

# 第 1 章 序論

## 1.1 研究背景

2005 年 11 月、宇宙探査機「はやぶさ」は小惑星「イトカワ」に着地し、2010 年 6 月、世界で初めて地球重力圏外にある天体の固体表面に着陸してのサンプルリターンを成し遂げた。はやぶさは、メイン推進機として、太陽パネルを電源とする 350W のマイクロ波放電型エンジンを 4 機搭載している。このように、今後も宇宙探査ミッションは益々高度化し、また宇宙探査に伴う探査期間も長期化していくと考えられる。ここで問題となってくるのは探査に必要な電力の確保である。電力に対する需要が増加する一方で、その電源として用いることが出来るのは太陽電池や RI 電池である。太陽電池は太陽光をエネルギー源としているため、使用可能な領域が限られる。図 1.1 は太陽からの距離に対する太陽光強度の変化を表している。太陽光強度は太陽からの距離の 2 乗に反比例し、地球を基準として火星で約 50%、木星に至っては 5% 程度の強度しかなく、もはや太陽電池により大きな電力を得るのは困難である。そのように太陽電池を用いることが出来ない場所においては、現在 RI 電池が用いられている。RI 電池は  $^{238}\text{Pu}$  等の放射性核種を燃料とし、その崩壊熱を用いて発電を行う。太陽からの距離に依存せずに安定してエネルギーを供給出来るが、その原理上出力密度が低く、発電量は 1kW 程度にとどまっている。以上の理由から、これらの電源では上記の需要に答えることは難しい。

一方で、将来的な構想として核融合ロケットがあり、これが実現すれば高出力が得られ、推進システムとしても高推力・高比推力の理想的な性能が達成できるが、残念ながら実現の目処は立っていない。

これらの状況を踏まえ、原子炉を搭載した推進システムの研究が米国・旧ソ連等で 1950 年代から行われている。原子炉をエネルギー源として用いることで太陽からの距離に依存することなく、長期間の探査ミッションにおいても大出力のエネルギー供給が持続可能となる。

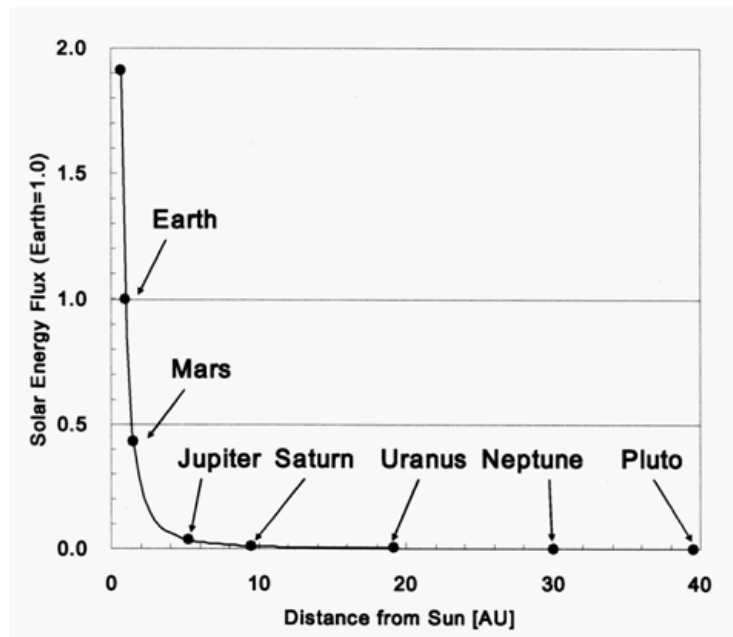


図 1.1. 太陽からの距離と太陽高強度

(星野健: “JAXA における宇宙用新エネルギー研究”, 第 47 回航空原動機・宇宙推進講演会, 2007)

## 1.2 宇宙用原子炉研究の歴史<sup>1)</sup>

宇宙用原子炉は東西陣営の宇宙開発競争が盛んであった 50 年代から開発が開始された。米国では NASA を中心として宇宙炉の研究開発が進められ、1965 年には電源用原子炉の SNAP-10A が打ち上げられ地球集周回軌道に乗った後起動され、電気出力 500W の実証実験に成功した。この後 NERVA/ROVER 計画が行われ技術基盤を確立したとされる。その後 1983 年、NASA・国防省・エネルギー省が協力し、電気出力 100kW 級の液体リチウム冷却炉 SP-100 の開発を開始した。熱輸送系、熱電変換系、放熱系などのサブシステムレベルでの試験は 1995 年から 1998 年にかけて行われたが、性能実証のための原子炉アセンブリ試験は宇宙開発予算の削減に従って、現在では見送られている。

一方旧ソ連では、熱電子変換を用いた宇宙用原子炉発電システム TOPAZ の開発を 1960 年代から開始し、1970 年代から原型モデル試験、1982 年から飛行モデルの地上試験を行ってきた。この活動は改良型である TOPAZ-II 開発へと受け継がれ、1987 年から 1988 年の間に TOPAZ-II を搭載した Cosmos1818 及び Cosmos1867 の打ち上げ、800km 高度の地球周回軌道上で 5kW の発電を

143 および 342 時間成功させた。TOPAZ-II の炉心断面を図 1.2 に示す。TOPAZ-II は濃縮度 96%の二酸化ウラン燃料を用い、水素化ジルコニウムを減速材とするナトリウム/カリウム冷却炉である。反応度の制御は主として側面反射体に配した回転ドラムの一部に中性子吸収体であるホウ素を取り付け、回転制御することによって行われた。これらの回転ドラムは緊急時には炉心より切り離すことで反応度を下げ、核反応を停止させることが出来る。

以上の米国・旧ソ連により研究・運用されてきた原子炉は全て濃縮度 90%以上のウラン燃料を用いていたが、日本で宇宙用原子炉を検討する際、その燃料であるウランの濃縮を考えると、日米原子力協定等の制約により高濃縮ウランの使用は困難である。故に使用できる濃縮ウランは低濃縮ウランにとどまり、その濃縮度は 20% が限度であると考えられる。

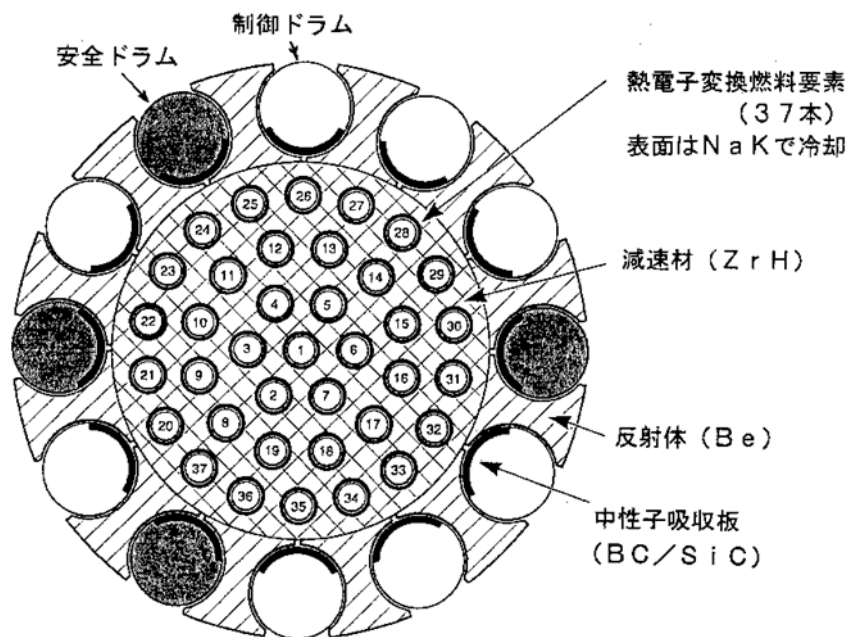


図 1.2. TOPAZ-II 原子炉断面図<sup>1)</sup>

### 1.3 原子力電気推進システム

#### 1.3.1 原子力推進の種類

原子力推進には、核パルス推進・核熱推進・原子力電気推進の 3 つの種類がある。核パルス推進は、ロケット後方で小さな核爆弾を連続で爆発させ、その

衝撃により推進力を得る方式である。大きな推力を得ることが出来るが、その原理上、核分裂生成物を宇宙空間にまき散らすことになり倫理的に望ましくない。次に、核熱推進はジェットエンジンのように、推進剤を原子炉で発生する熱により数 1000K にまで加熱し、ロケット後方に噴出させる。比較的大きな推力が得られるが、推進剤の消費が大きいとため、長期間の航行には適していない。最後に原子力電気推進は、原子炉を熱源として発電を行い、電気推進機を用いて推進する方法である。推力は使用する電気推進機によるが、一般的に推力が小さく、推進剤の消費が少ないという特徴を持つ。他の二つの方式と異なり、原子炉は推力の発生に直接関わらないが、発電システムと推進システムとをそれぞれを独立に最適化できるという利点がある。どの方式を採用すべきなのかは、有人探査であれば航行時間を短くするため核熱推進を、無人探査で時間がかかっても良い場合には推進剤の消費が少なく済む原子力電気推進を、という具合に探査ミッションによって異なる。本研究においては後者のように長期間のミッションに原子力電気推進を用いることを想定している。

### 1.3.2 原子力電気推進システム概要

原子力電気推進システム(Nuclear Electric Propulsion System: NEPS)は原子炉を熱源として発電を行い、それを電源として推進機を作動させ推力を得るシステムである。概念図を図 1.3 に示す。原子炉から発生する放射線による機器への影響を避けるため、発電機やペイロード・推進機など全てのコンポーネントは原子炉から見て遮蔽体の陰になるように配置されなければならない。従って、必然的に図のように原子炉・遮蔽体を頂点とした円錐状の領域内に全てのコンポーネントが納まるような配置となる。NEPS を構成する主なコンポーネントは原子炉、発電機、ラジエーター、そして推進機である。

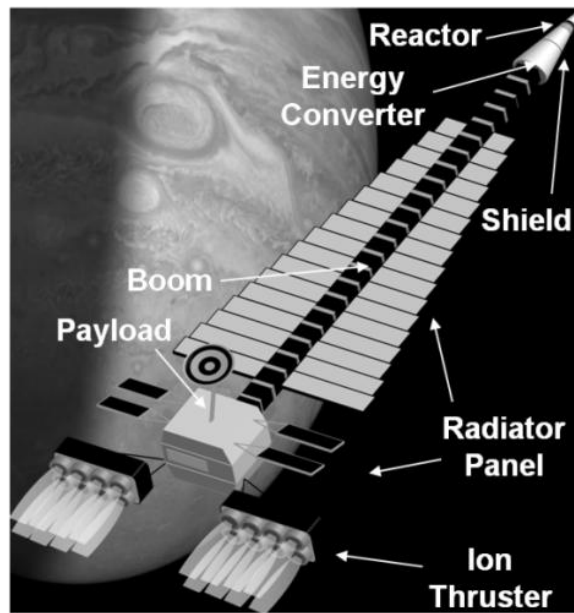


図 1.3. 原子力電気推進システム概念図

## 1.4 搭載する原子炉の条件

### 1.4.1 これまでの研究

当研究グループでは無人での長期航行を前提としたミッションにおいて、求められる条件として電気出力 10kW 程度・炉心質量 500kg 以下・発電システム質量 1000kg・連続運転 7 年程度としてきた。原子炉はその冷却に用いる流体により軽水炉・ガス冷却炉・液体金属冷却炉の大きく 3 種類に分けられる。各原子炉の特徴は詳しくは次章に述べる。これらの炉について、冷却材の動作温度・動作圧力・相変化の有無を比較し、高温運転が可能であり、かつ冷却材の相変化もないガス冷却炉が宇宙炉として適していると考えられる。そこでガス炉について研究を行った。しかしその質量は非常に重く 500kg 以下に抑えるのは困難であった。

そこで次に軽水炉について検討を行った。軽水炉は運転温度が低く大きな放射パネルが必要であるが結果としてそれを考慮しても炉心質量を抑え、目標を達成した。

### 1.4.2 軽水炉の問題点

軽水を冷却材兼減速材として用いることで炉心質量はガス炉に比べ大きく軽量化でき、反射体を考慮した結果、炉内構造物を含めても 150kg 程度の炉心で

臨界となる。しかし地球の重力圏からの脱出、木星軌道への突入、木星の衛星に高い傾斜角度から低軌道に突入、そして高度な電気通信機を搭載するなどの高度な探査ミッションには数 100kWe を超える電気出力を必要とする。その為には 1MW 程度の大きな原子炉熱出力が必要となる。しかし運転温度、放射パネルの質量を考慮すると、もはや軽水炉は現実的ではない。

### 1.4.3 ガス冷却炉

上記のように熱出力 1MW を考えた場合、高温運転が可能であり、安全性の高いガス冷却炉で再度宇宙炉を検討する。また炉心質量の低減の為、アメリシウム(Am)に着目した。Am の同位体の一つ  $^{241}\text{Am}$  は軽水炉を利用する事により発生する MA(マイナーアクチニド)の一つである。この  $^{241}\text{Am}$  が中性子を吸収する事により生成する  $^{242\text{m}}\text{Am}$  は非常に大きい核分裂断面積を有する。この  $^{241}\text{Am}$  と  $^{242\text{m}}\text{Am}$  の混合物を燃料に添加することにより炉心質量の軽量化を図る。

## 1.5 研究目的

本研究は探査機への電力供給を目的とし、濃縮度 20% のウラン燃料に Am を添加した燃料を用いて、炉心質量 500kg 以下<sup>2)</sup>・熱出力 1MW・運転時間 7 年程度の条件を満たす小型原子炉の検討を行うことである。まず臨界計算から炉心質量を減少させられる炉心構成を検討し、次に燃料温度計算から炉心サイズ、および熱的制限を満足する燃料設計を行う。

## 第2章 冷却材別炉心の特徴と課題

### 2.1 冷却材による炉心の特徴

原子炉はその冷却に用いる流体により軽水炉・ガス冷却炉・液体金属冷却炉の大きく3種類に分けられる。これらの炉について、冷却材の動作温度・動作圧力・相変化の有無を比較し、探査機搭載用原子炉としてどの冷却材を用いるのが適切かどうか検討した。表2.1にそれぞれ冷却材の特徴を示す。

宇宙空間における廃熱は、すべて放射パネルからの熱放射によって行なわれる。放射パネルからの放射熱量は Stefan-Boltzmann の法則により放射温度の4乗、および放射面積に比例する。放射パネルの面積、すなわち質量を抑えるという観点から、炉心の動作温度は出来るだけ高いほうが望ましい。また、冷却材の動作圧力により、原子炉圧力容器や配管等の必要厚さが異なる。冷却材の動作圧力が低いほど、必要な圧力容器厚さおよび配管厚さは小さくなり、システム全体の質量を抑えられる。さらに、システム中で冷却材が相変化を起こす可能性がある場合、相変化による体積の変化や微小重力下での2層流等を考慮する必要がある。

表 2.1. 冷却材による違い

	軽水炉	ガス冷却炉	液体金属冷却炉
冷却材	H <sub>2</sub> O	He	Na/Pb-Bi合金
減速材	H <sub>2</sub> O	C(グラファイト)/Be	ZrH <sub>2-x</sub>
運転温度[K]	300~600	600~1200	600~900
	<ul style="list-style-type: none"> <li>・非常に高い圧力</li> <li>・運転温度内で相変化</li> <li>・小型化が容易</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>・出力密度が低い</li> <li>・高温運転</li> <li>・相変化を考える必要がない</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>・冷却材を液体状態で維持</li> <li>・低圧力で運転可能</li> </ul>

以上の3つの観点からそれぞれを比較すると、高温運転が可能、かつ冷却材の相変化を考えなくてよいガス冷却炉は宇宙で用いる原子炉として最も適した特徴を有する。当研究グループではまずガス炉について検討を行った。しかし、その高温域において用いることの出来る減速材材料や反射体材料が限られ、比較的減速能が高い酸化ベリリウム(BeO)を用いても臨界となる炉心の質量は1500kg程度必要であり、目標の質量以下に抑えるのは非常に困難であった。そこで新たに軽水炉についての検討を行った。

## 2.2 軽水炉の課題と炉心質量の低減

軽水を冷却材兼減速材として用いることで炉心質量はガス炉に比べ大きく軽量化でき、炉内構造物を含めても150kg程度の炉心で臨界となった。TOPAZ-IIを参考として熱電子発電を行うため軽水炉にThermionic Fuel Elementを導入した場合、熱出力150kWの炉心について燃料温度を1600K以下に維持しつつ、電気出力11kW、発電効率7.9%が得られることがわかった。連続運転可能な期間は燃焼計算により少なくとも2700日間であることが確認できた。原子炉熱出力が100kW程度の場合、宇宙炉として軽水炉は運転温度の低さを考慮しても、放射パネルの大きさは十分現実的な範囲に収まった。

