

JAERI - M
87 - 015

DELIGHT-6 (Revised)コードとSRACコード
による高温ガス炉用球状燃料の核特性解析と
その解析結果の比較検討

1987年3月

山下 清信・新藤 隆一

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1987

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 株式会社原子力資料サービス

DELIGHT-6 (Revised) コードとSRACコードによる
高温ガス炉用球状燃料の核特性解析とその解析結果の比較検討

日本原子力研究所動力炉開発・安全性研究管理部

山下清信・新藤隆一

(1987年1月28日受理)

高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コードDELIGHT-6 (Revised) 及び熱中性子炉体系標準解析コードシステムSRACを用いて高温ガス炉用球状燃料の核特性解析を行うと共に、その解析精度の把握を目的として両コードの解析結果の比較検討を行った。主な特性解析項目を以下に示す。

- (1) 格子無限増倍率
- (2) 燃焼特性
- (3) 燃料及び減速材の温度効果

これらの特性解析を通して、両コードで得られた核特性解析結果には良好な一致が見られたことから両コードにおける球状燃料に対する計算精度はほぼ同程度であることが明らかとなった。

Nuclear characteristic study of the spherical fuel
for HTGR with DELIGHT-6(Revised) code and SRAC
code and comparison of their results

Kiyonobu YAMASHITA and Ryuiti SHINDO

Department of Power Reactor Projects
Japan Atomic Energy Research Institute

(Received January 28, 1986)

The nuclear characteristic study of spherical fuel was carried out with the one-dimensional lattice burnup code "DELIGHT-6(Revised version)" for HTGR and with JAERI-Standard Reactor Analysis Code "SRAC". The items of the analyzed nuclear characteristics are

- (1) Infinite multiplication factors
- (2) Burnup characteristics
- (3) Fuel and moderator temperature effects on reactivity.

A good agreement is shown in the comparison study for the results which are obtained from the both codes. It is concluded from this comparison study that the accuracy of both codes analyzing the spherical fuel are almost in same level.

Keywords: DELIGHT-6R Code, SRAC Code, HTGR, Nuclear Characteristics, Spherical Fuel, Infinite Multiplication Factors, Burnup.

目 次

1. はじめに	1
2. 球状燃料格子内中性子束の計算方法	1
2.1 中性子束の計算	2
2.2 多重衝突確率の計算	2
2.3 ダンコフ係数の計算	4
2.4 衝突を逃れる確率	5
3. 球状燃料の諸元	9
4. 格子核特性解析	11
4.1 格子形状モデル	11
4.2 メッシュ数の影響	11
4.3 解析結果の比較	12
5. 組成或いは寸法諸元の異なる球状燃料格子の核特性解析	20
5.1 格子の等価直径を変えた場合	20
5.2 燃料マトリックス内の被覆燃料粒子の充填率を変えた場合	20
5.3 シェル型球状燃料格子	21
5.4 燃料カーネル UO_2 の直径を変えた場合	21
6. 一重非均質燃料格子の燃焼特性解析	24
7. 燃料及び減速材の温度効果	26
8. 結 論	30
謝 辞	30
参考文献	31

•Contents

1. Introduction	1
2. Neutron flux calculation method in spherical fuel cell	1
2.1 Neutron flux	2
2.2 Multiple collision probability	2
2.3 Dancoff correction factors	4
2.4 Neutron escape probability	5
3. Specification of spherical fuel element	9
4. Nuclear characteristic of spherical fuel cell	11
4.1 Model of spherical fuel cell	11
4.2 Effect of spatial mesh number	11
4.3 Comparison of results	12
5. Analysis of spherical fuel cells with different specifications	20
5.1 Effects of cell diameter	20
5.2 Effects of packing fraction of coated fuel particle in fuel matrix	20
5.3 Shell type fuel cell	21
5.4 Effects of UO_2 kernel diameter	21
6. Burnup characteristics of homogeneous fuel cell	24
7. Fuel and moderator temperature effect	26
8. Concluding remarks	30
Acknowledgement	30
References	31

1. はじめに

現在、日本原子力研究所が開発を進めている高温工学試験研究炉 (HTTR) は、高温ガス炉用高性能燃料の照射試験の実施を建設目的の 1 つにしており、高性能燃料の 1 つとして球状燃料を六角黒鉛ブロック内に装荷したペブル・イン・ブロック燃料の照射試験も予定している。このような状況下で、既に開発した高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-6¹⁾ について、従来の円環形燃料格子の燃焼計算のほか新たに球状燃料格子の燃焼計算をも取り扱えるように機能拡張が行なわれた (DELIGHT-6R)^{*}。本作業では、DELIGHT-6R に組み込まれたこの球状燃料格子の燃焼計算が満足しうる解析精度をもつかどうかを調べるため、あらかじめ定めた球状燃料体系について DELIGHT-6R 及び原研で開発された熱中性子炉体系標準解析コードシステム SRAC³⁾ を用いて解析を行ないその結果の比較を行ない DELIGHT-6R の球状燃料格子計算ルーチンの精度検討をした。なお DELIGHT-6R の核データライブラリーの妥当性については別に原研 SHE (半均質臨界実験装置) による各種臨界実験体系 (円環形燃料格子体系) の解析を通して既に確認されている。^{4~11)}

第 2 章では、DELIGHT-6R に組み込まれた球状燃料格子の計算方法について説明し、第 3 章及び第 4 章では、ある 1 つの球状燃料体系を基準格子として定め、この基準の球状燃料を用いて格子のモデル化法、メッシュ数の影響について解析した結果を示す。更に、SRAC 内に内蔵されている衝突確率法及び SN 法を用いた球状燃料格子に対する計算結果との比較検討の結果を示す。第 5 章、第 6 章及び第 7 章では基準格子と組成或は寸法諸元の異なる球状燃料格子に対する解析結果、1 重非質格子の燃焼特性解析結果及び燃料温度と減速材温度の反応度への効果について述べる。

2. 球状燃料格子内中性子束の計算方法

本 DELIGHT-6R²⁾ では、球状燃料格子として径方向に組成の異なる複数個の球殻領域から構成される格子モデルを対象としている。従来の DELIGHT-6¹⁾ コードで取り扱われている円環状燃料格子の計算方法に比べて異なる点は、格子内の中性子束の計算に用いる衝突を逃れる確率の求め方及び共鳴計算で必要となる値の求め方にある。

球状燃料格子内の中性子の計算では球殻領域内の中性子の輸送を多重衝突確率法を用いて取り扱い、球殻領域間の中性子の輸送は中性子流を用いて処理することにより求めている。多重衝突

* 機能が追加された計算コードが DELIGHT-6 (Revised)²⁾ である。以後本報では DELIGHT-6 (Revised) を、名称を簡略化するために DELIGHT-6R と呼ぶことにする。

1. はじめに

現在、日本原子力研究所が開発を進めている高温工学試験研究炉 (HTTR) は、高温ガス炉用高性能燃料の照射試験の実施を建設目的の 1 つにしており、高性能燃料の 1 つとして球状燃料を六角黒鉛ブロック内に装荷したペブル・イン・ブロック燃料の照射試験も予定している。このような状況下で、既に開発した高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-6¹⁾ について、従来の円環形燃料格子の燃焼計算のほかに新たに球状燃料格子の燃焼計算をも取り扱えるように機能拡張が行なわれた (DELIGHT-6R)^{*}。本作業では、DELIGHT-6R に組み込まれたこの球状燃料格子の燃焼計算が満足しうる解析精度をもつかどうかを調べるため、あらかじめ定めた球状燃料体系について DELIGHT-6R 及び原研で開発された熱中性子炉体系標準解析コードシステム SRAC³⁾ を用いて解析を行ないその結果の比較を行ない DELIGHT-6R の球状燃料格子計算ルーチンの精度検討をした。なお DELIGHT-6R の核データライブラリーの妥当性については別に原研 SHE (半均質臨界実験装置) による各種臨界実験体系 (円環形燃料格子体系)^{4~11)} の解析を通して既に確認されている。

第 2 章では、DELIGHT-6R に組み込まれた球状燃料格子の計算方法について説明し、第 3 章及び第 4 章では、ある 1 つの球状燃料体系を基準格子として定め、この基準の球状燃料を用いて格子のモデル化法、メッシュ数の影響について解析した結果を示す。更に、SRAC 内に内蔵されている衝突確率法及び SN 法を用いた球状燃料格子に対する計算結果との比較検討の結果を示す。第 5 章、第 6 章及び第 7 章では基準格子と組成或は寸法諸元の異なる球状燃料格子に対する解析結果、1 重非質格子の燃焼特性解析結果及び燃料温度と減速材温度の反応度への効果について述べる。

2. 球状燃料格子内中性子束の計算方法

本 DELIGHT-6R²⁾ では、球状燃料格子として径方向に組成の異なる複数個の球殻領域から構成される格子モデルを対象としている。従来の DELIGHT-6¹⁾ コードで取り扱われている円環状燃料格子の計算方法に比べて異なる点は、格子内の中性子束の計算に用いる衝突を逃れる確率の求め方及び共鳴計算で必要となる値の求め方にある。

球状燃料格子内の中性子の計算では球殻領域内の中性子の輸送を多重衝突確率法を用いて取り扱い、球殻領域間の中性子の輸送は中性子流を用いて処理することにより求めている。多重衝突

* 機能が追加された計算コードが DELIGHT-6 (Revised)²⁾ である。以後本報では DELIGHT-6 (Revised) を、名称を簡略化するために DELIGHT-6R と呼ぶことにする。

確率は、さらに基本確率である First flight collision probability 及び衝突を逃れる確率を用いて求める。

共鳴計算で必要となる値として、燃料マトリックスの平均コード長及び空間遮蔽因子である燃料格子のダンコフ係数Cが挙げられる。平均コード長は燃料マトリックスの体積及び外表面積より求める。ダンコフ係数の算出には衝突を逃れる確率を用いている。

以下に、DELIGHT-6Rに用いられている球状燃料格子の中性子束の計算、多重衝突確率の計算、ダンコフ係数の計算及び衝突を逃れる確率計算の方法について述べる。

2.1 中性子束の計算

多重衝突確率理論より求まる平衡状態における領域jのk群中性子の中性子束 ϕ_j^k は以下の式で表わされる。^{1,2)}

$$\phi_j^k = \frac{1}{\Sigma_{A,j}^k \cdot V_j} (Q_j^k + J_j^{k-} + J_{j-1}^{k+} - J_j^{k+}) \quad \dots\dots\dots (2.1)$$

- J_j^{k+} j領域外表面より流出するk群中性子流
- J_j^{k-} j領域外表面より流入するk群中性子流
- $\Sigma_{A,j}^k$ j領域内のk群の全巨視断面積
- Q_j^k j領域内k群中性子源
- V_j j領域の体積

但し、 Q_j^k は以下のように表わされる。

$$Q_j^k = \sum_{k' \neq k} \Sigma_j^{k \rightarrow k'} \phi_j^{k'} V_j \Delta^{k'} / \Delta^k + \lambda \chi^k S_{fjss,j} / \Delta^k, \quad \dots\dots\dots (2.2)$$

$$S_{fjss,j} = \sum_{k'} \nu \Sigma_{f,j}^{k'} \phi_j^{k'} V_j \Delta^{k'}, \quad \dots\dots\dots (2.3)$$

