

JAERI-M

4 4 4 9

高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード

— DELIGHT —

1971年5月

新藤隆一・平野光将・有賀武夫

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード
(DELIGHT)

日本原子力研究所動力炉開発管理室
新藤隆一・平野光将・有賀武夫
(1971 年 5 月受理)

要 旨 本コードは高温ガス冷却炉のように燃料体が被覆燃料粒子からなる格子の燃焼特性を解析するもので、計算では次のようなモデルをとる。(1)格子は均質化する。(2)速中性子スペクトル(10 MeV~2.38 eV)の計算ではエネルギー群数を61群とし、中性子の減速を非連続減速モデルに基づいて取り扱う。一方、熱中性子スペクトル(2.38 eV~0 eV)の計算ではエネルギー群数を50群とし、中性子と黒鉛ならびに他の減速材核種との散乱には自由ガスによる散乱法則を用いる。(3)臨界・燃焼計算は少数エネルギー群(速中性子、熱中性子領域とも最大10群)で行なうものとし、燃焼チェインとしてトリウム・ウラン系およびウラン・プルトニウム系を取り入れる。(4)特に共鳴吸収の計算には被覆燃料粒子による中性子の空間的遮蔽効果を取り入れる。

また、炉心の特性解析のための格子平均少数组々定数(最大10群)を計算し出力する。

DELIGHT : The Point Reactivity Burnup Code for HTGR Lattices

Ryuiti SHINDO

Mitumasa HIRANO

Takeo ARUGA

Office of Power Reactor Projects, JAERI

(Received May, 1971)

Abstract

The code, DELIGHT, was developed to analyze the burnup characteristics of the lattices with fuel matrices composed of coated fuel particles. The calculation model on which the code is based is the following;

(1) The lattice is homogenized.

(2) The number of neutron energy groups is 61 for fast neutrons ($10 \text{ MeV} \sim 2.38 \text{ eV}$) and 50 for thermal neutrons ($2.38 \text{ eV} \sim 0 \text{ eV}$).

(3) The slowing down of fast neutrons is treated by the discontinuous slowing-down model, while the scattering of thermal neutrons by graphite and/or other moderator nuclides is dealt with scattering law for free gas.

(4) The calculations of criticality and burnup are based on few energy groups (maximum 10 for fast or thermal neutrons) and the nuclide chains of thorium-uranium and uranium-plutonium are taken in for burnup calculation.

(4) Especially, the space shielding effect of coated fuel particles for fast neutrons is considered for the calculation of resonance absorptions.

And few group constants of the lattice can also be processed by the code for the use of reactor-physics analyses of HTGR cores.

目 次

はじめに	1
1. 速中性子スペクトルの計算	4
1.1 スペクトルの計算モデル	4
1.2 共鳴積分の計算	5
1.3 出力量の計算	11
2. 熱中性子スペクトルの計算	12
2.1 スペクトルの計算	12
2.2 少数群微視断面積の計算	13
3. 臨界・燃焼計算	15
3.1 臨界計算	15
3.2 燃焼計算	16
3.3 出力量の計算	22
4. 計算のフロー	27
5. 入出力形式	29
5.1 入力形式	29
5.2 出力形式	35
6. ライブライリー	35
6.1 速中性子スペクトル計算用ライブライリー	35
6.2 熱中性子スペクトル計算用ライブライリー	36
参考文献	38
Appendix I DELIGHT のライブライリー・データ	39
Appendix II 半固定入力定数	48
Appendix III Sample Case	49

はじめに

本コードは高温ガス冷却炉の格子燃焼特性を解析する目的で作成されたものである。対象とする格子は被覆燃料粒子からなる燃料体をもつ格子である。計算に際して、格子は均質化するものとし、共鳴吸収にのみ燃料粒子による中性子の空間的遮蔽効果を取り入れる。また、中性子スペクトルの計算に対して、格子からの中性子漏洩の影響は取り入れない。速中性子スペクトルの計算ではエネルギー群数を 61 群とし、中性子の減速を非連続減速モデルに基づいて取り扱う (GAM⁽¹⁾による計算方式)。一方、熱中性子スペクトルの計算ではエネルギー群を 50 群とし、中性子と黒鉛ならびに他の減速材核種との散乱には自由ガスによる散乱法則を用いるものとした。速中性子および熱中性子スペクトルが求まった後、そのスペクトルを用いて各核種毎に少數群実効微視断面積が計算される。この少數群実効微視断面積は格子の臨界・燃焼計算で必要になる核種毎の少數群々定数データとして用いられる。本コードでは臨界・燃焼計算に対してとられる少數エネルギー群の群数を最大 20 (速中性子および熱中性子エネルギー領域とも最大 10) までとれるが、熱中性子エネルギー領域の切断エネルギーは 2.38 eV に固定されている*。

ライブラリー・データは速中性子エネルギー領域に対しては GAM-I ライブラリーから、熱中性子エネルギー領域に対しては CLALA-II ライブラリー⁽²⁾からそれぞれ必要な核種のデータを抜き出し、さらに不足する核種については BNL-325, ENDF/B 等から作成した。群定数データが本コードのライブラリーに内蔵されている核種を TABLE I に、その指定番号とあわせて示した。現在 32~50 が dummy となっており、データの追加が可能である。TABLE II に速中性子エネルギー領域の、また TABLE III には熱中性子エネルギー領域のエネルギー群の

TABLE I IDENTIFICATION NUMBERS OF NUCLIDES

I.D. No.	NUCLIDE	I.D. No.	NUCLIDE	I.D. No.	NUCLIDE	I.D. No.	NUCLIDE	I.D. No.	NUCLIDE
1	Th-232	11	Pu-241	21	O-16	31	D	41	dummy
2	Pa-233	12	Pu-242	22	Si	32	dummy	42	"
3	U-233	13	Am-243	23	Zr	33	"	43	"
4	U-234	14	Xe-135	24	He	34	"	44	"
5	U-235	15	Sr-149	25	H	35	"	45	"
6	U-236	16	F.P.(U-233)	26	B-10	36	"	46	"
7	Np-237	17	F.P.(U-235)	27	Be	37	"	47	"
8	U-238	18	F.P.(Pu-239)	28	Eu	38	"	48	"
9	Pu-239	19	F.P.(Pu-241)	29	Gd	39	"	49	"
10	Pu-240	20	C-12	30	Dy	40	"	50	"

* このエネルギーは速中性子エネルギー領域の 61 エネルギー群の下限エネルギーに相当する。従って、本コードにおけるエネルギー群モデルは速中性子エネルギー領域 61 群、熱中性子エネルギー領域 50 群の全 111 エネルギー群モデルとなっている。

TABLE II ENERGY STRUCTURE IN FAST NEUTRON
SPECTRUM CALCULATION

GROUP	LETHERGY (LOWER)	ENERGY (LOWER, eV)	GROUP	LETHERGY (LOWER)	ENERGY (LOWER, eV)
1	0.25	7.79×10^{-6}	35	8.75	1.59×10^8
2	0.50	6.07×10^{-6}	36	9.00	1.23×10^8
3	0.75	4.72×10^{-6}	37	9.25	961
4	1.00	3.68×10^{-6}	38	9.50	748
5	1.25	2.87×10^{-6}	39	9.75	583
6	1.50	2.23×10^{-6}	40	10.00	454
7	1.75	1.74×10^{-6}	41	10.25	354
8	2.00	1.35×10^{-6}	42	10.50	275
9	2.25	1.05×10^{-6}	43	10.75	215
10	2.50	8.21×10^{-6}	44	11.00	167
11	2.75	6.39×10^{-6}	45	11.25	130
12	3.00	4.98×10^{-6}	46	11.50	101
13	3.25	3.88×10^{-6}	47	11.75	78.9
14	3.50	3.02×10^{-6}	48	12.00	61.4
15	3.75	2.35×10^{-6}	49	12.25	47.9
16	4.00	1.83×10^{-6}	50	12.50	37.3
17	4.25	1.43×10^{-6}	51	12.75	29.0
18	4.50	1.11×10^{-6}	52	13.00	22.6
19	4.75	8.65×10^{-6}	53	13.25	17.6
20	5.00	6.74×10^{-6}	54	13.50	13.7
21	5.25	5.25×10^{-6}	55	13.75	10.68
22	5.50	4.09×10^{-6}	56	14.00	8.32
23	5.75	3.18×10^{-6}	57	14.25	6.48
24	6.00	2.48×10^{-6}	58	14.50	5.04
25	6.25	1.93×10^{-6}	59	14.75	3.93
26	6.50	1.50×10^{-6}	60	15.00	3.06
27	6.75	1.17×10^{-6}	61	15.25	2.38
28	7.00	9.12×10^{-6}	62	15.50	1.86
29	7.25	7.10×10^{-6}	63	15.75	1.44
30	7.50	5.53×10^{-6}	64	16.00	1.125
31	7.75	4.31×10^{-6}	65	16.25	0.876
32	8.00	3.36×10^{-6}	66	16.50	0.683
33	8.25	2.61×10^{-6}	67	16.75	0.532
34	8.50	2.04×10^{-6}	68	17.00	0.414

* The upper energy of first group is 10^7 eV.

TABLE III ENERGY STRUCTURE IN THERMAL
NEUTRON SPECTRUM CALCULATION

GROUP	ENERGY (UPPER,eV)	WIDTH (eV)	GROUP	ENERGY (UPPER,eV)	WIDTH (eV)
1	0.002	0.002	26	0.55	0.1
2	0.004	0.002	27	0.65	0.1
3	0.006	0.002	28	0.75	0.1
4	0.008	0.002	29	0.85	0.1
5	0.015	0.007	30	0.95	0.1
6	0.025	0.01	31	0.99	0.04
7	0.035	0.01	32	1.01	0.02
8	0.045	0.01	33	1.03	0.02
9	0.055	0.01	34	1.045	0.015
10	0.065	0.01	35	1.055	0.01
11	0.075	0.01	36	1.065	0.01
12	0.085	0.01	37	1.08	0.015
13	0.105	0.02	38	1.10	0.02
14	0.135	0.03	39	1.16	0.06
15	0.165	0.03	40	1.24	0.08
16	0.195	0.03	41	1.35	0.11
17	0.225	0.03	42	1.45	0.1
18	0.255	0.03	43	1.55	0.1
19	0.285	0.03	44	1.65	0.1
20	0.285	0.01	45	1.75	0.1
21	0.305	0.01	46	1.85	0.1
22	0.335	0.03	47	1.95	0.1
23	0.35	0.015	48	2.05	0.1
24	0.39	0.04	49	2.15	0.1
25	0.45	0.06	50	2.38	0.23

区分をそれぞれ示した。なお速中性子エネルギー領域のスペクトル計算は68エネルギー群モデルになっているが、少数群々定数の計算では61エネルギー群までのスペクトルを用いる。

1. 速中性子スペクトルの計算

1.1 スペクトルの計算モデル

- 速中性子スペクトルの計算は GAM-1 コードの方法に従うものとした。即ち、
- (1) 速中性子は弾性散乱、非弾性散乱、 $(n, 2n)$ 反応等によって減速するものとし、その減速モデルには中性子のエネルギー変化を群間の遷移で表す、いわゆる非連続減速モデルをとる、
 - (2) 核分裂で放出される高速中性子のスペクトルとしては ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu および ^{241}Pu の分裂スペクトルのうちの 1 つを取る、
 - (3) 中性子の散乱は P_1 近似とする。

その結果、中性子平衡に対する基本式として

$$\operatorname{div} \vec{J}(E) + \Sigma(E) \cdot \phi(E) = \int \Sigma_s^0(E' \rightarrow E) \cdot \phi(E') dE' + S(E) \quad (1.1)$$

$$\operatorname{grad} \phi(E) + 3\Sigma(E) \cdot \vec{J}(E) = \int \Sigma_s^1(E' \rightarrow E) \cdot \vec{J}(E') dE' \quad (1.2)$$

が得られる。今、

$$L(E) = \left\{ \int \int \int v^2 \phi(E) dv \right\} / \left\{ \int \int \int dv \right\} \quad (1.3)$$

$$\bar{J}(E) = \left\{ \int \int \int \operatorname{div} \vec{J}(E) dv \right\} / \left\{ \int \int \int dv \right\} \quad (1.4)$$

$$\bar{\phi}(E) = \left\{ \int \int \int \phi(E) dv \right\} / \left\{ \int \int \int dv \right\} \quad (1.5)$$

と定義すると、(1.1) および (1.2) は

$$\bar{J}(E) + \Sigma(E) \cdot \bar{\phi}(E) = \int \Sigma_s^0(E' \rightarrow E) \cdot \bar{\phi}(E') dE' + \bar{S}(E) \quad (1.6)$$

$$L(E) \cdot \bar{\phi}(E) + 3\Sigma(E) \cdot \bar{J}(E) = \int \Sigma_s^1(E' \rightarrow E) \cdot \bar{J}(E') dE' \quad (1.7)$$

となる。ここで dv は微小体積を示す。(1.6) および (1.7) を群モデルで表示すると、

$$\bar{J}_n \cdot A_n + \Sigma_n \cdot \bar{\phi}_n \cdot A_n = \bar{S}_n \cdot A_n + \bar{S}_n^0 + \bar{S}_n^{0, in} + \bar{S}_n^{0, n, 2n} \quad (1.8)$$

$$L_n \cdot \bar{\phi}_n \cdot A_n + 3\Sigma_n \cdot \bar{J}_n \cdot A_n = \bar{S}_n^1 \quad (1.9)$$

となる。ここで、 \bar{S}_n , \bar{S}_n^0 , $\bar{S}_n^{0, in}$, $\bar{S}_n^{0, n, 2n}$ および \bar{S}_n^1 は各々

$$\bar{S}_n \cdot A_n = \int_{u_{n-1}}^{u_n} f(u) du \quad (1.10)$$

$$\bar{S}_n^0 = \sum_i^N \sum_j^{j < n} \sigma_{jn}^{i, 0} \cdot \bar{\phi}_j \cdot A_j \quad (1.11)$$

$$\bar{S}_n^{0, in} = \sum_i^N \sum_j^{j < n} \sigma_{jn}^{i, inelastic} \cdot \bar{\phi}_j \cdot A_j \quad (1.12)$$

$$\bar{S}_n^{0, n, 2n} = \sum_i^N \sum_j^{j < n} \sigma_{jn}^{i, n, 2n} \cdot \bar{\phi}_j \cdot A_j \quad (1.13)$$

$$\bar{S}_n^1 = \sum_i S_i^i \int_j^{j < n} \sigma_{jn}^{i,1} \cdot \bar{J}_j \cdot A_j \quad (1.14)$$

であり、 i は核種、下つき j および n はエネルギー群番号を示す。また、 $f(u)$ は核分裂スペクトルのレサージー u における分率である。(1.8) および (1.9) から中性子束 $\bar{\phi}_n$ 、中性子流 \bar{J}_n を求めると、

$$\bar{\phi}_n = \frac{(3\Sigma_n + 3\Sigma_{nn}^0 - \Sigma_{nn}^1)(\bar{S}_n^0 + \bar{S}_n^{0,i,n} + \bar{S}_n^{0,n,2n} + \bar{S}_n \cdot A_n) - \bar{S}_n^1}{A_n \cdot (\Sigma_n \cdot (3\Sigma_n + 3\Sigma_{nn}^0 - \Sigma_{nn}^1) - L_n)} \quad (1.15)$$

$$\bar{J}_n = \frac{\bar{S}_n^1 - L_n \cdot \bar{\phi}_n \cdot A_n}{A_n (3\Sigma_n + 3\Sigma_{nn}^0 - \Sigma_{nn}^1)} \quad (1.16)$$