以上のことから、熱出力100kW級の探査機用原子炉については、軽水炉が多くの利点を有している。しかし地球の重力圏からの脱出、木星軌道への突入、木星の衛星に高い傾斜角度から低軌道に突入、そして高度な電気通信機を搭載するなどの高度な探査ミッションには数100kWeを超える電気出力を必要とする。その為には1MW程度の大きな原子炉熱出力が必要となる<sup>3)</sup>。

### 2.2.1 放射パネル質量

軽水炉を宇宙空間で用いる場合、運転温度がせいぜい600K程度である。したがって廃熱のために大きな放射パネルが必要となる。この放射パネルが大きくなり過ぎると、小型・軽量炉心といった軽水炉を用いる上で最大の利点がなくなってしまう。そこでまず、放射パネルの面積・質量がどの程度必要となるのか見積もりを行った。単位時間当たりの廃熱量 $W_{waste}$  [W]を放射するために必要なパネル面積 $A_{rad}$  [m<sup>2</sup>]は、Stefan-Boltzmannの法則から以下の式により求められる。

$$A_{rad} = \frac{W_{waste}}{\varepsilon\sigma(T_{rad}^4 - T_s^4)} \quad (2.1)$$

$\sigma$ : Stefan-Boltzmann 定数  $5.6710 \times 10^{-8}$  [W/m<sup>2</sup>·K<sup>4</sup>]

$\varepsilon$ : 放射パネルの放射率 0.9

$T_{rad}, T_s$ : 放射パネル温度、宇宙背景温度 4 [K]

放射率はパネル表面の材質や表面状態により異なった値をとり、ここでは0.9とした。放射パネル温度は軽水炉の運転温度を考慮すると600K以下になると考えられる。また、現在検討している原子炉の熱出力は1MW程度である。そこで比較の為、 $W_{waste}$ : 100kW、及び1MW、 $T_{rad}$ =370~1200Kとした場合について、上の式により $A_{rad}$ を算出した。また、単位面積当たりのパネル質量 $\rho$ を4 [kg/m<sup>2</sup>]とおき、以下の式から放射パネル質量を求めた。放射パネル形状を平板と仮定すると、 $A_{rad}$ はパネル両面の合計面積となるため、放射パネル質量 $M_{rad}$  [kg]は以下で与えられる。

$$M_{rad} = \rho \left( \frac{A_{rad}}{2} \right) = \frac{\rho W_{waste}}{2\varepsilon\sigma(T_{rad}^4 - T_s^4)} \quad (2.2)$$

図 2.1、図 2.2 に計算結果を示す。原子炉の熱出力 100kW 程度で 550K 以上では 25m<sup>2</sup>、50kg 以下となったが、熱出力を 1MW としたとき放射パネルは 550K 程度で 210m<sup>2</sup>、420kg 以上となる。また運転温度を 550K とした時、冷却材温度を上げるための炉心長が必要となり原子炉自体の質量も膨大となる事が予想され、もはや軽水炉を用いる事は現実的ではない。

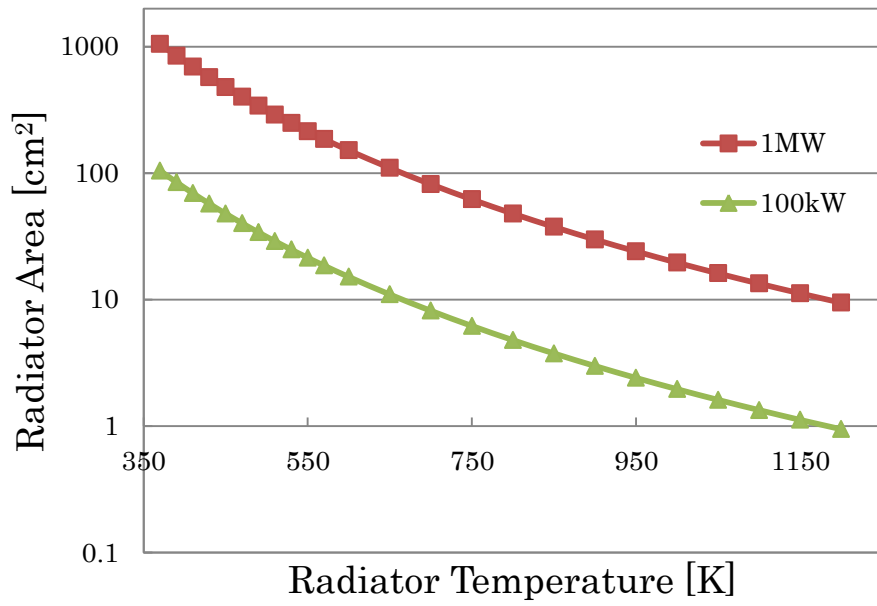


図 2.1. 廃熱に必要な放射パネル面積

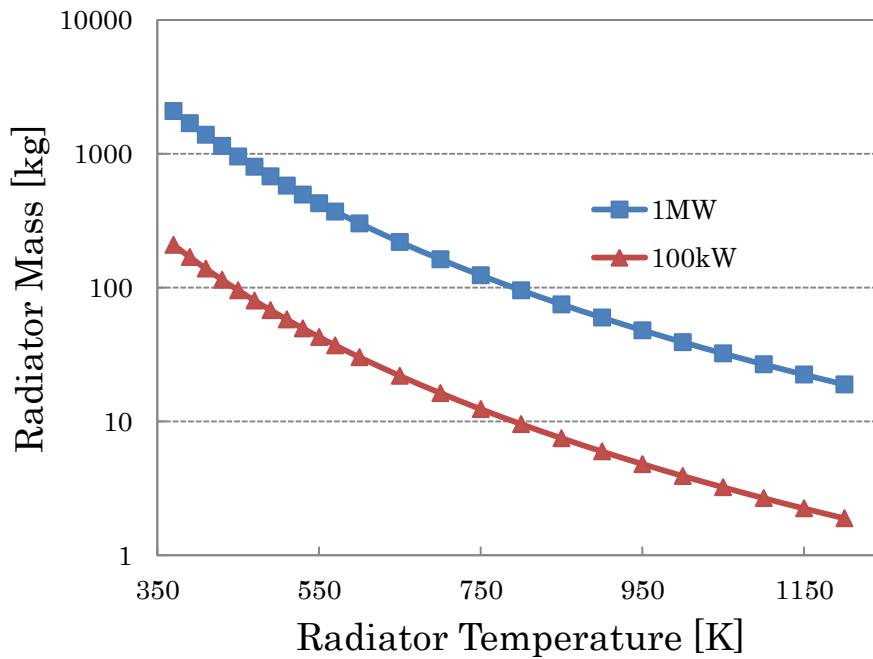


図 2.2. 廃熱に必要な放射パネル質量

### 2.2.2 高温ガス炉

上記の問題を解決する手段として再度ガス冷却炉の検討を行った。ガス炉の

運転温度を 800K としても、放射パネルは 50m<sup>2</sup>、100kg 以下となり、十分現実的な範囲に収まる。

### 2.2.3 Am

軽水炉を利用する事によりウラン 238(<sup>238</sup>U)が中性子を捕獲して <sup>239</sup>U となり、それが β<sup>-</sup>崩壊してネプツニウム 238(<sup>239</sup>Np)になり、更にそれが β<sup>-</sup>崩壊してプルトニウム 239(<sup>239</sup>Pu)が生成される。この <sup>239</sup>Pu の 2 重中性子捕獲により生成する <sup>241</sup>Pu が β<sup>-</sup>崩壊して生じるのが <sup>241</sup>Am である。<sup>241</sup>Am は中性子捕獲断面積が大きく、核燃料中では毒物として働く。使用済燃料中で U、Pu と比べ存在量の少ない Am、キュリウム(Cm)、およびネプツニウム(Np)を MA と称する。MA は再処理により高レベル放射性廃棄物へ移行する。

また <sup>241</sup>Am に高速中性子を照射する事により、<sup>242m</sup>Am の濃縮度 10%の Am となり、そこから濃縮を行う事で得られる<sup>4)</sup>。この <sup>242m</sup>Am は既知の最も核分裂断面積が大きいものとして知られる。

## 2.3 設計手法

探査機に搭載することを前提とするため、原子炉には小型・軽量、可動部の削減、制御安全性、長期間連続運転など様々な条件が課せられる。その中でも最も重要な条件は、原子炉・発電システムが軽量で小型であるということである。原子炉が臨界となるためには、最低限の炉心質量・大きさが必要であり、その下限は炉心構成によって大きく異なる。また、同じ炉心構成であっても動作温度や圧力などが異なる場合、配管の総質量や廃熱に必要なラジエーターの大きさなどが変化し、発電システムの質量も変化する。ただし、発電システムの質量は各コンポーネントの構造や配置などによっても異なり、その質量を見積もることは困難である。したがって本研究において発電システム全体の質量を具体的に見積もることはせず、主に炉心質量について議論している。設計は以下のような手順で行った。

- ① 原子炉は冷却材に黒鉛を用いた高温ガス炉とする。燃料における U と Am の比率、また Am 中の <sup>241</sup>Am と <sup>242m</sup>Am の比率を変化させ、臨界となるために必要な炉心質量を調査し、目標の 500kg に収まるか調査する。質量が大きくなる場合は反射体を用いて炉心質量を節約することを検討する。

- ② ①の結果を基に炉心の出力分布から温度分布を調べ、燃料領域温度の平坦化を図る。
- ③ 設定した炉心構成において7年間の連続運転が可能であるか調べる。また炉心の制御方法の簡単な評価をおこなう。
- ④ また設定した炉心構成において事故時の海水水没、もしくは水を含んだ砂に埋没した時の増倍率を調べ、簡単な事故解析を行う。

これらの調査において、炉心質量や連続運転期間などを判断する指標として中性子実効増倍率( $k_{eff}$ )を用いた。 $k_{eff}$ の算出には日本原子力研究開発機構による汎用核計算コードシステム SRAC2006<sup>5)</sup>を用いた。また、核データライブラリーに JENDL-3.3 を使用した。SRAC における計算の流れを図 2.3 に示す。本研究で行った計算は臨界計算および炉心燃焼計算である。どの計算でもまず始めに炉心材料を PIJ により均一化し、20 群の巨視断面積を作成する。臨界計算では、その巨視断面積を用い、球体系・円筒系についてそれぞれ ANISN・TWOTRAN で固有値計算を行う。炉心燃焼計算では、まず PIJ の格子燃焼計算モジュールを用いて、20 群巨視断面積に対し、燃焼度毎に内挿を行う。その断面積群を用い、COREBN により炉心燃焼計算を行った。

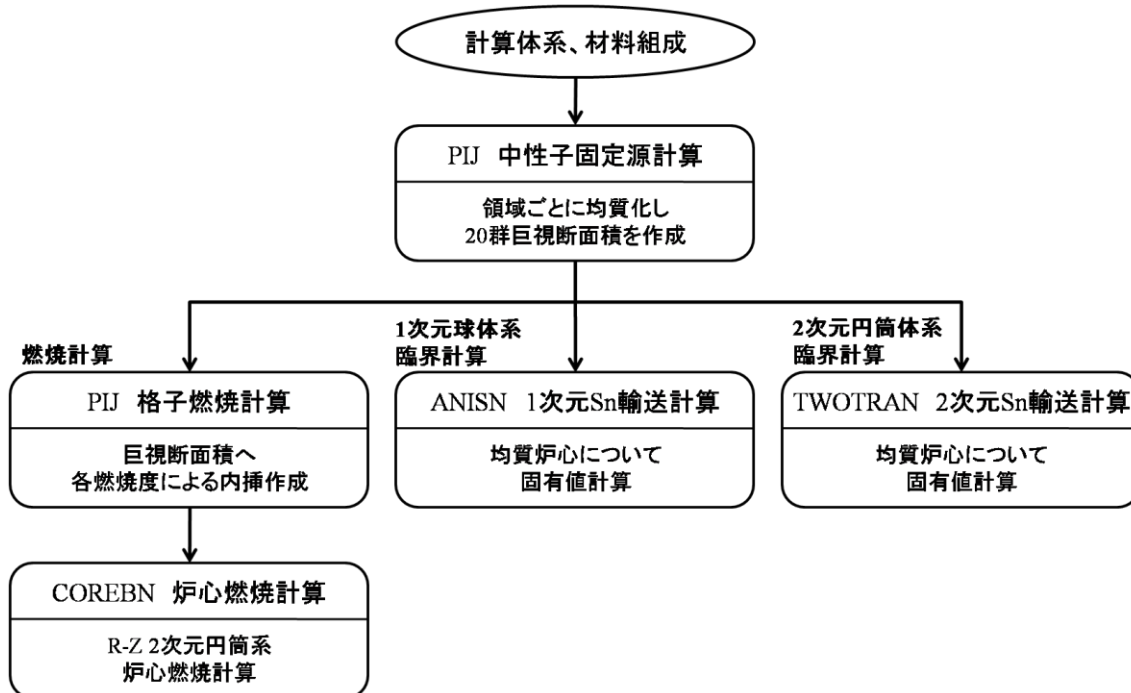


図 2.3. SRAC による計算の流れ

表 2.2 には使用した物質とその密度をまとめる。これらの密度は物質の温度・圧力などにより変化するが、本研究において密度は体系によらず一定として取り扱った。以降、臨界計算に用いた物質については、各々の物質が体系内にしめる体積割合を用いて示しており、実際に用いた数密度は表 2.1 の値に体積割合をかけることで求められる。また Am に関しては濃縮度が変化するため濃縮度 50%のときのみを示した。

表 2.2. SRAC で用いた物質の物性値

物質	原子核	質量密度 [g/cm <sup>3</sup> ]	数密度 [10 <sup>24</sup> /cm <sup>3</sup> ]
UO <sub>2</sub>	<sup>235</sup> U		4.9429E-03
	<sup>238</sup> U	10.95	1.9522E-02
	<sup>16</sup> O		4.8930E-02
BeO	<sup>9</sup> Be	3.02	7.2476E-02
	<sup>16</sup> O		7.2476E-02
C	<sup>12</sup> C	1.768	8.8743E-02
Si	<sup>28</sup> Si	54.914	2.4159E-03
He	<sup>4</sup> He	3.3201E-04	4.9951E-05
AmO <sub>2</sub> (50%)	<sup>242m</sup> Am		0.01288643
	<sup>241</sup> Am	11.7075	0.01288643
	<sup>16</sup> O		5.1546E-02

## 第3章 臨界計算

### 3.1 炉心構成

高温ガス炉の原子炉質量を見積もるにあたり、まず炉心構成の検討を行った。炉心構成は、日本原子力研究開発機構で検討された高温ガス炉ガスタービン発電システム(GTHTR300)<sup>6)</sup>を参考として、黒鉛炉とした。黒鉛炉を採用する利点として、高温耐性、核分裂生成物(FP)の閉じ込め性能、黒鉛の熱容量が大きく、出力の変化に対する炉心温度の変化が比較的緩やかであり制御しやすいということが挙げられる。図 3.1 に黒鉛炉の概念図を示す。被覆燃料粒子は、二酸化ウラン( $\text{UO}_2$ )燃料核を黒鉛(C)・シリコン(Si)で被覆したものであり、それを黒鉛粉末と混合・焼結し、燃料コンパクトとする。本研究ではこの被覆燃料粒子中の  $\text{UO}_2$  を二酸化アメリシウム( $\text{AmO}_2$ )に一部置き換え、その燃料粒子数の比率を変化させる。この燃料コンパクトを縦に積み上げ燃料棒を成し、それを束ねたものを炉心として考えた。

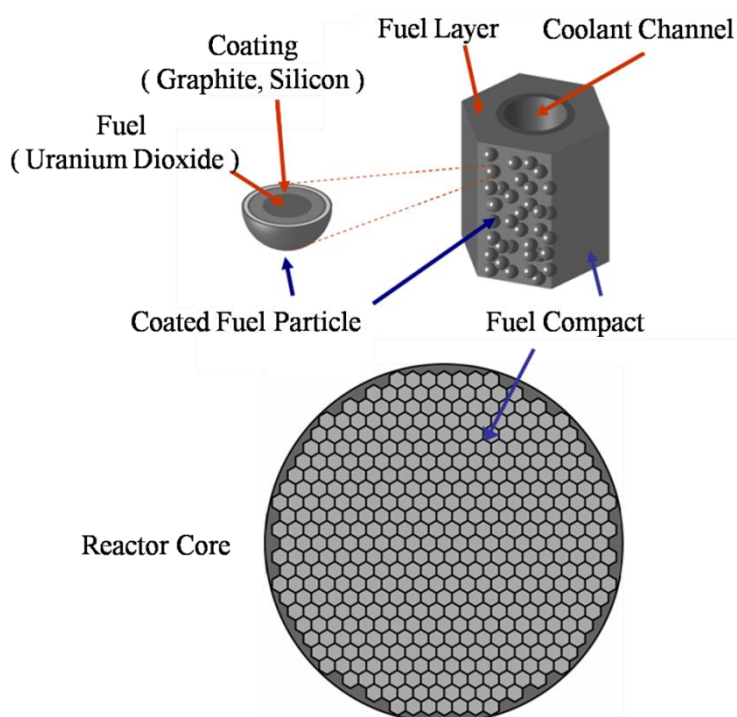


図 3.1. 黒鉛炉炉心体系

### 3.2 炉心質量

臨界計算は図 3.2 のような直径と高さが等しい円筒体系について行った。実際の高温ガス炉では冷却チャンネルは三角メッシュや四角メッシュなどに配置されるが、本研究では断面円形冷却チャンネルの周りに等価セルを検討した。