ここで、 χ^k はk群の分裂中性子スペクトルfractionであり、 λ は固有値の逆数である。また、 Δ^k はk群のエネルギー幅である。

J_j^{k+} 及び J_j^{k-} は多重衝突確率 W_j^{kvo} 、 W_j^{kio} 、 W_j^{koo} 、 W_j^{kvi} 、 W_j^{kii} 及び W_j^{koi} を用いて以下に示す連立形式を有する漸化式で表わせる。

$$J_j^{k+} = Q_j^k \cdot W_j^{kvo} + J_{j-1}^{k+} \cdot W_j^{kio} + J_j^{k-} \cdot W_j^{koo}, \quad \dots\dots\dots (2.4)$$

$$J_{j-1}^{k-} = Q_j^k \cdot W_j^{kvi} + J_{j-1}^{k+} \cdot W_j^{kii} + J_j^{k-} \cdot W_j^{koi} \quad \dots\dots\dots (2.5)$$

各々の多重衝突確率の求め方については次節で示す。これらの関係から、中性子束は中性子流及び中性子源より求められ、さらに中性子束は多重衝突確率によって定まることがわかる。

2.2 多重衝突確率の計算

2.1節に述べた中性子束を求めるに際して、各種多重衝突確率¹²⁾が必要になる。多重衝突確率を、

- W_j^{kvi} j領域内生成k群中性子とその内表面に達する多重衝突確率
- W_j^{kvo} j領域内生成k群中性子とその外表面に達する多重衝突確率

- W_j^{koi} j 領域外表面入射 k 群中性子とその内表面に達する多重衝突確率
- W_j^{kio} j 領域内表面入射 k 群中性子とその外表面に達する多重衝突確率
- W_j^{koo} j 領域外表面入射 k 群中性子とその外表面に達する多重衝突確率
- W_j^{kii} j 領域内表面入射 k 群中性子とその内表面に達する多重衝突確率

と定義すると、第 j 球殻領域内の第 k 群中性子に対する多重衝突確率は次のように求められる。

(1) $j \neq 1$ の場合

$$W_j^{kvi} = \frac{P_j^{kvi}}{1 - t_j^k \cdot P_j^{kvv}} \dots\dots\dots (2.6)$$

$$W_j^{kvo} = \frac{P_j^{kvo}}{1 - t_j^k \cdot P_j^{kvv}} \dots\dots\dots (2.7)$$

$$W_j^{koi} = P_j^{koi} + \frac{P_j^{kov} \cdot t_j^k \cdot P_j^{kvi}}{1 - t_j^k \cdot P_j^{kvv}} \dots\dots\dots (2.8)$$

$$W_j^{kio} = P_j^{kio} + \frac{P_j^{kiv} \cdot t_j^k \cdot P_j^{kvo}}{1 - t_j^k \cdot P_j^{kvv}} \dots\dots\dots (2.9)$$

$$W_j^{koo} = P_j^{koo} + \frac{P_j^{kov} \cdot t_j^k \cdot P_j^{kvo}}{1 - t_j^k \cdot P_j^{kvv}} \dots\dots\dots (2.10)$$

$$W_j^{kii} = \frac{P_j^{kiv} \cdot t_j^k \cdot P_j^{kvi}}{1 - t_j^k \cdot P_j^{kvv}} \dots\dots\dots (2.11)$$

各々の多重衝突確率の相互関係を Fig. 2.1 に示す。

上記の関係式で、 t_j^k 及び first flight collision probability ($P_j^{kvv} P_j^{kiv} P_j^{kio} P_j^{koi} P_j^{kov} P_j^{koo} P_j^{kvo} P_j^{kvi}$) は次のように求められる。

$$t_j^k = \frac{1}{\Sigma_{t,j}^k} \left\{ \nu \Sigma_{f,j}^k \cdot \chi^k + \Sigma_j^{k \rightarrow k} \right\} \dots\dots\dots (2.12)$$

$$\Sigma_{t,j}^k = \Sigma_{a,j}^k + \Sigma_{s,j}^k \dots\dots\dots (2.13)$$

$$P_j^{kvv} = 1 - P_j^{kvi} - P_j^{kvo} \dots\dots\dots (2.14)$$

$$P_j^{kiv} = \frac{4 \cdot V_j}{S_{j-1}} \cdot \Sigma_{t,j}^k \cdot P_j^{kvi} \dots\dots\dots (2.15)$$

$$P_j^{kio} = 1 - P_j^{kiv} \dots\dots\dots (2.16)$$

$$P_j^{koi} = \frac{S_{j-1}}{S_j} \cdot P_j^{kio} \dots\dots\dots (2.17)$$

$$P_j^{kov} = \frac{4 \cdot V_j}{S_j} \cdot \Sigma_{t,j}^k \cdot P_j^{kvo} \dots\dots\dots (2.18)$$

$$P_j^{koo} = 1 - P_j^{koi} - P_j^{kov} \dots\dots\dots (2.19)$$

確率 P_j^{kvv} , P_j^{kiv} , P_j^{kio} , P_j^{koi} , P_j^{kov} , 及び P_j^{koo} は P_j^{kvo} 及び P_j^{kvi} を求めることにより定まる。

なお、 P_j^{kvo} 及び P_j^{kvi} は各々 j 領域の k 群の中性子が外面に逃れる確率及び内面に逃れる確率であり、関数 $S(r_j, r_{j-1}, \Sigma_{t,j}^k)$ 、 $G(r_j, r_{j-1}, \Sigma_{t,j}^k)$ によって求められる。

$$P_j^{kvo} = S(r_j, r_{j-1}, \Sigma_{t,j}^k) \dots\dots\dots (2.20)$$

$$P_j^{kvi} = G(r_j, r_{j-1}, \Sigma_{t,j}^k) \dots\dots\dots (2.21)$$

ここで、関数 $S(r_j, r_{j-1}, \Sigma_{t,j}^k)$ 及び $G(r_j, r_{j-1}, \Sigma_{t,j}^k)$ の求め方については 2.4 節に述べる。

(2) $j = 1$ の場合

(1)中の確率のうち、 W_j^{koo} 及び W_j^{kvo} のみが定義されるが、算出式は(1)と同様である。但し、 P^{vo} 、 P^{ov} 、 P^{vv} 及び P^{oo} は次のように求める。

$$P_1^{kvo} = 1 - P_1^{kvv} \dots\dots\dots (2.22)$$

$$P_1^{kov} = (4 \cdot V_1 \cdot \Sigma_{t,1}^k / S_1) \cdot P_1^{kvo} \dots\dots\dots (2.23)$$

$$P_1^{koo} = 1 - P_1^{kov} \dots\dots\dots (2.24)$$

$$P_1^{kvv} = 1 - P_o(r_1 \cdot \Sigma_{t,1}^k) \dots\dots\dots (2.25)$$

但し、 $P_o(r_1 \cdot \Sigma_{t,1}^k)$ は半径 r_1 の球の中に存在する中性子が球内部で衝突せずに球の外へ逃れる確率である。

2.3 ダンコフ係数の計算

実効散乱断面積 σ_M の算出にあたり、問題となるのは燃料マトリックスに対する空間遮蔽効果を表わす因子であるダンコフ係数 C の計算である。 C の物理的意味は“燃料マトリックスの巨視断面積が無限大と仮定したとき、表面から放出された中性子が再び燃料マトリックスに入射する確率”である。この確率の算出は一般には簡単でないが、本コードでは等価セルモデルの方式で算出する。

今、Fig. 2.2 に示すような領域モデルをとり、図に示した衝突確率を定義する。図中 f は燃料を、 b は単位セル外表面を、 v は領域内部を、さらに o 及び i は各々燃料外部（第3）領域、内部（第1）領域を示す。このとき、中性子が燃料マトリックスの外表面及び内表面から放出的場合のダンコフ係数を各々 C^o 及び C^i とする。 C^o 及び C^i は式 (2.26) 及び式 (2.30) に示されるように First flight collision probabilities より求まる。

$$\begin{aligned} C^o &= P_{ff}^o = P_{fb}^o \cdot P_{bf}^o + P_{ib}^o \cdot P_{bb}^o \cdot P_{bf}^o + \dots\dots\dots = \\ &= P_{fb}^o \cdot P_{bf}^o / (1 - P_{bb}^o). \dots\dots\dots (2.26) \end{aligned}$$

一方、First flight collision probability 相互間には、2.2 節に示す関係が有り、これを適用すると以下のようなになる。

$$\left. \begin{aligned} P_{bf}^o &= (S_f / S_b) P_{fb}^o = (r_f / r_b) \cdot P_{fb}^o, \\ P_{bb}^o &= 1 - P_{bv}^o - P_{bf}^o, \quad P_{bv}^o = (4 V_o \Sigma_o^* / S_b) \cdot P_{vb}^o, \\ P_{ib}^o &= 1 - P_{iv}^o, \quad P_{iv}^o = (4 V_o \Sigma_o^* / S_f) \cdot P_{vf}^o. \end{aligned} \right\} \dots\dots (2.27)$$

そして、基本確率である P_{vb}^o 及び P_{vf}^o は次のように求める。

$$\left. \begin{aligned} P_{vb}^o &= S(r_b, r_f, \Sigma_o^*) \\ P_{vf}^o &= G(r_b, r_f, \Sigma_o^*) \end{aligned} \right\} \dots\dots (2.28)$$

ここで,

$$\left. \begin{aligned} S_f &= 4 \pi r_f^2, & S_b &= 4 \pi r_b^2, \\ V_o &= \frac{4}{3} \pi (r_b^3 - r_f^3), \\ \Sigma_o^* &= N_o^c \cdot \sigma_s^c (\sigma_s^c = 4.7 \text{ b}), \end{aligned} \right\} \dots\dots (2.29)$$

である。なお、 N_o^c は燃料マトリックスの外側領域の炭素に対する平均原子数密度であり、関数の $S(r_b, r_f, \Sigma_o^*)$ 及び $G(r_b, r_f, \Sigma_o^*)$ の算出法は 2.4 節に示す。

他方,

$$C^i = 1 - P_{fv}^i \dots\dots\dots (2.30)$$

であり、 P_{fv}^i は次のように求める。

$$P_{fv}^i = (4 V_i \Sigma_i^* / S_i) \cdot P_{vf}^i, P_{vf}^i = 1 - P_{vv}^i, P_{vv}^i = 1 - P_o(r_i \cdot \Sigma_i^*) \dots\dots\dots (2.31)$$

但し、 $P_o(r_i \cdot \Sigma_i)$ は半径 r_i の球の中に存在する中性子が球内部で衝突せずに球外部へ逃れる確率である。

S_i, V_i 及び Σ_i^* は以下の式より求まる。

$$S_i = 4 \pi r_i^2, V_i = \frac{4}{3} \pi r_i^3, \Sigma_i^* = N_i^c \sigma_s^c (\sigma_s^c = 4.7 \text{ b}) \dots\dots (2.32)$$

なお、 N_i^c は燃料マトリックスの内側領域の炭素の平均原子数密度である。

2.4 衝突を逃れる確率

多重衝突確率及びダンコフ係数を求めるために必要な球殻領域における中性子の衝突を逃れる確率の求め方を以下に示す。

均質な物質から成る物体内で発生し、エネルギー群 k に属する中性子がその物体内での衝突を逃れる確率は以下の式で求められる。¹³⁾

$$P_{es} = \frac{1}{4 \pi V} \iint e^{-R \Sigma_i^k} d\Omega dV \dots\dots\dots (2.33)$$

