

半均質高温ガス冷却炉 の核的設計

1963年12月

日本原子力研究所

Japan Atomic Energy Research Institute

平均質高温ガス冷却炉の核的設計

要 旨

平均質燃料を用いて高温ガス冷却炉を作る考えは、すでに1959年以来アメリカやヨーロッパ各国において注目されてきた。わが国においても諸外国と同時にこの炉型についての研究開発が進められている。本報で平均質燃料を用いた高燃焼高温ガス冷却実験炉の想定の下にその核的特性を調べたもので、臨界量、中性子束分布、出力分布、燃焼度、温度係数等の外に反射体効果、燃料棒効果、毒作用、転換比等が検討されており、また今後の問題点をあげている。

その他に ^{232}Th - ^{233}U 系の核定数が与えられている。本設計結果のうち代表的な項目について略記すると、熱出力=31 MW, 炉寸法: 炉心=1300 ϕ ×1500, 反射体厚さ700~1000, 燃料装填量: ^{235}U =31.3 kg, ^{232}Th =154.4 kg, 温度: 炉心=1200°K, 反射体=700°K~1050°K, 余剰実効増倍率: 0.160 δk (1200°K), 0.222 δk (300°K), 平均熱中性子束=5.15 $\times 10^{13}$ n/cm 2 ·sec であり、また燃料温度係数は全動作温度で負である。

1963年3月

原子炉物理部 原子炉物理第2研究室 平均質炉開発室

安川 茂, 伊勢 武治

立花 昭*, 中野 英男**, 菊池 豊彦**

On Nuclear Design of the Semi-Homogeneous, High-Temperature, Gas-Cooled Reactor

Summary

The development of a high-temperature, gas-cooled power reactor using semi-homogeneous fuel has recently been in progress in the USA and in other European countries. Since 1959, the same type of reactor has also been investigated in Japan. In this report nuclear characters of the high-temperature gas-cooled power reactor using semi-homogeneous fuel elements are described. Descriptions include the critical mass, neutron flux distribution, power distribution, burn up, temperature coefficient, and reactivity effect of reflector and fuel elements, poisoning effect, conversion ratio. The future problems in the development of the type of this reactor are also given. In the Appendix, the nuclear constants used in the calculation are given. In the following are listed the main design values obtained. Thermal output=31 MW, Reactor size: core=1300 ϕ ×1500, thickness of reflector 700~1000; Fuel loading: ^{235}U =31.3 kg, ^{232}Th =154.5 kg; Temperature: core=1200°K, reflector=700~1050°K; Excess effective neutron multiplication factor: hot (1200°K)=0.160 δk , cold (300°K)=0.222 δk ; thermal average flux=5.15 $\times 10^{13}$ n/cm 2 sec; and the temperature coefficient of the fuel is always negative at the operation temperature. The burn up of the fuel is about lesser 30 months.

March, 1963

Reactor Physics Laboratory 2 Division of the Reactor physics
Semi-Homogeneous Reactor Development office

SIGERU YASUKAWA, TAKEJI ISE

AKIRA TACHIBANA* HIDEO NAKANO** TOYOHICO KIKUTI**

* 電源開発株式会社 電気部・原子力課 Electric Power Development Company, Ltd.
** 富士電気製造株式会社 設計部・原子力課 Fuji Electric Manufacturing Company, Ltd.

目 次

1. 概 要	1
2. 核特性一覧表	2
3. 平均質炉の核的特性	4
3.1 使用核断面積の検討	4
3.2 中性子スペクトルならびに実効断面積	5
3.3 臨界計算, 中性子束分布, 余剰反応度, 出力分布, 燃料内の中性子束の微細構造	6
3.4 温度係数について	11
3.5 燃焼度計算	13
3.6 制御棒効果	15
3.7 転換比, 毒作用	17
3.8 その他の問題	18
3.8.1 反射体厚さの余剰反応度 δk への影響	18
3.8.2 平均質燃料の reactivity worth	18
3.8.3 反射体温度の反応度へ及ぼす影響	19
3.8.4 中性子平均寿命	19
3.8.5 炉同各領域で発生する出力ならびにその割合	20
3.8.6 Ra-Be 中性子源による中性子流分布	21
4. 核設計上からみた今後の問題	22
5. 結 言	23
参考文献	24
Appendix	25

表 目 次

TABLE 1	エネルギーグループ組分け	6
TABLE 2	半均質燃料の熱中性子不利因子	8
TABLE 3	炉心, 反射体の4群定数	9
TABLE 4	無限増倍係数	10
TABLE 5	実効増倍係数	10
TABLE 6	制御棒効果 (制御棒配置下)	16
TABLE 7	制御棒効果	16
TABLE 8	制御棒効果の算出に用いられた核定数	17
TABLE 9	^{135}Xe の毒作用	17
TABLE 10	^{149}Sm の毒作用	17
TABLE 11	分裂生成物の枝断面積と生成率	18
TABLE 12	反射体厚さと反応度との関係	18
TABLE 13	燃料棒効果算出のために使用された核定数	19
TABLE 14	側面反射体の温度効果	19
TABLE 15	側面反射体の熱中性子吸収断面積	19
TABLE 16	側面反射体の温度係数	19
TABLE 17	半均質炉内各部分で発生する出力	20
TABLE 18	1 キュリー Ra-Be 源による側面反射体表面での中性子流	21

図 目 次

Fig. 1	半均質炉各部の黒鉛密度	7
Fig. 2	半均質炉燃料要素	8
Fig. 3	半均質燃料内の平均熱中性子束	10
Fig. 4	半均質燃料棒内の熱中性子束分布	10
Fig. 5	半均質燃料ペレットの断面図	10
Fig. 6	半均質炉心内出力分布図	11
Fig. 7	即発中性子温度係数	12
Fig. 8	η, f, L^2 の温度係数	13
Fig. 9	半均質炉の余剰反応度変化	15
Fig. 10	制御棒断面図	15
Fig. 11	制御棒配置図	16
Fig. 12	Ra-Be 中性子源による中性子流分布	21

Contents

1. Introduction	1
2. Table of the nuclear design properties of the SHR reactor	2
3. Nuclear characters of the SHR reactor	4
3.1 Comments for nuclear constants	4
3.2 Neutron spectrums and effective cross-sections	5
3.3 Critical calculation, neutron flux, reactivity, etc.	6
3.4 Temperature coefficient	11
3.5 Burn up calculation	13
3.6 Effectiveness of control rods	15
3.7 Conversion ratio and poisoning effect	17
3.8 Miscellaneous	18
3.8.1 Effect of the reflector thickness to the reactivity	18
3.8.2 Reactivity worth of the SHR fuel	18
3.8.3 Effect of the reflector temperature to the reactivity	19
3.8.4 Neutron mean life time	19
3.8.5 Power out put and its fraction in the each part of the SHR reactor	20
3.8.6 The neutron current distribution on the surface of side reflector due to the Ra-Be source	21
4. Future problems for the nuclear design of the SHR reactor	22
5. Conclusion	23
Reference	24
Appendix	25

Table contents

TABLE 1	Group-energy identification	6
TABLE 2	Thermal neutron disadvantage factor of SHR-fuel	8
TABLE 3	Group constants of the SHR burn up reactor for core and reflector	9
TABLE 4	Infinite multiplication factor	10
TABLE 5	Effective multiplication factor	10
TABLE 6	Reactivity effect of control rod for the rod position of SHR	16
TABLE 7	Reactivity effect of control rod	16
TABLE 8	Constants used for control rod effectiveness	17
TABLE 9	Poisoning of ^{135}Xe	17
TABLE 10	Poisoning of ^{149}Sm	17
TABLE 11	The fission yields and absorption cross-section of fission products	18
TABLE 12	The effect of reflector thickness to the reactivity	18
TABLE 13	Group constants for fuel reactivity calculation	19
TABLE 14	The temperature effect of side reflector to the reactivity	19
TABLE 15	Macroscopic absorption cross-section of side reflector	19
TABLE 16	Temperature coefficient of side reflector	19
TABLE 17	The fraction of the power out put in SHR reactor	20
TABLE 18	The neutron current on the outer surface of side reflector due to the Ra-Be source of one curie	21

Figure contents

Fig. 1	SHR-graphite density of core and reflector	7
Fig. 2	The structure of the fuel assembly of SHR	8
Fig. 3	Average flux in fuel element	10
Fig. 4	Neutron flux distribution in the fuel of SHR	10
Fig. 5	The sectional diagram of the SHR fuel	10
Fig. 6	SHR power distribution	11
Fig. 7	Prompt temperature coefficient	12
Fig. 8	Temperature coefficient of η, f, L^2	13
Fig. 9	Reactivity change of the SHR burn up reactor	15
Fig. 10	Sectional view of control rod	15
Fig. 11	The arrangement of control rod and fuel element	16
Fig. 12	The neutron current distribution due to Ra-Be source	21

1 概 要

平均質高温ガス冷却炉は黒鉛に $(U, Th)C_2$ を混合し成型されたペレット状の平均質型燃料が用いられ、減速材は同じく黒鉛であり、反射体もまた黒鉛からなっている。したがって、炉心ならびに反射体はそれぞれ、 $(U, Th)C_2 + C$ ；黒鉛より成立っており、他の寄生吸収材は使用されていないのが特徴である。このような構造、材料の使用の下では黒鉛の核的特性と、材料の特性が十分に生かされており、核的には適当な燃料組成ならびに燃料配置を考えれば、増殖炉としての可能性もあることが指摘されてきた。しかし、増殖炉としての可能性についてはあくまで核的観点の上から見られている事柄で、炉総合（運転上の問題や燃料サイクル上などの問題）の立場からの見方ではまだ十分な検討はなされていない。一般に炉を増殖炉として考える場合には、炉に対する制限が大きくなり、工学的にむづかしくなる。

平均質型燃料を使った増殖炉型概念については1959年以来、日本原子力研究所を中心に検討がなされて来た¹⁾。そして1962年春に平均質炉評価委員会の名の下に、この炉概念に関する総合的な検討がなされた。その結果によると平均質炉は現状では高温を得る原子炉として考えてゆく方が適當ではないかという結論がでていた²⁾。そして良中性子経済の利点はそれをすぐに増殖炉という炉型と結びつけるのではなく、高燃焼炉として考え増殖性からくる構造の複雑さをさげ、考え方の主流を高温において、高い転換比を持つ高温高燃焼炉として平均質炉を考える提案がなされた²⁾。原研・平均質炉開発室はこの提案に基づき、平均質高温ガス冷却炉を高燃焼炉として考え、その概念設計を1962年4月からおこなってきた。ここに報告する設計資料は上記の事柄に基づき考えられたものである。

そもそも、黒鉛は核的には非常に小さい中性子吸収断面積を持ち、また高温機械特性もよいので、高温下での原子炉減速材、構造材として非常に有望視されて

いる材料である。しかし、まだこれを用いて設計、建設をへて運転にはいっている高温原子炉はなく、HTGR炉やDRAGON炉の建設が高温ガス炉として始めての試みであって、将来この炉の運転経験をえてはじめて工学的、技術的問題点が確認される段階である。高温ガス冷却炉については現時点ではいろいろと問題にされる点も多いが、黒鉛の原子炉材料としての良好性は明らかであり、多くの問題点を内蔵しているにもかかわらず、その開発に力がそそがれていることに注意されねばならない。

今回想定された原子炉は、平均質高温ガス高燃焼実験炉で、炉寸法は炉心寸法が半径0.65m、高さ1.5m、反射体厚さは上部反射体厚さ0.7m、下部反射体厚さ10m、側面反射体厚さ1.0mである。また、炉内各部分の平均温度は核計算上では炉心平均温度1200°K、上部反射体平均温度1050°K、下部反射体温度700°K、側面反射体温度700°Kとした。炉心組成は黒鉛原子数対 ^{235}U 原子数比 $N_C/N_{^{235}U}=2000$ 、 ^{232}Th 原子数対 ^{235}U 原子数比 $N_{Th}/N_{^{235}U}=5.0$ を考えている。このような炉寸法、温度、組成の下で臨界計算、燃焼度計算、温度係数の計算がおこなわれた。炉特性に関しては、先に発表されているDRAGON炉の特性と非常に近いものとなっており、将来この型の炉が建設されるに必要な詳細設計のための問題点の把握に参考になるものと思う。ここに発表する資料は、最近HTGR炉でおこなわれている一連の核的設計に比較してみて、細部については不十分なものと思われるが、それと比較することにより、核的設計に関しても一層詳しい計算が要求され、核的設計一つ見ても、従来の方法と異なった方法の使用や、また問題点があることが知らされる。次節以下にこの設計で採用された考え方ならびに計算方法の主要点を説明すると同時に、HTGR炉等の炉設計を合せ紹介することにし、今後の同炉型の設計の参考に供したい。

2 核特性一覧表

まず始めに今回の設計計算で考察された平均質高温ガス冷却炉特性一覧表(ただし核的特性)を次に示す。

平均質高温ガス冷却炉の核特性一覧表

○熱出力 31 MWt

○炉寸法

炉心……………1300 φ×1500

上部反射体……………1300 φ×700

下部反射体……………1300 φ×1000

側面反射体……………内径 1300, 外径 3300,
高さ 3200

○燃料装填量

²³⁵U…………… 31.3 kg

²³²Th…………… 154.4 kg

○燃料組成

N_C/N_{235U} …………… 2000

N_{Th}/N_{235U} …………… 5.0

○温度

炉心……………1200°K

上部反射体……………1050°K

下部反射体……………700°K

側面反射体……………700°K

○余剰実効増倍率

13.8% (0.160 δk) ……1200°K

18.2% (0.222 δk) ……300°K

○余剰実効増倍率の割振り

$\delta k_{eff} = 0.221_6$ (300°K)

$\delta k_{eff} = 0.030$ (Shut down margin)

$\delta k_{eff} = 0.251_6$

$-\delta k_{eff} = 0.061_6$ (Temp.)

