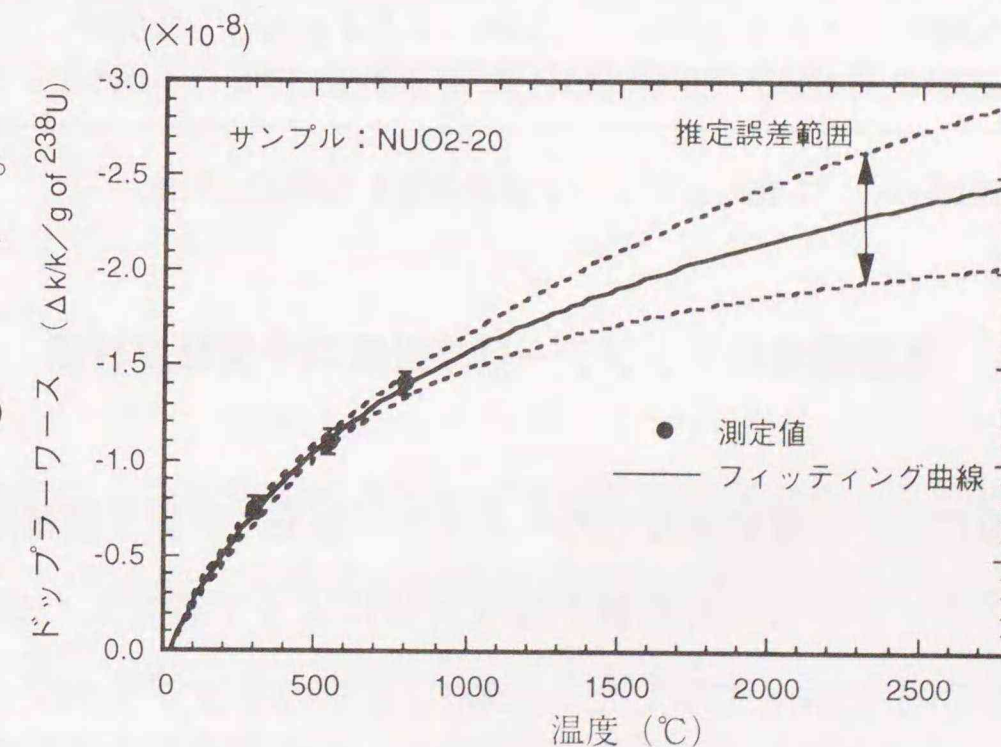


図7-2 800℃までの測定データによるMOX燃料融点 (2,800℃) までの外挿

さな誤差となった。したがって、1,500℃から燃料融点近傍の2,800℃までのドップラーワースを推定する場合、1,500℃までの測定データを用いた推定の方が、推定精度が高くなる。実際に、2,000℃から燃料融点近傍の2,800℃までのドップラーワースの推定結果を見ると、両者の推定値は良い一致を示すが、1,500℃までの測定データを用いた場合には±8%の範囲内で推定されるのに対して、従来の800℃までの測定結果を用いた場合には±17%の範囲内で推定される。

表 7-1 ドップラー効果測定データから2,800℃までの予測

温度	ドップラーワース ($\times 10^{-8} \Delta k/k / g \text{ of } ^{238}\text{U}$)				箔によるドップラー効果	
	新装置によるデータ		旧装置によるデータ		実験	C/E
	実験	C/E	実験	C/E		
800℃	-1.36±3.7%	0.94	-1.41±4.3%	0.94	0.043±16%	0.92
1,100℃	-1.63±3.1%	0.94	(-1.65±7% 0.93)*		0.050±13%	0.95
1,500℃	-1.84±3.8%	0.98	(-1.9±10% 0.95)*		0.052±13%	1.06
2,000℃	(-2.1 ±5% 1.03)*		(-2.2 ±13% 0.98)*		0.064±6.5%	0.99
2,500℃	(-2.2 ±7% 1.07)*		(-2.4 ±16% 0.98)*			
2,800℃	(-2.3 ±8% 1.1)*		(-2.5 ±17% 1.0)*			

* 実験値は、(7-16) 式によって測定結果から推定した値

7-3 高温領域のドップラー効果計算の予測精度評価

2,000℃以上の温度領域でのドップラー効果の計算予測精度を評価するために、ドップラーワースの計算値を温度外挿によって推定した値と比較した。その結果を表 7-1 に併せて示した。1,500℃までのドップラーワースのC/E値と2,000℃以上の計算値と推定値の比（これも、C/E値と呼ぶことにする）を比較すると、2,000℃以上のC/E値が若干1より大きな値を示す傾向が見受けられるが、推定誤差を考慮すると計算値と推定値はよい一致を示し、2,800℃までのドップラーワースのC/E値に温度依存性は認められない。

7-1 節で見たように、ドップラーワースおよび箔加熱・反応率測定法によるドップラー効果は温度上昇による捕獲断面積の増加によるものであることか

ら、ドップラーワースや放射化箔によるドップラー効果の計算と実験の比較は実効断面積の温度依存性に関する計算精度を評価するものである。よって、放射化箔によるドップラー効果測定のカ/E値は、1,500℃以上の温度領域へ外挿したドップラーワースの計算精度評価を、実効断面積の観点から補足する。1,500℃および2,000℃でのドップラーワースのカ/E値と放射化箔によるドップラー効果C/E値を比較すると、両者は良い一致を示す。このことから、1,500℃および2,000℃でのドップラーワースの計算予測精度を確かめることができ、1,500℃以下の計算予測精度と同程度である。さらに、2,000℃でのドップラーワースの計算予測精度評価の妥当性から、2,800℃までの計算予測精度もこれまでの1,500℃の予測精度と大差がないと類推できる。

一連の結果から、室温から2,800℃までのドップラー効果の予測精度は10%以内である。この予測精度は、これまでのような800℃までの測定データからの予測に比べ、予測精度を約2倍向上することができた。また、これまで実験結果から高温領域への ^{238}U ドップラー効果の外挿では、誤差が大きいと言われてきた^[9]が、従来言われたような大きめの誤差の見積もりは不要であることが分かった。

7-4 まとめ

測定データから2,000℃以上の高温領域のドップラー効果の予測をするために、理論的検討を行った。その結果、共鳴積分の温度依存性を検討し、ドップラー効果の温度依存性は、 $\frac{d\rho(T)}{dT} = c \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\gamma}$ で表せることを示した。

このドップラー効果の温度依存性から、2,800℃までのドップラーワースを測定データから最小2乗法でフィッティングを行って推定した。1,500℃までの測定データを用いることにより、従来の800℃までの測定データによる推定より、約2倍の精度向上を図ることができた。その結果、ドップラー効果の測定温度範囲の800℃から1,500℃までの拡張は、より高い温度でドップラー効果の計算の信頼性の改善に寄与することが分かった。

高温領域のドップラー効果計算の予測精度を評価するために、測定データからのドップラーワース推定値と計算値を比較した。両者は推定誤差の範囲内で一致し、2,800℃までのドップラーワースのC/E値に温度依存性は認められなかった。さらに、放射化箔による2,000℃までのドップラー効果の予測精度評価を通して、2,000℃までのドップラーワースの計算予測精度評価が良好であると裏付けることができた。一連の評価から、室温から2,800℃までのドップラー効果の予測精度は10%以内であり、MOX燃料の融点近傍までのドップラー効果の予測精度向上を図ることができた。

参考文献

- [1] J. J. Duderstadt, L. J. Hamilton : "Nuclear Reactor Analysis," *John Wiley & Sons, Inc.* (1976).
- 成田正邦、藤田文行 訳：「原子炉の理論と解析」現代工学社(1980).
- [2] A. Reichel : "The Temperature Dependence of Effective Resonance Integral," *J. of Nucl. Energy Parts A/B*, **17**, (1963) 281-292.
- [3] H. H. Hummel, D. Okrent : "Reactivity Coefficients in Large Fast Power Reactors," *American Nuclear Society* (1970).
- [4] K. Wirtz : "Lectures on Fast Reactors," *American Nuclear Society* (1978).
- [5] 中川徹、小柳義夫：「最小二乗法による実験データ解析 プログラム SALS」、東京大学出版会 (1982).
- [6] S. Okajima, H. Oigawa, T. Mukaiyama, M. Andoh : "High Temperature Doppler Effect for ^{238}U at FCA (I) Reactivity Worth Measurement with a Small Heated Sample up to 1500°C," *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **33**, (1996) 202.
- [7] S. Okajima, H. Oigawa, M. Andoh, T. Mukaiyama : "High Temperature Doppler Effect for ^{238}U at FCA (II) Reaction Rate Measurement up to 2000°C with a Foil Heated by Laser Exposure," *J. Nucl. Sci. and Technol.*, **34**, (1997) 13-120.
- [8] S. Okajima, H. Oigawa, M. Andoh, T. Mukaiyama : "Doppler effect measurement

up to 2,000°C in the Fast Critical Facility FCA," *Proc. of the 9th Int. Symp. on Reactor Dosimetry*, (Prag, 1997) 172-1179.

- [9] A. T. D. Butland, R. Bohme, G. Reddell : "An Assessment of Methods of Calculating Doppler Effects in Plutonium-Fueled Sodium-Cooled Fast Reactors," *Proc. IAEA Symp. on Fast Reactor Physics*, (Aix-en Provence, 1979).