炉心は  $\text{UO}_2 \cdot \text{AmO}_2 \cdot \text{C} \cdot \text{Si}$  が均一に混合したものとして扱った。また黒鉛炉自体の臨界性を見るため、反射体は設置しないものとした。なお、 $(\text{UO}_2:\text{AmO}_2) \cdot \text{C}$  の体積混合比を 9 : 1 とした。

この体系について U と Am の比率、及び Am 中の  $^{241}\text{Am}$  と  $^{242m}\text{Am}$  の比率を変えた体系ごとに  $k_{\text{eff}} = 1.015$  近傍となる臨界質量を求めた。

結果を表 3.1 に示す。 $^{242m}\text{Am}$  の比率が 100% で Am の比率 60% 以上では目標の 500kg 以下を達成している。このことから 500kg 以下の高温ガス炉の設計の可能性を確認できた。しかし  $^{241}\text{Am}$  の比率が大きくなるにつれ炉心質量は大きくなり、 $^{242m}\text{Am}$  の比率 20% 以下で Am の比率 40% 以下、また  $^{242m}\text{Am}$  の比率 0% となるともはや  $k_{\text{eff}} = 1.015$  を実現する事はできなかった。そこで比較の為 Am を添加していない体系で調べたところ、炉心質量は 50ton 以上と膨大になるものの  $k_{\text{eff}} = 1.015$  を実現する事はできた。 $^{242m}\text{Am}$  割合の減少による核分裂断面積の影響以上に  $^{241}\text{Am}$  の中性子捕獲の影響が  $k_{\text{eff}}$  の低下に顕著につながっていると考えられる。

実際の炉心では反応度の制御の為、側面反射体に配した中性子吸収体を取り付けた回転ドラムで回転制御を行う。その為反射体を用いた体系で  $k_{\text{eff}} = 1.015$  程度を実現する事が望ましい。そこで各体系の反射体の効果を調べる為、反射体の厚さを変化させ、 $k_{\text{eff}}$  へ与える影響について調査を行った。また今後は簡単の為、(U と Am における Am の比率[%]) / (Am 中の  $^{242m}\text{Am}$  の比率[%]) を (X/Y) で表わす。例えば U と Am における Am の比率が 60%、Am 中の  $^{242m}\text{Am}$  の比率が 40% なら 60/40 とし、これを「濃縮比」と呼ぶ。

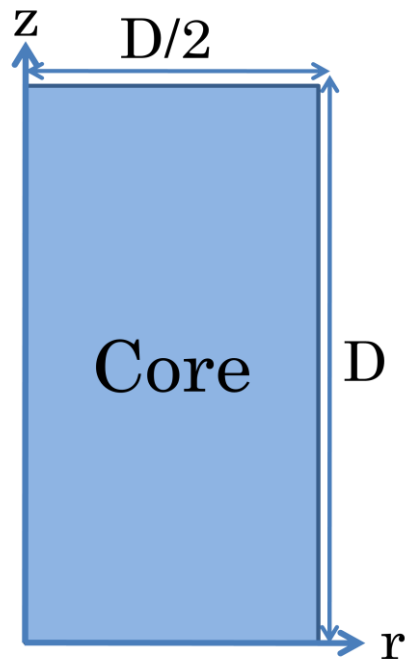


図 3.2. 黒鉛炉臨界計算体系

表 3.1. 炉心質量[kg] (反射体なし・円筒体系)

$^{242m}\text{Am}$ の濃縮度[%]	U・AmにおけるAmの比率[%]					
	0	20	40	60	80	100
0	56409					
20				185718	38355	14702
50		3398	880	1111	810	628
100		997	528	369	287	229

### 3.3 反射体

#### 3.3.1 反射体の効果

炉心周囲に反射体を設置することは、炉心質量を抑えるために有効な手段である。反射体を設置することによる質量節約の効果は反射体に用いる物質とその厚さによって変化する。本研究では反射体効果の高い酸化ベリリウム( $\text{BeO}$ )を用いた。反射体の厚さの変化が  $k_{eff}$  へ与える影響について調べる為、図 3.2.

のような高さと同じの等しい円筒体系で側面、及び上下に同じ厚さの反射体があるような体系を考えた。3.2 節より濃縮比が異なると臨界となる炉心半径は大きく異なる事が考えられる。そこで反射体厚さが炉心の半径と一致した時に  $k_{eff} = 1.015$  となるような炉心半径を各濃縮比で調べ、炉心の半径に対する反射体厚さを 0 ~ 3 倍まで変化させ  $k_{eff}$  を調べた。まず適当に 80/70 の体系を選び、反射体厚さを変化させ、 $k_{eff}$  を調査した。その結果が図 3.3 である。各プロットは炉心半径に対する反射体厚さの比率を 0、0.25、0.5、0.75、1、1.25、1.5、1.75、2、3 倍までを表わしている。これを「反射体比率」と呼ぶ。この時炉心半径、および反射体厚さが 13cm の時、 $k_{eff} = 1.015$  近傍となる。

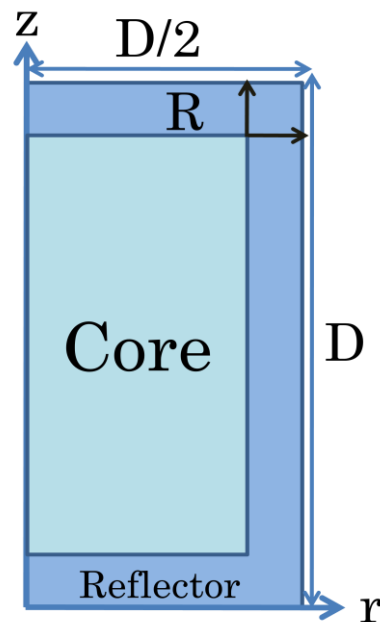


図 3.2. 黒鉛炉臨界計算体系(反射体あり)

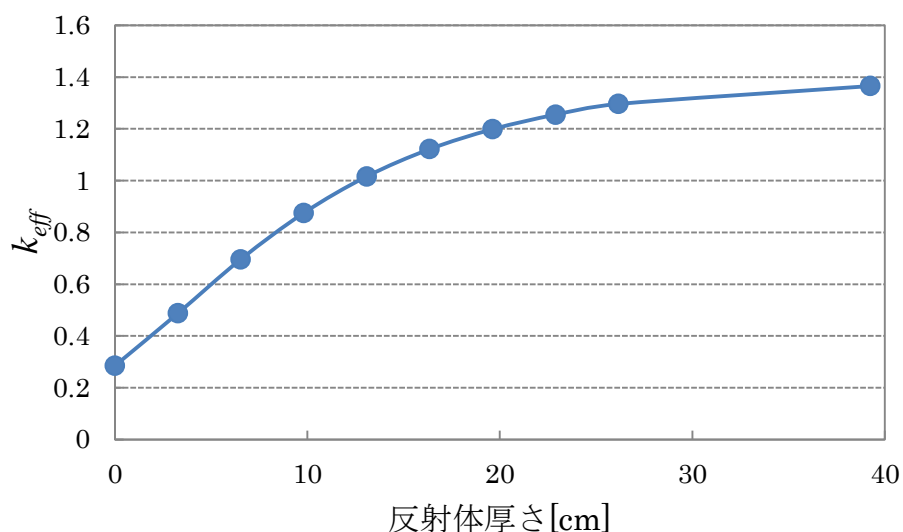


図 3.3. 反射体厚さによる  $k_{eff}$  の変化(80/70)

同様に濃縮比を変化させて調査した。パラメータを反射体比で比較し、 $^{242m}\text{Am}$  の比率が一致する濃縮比ごとにデータをまとめた。その結果を図 3.4 ~3.8. に示す。また調査した濃縮比での  $k_{eff} = 1.015$  近傍となる反射体を含めた炉心質量を表 3.2 に示す。

いずれの濃縮比においても反射体比率が 1.0 までは反射体の効果が大きく、それ以降は勾配が小さくなる事が分かった。

U と Am における Am の比率は反射体の効果に関しては大きく影響を与えていない事が分かる。 $^{242m}\text{Am}$  の比率が一致する濃縮比では臨界となる炉心質量は大きく異なるものの、反射体効果はほぼ同じ傾向を示している。また  $^{242m}\text{Am}$  の比率が小さくなるにつれて反射体の影響が小さくなっており、 $^{242m}\text{Am}$  の比率 20% では反射体比率 1.0 以降では  $k_{eff}$  が減少している。これらの事から  $k_{eff}$  の増加に大きく影響しているのは  $^{242m}\text{Am}$  であり、U の効果は小さいと考えられる。

表 3.2. 炉心質量[kg] (反射体あり・円筒体系)

$^{242m}\text{Am}$ の比率[%]	U・AmにおけるAmの比率[%]					
	0	20	40	60	80	100
0	3918					
20		13635	12928	9338	6649	4732
50		2282	880	689	564	470
70		780	529	409	335	280
90		546	374	288	236	198
100		490	325	250	204	173

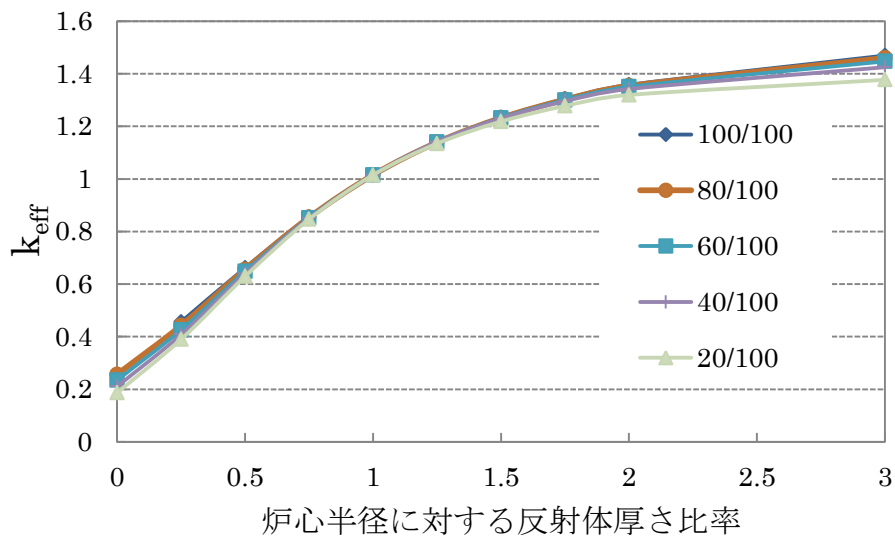


図 3.4. 反射体厚さによる  $k_{eff}$  の変化( $^{242m}\text{Am}$ 100%)

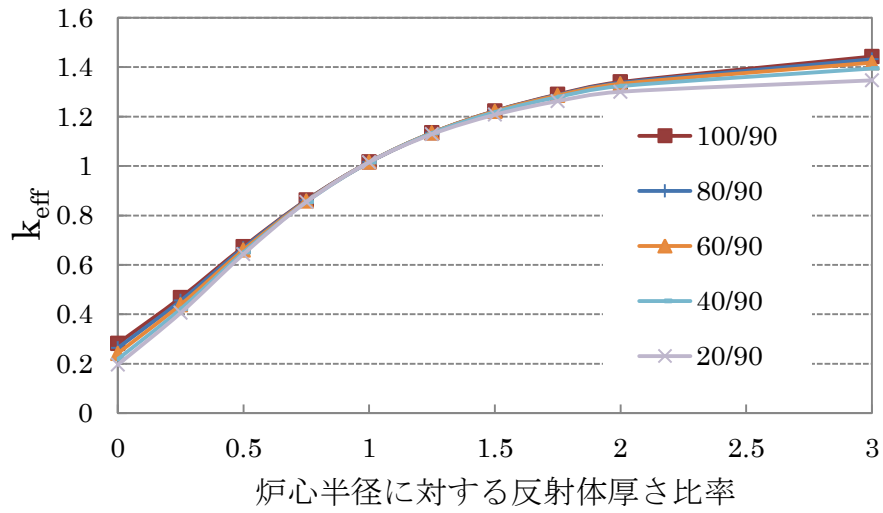


図 3.5. 反射体厚さによる  $k_{eff}$  の変化( $^{242m}\text{Am}90\%$ )

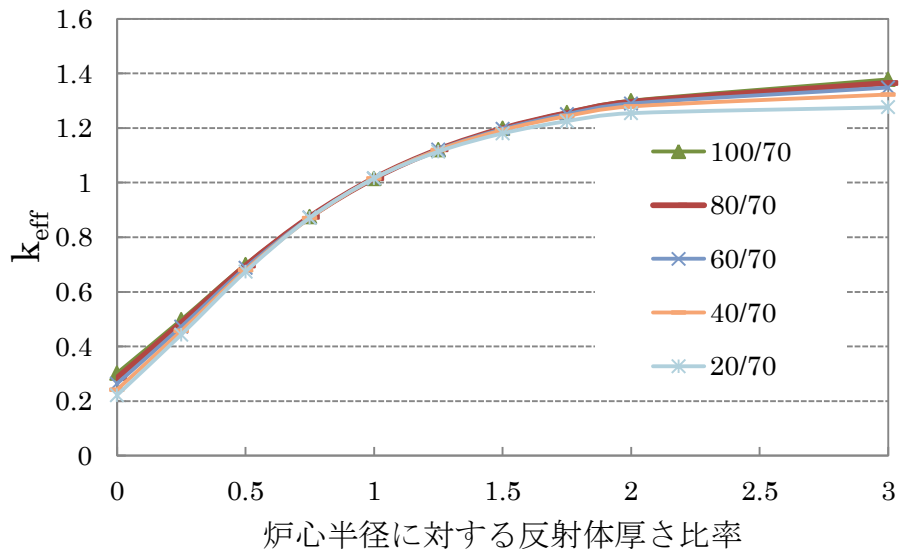


図 3.6. 反射体厚さによる  $k_{eff}$  の変化( $^{242m}\text{Am}70\%$ )

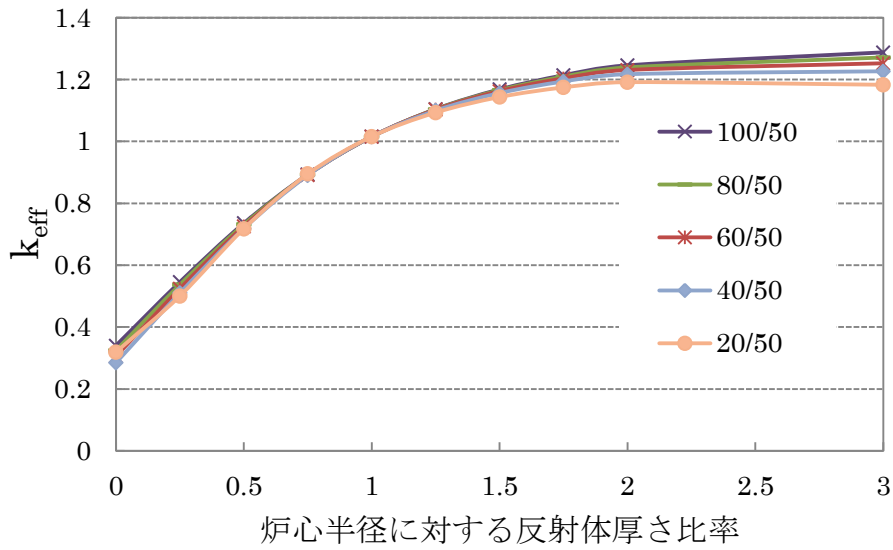


図 3.7. 反射体厚さによる  $k_{eff}$  の変化( $^{242m}\text{Am}50\%$ )

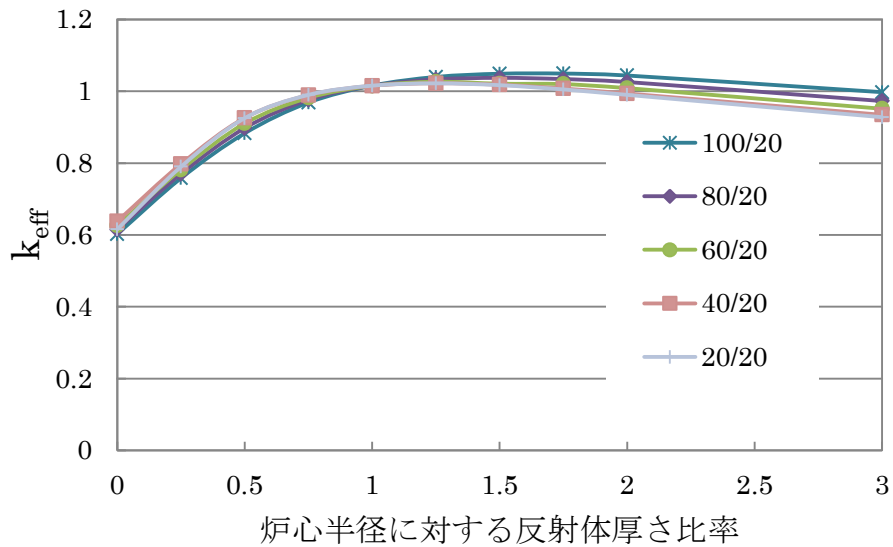


図 3.8. 反射体厚さによる  $k_{eff}$  の変化( $^{242m}\text{Am}20\%$ )