$-\delta k_{eff} = 0.029_0$ (¹³⁵Xe)

$-\delta k_{eff} = 0.011_0$ (¹⁴⁹Sm)

$-\delta k_{eff} = 0.005_0$ (²³³Pa)

$-\delta k_{eff} = 0.106_6$

$-\delta k_{eff} = 0.115_0$ (Burn up)

$-\delta k_{eff} = 0.221_6$

○中性子束

平均中性子束: 単位 10^{13} n/cm·sec

Group	炉心	上部反射体	下部反射体	側面反射体
1	5.29	0.44	0.36	0.11
2	7.94	0.99	0.81	0.26
3	3.34	0.63	0.52	0.17
4	5.15	4.73	4.57	2.85

最大中性子束: 単位 10^{13} n/cm·sec

Group	中性子束	場所
1	7.63	炉心中心
2	12.30	炉心中心
3	5.16	炉心中心
4	10.67	反射体内

○温度係数

燃料温度係数 $-1.71 \times 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$
(1200°K)

$-6.05 \times 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$
(300°K)

減速材温度係数 $-0.8 \times 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$
(1200°K)

側面反射体温度係数 $1.98 \times 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$
(700°K)

○中性子平均寿命 0.219×10^{-3} sec

○中性子実効移動面積 360.3 cm²

($\tau = 267.1$ cm², $L^2 = 93.2$ cm²)

○熱中性子バックリング(炉全体)

1.89×10^{-4} cm⁻² (r 軸方向)

1.08×10^{-4} cm⁻² (z 軸方向)

○転換比(初期) 0.51

○¹³⁵Xe; ¹⁴⁹Sm 毒作用

¹³⁵Xe ……………0.029 δk/k

¹⁴⁹Sm ……………0.011 δk/k

○制御棒効果

全制御棒効果……………0.217 δk (動作温度 1200°K)

制御棒寸法……………内径 23.3 mm

外径 36.8 mm

材質……………B₄C+黒鉛

○燃 焼 度……………30ヵ月
(残存余剰反応度 4.5%)

$\beta=0.062$ (運転中期)

$\beta=0.057$ (運転後期)

○実効遅発中性子生成率
 $\beta=0.064$ (運転初期)

原子炉を大型にしてゆけば、上に述べた転換比はさらに上昇し、0.9 以上の値にすることが可能である。

3 半均質炉の核的特性

半均質炉の核的特性として検討されねばならない問題は大きくわけて次のものが考えられる。

- (1) 使用核断面積の検討
- (2) 中性子スペクトルならびに実効断面積に関する考察
- (3) 臨界計算, 群の別け方, 中性子束の計算, 余剰反応度等
- (4) 温度係数
- (5) 燃焼度計算
- (6) 制御棒効果
- (7) 転換比, 毒作用等
- (8) その他, たとえば動特性に対する問題, 原子炉遮蔽, 中性子源位置, 安全解析等々がある。

これら(1)~(8)の他に設計点の選定に関する問題がある。設計点の選定に関する問題はその原子炉が何を目的とするかに従って定められ, この選定に達するまでには広い調査が要求されるのが普通である。半均質高温ガス冷却炉の今回の設計での目的とするところは, 高温下で作動する高燃焼炉ということで, その設計目的は明らかにされており, また, これに対する基礎的な核的調査や実験はすでに日本原子力研究所においてなされてきた。いま, その概要をふり返ってみると, まず炉心内の燃料に関してはそれが均一燃料であるかが問題とされるが, 計算の結果でも, 実験の結果でも核的にはほとんど均一系であることが確認されている³⁾。中性子スペクトルに関しては種々の計算や, 実験がなされ⁴⁾, 黒鉛原子数対燃料原子数比 $N_c/N_{235U} = 2000$ 程度の系では熱中性子スペクトルはかなり硬化しており, 実効断面積の計算に従来天然U黒鉛原子炉の設計で使用されている Westcott の方法では不十分であってガスモデルや, 結晶効果が取入れられた計算が要求されることも知られている。また, 臨界寸法や臨界量に関しては, 20% E^{235U} 系に関して実験がなされ, 理論値との比較がなされている⁴⁾。これと前後して 100% 233U 系についての臨界量や寸法が概算され⁵⁾, それらの結果はすでに発表されている。半均型燃料 (Th- 233U 系) に関する転換率の検討に対しては 233U -Th 体系の下に, その系の増殖率が検討され,

黒鉛原子炉でもかなり高い増殖比が得られることが示されている⁶⁾。これらの検討事項は直接, 間接的にすべて今回の核的設計の参考になっており, HTGR 炉や DRAGON 炉に関する設計資料⁷⁾, ならびに Th- 233U 系に関する H. WUND の論文等⁸⁾が合せ考えられ, 設計点の選定はこれらの結果に立って定められた。さて, 次に上述された要目について具体的に説明することにして, 計算技術の細部と定数の詳細については Appendix に述べることにして, ここでは今回の設計で特に留意された事柄についての概要の説明にとどめることにする。

3.1 使用核断面積の検討

核断面積についてはまず考察された核種は 232Th , 233Pa , 233U , 234U , 235U , 236U , 黒鉛ならびに分裂生成物である。 232Th , 233Pa , 233U , 234U に関しては従来発表されている群定数はなく, 今回の設計のためにいろいろと核データを集録して, 積分測定値と比較しながら群定数を作成した。群定数の組数は速中性子エネルギー領域では 54 群 ($10^{-7} \sim 0.65$ eV) に分断され, 分断の仕方は MUFT-III の方法に準じている⁹⁾。熱エネルギー領域は 50 群を考慮しており, そのエネルギー範囲は $0 \sim 2.0$ eV である。考察された核断面積の種類は, 分裂断面積, 捕獲断面積, 散乱断面積, 減速能, 実効中性子放出数, それに, 非弾性散乱断面積である。特に 232Th , 233U , 233Pa の吸収, 分裂断面積, 実効中性子放出数, 吸収散乱断面積に注意がはらわれた。使用核パラメーター, ならびに断面積は次のようになっている。

○ 232Th

共鳴パラメーター……………	S. DESJARDINS, <i>et al</i> ¹⁰⁾
	のデータ (Resolved)*
共鳴パラメーター……………	L. W. NORDHEIM ¹¹⁾
	のデータ (Unresolved)

* S. DESJARDINS, *et al* の共鳴パラメーターに関しては最近 L. W. NORDHEIM がそれを用いて共鳴積分値を検討しており, 実験値と比較的よくあうと報告している。

○²³³U

Resolved region……N. J. PATTENDEN, J. A. HARVEY のデータ¹²⁾

共鳴パラメーター

Unresolved region…BNL 325

共鳴断面積……S. YIFTAH のデータ¹³⁾

散乱断面積

Resolved region……S. OLEKSA のデータ¹⁴⁾

Unresolved region…D. C. STUPEGIA のデータ¹⁵⁾

実効中性子放出数

Resolved region……M. L. YEATER, *et al*¹⁶⁾

Unresolved region…T. C. HOPKINS, *et al*¹⁷⁾
S. YIFTAH のそれぞれの α, ν
値から計算

○²³³Pa

吸収, 分裂断面積

Resolved } (共鳴パラメーター)
Unresolved } ……F. B. SIMPSON¹⁸⁾

積分側定値……T. A. EASTWOOD and
R. D. WERNER¹⁹⁾

これらの数値の詳細や、共鳴積分値の結果については Appendix で説明されているが、上記の核種の共鳴積分の値を算出し、実験値と比較して共鳴積分の計算方法と使用共鳴パラメーターの正否の検討をおこなった。群定数計算で考慮された事柄は、まず吸収、分裂各断面積に関しては Doppler 効果と shielding 効果が取入れられており、²³³U の共鳴積分に関しては 1eV 以下の断面積に 1eV 以上の共鳴のすその効果ははいらないように補正がなされている。

各核種の熱中性子断面積に関しては直接断面積曲線を読取り、その値が使用されている。²³³U、²³⁵U 等はこのようなして 50 群の群定数が作成された。結果を Appendix に与えておく（この結果は GA で使用されたものと同じである²⁰⁾）。²³²Th、²³⁴U、²³⁶U、²³³Pa、黒鉛の熱中性子吸収断面積は $1/v$ 法則に従うとした。その規格化は 2200 m/sec のところでおこなっている。黒鉛の吸収断面積についてはいろいろと問題にされてきたが、最近 GA での解析では吸収断面積として $\sigma_a = 4.03$ mb と取るのが妥当と報告されている。GA での解析の基礎になっている資料は GA でおこなわれた pulsed neutron による黒鉛の散乱断面積の測定データ²¹⁾と S. LLOYD²²⁾ の実験した L^2 の測定値から定めた結果である。使用する黒鉛によってこの値は変ると考えられる。今回の設計計算は吸収断面積として 3.8 mb を採用した。

3.2 中性子スペクトルならびに実効断面積

中性子スペクトルの検討にはまず熱中性子スペクトルがある。熱中性子スペクトルに関しては 2 つの大きな問題がある。その 1 つは中性子と減速材との間の散乱機構であり、いま 1 つは中性子輸送に関する問題である。中性子と減速材との散乱機構はまず黒鉛は層状結晶体であって、散乱に結晶効果が現われて、結晶効果のために中性子は減速されにくくなっている。そのために吸収や漏洩のある系では一層中性子スペクトルの硬化が大きくなってくる。結晶の効果はまた体系の温度によっても強く影響される。黒鉛のデバイ温度は層面内振動に対して 2500°K、層面に垂直な振動に対して 1200°K²³⁾ といわれているが、最近の GA での一連の実験ならびに計算では、体系温度が 800°K 程度のところで、スペクトルの実験値と自由ガスモデルでの計算値の開きはそれほど大きくはなく、体系温度が 1200°K にもなると結晶効果を取入れた計算と、自由ガスモデルでの計算結果とほとんど一致している²⁴⁾。GA では自由ガスモデルの外に結晶効果を取入れた計算もおこなわれているが、実験との結果はよく合っている。GA で採用された格子振動分布のモデルは、YOSHIMORI-KITANO²⁵⁾ の結果が用いられており、このモデルそのものは結晶内の炭素原子の振動に bending force, shearing force を取入れられ、KRUMHANSL BROOK²⁶⁾ や G. BALDOCK²⁶⁾, ROSENSTOCK²⁷⁾, NAGAMIYA-KOMATU²⁸⁾ らのモデルを総合したもので、黒鉛結晶の比熱の説明も十分になされたと報告されている。この振動数分布関数は直接中性子散乱にも関係し、エネルギー transfer を与える散乱断面積内にもろにはいつてくる因子である*。