を得る。なお、(1.8) と (1.9) 式中の巨視断面積 Σ_n は同一群内での散乱を含まない定義になっているので、(1.15) および (1.16) の両式では $3\Sigma_n$ を $3(\Sigma_n + \Sigma_{nn}^0)$ で置き換えて表示替えた。しかし、本コードの計算では中性子の格子からの漏洩を無視しているので、(1.15) および (1.16) 式の L_n 、 \bar{S}_n^1 は零となる。従って、中性子束

$$\bar{\phi}_n = \frac{\bar{S}_n^0 + \bar{S}_n^{0,i,n} + \bar{S}_n^{0,n,2n} + \bar{S}_n \cdot A_n}{A_n \cdot \Sigma_n} \quad (1.17)$$

のみが計算されることになる。

1.2 共鳴積分の計算

燃料体内の共鳴核種に対する実効共鳴吸収の計算には中性子のエネルギーならびに空間的な遮蔽効果を詳細に取り入れることが必要になる。これらの効果は燃料体内の中性子束と減速材の中性子束の比 $\phi_f(E)/\phi_m(E)$ を通して実効共鳴吸収に影響を与える。即ち、この中性子束比 $\phi_f(E)/\phi_m(E)$ を用いて、実効共鳴積分は次のように計算される。

$$R I_c = \int (\phi_f(E)/\phi_m(E)) \cdot \sigma_c(E) dE \quad (1.18)$$

1.2.1 中性子束比の計算

燃料体内における中性子束と減速材内での中性子束の比 $(\phi_f(E)/\phi_m(E))$ を求めよう。今、体系は燃料体（添字 f で示す）と減速材（添字 m で示す）の 2 領域からなるものとし、そのうち燃料は球状の粒子であって、減速材中に一様に分散しているものとする。中性子の減速は弾性散乱で生ずるものとすれば、中性子平衡式

$$\begin{aligned} \Sigma_{t,f}(E) \cdot \phi_f(E) \cdot V_f &= P_{ff}(E) \cdot V_f \cdot S_i^i \int_E^{E/\alpha_i} (\Sigma_{s,f}^i(E') \phi_f(E') / (1 - \alpha_i) \cdot E') dE' \\ &+ P_{mf}(E) \cdot V_m \cdot S_i^i \int_E^{E/\alpha_i} (\Sigma_{s,m}^i(E') \phi_m(E') / (1 - \alpha_i) \cdot E') dE' \end{aligned} \quad (1.19)$$

* 中性子エネルギーの変わらない散乱は除外されているという意味である。

が成立つ。ここで、 i は核種、 f と m はそれぞれ燃料体および減速材を示す添字であり、 P_{ff} は燃料内で発生した中性子が燃料内で初めて衝突する確率、 P_{mf} は減速材内で発生した中性子が燃料内で初めて衝突する確率である。また V_f および V_m はそれぞれ燃料体、減速材の体積である。今、エネルギー E をとり、それより高いエネルギー領域（エネルギーを E' で示す）にに対して

- (1) 中性子束が平坦である、
 - (2) 減速材内の中性子束は $1/E$ 分布をもつ、
- を仮定すれば、(1.19) は

$$\phi_f(E) = (P_{ff}(E)/\Sigma_{t,f}(E)) S_i \int_E^{E/\alpha_i} (\Sigma_{s,f}(E') \cdot \phi_f(E') / (1 - \alpha_i) \cdot E') dE' + (1 - P_{ff}(E)) / E \quad (1.20)$$

となる*。ここで、 λ -method⁽⁴⁾ を適用し、(1.20) から中性子束 $\phi_f(E)/\phi_m(E)$ を求めると、

$$\frac{\phi_f(E)}{\phi_m(E)} = \frac{(1 - P_{ff}(E)) + \frac{P_{ff}(E)}{\Sigma_{t,f}(E)} \{ \lambda \cdot \Sigma_{p,r} + S_i \Sigma_p^i \}}{1 - \frac{(1 - \lambda) \cdot \Sigma_{n,r}(E)}{\Sigma_{t,f}(E)} \cdot P_{ff}(E)} \quad (1.21)$$

が得られる。ここで $\Sigma_{t,f}$ は燃料体の全断面積、 Σ_{pi} は核種 i のポテンシャル散乱断面積、 $\Sigma_{p,r}$ および $\Sigma_{n,r}$ は共鳴核種のポテンシャルおよび全散乱断面積である。今、燃料粒子間の中性子遮蔽効果を考慮しない場合の P_{ff} を改めて P_{ff}^0 、また中性子が減速材と衝突する確率を C とおき、これらを用いて燃料粒子間の中性子遮蔽効果を考慮した P_{ff} を求めると**

$$P_{ff} = P_{ff}^0 + (1 - P_{ff}^0) \cdot C \cdot P_{sf}^0 + (1 - P_{ff}^0) \cdot C \cdot (1 - P_{sf}^0) \cdot C \cdot P_{sf}^0 + \dots \dots \dots \\ = \frac{(1 - C) P_{ff}^0 + C \cdot P_{sf}^0}{1 - C + C \cdot P_{sf}^0} \quad (1.22)$$

となる。ここで P_{sf}^0 は燃料粒子表面より入射した中性子が燃料粒子内で初めて衝突する確率であり、

$$P_{sf}^0 = \Sigma_{t,f} \bar{\ell} (1 - P_{ff}^0) \quad (1.23)$$

で求められる。 $\bar{\ell}$ は燃料粒子に対する中性子の mean chord length である。もし P_{ff}^0 を Wigner 近似、即ち $P_{ff}^0 = \Sigma_{t,f} \bar{\ell} / (1 + \Sigma_{t,f} \bar{\ell})$ を用いると $\phi_f(E)/\phi_m(E)$ は

$$\frac{\phi_f(E)}{\phi_m(E)} = \frac{\sigma_M}{\sigma_{a,r}(E) + \lambda \sigma_{s,r}(E) + \sigma_M} \quad (1.24)$$

となる。なお、 σ_M は共鳴核種当たりの実効ポテンシャル散乱断面積であり、

* 減速材による中性子の吸収は無視する。

** 以下の文章では P_{ff} , P_{ff}^0 , P_{sf}^0 の変数 E を省く。

$$\sigma_M = \lambda \cdot \sigma_p + \sum_{i(\text{共鳴})} \frac{N^i}{N^r} \sigma_{p,i} + \frac{1-\lambda}{N^r \cdot \lambda} \quad (1.25)$$

である。 N^i および N^r はそれぞれ核種 i および共鳴核種 r の原子数密度である。

1.2.2 分離共鳴準位の共鳴積分

(1.24) を (1.18) に代入すれば、共鳴積分を求める式は

$$RI_c = \sigma_M \int \frac{\sigma_{c,r}}{\sigma_{a,r} + \lambda \sigma_{s,r} + \sigma_M} dE \quad (1.25)$$

となる。共鳴に Breit-Wigner の單一共鳴準位式を使用するものとし、定数を $x (= 2(E - E_r)/T)$ に変換して整理すると、(1.25) は

$$RI_c = \frac{\sigma_M}{2E_r} \cdot \frac{\Gamma_\gamma \cdot \Gamma}{\Gamma_a + \lambda \cdot \Gamma_n} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi(x, \xi)}{\psi(x, \xi) + \alpha \cdot \chi(x, \xi) + \beta} dx \quad (1.26)$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{2 \cdot \Gamma}{\Gamma_a + \lambda \cdot \Gamma_n} \cdot \lambda \cdot \sqrt{\frac{\sigma_p \cdot \Gamma_n}{\sigma_0 \cdot \Gamma}} g_J , & \beta &= \frac{\Gamma}{\Gamma_a + \lambda \cdot \Gamma_n} \cdot \frac{\sigma_M}{\sigma_0} \\ \xi &= \Gamma \cdot \sqrt{\frac{A_r}{4kT \cdot E_r}} , & \sigma_0 &= \frac{2.6 \times 10^6}{E_r} \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma} g_J \\ \Gamma &= \Gamma_a + \Gamma_n & \Gamma_a &= \Gamma_\gamma + \Gamma_f \end{aligned}$$

であり、 E_r は共鳴準位の中心エネルギー、 A_r は共鳴核種の原子量、 σ_p は共鳴核種のボテンシャル散乱断面積、 g_J はスピンに関する因子であり、 Γ_γ および Γ_f は中性子捕獲および分裂巾、 Γ_n は中性子巾、 T は燃料体の絶対温度、 k はボルツマン定数 (8.6167×10^{-4} eV / $^\circ$ K) である。また、 $\psi(x, \xi)$ および $\chi(x, \xi)$ は

$$\begin{aligned} \psi(x, \xi) &= \frac{1}{2\sqrt{\pi}\xi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dy}{1+y^2} e^{-(x-y)^2/4\xi} \\ \chi(x, \xi) &= \frac{1}{2\sqrt{\pi}\xi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{y dy}{1+y^2} e^{-(x-y)^2/4\xi} \end{aligned} \quad (1.27)$$

である。NR 近似で取り扱う共鳴準位に対しては λ を 1 とし、その共鳴吸収に対する共鳴散乱の影響を無視することにすれば、共鳴積分を求める式 (1.26) は

$$RI_c = \frac{\sigma_M \cdot \Gamma_\gamma}{2E_r} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi(x, \xi)}{\psi(x, \xi) + \beta} dx$$

* この値はサブルーチン PSICH⁽⁶⁾ で計算する。

となる。この積分は Doherty⁽⁵⁾ の方法で計算される。一方、λ-method で取り扱う共鳴準位に対しても λ を反復計算

$$\begin{aligned}\lambda_t &= 1 - (\tan^{-1} x_t / y_t) \\ x_t &= 2 E_r (1 - \alpha) / \Gamma(\alpha a_\lambda + a_1) \\ y_t &= 2 E_r (1 - \alpha) / \Gamma \alpha (a_\lambda + a_1) \\ a_\lambda^2 &= 1 + \{\sigma_0 (\Gamma_\gamma + \lambda \Gamma_n) / \Gamma(\lambda \sigma_p + \sigma_m)\}\end{aligned}\quad (1.28)$$

から求め、(1.26) を数値積分することによってその共鳴積分を求める。ここで t は計算の反復回数である。なお σ_m は

$$\sigma_m = \sum_{i=1}^{N^r} \frac{N^i}{N^r} \sigma_{p,i} + \frac{1-C}{N^r \cdot Z}$$

であり、 α は $((A-1)/(A+1))^2$ である。

1. 2. 3 非分離共鳴準位の共鳴積分

非分離共鳴準位に対する共鳴積分は、

(1) 中性子の共鳴捕獲巾は自由度 1 の chi-squared 分布とする、

(2) 共鳴分裂巾は自由度 3 の chi-squared 分布とする、

を仮定して計算する。今、(1.26) 式中の積分を $J(\xi, \beta)$ で表すものとすれば、非分裂性核種に対する共鳴積分は

$$R I_c = \frac{\sigma_M}{2 E_r} \langle \Gamma_\gamma \rangle \int_0^\infty P_1(x) \cdot J(\xi, \beta) dx \quad (1.29)$$

となり、分裂性核種に対する共鳴積分は

$$R I_f = \frac{\sigma_M}{2 E_r} \langle \Gamma_\gamma \rangle \int_0^\infty \int_0^\infty P_1(x) P_3(y) J(\xi, \beta) dx dy \quad (1.30)$$

$$R I_f = \frac{\sigma_M}{2 E_r} \int_0^\infty \int_0^\infty P_1(x) P_3(y) y \bar{\Gamma}_f J(\xi, \beta) dx dy \quad (1.31)$$

となる。⁽⁵⁾ ここで、

$$\beta = \frac{\sigma_M}{\sigma_0}, \quad \sigma_0 = \frac{2.6 \times 10^6}{E_r} \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma} g_J$$

$$\xi = \Gamma \sqrt{\frac{A_r}{4kT E_r}},$$

$$x = \Gamma_n / \langle \Gamma_n \rangle, \quad y = \Gamma_f / \bar{\Gamma}_f$$

* この積分はサブルーチン SUBJ⁽⁷⁾ で行なう。

$\Gamma = \Gamma_n + \langle \Gamma_r \rangle + \Gamma_f$
 である。また分布函数 $P_1(x)$ および $P_3(y)$ は

$$P_1(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{x}{2}\right)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{x}{3}\right) \quad (1.32)$$

$$P_3(y) = \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{\Gamma(3/2)} \left(\frac{3}{2}y\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{3}{2}y\right)$$

であるが、実際には、(1.29)～(1.31) の共鳴積分は次のような Greebler および Hutchins⁽⁵⁾ の方法で計算する。

$$\int_0^\infty P_1(x) f(x) dx = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i) \quad (1.33)$$

$$\int_0^\infty P_1(x) P_3(y) f(x, y) dx dy = \frac{1}{NM} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M f(x_i, y_j) \quad (1.34)$$

本コードの計算においては N および M を 20 とし、 x_i および y_i には TABLE IV に示した値を用いる。

1.2.4 空間的遮蔽因子 C

共鳴積分を計算するうえで、燃料粒子による中性子の空間的遮蔽効果をとり入れる因子として C が必要になる。この C はコードの入力値となっており、あらかじめ計算しておくことが必要である。この C を求める方法の一つとして R.K. Lane 等⁽⁸⁾による近似がある。それは、

TABLE IV MESH POINTS FOR RESONANCE INTEGRAL CALCULATION IN UNRESOLVED REGION

No.	X _n	Y _n
1	0.0010	0.0728
2	0.0091	0.1593
3	0.0255	0.2336
4	0.0505	0.3043
5	0.0843	0.3741
6	0.1277	0.4445
7	0.1815	0.5168
8	0.2466	0.5918
9	0.3245	0.6706
10	0.4172	0.7543
11	0.5268	0.8441
12	0.6570	0.9417
13	0.8124	1.0493
14	1.0000	1.1700
15	1.2301	1.3083
16	1.5196	1.4715
17	1.8989	1.6724
18	2.4294	1.9366
19	3.2722	2.3297
20	5.1859	3.1543

* λ は 1.0 とした。

$$C = \frac{\lambda_m}{\lambda_m + L} \quad (1.35)$$

により C を計算するもので、 λ_m は減速材における中性子の平均自由行程、L は燃料粒子間の平均きよりであり

$$\begin{aligned} \lambda_m &= 1 / N^c \cdot \sigma_c \\ L &= 1 / n \cdot \bar{\sigma} \\ \bar{\sigma} &= S_0 / 4 \end{aligned} \quad (1.36)$$

から求められる。ここで N^c は減速材炭素の原子数密度、 σ_c はその微視的全断面積、n は単位体積当たりの燃料粒子の数、 S_0 は燃料粒子の外表面積である。

1.2.5 共鳴積分の詳細計算

球状の微小粒子燃料に対して、その形状による影響を考慮して共鳴積分を求める場合にはまず P_{ff}^0 を

$$P_{ff}^0 = 1 - \frac{3}{8(\Sigma_{t,f} a)^3} \{ 2(\Sigma_{t,f} a)^2 - 1 + (1 + 2\Sigma_{t,f} a) e^{-2\Sigma_{t,f} a} \} \quad (1.37)$$