### 3.3.2 反射体の炉心質量への影響

3.3.1 節より反射体の効果は反射体厚さが炉心半径と同じ長さになるまで効果が高い事が分かった。次にこの反射体が炉心質量の低減にどの程度有効か濃縮比 60/50 および 40/90 を選び検証した。炉心半径に対する反射体の比率を先ほどの結果から 0~1 まで調査した。その結果を図 3.9. に示す。横軸は炉心の半径に対する反射体の厚さの比率である。縦軸は  $k_{eff} = 1.015$  の時の反射体を含め

た炉心質量である。この結果から反射体の厚さは炉心半径に対して 50%までは反射体を含む炉心質量を低減させる効果が大きく、50%を超える辺りからその効果がほとんどない事が確認できた。

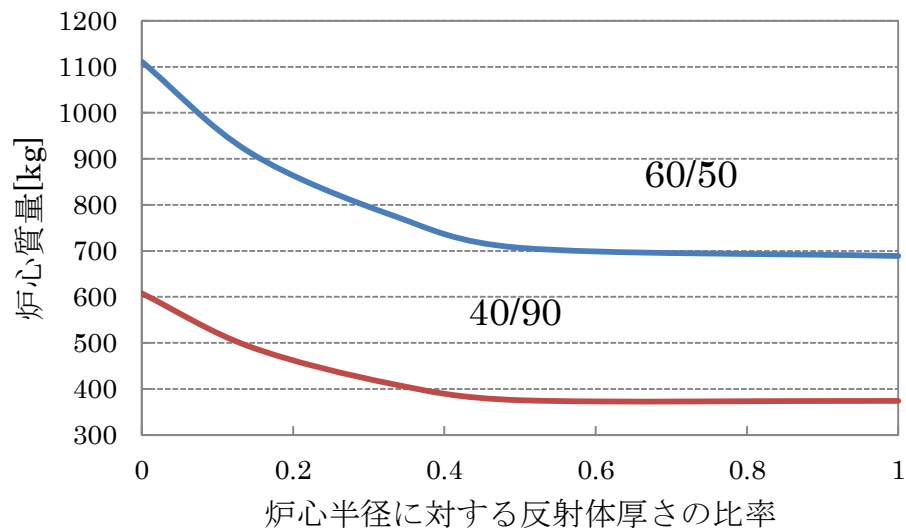


図 3.9. 反射体厚さによる炉心質量への影響

## 第 4 章 燃料温度計算

### 4.1 炉心の熱的制限

1MW の熱出力を得るためには高い冷却材温度が求められる。原子炉は冷却材にヘリウムを用い高い冷却材温度が得られる高温ガス炉を用いる。モデルとした HTTR より冷却材入口、出口温度を 650K、1200K とし、特に入口温度は厳しく見積もった。3 章で示した被覆燃料粒子は表面温度 2000K まで内部に核分裂生成物を閉じ込められることが実験的に確かめられている。

### 4.2 炉心構成

設計検討の為のモデルはこれまで検討した直径と高さの等しい円筒炉心で、炉心の入口、出口両側の外側、炉心側面に反射体領域を設けた体系を用いる。軸方向にのみ出力分布をもち、半径および角度方向の出力密度は一定とした。冷却材は炉心を軸方向に貫通した冷却チャンネルを流れる。

等価セル半径  $r_{eq}$  と三角メッシュ配置での冷却チャンネル間ピッチ  $p_l$  の関係式は次の様に表わされる<sup>7)</sup>。この関係を図 4.1 に示す。

$$r_{eq} = \sqrt{\frac{\sqrt{3}}{2\pi}} p_l$$

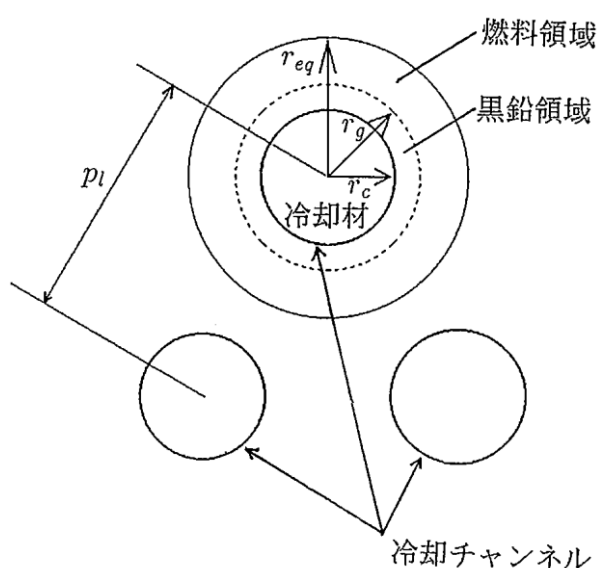


図 4.1. 実効半径

### 4.3 熱設計

原子炉出口温度 1200K は高温ガス炉で実際に実現した温度であるが、小型炉心を検討する為炉心の熱的負担が高くなる可能性がある。そこではじめに本章で熱設計を行い、熱的制限を満足するような出力分布を得たのち、第 5 章核設計でこの出力分布を実現する燃料装荷を検討する。

核、熱設計ともに上記で定めたモデルに基づいて行う。

#### 4.3.1 出力密度

炉心での軸方向位置  $z$  での等価セルの線出力密度  $q'(z)$  を次のように表す。

$$q'(z) = \frac{Q}{L} \phi(z) \quad (4.1)$$

ここで、 $\phi(z)$  は分布系を表し、

$$\frac{1}{L} \int_0^L \phi(z) dz = 1 \quad (4.2)$$

を満たす。 $L$  は炉心高さ、 $Q$  は等価セルの全出力である。

#### 4.3.2 冷却材温度

冷却チャンネルの区間  $dz$  で冷却材温度が  $dT_c$  だけ上がるとき、エネルギーの釣り合いから次式が成り立つ。

$$\dot{m} C_p \frac{dT_c}{dz} = q'(z) \quad (4.3)$$

ここで、 $\dot{m}$  は冷却チャンネルあたりの質量流量、 $C_p$  は冷却材の定圧比熱である。

式(4.3)を解くと

$$T_c(z) = T_{in} + \frac{Q}{\dot{m} C_p L} \int_0^z \phi(z) dz \quad (4.4)$$

ここでは、 $T_{in}$  は冷却材の炉心入口温度である。原子炉出口 ( $z = L$ ) 温度  $T_{out}$  は

$$T_{out} = T_{in} + \frac{Q}{\dot{m} C_p} \quad (4.5)$$

これより

$$T_{out} = T_{in} + \frac{T_{out} - T_{in}}{L} \int_0^L \phi(z) dz \quad (4.6)$$

また、 $\dot{m}$ は

$$\dot{m} = \frac{Q}{C_p(T_{out} - T_{in})} \quad (4.7)$$

### 4.3.3 冷却チャンネル表面温度

冷却チャンネル表面温度を $T_s(z)$ とすると熱伝達の法則より

$$T_s(z) - T_c(z) = \frac{q''(z)}{h_s} \quad (4.8)$$

$q''(z)$ は冷却チャンネル表面での熱流速で

$$q''(z) = \frac{q'(z)}{2\pi r_c} = \frac{Q}{2\pi r_c L} \phi(z) \quad (4.9)$$

$r_c$ は冷却チャンネル半径である。本研究では冷却材の流れは乱流のみ考える。

Dittus and Boelter の式より

$$h_s = \frac{\lambda_c}{2r_c} 0.023 R_e^{0.8} P_r^{0.4} \quad (4.10)$$

ここで $\lambda_c$ は冷却材の熱伝導率、 $P_r$ は冷却材のプラントル数、 $R_e$ は冷却材のレイノルズ数で

$$R_e = \frac{\dot{m}L}{A_c \eta} \quad (4.11)$$

$A_c$ は冷却チャンネル断面積であり $\pi r_c^2$ に等しく、 $\eta$ は冷却材の粘性係数である。

$\lambda_c$ 、 $P_r$ 、 $\eta$ は温度の係数である。

これらより $T_s(z)$ は次のように表される。

$$T_s(z) = T_c(z) + \frac{Q}{2\pi L} \frac{1}{\frac{\lambda_c}{2} 0.023 R_e^{0.8} P_r^{0.4}} \phi(z) \quad (4.12)$$

### 4.3.4 黒鉛領域温度

等価セルの黒鉛領域( $r = r_c \sim r_g$ )での発熱は無視できる。さらに軸、角度方向の熱移動も一般に無視でき、半径方向の熱移動のみを考えると熱伝導方程式は次のようになる。

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \lambda_g \frac{d}{dr} T = 0 \quad (4.13)$$

ここで  $\lambda_g$  は黒鉛の熱伝導率で温度の関数である。

$\lambda_g$  が定数とみなせるとき式(4.10)は解析的に解ける。境界条件は  $r = r_c$  での温度と熱流速で

$$T|_{r=r_c} = T_s(z) \quad (4.14)$$

$$-\lambda_g \frac{d}{dr} \Big|_{r=r_c} = q''(z) = \frac{Q}{2\pi r_c L} \phi(z) \quad (4.15)$$

これらより、黒鉛領域外側境界  $r = r_g$  での温度  $T_g(z)$  は次のように表される。

$$T_g(z) = T_s(z) + \frac{Q}{2\pi L \lambda_g} \ln \frac{r_g}{r_c} \phi(z) \quad (4.16)$$

#### 4.3.5 燃料領域温度

等価セルの燃料領域 ( $r = r_g \sim r_{eq}$ ) では発熱があるため、熱伝導方程式は次のようになる。

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \lambda_f \frac{d}{dr} T = q'''(z) \quad (4.17)$$

ここで  $\lambda_f$  は燃料領域の熱伝導率、 $q'''(z)$  は出力密度で

$$q'''(z) = \frac{q'(z)}{\pi(r_{eq}^2 - r_g^2)} = \frac{Q}{\pi L((r_{eq}^2 - r_g^2))} \phi(z) \quad (4.18)$$

等価セル内の発熱は全て中心の冷却チャンネルから取り除かれたものとしているので、 $r = r_{eq}$  での境界条件は断熱とする。また、 $r = r_g$  での温度は  $T_g$  に等しい。

$$T|_{r=r_g} = T_g(z) \quad (4.19)$$

$$\frac{d}{dr} T \Big|_{r=r_g} = 0 \quad (4.20)$$

$\lambda_f$  を一定とみなせるとき等価セル境界  $r = r_{eq}$  での温度  $T_f(z)$  は次のように表される。

$$T_f(z) = T_g(z) + \frac{Q}{2\pi L \lambda_f} \left( \frac{\ln \frac{r_{eq}}{r_g}}{1 - \left(\frac{r_g}{r_{eq}}\right)^2} - \frac{1}{2} \right) \phi(z) \quad (4.21)$$

式(4.5),(4.9),(4.11),(4.16)をまとめると

$$T_f(z) = T_{in} + \frac{T_{out} - T_{in}}{L} \int_0^z \phi(z) dz + \frac{Q}{2\pi L} \left\{ \frac{1}{\frac{\lambda_c}{2} 0.023 R_e^{0.8} P_r^{0.4}} + \frac{1}{\lambda_g} \ln \frac{r_g}{r_c} + \frac{1}{\lambda_f} \left( \frac{\ln \frac{r_{eq}}{r_g}}{1 - \left(\frac{r_g}{r_{eq}}\right)^2} - \frac{1}{2} \right) \right\} \phi(z) \quad (4.22)$$

#### 4.4 熱物性値

冷却材はヘリウムを用いる。ヘリウムの熱伝導率は $T_{in}$ から $T_{out}$ まで線形的に変化するので余裕をみてその平均温度925Kでの熱伝導率より低い値を用いる。ヘリウムの熱伝導率 $\lambda_c$ は以下に示す値で一定とする。

$$\lambda_c = 0.3115 \text{ W/m}\cdot\text{K}$$

また黒鉛の熱伝導率は温度が高くなるにつれ下がっていき、1200K以上ではほぼ一定となる<sup>8)</sup>。黒鉛の熱伝導率 $\lambda_g$ は以下に示す定数として扱う。

$$\lambda_g = 41.9 \text{ W/m}\cdot\text{K}$$

燃料領域も大部分を黒鉛が占めているので、熱伝導率は黒鉛のものを用いる。

#### 4.5 温度の平坦化

熱的制限でもっとも考慮すべきは被覆燃料粒子の表面温度である。被覆燃料粒子は燃料温度が2000K以上の領域で破損率が著しく増加する。そこで2000Kに余裕を持たせ、通常運転時の温度制限を1800Kとし、これを熱的制限とする。

温度制限は炉心のもっとも高い温度に課せられるので燃料表面温度分布は炉心の大部分が最高温度に等しくなるように平坦化されることが望ましい。炉心での軸方向の位置 $z$ を $\xi = z/L$ を用いて無次元化する。式(4.17)を $\xi$ で置き換え

ると、等価セル境界温度  $T_f(\xi)$  について次式を得る。

$$\frac{T_f(\xi) - T_{in}}{T_{out} - T_{in}} = \int_0^\xi \phi(\xi) d\xi + \frac{\phi(\xi)}{\sigma} \quad (4.23)$$

$$\sigma \equiv \frac{T_{out} - T_{in}}{\frac{Q}{2\pi L} \left\{ \frac{1}{\frac{\lambda_c}{2} 0.023 R_e^{0.8} P_r^{0.4}} + \frac{1}{\lambda_g} \ln \frac{r_g}{r_c} + \frac{1}{\lambda_f} \left( \frac{\ln \frac{r_{eq}}{r_g}}{1 - \left( \frac{r_g}{r_{eq}} \right)^2} - \frac{1}{2} \right) \right\}} \quad (4.24)$$

式(4.19),(4.20)より  $\sigma$  は等価セル全体の無次元化された熱伝達率と考えることができる。 $\sigma$  を定数と見なせるならば平坦な温度分布  $dT_f(\xi)/d\xi = 0$  のためには  $\phi(\xi)$  が

$$\phi(\xi) = \phi(0) \exp(-\sigma \xi) \quad (4.25)$$

を満たせばよい。式(4.2)より

$$\phi(0) = \frac{\sigma}{1 - \exp(-\sigma)} \quad (4.26)$$

ゆえに

$$\phi(\xi) = \frac{\sigma}{1 - \exp(-\sigma)} \exp(-\sigma \xi) \quad (4.27)$$

よって  $T_f(\xi)$  は

$$\begin{aligned} \frac{T_f(\xi) - T_{in}}{T_{out} - T_{in}} &= \frac{1}{1 - \exp(-\sigma)} \\ \Rightarrow T_f(\xi) &= T_{in} + \frac{T_{out} - T_{in}}{1 - \exp(-\sigma)} \exp(-\sigma \xi) \end{aligned} \quad (4.28)$$

平坦な温度分布は原子炉入口から出口へ指数関数的に減少する出力分布によって得られ、その減少率は無次元化された等価セル全体の熱伝達率  $\sigma$  で与えられる。このときの等価セルの境界温度は原子炉入口、出口温度と  $\sigma$  によって決まる。

#### 4.6 設計及び検討

式(4.22)より得られる  $T_f(\xi)$  を位置  $\xi$  での燃料表面温度と見なすことができる。

$T_f(\xi)$ に影響を及ぼすパラメータは無次元化された等価セル全体の熱伝達率 $\sigma$ を通して炉心半径 $R$ 、炉心高さ $L$ 、等価セル寸法 $r_c$ 、 $r_g$ 、 $r_{eq}$ 及び等価セル全出力 $Q$ と分布 $\phi(\xi)$ である。炉出力 $W_{th}$ は1MWで一定である。半径方向の出力密度は一定と見なしているので等価セル全出力 $Q$ は次のように表す事ができる。

$$Q = \frac{r_{wq}^2}{R^2} W_{th} \quad (4.29)$$

本研究では等価セル寸法を表4.1のように設定した。炉心高さ $L$ は $L=2R$ としているので、まず炉心半径 $R$ を変えた時の $T_f$ を調査した。その結果を図4.1に示す。