- V : 物体の体積
- R : 中性子の発生点から物体表面までの距離
- Σ_i^k : エネルギー群 k の巨視全断面積
- Ω : 立体角

今、 j 番目の厚み ($r_j - r_{j-1}$) を有する球面状の殻 (shell) の内部の点 P で発生した中性子が物質と衝突せずに球殻の外表面及び内面に達する飛程は以下のように求められる。球殻及び R_o, R_i の関係を Fig. 2.3 に示す。

外表面までの飛程 : R_o

$$R_o = \sqrt{r_j^2 - r^2 \sin^2 \theta} - r \cos \theta \dots\dots\dots (2.34)$$

- r_j : 球の中心から j 領域外表面までの距離
- r : 球の中心から中性子発生点 P までの距離
- θ : θ_o

内面までの飛程 : R_i

$$R_i = -\sqrt{r_{j-1}^2 - r^2 \sin^2 \theta} - r \cos \theta \quad \dots\dots\dots (2.35)$$

r_{j-1} : 球の中心から (j-1) 領域外表面までの距離

θ : θ_i

式 (2.34) 及び式 (2.35) の R_o 及び R_i を式 (2.33) の R に代入し幾何学的に得られる対称性を考慮すると, j 領域で発生した中性子が球殻の外表面及び内面に逃れる確率 P_j^{kvo} 及び P_j^{kvi} は次式で表わせる。

$$P_j^{kvo} = S(r_j, r_{j-1}, \Sigma_{t,j}^k) \quad \dots\dots\dots (2.36)$$

$$S(r_j, r_{j-1}, \Sigma_{t,j}^k) = \frac{2\pi}{V_j} \int_{r_{j-1}}^{r_j} \int_0^{\theta_c} \exp(-(\sqrt{r_j^2 - r^2 \sin^2 \theta} - r \cos \theta) \Sigma_{t,j}^k) \cdot \sin \theta r^2 d\theta dr \quad \dots\dots\dots (2.37)$$

$$P_j^{kvi} = G(r_j, r_{j-1}, \Sigma_{t,j}^k) \quad \dots\dots\dots (2.38)$$

$$G(r_j, r_{j-1}, \Sigma_{t,j}^k) = \frac{2\pi}{V_j} \int_{r_{j-1}}^{r_j} \int_{\theta_c}^{\pi} \exp((\sqrt{r_{j-1}^2 - r^2 \sin^2 \theta} + r \cos \theta) \Sigma_{t,j}^k) \cdot \sin \theta r^2 d\theta dr \quad \dots\dots\dots (2.39)$$

なお, $\theta < \theta_c$ の場合には球殻外部に向う中性子を表わし, $\theta > \theta_c$ の場合には球殻内部に向う中性子を表わすことになる。 θ_c は次式で表される。

$$\theta_c = \pi - \sin^{-1} \frac{r_{j-1}}{r} \quad \dots\dots\dots (2.40)$$

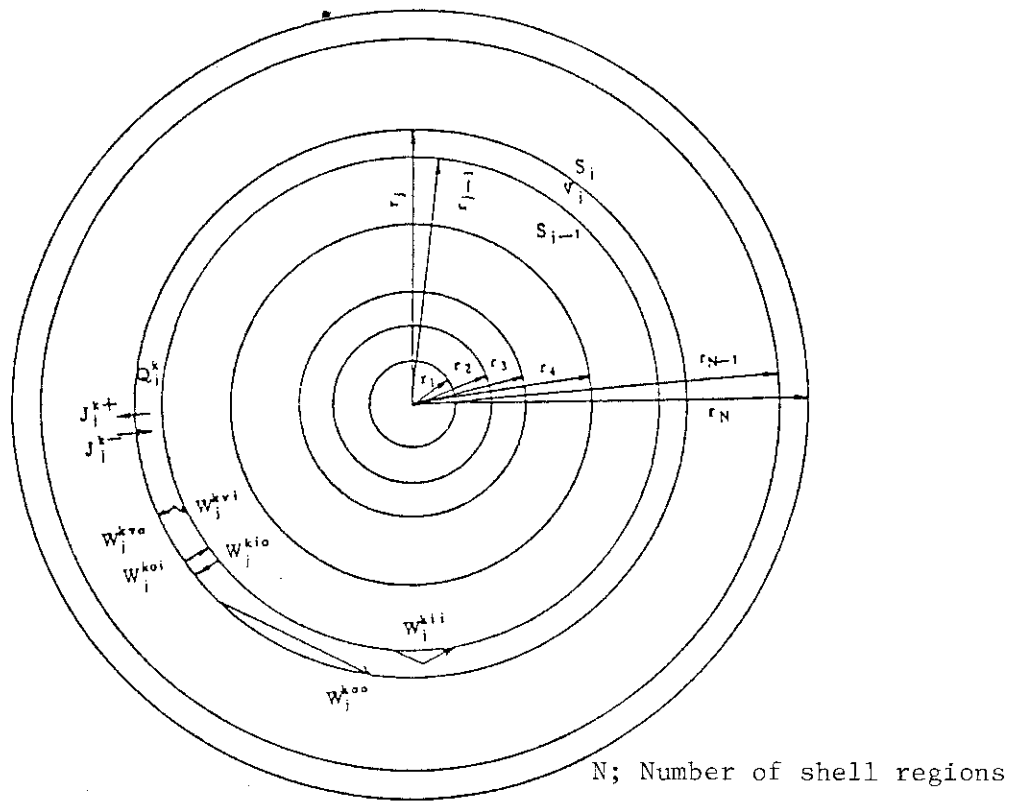


Fig. 2.1 Cell configuration of spherical fuel lattice cell

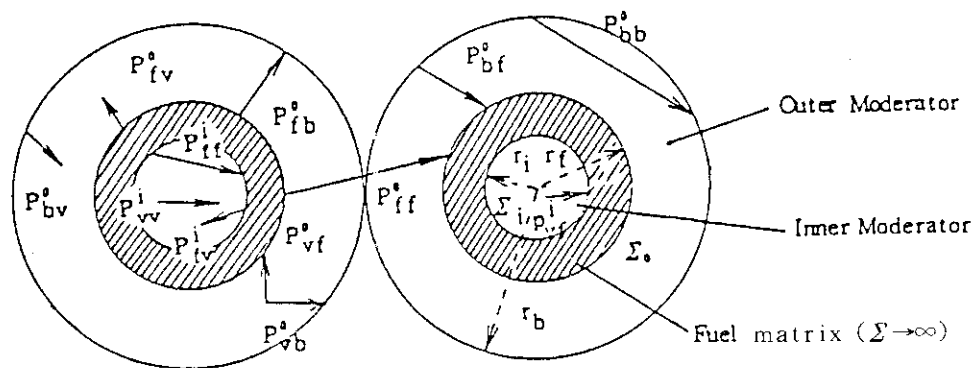
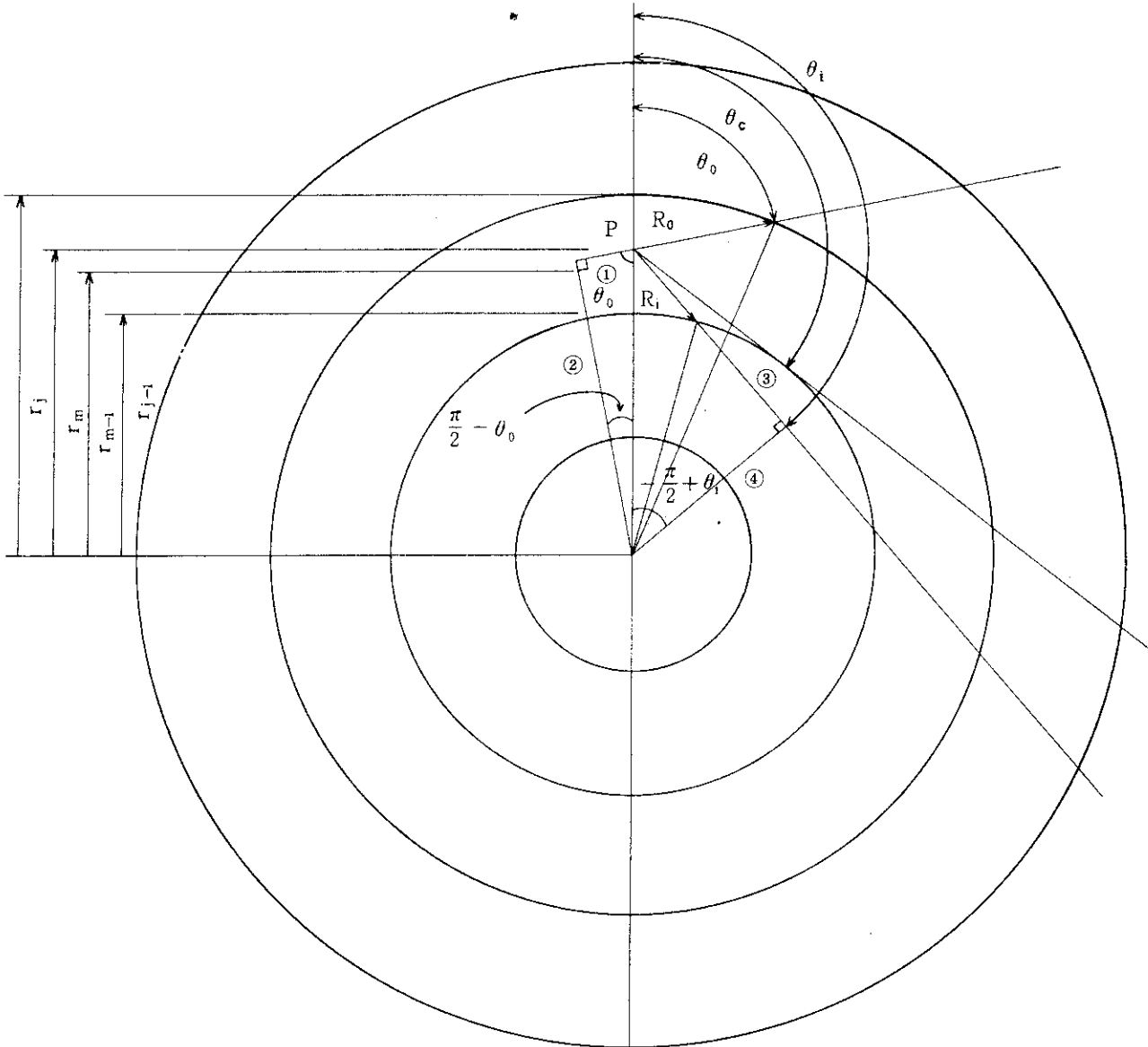


Fig. 2.2 Collision probabilities for equivalent cell model.



$$\begin{aligned}
 \textcircled{1} \quad & r_m \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_0\right) = r_m \cos \theta_0 \\
 \textcircled{2} \quad & r_m \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_0\right) = r_m \sin \theta_0 \\
 & r_j^2 = (R_0 + r_m \cos \theta_0)^2 + (r_m \sin \theta_0)^2 \\
 & R_0 + r_m \cos \theta_0 = \sqrt{r_j^2 - r_m^2 \sin^2 \theta_0} \\
 & R_0 = \sqrt{r_j^2 - r_m^2 \sin^2 \theta_0} - r_m \cos \theta_0 \\
 \hline
 & r_m = r_j \quad R_0 = 0.0 \\
 & r_m = r_{j-1} \quad R_0 = \sqrt{r_j^2 - r_{j-1}^2} \quad (\theta_i = \frac{\pi}{2})
 \end{aligned}$$

m; Mesh point between r_j and r_{j-1}

$$\begin{aligned}
 \textcircled{3} \quad & r_m \sin\left(-\frac{\pi}{2} + \theta_i\right) = -r_m \cos \theta_i \\
 \textcircled{4} \quad & r_m \cos\left(-\frac{\pi}{2} + \theta_i\right) = r_m \sin \theta_i \\
 & r_{j-1}^2 = (-r_m \cos \theta_i - R_i)^2 + r_m^2 \sin^2 \theta_i \\
 & -r_m \cos \theta_i - R_i = \sqrt{r_{j-1}^2 - r_m^2 \sin^2 \theta_i} \\
 & R_i = -\sqrt{r_{j-1}^2 - r_m^2 \sin^2 \theta_i} - r_m \cos \theta_i \\
 \hline
 & r_m = r_{j-1} \quad R_i = 0.0 \\
 & r_m = r_j
 \end{aligned}$$

Fig. 2.3 Geometrical relation between flight distance R_0 , R_1 and sphere shell structure.