第8章 結 論

FBRの安全性の観点から出力急上昇時に即発性の自己制御性を与える反応度フィードバックメカニズムとして安全上重要な ^{238}U ドップラー効果の予測精度の向上を目指して、

- ① 様々な炉心中性子スペクトルでの予測精度の向上
- ② 実験解析精度の向上
- ③ より高温域でのドップラー効果測定データの取得と計算精度評価
- ④ 燃料融点近傍までのドップラー効果予測精度の向上

について研究を行った。以下に、各章の概要と主な成果について述べる。

第2章では、臨界集合体で実施されるドップラー効果測定法とその測定の原理についてまとめた。

第3章では、本研究で使用した高速炉臨界集合体FCAの概要と特徴を、さらに、1968年からFCAにおいて実施されてきた800℃までのドップラー効果測定の測定手法について述べた。また、同測定手法によって測定された ^{238}U のドップラー効果実験についてまとめた。その結果、実験炉級から実証炉級までの広範な中性子エネルギースペクトルをカバーするドップラー効果のデータベースを作成した。作成したデータベースをもとに中性子スペクトルの観点から検討を行って、簡単なスペクトル指標を考案して、 ^{238}U ドップラーワース（サンプル温度の温度上昇によるドップラーサンプルの反応度値変化）の中性子スペクトル依存性を見出した。得られた ^{238}U ドップラーワースと中性子スペクトルとの関係を用いて、炉心全体のドップラー係数を精度良く予測できることを示し、これまでの全炉心ドップラー係数測定の傍証を与え、ドップラー係数の信頼性の向上に努めることができた。

第4章では、ドップラー効果測定の解析手法について検討を行った。従来の高速炉解析手法と最新の評価済み核データライブラリー（JENDL-3.2）を用いた結果は、全体に約10%過小評価することを示した。この過小評価の原因について検討を行い、従来のセル計算手法では、炉心領域中の ^{238}U からサンプル内の ^{238}U への共鳴自己遮蔽効果を考慮されていないことを指摘した。この共鳴自己遮蔽効果を考慮するために、新たに超詳細群セル計算コード（PEACO-X）を開発し、ドップラー実験解析に適用した。その結果、計算の過小評価が解消して、実験結果と良い一致を示し、実験解析精度の向上が図れた。

第5章では、従来の800℃より高温領域でのドップラー効果の予測精度評価を目的として、1,500℃までのサンプル加熱・反応度価値測定法によるドップラー効果測定が可能な装置を開発した。この実験装置を用いて、原型炉級MOX燃料高速炉模擬炉心において、最高1,500℃までの ^{238}U ドップラーワースを測定し、ドップラー効果の測定温度範囲拡張を達成した。実験解析では、一次摂動理論とJENDL-3.2データを用いてドップラーワースを計算した。ドップラーサンプルのピンセルモデルに対して、PEACO-Xコードを用いることにより、中性子束の凹み効果と共鳴の重なり効果によるドップラーワースへの影響を評価することができた。サンプルと炉心間の ^{238}U 共鳴干渉効果に加えて、中性子束の凹み効果と共鳴の重なり効果を考慮した計算結果を実験値と比較すると、従来の800℃までの結果と同様に、計算値は測定値とほぼよい一致を示した。また、550℃から1,500℃までの温度範囲では、ドップラーワースのC/E値に温度依存性は見られないことが分かった。

第6章では、より高温領域でのドップラー効果の計算精度を評価するために、箔加熱・反応率測定法に基づく実験装置を開発した。箔の加熱には、Nd-YAGレーザーを利用した。この装置を用いて、原型炉級MOX燃料高速炉模擬炉心（FCA XVII-1炉心）において、2,000℃までの ^{238}U ドップラー効果を測定した。この装置によって、 ^{238}U ドップラー効果の測定温度範囲が2,000℃まで拡大し、

ドップラー効果測定として、世界最高温度を達成することができた。実験解析では、 UO_2 箔の実効的な中性子捕獲反応率を、評価済み核データライブラリーJENDL-3.2を用いて計算した。計算では、箔の厳密な実効捕獲反応率を得るために、共鳴エネルギー範囲（<150keV）にはPEACO-Xコードを、他のエネルギー範囲には従来のセルコードSLAROMを用いた。解析に使用するセルモデルは、モンテカルロ計算による検討の結果、箔の σ_0^{238} と等しい σ_0^{238} の1次元球セルモデルを採用した。計算によって、箔の熱膨張効果とタングステンの干渉によるドップラー効果への影響を評価した。熱膨張効果によるドップラー効果への影響は2~3%であり、タングステンの干渉によるドップラー効果への影響では、タングステンの散乱と吸収によるドップラー効果への影響が7%、タングステンのドップラー効果による影響は0.8%であった。測定値と計算値を比較すると、両者は実験誤差の範囲内で一致した。一連の結果から、2,000℃までの ^{238}U ドップラー効果の計算精度を評価することができ、計算予測精度の温度依存性は認められなかった。

第7章では、測定によって得られた結果をもとに、MOX燃料融点近傍までのドップラー効果の予測精度について検討した。共鳴積分の温度依存性の検討から、ドップラー効果の温度依存性は、 $\frac{dp(T)}{dT} = c \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\gamma}$ で表せることを示し、この結果を用いて、2,800℃までのドップラーワースを推定した。1,500℃までの測定データによって、従来の測定データによる推定より、約2倍の精度向上が図れた。さらに、推定値と計算値を比較して、高温領域でのドップラー効果の計算予測精度を評価した。一連の評価から、室温から2,800℃までのドップラー効果の予測精度は10%以内であると言え、MOX燃料の融点近傍までのドップラー効果の予測精度向上を図ることができた。

本研究により、MOX燃料FBRのドップラー効果の予測精度について、事故の進展を考えたときの炉心中性子スペクトル変化に対応したドップラー効果予測精度の評価に資するデータの提供や、解析精度の向上、MOX燃料融点まで高温

域における予測精度の向上と評価を行うことができた。その結果、FBRに関する高度の安全性・信頼性の確保が図れ、設計裕度の見直しによるシステムの簡素化や高性能化による経済性の一層の向上が図れると期待できる。FBRが選択肢の一つと位置付けられた今日、多様なFBR概念の検討が行われている。しかし、どのような炉心概念であっても、安全性は重要な課題であり、それ故ドップラー効果の重要性は極めて高い。ここで構築したデータベースは、今後の新型FBRの設計においても重要なデータベースとして活用でき、また、開発した計算コードも十分に利用できるものである。さらに、開発したPEACO-Xコードは、ドップラー実験解析の共鳴干渉効果を解析するだけに留まらず、一般に、原子炉の共鳴遮蔽の解析の広い範囲に適用できるものである。

謝 辞

本研究をまとめるに当たり、北海道大学大学院工学研究科量子工学専攻の成田正邦教授には幾多の懇篤有益な御助言、御指導を賜りました。心からの謝意を表します。同大学院工学研究科量子工学専攻の大橋弘士、熊田俊明、島津洋一郎の各教授、および澤村晃子助教授には本論文に対して貴重な御指摘と幾多の御助言を賜りました。深く感謝致します。

本研究は、日本原子力研究所（以下、原研）原子炉工学部 高速炉物理研究室（現、エネルギーシステム研究部 炉物理研究グループ）において、1968年～1973年にFCAで取得した800℃までのドップラー効果測定データの見直し、1983年（昭和58年）から再開した800℃までのドップラー効果測定、1987年から開始した高温ドップラー効果測定の成果に基づくものであります。これらの実験では、高速炉物理研究室及び関連課室の皆様から多くの御指導、御協力を賜りました。向山武彦氏（現、原研 特別研究員）には、研究の機会を与えて頂くとともに、FCA実験の豊富な経験をもとにした多方面にわたる御指導と論文執筆の暖かい励ましを賜りました。高速炉物理研究室長を歴任された黒井英雄（元、日本原燃(株)）、吉田弘幸（現、(財)高度情報科学技術研究機構）、中野正文（現、日本アドバンステクノロジー(株)）の各氏、そして現炉物理研究グループリーダーの大杉俊隆氏には、本研究についての適切な御助言と暖かい励ましを賜りました。特に、同グループの大井川宏之氏（現、原研 中性子科学研究センター 消滅処理システム工学研究室）には高温ドップラー効果測定装置の開発・測定・解析において、安藤真樹氏においては高温ドップラー効果測定・解析において、力強いパートナーとして、御協力を賜りました。

本研究において、800℃までのドップラー効果測定の再開には藤崎伸吾氏（エネルギーシステム研究部 炉工学施設管理室）の御協力により、9年間使用しなかった測定装置を再生することができました。高温ドップラー効果測定装置の開発及び製作では、三菱原子力工業（株）の工藤文夫（現、三菱重工業(株)）、笠原芳幸（現、ニュークリア・デベロップメント(株)）、早野睦彦（現、核燃料サイクル開発機構 大洗研究センター）の各氏には多大な御協力を賜りました。また、原研 高温工学部の関昌弘（現、原研 ITER開発室）、菱田誠（現、千葉大学）の両

氏には、装置開発の初期段階で、熱解析や高温材料の分野で有益な御助言を賜りました。さらに、実験装置をFCAへ設置するに当たり、科学技術庁への原子炉施設の変更に係る設計及び工事の認可申請では、大野秋男氏（現、原研 安全試験部 臨界技術課）に多大な御協力を賜りました。

超詳細群セル計算コードPEACO-Xの開発では、原子炉工学部の石黒幸雄氏（故人）から有益な御助言を賜りました。また、コード作成では宿谷弘行氏（現、東電ソフトウェア(株)）から、超詳細群定数作成では原子炉工学部の高野秀機（現、原研 中性子科学研究センター）、金子邦男（(株)総合技術情報機構）、長谷川明（現、エネルギーシステム研究部 核データセンター）の各氏から、PEACO-Xの計算誤差の検討では加藤雄一氏（アイ・ティ・ジェイ(株)）から御協力を賜りました。

ドップラー効果測定では、エネルギーシステム研究部 炉工学施設管理室の渡辺秀明（現、エネルギーシステム研究部）、佐藤邦雄、黒沢一男、早坂克久、袖山博志の各氏をはじめFCA管理機関員の方々に、深夜にまで及ぶFCAの運転を行って頂きました。また、箔加熱法による測定では、炉物理研究グループの根本龍男（現、(株)コンピューター総合研究所）、桜井健の両氏から ^{238}U の捕獲反応率測定に関する御協力を賜りました。一方、実験解析に当たって、同グループの飯島進氏に有益な議論に参加して頂きました。また、本論文をまとめるにあたり、西野かよ子さん（(株)原子力資料サービス）には原稿の整理等で大変お世話になりました。

以上の方々に深遠なる謝意を表します。

この他、これまでFCAを用いて研究を行われてこられたOBの方々から、暖かい励ましを賜りました。また、学会等の場において多くの皆様に、本研究に関する討論や貴重な御指摘、御助言を賜りました。ここに、深く感謝申し上げます。