表4.1. 燃料エレメントの等価セル寸法

$r_c$	$r_g$	$r_{eq}$	三角メッシュでの冷却 チャンネル間ピッチ
0.5	1.5	2.4	4.57

単位 : cm

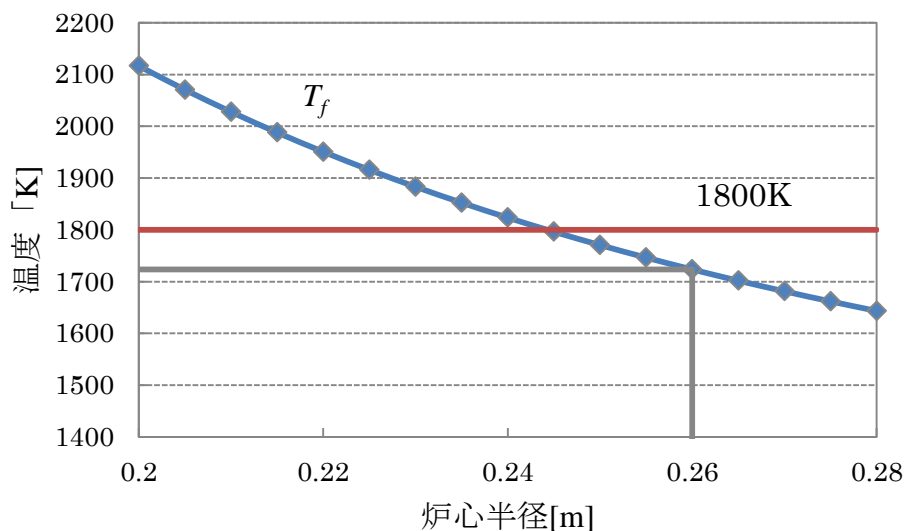


図4.1. 炉心半径と燃料表面温度

$R$ が24.5cm付近で $T_f$ が熱的制限温度の1800K近傍となる。しかし $T_f$ は理想的な出力分布を得た時の温度である。また炉心半径が31cmを超えると炉心質量のみで500kgを超える。反射体を装荷する事も想定し、余裕をみて $T_f$ が1723K

となる炉心半径  $R=26\text{cm}$ 、 $L=52\text{cm}$  を炉心設計としてとりあげる。 $T_f$  を  $1723\text{K}$  として平坦化した時の  $T_c$ 、 $T_g$ 、 $T_f$  及び目標出力分布を図 4.2 に示す。

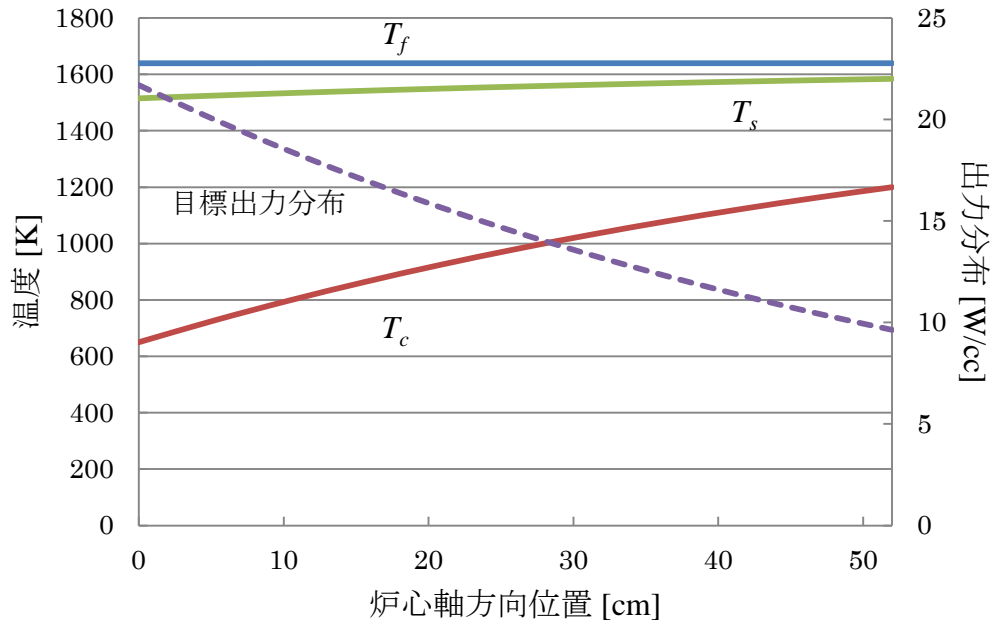


図 4.2. 原子炉温度分布および出力密度分布(熱設計)

## 第5章 出力密度分布

### 5.1 原子炉体系

まず初めに炉心半径 26cm とした時、反射体の大きさをどの程度にすればよいか調査した。燃料部の密度が最大、最小となるのは各々濃縮比 100/100、0/0 の時である。そこでこの濃縮比で反射体厚さを変え、炉心質量が 500kg 以下となる反射体厚さを求めた。その結果が図 4.1 である。濃縮比による炉心質量の違いはほとんどない。また反射体厚さがおよそ 4.5cm のとき、炉心質量が 500kg 程度になる。第3章より反射体厚さは炉心半径の 50%程度までは反射体を含む臨界炉心質量の低減に効果がある。そこで反射体厚さは余裕をみて 4.0cm とした。この体系で各濃縮比の  $k_{eff}$  を調査した。その結果が表 4.1 である。

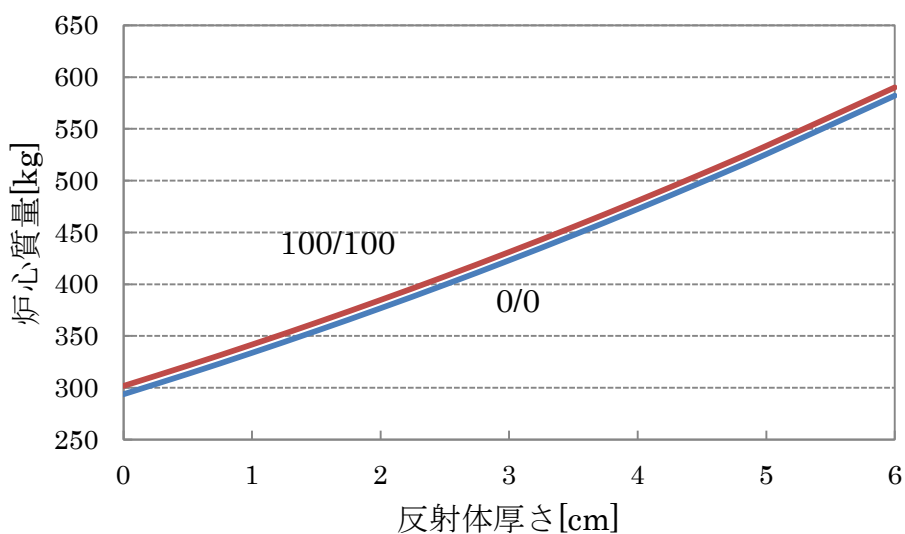


図 4.1. 反射体厚さと炉心質量(炉心半径 26cm)

表 4.1. 各濃縮比に対する  $k_{eff}$  (炉心半径 26cm 反射体厚さ 4cm)

濃縮比	20/100	40/70	40/90	40/100	60/70	60/90	60/100	
$k_{eff}$	0.8310	0.8699	1.0071	1.0722	1.0040	1.1680	1.2449	
濃縮比	80/50	80/70	80/90	80/100	100/50	100/70	100/90	100/100
$k_{eff}$	0.9119	1.1143	1.2959	1.3799	0.9913	1.2098	1.4031	1.4917

## 5.2 設計および検討

### 5.2.1 出力密度分布調査

第 4 章では熱的制限を満足する為に炉心入口から指数関数的に減少する出力分布がよい事がわかった。本章では核設計によってこの出力分布を実現する燃料装荷を検討した。また目標出力密度分布からの出力密度分布の目標出力分布との分散値  $\overline{(\Delta q)^2}$  で評価する。

$$\overline{(\Delta q)^2} = \frac{1}{J} \sum_j^J (q_j - q'_j)^2$$

ここで、 $j$  は軸方向のメッシュ番号、 $J$  はメッシュの総数、 $q_j$ 、 $q'_j$  はメッシュ  $j$  での出力密度および目標出力密度である。

### 5.2.2 2 燃料領域(炉心中央境界)

出力密度分布は燃料密度が一様であると、中心部で高く周辺部で低い出力密度分布となる。どの濃縮比でもこの出力分布はほぼ同じ形をとった。これを図 4.2 に示す。最高燃料表面温度は 1813K である。

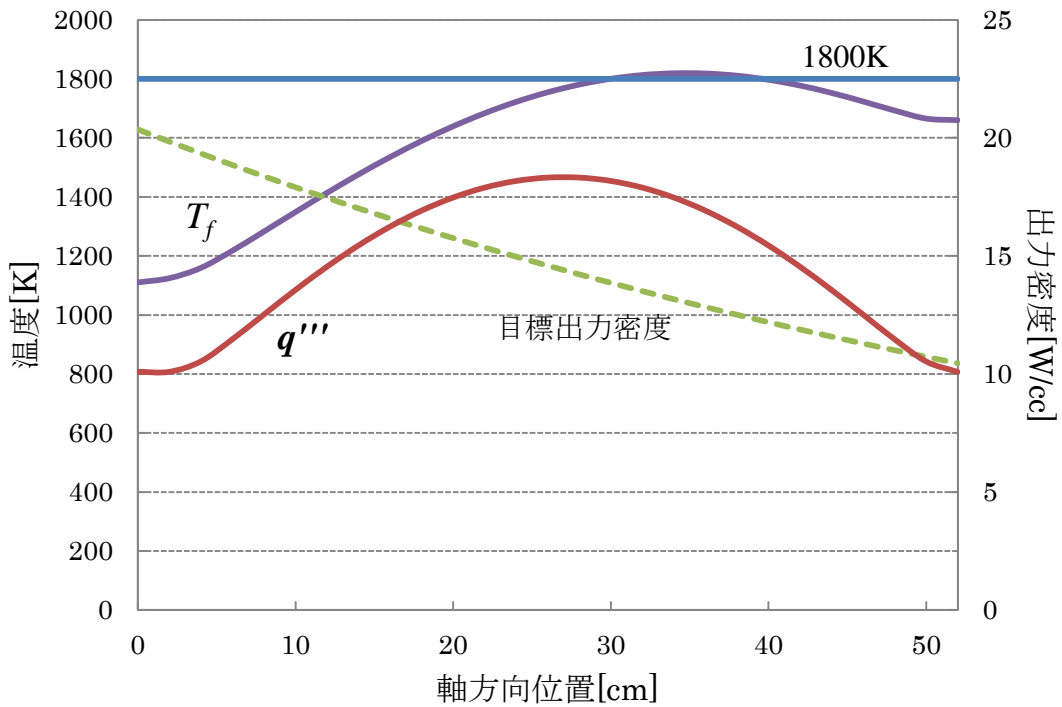


図 4.2. 出力密度分布および燃料表面温度

出力密度は

$$q''' \propto \kappa \Sigma_f \phi$$

で表される。ここで  $\kappa$  は核分裂あたりの発生エネルギー、 $\Sigma_f$  は巨視的核分裂断面積、 $\phi$  は中性子束である。 $^{242m}\text{Am}$  は高い核分裂断面積をもつため、この核分裂断面積の大きさを利用して炉心中央を境界に入口側に  $^{242m}\text{Am}$  の数密度の高い燃料を装荷し、出口側に  $^{242m}\text{Am}$  の数密度の低い燃料を装荷して出力密度分布の傾向を調査した。また同時に  $T_f$  を調査した。調査した濃縮比は入口側、出口側の順に ( i ) (100/100, 100/70)、( ii ) (100/100, 100/50)、( iii ) (100/100, 40/100)、( iv ) (100/100, 40/70)、( v ) (40/100, 40/70)、である。その結果を図 4.3~4.7 に示す。

またこれらの  $^{242m}\text{Am}$ 、 $^{241}\text{Am}$  の数密度、 $k_{\text{eff}}$ 、 $(\Delta q)^2$ 、燃料表面最高温度 ( $T_{f_{\text{max}}}$ )

を表 4.2 に示す。( i ) から ( v ) において出力密度分布は全体では想定した通り入口側で高くなっているものの、入口側領域内では入口で低く出口側で高い分布になっている。また入口側の高い出力密度から出口側の低い出力密度に移行する事で出力密度のピークが大きくなり、結果として  $T_{f_{\text{max}}}$  が全て 1900K を超えて

いる。 $^{242m}\text{Am}$  の数密度に関しては数密度が高い組み合わせでは  $k_{eff}$  が高く出ているが、 $T_{f\max}$  は  $^{242m}\text{Am}$  の数密度の差が大きい程高くなる傾向にある。これは  $\Sigma_f$  の差が出力密度の差となり、出力密度のピークが  $T_{f\max}$  となって現れるからである。また(i)、(v)は燃料が一様な体系と比較して目標出力密度からの分散値は小さいものの、燃料が一様な体系の方が  $T_{f\max}$  は低くなっている。この問題により他の濃縮比においても調査したものの  $T_{f\max}$  が 1800K を下回る事はなかった。このことから出力密度のピークが小さくなる体系を検討する必要がある。

表 4.2.2 燃料領域(炉心中央境界)：計算条件と結果

		数密度( $10^{21}/\text{cm}^3$ )		$k_{eff}$	$\overline{(\Delta q)}^2$	$T_{f\max}$ [K]
		入口側	出口側			
(i)	$^{242m}\text{Am}$	2.7468	1.9228	1.357	6.06	1923
	$^{241}\text{Am}$	0	0.8241			
(ii)	$^{242m}\text{Am}$	2.7468	1.3734	1.284	25.44	2037
	$^{241}\text{Am}$	0	1.3734			
(iii)	$^{242m}\text{Am}$	2.7468	1.0987	1.326	22.40	2091
	$^{241}\text{Am}$	0	0			
(iv)	$^{242m}\text{Am}$	2.7468	0.7691	1.279	39.12	2169
	$^{241}\text{Am}$	0	0.3296			
(v)	$^{242m}\text{Am}$	1.0987	0.7691	0.974	12.28	1901
	$^{241}\text{Am}$	0	0.3296			

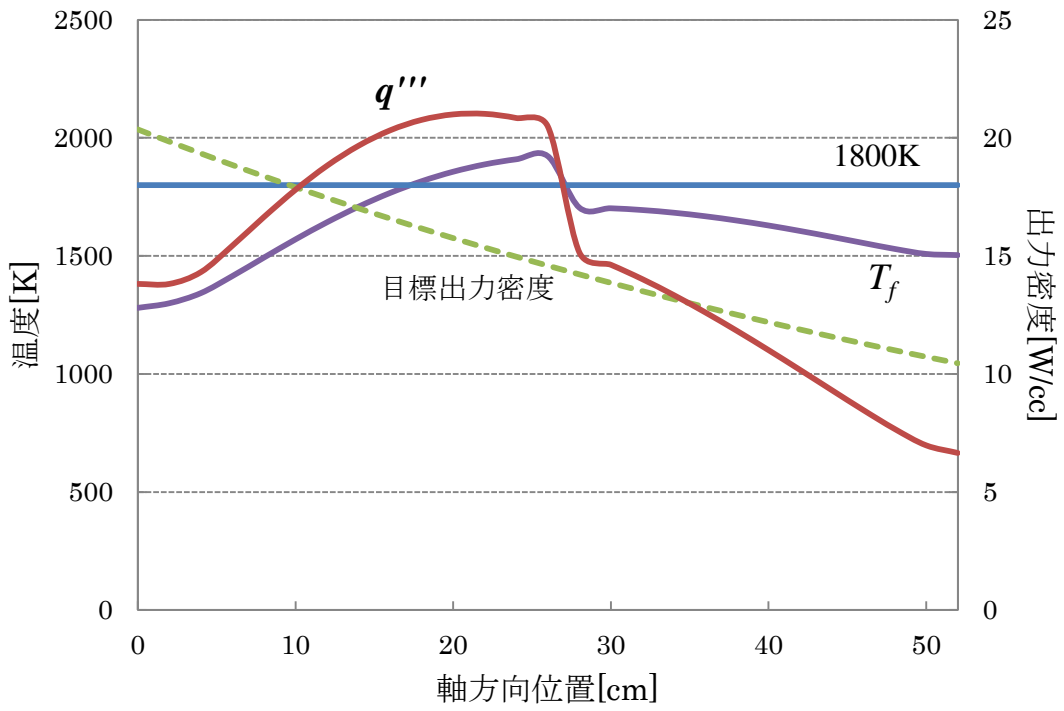


図 4.3. 出力密度分布および燃料表面温度 ( i )(100/100,100/70)