3. 球状燃料の諸元

解析の基準とした球状燃料の形状をFig. 3.1に示すと共にその燃料諸元をTable 3.1に示す。球外径及び燃料マトリックス領域外径は各々6 cm及び5 cmとし、西独ペブルベット型高温ガス炉に用いられている球状燃料の寸法と同じくした。¹⁴⁾燃料マトリックス領域内には多数の被覆燃料粒子が充填されており、燃料格子は2重非均質性を持つ。被覆燃料粒子は直径600 μm の UO_2 カーネルをPyC層及びSiC層を用いて4重被覆したものであり、原研において開発が進められている高温工学試験研究炉のブロック型燃料の設計に用いられているものと同じ構造である。¹⁵⁾なおウラン濃縮度は10w/oとした。被覆燃料粒子の燃料マトリックス中の充填率は、1個の球状燃料に含まれるウラン量が7 gとなるように定め、その値は約4.2v/oである。球状燃料中には不純物が含まれていないものとした。

Table 3.1 Design parameters of spherical fuel element

(1) Coated Fuel Particle						
Diameter		920 μm				
Type of coating		TRISO				
Kernel	Material	UO_2				
	Density	10.41 g/cm^3				
	Enrichment	10 w/o				
	Diameter	600 μm				
Coating layer	Material	Density	Thickness			
	1 st	Low density PyC	1.1 g/cm^3	60 μm		
	2 nd	High density PyC	1.85 g/cm^3	30 μm		
	3 rd	SiC	3.2 g/cm^3	25 μm		
	4 th	High density PyC	1.85 g/cm^3	45 μm		
(2) Fuel matrix						
Material		Coated particles and graphite				
Density of graphite		1.7 g/cm^3				
Packing fraction		4.2173 %				
Outer diameter		5.0 cm				
(3) Graphite shell						
Material		Graphite				
Density		1.7 g/cm^3				
Outer diameter		6.0 m				
(4) Fuel Element						
Outer diameter		6.0 cm				
Uran loading		7 g				

* 1個の球状燃料に含まれるウラン量を7 gとすることにより、高温ガス炉において水侵入事故による反応度添加を低減することが可能であるため、西独のモジュール炉に用いられる球状燃料体中のウラン装荷量は7 gとされている。¹⁴⁾

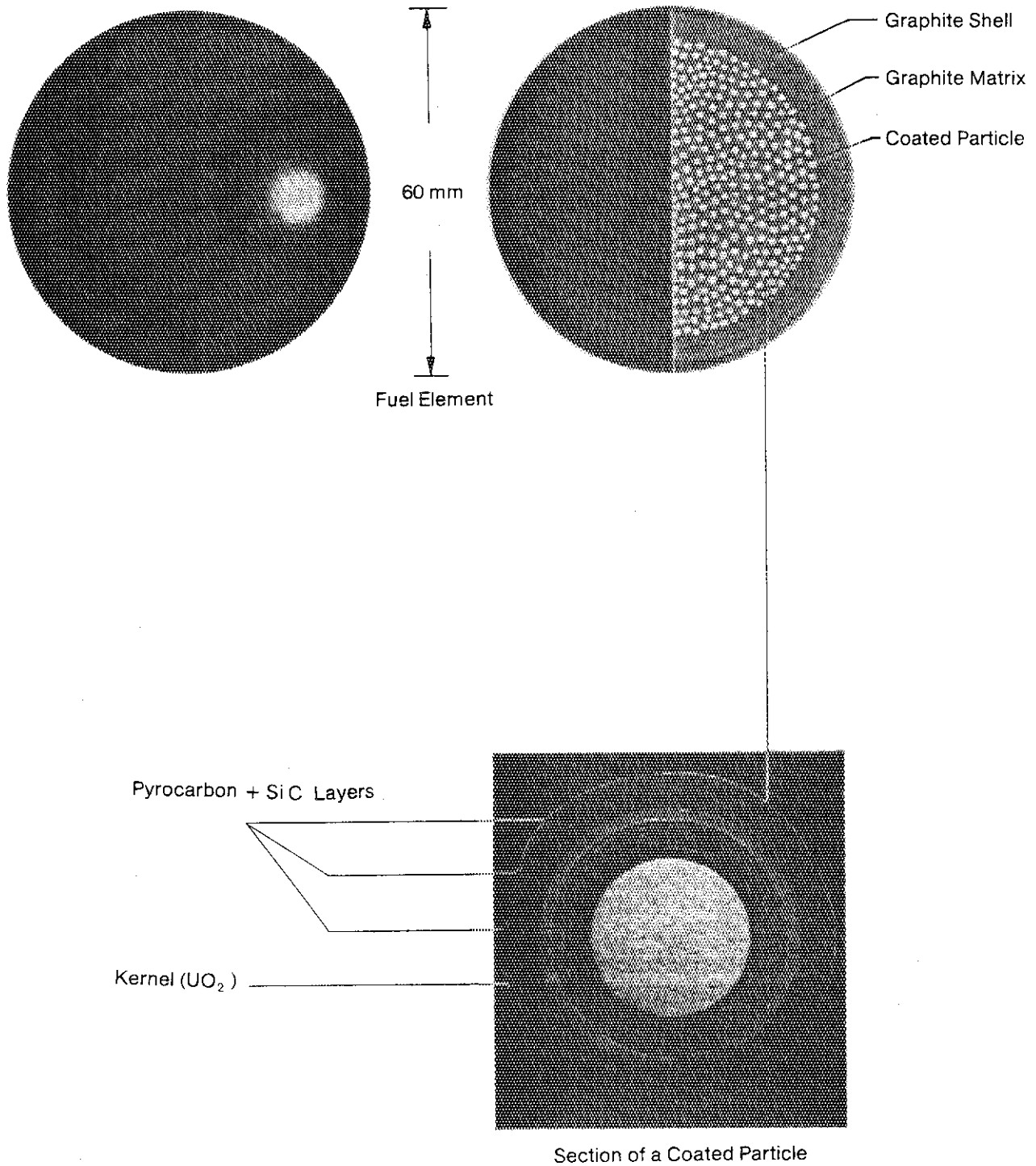


Fig. 3.1 Spherical fuel element

4. 格子核特性解析

4.1 格子形状モデル

DELIGHT-6R及びSRACを用いての解析における球状燃料格子は、球状燃料が炉内に61%の充填率で装荷された無限体系での等価単位格子とする。この格子は被覆燃料粒子及び燃料マトリックスから成る2重非均質性を有する体系である。

被覆燃料粒子より生じる非均質性を第1非均質性 (first heterogeneity) とする。燃料マトリックス中の被覆燃料粒子1個分に相当する等価黒鉛マトリックス (Equivalent graphite matrix) を被覆燃料粒子の外周部に巻き付けた体系を第1非均質性を形成する第1格子とする。全被覆層領域及び等価黒鉛マトリックス領域中の全原子数を求め、これらを均質化する。この均質化によって得られた被覆層 (Homogenized coating) を燃料カーネルの周囲に巻き付けたものを第1格子 (First heterogeneity cell) の解析モデルとした。等価黒鉛マトリックスの厚さは被覆燃料粒子の燃料マトリックス内の充填率が小さいほど大きくなる。Fig. 4.1に第1格子のモデル化とその解析モデルを示し、Table 4.1に燃料カーネル及び均質化領域の原子数密度を示す。

燃料マトリックス領域の形状に起因して生じる非均質性を第2非均質性 (Second heterogeneity) とし、炉心内における燃料体1個分の等価空隙の体積に相当する空隙層を球状燃料外周部に巻き付けた体系を、第2格子 (Second heterogeneity cell) とする。黒鉛シェル領域中の全炭素原子を黒鉛シェル領域及び空隙層領域を合せた領域において均質化した黒鉛シェル (Homogenized graphite shell) を求め、これを燃料マトリックスの周囲に巻き付けたものを第2格子の解析モデルとした。Fig. 4.2に第2格子のモデル化とその解析モデルを示し、Table 4.2に各領域における原子数密度を示す。ここで示した第1格子及び第2格子から成るモデルを以後、基本格子と呼ぶことにする。

DELIGHT-6R及びSRACの中性子スペクトル計算には速中性子領域 (10 MeV ~ 2.38 eV) が61群、熱中性子領域 (2.38 eV ~ 0.0 eV) が50群から成るエネルギー群構造を使用した。又、これらを各々20群に縮約した40群のエネルギー構造を用いて格子臨界計算を行った。Table 4.3及びTable 4.4に格子計算に用いた速中性子領域及び熱中性子領域のエネルギー群構造を示す。燃料温度及び減速材温度は300 °Kとした。

4.2 メッシュ数の影響

DELIGHT-6Rによる2重非均質球状燃料格子の解析にあたり、燃料マトリックス領域のメッシュ数、等価黒鉛シェル領域のメッシュ数及び中性子の衝突を逃れる確率を求めるために使用したシンプソン積分数値計算法における分割メッシュ数などの格子無限増倍率への影響を基本格子を用いて調べた。各解析ケースについて求められた格子無限増倍率 K_{∞} 及びケース1と各ケ

ケースの格子無限増倍率の差 ΔK_{∞} をTable 4.5に示す。ケース1, 2と3の間では燃料マトリックス領域のメッシュ数を変えており、ケース1と4の間では等価黒鉛シェル領域のメッシュ数を変え、さらにケース1と5の間ではシンプソン積分数値計算法における分割メッシュ数を変えた。ケース6はケース1に比べ燃料マトリックス領域及び等価黒鉛領域のメッシュ数を同時に2倍にしたものである。解析結果より各ケース間の格子無限増倍率の差 ΔK_{∞} は高々 $0.001\Delta K$ であり、メッシュ数を変えることによる格子無限増倍率への影響は極めて小さく、実際の解析ではある程度のメッシュ数が確保されていれば、メッシュ数の取り方が解析精度に大きい影響を及ぼすことはないと考えられる。