結晶効果の影響は体系温度が低い場合に大いに問題となるが、体系温度が上がるにしたがって、この効果は軽減される。前述したように 1200°K にもなるとほとんど自由原子による散乱でよいという結果がでてるので²⁴⁾ 平均質高温ガス炉の熱中性子スペクトルの計算には自由原子による散乱モデルを用いることにした。熱中性子スペクトルに自由ガスモデルを用いるか、結晶効果を取入れたモデルを用いるかの直接の影響は実効断面積の温度係数に対しては大きいものと考えられるが、実効断面積そのものに対しては割合小さ

* 散乱核を Phonon 展開したとき、one-Phonon 散乱核には直接この振動数分布関数が現われて、two-Phonon 以上では他の関数との 1 次、2 次、……の convolution の形ではいつてくる。

いと考えてさしつかえない。

他の1つの問題としては中性子スペクトルの空間変化の問題がある。空間変化の問題は中性子輸送からくる事柄ばかりではなく、散乱機構にも関係し、また体系の温度や吸収の強さにも関係するので、非常に複雑であるが、原子炉の設計で直接問題となるのは次に述べる事柄である。すなわち、炉心平均温度が1200°K、反射体平均温度が700°Kのような温度に関して、2領域的な原子炉では、反射体からの cold neutron が炉心内に逆流することになり、炉心内の反射体に近い領域の平均中性子温度は低くなって、²³⁵U の反応率はここでふえることになるが*、同様に ¹³⁵Xe についても、もしこの領域の温度が0.09 eV に対応する温度に比べて小さいならば、その吸収の割合は温度上昇に対して正になり、また大きいならば負になる。このようにこの領域での反応率が中性子スペクトルや温度に大きく影響されるので、出力の計算や温度係数にはこの効果を取入れられねばならないであろう。そのためには温度からくる2領域性を加味し、すなわち、炉心を温度の異なる2つの体系に別け、反射体も温度の異なる2つの体系に別け、都合4つの領域と見て臨界計算をおこなうか、それとも、熱中性子束の空間変化を厳密に解くかの方法でもってこの問題を処理する必要がある。今度の設計計算では上に述べた取扱いはなされていない。炉心は平均1200°Kと仮定されており、反射体温度は、上部反射体1050°K、下部反射体700°K、側面反射体700°Kとして臨界計算が進められている。互に温度が異なる散乱媒質が接している場合の中性子束の温度変化に関しては KOTWITZ²⁰⁾ が重い単原子ガス理論の下に解析しており、温度が T_1 から T_2 になるために要する実効距離 l として

$$lg = \lambda_0 \log \frac{1}{(1-m/2)} \quad (\text{ガスモデルの場合}) \quad (1)$$

m = 実効温度差 ($T_1 - T_2$)

が与えられている。これに結晶効果が加わると、 l として $2lg$ 程度と考えればよいと報告されている²¹⁾。

もし、4領域計算をおこなう場合にはこの距離 l が境界層の厚さを定める目安となるであろう。

さて熱中性子スペクトルならびに実効断面積に関する一般的注意事項としての説明はこれまでとして、次に実際に使用された方法について簡単にふれておく。エネルギー群は前述したように0~2.0 eV エネルギー

一区間を50区間に別けている。使用された散乱モデルは自由ガスモデルである。計算範囲は2.0 eV までとなっているが、実際の熱エネルギー群は1.0 eV までと考えている。実際の計算の方法や使用定数の具体的な事柄については Appendix に説明されている。速中性子スペクトルに関しては、従来からよく使用されてきている Greuling-Geotzel の近似を用い54群計算がおこなわれた。中性子束の結果からわかるように、速中性子束は熱中性子束ほどの複雑な空間変化性はなく、したがって、UGMG-code で用いられている Fourier 変換には問題はないであろう。速中性子スペクトル計算ならびに群定数で考慮されている事柄には、共鳴吸収の計算に際して Doppler 効果が取入れられていることや shielding 効果が取入れられていることや、また、非弾性散乱も起りうるとして取扱われている。計算方法の詳細については Appendix に説明されている。第1群は分裂中性子スペクトルの影響があるところで、第2群は共鳴レベルの非分離エネルギー領域、第3群は共鳴レベルの分離されたエネルギー領域となっている。その領域のエネルギーの上限、下限は TABLE 1 に与えるとおりでである。

TABLE 1 Group-energy identification

Group	Upper energy	Lower energy
1	10 MeV	111.09 keV
2	111.09 keV	101 eV
3	101 eV	1.0 eV
4	1.0 eV	0 eV

3.3 臨界計算、中性子束分布、余剰反応度、出力分布、燃料内の中性子束の微細構造

まず臨界計算について説明する前に、この原子炉の概略の配置ならびに各部分の黒鉛の平均密度について説明しておこう。Fig. 1 に示すように炉心、上部、下部、側面反射体は次の構成を持っている。

○炉心		
黒鉛比重	$\rho = 1.83 \text{ g/cm}^3$	1300 ϕ × 1500
Void	13%	
黒鉛平均密度	$\bar{\rho} = 1.593 \text{ g/cm}^3$	
○上部反射体	$\bar{\rho} = 1.416 \text{ g/cm}^3$	1300 ϕ × 700
Top block	$\rho = 1.75 \text{ g/cm}^3$	1300 ϕ × 180
Void	20%	
	$\bar{\rho} = 1.4 \text{ g/cm}^3$	
空隙	$\bar{\rho} = 0$	1300 ϕ × 20
Upper reflector	$\rho = 1.7 \text{ g/cm}^3$	1300 ϕ × 500
Void	13%	

* ²³⁵U の吸収、分裂の各実効断面積は温度が低くなれば $1/v$ からのずれが小さくなる。²³⁵U は $1/v$ 変化に対して負の変化を示す。これに反して ²³⁸U は $1/v$ 変化に対して正の温度変化を示す。

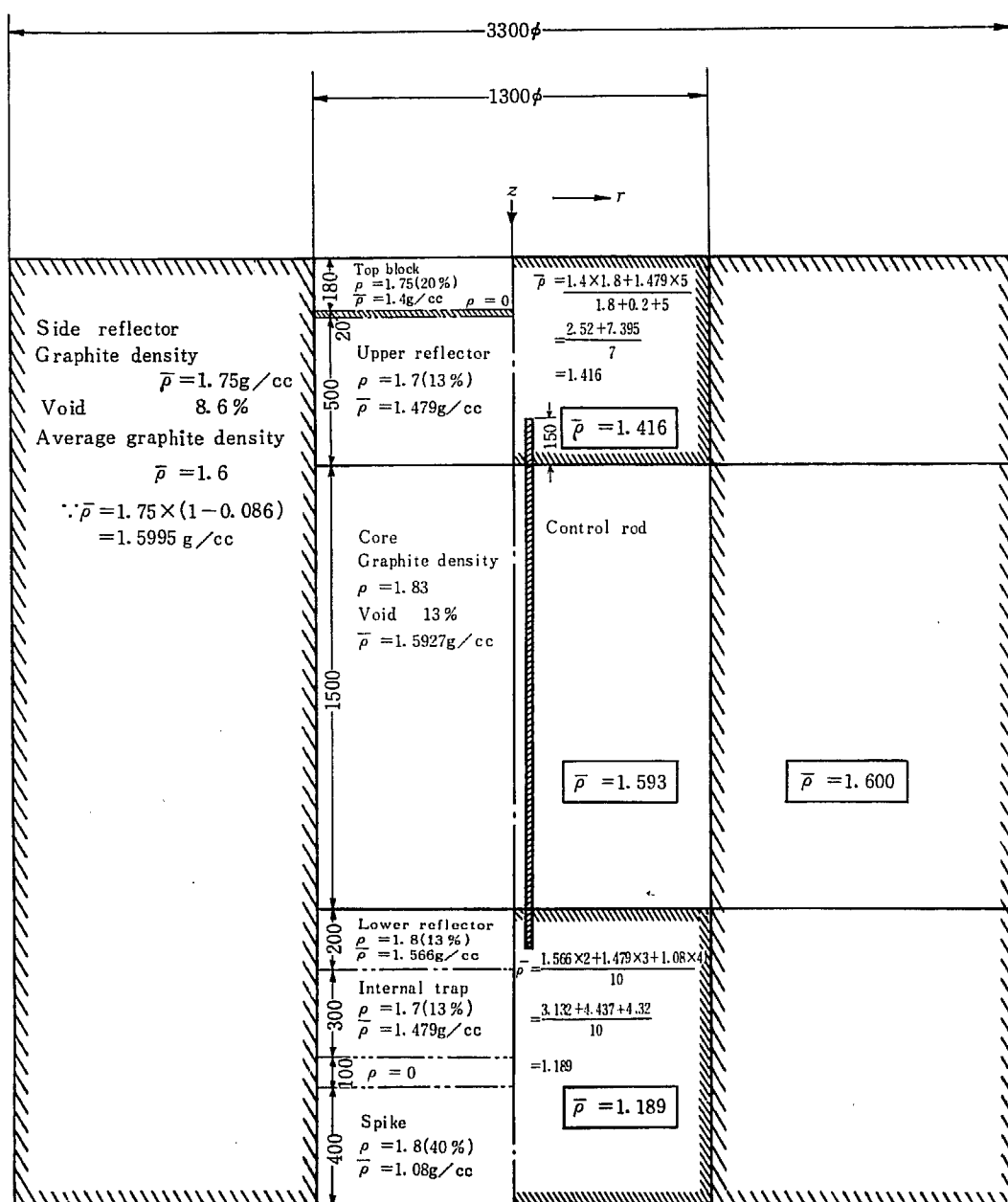


Fig. 1 SHR-graphite density of core and reflector

○下部反射体	$\bar{\rho} = 1.479 \text{ g/cm}^3$	$\rho = 1.8 \text{ g/cm}^3$	1300 ϕ × 1000	○側面反射体	$\bar{\rho} = 1.60 \text{ g/cm}^3$	内径 1300
Lower reflector	$\rho = 1.8 \text{ g/cm}^3$	$\rho = 1.75 \text{ g/cm}^3$	1300 ϕ × 200	Void	8.6%	外径 3300
Void	13%					高さ 3200
Internal trap	$\bar{\rho} = 1.566 \text{ g/cm}^3$			かつ、動作状態では各部の温度は次のように想定されている。		
Void	$\rho = 1.7 \text{ g/cm}^3$	$\rho = 1.479 \text{ g/cm}^3$	1300 ϕ × 300	始状態………炉	心………	300°K
Void	$\bar{\rho} = 1.479 \text{ g/cm}^3$				上部反射体………	300°K
Void	$\bar{\rho} = 0$		1300 ϕ × 100		下部反射体………	300°K
スパイク部	$\rho = 1.08 \text{ g/cm}^3$		1300 ϕ × 400	動作状態………炉	心………	1200°K
Void	40%				上部反射体………	1050°K
	$\bar{\rho} = 1.8 \text{ g/cm}^3$				下部反射体………	700°K