から計算し、それを用いて (1.22) および (1.21) より $\phi_f(E)/\phi_m(E)$ を求め、

$$R I_c(E) = \int \frac{\phi_f(E)}{\phi_m(E)} \sigma_{c,r}(E) \frac{dE}{E} \quad (1.38)$$

を数値積分する。ここで、

$$\sigma_{c,r}(E) = \frac{\Gamma_r}{\Gamma} \sigma_0 \sqrt{\frac{E_r}{E}} \psi(x, \xi)$$

であり、 $\Sigma_{t,f}(E)$ は

$$\Sigma_{t,f}(E) = N^r \left\{ \frac{\sigma_0}{\Gamma} (\Gamma_r \sqrt{\frac{E_r}{E}} + \Gamma_n) \psi(x, \xi) + 2\sigma_0 \sqrt{\frac{\sigma_p \Gamma_n}{\sigma_0 \Gamma}} g_i \chi(x, \xi) + S_i N^i \sigma_{pi} \right\} \quad (1.39)$$

である。

1.2.6 エネルギー群毎の全共鳴積分

各エネルギー群の全共鳴積分の和として定義する。但し、非分離領域におけるエネルギー群 k の全共鳴積分は

$$R I_c^k = \{(\Delta E)^k \overline{D}\} \cdot R I_c \quad (1.40)$$

により求める。ここで $(\Delta E)^k$ は k 群のエネルギー巾 (eV) であり、 \overline{D} は平均準位巾 (eV) である。

1.3 出力量の計算

速中性子スペクトルを求めた後、それを用いて次の諸量を計算する。

(1) 少数群微視実効断面積*

(i) 吸収、分裂、中性子生成に対する断面積

$$x^I = \frac{\sum_{n \in I} x^n \phi_n A_n}{\sum_{n \in I} \phi_n A_n}$$

ここで x は $\sigma_a, \sigma_f, \nu\sigma_f$ を示す。

(ii) transfer matrices

$$\sigma_{IJ} = \frac{\sum_{n \in I} \sum_{n' \in J} (\sigma_{n'n}^0 + \sigma_{n'n}^{0, in} + 2\sigma_{n'n}^{0, n, 2n}) \phi_{n'} A_{n'}}{\sum_{n' \in I} \phi_{n'} A_{n'}}$$

(iii) 核分裂スペクトルの分率

$$\chi^I = \sum_{n \in I} \chi^n$$

以上(i)～(iii)における I, J は少数エネルギー群の番号を示す。

(2) 減速密度

エネルギー群 n の減速密度は次式で計算する。

$$(S D)^n = \sum_{i=1}^n \sum_{j=n+1}^{69} \sum_{ij} \phi_i$$

* これらの量は臨界・燃焼計算に用いられる。

2. 热中性子スペクトルの計算

この計算ルーチンにおいては、核種の原子数密度(個/cm³)、减速材の温度T(°K)のデータを受けて、均質無限体系における熱中性子スペクトルを求める。但し、熱エネルギー群の上限エネルギーは2.38 eVである。さらに、求まつた熱中性子スペクトルを使って熱群の小数群微視断面積を計算する。

2.1 スペクトルの計算

熱エネルギー領域における中性子束 $\phi(E)$ の満足する基礎方程式は次式で表わされる。

$$\Sigma_t(E) \cdot \phi(E) = \int_0^{E_0} \Sigma(E' \rightarrow E) \phi(E') dE' + S(E). \quad (2.1)$$

但し、 $S(E)$ は熱外エネルギー領域からの減速中性子源であり、 $\Sigma_t(E)$ 、 $\Sigma(E' \rightarrow E)$ はそれぞれ巨視的全断面積及び巨視的遷移断面積である。 $0 \leq E \leq E_0$ の熱エネルギー領域を50群にメッシュ切りし、各群の上限エネルギーを E_i とし $E_c = E_{50} = 2.38$ eVとする。(2.1)をエネルギー群表示

すると、i,jを群を表わす添字として

$$\Sigma_t^i \phi^i = \sum_{j=1}^{50} \Sigma^{ij} \phi^j + S^i. \quad (2.2)$$

ここで Σ_t^i 、 Σ^{ij} 、 S^i は後述するように熱エネルギー領域において既知の量であるので、(2.2)は ϕ^i (i=1,50)に関する50元一次連立方程式であり、既存のサブルーチンLINEQを使って熱中性子スペクトル ϕ^i (i=1,50)を求める。

2.1.1 Σ_t^i 、 Σ^{ij} 、 S^i の計算

(i) Σ_t^i 、 Σ^{ij}

$$\Sigma_t^i = \Sigma_a^i + \Sigma_s^i \quad (2.3)$$

$$\Sigma_a^i = \sum_{\ell=1}^{\ell_{\max}} N_{\ell} \cdot \sigma_{a,\ell}^i \quad (2.4)$$

$$\Sigma_s^i = \sum_{j=1}^{50} \Sigma^{ij} \quad (2.5)$$

$$\Sigma^{ij} = \sum_{\ell=1}^{\ell_{\max}} N_{\ell} \sigma_{s,\ell}^{ij} \quad (2.6)$$

ここで

N_{ℓ} : 热中性子スペクトル計算をする時に送り込まれる ℓ_{\max} 個の核種の原子数密度
(個/cm³)。 ℓ は核種のコード番号。

$\sigma_{a,\ell}^i$: 核種 ℓ のi群の巨視的吸収断面積

$\sigma_{s,\ell}^{ij}$: 核種 ℓ のi群からj群への巨視的遷移断面積

$\sigma_{a,\ell}^i$ は核種毎にi=1,50に対してもライブラリーに内蔵されている。また $\sigma_{s,\ell}^{ij}$ は ℓ によって、 $i \rightarrow j$ 型のもの、 $\sigma_{s,\ell}^{ij}$ 及び $\sigma_{s,\ell}^i \delta_{ij}$ 型のものに区別される。 $\sigma_{s,\ell}^{ij}$ 及び $\sigma_{s,\ell}^i \delta_{ij}$ 型のものは

ライブラリーに内蔵されている。 $i \rightarrow j$ 型に対しても核種 ℓ の質量と熱中性子領域上限における微視的散乱断面積の内蔵データ及び減速材の温度 $T(^{\circ}\text{K})$ から自由ガスモデルによって既存のサブルーチンで計算する。ライブラリーの内蔵データについては 6.2 で述べる。

(ii) S^i (減速中性子源)

熱外エネルギー領域から第 i 群への減速中性子源 S^i , ($i = 1, 50$) は核種 ℓ の原子数密度 N_ℓ とライブラリーに内蔵されている熱外領域散乱断面積 $\sigma_{s,\ell}^{ep}$ から次のように計算する。熱エネルギー領域上限カットオフエネルギー $E_C (= 2.38 \text{ eV})$ より高いエネルギー範囲で、中性子スペクトルを $1/E$ と仮定し、核種 ℓ によって散乱された中性子が $E_{i-1} \sim E_i$ のエネルギー区間に減速される割合を β_ℓ^i とすれば、

$$S^i = \zeta \sum_{\ell=1}^{\ell_{max}} \beta_\ell^i \sigma_{s,\ell}^{ep} N_\ell \quad (2.7)$$

で与えられる。但しここは $\sum_{\ell=1}^{50} S^i = 1$ とする規格因子である。 β_ℓ^i は核種 ℓ の質量を M_ℓ として次のように求める。

$$\alpha_\ell = \left(\frac{M_\ell - 1}{M_\ell + 1} \right)^2 \quad (2.8)$$

として、

$$(1) \quad \alpha_\ell E_C \leq E_{i-1} \text{ のとき, } \beta_\ell^i = \frac{1}{1-\alpha_\ell} \left(\frac{E_i - E_{i-1}}{E_C} - \alpha_\ell \ell_n \frac{E_i}{E_{i-1}} \right) \quad (2.9)$$

$$(2) \quad E_{i-1} < \alpha_\ell E_C \leq E_i \text{ のとき, } \beta_\ell^i = \frac{1}{1-\alpha_\ell} \left(\frac{E_i - \alpha_\ell E_C}{E_C} - \alpha_\ell \ell_n \frac{E_i}{\alpha_\ell E_C} \right) \quad (2.10)$$

$$(3) \quad E_i < \alpha_\ell E_C \text{ のとき, } \beta_\ell^i = 0 \quad (2.11)$$

2.2 少数群微視断面積の計算

求まつた熱中性子スペクトル ϕ^i , ($i = 1, 50$) を使って次のように 50 群微視断面積から少数群微視断面積への縮約を核種毎に行なう。50 群の群番号を i, j で、少数群の群番号を I, J で示す。

吸収断面積

$$\sigma_{a,\ell}^I = \sum_{i \in I} \sigma_{a,\ell}^i \phi^i / \sum_{i \in I} \phi^i \quad (2.12)$$

以下 $\phi^I = \sum_{i \in I} \phi^i$ で表わす。但し $\sum_{i \in I} \phi^i$ は I 群に含まれる i についての和を表わす。

分裂断面積

$$\sigma_{f,\ell}^I = \sum_{i \in I} \sigma_{f,\ell}^i \phi^i / \phi^I \quad (2.13)$$

分裂イードル断面積

$$(\nu\sigma_f)_{\ell}^I = \nu \cdot \sigma_{f,\ell}^I \quad (2.14)$$

遷移断面積

$$\sigma_{\ell}^{IJ} = \sum_{i \in I} \sum_{j \in J} \sigma_{s,\ell}^{ij} \phi^i / \phi^I \quad (2.15)$$

前述のよう $\sigma_{s,\ell}^{ij}$ は ℓ によって $i \rightarrow j$ 型のものと、 $\sigma_{s,\ell}^i \delta_{ij}$ 及び $\sigma_{s,\ell} \delta_{ij}$ 型のものがある。次の輸送断面積の計算においては、 $i \rightarrow j$ 型のものに対して散乱の角度依存をルジャンドル展開の最初の第2項まで考慮しそれらを $\sigma_{s0,\ell}^{ij}$ 及び $\sigma_{s1,\ell}^{ij}$ とする。 (2.6) 及び (2.15) においては $i \rightarrow j$ 型の $\sigma_{s,\ell}^{ij}$ は $\sigma_{s0,\ell}^{ij}$ である。

輸送断面積

$$\sigma_{tr,\ell}^I = \sigma_{a,\ell}^I + \sum_{i \in I} \sum_{j \in I} (\sigma_{s0,\ell}^{ij} - \sigma_{s1,\ell}^{ij}) \phi^i / \phi^I \quad (2.16)$$

$\sigma_{s,\ell}^i \delta_{ij}$ 及び $\sigma_{s,\ell} \delta_{ij}$ 型のものに対してはそれぞれ、

$$\sigma_{tr,\ell}^I = \sigma_{a,\ell}^I + (1-\mu) \sum_{i \in I} \sigma_{s,\ell}^i \phi^i / \phi^I \quad (2.17)$$

及び

$$\sigma_{tr,\ell}^I = \sigma_{a,\ell}^I + (1-\mu) \sigma_{s,\ell}^I \quad (2.18)$$

但し， $\mu = \frac{2}{3M_{\ell}}$ °

3. 臨界・燃焼計算

3.1 臨界計算

まず第1章の高速エネルギー領域計算及び第2章の熱エネルギー領域計算で求められた核種毎の少数群微視断面積と入力定数として与えられる原子数密度又は燃焼計算ルーチンで求められる原子数密度を用いて少数群の巨視断面積を作る。

次に得られた巨視断面積を用いて中性子平衡式を用いて中性子平衡式を解いて中性子束のエネルギー分布を得る。これを用いて中性子増倍率、転換比、燃焼度等の出力量を計算し出力する。

3.1.1 群定数

$$\Sigma_e^i = \sum_{k=1}^K \sigma_e^i(k) N_k \quad (3.1)$$

e = absorption, total, transport, fission (K=13).

$$\nu \Sigma_f^i = \sum_{k=1}^{13} \nu \sigma_f^i(k) \cdot N_k \quad (3.2)$$

$$\Sigma^{ij} = \sum_{k=1}^K \sigma^{ij}(k) \cdot N_k \quad (3.3)$$

$$f^i = \frac{1}{S} \sum_{j=1}^I f^i(k) \cdot \nu \sigma_f^j(k) N_k \phi^{*j} / \sum_{k=1}^{13} \sum_j \nu \sigma_f^j(k) N_k \phi^{*j} \quad (3.4)$$

$$D^i = \frac{1}{3 \cdot \Sigma_{tr}^i} \quad (3.15)$$

ここで、i, j は few energy group の群番号を表わし、(第1章の I, J に相当する。) I は最大群数で入力定数である (I ≤ 20)。

k は核種を示し第2章で用いられている suffix ℓ と同一である。K は使用核種数 ℓ_{max} である。

また、 ϕ^{*j} は spectral calculation または前の burn-up step での収束値である。

3.1.2 中性子平衡式と解法

0 0 次元 (無限体系) , 多群の中性子平衡式は

$$\Sigma_t^i \phi^i = \sum_{j=1}^I \Sigma^{ji} \phi^j + \frac{1}{\lambda} f^i - \sum_{j=1}^I \nu \Sigma_f^j \phi^j \quad (3.6)$$

ここで、 λ は固有値で増倍係数、 ϕ^i は i 群の integrated flux である。

この式を Matrix 法により解くが、その際核分裂により発生する中性子が全体で 1 ヲと規格化する。

すなわち、

$$\lambda = \sum_{j=1}^I \nu \Sigma_f^j \phi^j \quad (3.7)$$

したがって

$$\sum_t^i \phi^i = \sum_{j=1}^I S^{jj} \phi^j + f^i \quad (3.8)$$

3.1.3 計算終了判定

次の2種類の事項(増倍係数, 燃焼ステップ数)に関する計算終了判定を行う。

- ① $k_{inf} \leq k_{inf}(target)$
- ② $m > m_{max}$

ここで, target の増倍係数 $k_{inf}(target)$ 及び最大燃焼ステップ m_{max} は入力定数である。

3.2 燃料計算

3.1章で中性子平衡式を解いて得られる中性子束を用いて次の燃焼計算を行う。燃焼計算には線型近似が用いられ、核種濃度変化の計算と燃焼度等の出力量計算の2部に分けられる。

3.2.1 核種濃度変化の計算

(1) 中性子束の規格化

格子の軸方向 1 cm 当りの全出力を $P(w/cm)$ とし, t_m によって燃焼ステップを表わすと,

$$P = \beta \sum_{i=1}^I \sum_{k=1}^{13} \alpha_k N_k(t_m) \cdot \sigma_f^i(k) \phi^i V \quad (3.9)$$

ただし, β は規格化因子

α_k は核種 k の 1 fission 当りの energy 収率 [w·sec/fission],

$V = 1$.