4.3 解析結果の比較

DELIGHT-6R及びSRACを用いて基準格子に対して求めた格子無限増倍率 K_{∞} の計算結果と、DELIGHT-6RとSRACの計算結果の差 ΔK_{∞} をTable 4.6に示す。ケース1がDELIGHT-6Rによる解析であり、共鳴積分計算にはIR法を用い格子内の中性子束分布の計算には第2章で述べた多重衝突確率法を用いている。ケース2, 3, 4, 5, 6がSRACによる解析である。ケース2は、2重非均質格子を直接取り扱うケースであり、共鳴積分計算にはPEACO法を使用している。ケース3, 4, 5, 6は被覆燃料粒子によって生じる第1格子と燃料マトリックスによって生じる第2格子を別々に取り扱うケースであり、第1格子の均質化計算には共鳴積分計算としてPEACO法或いはIR法を用いた衝突確率法を使用し、第2格子の均質化には衝突確率法あるいは S_n 輸送計算法(ANISN)を使用している。

ケース1とケース2の格子無限増倍率の相違 ΔK_{∞} は -0.0061 であり、DELIGHT-6R及びSRACで求められた格子無限増倍率の計算結果には大きな違いがないことがわかる。ケース1とケース3, 4, 5, 6の格子無限増倍率の差は、最大で約 $0.01\Delta K_{\infty}$ 以上と大きい。これは、中性子の平均自由行程に比較してかなり小さい格子体系を取り扱っていることからくる中性子の空間輸送に対するモデルのとり方に起因していると考えられる。

Table 4.1 Atomic number densities of the first heterogeneity cell (coated particle + graphite matrix)

Region Nuclide	UO ₂ Kernel (barn·cm) ⁻¹	Homogenized coating (barn·cm) ⁻¹
²³⁵ U	2.3521E - 03	2.2996E - 03
²³⁸ U	2.0901E - 02	
¹² C		
¹⁶ O	4.6506E - 02	
Si		2.5606E - 4

Table 4.2 Atomic number densities of the second heterogeneity cell (fuel lattice)

Region Nuclide	Fuel matrix (barn·cm) ⁻¹	Homogenized graphite shell (barn·cm) ⁻¹
²³⁵ U	2.7515E - 05	3.3908E - 02
²³⁸ U	2.4451E - 04	
¹² C	8.4033E - 02	
¹⁶ O	5.4405E - 04	
Si	2.5307E - 04	

Table 4.3 Fast Energy Group Structure of DELIGHT-6R
and SRAC

Group number	Fast energy Range (Lower. eV)
1	2.87×10^6
2	1.35×10^6
3	4.98×10^5
4	1.83×10^5
5	1.11×10^5
6	4.09×10^4
7	1.17×10^4
8	5.53×10^3
9	2.04×10^3
10	961
11	454
12	275
13	167
14	78.9
15	47.9
16	29.0
17	17.6
18	10.68
19	6.48
20	2.38

Table 4.4 Thermal energy group structure of
DELIGHT-6R and SRAC

Group number	Thermal energy range (Lower, eV)	
	DELIGHT-6R	SRAC
21	1.85	1.855
22	1.45	1.637
23	1.10	1.275
24	1.045	0.9931
25	0.99	0.8764
26	0.85	0.7734
27	0.65	0.6825
28	0.45	0.6024
29	0.35	0.4140
30	0.305	0.3196
31	0.285	0.2979
32	0.225	0.2568
33	0.165	0.2009
34	0.105	0.1518
35	0.075	0.09708
36	0.055	0.06402
37	0.035	0.04579
38	0.015	0.03060
39	0.004	0.009380
40	0.0	0.001466

Table 4.5 Influence of spatial mesh number on infinite multiplication factor
(DELIGHT-6R)

Case	Mesh numbers fuel matrix region ($r=0.0\sim 2.5$ cm)	Mesh numbers in homogenized graphite shell region ($r = 2.5\sim 3.5373$ cm)	Mesh numbers for simpson's rule calculation	Infinite multiplication factor K_{∞}	Difference ΔK_{∞}
1	10	4	20	1.6009	-----
2	5	4	20	1.6008	- 0.0001
3	20	4	20	1.6009	0.0
4	10	8	20	1.6008	- 0.0001
5	10	4	35	1.6008	- 0.0001
6	20	8	20	1.6008	- 0.0001

Table 4.6 Comparison of infinite multiplication factors of
double heterogeneous spherical fuel lattice cell

Case	Code	Option	K_{∞}	ΔK_{∞}
1	DELIGHT-6R	Double heterogeneity	1.6009	0.0
2	SRAC	Double heterogeneity	1.6070	-0.0061
3	"	Collision (PEACO)-Collision	1.6197	-0.0188
4	"	Collision (IR) -Collision	1.6167	-0.0158
5	"	Collision (PEACO)-ANISN	1.6144	-0.0135
6	"	Collision (IR) -ANISN	1.6116	-0.0107

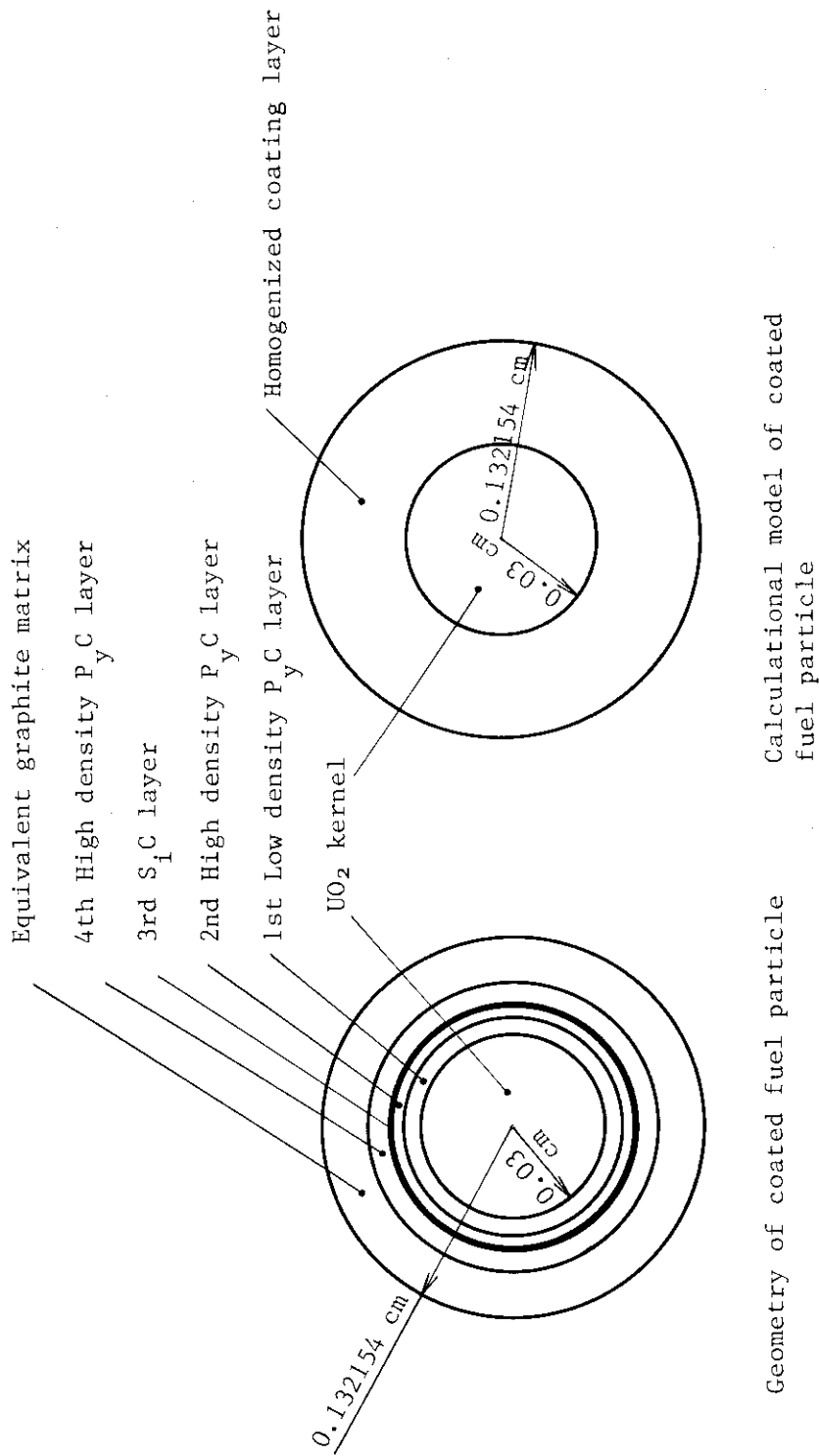


Fig. 4.1 Coated fuel particle calculational model (First heterogeneity)

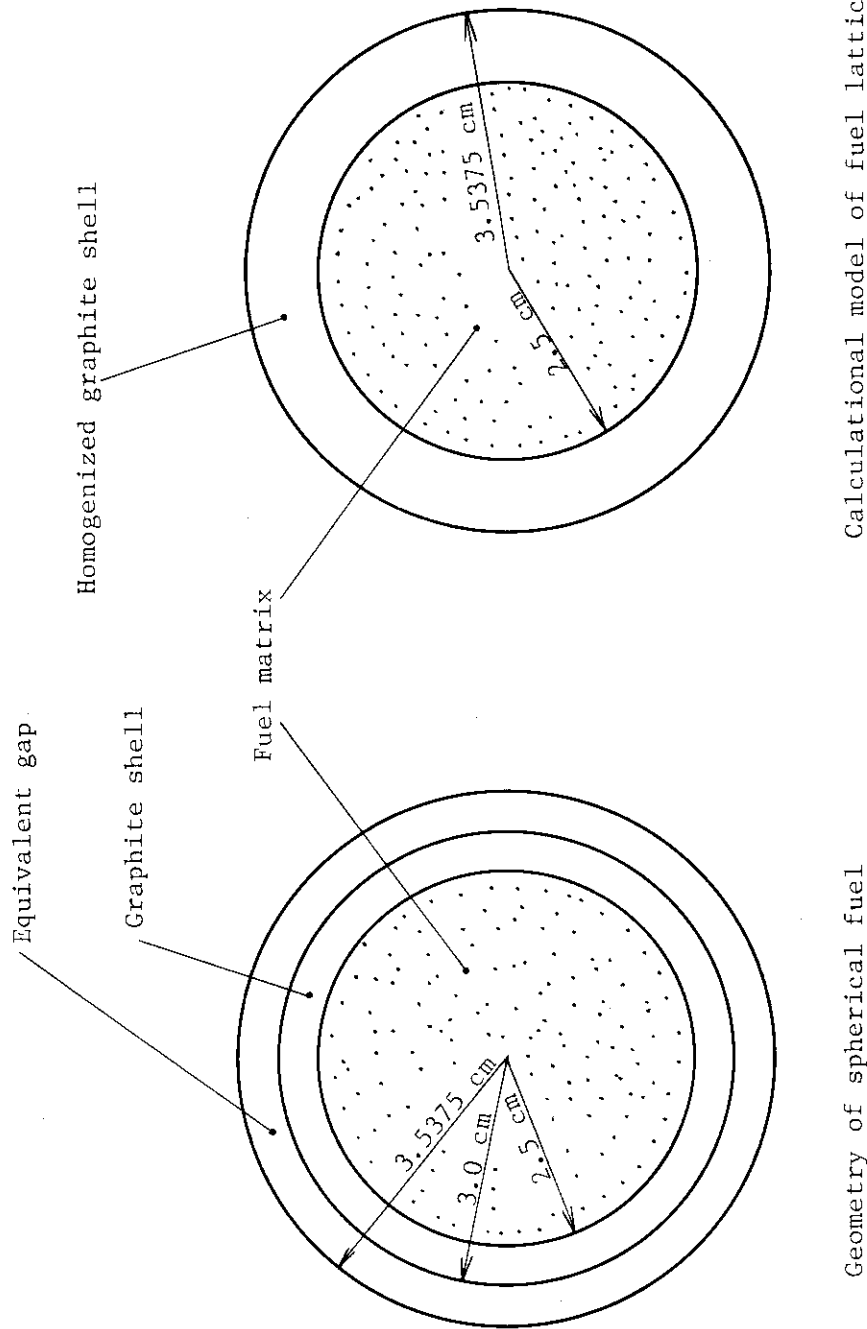


Fig. 4.2 Spherical fuel lattice cell calculational model
(Second heterogeneity)