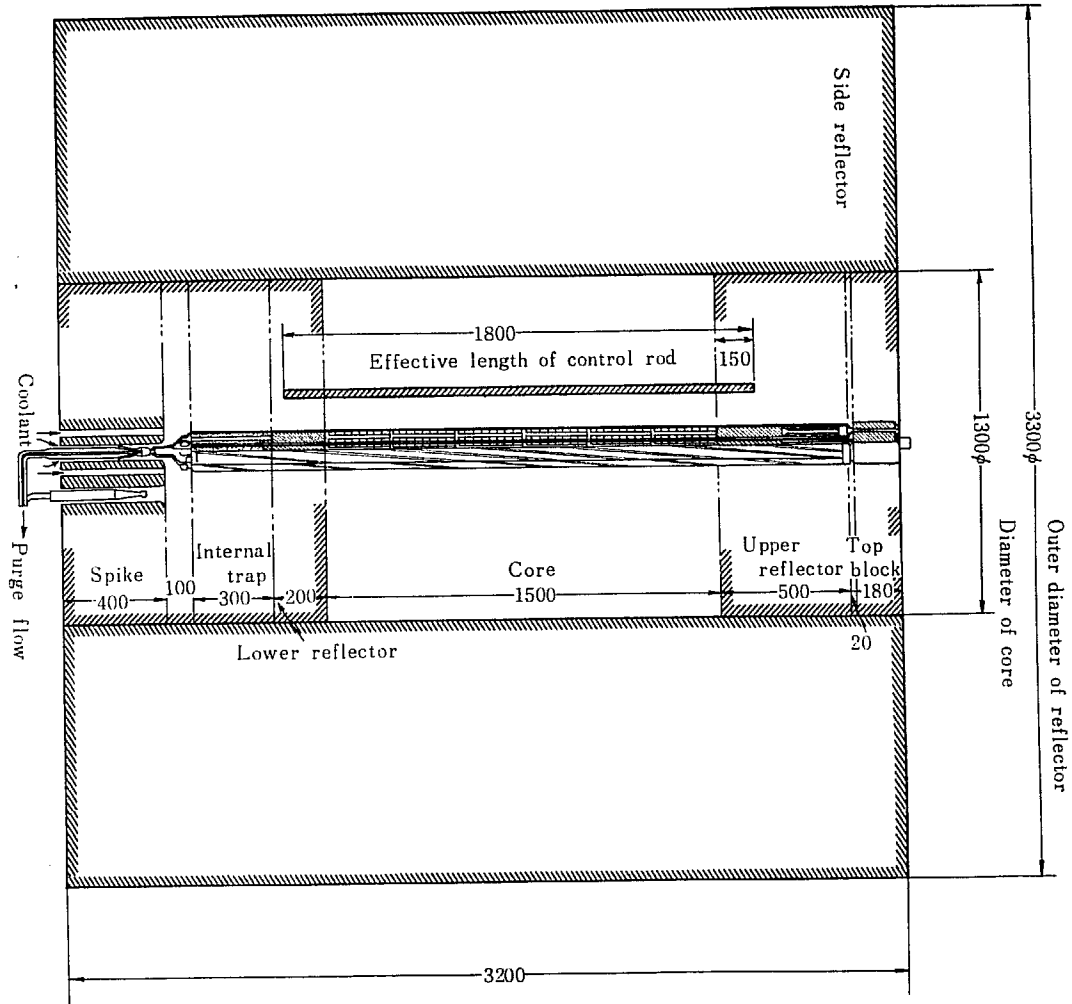


Fig. 2 The structure of the fuel assembly of SHR

側面反射体…………… 700°K

Fig. 1 には臨界計算のために採用された mesh が示されているが、 r 軸方向は 34 分割、 z 軸方向は 64 分割となっていて 1 mesh 幅は 5.0 cm となっている。

ただし、計算の都合上、 r 軸の mesh 0 と 1 の間隔は 0.5 cm となっている。はじめに検討された事柄は半均質高温ガス冷却炉の燃料要素内の熱中性子束の微細構造である。検討された燃料要素の寸法や、組成は次のものが選ばれた。

燃料棒寸法

- しん棒の半径…………… $r_1=1.1$ cm
- 燃料部分の内径…………… $r_1=1.1$ cm
- 外径…………… $r_2=1.7$ cm
- 燃料さや外半径…………… $r_3=2.55$ cm

各部分の黒鉛密度

- しん棒部分…………… $\rho_1=1.75$ g/cm³
- 燃料部分…………… $\rho_2=1.95$ g/cm³
- 黒鉛さや部分…………… $\rho_3=1.75$ g/cm³

中性子束の微細構造の分布計算は 1 群計算 (第 4 群

相当)でなされた。計算方法は J. W. WEIL の円筒形状に対する P_3 近似のコードを使用した³²⁾。計算結果によると $N_c/N_{c,300K} = 2000$ の場合でも温度が 300°K, 1200°K 両方に対して、しん棒内の平均中性子束に対する燃料内の平均中性子束の比 $d_1 = \bar{\phi}_1/\bar{\phi}_2$ 、ならびに黒鉛さや内平均中性子束と燃料内の平均中性子束比 $d_2 = \bar{\phi}_3/\bar{\phi}_2$ をみると、 d_1 と d_2 はそれぞれ TABLE 2 に示すような値になっており、disadvantage factor d_1 , d_2 はほとんど 1 に近く、不均一性はほとんどない状態である。Fig. 4 には熱中性子束の分布を示しているが、温度が低い場合の方が中性子束の降下が大きい。このことは温度の上昇とともに平均吸収断面積が低下し、吸収率は低下することによるためである。いずれ

TABLE 2 Thermal neutron disadvantage factor of SHR-fuel

	300°K	1200°K
d_1	1.0005	0.9993
d_2	1.0079	1.0050

TABLE 3 Group constants of the SHR-burn up reactor for core and reflector

Group	N_C/N_U	$D(\text{cm})$	$\Sigma_a(\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_f(\text{cm}^{-1})$	$\nu\Sigma_f(\text{cm}^{-1})$	χ	$\Sigma_R(\text{cm}^{-1})$	ηf	f	f^C	P_T	$\tau(\text{cm}^2)$
1	2000	1.6108	0.00007914	0.00005596	0.0001455	0.9839	0.01444	1.8385	0.8040	0.1458	0.9946	110.91
	4000	1.6196	0.00004529	0.00002797	0.0000727	0.9839	0.01436	1.6061	0.7024	0.2539	0.9968	112.45
	6000	1.6225	0.00003401	0.00001865	0.0000485	0.9839	0.01433	1.4262	0.6235	0.3377	0.9976	112.97
	8000	1.6239	0.00002837	0.00001399	0.0000364	0.9839	0.01431	1.2824	0.5606	0.4046	0.9980	113.23
2	2000	0.9402	0.00156800	0.0003054	0.0007508	0.0161	0.00711	0.4788	0.2792	0.0036	0.8193	108.33
	4000	0.9441	0.00071720	0.0001560	0.0003836	0.0161	0.00778	0.5348	0.3119	0.0083	0.9156	111.14
	6000	0.9454	0.00047040	0.0001047	0.0002573	0.0161	0.00797	0.5469	0.3191	0.0128	0.9442	112.04
	8000	0.9461	0.00035120	0.0000788	0.0001936	0.0161	0.00806	0.5513	0.3216	0.0173	0.9582	112.49
3	2000	0.9329	0.00505900	0.0022100	0.0054330	0.0000	0.01110	1.0739	0.6862	0.0097	0.6869	57.73
	4000	0.9365	0.00296700	0.0010080	0.0024780	0.0000	0.01193	0.8352	0.5381	0.0167	0.8008	62.87
	6000	0.9378	0.00238100	0.0006533	0.0016060	0.0000	0.01220	0.6745	0.4356	0.0209	0.8680	64.29
	8000	0.9380	0.00163400	0.0004846	0.0011910	0.0000	0.01246	0.7288	0.4718	0.0306	0.8841	66.54
4	2000	0.8740	0.01374000	0.0108500	0.0263700			1.9199	0.9323	0.0113		63.61
	4000	0.8923	0.00864900	0.0067890	0.0164900			1.9074	0.9238	0.0219		103.17
	6000	0.8968	0.00642800	0.0050010	0.0121500			1.8903	0.9146	0.0321		139.51
	8000	0.9041	0.00514900	0.0039670	0.0096400			1.8722	0.9054	0.0422		175.58

$N_{Th}/N_U=5$ $T_m=300^\circ\text{K}$

Group	N_C/N_U	$D(\text{cm})$	$\Sigma_a(\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_f(\text{cm}^{-1})$	$\nu\Sigma_f(\text{cm}^{-1})$	χ	$\Sigma_R(\text{cm}^{-1})$	ηf	f	f^C	P_T	$\tau(\text{cm}^2)$
1	2000	1.6108	0.00007910	0.0000559	0.0001455	0.9839	0.01444	1.8384	0.8040	0.1458	0.9946	110.91
	4000	1.6196	0.00004530	0.0000279	0.0000727	0.9839	0.01436	1.6062	0.7024	0.2538	0.9969	111.18
	6000	1.6225	0.00003400	0.0000186	0.0000485	0.9839	0.01433	1.4261	0.6235	0.3377	0.9976	112.97
	8000	1.6239	0.00002840	0.0000139	0.0000364	0.9839	0.01431	1.2822	0.5607	0.4046	0.9980	113.23
2	2000	0.9401	0.00139400	0.0003065	0.0007535	0.0161	0.00726	0.5404	0.3149	0.0041	0.8389	108.57
	4000	0.9440	0.00068800	0.0001561	0.0003838	0.0161	0.00780	0.5575	0.3251	0.0087	0.9189	111.18
	6000	0.9454	0.00045800	0.0001047	0.0002574	0.0161	0.00798	0.5609	0.3272	0.0132	0.9456	112.06
	8000	0.9461	0.00034500	0.0000788	0.0001937	0.0161	0.00806	0.5615	0.3276	0.0176	0.9589	112.50
3	2000	0.9336	0.00597700	0.0020360	0.0050030	0.0000	0.01083	0.8371	0.5362	0.0081	0.6442	55.57
	4000	0.9367	0.00325300	0.0009710	0.0023890	0.0000	0.01187	0.7344	0.4739	0.0152	0.7848	61.95
	6000	0.9375	0.00202700	0.0006410	0.0015740	0.0000	0.01231	0.7768	0.5025	0.0246	0.8586	65.41
	8000	0.9379	0.00148600	0.0004780	0.0011750	0.0000	0.01251	0.7908	0.5120	0.0337	0.8938	67.03
4	2000	0.8835	0.00957800	0.0074640	0.0181300			1.8944	0.9300	0.0117		92.24
	4000	0.9001	0.00530500	0.0049050	0.0099510			1.8756	0.9204	0.0228		169.67
	6000	0.9064	0.00370500	0.0028250	0.0068650			1.8556	0.9105	0.0337		244.64
	8000	0.9099	0.00272900	0.0021700	0.0052730			1.9312	0.9476	0.0465		333.42

$N_{Th}/N_U=5$ $T_m=1200^\circ\text{K}$

Reflector constants

Reflector	Density (g/cm ³)	Temperature (°K)	Group	$D(\text{cm})$	$\Sigma_a(\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_f(\text{cm}^{-1})$	$\nu\Sigma_f(\text{cm}^{-1})$	χ	$\Sigma_R(\text{cm}^{-1})$	$\tau(\text{cm}^2)$
Upper-reflector	1.416	1050	1	1.8321	0.00001019	0.0	0.0	0.0	0.01433	144.29
			2	1.0666	0.00000550	0.0	0.0	0.0	0.00836	164.48
			3	1.0569	0.00004958	0.0	0.0	0.0	0.01312	90.06
			4	0.9765	0.00016700	0.0	0.0	0.0		5847.30
Lower-reflector	1.189	700	1	2.1816	0.00000855	0.0	0.0	0.0	0.01065	204.63
			2	1.2694	0.00000462	0.0	0.0	0.0	0.00621	233.26
			3	1.2585	0.00003775	0.0	0.0	0.0	0.00975	128.53
			4	1.1629	0.00017120	0.0	0.0	0.0		6792.00
Side-reflector	1.6	700	1	1.6213	0.00001151	0.0	0.0	0.0	0.01433	113.02
			2	0.9439	0.00000622	0.0	0.0	0.0	0.00836	128.83
			3	0.9353	0.00005080	0.0	0.0	0.0	0.01312	70.99
			4	0.8642	0.00023040	0.0	0.0	0.0		3750.86
		800	1	1.6213	0.00001151	0.0	0.0	0.0	0.01433	113.02
			2	0.9439	0.00000622	0.0	0.0	0.0	0.00836	128.83
			3	0.9353	0.00005080	0.0	0.0	0.0	0.01312	70.99
			4	0.8642	0.00021550	0.0	0.0	0.0		4010.20
		900	1	1.6213	0.00001151	0.0	0.0	0.0	0.01433	113.02
			2	0.9439	0.00000622	0.0	0.0	0.0	0.00836	128.83
			3	0.9353	0.00005080	0.0	0.0	0.0	0.01312	70.99
			4	0.8642	0.00020320	0.0	0.0	0.0		252.95
1000	1	1.6213	0.00001151	0.0	0.0	0.0	0.01433	113.02		
	2	0.9439	0.00000622	0.0	0.0	0.0	0.00836	128.83		
	3	0.9353	0.00005080	0.0	0.0	0.0	0.01312	70.99		
	4	0.8642	0.00019270	0.0	0.0	0.0		448.69		