この規格化因子 β を用いて、規格化された中性子束 $[\phi^i]$ を求める。

$$[\phi^i] = \beta \phi^i \quad (3.10)$$

** 以下の式ではこの規格化された中性子束 $[\phi^i]$ を用いるものとし、簡便のため ϕ^i と表示する。

(2) 反応確率の計算 ($k = 1 \sim 15$)

$$\text{捕獲確率 } r_k = \sum_{i=1}^I \sigma_c^i(k) \phi^i \times 10^{-24} \quad (3.11)$$

$$\text{分裂確率 } \zeta_k = \sum_{i=1}^I \sigma_f^i(k) \phi^i \times 10^{-24} \quad (3.12)$$

$$\text{消滅確率 } \mu_k = \lambda_k + r_k + \zeta_k \quad (3.13)$$

$$\sigma_c^i(k) = \sigma_a^i(k) - \sigma_f^i(k)$$

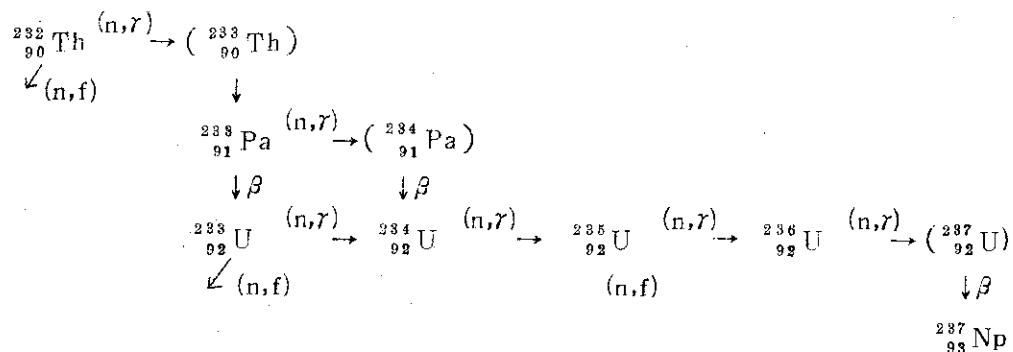
ただし, λ_k は核種 k の decay constant [コ/sec].

3.2.1 (1) の中性子束の規格化は出力計算との関係上、実際のプログラム内では 3.1 の臨界計算の最後のところで行っている。

(3) 燃料核種濃度の計算 (k=1~13)

核種系列は次の分離した2系列を取り扱う。

(i) トリウム—ウラニウム系列 (k=1~7)



(i) の内の核種はその半減期、核断面積及び生成量からその核的効果は無視できるものであるので考慮していない。

${}^{232}\text{Th}$, ${}^{233}\text{Pa}$, ${}^{233}\text{U}$, ${}^{234}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{236}\text{U}$, ${}^{237}\text{U}$ の各核種の原子数濃度 $N_k(t)$ は次式より計算される。

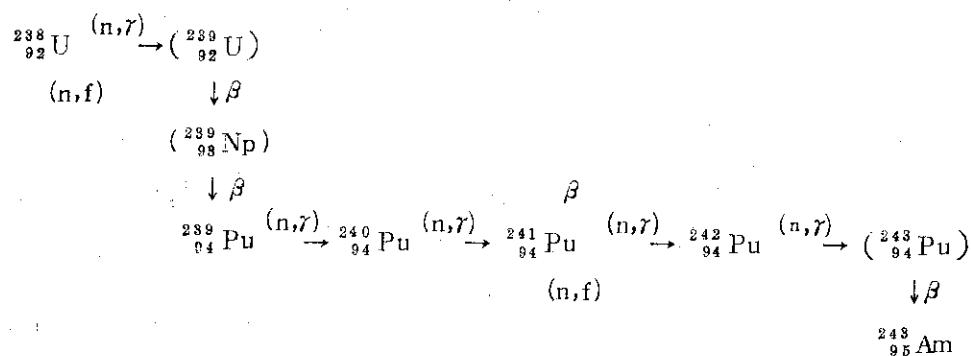
時刻 t_m よりスタートしてステップ間隔 Δt 後の時刻 $t_m + \Delta t$ における核種濃度 $N_k(t_m + \Delta t)$ は、

$$N_k(t_m + \Delta t) = \sum_{\ell=1}^7 A_k^\ell(t_m) e^{-\mu^* \ell \Delta t} \quad k = 1 \sim 7. \quad (3.14)$$

但し、 $\mu^* \ell = \mu_\ell$ $\ell = 1 \sim 7$.

$A_k^\ell(t_m)$ の値は TABLE V に示す。

(ii) ランブルトニウム系列 (k=8~13)



(i) のトリウム—ウラニウム系列と同じ理由から、(i) の内の核種は考慮しない。

${}^{238}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{240}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Pu}$, ${}^{242}\text{Pu}$, ${}^{243}\text{Am}$ の各核種の原子数濃度 $N_k(t)$ は次式により計算される。

$$N_k(t_m + \Delta t) = \sum_{\ell=1}^6 B_k^\ell(t_m) e^{-\mu^{**\ell} \Delta t} \quad k = 8 \sim 13 \quad (3.15)$$

但し、 $\mu^{**\ell} = \mu_{\ell+7}$ $\ell = 1 \sim 6$

$B_k^\ell(t_m)$ の値は TABLE VI に示す。

TABLE V $A_k^\ell(t_m)$ [Th-U SERIES]

k	ℓ	1	2	3	4	5	6	7
1 ($^{232}_{90}\text{Th}$)	$N_1(t_m)$	0	0	0	0	0	0	0
2 ($^{233}_{91}\text{Pa}$)	$\left[k=1, \ell=1 \right] \\ \times \frac{\gamma_1}{\mu_2 - \mu_1}$	$N_2(t_m) \\ -[k=2, \ell=1]$	0	0	0	0	0	0
3 ($^{233}_{92}\text{U}$)	$\left[k=2, \ell=1 \right] \\ \times \frac{\lambda_2}{\mu_3 - \mu_1}$	$\left[k=2, \ell=2 \right] \\ \times \frac{\gamma_2}{\mu_3 - \mu_2}$	$N_3(t_m) \\ -[k=3, \ell=1 \sim 2]$	0	0	0	0	0
4 ($^{234}_{92}\text{U}$)	$\left[k=2 \atop \ell=1 \right] \times \frac{\gamma_2}{\mu_4 - \mu_1} \\ \left[k=3 \atop \ell=1 \right] \times \frac{\gamma_3}{\mu_4 - \mu_1}$	$\left[k=2 \atop \ell=2 \right] \times \frac{\gamma_2}{\mu_4 - \mu_2} \\ \left[k=3 \atop \ell=2 \right] \times \frac{\gamma_3}{\mu_4 - \mu_2}$	$\left[k=3, \ell=3 \right] \\ \times \frac{\gamma_3}{\mu_4 - \mu_3}$	$N_4(t_m) \\ -[k=4, \ell=1 \sim 3]$	0	0	0	0
5 ($^{235}_{92}\text{U}$)	$\left[k=4, \ell=1 \right] \\ \times \frac{\gamma_4}{\mu_5 - \mu_1}$	$\left[k=4, \ell=2 \right] \\ \times \frac{\gamma_4}{\mu_5 - \mu_2}$	$\left[k=4, \ell=3 \right] \\ \times \frac{\gamma_4}{\mu_5 - \mu_3}$	$\left[k=4, \ell=4 \right] \\ \times \frac{\gamma_4}{\mu_5 - \mu_4}$	$N_5(t_m) \\ -[k=5, \ell=1 \sim 4]$	0	0	0
6 ($^{236}_{92}\text{U}$)	$\left[k=5, \ell=1 \right] \\ \times \frac{\gamma_5}{\mu_6 - \mu_1}$	$\left[k=5, \ell=2 \right] \\ \times \frac{\gamma_5}{\mu_6 - \mu_2}$	$\left[k=5, \ell=3 \right] \\ \times \frac{\gamma_5}{\mu_6 - \mu_3}$	$\left[k=5, \ell=4 \right] \\ \times \frac{\gamma_5}{\mu_6 - \mu_4}$	$N_6(t_m) \\ -[k=6, \ell=1 \sim 5]$	0	0	0
7 ($^{237}_{93}\text{Np}$)	$\left[k=6, \ell=1 \right] \\ \times \frac{\gamma_6}{\mu_7 - \mu_1}$	$\left[k=6, \ell=2 \right] \\ \times \frac{\gamma_6}{\mu_7 - \mu_2}$	$\left[k=6, \ell=3 \right] \\ \times \frac{\gamma_6}{\mu_7 - \mu_3}$	$\left[k=6, \ell=4 \right] \\ \times \frac{\gamma_6}{\mu_7 - \mu_4}$	$N_7(t_m) \\ -[k=7, \ell=1 \sim 6]$	0	0	0

Note. $[k=x, \ell=y]$ means $A_k^\ell(t_m)$ for $k=x$ and $\ell=y$ or $A_x^y(t_m)$.
 $[k=x', \ell=1 \sim y']$ means $\sum_{\ell=1}^{y'} A_{x'}^\ell(t_m)$.

TABLE VI $B_k^\ell(t_m)$ [U-Pu SERIES]

$k \backslash \ell$	1	2	3	4	5	6
8 ($^{238}_{92}\text{U}$)	$N_8(t_m)$	0	0	0	0	0
9 ($^{239}_{94}\text{Pu}$)	$\left[k=8, \ell=1 \right] \times \frac{\gamma_8}{\mu_9 - \mu_8}$	$N_9(t_m)$ $-[k=9, \ell=1]$	0	0	0	0
10 ($^{240}_{94}\text{Pu}$)	$\left[k=9, \ell=1 \right] \times \frac{\gamma_9}{\mu_{10} - \mu_8}$	$[k=9, \ell=2]$ $\times \frac{\gamma_9}{\mu_{10} - \mu_9}$	$N_{10}(t_m)$ $-[k=10, \ell=1 \sim 2]$	0	0	0
11 ($^{241}_{94}\text{Pu}$)	$\left[k=10, \ell=1 \right] \times \frac{\gamma_{10}}{\mu_{11} - \mu_8}$	$\left[k=10, \ell=2 \right] \times \frac{\gamma_{10}}{\mu_{11} - \mu_9}$	$\left[k=10, \ell=3 \right] \times \frac{\gamma_{10}}{\mu_{11} - \mu_{10}}$ $-[k=11, \ell=1 \sim 3]$	$N_{11}(t_m)$ $-[k=11, \ell=1 \sim 3]$	0	0
12 ($^{242}_{94}\text{Pu}$)	$\left[k=11, \ell=1 \right] \times \frac{\gamma_{11}}{\mu_{12} - \mu_8}$	$\left[k=11, \ell=2 \right] \times \frac{\gamma_{11}}{\mu_{12} - \mu_9}$	$\left[k=11, \ell=3 \right] \times \frac{\gamma_{11}}{\mu_{12} - \mu_{10}}$ $-[k=12, \ell=1 \sim 4]$	$N_{12}(t_m)$ $-[k=12, \ell=1 \sim 4]$	0	0
13 ($^{243}_{95}\text{Am}$)	$\left[k=12, \ell=1 \right] \times \frac{\gamma_{12}}{\mu_{13} - \mu_8}$	$\left[k=12, \ell=2 \right] \times \frac{\gamma_{12}}{\mu_{13} - \mu_9}$	$\left[k=12, \ell=3 \right] \times \frac{\gamma_{12}}{\mu_{13} - \mu_{10}}$ $-[k=13, \ell=1 \sim 5]$	$N_{13}(t_m)$ $-[k=13, \ell=1 \sim 5]$		

Note. $[k=x, \ell=y]$ means $B_k^\ell(t_m)$ for $k=x$, $\ell=y$ or $B_x^y(t_m)$.

$[k=x', \ell=1 \sim y']$ means $\sum_{\ell=1}^{y'} B_x^{\ell}(t_m)$.

(4) 核分裂生成核種

核分裂生成核種としては(i) ^{135}Xe , (ii) ^{149}Sm , (iii) (i), (ii) を除く全ての核分裂生成核種 (ps (pseudo element)) の 3 種に分けて考える。

(i) ^{135}Xe ($k=1\sim 4$)

$$N_k(t_m + \Delta t) = a_1 \frac{\sum_{k=1}^{13} N_k(t_m) \cdot \zeta_k \cdot Y(k \rightarrow ^{135}\text{Xe})}{\lambda(^{135}\text{Xe}) + \gamma(^{135}\text{Xe})} \quad (3.16)$$

(ii) ^{149}Sm ($k=1\sim 5$)

$$N_k(t_m + \Delta t) = a_2 \frac{\sum_{k=1}^{13} N_k(t_m) \cdot \zeta_k \cdot Y(k \rightarrow ^{149}\text{Sm})}{\gamma(^{149}\text{Sm})} \quad (3.17)$$

ここで, $\lambda(^{135}\text{Xe})$ は ^{135}Xe の decay constant [コ/sec]。 $Y(k \rightarrow ^{135}\text{Xe})$, $Y(k \rightarrow ^{149}\text{Sm})$ は核種 k の核分裂 1 つ当たりの ^{135}Xe , ^{149}Sm のそれぞれの収率。

$\gamma(^{135}\text{Xe})$, $\gamma(^{149}\text{Sm})$ はそれぞれ ^{135}Xe , ^{149}Sm の捕獲確率。

(i), (ii) の式で表わす意味は ^{135}Xe , ^{149}Sm の核種濃度は第 0 ステップ以外は平衡値に適しているということである。

(iii) Pseudo fission product ($k=16\sim 19$)

1 つの核分裂により 1 つの pseudo fission product が生じると考え, その pseudo fission products に等価的な核断面積 (吸収断面積のみ) を割当てる。

pseudo fission products としては次の 4 種類を考える。

FP-233 ($k=16$) : $k=1\sim 4$ の核種の核分裂により生じるもの

FP-235 ($k=17$) : $k=5\sim 8$ "

FP-239 ($k=18$) : $k=9\sim 10$ "

FP-241 ($k=19$) : $k=11\sim 13$ "

pseudo fission products の数 N_k は 3.2.2(1) で求められる核分裂数 ΔN_k^f を用いて下記の式から計算できる。

$$N_{16}(t_m + \Delta t) = N_{16}(t_m) + a_3 \sum_{k=1}^4 \Delta N_k^f \quad (3.18)$$

$$N_{17}(t_m + \Delta t) = N_{17}(t_m) + a_4 \sum_{k=5}^8 \Delta N_k^f \quad (3.19)$$

$$N_{18}(t_m + \Delta t) = N_{18}(t_m) + a_5 \sum_{k=9}^{10} \Delta N_k^f \quad (3.20)$$

$$N_{19}(t_m + \Delta t) = N_{19}(t_m) + a_6 \sum_{k=11}^{13} \Delta N_k^f \quad (3.21)$$

以上により燃焼により原子数濃度の変化する核種 ($k=1\sim 19$) の第 m ステップ終了時 (第 $m+1$ ステップ開始時) の原子数濃度が求まった。

ここで $a_1\sim a_6$ はそれぞれの fission products の purge factor で 0~1.0 の値を取り, 入力定数である。

3.2.2 燃焼度の計算

(1) ステップ間の核分裂数、燃焼度

まずステップ Δt 間の核種別分裂数 [$\text{コ}/\text{cm}^3$] は次の通り計算される。

- トリウム-ウラン系列 $k=1 \sim 7$

$$\Delta N_k^f = \sum_{\ell=1}^7 A_k^\ell(t_m) \frac{[1 - e^{-\mu^{*\ell} \cdot \Delta t}]}{\mu^{*\ell}} \zeta_k \times 10^{24} \quad (3.22)$$

$$\text{但し } \mu^{*\ell} = \mu_\ell, \quad \ell = 1 \sim 7$$

- ウラン-プルトニウム系列 $k=8 \sim 13$

$$\Delta N_k^f = \sum_{\ell=1}^6 B_k^\ell(t_m) \frac{[1 - e^{-\mu^{**\ell} \cdot \Delta t}]}{\mu^{**\ell}} \zeta_k \times 10^{24} \quad (3.23)$$

$$\text{但し } \mu^{**\ell} = \mu_{\ell+7}, \quad \ell = 1 \sim 6$$

したがって全分裂数 [$\text{コ}/\text{cm}^3$] は

$$\Delta N^f = \sum_{k=1}^{13} \Delta N_k^f \quad (3.24)$$

次にステップ Δt 間における燃焼度は下記の式により計算される。

$$\Delta M_k = \Delta N_k^f \frac{\alpha_k}{86,400} - \frac{1}{\rho_f} \quad k = 1 \sim 13 \quad (3.25)$$

$$\Delta M = \sum_{k=1}^{13} \Delta M_k \quad * \text{ 単位は [MWD/T]} \quad (3.26)$$