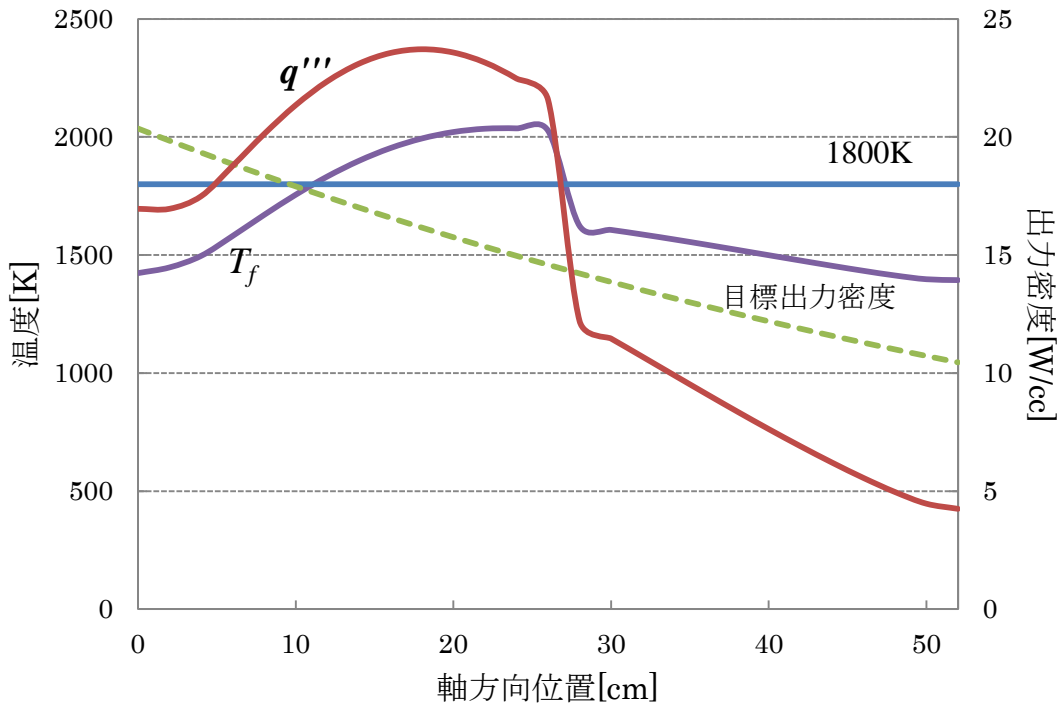


図 4.4. 出力密度分布および燃料表面温度 ( ii )(100/100,100/50)

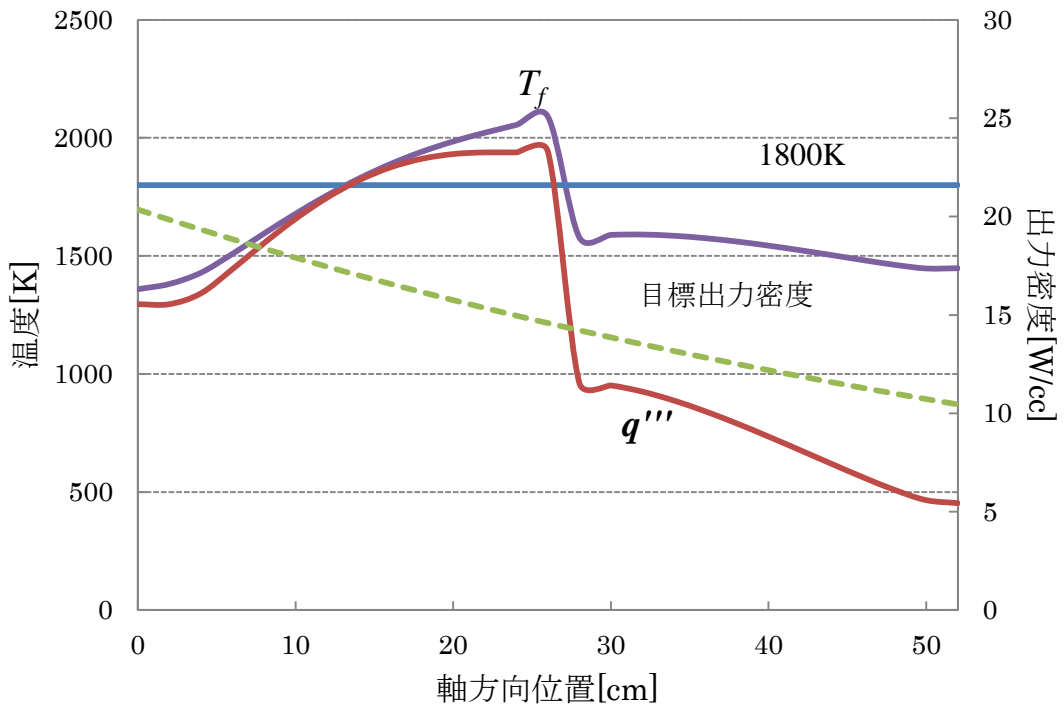


図 4.5. 出力密度分布および燃料表面温度 (iii)(100/100,40/100)

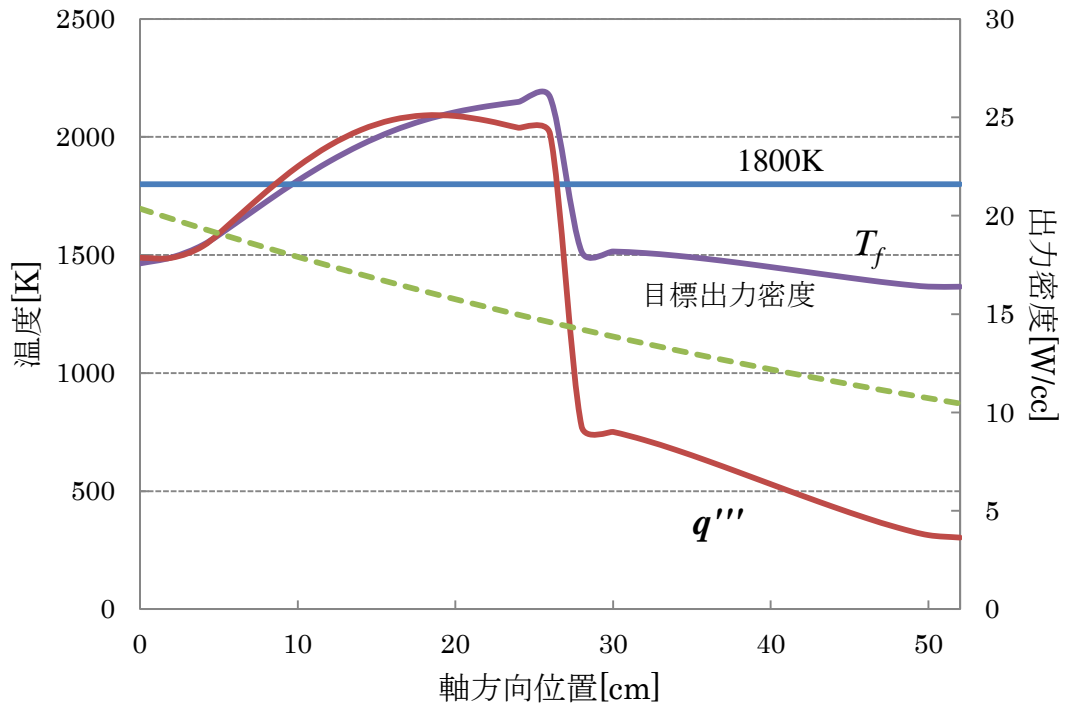


図 4.6. 出力密度分布および燃料表面温度 (iv)(100/100,40/70)

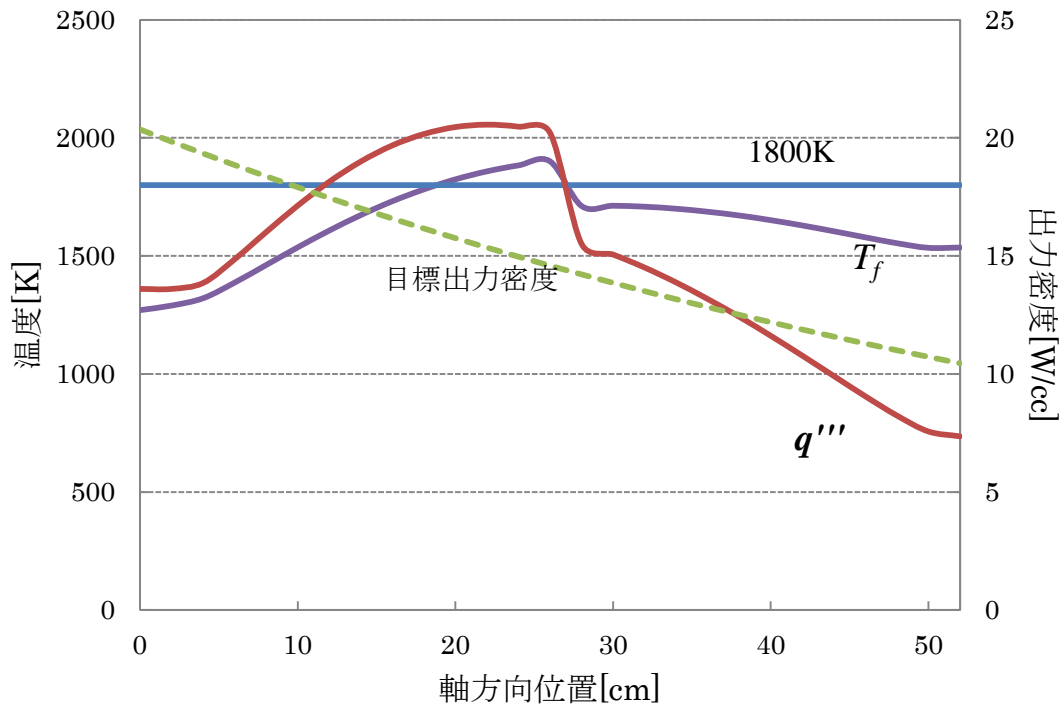


図 4.7. 出力密度分布および燃料表面温度 (v)(40/100,40/70)

### 5.2.3 2 燃料領域 (炉心入口側境界)

5.2.2 節より炉心中央を境界として入口側に  $^{242m}\text{Am}$  の数密度の高い燃料、出口側に数密度の低い燃料を装荷する体系では目標とする出力密度分布は得られなかった。そこで出力密度のピークの問題を解決する為、炉心の入口側軸方向 16cm を境界として入口側に  $^{242m}\text{Am}$  の“濃い”燃料、出口側に“薄い”燃料を装荷した体系を計算した。これにより出力密度のピークが入口側に移動し、かつ  $^{242m}\text{Am}$  の数密度の高い領域の割合が小さくなるため目標出力密度に近づき、出力密度のピークの大きさが小さくなると考えられる。この結果を図 4.8~4.12 に示す。濃縮比は比較の為 5.2.2 節の(i)から(v)を用いた。分散値は(iv)を除いて縮小した。燃料表面最高温度は(i)、(v)は低下し(ii)、(iii)、(iv)は上昇している。(ii)、(iii)、(iv)は結果として  $^{242m}\text{Am}$  の数密度の差が大きい組み合わせの炉心中央を境界とした時よりも  $T_f$  は全体として平坦化したがその分出力密度のピークが顕著になり、燃料表面最高温度を押し上げる結果となった。また(i)、(v)のように  $^{242m}\text{Am}$  の数密度の差が小さい組み合わせでは想定した結果となり、最高燃料表面温度は低下した。この結果から濃縮比の組み合わせを検討した結果、 $k_{eff} =$

1.015以上1.100以下を確保しつつ燃料表面最高温度が最も低くなり1800Kを下回った組み合わせが(60/90,60/70)である。ピークはあるもののその大きさは小さくなっている。分散値は(i)、(v)と比べ大きくなっているが目標出力密度分布に近い出力密度分布となっている。これにより(60/90,60/70)を燃料の濃縮比とする。この結果を図4.13に示す。5.2.2節と同様に計算条件および結果を(60/90,60/70)の濃縮比も加え、表4.3にまとめた。

今回は2燃料領域で検討したがより詳細な燃料領域分割により、理想的な出力密度分布に近付けられる可能性がある。

表 4.3.2 燃料領域(炉心入口境界)：計算条件と結果

		数密度( $10^{21}/\text{cm}^3$ )		$k_{eff}$	$\overline{(\Delta q)}^2$	$T_{fmax}$ [K]
		入口側	出口側			
(i)	$^{242m}\text{Am}$	2.7468	1.9228	1.277	6.06	1824
	$^{241}\text{Am}$	0	0.8241			
(ii)	$^{242m}\text{Am}$	2.7468	1.3734	1.139	18.40	2114
	$^{241}\text{Am}$	0	1.3734			
(iii)	$^{242m}\text{Am}$	2.7468	1.0987	1.209	13.40	2125
	$^{241}\text{Am}$	0	0			
(iv)	$^{242m}\text{Am}$	2.7468	0.7691	1.113	44.10	2387
	$^{241}\text{Am}$	0	0.3296			
(v)	$^{242m}\text{Am}$	1.0987	0.7691	0.917	6.46	1778
	$^{241}\text{Am}$	0	0.3296			
(60/90,60/70)	$^{242m}\text{Am}$	1.4833	1.1537	1.037	8.81	1754
	$^{241}\text{Am}$	0	0.4944			

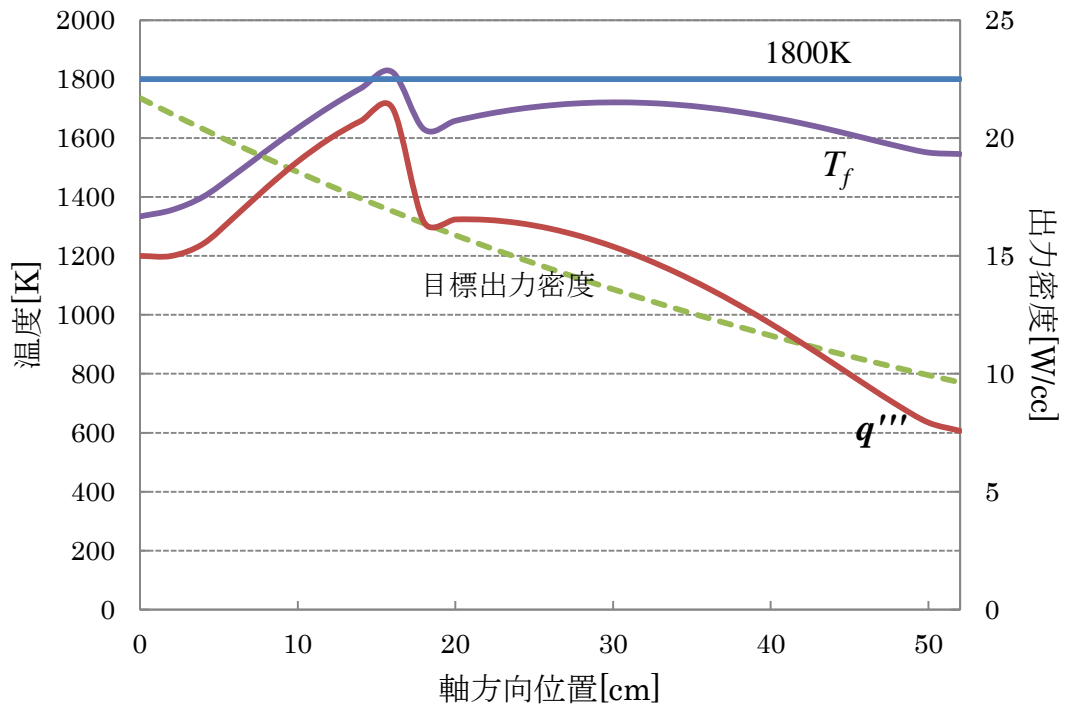


図 4.8. 出力密度分布および燃料表面温度 ( i )(100/100,100/70)

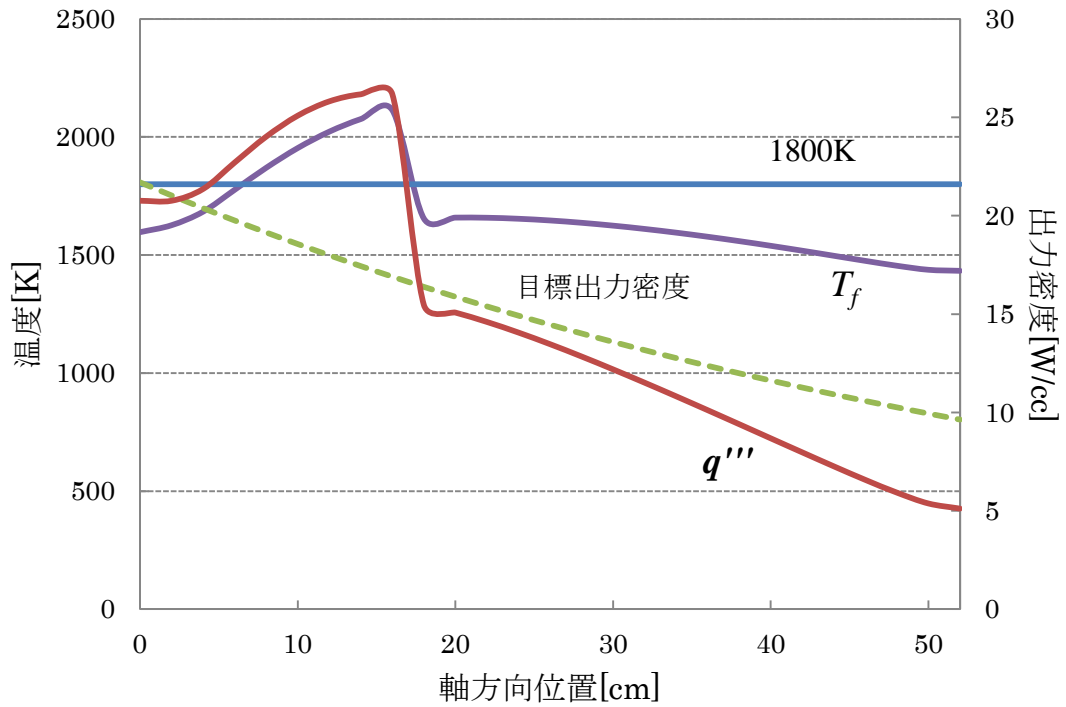


図 4.9. 出力密度分布および燃料表面温度 ( ii )(100/100,100/50)