にしても disadvantage factor d_1, d_2 は 1 に非常に近い値で平均質燃料は核的にはほとんど均一燃料であると考えてよい。熱中性子束の微細構造がこのようであるから、速中性子微細構造はいっそう均一性に近いと

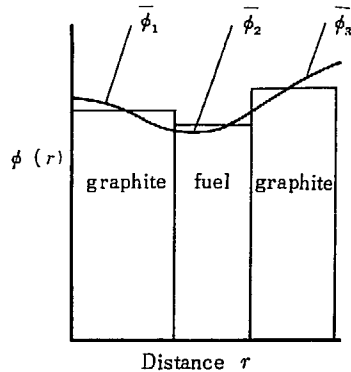


Fig. 3 Average flux in fuel element

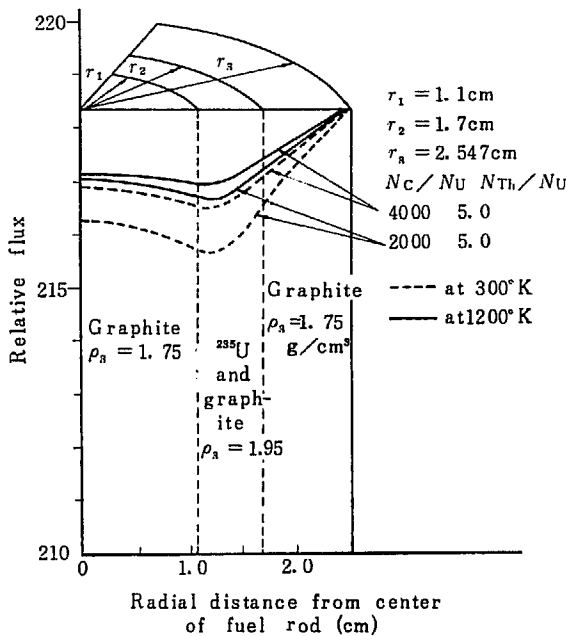


Fig. 4 Neutron flux distribution in the fuel of SHR

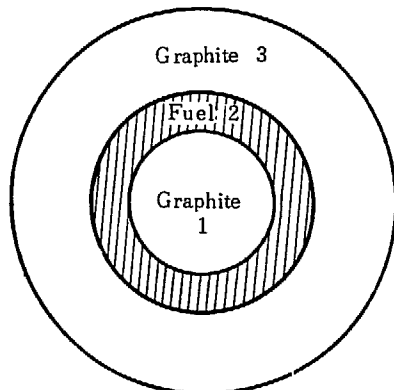


Fig. 5 The sectional diagram of the SHR fuel

考えられる。平均質炉の熱中性子、速中性子平均断面積ならびに群定数計算には均一モデルを用いて計算がおこなわれた。群定数については 300°K~1200°K にわたって計算されている。計算方法は前節で説明されている。また、結果は TABLE 3 に与えられている。

まず無限増倍率をみると、 $N_{235Th}/N_{235U}=5.0$, $T=300°K$, $Nc/N_{235U}=2000\sim8000$ に対して $k_{\infty}=1.4447\sim1.6892$, $T=1200°K$ に対しては $k_{\infty}=1.363\sim1.680$ に変化している。この結果からみると、温度変化による無限増倍率の変化は $\delta k_{\infty}=0.0815$ ($Nc/N_{235Th}=2000$ の場合) となって、かなり大きな値である。臨界計算は PDQ-code を用いておこなわれたが、速中性子群は 3 群、熱中性子群は 1 群で合計 4 群計算となっている。 $Nc/N_{235U}=2000$, $N_{Th}/N_{235U}=5.0$ の場合での余剰反応度は TABLE 5 に示す値である。

TABLE 4 Infinite multiplication factor

Temperature (°K)	Nc/Nu	k_1	k_2	k_3	k_4	k_{∞}
300	2000	0.0099	0.08605	0.2739	1.0748	1.4447
	4000	0.0051	0.04499	0.1518	1.3941	1.5960
	6000	0.0034	0.03044	0.1037	1.4897	1.6273
	8000	0.0026	0.02300	0.0808	1.5829	1.6892
1200	2000	0.0099	0.08659	0.2485	1.0182	1.3632
	4000	0.0050	0.04507	0.1448	1.3484	1.5432
	6000	0.0034	0.03044	0.1036	1.5029	1.6404
	8000	0.0026	0.02303	0.0803	1.6518	1.7576

Note 1 k_i : Infinite multiplication factor for i -group

Note 2 $N_{Th}/N_U=5.0$

TABLE 5 Effective multiplication factor

Temperature (°K)	k_{eff}
300	1.2216
1200	1.1608

Note: $Nc/N_{235U}=2,000$; $N_{Th}/N_{235U}=5.0$

実効増倍率の温度変化は $\delta k_{eff}=0.0608$ となっており、先に述べた無限増倍率の温度変化 $\delta k=0.0815$ よりさらに 0.0203 の減少をみているが、この減少は反射体によって低速中性子が炉心内へはね返されるものと炉外へ出てゆくものがあるが、後者が大きいのである。実効増倍率の温度による変化は上述の値 $\delta k_{eff}=0.0608$ となっているが DRAGON 炉でもだいたいこのような値になっている。温度変化による実効増倍率の変化値が同程度になる理由は炉心内燃料組成、ならびに親物質の組成がこの 2 つの炉においてだいたい似た値が取られているためである。

次に中性子束分布の計算結果について説明しよう。計算は $Nc/N_{235U}=2000$, $N_{235Th}/N_{235U}=5, 7$, 状態

温度 300°K, 1200°K についておこなわれた。その結果を Appendix に示しておく。炉出力を 31 MWt とした場合、炉内各部の平均中性子束ならびに炉心内最大中性子束は「1 概要」でかかげた値になっている。 $N_{Th}/N_U=5$ の場合と 7 の場合では中性子束にはそれほどの変化はないが、 $N_{Th}/N_U=7$ の場合のほうが中性子束は若干高くなっている。これは Th がそれだけ多く挿入されれば、中性子は Th に吸収されることになって、分裂に関与しない結果となるためである。炉心平均熱中性子束は $Nc/N_{235U}=2000$, $N_{Th}/N_{235U}=5.0$ で、 $\bar{\phi}=5.15 \times 10^{13}$ n/cm²·sec で、また、炉心内最大熱中性子束は炉心-反射体境界のところであって mesh point (14, 29) のところで、中性子束は 8×10^{13} n/cm²·sec である。熱中性子束の最大値は反射体内部のところであって、反射体境界層より反射体側へ約 15 cm はいったところで最大値 $\phi_{max}=1.07 \times 10^{14}$ n/cm²·sec となっている。DRAGON 炉の炉心内平均中性子束は $\bar{\phi}=4.5 \times 10^{13}$ n/cm²·sec で半均質高温ガス冷却炉、炉心内平均熱中性子束と近い値になっている (DRAGON 炉は 20 MWt である)。

さて、次に出力分布の説明に移ろう。半均質高温ガス冷却炉の出力分布を Fig. 6 に示されている。最も出力の高いところは $z=0$ 面内 (ただし、炉心中心を $r=0$, $z=0$ としたとき)、 $r=65$ cm のところであっ

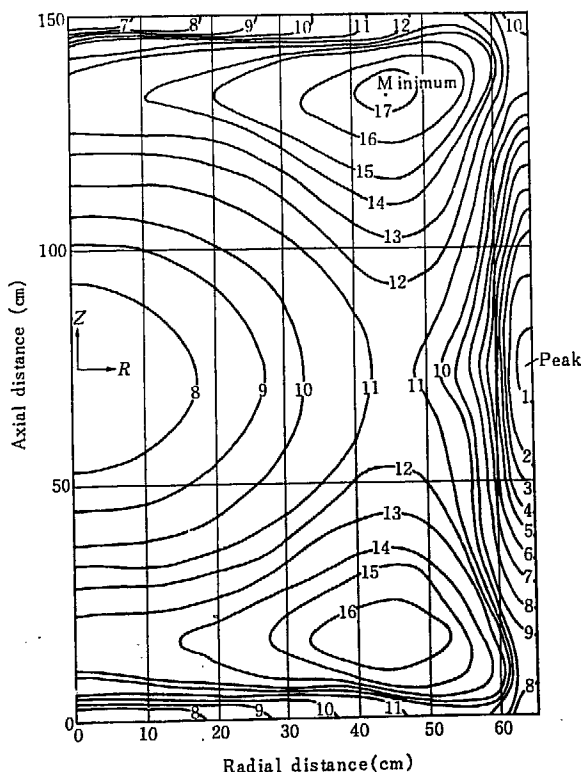


Fig. 6 SHR power distribution RZ POQ calculation

て最大出力対平均出力比 $P_{max}/P_{av}=1.41$ である。最低出力は $r=45$ cm, $z=60\sim 65$ cm (ただし、炉心中心から測って) のところで最低出力対平均出力比 $P_{min}/P_{av}=0.8$ である。炉心中心出力対平均出力比 $P_{cen}/P_{av} \approx 1.16$ となっている。最大出力は炉心外周辺に現われているが、実際には炉心内に制御棒がはいっており、このような場合には中性子束の分布は空間的に相当複雑な変化をしていると考えられる。スペクトルのところで説明したことであるが、出力分布は熱中性子束計算を 1 群ではなく 2 群程度に考え、炉心-反射体の境界層の温度勾配も考慮して計算すれば、若干変化するであろう。しかし、いずれにしても出力の最大値は炉心外周辺にある。出力の peaking を押さえるためには制御棒の配置や、炉心外周辺の燃料組成を変えることが考えられるが、GA の最近の報告はこのようにして炉心を 2 領域にする考えが出ている³³⁾。これは出力平坦化をおこなおうとする計らいである。半均質高温ガス冷却炉の今後の検討事項としては上述の炉心-反射体間の温度勾配の出力への影響や、後に述べる燃焼度計算に制御棒の配置、引抜きを考慮した上での中性子束の平坦化の問題や、また炉心を 2 領域にする考え等の検討が必要になって来るものと思われる。

また、今回想定された実験炉としては、その燃料の燃焼寿命を 30 カ月とすれば実効余剰増倍率 $\delta k_{eff} \approx 0.06$ 程度でよく、 $Nc/N_{235U}=2000$; $N_{Th}/N_{235U}=5.0$ の下では燃焼に用いられる実効増倍率 $\delta k_{eff} \approx 0.115$ で余剰反応度を下げるように工夫する必要がある。

そのためには ²³²Th を今の量よりも多く装填するようにすればよい (ただし、このようにすれば反応度の温度変化は増加することになる)。可燃性毒物によって反応度を下げ、同時に出力の平坦化の方法もあるが、これについては「4 核設計上からみた今後の問題点」で説明することにする。

3.4 温度係数について

温度係数の取扱いに対しては従来 prompt-temperature coeff (あるいは fuel temperature coeff) と moderator temperature coeff (あるいは thermal base temperature coeff) に別けて考えられているが、これは主に不均一型燃料の場合に、すなわち、燃料と減速材とが分離されている系に対しての考えである。半均質燃料のように核的にはほとんど均一体系の場合には燃料と減速材とはほとんど共存状態であって、このような場合には核分裂に際して燃料と減速材とがほとんど

同時に温度上昇を起すと考えられるから、prompt-temperature coeff としては、fuel を含めたまわりの減速材温度の上昇も考慮したものを考えなければならない。その意味では、prompt-temperature coeff は fuel temperature coeff と呼んだ方がよい。これに対して moderator temperature coeff は thermal base temperature coeff と呼んだ方がよい。Fuel temperature coeff と thermal base temperature coeff の最も大きい相異は、前者にあっては温度変化による吸収物質の Doppler 効果による核断面積の変化であり、後者にあっては温度変化による熱中性子スペクトルの変化から実効断面積変化に由来するものであって、換言すれば前者にあっては吸収物質が持っている intrinsic なものの変化からくる変化であり、後者は系全体の変化から、すなわち、積分的なものの変化からくる変化である。したがって前者は温度変化に対しては即発的であり、後者は遅発的である。この考え方は平均型燃料の場合でもあてはまる。