ここで ρ_f は初装荷時の燃料の重金属部分の密度である。入力定数 N_k から次の式で計算して用いる。

$$\rho_f = \sum_{k=1}^{13} \frac{A_k}{a} N_k(o) \quad [\text{g}/\text{cm}^3] \quad (3.27)$$

但し、 A_k は核種 k の原子量 [g]

a はアボガドロ数 0.6024×10^{24} [コ]

$N_k(o)$ は核種 k の初装荷における原子数密度 [$\text{コ}/\text{cm}^3$]

また燃焼度の他の表示法として、FIFA (fission per initial fissile atom), FIMA (fission per initial metallic atom) の値を求める。

それぞれ初装荷時の fissile atom 及び metallic atom の原子数密度を $N_f(o)$, $N_m(o)$ で表わすと、

$$N_f(o) = \sum_{k=3,5,9,11} N_k(o) \quad (3.28)$$

$$N_m(o) = \sum_{k=1}^{13} N_k(o) \quad (3.29)$$

したがってステップ間 Δt での値は

$$\Delta F_f = N^f / N_f(o) \quad (3.30)$$

$$\Delta F_m = N^f / N_m(o) \quad (3.31)$$

(2) 積算核分裂数, 燃焼度

- 積算核分裂数

$$N_k^f(t_m + \Delta t) = N_k^f(t_m) + \Delta N_k^f \quad (3.32)$$

$$N^f(t_m + \Delta t) = N^f(t_m) + N^f \quad (3.33)$$

- 積算燃焼度

$$M_k(t_m + \Delta t) = M_k(t_m) + \Delta M_k \quad (3.34)$$

$$M(t_m + \Delta t) = M(t_m) + \Delta M \quad (3.35)$$

$$F_f(t_m + \Delta t) = F_f(t_m) + \Delta F_f \quad (3.36)$$

$$F_m(t_m + \Delta t) = F_m(t_m) + \Delta F_m \quad (3.37)$$

* 以上の諸式に含まれる量のうち, あるものは time step 毎に異った値を取り, 嚴密には time step を表わす index (t_m) を付ける必要がある。

この subroutine 内でのある time step における計算において一定値である量には表示の簡素化のため, $index(t_m)$ を落してある。ただし, 同一の time step での計算において異った time step の値がこの subroutine で用いられている量については time step を表わす $index(t_m)$ を付けて示している。

3.3 出力量の計算

出力量としては(1)高速エネルギー領域計算, (2)熱エネルギー領域計算, (3)臨界計算, (4)燃焼計算の4つの部分から計算されるものがあるが, ここでは(3), (4)から出力される量の計算式を示す。実際の出力型式については Appendix III を参照のこと。

まず出力量をまとめると

(i) Flux

$$\varphi^i = \phi^i / \Delta E^i \quad i=1 \sim I \quad (\text{但し, } \phi^i \text{ は 3.2.1(i) の規格化を行った値})$$

(ii) Multiplication factor

$$k_\infty, k_{\text{eff}}$$

(iii) Fast fission factor

$$\epsilon$$

(iv) Resonance escape probability

$$P(1), P(2)$$

(V) Effective $\eta \cdot f$

$$\eta \cdot f$$

(VI) Conversion ratio

$$CR1, CR2, CR3$$

(VII) Micro parameter

$$\delta^{28}, \delta^{25}, \rho^{28}, r^0$$

(VIII) Spectral index

$$r^1, r^2, r^3$$

(IX) Condensed few group constants

$$\varphi^\lambda$$

$$\Sigma_e^\lambda \quad (e = t, t_r, a, f, \nu f)$$

$$\Sigma^{\lambda \lambda'}$$

$$D^\lambda$$

* 但し、 $\lambda_{\max} = 2$ のものと $\lambda_{\max} \leq 10$ のものと 2 組

(X) Atomic number density

$$N_k \quad k = 1 \sim 19$$

(XI) Number of fission

$$\Delta N_k^f, \quad N_k^f \quad k = 1 \sim 13$$

$$\Delta N^f, \quad N^f$$

(XII) Irradiation

$$\Delta M_k, \quad M_k \quad k = 1 \sim 13$$

$$\Delta M, \quad M$$

$$\Delta F_f, \quad F_f$$

$$\Delta F_m, \quad F_m$$

(XIII) Few group constants ($i = 1 \sim I$)

$$\Sigma_e^i \quad (e = t, t_r, a, f, \nu f)$$

$$\Sigma^{ij}$$

$$D^i$$

* これらの値は臨界・燃焼計算に用いた群定数
出力量の計算式

(1) Multiplication factor

• infinite multiplication factor

$$k_\infty = \lambda = \sum_{i=1}^I \nu \Sigma_f^i \phi^i \quad (3.38)$$

• effective multiplication factor

buckling (B^2) を仮定して次の式により k_{eff} を求める。

$$k_{\text{eff}} = \sum_{i=1}^I \nu \Sigma_f^i \phi^{*i} \quad (3.39)$$

ここで、 ϕ^{*i} は次の平衡式を Matrix 法により解いた値である。

$$\left(\sum_{t=1}^I D^i (B^2)^i \right) \phi^{*i} = \sum_{j=1}^I S^{ji} \phi^{*j} + f^i \quad (3.40)$$

また $(B^2)^i = B^2$ であり B^2 は入力定数である。

(2) Fast fission factor

^{238}U の核分裂しきい値以下のエネルギーに減速される中性子の ^{238}U の核分裂しきい値以下のエネルギーでの核分裂により発生する中性子数に対する比。

$$\epsilon = \left\{ \sum_{i=1}^{J_f} \sum_{j=J_f+1}^I S^{ij} \phi^i + \sum_{i=1}^I \sum_{j=J_f+1}^I f^j \nu \sum_{f=1}^i \phi^i \right\} / \lambda^{\text{th}} \quad (3.41)$$

$$\lambda^{\text{th}} = \sum_{i=J_f+1}^I \nu \sum_{f=1}^i \phi^i / k_{\infty} \quad (3.42)$$

J_f は入力定数

(3) Resonance escape probability

共鳴エネルギー領域へ入りくる中性子のうち熱エネルギー領域へ減速されていく中性子の割合

$$P(1) = \left\{ \sum_{i=1}^{J_r} \sum_{j=J_r+1}^I S^{ij} \phi^i - \sum_{i=J_r+1}^I \sum_{j=1}^{J_r} S^{ji} \phi^i \right\} / \epsilon \cdot \lambda^{\text{th}} \quad (3.43)$$

次の式による $P(2)$ も求める。

$$P(2) = (\epsilon \cdot \lambda^{\text{th}} - A) / \epsilon \cdot \lambda^{\text{th}} \quad (3.44)$$

$$A = \sum_{i=J_f+1}^{J_r} \sum_a^i \phi^i \quad (3.45)$$

(4) 実効的 $\eta \cdot f$

吸収される熱中性子 1 口当たり熱中性子核分裂により発生する高速中性子の数

$$\eta \cdot f = \sum_{i=J_r+1}^I \nu \sum_f^i \phi^i / \sum_{i=J_r+1}^I \sum_a^i \phi^i \quad (3.46)$$

* なお(2)～(4)の計算は群数の少ない計算では skip される。すなわちプログラム内で次の判別を行う。

$I \geq 3$ のとき 全て計算する

$I = 2$ のとき (3) は skip する

$I = 1$ は この入力自身が許されない。

(5) Conversion ratio

次の 3 通りの定義による conversion ratio (転換比) を求める。

CR1 = 分裂性核種の生成レートを同消滅レートで割ったもの。このとき $^{234}\text{U}(n, r) ^{235}\text{U}$ 及び $^{240}\text{Pu}(n, r) ^{241}\text{Pu}$ の反応も分裂性核種の生成と考える。最も通常の定義である。

CR2 = ^{238}U , ^{235}U の消滅当りの ^{232}Th , ^{238}U の利用度を示すもので, ^{232}Th , ^{238}U の

速中性子による分裂も利用に含める。

CR3 = 親物質 ^{234}U , ^{240}Pu の生成とその ^{235}U , ^{241}Pu への転換は Th, Pu チェーン内部の現象として表に出さず ^{238}U , ^{235}U 及び有効な Pu の消滅当りの ^{232}Th , ^{238}U の利用度を示すもの。

計算式は

$$\text{CR1} = \sum_{k=1,4,8,10}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \sigma_c^i(k) N_k \phi^i / \sum_{k=3,5,9,11}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \sigma_a^i(k) N_k \phi^i \quad (3.47)$$

$$\text{CR2} = \sum_{k=1,8}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \sigma_a^i(k) \cdot N_k \phi^i / \sum_{k=3,5}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \sigma_a^i(k) N_k \phi^i \quad (3.48)$$

$$\text{CR3} = \sum_{k=1,8}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \sigma_a^i(k) N_k \phi^i / \left\{ \sum_{k=3,9}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \sigma_f^i(k) N_k \phi^i + \sum_{k=5,11}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \sigma_a^i(k) N_k \phi^i \right\} \quad (3.49)$$

$$\text{但し, } \sigma_c^i(k) = \sigma_a^i(k) - \sigma_f^i(k)$$

(6) Reaction rate

- Bare 値

$$R_{(\ell)}^B = \sum_{i=1}^{\infty} \sigma_{(\ell)}^i \phi^i \quad (3.50)$$

- Sub-Cd 値

$$R_{(\ell)}^S = \sum_{i=j_r+1}^{\infty} \sigma^i(\ell) \phi^i \quad (3.51)$$

但し, ℓ は reaction の種類を示す。

$\ell = 1$	^{55}Mn	absorption	7	^{147}Y	absorption
2	^{176}Lu	"	8	^{235}U	fission
3	^{115}In	"	9	^{235}U	absorption
4	Cu	"	10	^{238}U	fission
5	^{197}Au	"	11	^{238}U	capture
6	^{164}Dy	"	12	^{239}Pu	fission

(7) Micro parameter

- Fast fission ratio δ^{28}

^{238}U fission rate と ^{235}U fission rate の比

$$\delta^{28} = R^B(10) / R^B(8) \quad (3.52)$$

- Epithermal fission ratio δ^{25}

^{235}U の fast & resonance fission rate と thermal fission rate の比

$$\delta^{25} = [R^B(8) - R^S(8)] / R^S(8) \quad (3.53)$$

- Resonance capture ratio ρ^{28}

^{238}U の fast & resonance capture rate と thermal capture rate の比

$$\rho^{28} = [R^B(11) - R^S(11)] / R^S(11) \quad (3.54)$$

• Relative conversion ratio r^0

^{238}U capture rate と ^{235}U absorption rate の比

$$r^0 = [R^B(11) / R^B(9)] / [T^0] \quad (3.55)$$

(8) Spectral index

次の3種の定義のものを計算する。

r^1 = In の absorption rate と Mn の absorption rate の比

r^2 = Lu " " " "

r^3 = ^{239}Pu の fission rate と ^{235}U の fission rate の比

$$r^m = [R^B(\ell_1) / R^B(\ell_2)] / [T^m] \quad (3.56)$$

$$\begin{aligned} \text{ここで } & \left\{ \begin{array}{l} m=1 \\ \ell_1=3 \\ \ell_2=1 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} m=2 \\ \ell_1=2 \\ \ell_2=1 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} m=3 \\ \ell_1=12 \\ \ell_2=8 \end{array} \right. \end{aligned}$$

なお(6)及び(7)で用いた $[T^m]$ ($m=0, 1, 2, 3$) は thermal column であり, flux が Maxwellian 分布であるときの対応する reaction rate ratio である。半固定入力定数として与えられている。これらの半固定入力定数の値はまとめて Appendix II に示してある。

(9) Few group constants

炉心計算用に少数组群定数を作成する。

$$\phi^\lambda = \sum_{i=m_\lambda}^{n_\lambda} \phi^i \quad (3.57)$$

$$\varphi^\lambda = \phi^\lambda / \Delta E^\lambda, \quad \Delta E^\lambda = \sum_{i=m_\lambda}^{n_\lambda} \Delta E^i \quad (3.58)$$

$$\Sigma_e^\lambda = \sum_{i=m_\lambda}^{n_\lambda} \Sigma_e^i \phi^i / \phi^\lambda \quad (3.59)$$

$$\Sigma^{\lambda\lambda'} = \sum_{j=m_{\lambda'}}^{n_{\lambda'}} \sum_{i=m_\lambda}^{n_\lambda} \Sigma^{ij} \phi^i / \phi^\lambda \quad (3.60)$$

$$D^\lambda = \frac{1}{3} \sum_{i=m_\lambda}^{n_\lambda} \frac{1}{\Sigma_{tr}^i} \phi^i / \phi^\lambda \quad (3.61)$$

但し, $e = t, t_r, a, f, \nu f$

$$\lambda = 1 \sim \lambda_{max}$$

4. 計算のフロー

本コードは main routine, 21 個の subroutine および 3 個の function とからなり、この外に 4 個のデータライブラーと 1 個のブロック・データを必要とする。データライブラーについては後章で説明するので、本章ではコードの計算フローについてのみ述べる。Fig.1 に本コードの計算フローを示した。図中の①～⑥の番号にそって各サブルーチンの計算内容を説明する。

① INPUTS 5.1.1 に述べる入力データを読み込む

② GAMLIB 共鳴核種に対してその共鳴単位ごとに共鳴積分を計算するとともに
速中性子スペクトル計算に必要な 68 群微視断面積を作成する。

RESMIC ... エネルギーポイントごとの共鳴吸収計算（中性子のエネルギーならびに空間的自己遮蔽効果を考慮）

RPARM 共鳴吸収計算 (NR, IR 近似)