5. 組成或いは寸法諸元の異なる球状燃料格子の核特性解析

4.1 節に示した基準格子から、組成或いは寸法諸元を一部変更した格子に対してDELIGHT-6 R及びSRAC (Double heterogeneity法)で求めた格子無限増倍率 K_{∞} 及び基準格子の K_{∞} からの差 ΔK_{∞} をTable 5.1に示す。ケース0が基準格子の解析結果である。ケース1及び2は基準格子の燃料マトリックス外径、及び黒鉛シェル外径を各々相似的に縮小あるいは拡大したものである。ケース3及び4は基準格子の燃料マトリックスに充填される被覆燃料粒子の充填率を変えたケースである。さらにケース5及び6は、基準格子の中心部に燃料を含まない黒鉛領域を設け、その直径を変化させたものである。又ケース7は、基本格子における被覆燃料粒子の UO_2 カーネルの直径を $300 \mu m$ にしたケースであり、ケース8は、 UO_2 分子が燃料マトリックス中に均質に分散した状態を想定した格子である。なおケース7及び8では、各々の燃料マトリックス領域に装荷される重金属量が、基本格子の燃料マトリックス領域に充填される重金属量(7 g)と同じくするように調整している。

Table 5.1より、各ケースのDELIGHT-6 RとSRACの格子無限増倍率の差 $|\Delta K_{\infty}|$ は、0.01以下に収まっていることがわかる。

5.1 格子の等価直径を変えた場合

Table 5.1に示すケース1及び2は、球状燃料格子の燃料マトリックス外径、黒鉛シェル外径及び第2格子の等価直径の相互の寸法比率を維持しつつ基準格子の寸法を各々 $2/5$ に縮小及び $8/5$ に拡大したケースである。このように第2格子の寸法を変化させた場合の格子無限増倍率(K_{∞})の変化は、基準ケース0($K_{\infty} = 1.6009$)を中心にわずか $\pm 0.005 \Delta K_{\infty}$ 程度あり、この程度の範囲の寸法変化では核特性上大きな相違は生じないものと考えられる。その理由は、直径の変化に対して格子系のダンコフ係数を介して生じる共鳴積分値に大きな違いが生じないためである。

5.2 燃料マトリックス内の被覆燃料粒子の充填率を変えた場合

Table 5.1に示すケース3及び4は、基準格子と燃料マトリックス内の被覆燃料粒子の充填率が異っており、その値を各々9 v/o及び15 v/oとしたケースである。このように燃料マトリックス内の被覆燃料粒子の充填率を変えた場合の格子無限増倍率及び共鳴積分値の変化をFig. 5.1に示す。被覆燃料粒子の充填率の増加と共に ^{238}U の遮へい効果が高まり共鳴積分値が減少している。充填率の増加と共に格子無限増倍率が減少している理由は、 ^{238}U 原子の共鳴積分値が減少しているにもかかわらず原子数密度が増加しているため全体としては ^{238}U の共鳴吸収領域の中性子吸収が高まるためである。

5.3 シェル型球状燃料格子

Table 5.1 に示すケース 0 とケース 5 と 6 を比較することにより、シェル型球状燃料格子の中心黒鉛領域の直径を変えた場合の格子無限増倍率の相違がわかる。シェル型球状燃料格子とは格子中心部に燃料を含まない領域を設け、中心黒鉛領域、燃料マトリックス領域、等価黒鉛シェル領域の 3 領域から成る格子を言う。ケース 0 は中心黒鉛領域が無い場合であり、ケース 5, 6 は中心黒鉛領域の直径をそれぞれ 3 cm 及び 4 cm とした場合である。このようなシェル型球状燃料格子体系においても DELIGHT-6R と SRAC より求められた格子無限増倍率の差 $|\Delta K_{\infty}|$ は 0.0025 以下であり良好な計算結果の一致が見られる。なお、求められた格子無限増倍率は中心黒鉛領域の増大に伴い、増加していることがわかる。これは中心黒鉛領域を設けることにより、格子の NC/NU 比が増大し中性子スペクトルが軟化するためと考えられる。

5.4 燃料カーネル UO_2 の直径を変えた場合

Table 5.1 に示すケース 0, 7, 8 を比較することにより、燃料カーネル UO_2 の直径を変えた場合の格子無限増倍率への影響がわかる。ケース 0 及び 7 の燃料カーネル UO_2 の直径はそれぞれ 600 μm 及び 300 μm である。ケース 8 は燃料マトリックス中に UO_2 分子を均質に分散した 1 重非均質性のみを有する格子である。なお、各ケースの燃料マトリックス中の ^{238}U 及び ^{235}U の装荷量は等しく保たれるよう被覆燃料粒子の充填率あるいは原子数密度の調整を行っている。燃料カーネルの直径を変えた各々のケースについて DELIGHT-6R 及び SRAC により求められた格子無限増倍率の差 $|\Delta K_{\infty}|$ は 0.0093 以下であり、ほぼ良好な一致が見られる。なお、求められた格子無限増倍率は燃料カーネルの直径が大きくなると共に、増加していることがわかる。これは、 ^{238}U の共鳴積分が燃料カーネルの直径の増加に伴ない粒子による遮へい効果により減少するためである。これらの関係を Fig. 5.2 に示す。

Table 5.1 Comparison of infinite multiplication factors calculated by DELIGHT-6R and SRAC

Case	The first heterogeneity					The second heterogeneity					DELIGHT6R K_{∞}	SRAC K_{∞}	DEUGHT6R -SRAC ΔK_{∞}	Resonance integral DELIGHT6R (barn)
	Outer diameter of the first cell (μm)	Outer diameter of UO_2 kernel (μm)	Packing fraction of CPF in fuel matrix (v/o)	Dancoff factor	Outer diameter of the second cell (cm)	Outer diameter of graphite shell (cm)	Outer diameter of fuel matrix (cm)	Outer diameter of inner graphite (cm)	Dancoff factor					
0	2643.076	600	4.2173	0.41208	7.0746	6.0	5.0	0.0	0.45809	1.6009	1.6070	-0.0061	70.733	
1	"	"	"	"	2.82984	2.4	2.0	"	0.25906	1.5972	1.6054	-0.0082	71.521*	
2	"	"	"	"	11.31936	9.6	8.0	"	0.57381	1.6034	1.6042	-0.0008	70.158	
3	2052.924	"	9.0	0.59456	7.07460	6.0	5.0	"	0.45809	1.4250	1.4232	0.0018	58.530	
4	1731.499	"	15.0	0.70307	"	"	"	"	"	1.2891	1.2796	0.0095	49.892	
5	2052.924	"	4.2173	0.41208	"	"	"	3.0	"	1.6507	1.6522	-0.0015	71.682	
6	"	"	"	"	"	"	"	4.0	"	1.7086	1.7059	0.0025	73.933	
7	2052.924	300	33.7381	0.65107	"	"	"	0.0	"	1.5549	1.5576	-0.0027	89.346	
8	Homogeneous fuel distribution													108.4

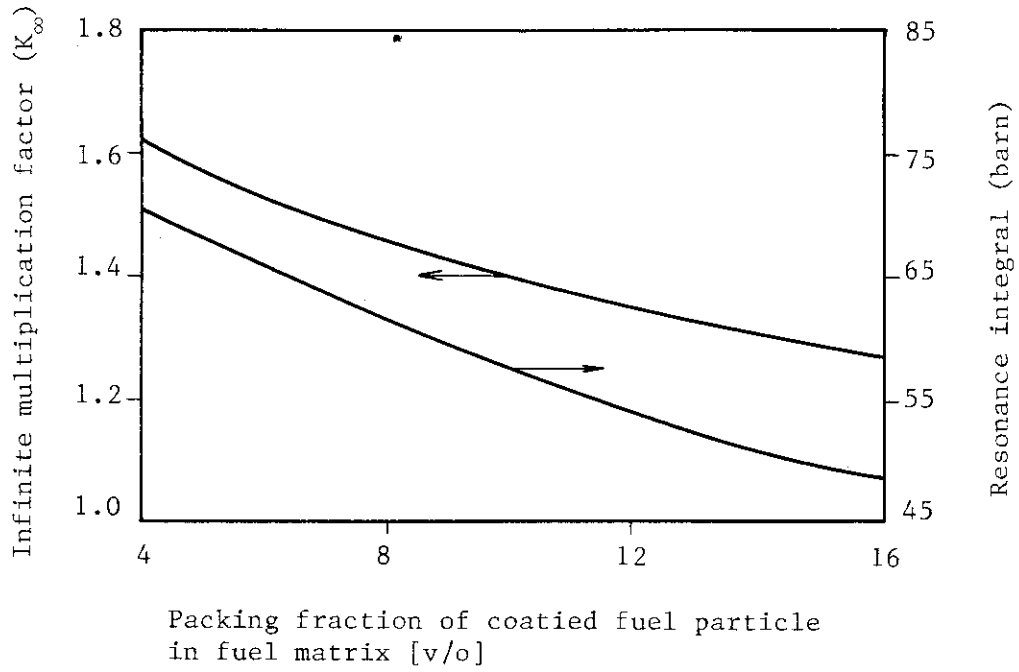


Fig. 5.1 Relation among infinite multiplication factor, resonance integral and packing fraction of coated fuel particle in fuel matrix (DELIGHT-6R)