最後に、本研究の遂行を暖かく理解し、常に著者を支えてくれた妻 えり子と2人の子供達 亮良と智士に、この場を借りて感謝の意を表します。

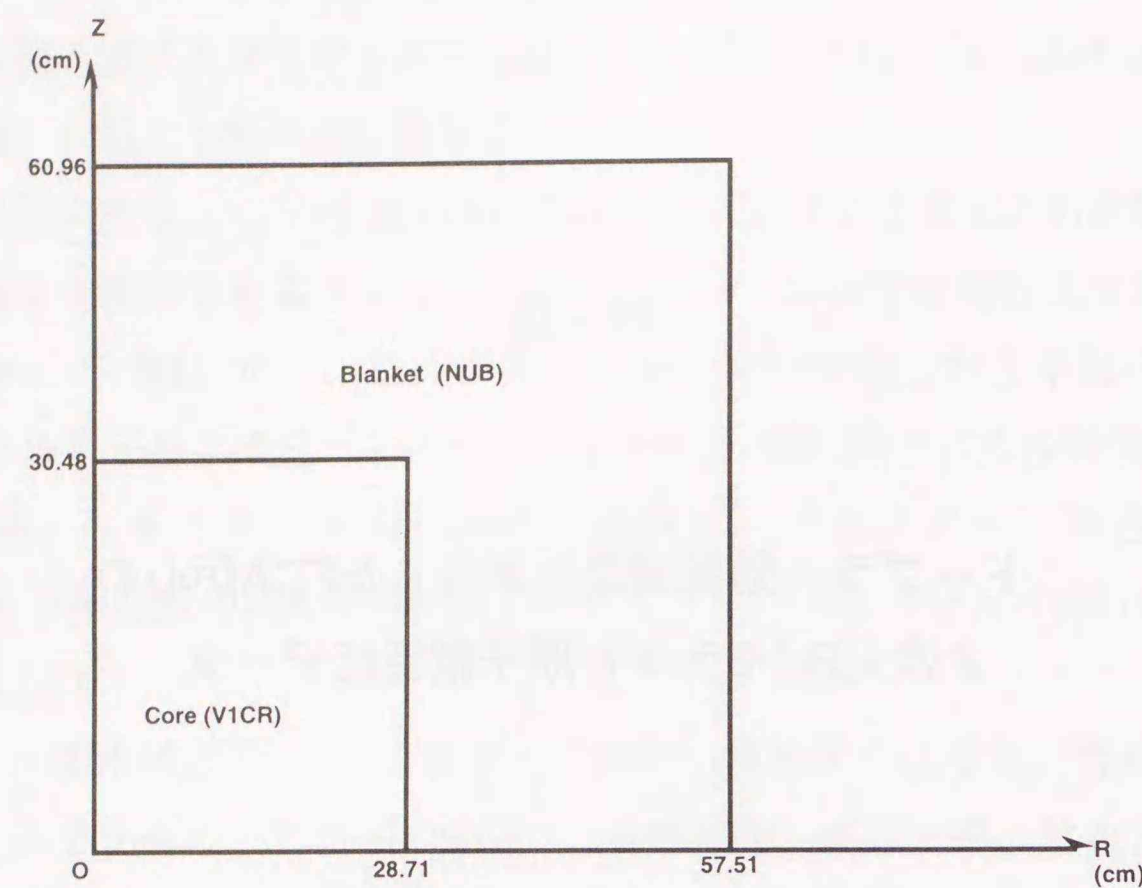
1999年11月

岡嶋 成晃

付 録

ドップラー効果測定を実施したFCA炉心の 2次元RZモデルと原子数密度データ

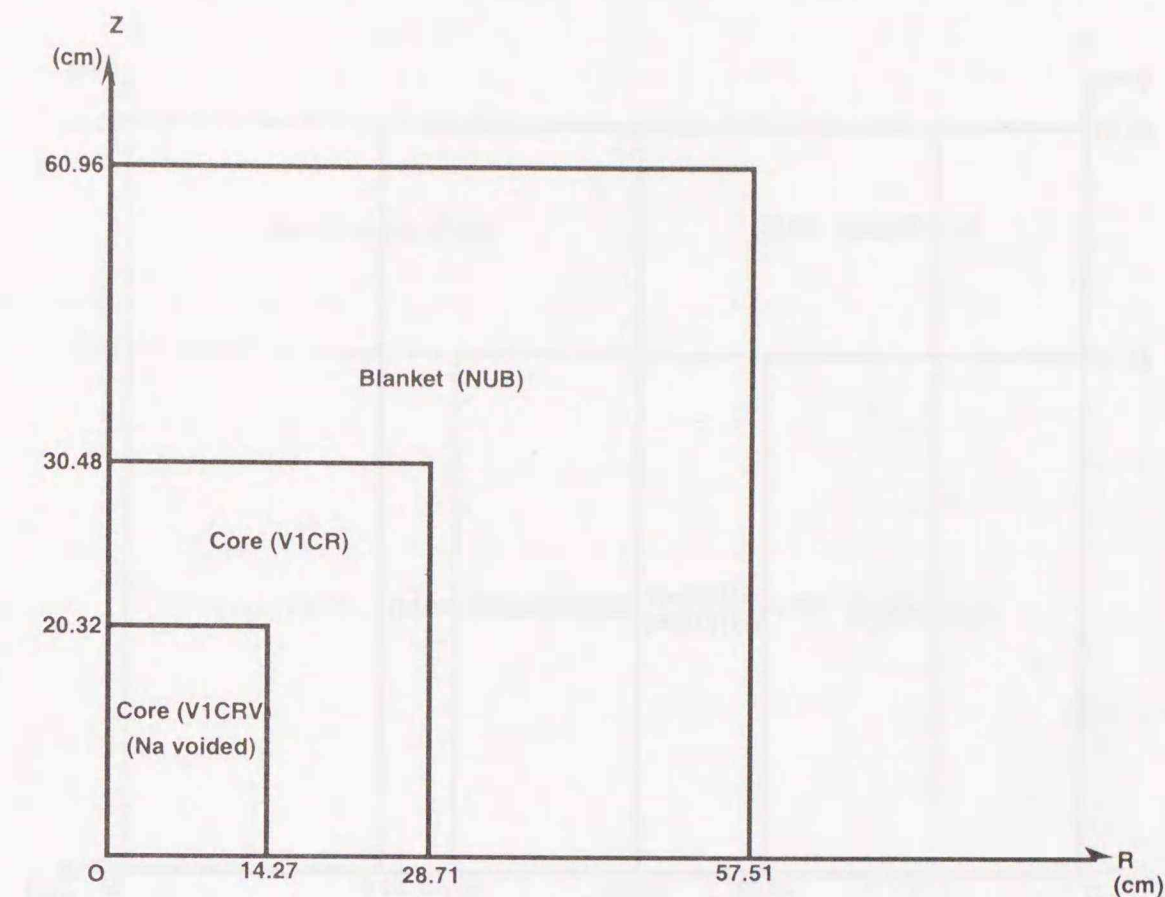
炉心名：FCA V-1



V-1 炉心原子個数密度 (単位: $(\times 10^{24} \text{ atoms/cm}^3)$)

核種	V1CR	NUB
H	9.48634E-05	
C	7.96090E-05	
N	1.96713E-05	
O	1.64194E-02	
Na	5.74228E-03	
Al	1.09939E-02	
Cr	3.05819E-03	1.81013E-03
Mn	2.22725E-04	1.20015E-04
Fe	1.10396E-02	6.47267E-03
Ni	1.39120E-03	7.89440E-04
Zr		
Mo		
U-235	1.96012E-03	2.89683E-04
U-238	7.77969E-03	3.98883E-02
Pu-239	1.04553E-03	
Pu-240	9.13478E-05	
Pu-241	8.65127E-06	
Pu-242	8.03680E-07	
Am-241		

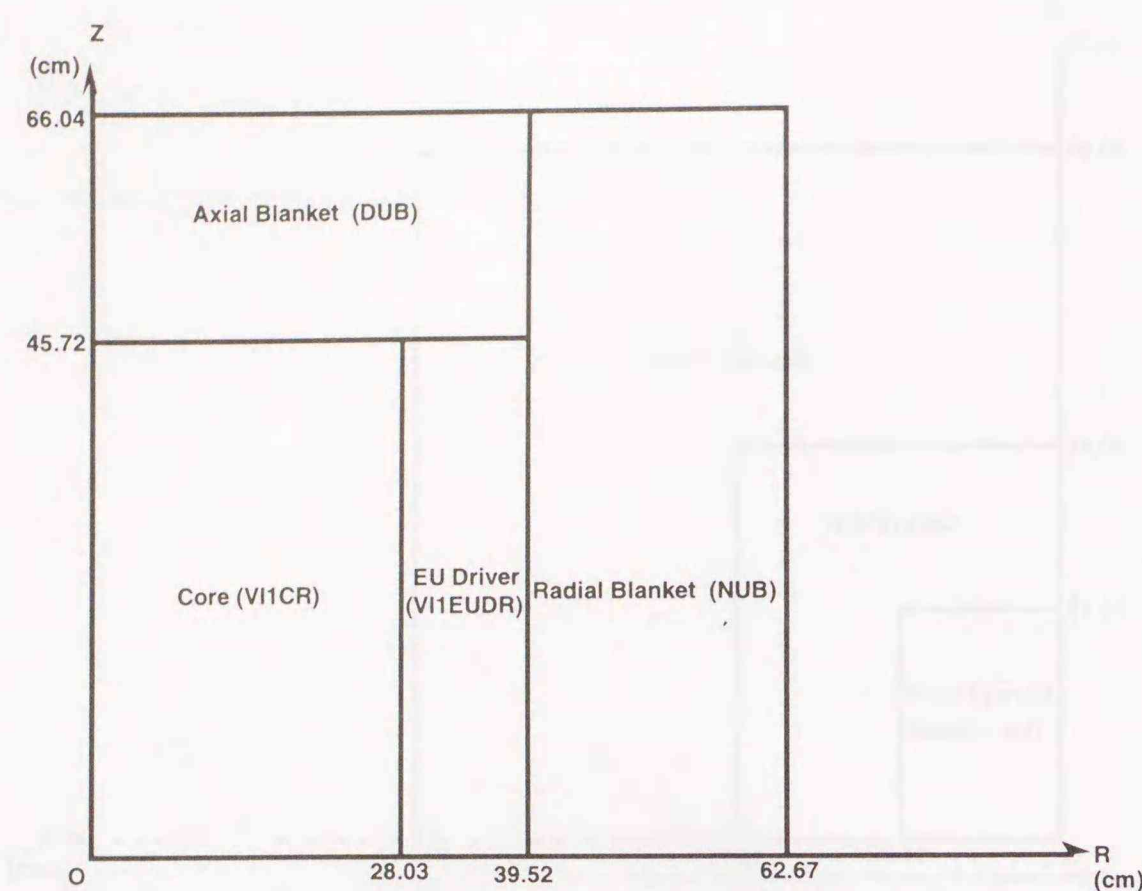
炉心名：FCA V-1 (Na void)