FUNOJ 共鳴積分計算（共鳴散乱を考慮せず）

SUBJ 共鳴積分計算（共鳴散乱を考慮）

PU240 ^{240}Pu に対するエネルギー群ごとの共鳴吸収計算

PSICHI ... $\psi(x, \xi)$, $\chi(x, \xi)$ の計算

PROB 球状の粒子燃料に対する中性子の衝突確率計算

THERIN ... Library 2 の読み込み

③ THMLIB 熟中性子スペクトルの計算に必要な 50 群微視断面積の作成

FREGAS ... 散乱カーネルの計算

④ BURNIN 燃焼計算の半固定入力データの読み込み

⑤ GAMSUB 速中性子エネルギー領域に対する 68 群の巨視断面積の作成と速中性子
子スペクトルの計算

PONE 速中性子スペクトルの計算

C SAV 臨界・燃焼計算用の縮約少数群実効断面積の計算

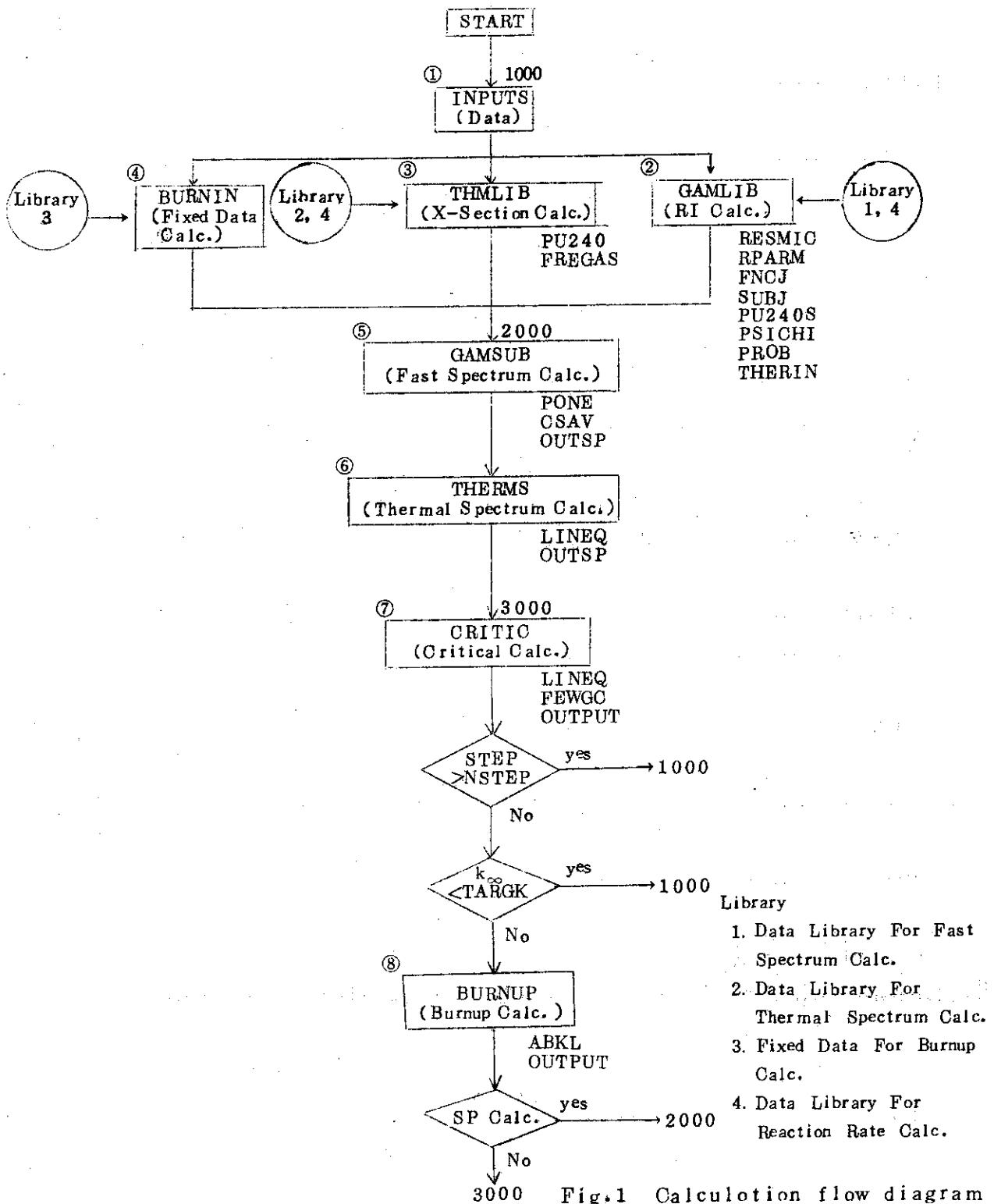
OUTPUT ... 出力量の計算

⑥ THERMS 熟中性子スペクトルの計算と臨界・燃焼計算用の縮約少数群実効断面
積の計算

L INEQ ... マトリックスの計算

⑦ CRITIC 臨界計算と反応率計算
 FEWGO 炉心計算用の縮約少数组々定数の計算
 OUTPUT 出力形式の指示

⑧ BURNUP 燃焼計算
 ABKL 燃料チェインに対する核種の変換係数の計算



5. 入出力形式

5.1 入力形式

本コードの入力としては

- (1) 燃焼計算用入力
 - (2) ライブライリー作成用入力
- の2種がある。(2)はさらに
- (3) 速中性子エネルギー領域に対するライブライリー作成用入力データ
 - (4) 熱中性子エネルギー領域に対するライブライリーデータ
 - (5) 燃焼計算用半固定データ
 - (6) 反応率計算用ライブライリーデータ
- に分けられる。

5.1.1 燃焼計算用入力

格子の臨界・燃焼計算用入力であり、TABLE VII にその入力形式を示す。入力は

ITEM 1	title
ITEM 2~4, 9	計算制御用定数
ITEM 5~8, 10~12	臨界・燃焼計算用定数
但し,	
5	臨界・燃焼計算用定数
6~7	共鳴吸収計算用定数
8, 10~12	燃焼計算用定数

からなり、各入力値に対する SYMBOL, FORMAT 及び作成上の注意は TABLE VII に示されている。

5.1.2 ライブライリー作成用入力

本コードに内蔵すべき データライブライリーを作成するための入力であり、4種類から成ることは先に述べた。

(1) 速中性子エネルギー領域に対するライブライリー作成用入力

本コードの速中性子スペクトル計算で必要になるデータライブライリーテープを作成するものであり、次のような選択が可能である。

- (i) GAM-Iライブライリーテープから必要な核種に対するデータを抜き出す。
- (ii) カード形式で必要な核種のデータを読み込む。
- (iii) (i)又は(ii)の方式で、既成の DELIGHT ライブライリーテープへ必要な核種に対するデータを追加する。
- (iv) 既成の DELIGHT ライブライリーに内蔵されているデータの一部を(i)又は(ii)の方式で新データと置換する。

TABLE VII にその入力形式を示した。

TABLE VII DELIGHT INPUT DATA FORM

ITEM No.	SYMBOLS	FORMAT	COMMENTS
1	TITLE	18A4	Title
2	NUCT,NFEWF, NEEWF,NSTEP, KSPEC,NGFAST, NGTHEM,MOUT, NFEWE,NFEW2, ISP	11I4	<p>NUCT :Number of nuclides (≤ 30) NFEWF: Number of fast few groups (≤ 10) NFEWT: Number of thermal few groups (≤ 10) NSTEP: Number of burnup steps (≤ 50) (Note) If NSTEP=0, the burnup calculation is not performed. KSPEC: Option of fission spectrum source (Note) 1 ^{238}U fission spectrum 2 ^{235}U fission spectrum 3 ^{239}Pu fission spectrum 4 ^{241}Pu fission spectrum NGFAST: Lowest group number of fast energy groups NGTHEM: Lowest group number of resonance energy groups MOUT: Output option of microscopic cross sections (Note) 0 No print out 1 Print out NFEWE: Number of condensed few groups (≤ 10) NFEW2: Lowest group number of first one in condensed two groups ISP : Resonance option (Note) 0 Space shielding is not considered. 1 Space shielding is considered.</p>
3	(IFGROU(I), I=1, NFEWF)	10I4	Lowest group number of fast few groups
4	(ITGROU(I), I=1, NFEWT)	10I4	Highest group number of thermal few groups
5	(NID(I),DENS(I), I=1,NUCT)	6(I2, E10.5)	NID(I) : Id. number of nuclide I DENS(I) : Atomic number density of nuclide I ($n/10^{24}/\text{cm}^3$)
6	NRES,TEMFF	I4,E12.5	NRES : Number of resonance nuclides TEMFF: Fuel temperature ($^\circ\text{K}$)
7	(IDRES(I),DRES (I),SIGP(I),SIGM (I).CHORD(I),DCOFF F(I),I=1,NRES)	14, 5E12.5	IDRES(I) : Id. number of resonance nuclide I DRES(I) : Atomic number density of resonance I in fuel grain ($n/10^{24}/\text{cm}^3$) SIGP(I) : Potential scattering cross section (resonance absorber) (barn) SIGM(I) : Total scattering cross section per resonance absorber (barn) CHORD(I) : Mean chord length of fuel grain (cm) DCOFF(I) : Quantity defined in Eq.(1.35)

8	TARGK,TEMPM, POWER,BUCK	4E12.5	TARGK:Target k_{∞} TEMPM:Moderator temperature ($^{\circ}\text{K}$) POWER:Fission power (W/cm^2) BUCK :Total buckling (cm^{-2})
9	(IEGROUP(I), I=1 , NFEWE)	10I4	Lowest group number of condensed few groups
IF NSTEP>0, Card 10~12 are necessary.			
10	(FACTOR(I), I=1 , 6)	6E12.5	Non purge factors of fission products. (Note) 1 = ^{135}Xe 2 = ^{149}Sm 3 Pseudo F.P. 1 4 Pseudo F.P. 2 5 Pseudo F.P. 3 6 Pseudo F.P. 4
11	(STEP(I), I=1 , NSTEP)	6E12.5	Time intervals of burnup steps (days)
12	(ISPREC(I), I=1 , NSTEP)	18I4	Option of spectrum recalculation. (Note) 0 Spectrum recalculation is not performed. 1 Spectrum recalculation is performed.

(2) 热中性子エネルギー領域に対するデータライブラリー

热中性子スペクトル計算に必要な内蔵データライブラリーであり、TABLE IXにその入力形式を示した。データの入れ換えはこれに則って行なわれる。

(3) 燃焼計算用半固定々数

これは

- (i) 分裂性核種の核分裂放出エネルギー,
- (ii) 反応率に対する規格因子,
- (iii) 燃焼核種の崩壊定数,
- (iv) 分裂性核種に対する Xe-135 および Sm-149 の核分裂生成収率,

からなっている。入力形式は TABLE X に示されている。

(4) 反応率計算用 データライブラリー

反応率を計算するために必要なデータライブラリーであり、TABLE XIにその入力形式を示した。

TABLE VII INPUT DATA FORM OF LIBRARY PREPARATION FOR FAST NEUTRON SPECTRUM CALCULATION

ITEM No.	SYMBOLS	FORMAT	COMMENTS
1	IUP, IGAML, IGAMK, ITAPE	1515	<p>IUP: Option of program control (Note)</p> <ul style="list-style-type: none"> 0 GAM-I → DELIGHT Library 1 To update library data (from GAM library) 2 To update library data (from (GAM Library+ input cards)) 3 To update library data (from input cards) 4 To delete library data <p>IGAML: Exchange of DELIGHT Library data (Note) /</p> <ul style="list-style-type: none"> 0 Not exchange 1 Delete <p>IGAMK: Number of nuclides picked up from GAM-I Library</p> <p>ITAPE: Option of DELIGHT tape</p> <ul style="list-style-type: none"> 0 Use of same tape 1 Use of new tape
2	(IGAM(I), I=1, 50)	1515	Nuclide I.D. number of GAM-I Library for No. I nuclide of DELIGHT Library
3	MDEL, (IGAN(I), I=1, MDEL)	1515	<p>MDEL: Number of nuclide to be deleted.</p> <p>IGAN: I.D. number of nuclide to be deleted in DELIGHT Library.</p>

IF IGAML=1, Card 3 is necessary.

TABLE IX INPUT DATA FORM OF LIBRARY PREPARATION FOR THERMAL NEUTRON SPECTRUM CALCULATION

ITEM No.	SYMBOLS	FORMAT	COMMENTS
1	JTMAX,KTMAX	2I5	JTMAX: Number of thermal micro groups KTMAX: Number of library nuclides
2	(E(I), I=1, JTMAX)	7E10.0	Highest energy of thermal micro groups (eV)
Card 3~7 are repeated for KTMAX			
3	L,ISC,AMASS, SIGS,SIGE	2I5, 3E10.1	L : Id. Number of nuclide ISC: Model of scattering law (Note) -1...Kernel of δ -function type+Energy dependent scattering cross section 0....Kernel of δ -function type+Energy independent scattering cross section 1....Free gas model SIGS: Scattering cross section (barn) (Note) If ISC=1, blank If ISC=0, σ_s If ISC=1, σ_s ,epithermal SIGE: σ_s ,epithermal (barn)
4	(SIGA(I), I=1, JTMAX)	7E10.0	σ_a (barn)
If L≤13, Card 5,6 are necessary.			
5	ANU	E10.0	ν
6	(SIGF(I), I=1, JTMAX)	7E10.0	σ_f (barn)
If ISC=-1, Card 7 is necessary			
7	(SIGS(I), I=1, JTMAX)	7E10.0	σ_s (barn)

TABLE X INPUT DATA FORM OF LIBRARY PREPARATION FOR BURNUP CALCULATION

ITEM No.	SYMBOLS	FORMAT	COMMENTS
1	(ALPHA(I), I=1, 13)	7E10.0	Release energy of fission for nuclide I
2	(TM(I), I=0, 3)	4E10.0	Reaction rate ratio in thermal column (Note) I = 0 Relative conversion ratio I = 1 $^{115}\text{In} / ^{55}\text{Mn}$ ratio I = 2 $^{176}\text{Lu} / ^{55}\text{Mn}$ ratio I = 3 $^{239}\text{Pu} / ^{235}\text{U}$ ratio
3	(LAMDA(I), I=1, 15)	7E10.0	Decay constants of nuclide I
4	(YXE(I), I=1, 13)	7E10.0	Fission yield fraction of Xe-135 from nuclide I fission
5	(YSM(I), I=1, 13)	7E10.0	Fission yield fraction of Sm-149 from nuclide I fission

TABLE XI INPUT DATA FORM OF LIBRARY PREPARATION FOR REACTION RATE CALCULATION

ITEM No.	SYMBOLS	FORMAT	COMMENTS
Card 1, 2 are repeated for 12 elements.			
1	NAME	18A4	Name of nuclide
2	(SIGFR(I), I=1, 68)	7E10.0	Microscopic cross section of nuclide I in fast groups for reaction rate calculations
Card 3, 4 are repeated for 12 elements			
3	NAME	18A4	Nuclide Name
4	(SIGTR(I), I=1, 50)	7E10.0	Microscopic cross section of nuclide I in thermal groups for reaction rate calculations.
(Note) 12 elements			
1	$\sigma_a (^{55}\text{Mn})$	2	$\sigma_a (^{176}\text{Lu})$
3	$\sigma_a (^{115}\text{In})$	4	$\sigma_a (\text{Cu})$
5	$\sigma_a (^{197}\text{Au})$	6	$\sigma_a (^{164}\text{Dy})$
7	$\sigma_a (^{1\gamma_v})$	8	$\sigma_f (^{235}\text{U})$
9	$\sigma_a (^{235}\text{U})$	10	$\sigma_f (^{238}\text{U})$
11	$\sigma_c (^{238}\text{U})$	12	$\sigma_f (^{239}\text{Pu})$

5.2 出力形式

本コードの出力は次の3つに大別される。

(1) 入力定数の出力

入力定数として読み込んだものを出力するものであり、計算実行前に行なわれる。

(2) 中性子スペクトルに対する計算結果

これは中性子スペクトル計算を実行したときに出力されるもので、(i)速中性子スペクトル、(ii)減速密度、(iii)熱中性子スペクトル、(iv)核種毎の縮約少数组実効微視断面積、等からなる。中性子スペクトルの再計算ごとに出力される。