たとえば、炉心構成が Fig. 2 で示された燃料から成立しているとした場合、熱発生はほとんど燃料要素の内であるが（全熱発生約 87.3%）、燃料要素内では黒鉛は ^{235}U や ^{232}Th と同時に温度上昇を起している。しかし、この燃料要素が温度上昇を起すにはかなりの時間を要する。出力が2倍になったとき、冷却能力がないとして、pellet の温度が 1100°C から 1700°C までに上昇するに要する時間は 40 sec 以上と考えられる。この時間と中性子の減速、拡散平均時間、 $t = 0.22 \times 10^{-3}$ sec とを比べると前者ははるかに大きい。したがって、thermal base temperature coeff は delayed temperature coeff と考えてよい。

平均質炉の fuel temperature coeff はほとんど ^{232}Th によるもので、その値は 1200°K では $-1.74 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$ である (Fig. 7)。Fuel temperature coeff は燃料破損予想温度 $2500 \sim 3000^\circ\text{K}$ のところででも負であって、

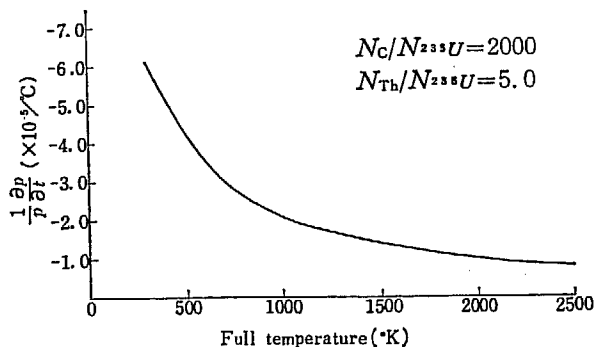


Fig. 7 Prompt temperature coefficient (due to the Th resonance)

$-0.81 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$ の値をもっている。 ^{235}U の共鳴断面積の温度効果に対しては、燃料組成が $N_{\text{C}}/N_{^{235}\text{U}} = 2,000$ で、黒鉛に対する ^{235}U 原子数比が高く ^{235}U 原子1箇当りのポテンシャル散乱断面積

$$\sigma_p = \sigma_s^c \frac{N_{\text{C}}}{N_{^{235}\text{U}}} = 4.8 \times 2000 = 9600$$

という非常に高い値で、また ^{235}U の共鳴の中心における断面積 σ_0 は ^{232}Th 共鳴に比べて小さい。そのため $\beta = \sigma_0/\sigma_p \ll 1$ であるので、 ^{235}U の Doppler 効果は非常に小さな値である。平均質炉の燃料温度係数は動作温度の全範囲にわたって負であるから核的には安全である。

参考のために DRAGON 炉と HTGR 炉の燃料温度係数を記しておこう。DRAGON 炉³⁴⁾ ($1,200^\circ\text{K}$) = $-0.75 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$ 、HTGR 炉 ($1,200^\circ\text{K}$)³⁴⁾ = $-1.8 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$ 、DRAGON 炉の温度係数はちょっと小さいように思うが、これについては NDA-215.9-1 (1961; Lester Goldstein) にも批判されており、HTGR 炉との開きについて追求する必要があると述べられている。平均質高温ガス炉の結果は HTGR 炉の結果に近い。その理由は使用された ^{232}Th の共鳴パラメータに同じ値が使用されているのではないかと思う。(HTGR 炉の Th-共鳴パラメータには S. DESJARDIN の値が使用されているらしい。)

Thermal base temperature coeff についてであるが、平均質高温ガス冷却炉のように非常に小型で、濃度の高い原子炉では、その結論を出すにはかなり詳細な計算がなされねばならない。その最も大きい原因は炉心が小型であるために炉心からの中性子漏洩が大きく、したがって熱中性子スペクトルが場所的に大いに変動していることと、高温度下であるために ^{135}Xe の吸収の温度変化が正か負かが場所的に異なることや、反射体から熱中性子（温度の低い）が炉心へ逆流してくる効果等で、それらの温度効果を検討しないかぎりにおいては結論は得られない。最近の GA での設計²¹⁾をみるとこのことが指摘されており、thermal base temperature coeff についても制御棒効果と同様に、炉内の位置や他の因子の存在の有無（たとえば制御棒等）を記述しないかぎり、一般的にその値はいくらであるということではできないといわれている²¹⁾。しかし、体系を理想的な系と限って、その様子を見る場合にはだいたいの予想がつかめる。この予想をつかむために、今回の設計、計算では、炉心温度を 300°K 、 600°K 、 900°K 、 1200°K にわたって実効断面積を各核種について計算し、それを温度を独立変数として3次

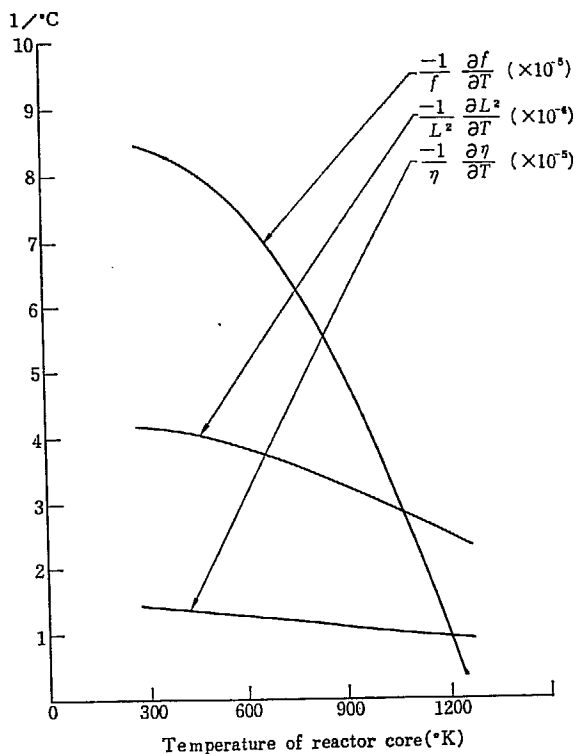


Fig. 8 Temperature coefficient of η, f, L^2

曲線で近似し微分法を用いて中性子利用率 f , ならびに実効 η の温度係数を計算した。結果は Fig. 8 に示してある。1200°K においての f , ならびに η の温度係数はそれぞれ負で

$$\frac{1}{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial T} \Big|_{1200^\circ\text{K}} = -0.933 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$$

$$\frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial T} \Big|_{1200^\circ\text{K}} = -0.879 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$$

で合わせて $-1.81 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$ となる。

この他に thermal base temperature coeff として反射体から炉心内へ逆流する中性子に対する温度係数があるが、これについては検討はされていない。HTGR 炉の thermal base temperature coeff が $-0.8 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$ であることを考えてみると、この温度係数は正で $1.0 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$ 以上になるのではないかと予想される。¹³⁵Xe, ¹⁴⁹Sm による温度効果はさらにこれに加算され、¹³⁵Xe の反応度への温度係数を $2 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}^{21)}$ (この値についてもいろいろと問題がある) とすると、thermal base temperature coeff は正になる可能性も考えられ、さらに詳細な計算が必要とされる。以上の事柄は炉運転初期の話であって、燃焼が進むに従って ²³³U が蓄積されてくれば、²³³U は温度上昇に対して正の反応度を与えるので、thermal base temperature coeff はいっそう正に近づく値になると考えられる。いずれにしても温度係数については次に述べる制御棒

効果と同様に詳しい計算をまっして、始めて明らかにされる問題である。さらに詳細設計を考える場合には特に次の事柄に留意して設計を進めた方が良いのではないかと考える。

(i) 中性子スペクトル計算は 1 次元空間変化性を取入れる。したがって、実効断面積に関しても今までのように炉心、反射体というような 2 つの領域ではなく、少なくとも炉心は 2 領域、反射体も 2 領域と考える。

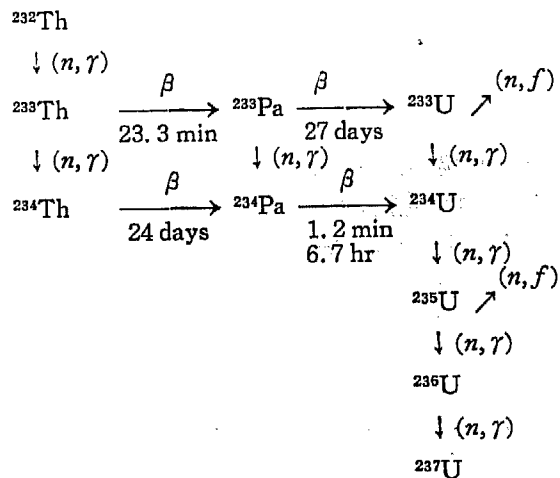
(ii) スペクトル計算ならびに実効断面積の計算が終れば、ただちに 1 次元臨界計算をおこない漏洩中性子の割合を調べる。この場合、熱中性子群を 1 群で考え、速中性子群数は 3 群でよいと思う。

(iii) 上述の漏洩率と実効断面積の温度変化を用いて温度係数の概算値を算出する*。

温度係数を 2 次元空間変化性を取入れて検討される前にぜひとも上述の手順をふんでおくのが良策ではないかと考えられる。

3.5 燃焼度計算

平均質燃料は ²³⁵U, ²³²Th, 黒鉛から成立っていて、燃焼が進むにつれて ²³²Th は ²³³U に転換される。²³²Th が ²³³U に変化してゆく様子は次の chain にしたがっておこなわれる。



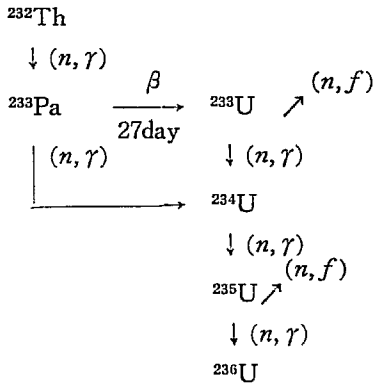
平衡状態で各核種の生成の割合 (初期の Th 原子数で割ったもの) を調べると、次のような値になる (ただし、この計算は熱中性子断面積に 2200 m/sec 値を用い、共鳴積分値には HALPERIN が与えている値を用い、熱中性子密度は全中性子密度の 95% として実

* この場合速中性子群定数については従来使用されてきている UGMG-code によって計算されてもそれほど大きい誤差とはならない。

効断面積を計算した).

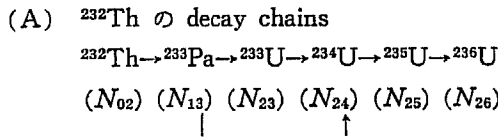
$\Sigma_{03}/\Sigma_{02}=3.06 \times 10^{-4}$	$N_{03}/N_{02}=9.18 \times 10^{-7}$
$\Sigma_{04}/\Sigma_{02}=1.91 \times 10^{-7}$	$N_{04}/N_{02}=7.90 \times 10^{-7}$
$\Sigma_{13}/\Sigma_{02}=5.41 \times 10^{-2}$	$N_{13}/N_{02}=2.37 \times 10^{-3}$
$\Sigma_{14}/\Sigma_{02}=2.78 \times 10^{-6}$	$N_{14}/N_{02}=4.09 \times 10^{-9}$
$\Sigma_{23}/\Sigma_{02}=0.937$	$N_{23}/N_{02}=1.03 \times 10^{-2}$
$\Sigma_{24}/\Sigma_{02}=0.870$	$N_{24}/N_{02}=4.32 \times 10^{-3}$
$\Sigma_{25}/\Sigma_{02}=0.870$	$N_{25}/N_{02}=8.99 \times 10^{-3}$
$\Sigma_{26}/\Sigma_{02}=0.7$	$N_{26}/N_{02}=1.34 \times 10^{-1}$

ここで、 $02 \rightarrow {}^{232}\text{Th}$; $03 \rightarrow {}^{233}\text{Th}$; $04 \rightarrow {}^{234}\text{Th}$; $13 \rightarrow {}^{233}\text{Pa}$; $14 \rightarrow {}^{234}\text{Pa}$; $23 \rightarrow {}^{233}\text{U}$; $24 \rightarrow {}^{234}\text{U}$; $25 \rightarrow {}^{235}\text{U}$; $26 \rightarrow {}^{236}\text{U}$ に対応している. 上の数字から明らかなように ${}^{233}\text{Th}$; ${}^{234}\text{Th}$; ${}^{234}\text{Pa}$ による吸収は ${}^{232}\text{Th}$ による吸収の $1/10^4$ 以下であるから*, これらの核種の反応度への寄与は無視されてよい. したがって, ${}^{232}\text{Th}$ -chain としては次のものを考えれば十分である.