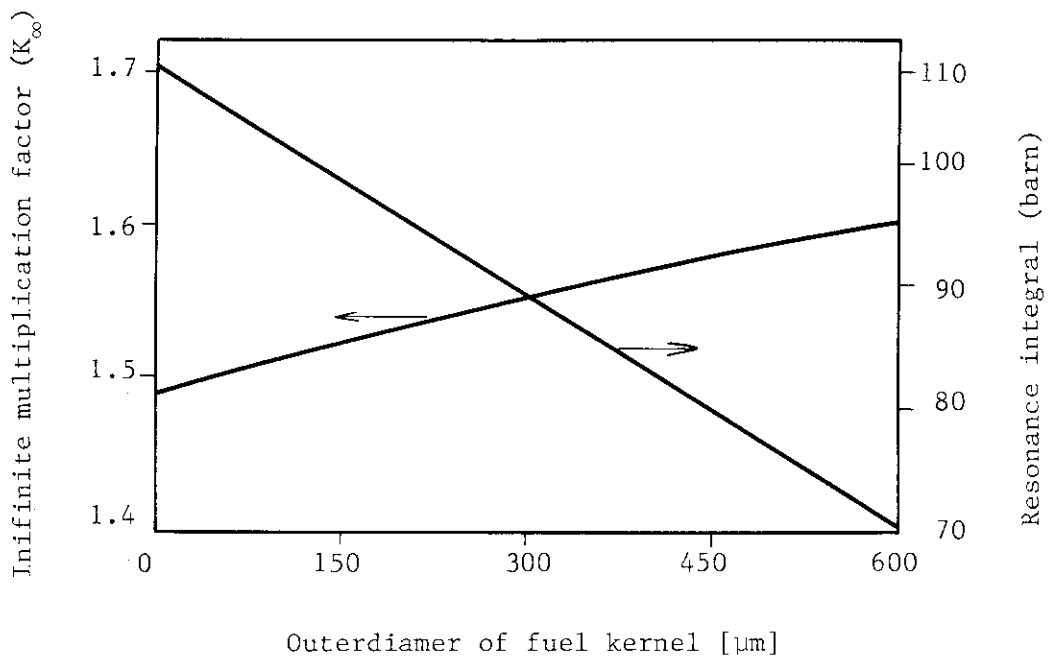


Fig. 5.2 Relation among infinite multiplication factor, resonance integral and outerdiameter of fuel kernel (DELIGHT-6R)

6. 一重非均質燃料格子の燃焼特性解析

DELIGHT-6R及びSRACを用いて、 UO_2 燃料が燃料マトリックス中に均質に分散した1重非均質格子の燃焼に伴う格子無限増倍率の変化を求めた。この解析結果をTable 6.1及びFig.6.1に示す。なお、この1重非均質格子が基準格子と異なる点は、被覆燃料粒子を使用せず、 UO_2 燃料が燃料マトリックス中に均質に分散されている点のみであり、格子の寸法及び各領域における原子数密度は基準格子の諸元と同じである。

Fig. 6.1より燃焼初期から900日程度までは、DELIGHT-6RとSRACの格子無限増倍率の差 $|\Delta K_\infty|$ はほぼ0.01程度以内に収まっており両コードにより求められた格子無限増倍率の良好な一致が見られる。しかし、燃焼が900日以上になると格子無限増倍率の差はしだいに広がる傾向が見られる。なお、SRACを用いての燃焼計算では核分裂生成物の崩壊チェーンとしてIijimaモデルを使用した。また両コードの燃焼計算では、平均出力密度を2.5 w/ccとした。

Table 6.1 Burnup dependent multiplication factor of single heterogeneous spherical fuel lattice cell

Burnup time (Days)	Burnup (MWD/t)	DELIGHT6R K_∞^D	SRAC (IIJIMA) K_∞^{SI}	Difference $\Delta K_1 = K_\infty^D - K_\infty^{SI}$	SRAC (ENDF B2) K_∞^{SE}	Difference $\Delta K_2 = K_\infty^D - K_\infty^{SE}$
0	0	1.4877	1.4784	0.0093	1.4784	0.0093
10	657	1.4178	1.4196	-0.0018	1.4165	0.0013
100	6525	1.3968	1.3935	0.0033	1.3910	0.0058
300	19285	1.3414	1.3368	0.0046	1.3400	0.0014
500	31945	1.2822	1.2804	0.0018	1.2871	-0.0049
700	44532	1.2235	1.2262	-0.0027	1.2356	-0.0121
900	57053	1.1661	1.1765	-0.0104	1.1882	-0.0221
1100	69505	1.1094	1.1306	-0.0212	1.1445	-0.0351

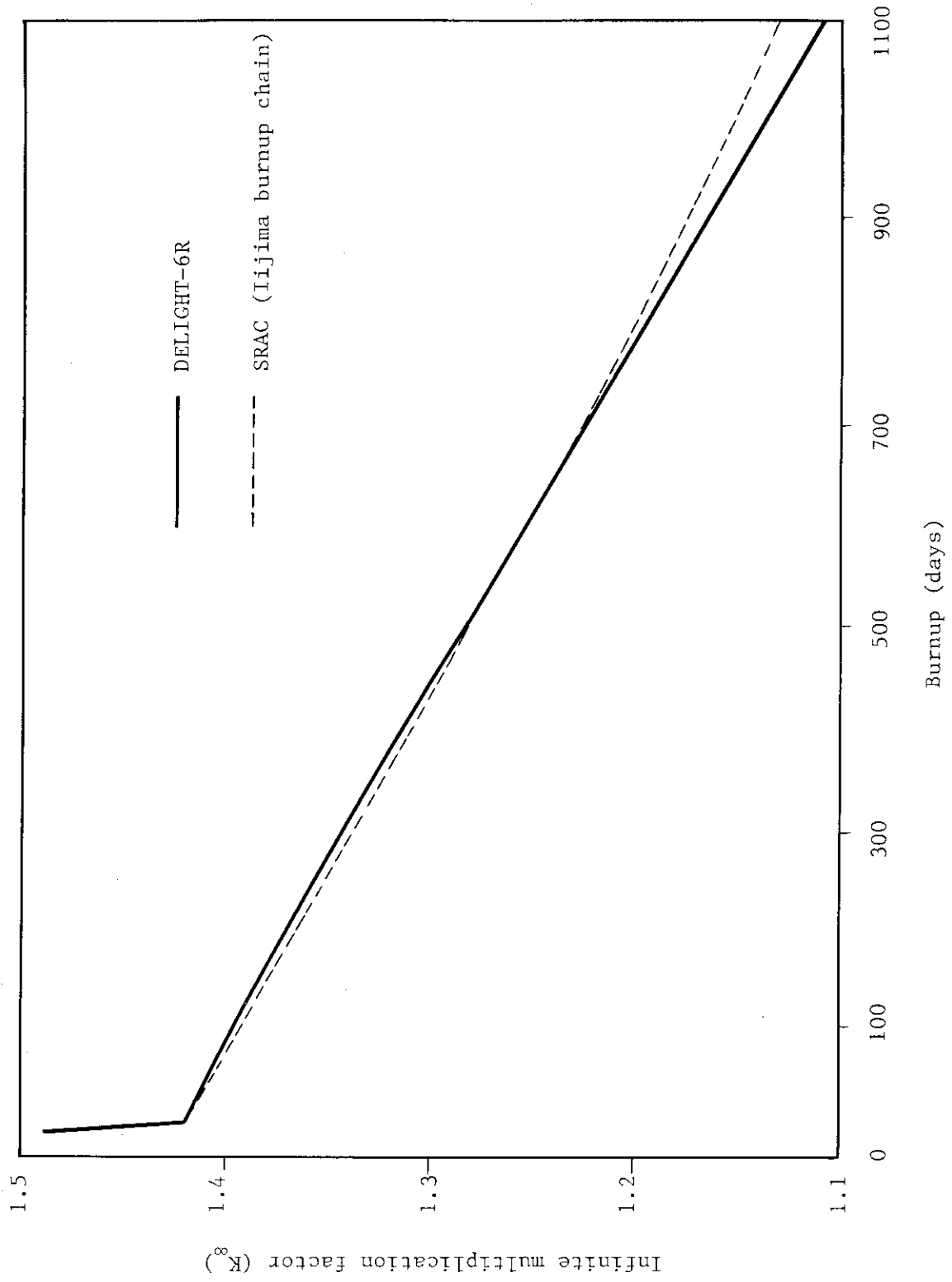


Fig. 6.1 Burnup dependent multiplication factor of single heterogeneous fuel lattice

7. 燃料及び減速材の温度効果

DELIGHT-6R及びSRACを用いて、基準格子の燃料温度及び黒鉛減速材温度を変えた場合の格子無限増倍率を求めた。黒鉛減速材の温度を300°Kと一定に保ち、燃料温度（²³⁸Uの温度）を300°Kから1,200°Kまで段階的に変化させた場合の格子無限増倍率の変化をTable 7.1及びFig. 7.1の破線で示す。また、この場合の²³⁸Uの共鳴積分値の変化をFig. 7.2に示す。Fig. 7.2に示す。Fig. 7.1及びFig. 7.2から燃料温度の上昇と共にドップラー効果により²³⁸Uの共鳴積分値が大きくなるため格子無限増倍率が減少するのがわかる。この場合、²³⁸Uの共鳴積分値の1 barnの変化に対して格子無限増倍率の変化は $0.008 \Delta K_{\infty}$ 程度であることがわかる。また、燃料温度に対する格子無限増倍率の変化率は $-8 \times 10^{-5} / ^{\circ}\text{K}$ であるDELIGHT-6R及びSRACの格子無限増倍率の解析結果の差 $|\Delta K_{\infty}|$ は0.0061以下でありほぼ良好な一致といえる。

燃料温度を一定に保ち、黒鉛減速材の温度を300°Kから1,200°Kまで段階的に変化させた場合の格子無限増倍率をTable 7.2及びFig. 7.1の1点鎖線で示す。黒鉛の熱中性子領域の散乱断面積としては、黒鉛の結晶構造を考慮して作成され、コード内に内蔵されているもの（Library kernel）及び黒鉛の結晶構造を考慮したもの（Free gas model）の2種の散乱断面積を用いた。Table 7.2及びFig. 7.1より減速材温度の上昇に伴ない格子無限増倍率が小さくなることがわかる。また減速材温度に対する格子無限増倍率の変化率は $-3 \times 10^{-5} / ^{\circ}\text{K}$ 程度であり、これは燃料温度に対する変化率よりも小さい。DELIGHT-6R及びSRACにより各温度について

Library Kernelの黒鉛散乱断面積を用いて求めた格子無限増倍率の差 $|\Delta K_1|$ は温度の上昇に伴い増す傾向にあるものの、その値は実際に適用する範囲内（ $T < 900^{\circ}\text{K}$ ）で0.01程度以内に収まっている。しかし、Free gas modelに基づく散乱断面積を用いて求めた格子無限増倍率の差 $|\Delta K_2|$ は温度が1,200°Kで0.02 ΔK 程度となり比較的大きくなる。

燃料温度及び減速材温度を同時に300°Kから1,200°Kまで段階的に変化させた場合の格子無限増倍率をTable 7.3及びFig. 7.1の実線で示す。この場合の温度に対する格子無限増倍率の変化率は $-11 \times 10^{-5} / ^{\circ}\text{K}$ であり、燃料温度或いは減速材温度を個々に変化させた場合の変化率の和にはほぼ等しい事がわかる。DELIGHT-6R及びSRACの格子無限増倍率の差は $|\Delta K_2|$ は、各々の温度を1,200°KとしFree gas Modelを用いた場合に比較的大きく、0.0148である。

Table 7.1 Relation between infinite multiplication factor and fuel temperature at the constant moderator temperature of 300 k°