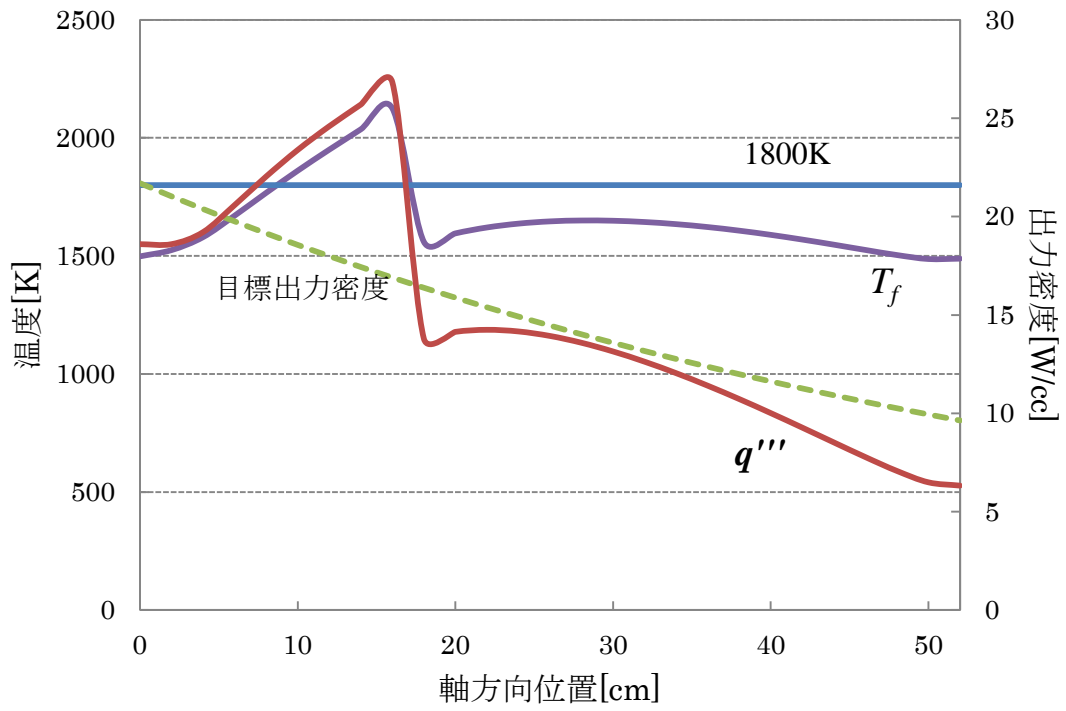


図 4.10. 出力密度分布および燃料表面温度 (iii)(100/100,40/100)

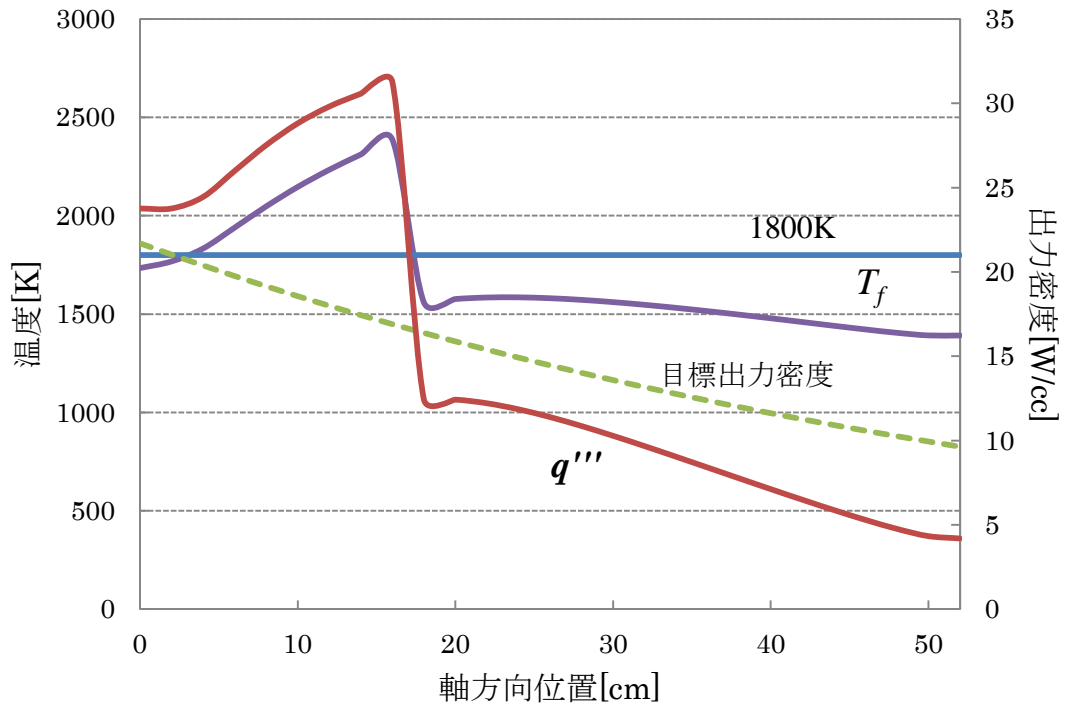


図 4.11. 出力密度分布および燃料表面温度 (iv)(100/100,40/70)

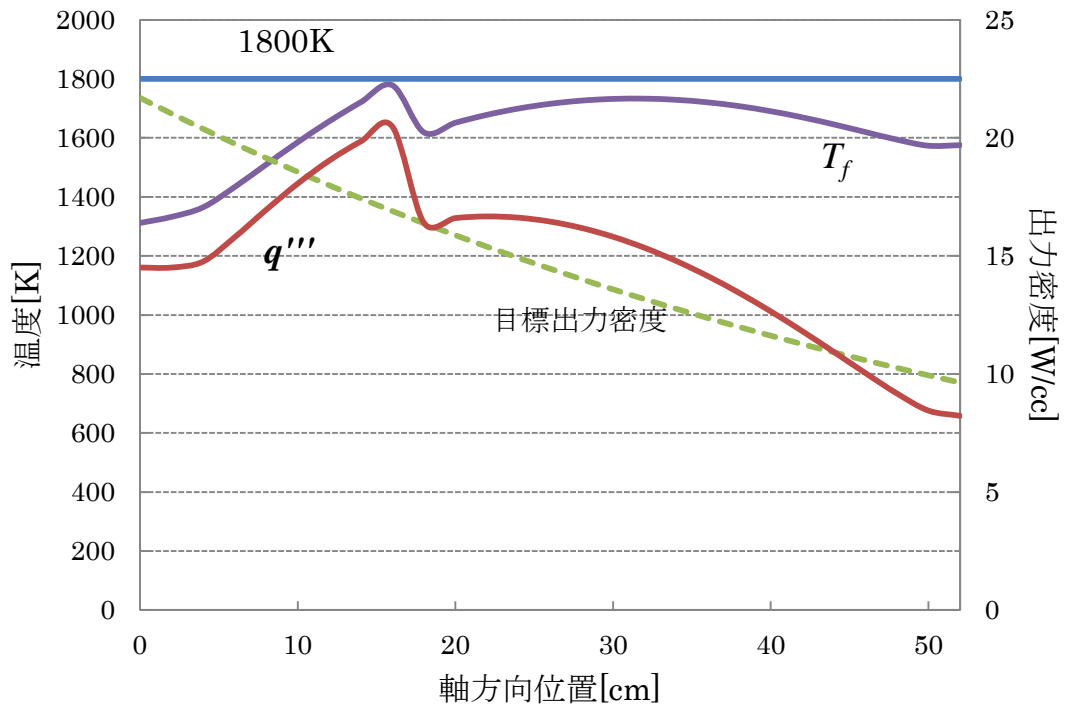


図 4.12. 出力密度分布および燃料表面温度 (v)(40/100,40/70)

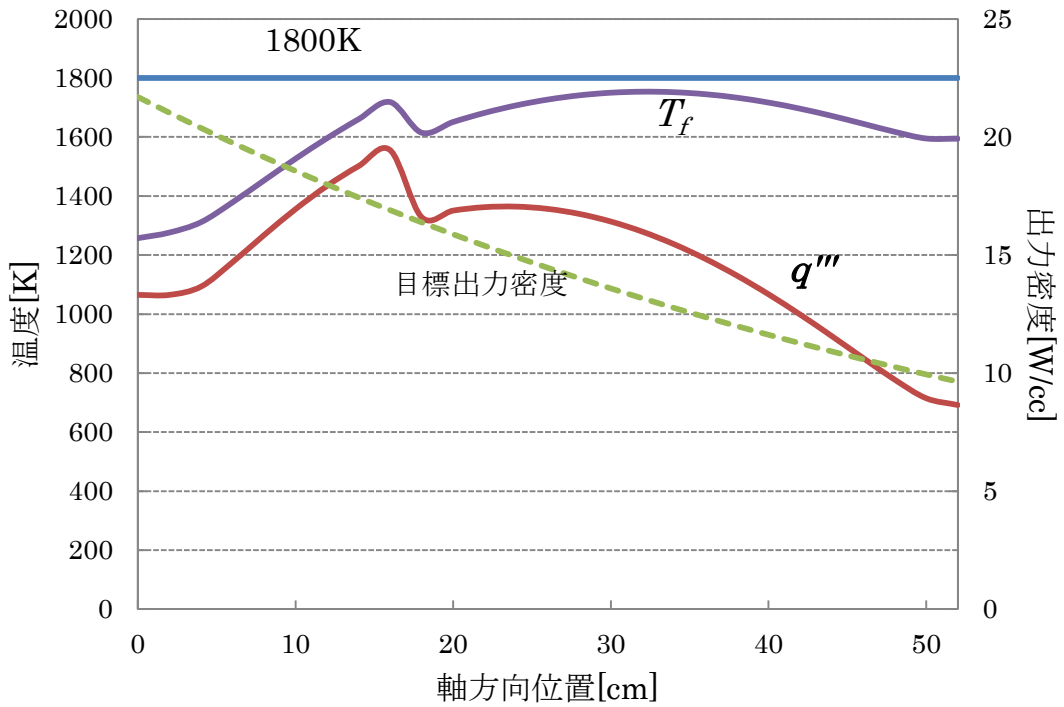


図 4.13. 出力密度分布および燃料表面温度 (60/90,60/70)

## 第6章 燃焼計算

### 6.1 反応度制御

長期間の運転を可能とするため、運転初期の原子炉は大きな余剰反応度を持つ必要がある。ただし、実際に運転を行う際には全期間で $k_{eff} = 1.00$ を維持しなければならず、そのための制御機構が必要である。余剰反応度を制御する方法として第1章で触れた回転ドラムを用いる事を想定しているが、余剰反応度は出来るだけ小さい方が望ましい。そこで燃料カーネルに可燃性毒物(*Burnable Poison*、以下BPという)を装荷する。BPはPWR、BWRなどにも用いられる。あらかじめ中性子を吸収する物質を炉心に入れておき、運転初期は大きな負の反応度が加わり、運転とともに燃焼して減少し運転末期にはあまり負の反応度が加わらなくするものであり、余剰反応度の抑制に用いられる。今回はこのBPにホウ素(B)を用いる。目指す条件は初期臨界時に  $k_{eff} = 1.015$ 程度で、7年後も  $k_{eff} = 1.0$ を維持できることである。燃料カーネルにBを添加するとBが中性子吸収体として働き、燃料の巨視的核分裂断面積を減少させる事により前述の出力密度分布を大きく変化させる可能性がある。

そこで核分裂断面積を大きく変化させない場所として反射体に薄くBを添加し、余剰反応度の制御を試みた。また反射体を薄くする事で燃焼期間全体の増倍率を低くする事を試みた。天然のBを加えた場合、反射体を3.8cmに薄くした場合、何も加えていない場合について、燃焼期間における $k_{eff}$ の変化を図6.1に示している。結果として、Bを加えた場合と反射体を薄くした場合に大きな差はなかった。炉心質量の観点から反射体を3.8cmと薄くした炉心を採用した。この時の炉心質量は469kgである。表6.1にBの物性値を示す。

表6.1. Bの物性値

	原子量	質量密度[g/cm <sup>3</sup> ]	数密度[10 <sup>24</sup> /cm <sup>3</sup> ]
10B	10.01294	8.2721E-03	4.9750E-04
11B	11.00931	3.6609E-02	2.0025E-03

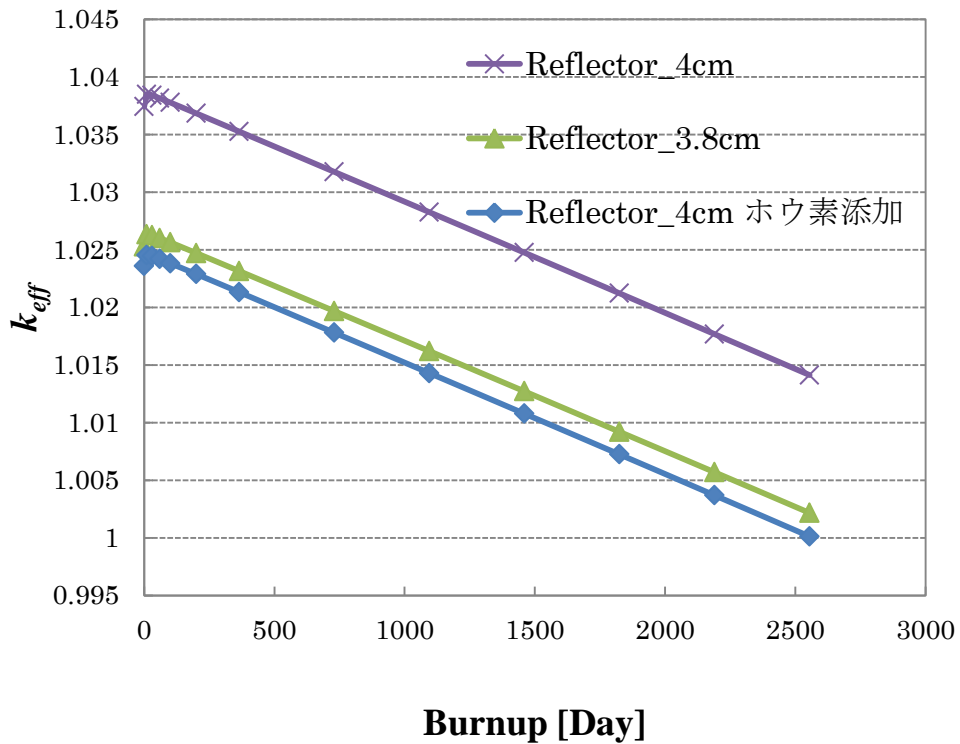


図6.1. 燃焼計算における $k_{eff}$ の変化

## 6.2 Uの影響

第3章で臨界におけるUの影響は少ないとした。そこで燃焼におけるUの影響を調査した。まず上記で採用した燃料の重核種インベントリ計算を行った。初期の臨界時から燃焼終了までの各重核種の中でUおよびAmと10g以上生成している核種の質量を調べた。その結果を表6.2に示す。U、Am以外で生成しているのは $^{239}\text{Pu}$ 、 $^{242}\text{Pu}$ 、 $^{242}\text{Cm}$ である。また初期の燃料装荷でAmの数密度は変えずUのみを取り除いた体系で燃焼計算を行った。その結果を表6.3に示す。この結果からUは $^{242\text{m}}\text{Am}$ の生成にわずかに寄与している事と $^{239}\text{Pu}$ の生成に寄与している事が分かる。しかしその質量はわずかであり、 $k_{eff}$ への影響はAm以外ではUによるものがほとんどであると言える。

表6.2. 重核種インベントリ[g]