(3) 臨界・燃焼計算に対する計算結果

これは燃焼ステップ毎に出力されるもので、(i)増倍率、(ii)4因子、(iii)転換比、(iv)反応率、(v)燃焼とともに核種の原子数密度の変化、(vi)燃焼率、(vii)縮約2群定数、(viii)縮約少数组々定数、からなる。

6. ライブライマー

前章では本コードに内蔵されるデータライブライマーについて種類及びその作成方法を述べたが、本章では内蔵データ値に対してその使用値ならびに出典を示す。

6.1 速中性子スペクトル計算用ライブライマー

TABLE Iで示された核種に対するデータとして、GAM-Iに内蔵されているものはそのデータライブライマーから必要なデータを抜き出して再編成するものとし、GAM-Iに内蔵されていない核種に対しては新たに作成した。このライブライマーデータは

(1) ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu の核分裂スペクトル,

(2) 核種毎の微視断面積

(i) σ_a^i , σ_f^i , ν^i ($i=1,6,8$)

(ii) $\sigma_{in}^{i \rightarrow j}$, $\sigma_{n,2n}^{i \rightarrow j}$, $\sigma_{0s}^{i \rightarrow j}$, $\sigma_{1s}^{i \rightarrow j}$ ($i=1,6,8$)

(iii) resonance parameter (E_r , Γ_γ , Γ_n)

からなる。Appendix I(A)に今回新たに作成したライブライマーデータを入力形式の形で示した。これらのデータのうち、 ^{287}Np と ^{243}Am に対するものはBNL-325(Supp.2)に基づいて作成し、 σ_a と σ_f は同値とした。 $\text{FP}(\text{Pu}-241)$ に対するデータとしてはGAM-Iに内蔵されている $\text{FP}(\text{Pu}-239)$ のデータで代用した。 He に対しては弾性散乱のみを考慮するものとし、ルジャンドル展開の1次の項のみを取り、 $\sigma_{so}^{i \rightarrow j}$ を計算した。 ^{10}B の吸収断面積はP1MGコードの内蔵ライブライマーデータから内挿して求め、 Od の吸収断面積はNDA-57より、 Eu のそれはGAM-Iライブライマーデータから同位元素の存在率を考慮して合成し、また Dy の吸収断面積はAPEX 467に基づいて作成した。なお、これらのライブライマーデータに対して、今後、その正当性を検討してゆくことが必要である。

5.2 出力形式

本コードの出力は次の3つに大別される。

(1) 入力定数の出力

入力定数として読み込んだものを出力するものであり、計算実行前に行なわれる。

(2) 中性子スペクトルに対する計算結果

これは中性子スペクトル計算を実行したときに出力されるもので、(I)速中性子スペクトル、(II)減速密度、(III)熱中性子スペクトル、(IV)核種毎の総約少数群実効微視断面積、等からなる。中性子スペクトルの再計算ごとに出力される。

(3) 臨界・燃焼計算に対する計算結果

これは燃焼ステップ毎に出力されるもので、(I)増倍率、(II)4因子、(III)転換比、(IV)反応率、(V)燃焼にともなう核種の原子数密度の変化、(VI)燃焼率、(VII)総約2群定数、(VIII)総約少数群々定数、からなる。

6. ライブライマー

前章では本コードに内蔵されるデータライブライマーについて種類及びその作成方法を述べたが、本章では内蔵データ値に対してその使用値ならびに出典を示す。

6.1 速中性子スペクトル計算用ライブライマー

TABLE I で示された核種に対するデータとして、GAM-Iに内蔵されているものはそのデータライブライマーから必要なデータを抜き出して再編成するものとし、GAM-Iに内蔵されていない核種に対しては新たに作成した。このライブライマーデータは

(1) ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu の核分裂スペクトル,

(2) 核種毎の微視断面積

(I) σ_a^i , σ_f^i , ν^i ($i=1,6,8$)

(II) $\sigma_{in}^{i \rightarrow j}$, $\sigma_{n,2n}^{i \rightarrow j}$, $\sigma_{0s}^{i \rightarrow j}$, $\sigma_{1s}^{i \rightarrow j}$ ($i=1,6,8$)

(III) resonance parameter (E_r , Γ_γ , Γ_n)

からなる。Appendix I(A)に今回新たに作成したライブライマーデータを入力形式の形で示した。これらのデータのうち、 ^{237}Np と ^{243}Am に対するものはBNL-325(Supp.2)に基づいて作成し、 σ_a と σ_f は同値とした。 $\text{FP}(\text{Pu}-241)$ に対するデータとしてはGAM-Iに内蔵されている $\text{FP}(\text{Pu}-239)$ のデータで代用した。 He に対しては弾性散乱のみを考慮するものとし、ルジャンドル展開の1次の項のみをとり、 $\sigma_{so}^{i \rightarrow j}$ を計算した。 ^{10}B の吸収断面積はP1MGコードの内蔵ライブライマーデータから内挿して求め、 Od の吸収断面積はNDA-57より、 Eu のそれはGAM-Iライブライマーデータから同位元素の存在率を考慮して合成し、また Dy の吸収断面積はAPEX 467に基づいて作成した。なお、これらのライブライマーデータに対して、今後、その正当性を検討していくことが必要である。

6.2 热中性子スペクトル計算用ライブラリー

(i) エネルギー区分に関するデータ

各エネルギー群の上限エネルギー E_i (Table III 参照)

(ii) 核種毎のデータ

1つの核種について最大 4 項目のデータ (item1~item4) が内蔵されている。

item 1. NCODE, ISC, AMASS, SIGS, SIGE

NCODE: Table I に示した核種のコード番号 n

ISC : SIGS 及び遷移断面積のデータを制御する。 ISC=-1, 0, 1 (SIGS の項参照)

AMASS : 核種 n の質量 M_n

SIGS : ISC=-1 遷移断面積は $\sigma_{s,n}^i \delta_{ij}$ 型であって, item 4 で $\sigma_{s,n}^i$, $i=1, 50$ を与える。この時 SIGS の項は blank

ISC=0 遷移断面積は $\sigma_{s,n}^i \delta_{ij}$ 型であって SIGS = $\sigma_{s,n}^i$

ISC=1 遷移断面積のルシャンドル展開の第 1 成分 $\sigma_{s0,n}^{ij}$ 及び第 2 成分 $\sigma_{s1,n}^{ij}$ を Freegas モデルによって計算する。この計算はサブルーチン的に行なわれ、既存のサブルーチン FREEGAS (SIGS, $\sigma_{s0,n}^{ij}$, $\sigma_{s1,n}^{ij}$, $T(^{\circ}\text{K})$, M_n) を使用し、 SIGS には熱中性子領域上限における散乱断面積を与える。

SIGE : 減速中性子源を計算する際に使用する熱外領域散乱断面積 σ_n^{ep}

item 2. $\sigma_{s,n}^i$, $i=1, 50$ 核種 n の 50 群吸収微視断面積

以上の item 1 及び item 2 は Table I に示したすべての核種に対して与える。次の item 3 は $n=1, 13$ の 13 個の核種についてのみ与える。

item 3. ν , ($\sigma_{f,n}^i$, $i=1, 50$)

ν : 核種 n の核分裂当たりの中性子放出数 $\sigma_{f,n}^i$ 50 群分裂微視断面積

次の item 4 は、 item 1 の ISC が ISC=-1 なる核種に対してのみ与える。

item 4. $\sigma_{s,n}^i$, $i=1, 50$ 核種 n の 50 群散乱微視断面積

以上(i), (ii)のデータは殆んど CLALA-II コードのライブラリーデータに依っている。具体的なデータは附録に示してあるのでこゝでは CLALA-II と異なるデータについてその出典等について述べる。

① エネルギー区分は CLALA-II と同じ

② a. 遷移断面積 $\sigma_{s,n}^{ij}$ を自由ガスモデルで計算する核種は C, O, He, H, Be, D の 6 核種である。

b. $\sigma_{s,n}^i$, $i=1, 50$ を与える核種, Xe。

c. a, b 以外の核種はすべて $\sigma_{s,n}^i \delta_{ij}$ 型で, $\sigma_{s,n}^i$ を与える。

d. CLALA-II で取り扱っていない核種について、前述の SIGS, SIGE の出典を示す。

Si ($n=22$), SIGS=1.7 b, BNL-325, (2-nd, Suppl. No.1)

SIGE=2.25 b, GAM-コードライブラリーから 2.38~3.06 eV の
値

Zr ($n=23$), SIGS=8.0 b (Si と同じ出典)

SIGE=6.2 b (Siと同じ出典)

He(n=24), SIGS=SIGE=0.73 b, BNL-325, (2-nd, Suppl. №2)

¹⁰B(n=26), SIGS=3.3 b, ABNセットの熱群の値

SIGE=4.0 b, (Siと同じ出典)

Be(n=27), SIGS=SIGE=5.75 b, GAM-Iコードライブリから2.38~3.06 eVの値

Eu(n=28), SIGS=SIGE=8.0 b, BNL-325, (2-nd, Suppl. №1)

¹⁵⁵Gd(n=29), SIGS=SIGE=8.0 b, ANL-7387

¹⁶⁴Dy(n=30), SIGS=SIGE=100 b, BNL-325, (2-nd, Suppl. №1)

e. 現在 ²³⁷Np, ²⁴³Am, F·P(235), F·P(239), F·P(241)について, SIGS, SIGEはblankとなっている。

- ③ a. 吸収断面積はCLALA-IIで50群の値が入っている核種について, それらをそのまま採用しライブリーデータとした。
 - b. CLALA-IIで扱っていない核種及び $1/\nu$ 型吸収とした核種でC, H, ¹⁰B, Be, Si, Zr, Zr, Eu, ¹⁵⁵Gd, D, については, シグマ委員会作成のコードPI2及びそのライブリ--DCCLIB(ENDF/B, UK, JAEからなっている)を使って, 50群の吸収断面積を作成した。
 - c. F·P(233), F·P(235), F·P(239), F·P(241)の吸収断面積は, W·H·Walker(AEOL-2111)になる値から, 照射量零の時の 2200 m/sec 値(Westcottのr因子を零とした時の外挿値)を使って $1/\nu$ 吸収として計算した。
 - d. 現在 ²³⁷Np, ²⁴³Amの50群吸収断面積はblankとなっている。
 - e. ²⁴⁰Puの1.0 eVにおける共鳴吸収の取り扱いは, 0 eV~0.305 eVの領域で各メッシュ点の(296°K における)吸収断面積を与える, 0.305 eV~2.38 eVの領域で燃料温度を考慮したドップラー効果の計算を行ないその領域でのメッシュ点の吸収断面積を求めるようになっている。
- ④ a. 核分裂断面積及び分裂当りの放出中性子数のデータはCLALA-IIに同じ。但し ²³⁷Npの熱エネルギー領域における核分裂断面積は, 前述のPI2コードを使って作成したものである。しかし放出中性子数のデータはblankとなっているので, ²³⁷Npの核分裂反応の中性子平衡に対する影響は考慮されていない。

参考文献

- (1) J.S. Dudek, G.D. Joanou, E.J. Leshan; "GAM-I A CONSISTENT P₁ MULTIGROUP CODE FOR THE CALCULATION OF FAST NEUSRON SPECTRA AND MULTIGROUP CONSTANTS", GA-1850 (1961).
- (2) G.J. Joanou, J.S. Dudek, A.J. Goodjohn et.al ; "NUCLEAR DATA FOR GAM-I DATA TAPE", GA-2451 (1961).
- (3) 平野光将;"クラスター型格子の熱中性子反応率計算コード CLALA-II", JAERI-memo 3989 (1970).
- (4) H.M. Summer ; "ERIC1, A FORTRAN PROGRAMME FOR CALCULATING RESONANCE INTEGRALS AND SOME EXAMPLE OF ITS USE", AEEW-M304 (1963).
- (5) H.M. Summer ; "ERIC 2, A Fortran Program to Calculate Resonance Integrals and from the Effective Capture and Fission Cross Sections", AEEW-M323 (1964).
- (6) 伊藤照一;"ドッpler積分サブルーチン PSICHI のマニュアル", JAERI-memo 2529 (1966).
- (7) H. Takano ; "The Computation of Doppler-Broadened Functions", J. Nucl. Sci. Technol. 4, 154 (1967).
- (8) R.K. Lane, L.W. Nordheim, J.B. Sampson ; "Resonance Absorption in Materials with Grain Structure", Nuclear Sci. and Eng. 14, 390 (1962).
- (9) 安川 茂, 新藤隆一;"重水炉 Point Reactivity Burnup コード WATCH-TOWER III", JAERI-memo 2201 (1966).

Appendix II 半固定入力定数

(1) Thermal column

第6章で述べているものと同様の出典による核定数をMaxwell分布の中性子束で平均化したものである。

^{238}U (capture) / ^{235}U (absorption)	3.910×10^{-8}
^{115}In (absorption) / ^{55}Mn (absorption)	1.170×10^{-1}
^{176}Lu (absorption) / ^{55}Mn (absorption)	2.552×10^{-2}
^{239}Pu (fission) / ^{235}U (fission)	1.347×10^0

(2) α , λ , Y($\rightarrow\text{Xe}$), Y($\rightarrow\text{Sm}$)

核分裂当りのエネルギー収率 α , 崩壊定数 λ , 核分裂当りの ^{135}Xe 収率 Y($\rightarrow\text{Xe}$), 核分裂当りの ^{149}Sm 収率 Y($\rightarrow\text{Sm}$) は全て WATCH·TOWER-III⁽⁹⁾ コードから得られている。

	α [$\frac{\text{w}}{\text{sec}}$]	λ [$\frac{1}{\text{sec}}$]	Y($\rightarrow\text{Xe}$) [$\frac{1}{\text{fission}}$]	Y($\rightarrow\text{Sm}$) [$\frac{1}{\text{fission}}$]
Th-232	3.108×10^{-11}	0.0	0.60	0.0061
Pa-233	"	2.930×10^{-7}	"	"
U-233	"	0.0	"	"
U-234	"	0.0	"	"
U-235	"	0.0	0.64	0.017
U-236	"	0.0	"	"
Np-237	"	0.0	"	"
U-238	"	0.0	"	"
Pu-239	3.220×10^{-11}	0.0	0.73	0.024
Pu-240	"	0.0	"	"
Pu-241	"	1.680×10^{-9}	"	"
Pu-242	"	0.0	"	"
Am-243	"	0.0	"	"
Xe-135	"	2.110×10^{-8}	—	—
Sm-149	"	0.0	—	—

* Pu-242 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 7.8916E 00 2.4493E 01 1.0303E 03
 ABSORP. 1.0456E 00 5.1424E 00 6.5791E 02
 NU_FISS. 3.0961E 00 0.0 C.G.
 FISSION 9.3659E 01 0.0 C.G.
 F_SPEC. 9.6723E 01 3.2769E -02 0.0
 SC_TO 1 6.6716E 00 0.0 0.0
 SC_TO 2 1.7436E -01 1.7345E 01 0.0
 SC_TO 3 0.0 5.9196E -03 7.0226E 01

* An=243 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 7.1178E 01 0.0 0.0
 ABSORP. 7.1178E 01 0.0 0.0
 NU_FISS. 0.0 0.0 0.0
 FISSION 7.1178E 01 0.0 0.0
 F_SPEC. 9.6723E 01 3.2769E -02 0.0
 SC_TO 1 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 2 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 3 0.0 0.0 0.0