V-1 (Na void) 炉心原子個数密度 (単位: $(\times 10^{24} \text{ atoms/cm}^3)$)

核種	V1CRV	V1CR	NUB
H	9.48634E-05	9.48634E-05	
C	7.96090E-05	7.96090E-05	
N	1.96713E-05	1.96713E-05	
O	1.64194E-02	1.64194E-02	
Na		5.74228E-03	
Al	1.09939E-02	1.09939E-02	
Cr	3.01172E-03	3.05819E-03	1.81013E-03
Mn	2.26529E-04	2.22725E-04	1.20015E-04
Fe	1.07703E-02	1.10396E-02	6.47267E-03
Ni	1.56081E-03	1.39120E-03	7.89440E-04
Zr			
Mo	6.61234E-05		
U-235	1.96012E-03	1.96012E-03	2.89683E-04
U-238	7.77969E-03	7.77969E-03	3.98883E-02
Pu-239	1.04553E-03	1.04553E-03	
Pu-240	9.13478E-05	9.13478E-05	
Pu-241	8.65127E-06	8.65127E-06	
Pu-242	8.03680E-07	8.03680E-07	
Am-241			

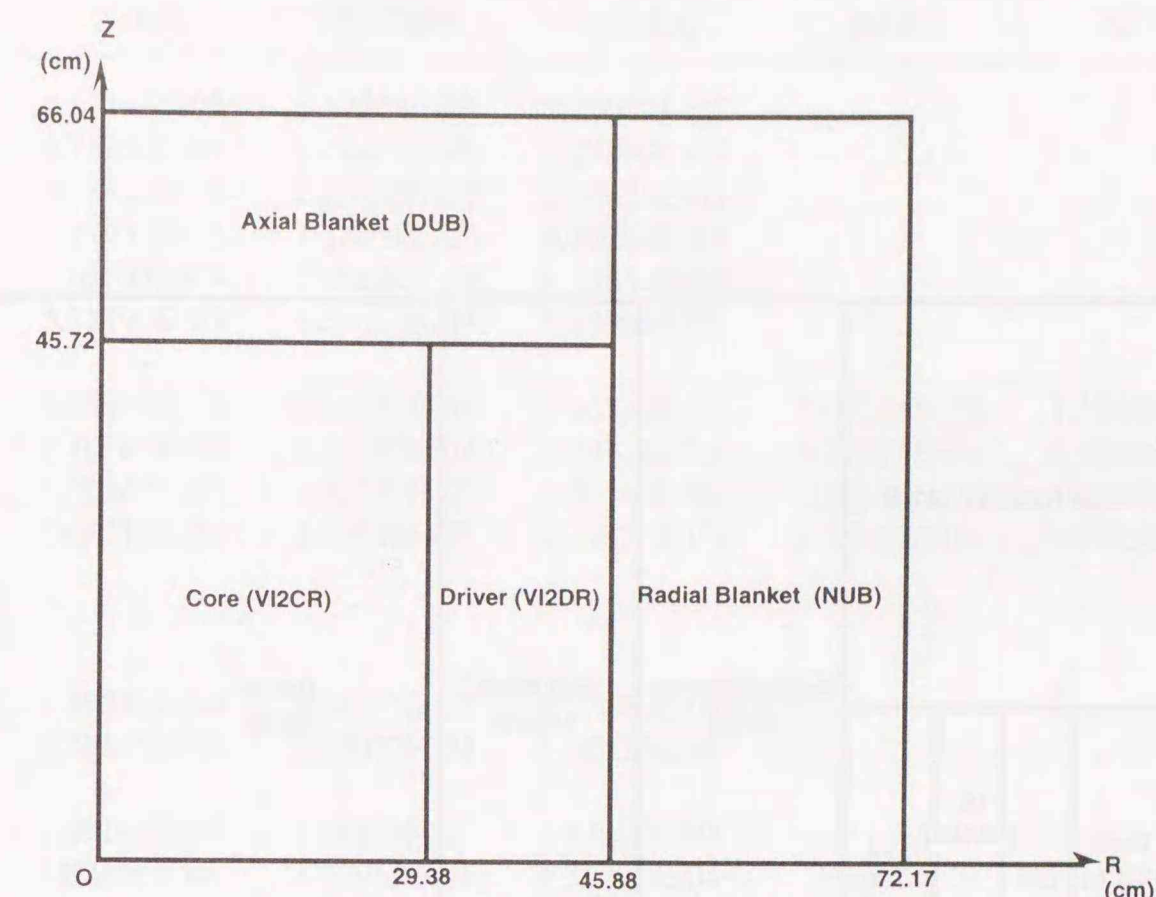
炉心名：FCA VI-1



VI-1 炉心原子個数密度 (単位: $\times 10^{24} \text{ atoms/cm}^3$)

核種	VI1CR	VI1EUD	NUB	DUB
H	-	1.43021E-04		
C	-	1.20035E-04		
N	2.95069E-05			
O	1.54000E-02	1.53228E-02		
Na	7.65637E-03	7.65637E-03		
Al	1.30935E-03	1.01662E-02		
Cr	3.51881E-03	3.11743E-03	1.81013E-03	1.81013E-03
Mn	2.60409E-04	2.29390E-04	1.20015E-04	1.20015E-04
Fe	1.27301E-02	1.12169E-02	6.47267E-03	6.47267E-03
Ni	1.61412E-03	1.41312E-03	7.89440E-04	7.89440E-04
Zr				
Mo				
U-235	1.39545E-05	2.12803E-03	2.89683E-04	8.44219E-05
U-238	6.86897E-03	6.41380E-03	3.98883E-02	4.01743E-02
Pu-239	1.56829E-03			
Pu-240	1.37022E-04			
Pu-241	1.29769E-05			
Pu-242	1.20552E-06			
Am-241				

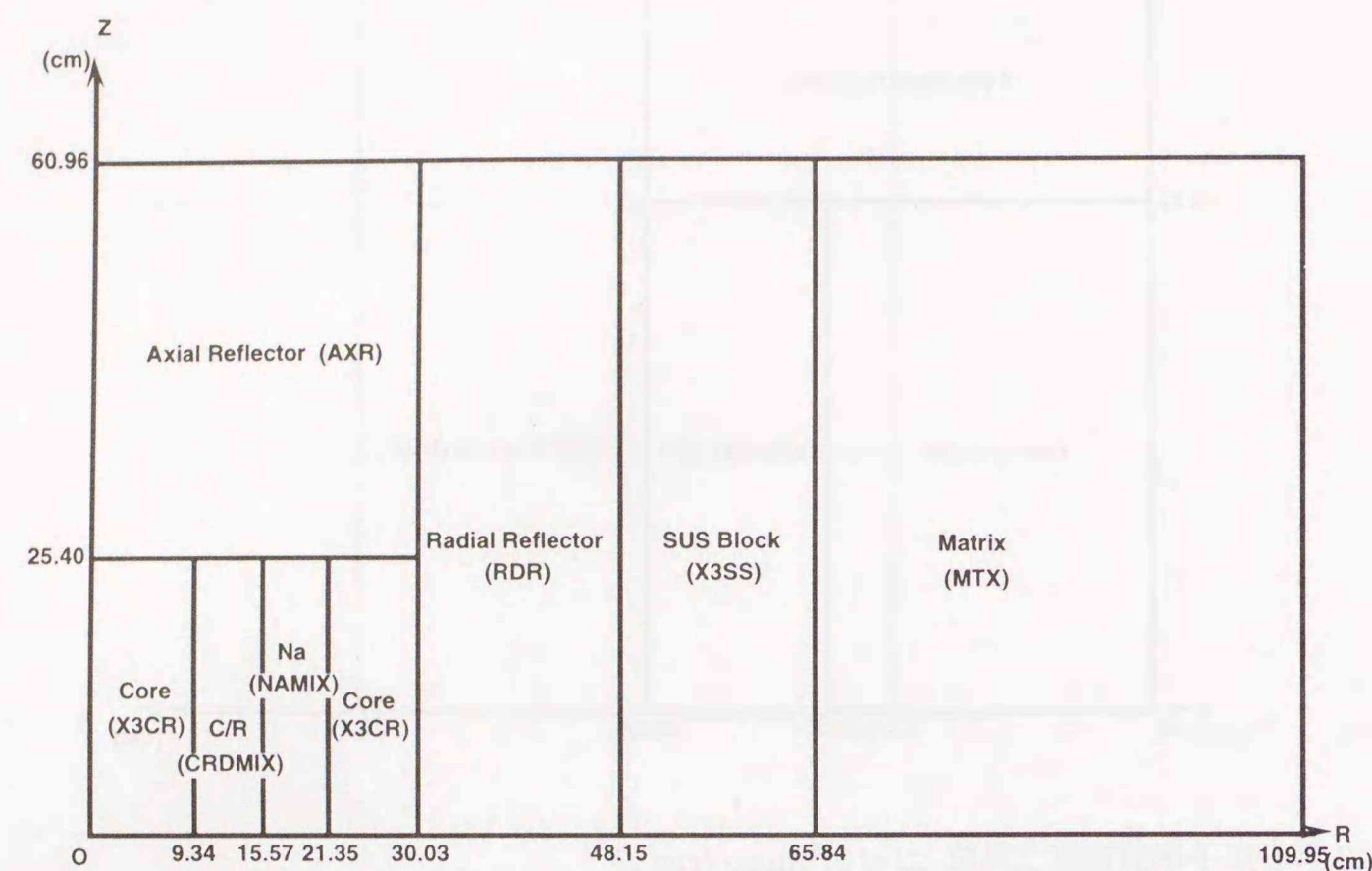
炉心名：FCA VI-2



VI-2 炉心原子個数密度 (単位: $\times 10^{24} \text{ atoms/cm}^3$)