Burnup [Day]	重核種			
	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{241}\text{Am}$	$^{242\text{m}}\text{Am}$
0	8.69E+03	3.48E+04	1.66E+04	5.33E+04
2555	8.36E+03	3.45E+04	1.60E+04	5.07E+04
Burnup [Day]	$^{243}\text{Am}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{242}\text{Pu}$	$^{242}\text{Cm}$
0	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
2555	3.72E+02	1.70E+02	7.66E+01	3.49E+02

表6.3. 重核種インベントリ(Uなし)[g]

Burnup [Day]	重核種		
	$^{241}\text{Am}$	$^{242\text{m}}\text{Am}$	$^{243}\text{Am}$
0	1.66E+04	5.33E+04	0.00E+00
2555	1.60E+04	5.04E+04	4.17E+02
Burnup [Day]	$^{239}\text{Pu}$	$^{242}\text{Pu}$	$^{242}\text{Cm}$
0	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
2555	9.44E-02	8.65E+01	3.94E+02

次に上記のUを装荷しない体系で $k_{eff}$ の変化を調べた。その結果を図6.2に示す。濃縮比(60/90.60/70)の燃料を用いているので40%はU燃料であるが $k_{eff}$ への貢献は0.01程度である。ただAmは核分裂断面積が大きいという利点があるが臨界を容易に達成する問題があり、これらを調整する役割をUが果たす可能性はある。

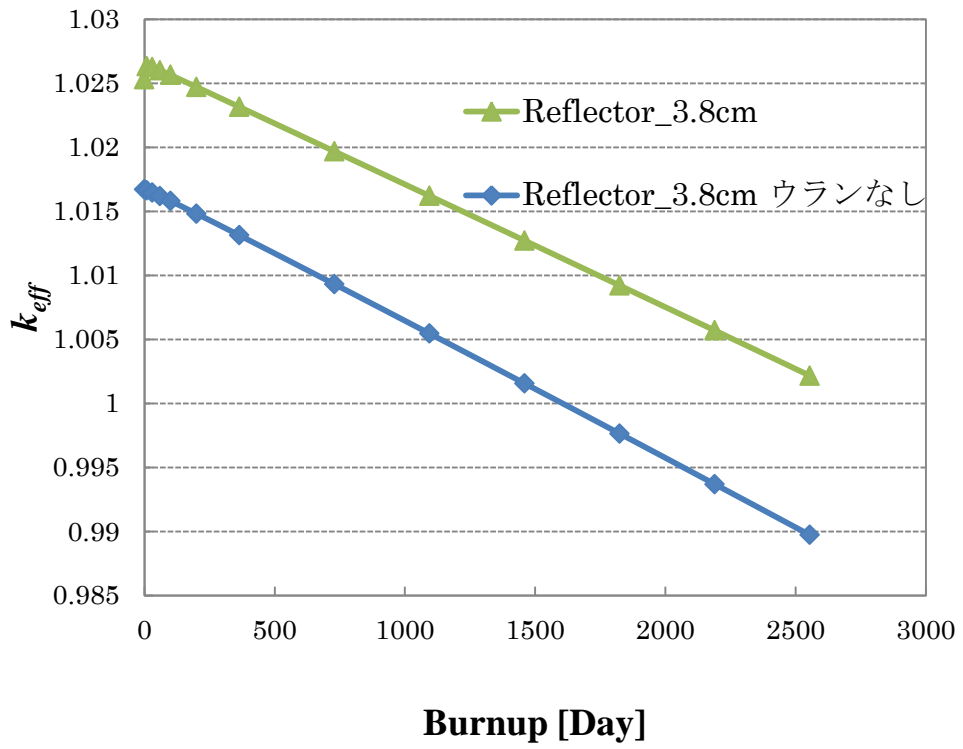


図6.2. 燃焼計算における $k_{eff}$ の変化(ウランなし)

## 第7章 事故解析

### 7.1 水没事故

次に事故解析を行った。打ち上げに失敗した場合、原子炉が海水に没すると水が反射体および減速剤の役割を果たし、炉心が臨界に達する可能性がある。そこで炉心周りを全て水として、事故時の炉心の状況について a) 反射体切り離しなし、b) 反射体切り離し、c) 反射体切り離し(冷却管水浸入)の3つの場合で計算した。初期の  $k_{eff}$  を 1.025 とした。初期の反応時に  $k_{eff}$  を 0.985 以下にできれば臨界事故を十分に防ぐ事ができる。計算の条件として炉心周りの水の温度は 20°C とし、冷却管内に侵入した水の温度は 100°C とした。結果を図 7.1 に示す。a) では臨界に達するもののそれ以外では未臨界となり、 $k_{eff}$  を 0.985 以下となっている。この結果、反射体切り離しによる臨界事故防止効果が確認できた。

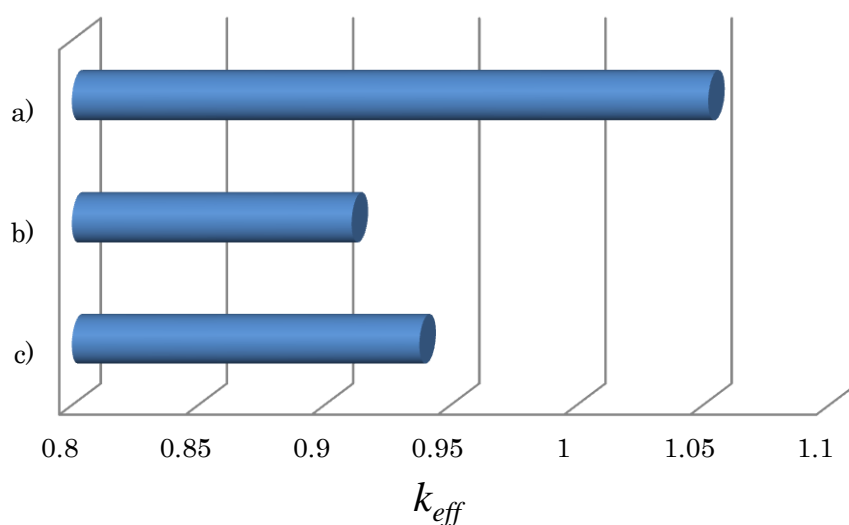


図 7.1. 水没事故時の各条件における  $k_{eff}$

### 7.2 Wet Sand

水没事故と同様、臨界事故を起こす可能性がある物質に湿砂(Wet Sand)がある。水を含む砂である。水と同様に砂の成分である二酸化ケイ素( $\text{SiO}_2$ )が反射体の役割を果たし、炉心が臨界に達する可能性がある。そこで 7.1 節と同様に炉心

周りは全て湿砂として事故時の  $k_{eff}$  を調査した。事故の状況について a) 反射体切り離しなし、b) 反射体切り離し、c) 反射体切り離し(冷却管湿砂浸入)、d) 反射体切り離し(冷却管水のみ浸入)の4つの場合を想定し計算した。7.1節と同様、計算の条件として原子炉周りの湿砂の温度は  $20^{\circ}\text{C}$  とし、冷却管内に侵入した湿砂の温度は  $100^{\circ}\text{C}$  とした。また湿砂の成分は簡単のため、 $\text{SiO}_2$  および水のみとした。 $\text{SiO}_2$  と水の割合は  $\text{SiO}_2$  の質量%濃度(wt%)を用いて 10%、25%、50%、75%、90%において調査した。その結果を図 7.2 に示す。a) では常に臨界を超えていたが、b)、c) では  $k_{eff}$  が 0.985 を超えることはなかった。d) では  $\text{SiO}_2$  の濃度が 90% の時  $k_{eff}$  が 0.985 を超えていた。

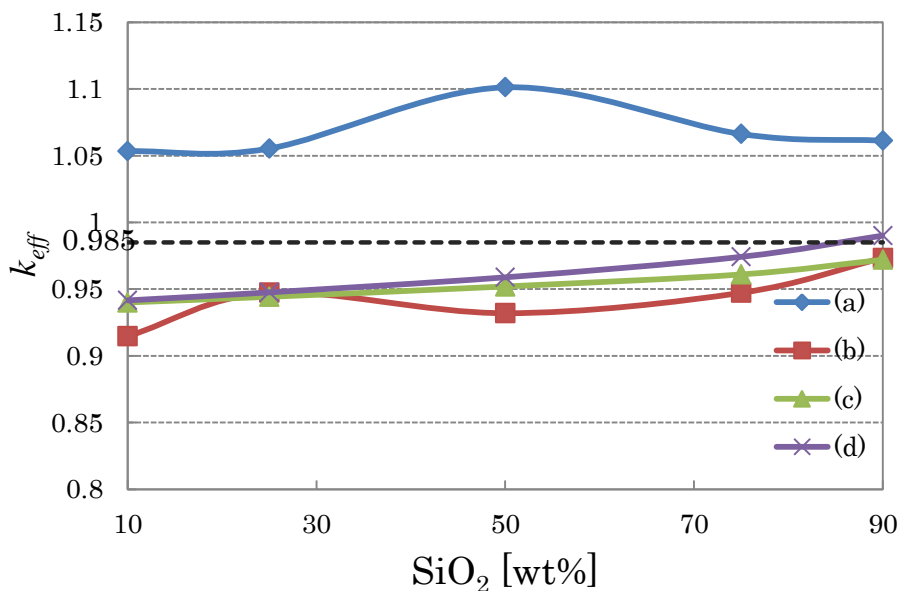


図 7.2. 湿砂埋没事故時の各条件における  $k_{eff}$

そこで d) の中性子スペクトルを調べた。それを図 7.3 に示す。比較のため 7.1 節の(c)、7.2 節の(c)、通常時炉心の炉心中心の中性子スペクトルも調べた。結果として通常炉心に比べ他はスペクトルが軟らかくなっており、 $k_{eff}$  の増加に寄与したのは熱中性子の増加による事が分かる。また 7.1(c) と 7.2(d) はスペクトルが一致している。つまり反射体を切り離した炉心では外部の環境はそれほど大きくスペクトルに影響しない事が分かる。

これらの結果から海への水没事故では反射体切り離しが有効である事が確か

められた。また湿砂への埋没事故では臨界事故が起こりうる可能性がある事が確認された。実際に炉心が破損し、内部に水が混入する事は十分に考えられ、安全対策を講じる必要がある。

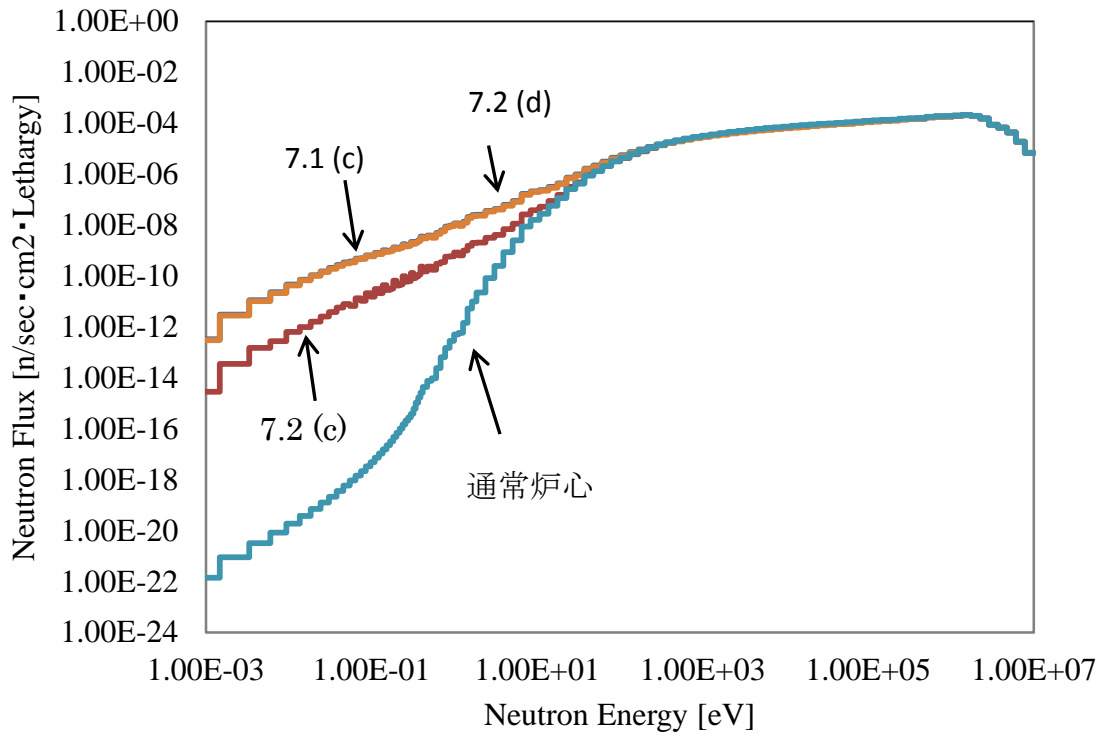


図 7.3. 事故時における中性子スペクトル

## 第 8 章 結論

本研究では探査機への電力供給を目的とし、濃縮度 20% のウラン燃料に Am を添加した燃料を用いて、炉心質量 500kg 以下・熱出力 1MW・運転時間 7 年程度の条件を満たす小型原子炉の検討を行った。

1MW の熱出力を実現するため、高温運転が可能な高温ガス炉を採用した。

- 1) 反射体の効果的な厚さを調べるため燃料における U・Am の比率、Am の濃縮度を変化させ、その傾向を調べた。
- 2) 炉心質量が 500kg という制限があるため炉心長さが短くなる。そこで燃料温度計算から熱的制限を満たす炉心半径を調べ、燃料表面温度が 1800K を超えないような出力密度分布を実現する燃料装荷を実現した。また、燃焼計算を行い、連続運転期間 2555 日を実現できる事を確認した。
- 3) 最後に事故解析を行った。調査した結果、水没事故、湿砂埋没事故において反射体切り離しによる事故防止効果が確かめられたものの、湿砂埋没事故においては臨界事故となりうる可能性がある事が分かった。

以上の事から高い濃縮度の Am を添加する事で、熱出力 1MW、炉心質量 500kg 以下の探査機用高温ガス炉を実現する事ができた。ただし、本研究においては出力密度分布、燃料温度分布をおおまかにしか行っていない。また現在の出力密度分布では出力密度にピークが存在し熱応力の原因となり望ましくない。

従って今後はより詳細な温度分布評価や燃料領域分割による燃料表面温度の平坦化を実現する必要がある。

## 参考文献

- 1) 安田秀志, 滝塚貴和: “米国および旧ソ連の原子力ロケット”, JAERI-Review ,**15**,( 1996).
- 2) 金子義彦: “宇宙炉の現在”, 日本航空宇宙学会誌, **44**, 681, (1996).
- 3) Claudio Bruno: “Nuclear Space Power and Propulsion Systems”, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc, **225**, 53, (2008)
- 4) Y. Ronen and G. Raitses: “Ultra-thin  $^{242m}\text{Am}$  fuel elements in nuclear reactors. II”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **522**, 558, (2004).
- 5) 奥村啓介 他: “SRAC95 汎用核計算コードシステム”, JAERI-Data/Code ,**15**, (1996).
- 6) 中田哲夫, 片西昌司, 高田昌二, Xing YAN, 國富一彦: “高温ガス炉ガスタービン発電システム(GTHTR300)の核設計”, JAERI-Tech ,**66**,( 2002).
- 7) 清水智也: “核熱励起レーザーの研究”, 1990年度東京工業大学原子核工学専攻修士論文(1991).
- 8) 長谷川正義,三島良績: “原子炉材料ハンドブック”,日刊工業新聞社 (1977)

## 謝辞

本論文の作成にあたり、幾度となくご迷惑をおかけしながら丁寧・熱心にご指導頂きました中島秀紀教授に深く感謝致します。研究がなかなか進まない等、3年間大変お世話になりました。研究に対する姿勢・情熱などのみならず、就職や将来の事に相談にのっていただきました渡辺幸信教授、深く感謝いたします。いつも叱咤激励で研究を支えて下さった山本直嗣助教、快適な研究環境を提供し、研究をサポートして下さった大神めぐみ秘書に深く感謝いたします。

また、日本原子力研究開発機構の鍋島邦彦氏には研究に際し様々な助言ご意見を頂き、心より感謝いたします。

研究室の皆様には大変お世話になりました。卒業された松田伸夫氏、鶴鉄平氏、大宅将史氏、小谷優介氏、あらゆる質問にお答えくださった本岡親英氏、世の中には違う人がいるのだという貴重な経験を与えて下さった内藤有紀氏、いつも研究室を賑やかに、深夜遅くになっても楽しい研究環境を与えて下さった安部晋一郎氏、家に帰れない時には宿泊させて下さった前野旭弘氏、そして研究室の同期、江崎徹氏、花屋倫生氏、平山嵩祐氏、栗田智明氏、新谷将氏、後輩の下川床潤氏、杉田健策氏、平岡義章氏、安永将人氏、海汐寛史氏、田尻祐太氏、日永智之氏に感謝致します。また特に永田英隆氏には卒業なさった後も研究において様々にサポート頂き、心より感謝致します。

最後に、これまで陰ながら支えてくれた家族に、そしてこれから家族となる人に心より感謝致します。