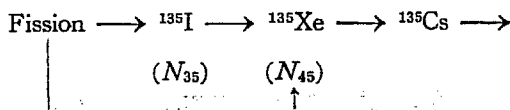
計算モデル

- (i) 中性子のエネルギー組分け数 (拡散理論) 2 群
- (ii) 任意の照射時間中, 原子炉出力を一定とする.
- (iii) 同位元素は次の 3 群に分けて考える.

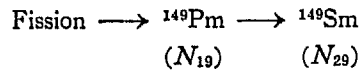


(B) 比較的短い時間内に saturate してしまう核分裂生成物において熱中性子に対して大きな吸収断面積をもつもの.

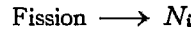
(1) Xe-chains



(2) Sm-chains



(3) Saturate するのに長い時間がかかる核分裂生成物において resonance integral の大きな値を持つもの.



考察された核種は TABLE 11 に与えられている.

(iv) 各中性子エネルギーに対応するバックリング B_i^2 は照射時間中不変とする.

(v) 温度は一定とする.

今回の概念設計はこの chain をとって計算を進めている. 計算方法は 2 群でおこなわれており, また, 空間変化性については取入れられておらず point-reactivity の方法で計算が進められている. しかし, スペクトル変化からくる実効断面積の変化については考慮が払われている. スペクトル変化を取入れる方法としては ${}^{235}\text{U}$, ${}^{236}\text{U}$, ${}^{233}\text{Pa}$, ${}^{234}\text{U}$ それぞれの吸収核の吸収断面積 (熱中性子吸収断面積; 速中性子吸収断面積ならびに分裂断面積) を $Nc/N_{{}^{235}\text{U}}$ 比の関数で表示し, また ${}^{232}\text{Th}$ の共鳴吸収断面積は $Nc/N_{{}^{232}\text{Th}}$ 比の関数として, また熱中性子吸収断面積に対しては $Nc/N_{{}^{235}\text{U}}$ 比の関数で表示し, 各 burn up-step で $Nc/N_{{}^{235}\text{U}}$, $Nc/N_{{}^{232}\text{Th}}$ 比を計算してそれを用いて実効断面積を計算し, 組成や, 余剰反応度を計算する仕組みになっている. 計算方法の具体的な事柄については Appendix に説明されているが, 実効増倍率については若干説明しておく事柄がある. 実効増倍率 k_{eff} は 2 群のモデルで計算されており, 次の式に従っている.

$$k_{\text{eff}} = \frac{(\eta f)_1(1-P)}{1+\tau B_1^2} + \frac{P(\eta f)_2}{(\tau B_1^2)(1+L^2 B_2^2)} \quad (2)$$

ただし,

$$P = \frac{\Sigma_r}{\Sigma_r + \Sigma_{a1}}; \tau = \frac{D}{\Sigma_{a1} + \Sigma_r}; L^2 = \frac{D}{\Sigma_{a2}} \quad (3)$$

B_1^2 = 速中性子群のバックリング

B_2^2 = 熱中性子群のバックリング

$$(\eta f)_i = \nu \frac{\Sigma_{fi}}{\Sigma_{ai}} \quad (4)$$

バックリングについては速中性子, 熱中性子群のバックリングを次のようにして定めている. まず前述された体系で 4 群 PDQ-code により中性子束を計算しその後炉心相当の熱中性子束は対するバックリングを算出する.

* 平均質高温ガス冷却炉の速中性子人口密度は 15~20% 程度であるので, 上に述べた核種のうち, 共鳴積分値の大きいものはその生成率は若干増える.

$$B^2 = \frac{-\int_{vc} \nabla^2 \phi dV}{\int_{vc} \phi dV} = \frac{-\int_{sc} \text{grad} \phi \cdot ds}{\int_{vc} \phi dV} \quad (5)$$

このバックリングと2群定数を用いて上式で k_{eff} が4群計算での値に等しくなるように速中性子束に対するバックリングを調整する。バックリングをこのように定めれば、後は各 burn up-step でバックリングは変わらないと近似して、組成変化からくる $(\eta f)_i$; P ; τ ; L^2 の変化だけを追求し、上式で k_{eff} を計算してゆく方法が採用された。この方法では initial の状態で実効増倍率は4群 PDQ-code による計算結果に規格化されているから、4群を2群に置換えたときに生ずる誤差は幾分緩和されていると考えてよい。ただ各 burn up-step でバックリングが変化しないとして取扱われている点についてはその当否についてまだよく検討はなされていない。もし炉心内での実効拡散距離 L が各 burn up-step で大きい変化をしない場合にはバックリングもそれほど変化しない。拡散距離 L を変える因子は炉内の吸収物質の蓄積、消滅であるが、吸収物質としては、 ^{233}U ; ^{235}U ; ^{233}Pa ; ^{232}Th ; ^{234}U ; ^{236}U 分裂生成物がある。このうち ^{235}U ; ^{232}Th による吸収は減少するが、そのかわり ^{233}U ; ^{233}Pa ; ^{234}U ; ^{236}U ; F.P. の蓄積が進むから実際には無次元 burn up 計算ではこの程度の近似でよい。

Runge-Kutta 法により組成に対する微分方程式を解き上式で反応度を計算し結果を Fig. 9 に与えておく。図から明らかなように、初期反応度が 13.8% のとき 30 カ月 burn up で余剰反応度として 4.5% がのこっていることになる。今度の設計では実効増倍率の余剰部分が $0.16 \delta k$ (動作温度の下で。ただし、Xe; Sm; Pa (平衡値) の吸収による損失は差引かれていない。Xe, Sm による実効増倍率の余剰部分は、 $\delta k_{\text{eff}} = 0.04$; Pa によるものは 0.005 とすると約 $0.115 \delta k$ の余剰があることになる。) となっており毒作用を

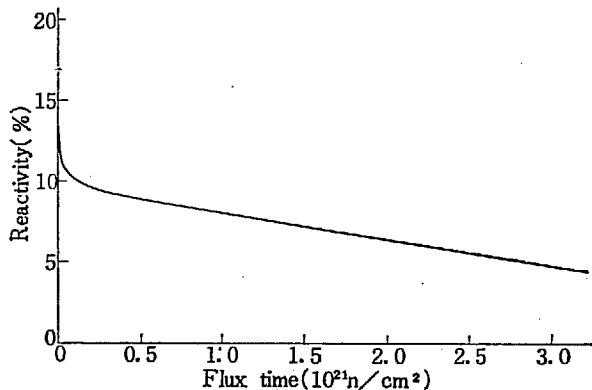


Fig. 9 Reactivity change of the SHR-burn up reactor

差引くと、 $\delta k_{\text{eff}} = 0.115$ となってこの部分が燃料の burn up に使用されることになる。

Burn up 用余剰反応度を 9.3% とすればちょうど 30 カ月のところで反応度は 0 となる。臨界計算のところで述べられていることであるが、今回の設計では余剰反応度をもたせすぎた観があり、次に詳細設計をおこなう場合には反応度を次の値程度に考えたほうが制御棒等の観点から考えて得策だと思う。

さらに詳細設計をおこなう場合での δk

温度効果	0.06~0.08
Xe: Sm	0.04
Pa	0.005
燃 焼 度	0.06~0.08
合計余剰 δk	0.165~0.205

このためには炉心内 Th 挿入量を増加させるようにする必要がある。今回の設計では $N_{\text{Th}}/N_{^{235}\text{U}} = 5.0$ となっているが上の要求に合するためには $N_{\text{Th}}/N_{^{235}\text{U}} = 7.0 \sim 8.0$ 程度にする必要が起ろう。

3.6 制御棒効果

平均質高温ガス冷却炉の制御棒は Fig. 10 に示すような寸法のもの考えている。

材質は B₄C 黒鉛にまぜたものでそのまわりにはステンレスの被覆がされている。制御棒を炉心内に配置させる方法には代表的に2つの方法が考えられる。その一つは炉心内にできるだけ均一に分散させる方法と、炉心-反射体境界層に集中的に配置される方法とである。制御棒の配置を考える場合にはまず中性子束ができるだけ平坦化されるように配慮され、また炉の運転経過とともに制御棒引抜きの順序も合せ考えられた上で決定されねばならないものであるが、平均質炉

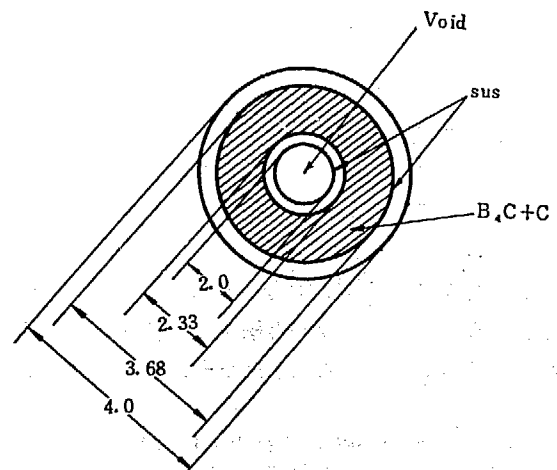


Fig. 10 Sectional view of control rod

のように非常に炉心が小型でかつ燃料濃度の高い原子炉では、制御棒の中性子束への影響度や反応度への影響度がきびしく、最近の GA の論文等に指摘されている事柄では、このような体系での制御効果はまわりの制御棒の引抜き状態の記述なくしては一般的にその worth を指示することはできないと報告されている³⁵⁾。このことは特に炉心内に均一分散させる方法の場合に問題である。たとえば、GA では次のような計算結果が報告されている。炉心中心に配置された制御棒以外の全制御棒を引抜いた時、炉心中心の制御棒 worth は 2.2% 強であるが、制御棒全部が炉心に挿入されている場合での炉心中心での制御棒効果は 0.25% 程度である。この外に同じ制御棒でも制御棒の引抜き順序に従って、その worth は変わっている。

今回の設計では、上に述べた事柄の考慮はなされなかったが、制御棒配置は均一分散型をとった。制御棒の配置は Fig. 11 に示されている。2 群計算でおこなわれた制御棒 worth を TABLE 6, TABLE 7 に示しておこう。

炉心中心軸より偏心した場合の制御棒効果の計算に摂動論的な考え方を適用している。中性子束には PDQ-4 群計算結果を用いており、随伴中性子束には第 0 次ベッセル関数 $J_0(kr_c)$ を用いている*。

随伴中性子束のかわりとして速中性子束 (第 1 群) を用いてもよいが、それはほとんど $J_0(kr_c)$ に近いから $J_0(kr_c)$ を使用した。

炉心中心における制御棒 worth は直径 4 cm の B_4C で $\delta k_{eff} = 0.012$ となっており、この制御棒を Fig. 11 に示す配置を取ったとき、全制御棒 worth は $\delta k_{eff} = 0.217$ となる。Cold clean の状態での炉の実効増倍率の余剰は $\delta k_{eff} = 0.222$ で、さらに、shut down margin として $\delta k_{eff} = 0.03$ を見積るとすれば $\delta k_{eff} = 0.252$ 程度の増倍率を殺し、上述の制御棒本数、配置をしても $\delta k_{eff} = 0.035$ 不足することになる。半均質高温ガス冷却炉の概念設計に選ばれた炉心寸法ではこれ以上の制御棒挿入は、核的にも構造的にも好ましくなく、その改善策としてはまず余剰反応度をもう少し下げようように考える必要がある。そのためには炉心内 N_c/N_{235U} 比を若干高め、かつ、炉心内 ^{232}Th の挿入量を増加させ、こうすることにより、一方では炉心寸法を若干大きくしながら転換比を落すことなく、余剰反応度が下げられることになるから構造的にも無