核種	VI2CR	VI2DR	NUB	DUB
H	-	1.21536E-04		
C	-	1.01999E-04		
N	1.96713E-05			
O	1.70378E-02	1.36757E-02		
Na	7.65637E-03	7.65637E-03		
Al	2.31875E-03	9.08178E-03		
Cr	3.38501E-03	3.11743E-03	1.81013E-03	1.81013E-03
Mn	2.50069E-04	2.29389E-04	1.20015E-04	1.20015E-04
Fe	1.22257E-02	1.12169E-02	6.47267E-03	6.47267E-03
Ni	1.54712E-03	1.41312E-03	7.89440E-04	7.89440E-04
Zr				
Mo				
U-235	1.39545E-05	2.84529E-03	2.89683E-04	8.44219E-05
U-238	6.86897E-03	6.89230E-03	3.98883E-02	4.01743E-02
Pu-239	1.04553E-03			
Pu-240	9.13477E-05			
Pu-241	8.65127E-06			
Pu-242	8.03680E-07			
Am-241				

炉心名：FCA X-3

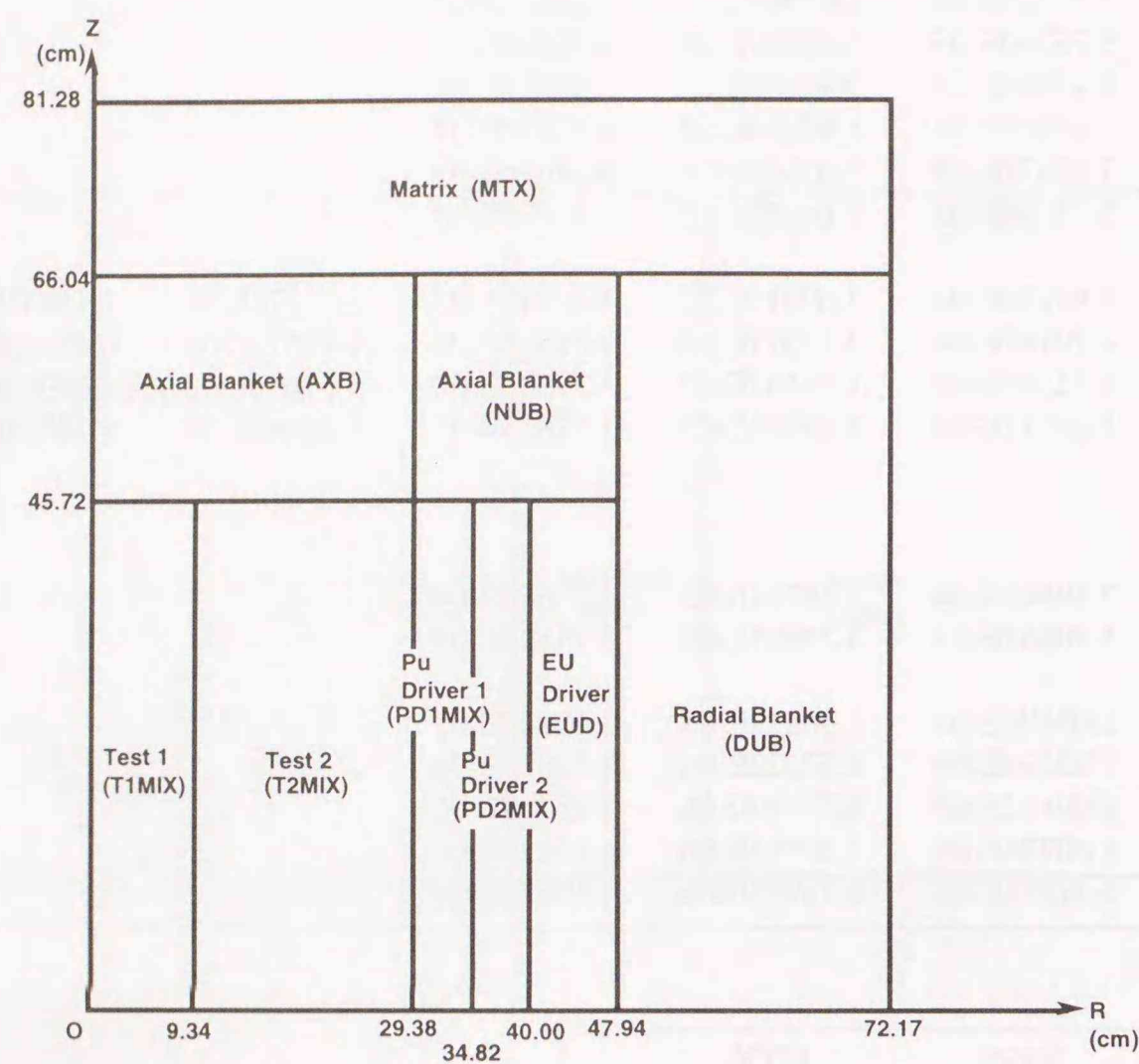


X-3 炉心原子個数密度 (単位: $(\times 10^{24} \text{ atoms/cm}^3)$)

核種	X3CR	CRDMIX	NAMIX	AXR	RDR
H	4.47143E-05	6.67565E-05	3.25073E-05		
C	3.75240E-05	5.60267E-05	2.72800E-05		
N	3.93426E-05	2.95069E-05	2.86021E-05		
O	1.27959E-02	1.28054E-02	9.30260E-03		
Na	7.65637E-03	7.65636E-03	9.74654E-03		
Al	5.72190E-03	5.64692E-03	4.15983E-03		
Cr	3.65260E-03	3.69011E-03	3.86340E-03	1.01276E-02	1.15941E-02
Mn	2.70749E-04	2.72077E-04	2.89318E-04	6.25673E-04	6.42692E-04
Fe	1.32345E-02	1.33557E-02	1.39789E-02	3.57612E-02	4.07008E-02
Ni	1.68112E-03	1.69048E-03	1.77823E-03	4.45482E-03	5.10753E-03
Zr					
Mo					
U-235	7.39588E-04	1.58731E-03	5.37680E-04		
U-238	5.20667E-03	5.27072E-03	3.78523E-03		
Pu-239	2.09106E-03	1.56829E-03	1.52020E-03		
Pu-240	1.82696E-04	1.37022E-04	1.32820E-04		
Pu-241	1.09832E-05	8.23739E-06	7.98478E-06		
Pu-242	1.60736E-06	1.20552E-06	1.16855E-06		
Am-241	6.31936E-06	4.73952E-06	4.59418E-06		

核種	X3SS	MTX
H		
C		
N		
O		
Na		
Al		
Cr	1.58958E-02	1.22900E-03
Mn	8.25049E-04	8.19998E-05
Fe	5.55446E-02	4.39299E-03
Ni	6.94998E-03	5.35999E-04
Zr		
Mo		
U-235		
U-238		
Pu-239		
Pu-240		
Pu-241		
Pu-242		
Am-241		

炉心名：FCA XI-1

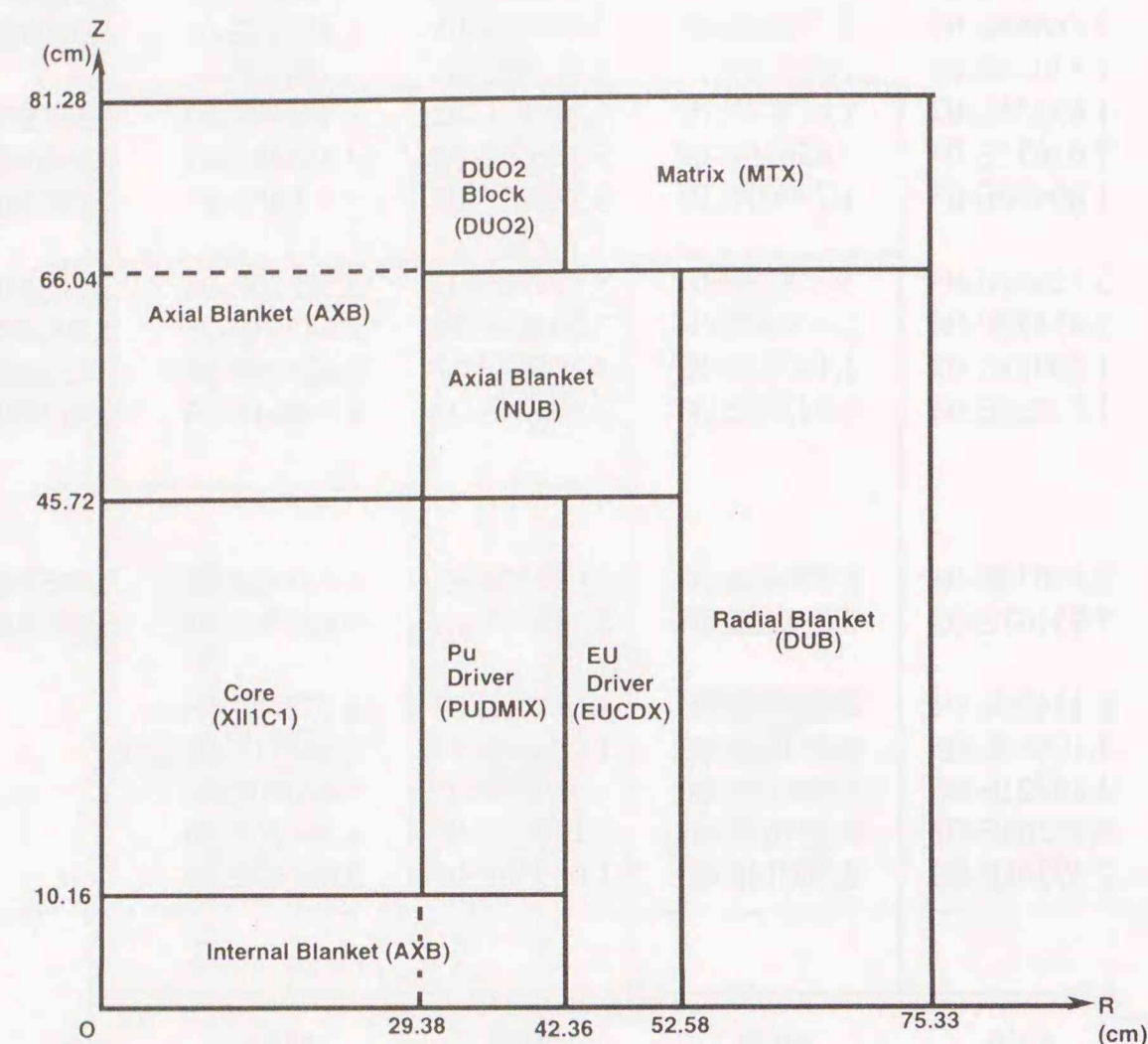


XI-1 炉心原子個数密度 (単位: $(\times 10^{24} \text{ atoms/cm}^3)$)