* Xe-135 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 7.1928E 00 3.1982E 01 1.0542E 02
 ABSORP. 0.0 8.9393E 01 1.1752E 02
 SC_TO 1 7.0954E 00 0.0 0.0
 SC_TO 2 9.7444E -02 3.1365E 01 0.0
 SC_TO 3 0.0 2.2556E -02 6.5948E 01

* Sm-149 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 7.2109E 00 1.0240E 02 2.2025E 02
 ABSORP. 1.8075E -02 5.7816E 01 2.0475E 02
 SC_TO 1 7.0972E 00 0.0 0.0
 SC_TO 2 9.5678E -02 4.4577E 01 0.0
 SC_TO 3 0.0 1.0558E -02 1.5373E 01

* FP-233 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 2.9567E -02 1.7096E 00 8.6362E -01
 ABSORP. 2.9567E -02 1.7096E 00 8.6362E -01
 SC_TO 1 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 2 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 3 0.0 0.0 0.0

* FP-235 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 3.1458E -02 1.7505E 00 6.9334E -01
 ABSORP. 3.1458E -02 1.7505E 00 6.9334E -01
 SC_TO 1 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 2 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 3 0.0 0.0 0.0

* FP-239 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 4.9853E -02 2.5573E 00 2.0097E 01
 ABSORP. 4.9853E -02 2.5573E 00 2.0097E 01
 SC_TO 1 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 2 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 3 0.0 0.0 0.0

* FP-241 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 4.9853E -02 2.5573E 00 2.0097E 01
 ABSORP. 4.9853E -02 2.5573E 00 2.0097E 01
 SC_TO 1 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 2 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 3 0.0 0.0 0.0

* C - 12 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 2.8520E 00 4.6518E 00 4.7100E 00
 ABSORP. 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 1 2.6565E 00 0.0 0.0
 SC_TO 2 1.9558E -01 4.3998E 00 0.0
 SC_TO 3 0.0 5.3802E -02 3.9685E 00

* O - 16 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 3.6936E 00 3.6585E 00 3.6560E 00
 ABSORP. 4.1003E -03 0.0 0.0
 SC_TO 1 3.3413E 00 0.0 0.0
 SC_TO 2 1.6821E -01 3.6278E 00 0.0
 SC_TO 3 0.0 3.1499E -02 3.2128E 00

* Si 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 2.7690E 00 2.0778E 00 2.2500E 00
 ABSORP. 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 1 2.7496E 00 0.0 0.0
 SC_TO 2 1.9464E -02 2.0666E 00 0.0
 SC_TO 3 0.0 1.1235E -02 2.0939E 00

* He 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 7.9962E -01 7.9962E -01 7.9962E -01
 ABSORP. 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 1 6.9293E -01 0.0 0.0
 SC_TO 2 1.0470E -01 7.7376E -01 0.0
 SC_TO 3 0.0 2.5863E -02 4.6433E -01

* H 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 5.1207E 00 1.8497E 01 2.0327E 01
 ABSORP. 0.0 1.8114E -03 2.7494E -02
 SC_TO 1 2.9612E 00 0.0 0.0
 SC_TO 2 2.1594E 00 1.6837E 01 0.0
 SC_TO 3 4.8382E -03 1.0499E 00 7.4558E 00

* B = 10 1 GROUP 2 GROUP 3 GROUP
 TRANSP. 4.7103E -01 4.1587E 01 3.0878E 02
 ABSORP. 4.7103E -01 4.1587E 01 3.0878E 02
 SC_TO 1 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 2 0.0 0.0 0.0
 SC_TO 3 0.0 0.0 0.0

* XE=135 4 GROUP 5 GROUP 6 GROUP
 TRANSP. 1.3864E 03 7.4673E 03 1.7590E 06
 ABSORP. 6.5367E 02 4.2329E 03 1.4621E 06
 SC TO 4 7.3638E 02 0.0 0.0
 SC TO 5 0.0 3.2505E 03 0.0
 SC TO 6 0.0 0.0 2.9840E 05

 * SM=149 4 GROUP 5 GROUP 6 GROUP
 TRANSP. 4.3020E 01 2.6508E 03 4.4502E 04
 ABSORP. 3.5056E 01 2.6428E 03 4.4494E 04
 SC TO 4 8.0000E 00 0.0 0.0
 SC TO 5 0.0 8.0000E 00 0.0
 SC TO 6 0.0 0.0 8.0000E 00

 * FP=233 4 GROUP 5 GROUP 6 GROUP
 TRANSP. 5.5826E 00 7.8160E 00 2.4327E 01
 ABSORP. 5.5826E 00 7.8160E 00 2.4327E 01
 SC TO 4 0.0 0.0 0.0
 SC TO 5 0.0 0.0 0.0
 SC TO 6 0.0 0.0 0.0

 * FP=235 4 GROUP 5 GROUP 6 GROUP
 TRANSP. 5.6466E 00 7.8603E 00 2.4607E 01
 ABSORP. 5.6466E 00 7.8603E 00 2.4607E 01
 SC TO 4 0.0 0.0 0.0
 SC TO 5 0.0 0.0 0.0
 SC TO 6 0.0 0.0 0.0

 * FP=239 4 GROUP 5 GROUP 6 GROUP
 TRANSP. 6.2033E 00 8.6441E 00 2.7032E 01
 ABSORP. 6.2033E 00 8.6441E 00 2.7032E 01
 SC TO 4 0.0 0.0 0.0
 SC TO 5 0.0 0.0 0.0
 SC TO 6 0.0 0.0 0.0

 * FP=241 4 GROUP 5 GROUP 6 GROUP
 TRANSP. 6.6323E 00 9.2848E 00 2.8902E 01
 ABSORP. 6.6323E 00 9.2848E 00 2.8902E 01
 SC TO 4 0.0 0.0 0.0
 SC TO 5 0.0 0.0 0.0
 SC TO 6 0.0 0.0 0.0

 * C = 12 4 GROUP 5 GROUP 6 GROUP
 TRANSP. 4.4918E 00 4.4593E 00 4.6130E 00
 ABSORP. 3.9673E-04 5.3566E-04 1.7344E-03
 SC TO 4 3.2860E 00 3.1477E-02 1.1141E-10
 SC TO 5 1.3791E 00 3.7231E 00 8.4557E-03
 SC TO 6 3.7933E-04 9.1918E-01 4.8295E 00

 * D = 16 4 GROUP 5 GROUP 6 GROUP
 TRANSP. 3.4918E 00 3.5011E 00 3.5926E 00
 ABSORP. 1.0346E-03 1.4410E-03 4.4734E-05
 SC TO 4 2.7837E 00 2.7076E-02 4.3900E-12
 SC TO 5 8.2627E-01 3.0235E 00 6.2202E-03
 SC TO 6 1.2958E-03 5.6098E-01 3.7087E 00

 * SI 4 GROUP 5 GROUP 6 GROUP
 TRANSP. 1.6784E 00 1.6859E 00 1.7413E 00
 ABSORP. 1.8700E-02 2.6236E-02 8.1677E-02
 SC TO 4 1.7000E 00 0.0 0.0
 SC TO 5 0.0 1.7000E 00 0.0
 SC TO 6 0.0 0.0 1.7000E 00

 * HE 4 GROUP 5 GROUP 6 GROUP
 TRANSP. 6.1106E-01 6.1601E-01 6.9056E-01
 ABSORP. 0.0 0.0 0.0
 SC TO 4 2.8332E-01 2.6419E-03 3.5402E-09
 SC TO 5 4.0428E-01 4.0631E-01 1.2938E-03
 SC TO 6 4.1851E-02 3.2539E-01 8.0185E-01

 * H 4 GROUP 5 GROUP 6 GROUP
 TRANSP. 7.8172E 00 8.1376E 00 1.7055E 01
 ABSORP. 3.8733E-02 5.14250E-02 1.6934E-01
 SC TO 4 5.0813E 00 4.7463E-02 1.8568E-07
 SC TO 5 6.8234E 00 7.5947E 00 2.9206E-02
 SC TO 6 6.7958E 00 1.3431E 01 2.7797E 01

 * B = 10 4 GROUP 5 GROUP 6 GROUP
 TRANSP. 4.5056E 02 6.2982E 02 1.9598E 03
 ABSORP. 4.4748E 02 6.2674E 02 1.9567E 03
 SC TO 4 3.3000E 00 0.0 0.0
 SC TO 5 0.0 3.3000E 00 0.0
 SC TO 6 0.0 0.0 3.3000E 00

JAERI-M 4449

```

***** * DELIGHT-SAMPLE CASE                                STEP 0  71-02-10
  k-EFF= 1.1040E 00   k-INF= 1.4631E 00  Eps(LG)= 8.8316E-01 RESO,P(1)= 6.8719E-01  z= 6.9572  THE,ETA4F= 1.5915E 00
  ICR-1= 4.9065E-01  ICR-2= 4.9409E-01  ICR-3= 4.9409E-01

* MICRO-PARAMETER      DELTA=28= 1.721E-04  DELTA=25= 8.6726E-02  RO=28= 4.1296E 00  GAM= 2.491E -02
* SPECTRAL INDEX        [N-1]/[MN-5]= 5.4399E-01  LU-176/[MN-5]= 2.2127E 00  PU-239/[U-235]= 2.11E 00

* ATOMIC NUMBER DENSITY, NUMBER OF FISSION, IRRADIATION
    NUC IDE   N      DN      NF      DNF      M      DM      FIFa      D(FIFa)      FIS      D(FIMA)
TH-232    0.0
PA-233    0.0
U-233    0.0
U-234    0.0
U-235    8.2340E-06
U-236    0.0
NP-237    0.0
U-238    1.9762E+04
PU-239    0.0
PU-240    0.0
PU-241    0.0
PU-242    0.0
AM-243    0.0
XE-135    0.0
SM-149    0.0
FP-233    0.0
FP-235    0.0
FP-239    0.0
FP-241    0.0

* TWO GROUP CONSTANTS
GROUP 1 FLUX= 1.2713E 07  D CULF= 1.1400E 00  TOTAL= 3.0543E-01 ABSORP.= 1.1030E-03 FISSION= 1.2172E-04 NU FIS.= 2.9901E-04
  REMOVAL= 2.6708E-03
GROUP 2 FLUX= 7.3922E 13  D CULF= 9.9256E-01  TOTAL= 3.5204E-01 ABSORP.= 3.0450E-03 FISSION= 2.1169E-03 NU FIS.= 5.1441E-03

* FFW GROUP CONSTANTS
   1 GROUP   2 GROUP   3 GROUP   4 GROUP
FLUX     3.2507E 06  4.6779E 08  2.6481E 12  1.5594E 14
D COEF.  1.6099E 00  5.4056E-01  1.0120E 00  9.034E-14
TOTAL    2.0705E-01  3.3994E-01  3.3904E-01  3.5281E-01
ABSORPTION 6.5609E-05  1.5706E-03  5.2318E-04  3.1765E-03
FISSION   4.2201E-05  1.4786E-04  2.7527E-04  2.1112E-03
NU FISSION 1.1535E-04  3.5931E-04  6.6890E-04  5.3733E-03
SCAT. TO 1 1.9291E-01  0.0       0.0       0.0
   2 1.4077E-02  3.3452E-01  0.0       0.0
   3 3.7807E-11  3.8553E-03  3.1365E-01  6.0543E-04
   4 0.0       0.0       2.4830E-02  3.4903E-01

***** * DELIGHT-SAMPLE CASE                                STEP 0  71-02-10
* MACRO CROSS-SECTION
   1 GROUP   2 GROUP   3 GROUP   4 GROUP   5 GROUP   6 GROUP
FLUX     3.2507E 06  4.6779E 08  1.5048E 12  3.6997E 12  7.2850E 12  1.5594E 14
D COEF.  1.6099E 00  5.8013E-01  9.8013E-01  1.0365E 00  1.0312E 00  9.9934E-01
TOTAL    2.0705E-01  3.3994E-01  3.4009E-01  3.3766E-01  3.3865E-01  3.5281E-01
ABSORPTION 6.5609E-05  1.5706E-03  3.9624E-04  3.5519E-04  7.5674E-04  3.1765E-03
FISSION   4.2201E-05  1.4786E-04  1.6853E-04  1.2511E-04  4.17691E-04  2.2112E-03
NU FISSION 1.1535E-04  3.5931E-04  4.0952E-04  3.0403E-04  1.1589E-03  5.3733E-03
SCAT. TO 1 1.9291E-01  0.0       0.0       0.0       0.0       0.0
   2 1.4077E-02  3.3452E-01  0.0       0.0       0.0       0.0
   3 3.7807E-11  3.8553E-03  2.8660E-01  0.0       0.0       0.0
   4 1.3864E-11  3.0125E-07  5.3093E-02  2.3862E-01  2.4548E-03  8.0613E-12
   5 0.0       0.0       0.0       9.8648E-02  2.6988E-01  6.0543E-04
   6 0.0       0.0       0.0       3.0751E-05  6.5757E-02  3.4903E-01

```


正誤表

高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード

DELIGHT

JAERI M 4449

頁	行	誤	正
4	下 7	(1.8)式左辺中, $\dots + \bar{S}_m^{0,m} + \dots$	$\dots + \bar{S}_m^{0,m} + \dots$
6	上 9	(1.20)式積分中, $\sum_{s,f}(E)$	$\sum_{s,f}^L(E)$
8	下 6	(1.31)式積分記号, \int_{00}^{∞}	\int_{00}^{∞}
11	下 2	$(SD)^m = \sum_{i=1}^n \sum_{j=m+1}^{m+n} \sum_{ij} \phi_i$	$(SD)^m = \sum_{i=1}^n \sum_{j=m+1}^{m+n} \sum_{ij} \phi_i \Delta^i$
13	下 12	(2.10)式中, $\beta_2^i = \frac{1}{1-d_2} \left(\frac{E_i - E_c}{E_c} \right)$	$\beta_2^i = \frac{1}{1-d_2} \left(\frac{E_i - d_2 E_c}{E_c} \right)$
15	上 6	—中性子平衡式を用いて中性子平衡式を解いて—	—中性子平衡式を解いて—
15	下 7	0 0 次元(無限体系) —	0 次元(無限体系) —
16	下 12	—中性子束 $[\phi_i]$ —	—中性子束 $[\phi^i]$ —
20	上 2	(Ps(pseudo element)	(pseudo element)
20	上 8	$\Upsilon(K \rightarrow ^{149}Sm)$	$\Upsilon(K \rightarrow ^{149}Sm)$
20	下 2	—の purge factor —	—の nonpurge factor —
21	下 5	—atom の 値 —	—atom) の 値 —
22	上 13	—厳密には time step —	—厳密には time step —
28	上 2	FEWGO	FEWG C
28	上 5	燃料フェイ —	燃焼フェイ —
30	下 18	shielding is	shielding is
31	上 8	GE12.5)	GE12.5
32	下 3	Number of nuclide ...	Number of nuclides ...
39	上 1	(B) —	削除
39	上 2	(C) —	削除
39	—	—	"Appendix I DELIGHT のライブラリーティー" を最初に用ひ。
39	上 3	(A) Fast Library	(A) 速中性子スペクトル計算用ライブラリーティー
42	上 1	(B) Thermal Library	(B) 热中性子スペクトル計算用ライブラリーティー
46	上 1	(C) Reaction Rate Library	(C) 反応率計算用ライブラリーティー