Temperature of ^{238}U T_F (K°)	Temperature of C T_M (°K)	Library kernel			Resonance integral of ^{238}U (DELIGHT-6R) (barn)
		DELIGHT 6R K_∞^D	SRAC K_∞^S	Difference $\Delta K_1 = K_\infty^D - K_\infty^S$	
300	300	1.6009	1.6070	-0.0061	70.7
600	300	1.5703	1.5740	-0.0037	78.7
900	300	1.5472	1.5513	-0.0041	84.8
1200	300	1.5286	1.5320	-0.0034	89.8

Table 7.2 Relation between infinite multiplication factor and moderator temperature at the constant constant fuel (^{238}U) temperature of 300 °K

Temperature of ^{238}U T_F (°K)	Temperature of C T_M (°K)	Library kernel			Free gas model		
		DELIGHT-6R K_∞^D	SRAC K_∞^S	Difference $\Delta K_1 = K_\infty^D - K_\infty^S$	DELIGHT-6R K_∞^D	SRAC K_∞^S	Difference $\Delta K_2 = K_\infty^D - K_\infty^S$
300	300	1.6009	1.6070	-0.0061	1.6013	1.6126	-0.0113
300	600	1.5916	1.5981	-0.0065	1.5875	1.6005	-0.0130
300	900	1.5790	1.5898	-0.0108	1.5761	1.5909	-0.0148
300	1200	1.5716	1.5848	-0.0132	1.5653	1.5849	-0.0196

Table 7.3 Infinite multiplication factor by simultaneous change of fuel temperature and moderator temperature

Temperature of ^{238}U T_F (°K)	Temperature of C T_M (°K)	Library kernel			Free gas model		
		DELIGHT-6 K_∞^D	SRAC K_∞^S	Difference $\Delta K_1 = K_\infty^D - K_\infty^S$	DELIGHT-6 K_∞^D	SRAC K_∞^S	Difference $\Delta K_2 = K_\infty^D - K_\infty^S$
300	300	1.6009	1.6007	-0.0061	1.6013	1.6122	-0.0109
600	600	1.5588	1.5652	-0.0064	1.5572	1.5678	-0.0106
900	900	1.5261	1.5341	-0.0080	1.5232	1.5344	-0.0112
1200	1200	1.5007	1.5104	-0.0097	1.4947	1.5095	-0.0148

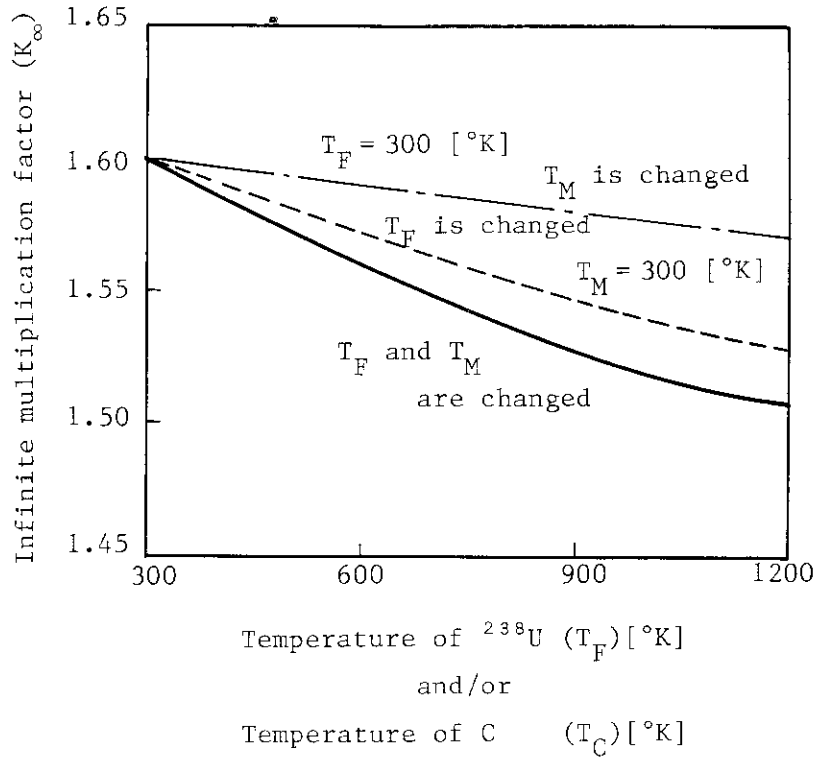


Fig. 7.1 Infinite multiplication factor as a function of fuel temperature and moderator temperature by DELIGHT-6R (Library kernel is used)

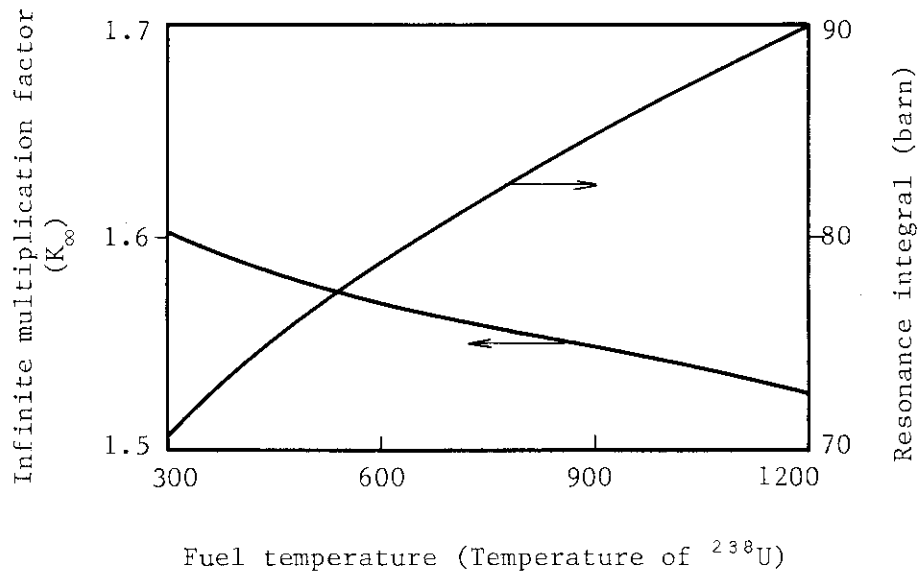


Fig. 7.2 Relation among infinite multiplication factor, resonance integral and fuel temperature at the constant, moderator temperature of 300 $^{\circ}\text{K}$

8. 結 論

DELIGHT-6R及びSRACを用いて以下に示す球状燃料格子の核特性解析を行った。

- (1) 格子無限増倍率
- (2) 燃焼特性解析
- (3) 燃料及び減速材の温度効果

これらの核特性解析の中で、燃焼特性解析での高燃焼度領域（70 GWd/t 以上）及び減速材温度効果（Free gas model）の解析での高温領域（1200°K）において両コードを用いて求められた格子無限増倍率に0.024 K_{∞} 程度の差が生じているのを除けば、球状燃料格子の格子無限増倍率についてはほぼ良好な一致が見られる結果を得た。この比較検討結果よりDELIGHT-6Rに組み込まれた球状燃料格子計算はほぼ満足しうる精度をもっていることがわかった。今後DELIGHT-6Rの球状燃料格子計算の更に深い精度検討を行うためには、実際の球状燃料を用いた臨界実験装置の実験データ或いは実炉の運転データを用いた解析を行う必要がある。

謝 辞

本検討を進めるに当り、多目的高温ガス実験炉設計室長齊藤伸三氏、同室主任研究員平野光将氏、同室沢 和弘氏より貴重な助言をいただき深く感謝します。またSRACの使用法については原子炉工学部主任研究員土橋敬一郎氏及び同部副主任研究員秋濃藤義氏より多くの助言をいただいたことに対し感謝致します。

8. 結 論

DELIGHT-6R及びSRACを用いて以下に示す球状燃料格子の核特性解析を行った。

- (1) 格子無限増倍率
- (2) 燃焼特性解析
- (3) 燃料及び減速材の温度効果

これらの核特性解析の中で、燃焼特性解析での高燃焼度領域（70 GWd/t 以上）及び減速材温度効果（Free gas model）の解析での高温領域（1200°K）において両コードを用いて求められた格子無限増倍率に0.024 K_{∞} 程度の差が生じているのを除けば、球状燃料格子の格子無限増倍率についてはほぼ良好な一致が見られる結果を得た。この比較検討結果よりDELIGHT-6Rに組み込まれた球状燃料格子計算はほぼ満足する精度をもっていることがわかった。今後DELIGHT-6Rの球状燃料格子計算の更に深い精度検討を行うためには、実際の球状燃料を用いた臨界実験装置の実験データ或いは実炉の運転データを用いた解析を行う必要がある。

謝 辞

本検討を進めるに当り、多目的高温ガス実験炉設計室長齊藤伸三氏、同室主任研究員平野光将氏、同室沢 和弘氏より貴重な助言をいただき深く感謝します。またSRACの使用法については原子炉工学部主任研究員土橋敬一郎氏及び同部副主任研究員秋濃藤義氏より多くの助言をいただいたことに対し感謝致します。

参 考 文 献

- (1) 土井, 新藤, 平野, 高野; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-6, JAERI-M83-176 (1983)
- (2) 山下清信, 新藤隆一; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-6 (Revised), JAERI-M85-163 (1985)
- (3) TSUCHIHASHI K., et al.; SRAC: JAERI Thermal Reactor Standard code System for Reactor Design and Analysis, JAERI 1285 (1983)
- (4) 高野 誠, 他「SHE臨界質量実験の解析—VHTR核設計法の精度検討(1)」JAERI-M 9955 (1982)
- (5) 土井 猛, 他「SHE-14炉心における温度上昇に伴う反応度変化の解析—VHTR核設計法の精度検討—」未公開資料 (1982)
- (6) 土井 猛, 他「改良DELIGHTコードによるSHE臨界実験の解析—VHTR核設計法の精度検討(7)—」未公開資料 (1983)
- (7) 高野 誠, 他「SHE-8可燃性毒物棒反応度値解析—VHTR核設計法の精度検討(8)—」未公開資料 (1984)
- (8) 高野 誠, 他「SHE臨界実験追解析—VHTR核設計法の精度検討(9)—」未公開資料 (1984)
- (9) 高野 誠, 他「SHE-8可燃性毒物棒反応度値解析(その2)—VHTR核設計法の精度検討(10)—」未公開資料 (1984)
- (10) TAKANO M., HIRANO M., SHINDO R. and DOI T.; Analysis of SHE critical experiments by neutronic design codes for experimental Very High Temperature Reactor, J. Nucl. Sci. Technol, 22 [5], 358~370 (1985)
- (11) 土井, 新藤, 平野, 高野; 多目的高温ガス実験炉の燃料格子の核特性解析, JAERI-M 84-209 (1984)
- (12) H. MARKL, A.G. FOWLER; Generalized Method for Calculating the Fast Fission Effect in Coaxial Cylindrical Lattice Cells, Nukleonik 6, 1, 39 (1963)
- (13) CASE K.M., DE HOFFMANN F., PLACZEK, etc.; "Introduction to the theory of neutron diffusion", Los Alamos Scientific Laboratory (1953)
- (14) REUTLER H., LOHNERT G.H.; Advantages of going modular in HTRs, Nuclear Engineering and design 78, 129-136 (1984)
- (15) 多目的高温ガス実験炉設計室; 多目的高温ガス実験炉設備設計の概要—システム総合設計に基づく—, JAERI-M84-172 (1984)