核種	T1MIX	T2MIX	PD1MIX	PD2MIX	EUD
H	2.93924E-05	3.30996E-05	2.60980E-05	1.76340E-05	1.21536E-04
C	2.46688E-05	2.77802E-05	2.19072E-05	1.48023E-05	1.01999E-04
N	1.53043E-05	1.48E-05	2.93153E-05	3.34412E-05	
O	1.63234E-02	1.62333E-02	1.07183E-02	1.37698E-02	1.36757E-02
Na	7.65634E-03	7.65635E-03	5.95666E-03	7.65638E-03	7.65637E-03
Al	1.80400E-03	1.73907E-03	4.31567E-03	2.54947E-03	9.08178E-03
Cr	3.32562E-03	3.31813E-03	3.49891E-03	3.57230E-03	3.11743E-03
Mn	2.45479E-04	2.44900E-04	2.56288E-04	2.64543E-04	2.29389E-04
Fe	1.20018E-02	1.19735E-02	1.26548E-02	1.29318E-02	1.12169E-02
Ni	1.51738E-03	1.51363E-03	1.59275E-03	1.64091E-03	1.41312E-03
Zr					
Mo					
U-235	2.18039E-05	2.27940E-05	1.01455E-03	6.92132E-04	2.84529E-03
U-238	7.95167E-03	8.08823E-03	5.41994E-03	6.92025E-03	6.89230E-03
Pu-239	8.13420E-04	7.84146E-04	1.61790E-03	1.77740E-03	
Pu-240	7.10685E-05	6.85108E-05	1.98566E-04	1.55291E-04	
Pu-241	4.13722E-06	3.98832E-06	1.43977E-05	9.04020E-06	
Pu-242	6.25263E-07	6.02760E-07	3.13882E-06	1.36626E-06	
Am-241	2.59348E-06	2.50014E-06	1.05536E-05	5.66699E-06	

核種	AXB	NUB	DUB	MTX
H	6.61991E-05			
C	5.55606E-05			
N				
O	1.70665E-02			
Na	7.65637E-03			
Al	2.16879E-03			
Cr	3.11743E-03	1.81013E-03	1.81013E-03	1.22900E-03
Mn	2.29389E-04	1.20015E-04	1.20015E-04	8.19998E-05
Fe	1.12169E-02	6.47267E-03	6.47267E-03	4.39299E-03
Ni	1.41313E-03	7.89440E-04	7.89440E-04	5.35999E-04
Zr				
Mo				
U-235	3.16335E-05	2.89683E-04	8.44219E-05	
U-238	9.30749E-03	3.98883E-02	4.01743E-02	
Pu-239				
Pu-240				
Pu-241				
Pu-242				
Am-241				

炉心名：FCA XII-1

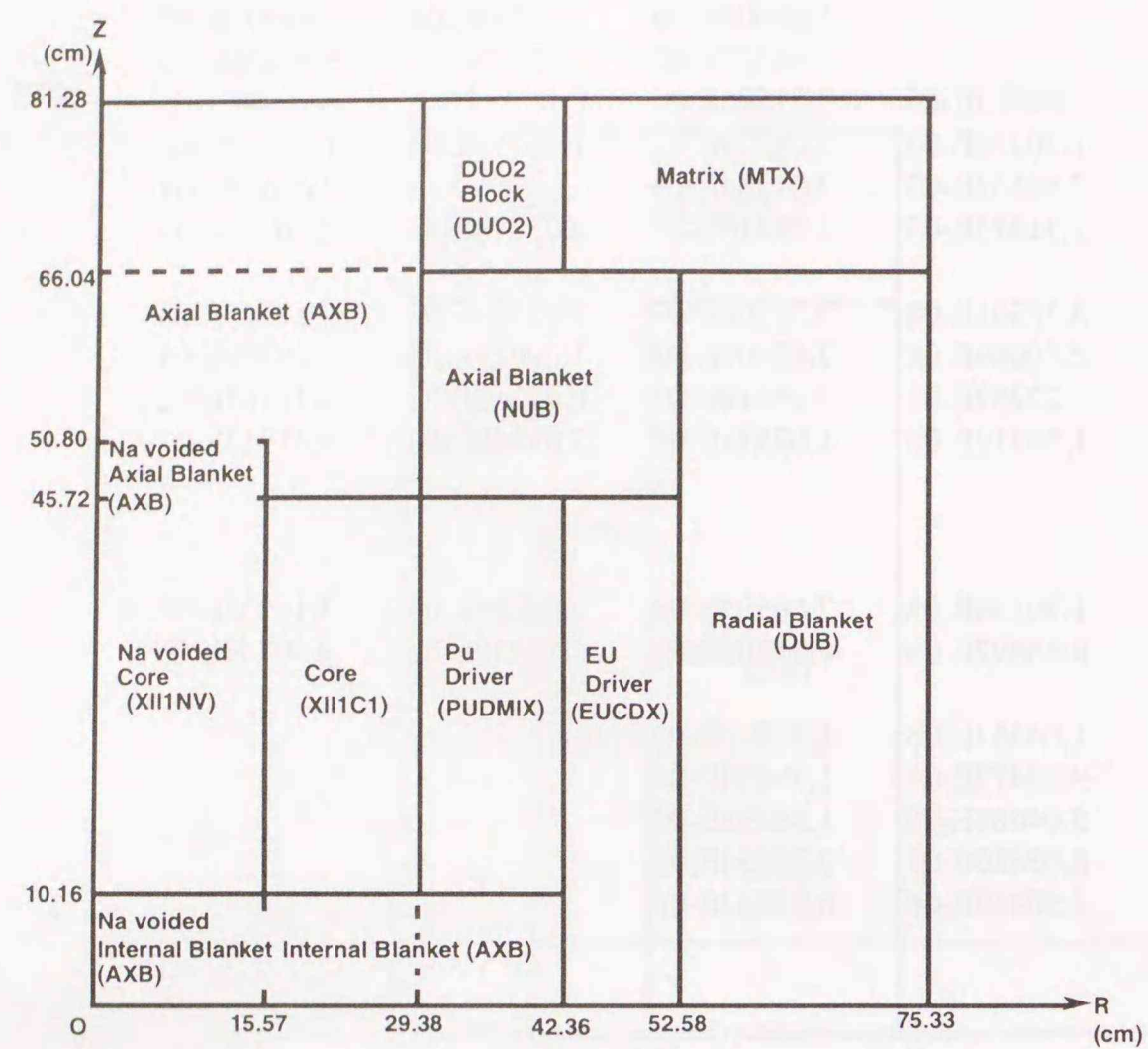


XII-1 炉心原子個数密度 (単位: $(\times 10^{24} \text{ atoms/cm}^3)$)

核種	XIIICR	PUDMIX	EUCDX	AXB
H		1.96001E-05	1.21536E-04	6.61991E-05
C		1.64527E-05	3.47883E-02	5.55606E-05
N	1.96713E-05	3.21598E-05		
O	1.70378E-02	1.26229E-02	1.36757E-02	1.70665E-02
Na	7.65637E-03	7.01784E-03		7.65637E-03
Al	2.31875E-03	1.78416E-03	9.08178E-03	2.16879E-03
Cr	3.38501E-03	3.55104E-03	1.81013E-03	3.11743E-03
Mn	2.50069E-04	2.62009E-04	1.20014E-04	2.29389E-04
Fe	1.22257E-02	1.28512E-02	6.47267E-03	1.12169E-02
Ni	1.54712E-03	1.62571E-03	7.89440E-04	1.41313E-03
Zr				
Mo				
U-235	1.39545E-05	7.66582E-04	2.84529E-03	3.16335E-05
U-238	6.86897E-03	6.35309E-03	6.89230E-03	9.30749E-03
Pu-239	1.04553E-03	1.73812E-03		
Pu-240	9.13477E-05	1.79434E-04		
Pu-241	5.04688E-06	1.18138E-05		
Pu-242	8.03680E-07	2.24954E-06		
Am-241	3.60439E-06	8.14222E-06		

核種	NUB	DUB	DUO2	MTX
H				
C				
N				
O			3.66991E-02	
Na				
Al				
Cr	1.81013E-03	1.81013E-03	1.81012E-03	1.22900E-03
Mn	1.20015E-04	1.20015E-04	1.20014E-04	8.19998E-05
Fe	6.47267E-03	6.47267E-03	6.47267E-03	4.39299E-03
Ni	7.89440E-04	7.89440E-04	7.89440E-04	5.35999E-04
Zr				
Mo				
U-235	2.89683E-04	8.44219E-05	3.72119E-05	
U-238	3.98883E-02	4.01743E-02	1.83172E-02	
Pu-239				
Pu-240				
Pu-241				
Pu-242				
Am-241				

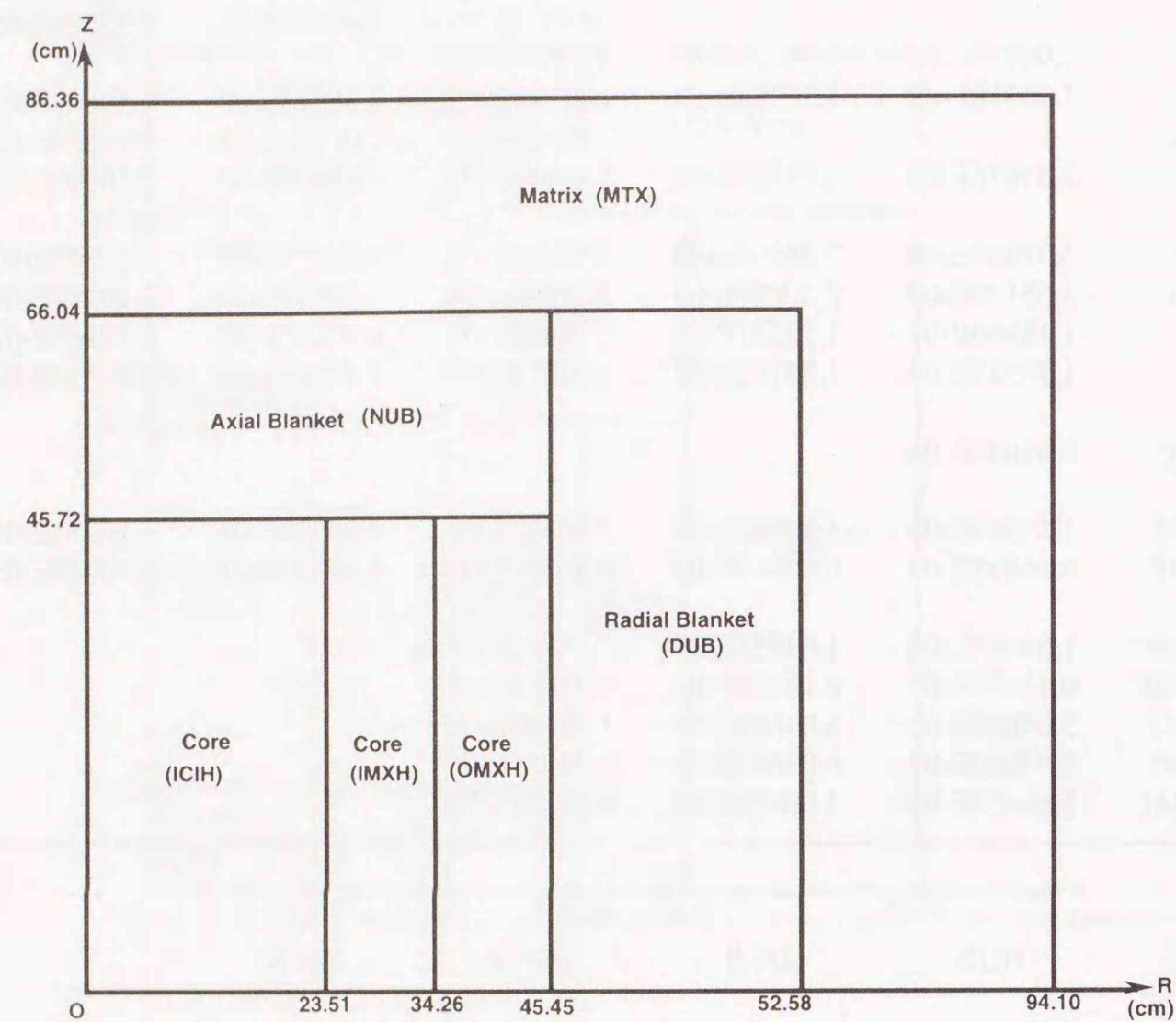
炉心名：FCA XII-1(Na void)

XII-1 (Na void) 炉心原子个数密度 (单位: $(\times 10^{24} \text{ atoms/cm}^3)$)

核種	XIIIINV	XIIICR	PUDMIX	EUCDX	AXB
H			1.96001E-05	1.21536E-04	6.61991E-05
C			1.64527E-05	3.47883E-02	5.55606E-05
N	1.96713E-05	1.96713E-05	3.21598E-05		
O	1.70378E-02	1.70378E-02	1.26229E-02	1.36757E-02	1.70665E-02
Na			7.65637E-03	7.01784E-03	7.65637E-03
Al	2.31876E-03	2.31875E-03	1.78416E-03	9.08178E-03	2.16879E-03
Cr	3.32306E-03	3.38501E-03	3.55104E-03	1.81013E-03	3.11743E-03
Mn	2.55139E-04	2.50069E-04	2.62009E-04	1.20014E-04	2.29389E-04
Fe	1.18666E-02	1.22257E-02	1.28512E-02	6.47267E-03	1.12169E-02
Ni	1.77327E-03	1.54712E-03	1.62571E-03	7.89440E-04	1.41313E-03
Zr					
Mo	8.81645E-05				
U-235	1.39545E-05	1.39545E-05	7.66582E-04	2.84529E-03	3.16335E-05
U-238	6.86897E-03	6.86897E-03	6.35309E-03	6.89230E-03	9.30749E-03
Pu-239	1.04553E-03	1.04553E-03	1.73812E-03		
Pu-240	9.13477E-05	9.13477E-05	1.79434E-04		
Pu-241	5.04688E-06	5.04688E-06	1.18138E-05		
Pu-242	8.03680E-07	8.03680E-07	2.24954E-06		
Am-241	3.60439E-06	3.60439E-06	8.14222E-06		

核種	NUB	DUB	DUO2	MTX
H				
C				
N				
O			3.66991E-02	
Na				
Al				
Cr	1.81013E-03	1.81013E-03	1.81012E-03	1.22900E-03
Mn	1.20015E-04	1.20015E-04	1.20014E-04	8.19998E-05
Fe	6.47267E-03	6.47267E-03	6.47267E-03	4.39299E-03
Ni	7.89440E-04	7.89440E-04	7.89440E-04	5.35999E-04
Zr				
Mo				
U-235	2.89683E-04	8.44219E-05	3.72119E-05	
U-238	3.98883E-02	4.01743E-02	1.83172E-02	
Pu-239				
Pu-240				
Pu-241				
Pu-242				
Am-241				

炉心名：FCA XVI-1

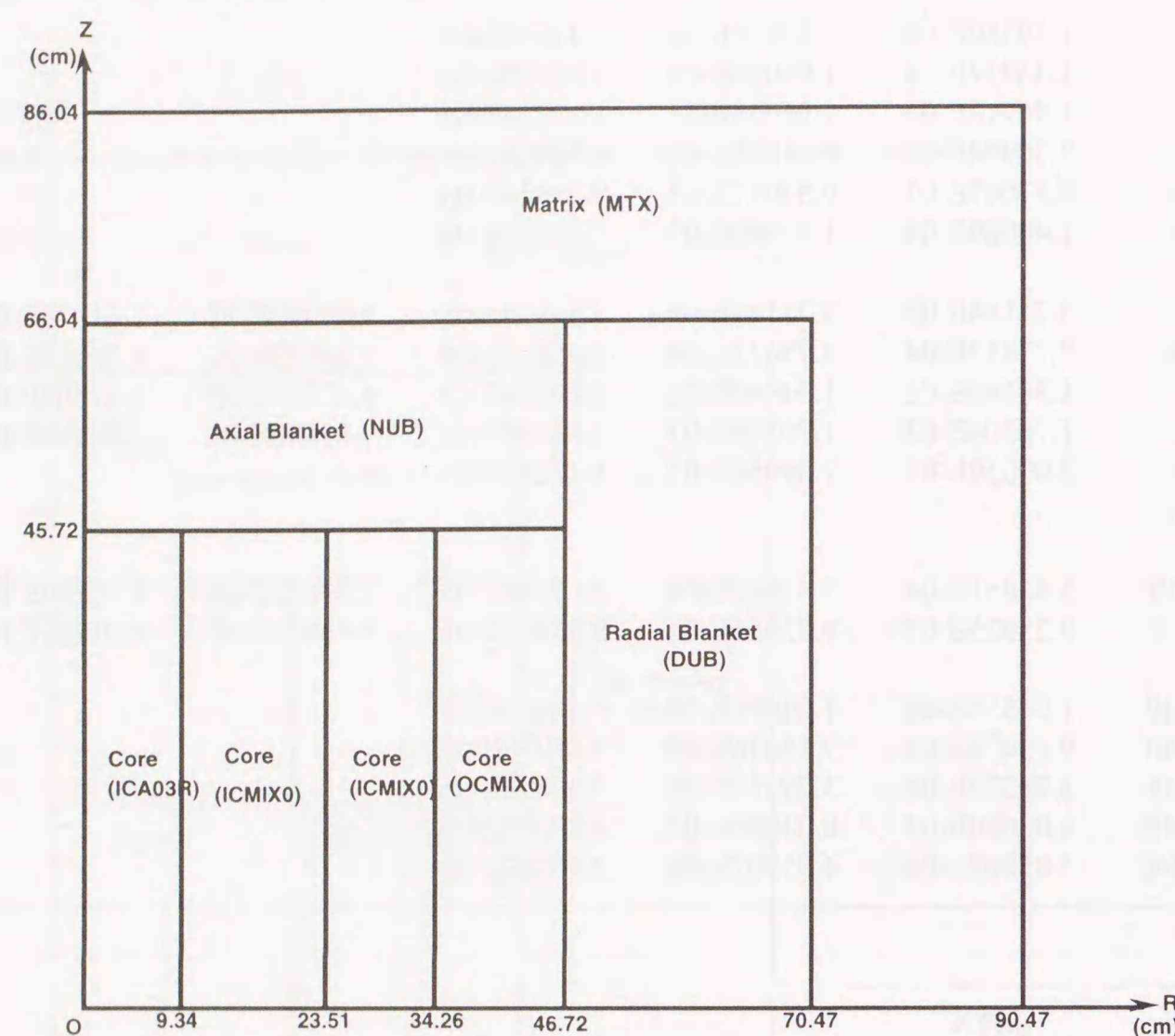


XVI-1 炉心原子個数密度 (単位: $(\times 10^{24} \text{ atoms/cm}^3)$)

核種	XVIICR	IMXH	OMXH	NUB	DUB
H	1.59580E-04	1.22838E-04	1.41038E-04		
C	1.33932E-04	1.03096E-04	1.18374E-04		
N	1.96713E-05	1.96713E-05	1.19738E-05		
O	7.70934E-05	6.11848E-05	6.59479E-05		
Na	9.57047E-03	9.57047E-03	8.73826E-03		
Al	1.49969E-04	1.49969E-04	1.56529E-03		
Cr	3.71184E-03	3.71184E-03	3.59975E-03	1.81013E-03	1.81013E-03
Mn	2.77413E-04	2.77413E-04	2.67225E-04	1.20015E-04	1.20015E-04
Fe	1.34140E-02	1.34140E-02	1.29874E-02	6.47267E-03	6.47267E-03
Ni	1.70304E-03	1.70304E-03	1.64118E-03	7.89440E-04	7.89440E-04
Zr	2.09059E-03	2.09059E-03	1.27253E-03		
Mo					
U-235	5.42851E-04	5.42986E-04	2.11194E-03	2.89683E-04	8.44219E-05
U-238	9.25925E-03	9.25956E-03	8.83542E-03	3.98883E-02	4.01743E-02
Pu-239	1.04553E-03	1.04553E-03	6.36410E-04		
Pu-240	9.13478E-05	9.13478E-05	5.56030E-05		
Pu-241	3.79322E-06	3.79322E-06	2.30892E-06		
Pu-242	8.03680E-07	8.03680E-07	4.89197E-07		
Am-241	4.85807E-06	4.85807E-06	2.95709E-06		

核種	MTX
H	
C	
N	
O	
Na	
Al	
Cr	1.22900E-03
Mn	8.19998E-05
Fe	4.39299E-03
Ni	5.35999E-04
Zr	
Mo	
U-235	
U-238	
Pu-239	
Pu-240	
Pu-241	
Pu-242	
Am-241	

炉心名：FCA XVI-2

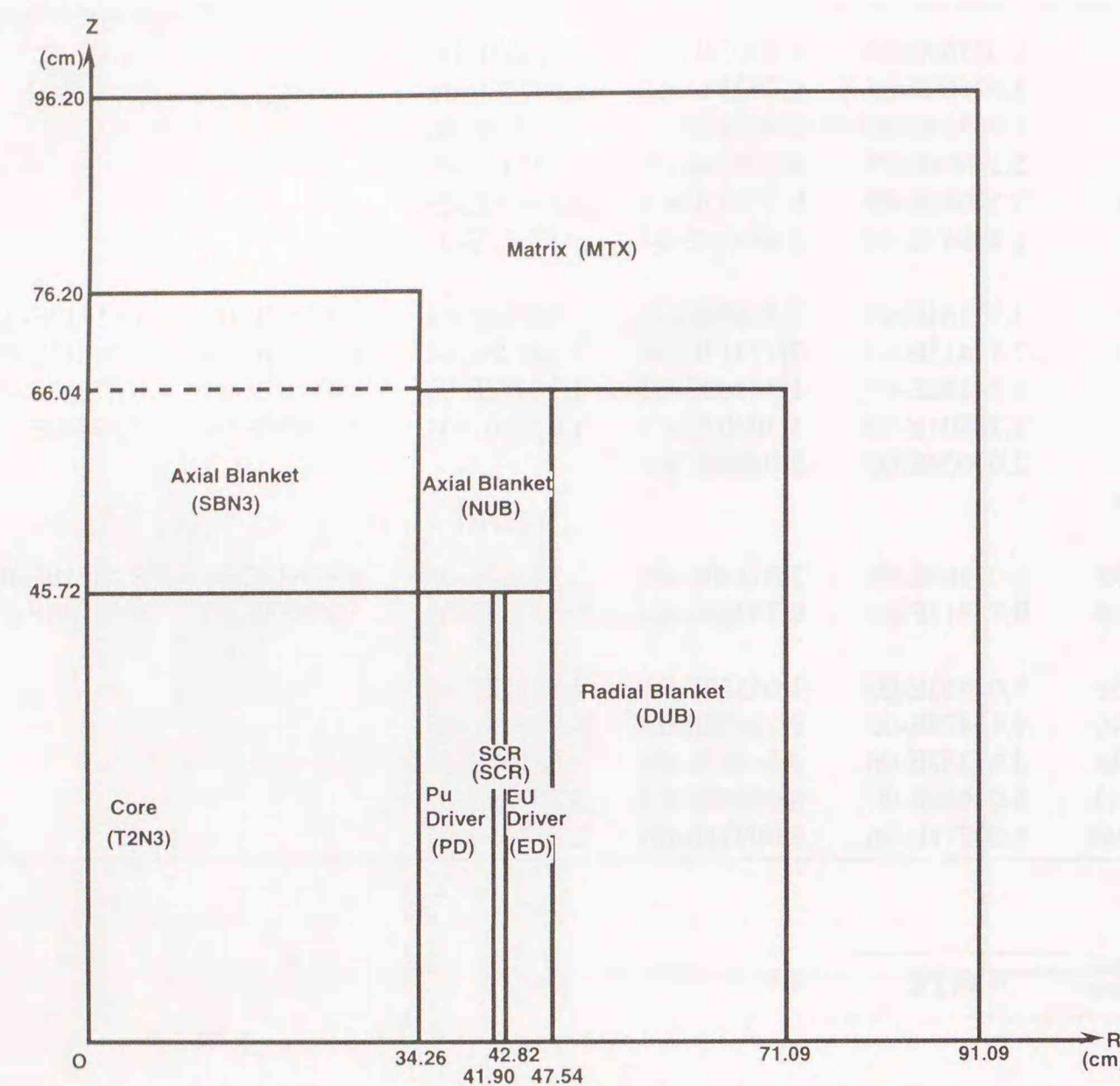


XVI-2 炉心原子個数密度 (単位: $(\times 10^{24} \text{ atoms/cm}^3)$)

核種	XVI2CR	ICMIX0	OCMIX0	NUB	DUB
H	1.02769E-04	1.23023E-04	2.01695E-04		
C	8.62560E-05	1.03254E-04	1.69276E-04		
N	1.96713E-05	1.96713E-05	9.07906E-06		
O	5.24980E-05	6.12684E-05	8.73559E-05		
Na	9.57047E-03	9.57047E-03	8.83430E-03		
Al	1.49969E-04	1.49969E-04	1.37314E-03		
Cr	3.71184E-03	3.71184E-03	3.56123E-03	1.81013E-03	1.81013E-03
Mn	2.77413E-04	2.77413E-04	2.64425E-04	1.20015E-04	1.20015E-04
Fe	1.34140E-02	1.34140E-02	1.28412E-02	6.47267E-03	6.47267E-03
Ni	1.70304E-03	1.70304E-03	1.62256E-03	7.89440E-04	7.89440E-04
Zr	2.09059E-03	2.09059E-03			
Mo					
U-235	7.07160E-05	7.07160E-05	3.30356E-03	2.89683E-04	8.44219E-05
U-238	9.75311E-03	9.75323E-03	9.54333E-03	3.98883E-02	4.01743E-02
Pu-239	1.04553E-03	1.04553E-03	4.82552E-04		
Pu-240	9.13478E-05	9.13478E-05	4.21605E-05		
Pu-241	3.64357E-06	3.64357E-06	1.68165E-06		
Pu-242	8.03680E-07	8.03680E-07	3.70929E-07		
Am-241	5.00771E-06	5.00771E-06	2.31125E-06		

核種	MTX
H	
C	
N	
O	
Na	
Al	
Cr	1.22900E-03
Mn	8.19998E-05
Fe	4.39299E-03
Ni	5.35999E-04
Zr	
Mo	
U-235	
U-238	
Pu-239	
Pu-240	
Pu-241	
Pu-242	
Am-241	

炉心名：FCA XVII-1



XVII-1 炉心原子個数密度 (単位: $(\times 10^{24} \text{ atoms/cm}^3)$)

核種	T2N3	PD	UD	SCR	SBN3
H		7.11475E-05	1.48208E-04	1.46948E-04	6.61991E-05
C		5.97067E-05	1.24389E-04	1.23351E-04	5.55603E-05
N	1.96713E-05	1.96713E-05			
O	1.70378E-02	1.31335E-02	1.34270E-02	6.36522E-05	1.70665E-02
Na	7.65637E-03	7.65640E-03	7.65639E-03	7.65637E-03	
Al	2.31875E-03	8.82511E-03	8.87846E-03	1.69510E-02	2.16879E-03
Cr	3.38501E-03	3.38502E-03	3.11743E-03	3.35935E-03	3.11743E-03
Mn	2.50069E-04	2.50069E-04	2.29390E-04	2.32634E-04	2.29389E-04
Fe	1.22257E-02	1.22257E-02	1.12169E-02	1.20462E-02	1.12169E-02
Ni	1.54712E-03	1.54713E-03	1.41313E-03	1.46063E-03	1.41313E-03
Zr					
Mo					
U-235	1.39545E-05	1.47009E-03	3.73047E-03	5.65144E-03	3.16334E-05
U-238	6.86897E-03	5.83476E-03	6.00492E-03	4.27235E-04	9.30747E-03
Pu-239	1.04553E-03	1.04553E-03			
Pu-240	9.13477E-05	9.13477E-05			
Pu-241	3.44419E-06	3.44419E-06			
Pu-242	8.03680E-07	8.03680E-07			
Am-241	5.20709E-06	5.20709E-06			

核種	NUB	DUB	MTX
H			
C			
N			
O			
Na			
Al			
Cr	1.81013E-03	1.81013E-03	1.22900E-03
Mn	1.20015E-04	1.20015E-04	8.19998E-05
Fe	6.47267E-03	6.47267E-03	4.39299E-03
Ni	7.89440E-04	7.89440E-04	5.35999E-04
Zr			
Mo			
U-235	2.89683E-04	8.44219E-05	
U-238	3.98883E-02	4.01743E-02	
Pu-239			
Pu-240			
Pu-241			
Pu-242			
Am-241			