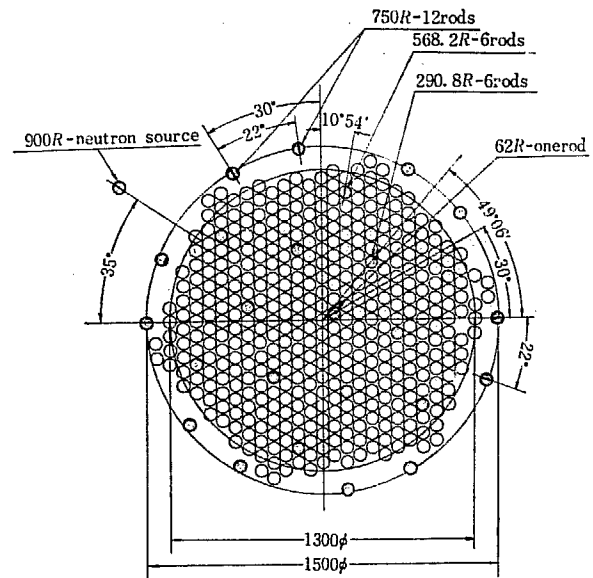


Fig. 11 The arrangement of control rod and fuel element

TABLE 6 Reactivity effect of control rod for the rod position of SHR

Location of control rod (cm)	Number of control rods	Reactivity effect of a control rod	Number of control rod \times Reactivity effect of a control rod
0.0	1	0.02200	0.02200
32.81	6	0.01023	0.06138
56.82	6	0.00802	0.04812
65.61	6	0.00915	0.05490
86.80	6	0.00680	0.04080
Total reactivity effect of control rods δk_{eff}			0.21720

TABLE 7 Reactivity effect of control rod

Radius of control rod (cm)	δk_{eff}
2	0.01196
3	0.01499
4	0.01828
5	0.02202
6	0.02645

理がなくなるであろう。余剰反応度を下げするためには、この他に burnable-poisoning の方法も考えられるが、炉内に、burnable-poisoning を持込むことはそれだけ中性子経済が悪くなり、転換比の減少を来すが、しかし、わずかの中性子経済のために他の要素が複雑となる場合には、この burnable-poisoning の利点も考慮する必要がある。Burnable-poisoning をすることにより、中性子束の平坦化がよくなることもみのがしてはならない。Burnable-poisoning の方法には uniform poisoning 法と lumped poisoning 法がある

* PDQ-code では r_z 座標での随伴中性子束は計算されないが、それはだいたい速中性子束分布をとるはずである。随伴中性子束に対する微分方程式を考ればこのことは明らかである。

が、GA での計算では³⁶⁾ lumped poisoning の方法の採用のほうが、反応度の時間的変化が平になるという結果がでている。

制御棒についていま一つ問題とされることには、その効果が中性子エネルギー別にもかなり変化していることである³⁵⁾。このことについても 2 次設計では考慮される必要がある。

TABLE 8 Constants used for control rod effectiveness

	Boron	Carbon
σ_a (2,200 m/sec)	3813	3.4×10^{-3}
σ_s (b)	4	4.8
N (n/cm ³) (10) ²⁴	0.11582	0.02896
σ_a (at 1,200°K)	1433.45	1.278×10^{-3}
$\Sigma_a^{B^4}$ (1,200°K) (cm ⁻¹)	166.03	0.037×10^{-3}
Σ_s^C (cm ⁻¹)	0.4633	0.1390

3.7 転換比, 毒作用

平均質高温ガス冷却炉の転換比は $N_C/N_{235U} = 2000$, $N_{Th}/N_{235U} = 5.0$ のとき, $CR = 0.51$ であって, Th の挿入量を増せば転換比は増加してゆく。転換比は直接反応度の寿命に関して重要な因子であるが, 炉心が小型となると中性子漏洩率に大きく影響されることになる。転換比の計算は 4 群でおこなわれた。その計算式を下に示す。

$$K = \frac{F_1}{K_1} - \frac{K_2}{K_1} - 1 \quad (6)$$

ただし,

$$K_1 = \left[f_1(1-P_1) \frac{1}{1+\tau_1 B_1^2} + f_2 P_1(1-P_2) \right. \\ \times \frac{1}{(1+\tau_1 B_1^2)(1+\tau_2 B_2^2)} + f_3 P_1 P_2(1-P_3) \\ \times \frac{1}{(1+\tau_1 B_1^2)(1+\tau_2 B_2^2)(1+\tau_3 B_3^2)} \\ \left. + f_4 P_1 P_2 P_3 \right. \\ \left. \times \frac{1}{(1+\tau_1 B_1^2)(1+\tau_2 B_2^2)(1+\tau_3 B_3^2)(1+L^2 B_4^2)} \right]$$

$$K_2 = \left[f_1^c(1-P_1) \frac{1}{1+\tau_1 B_1^2} \right. \\ \left. + f_2^c P_1(1-P_2) \frac{1}{(1+\tau_1 B_1^2)(1+\tau_2 B_2^2)} \right. \\ \left. + f_3^c P_1 P_2(1-P_3) \right. \\ \left. \times \frac{1}{(1+\tau_1 B_1^2)(1+\tau_2 B_2^2)(1+\tau_3 B_3^2)} \right. \\ \left. + f_4^c P_1 P_2 P_3 \right]$$

$$F_1 = \left[\left((\eta f)_1 + (\eta^{Th} f^{Th})_1 \right) (1-P_1) \frac{1}{1+\tau_1 B_1^2} \right. \\ \left. + (\eta f)_2 P_1(1-P_2) \cdot \frac{1}{(1+\tau_1 B_1^2)(1+\tau_2 B_2^2)} \right. \\ \left. + (\eta f)_3 P_1 P_2(1-P_3) \right. \\ \left. \times \frac{1}{(1+\tau_1 B_1^2)(1+\tau_2 B_2^2)(1+\tau_3 B_3^2)} \right. \\ \left. + (\eta f)_4 P_1 P_2 P_3 \right. \\ \left. \times \frac{1}{(1+\tau_1 B_1^2)(1+\tau_2 B_2^2)(1+\tau_3 B_3^2)(1+L^2 B_4^2)} \right]$$

ただし

P_i ……共鳴を逃れる確率

τ_i ……年令

f_i ……中性子利用率

η_i ……実効中性子放出数

B_i ……バックリング

原子炉寸法が大きくなれば転換比は 0.9 程度の値までもっていくことができる。平均燃料は Th の使用を考えているので, ²³²Th が ²³³U に転換されれば ²³³U の高い η のため, いっそう転換比が上がることになる。そのため燃焼が進んでも ²³⁸U-Pu 系ほどには反応度の急激な減少は起らない。毒作用には ¹³⁵Xe,

TABLE 9 Poisoning of ¹³⁵Xe

t (hr)	P	- $\delta k/k$
0	0.0312	0.0290
2.5	0.0380	0.0353
5.0	0.0408	0.0379
7.2	0.0409	0.0381
10.0	0.0394	0.0367
13.0	0.0363	0.0338
15.0	0.0338	0.0315
20.0	0.0268	0.0250
25.0	0.0211	0.0196

TABLE 10 Poisoning of ¹⁴⁹Sm

t (day)	P	- $\delta k/k$
0	0.0117	0.0109
2	0.0134	0.0125
4	0.0143	0.0133
6	0.0147	0.0137
8	0.0150	0.0139
10	0.0150	0.0139
12	0.0151	0.0140
14	0.0151	0.0140
16	0.0151	0.0140
20	0.0151	0.0140

¹⁴⁹Sm の外に分裂生成物がある。炉心内平均中性子が 5.15×10^{13} n/cm²sec で、¹³⁵Xe、¹⁴⁹Sm の毒作用は小さい。動作温度の下で ¹³⁵Xe の毒作用は $\delta k_{eff} = -0.0290$; ¹⁴⁹Sm の毒作用は $\delta k_{eff} = -0.0109$ で合せて $\delta k_{eff}(\text{poison}) = -0.04$ である。炉停止後の ¹³⁵Xe over ride は $\delta k_{eff}(\text{¹³⁵Xe}) = -0.038$ で温度変化による実効増倍率変化 $\delta k_{eff}(\text{temp.}) = 0.061$ より小さいから、原子炉完全停止後にいつでも原子炉の始動は可能である(ただし、温度を下げる必要がある)。

²³⁹U の分裂生成物による実効吸収断面積は、²³⁹Pu の分裂生成物による実効吸収断面積より小さいから、分裂生成物による吸収は ²³⁹U 系よりも小さくてすむ。F.P. の核種としては、¹³⁵Xe、¹⁴⁹Sm の外にさらに 14 核種が考慮されているが、それらの核種は TABLE 11 のとおりである。燃焼度計算ではこれらの核種は中性子を吸収すると考えているが、これらの核種の β -崩壊過程や、さらに、その daughter nuclide による吸収過程は考えていない。分裂生成物による実効断面積は次の形で計算されている。

$$(\sigma_a^{(P)})_1 = \frac{\max_k \sum_{k=1} \frac{(\sigma_a^{(k)})_1 [\gamma_{23}^{(k)} \Sigma_f^{(23)} + \gamma_{25}^{(k)} \Sigma_f^{(25)}]}{(\sigma_a^{(k)})_2 + (\sigma_a^{(k)})_1 \cdot X}}{\max_l \sum_{l=1} \frac{\gamma_{23}^{(l)} \Sigma_f^{(23)} + \gamma_{25}^{(l)} \Sigma_f^{(25)}}{(\sigma_a^{(l)})_2 + (\sigma_a^{(l)})_1 \cdot X}} \quad (7)$$

$$(\sigma_a^{(P)})_2 = \frac{\max_k \sum_{k=1} \frac{(\sigma_a^{(k)})_2 [\gamma_{23}^{(k)} \Sigma_f^{(23)} + \gamma_{25}^{(k)} \Sigma_f^{(25)}]}{(\sigma_a^{(k)})_2 + (\sigma_a^{(k)})_1 \cdot X}}{\max_l \sum_{l=1} \frac{\gamma_{23}^{(l)} \Sigma_f^{(23)} + \gamma_{25}^{(l)} \Sigma_f^{(25)}}{(\sigma_a^{(l)})_2 + (\sigma_a^{(l)})_1 \cdot X}} \quad (8)$$

ただし

TABLE 11 The fission yields and absorption cross-section of fission products

No.	Nuclide	γ_{23}	γ_{25}	$(\sigma_a(I))_1$ (b)	$(\sigma_a(I))_2$ (b)
1	⁹⁶ Mo	0.062	0.0627	17.98	13.4
2	⁹⁹ Tc	0.048	0.0606	18.00	21.7
3	¹⁰³ Rh	0.016	0.03	128.52	203
4	¹³¹ Xe	0.037	0.0293	110.73	115.8
5	¹³³ Cs	0.062	0.0659	57.94	29.8
6	¹⁴⁸ Nd	0.052	0.0598	10.55	311
7	¹⁴⁵ Nd	0.030	0.0395	13.52	57.7
8	¹⁴⁷ Pm	0.017	0.0238	344.2	167
9	¹⁵² Sm	0.0017	0.00285	330.5	208.5
10	¹⁵³ Eu	0.00095	0.0015	151.6	533
11	¹⁵³ Gd	0.0002	0.0001	7.35	23190
12	¹⁵¹ Sm	0.0026	0.0045	265.1	14350
13	¹⁵⁵ Gd	0.00015	0.0003	219	41900
14	¹⁵⁹ Gd	0.000005	0.0	47.5	169000

$$X = \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{a1}} \cdot \frac{(1-P_1)}{P_1} \cdot (1+L^2 B^2)$$

$(\sigma^P_a)_i$ = それぞれのグループの全吸収断面積

P_1 = 共鳴を逃れる確率

L^2 = (熱中性子拡散距離)²

B^2 = 熱中性子束に対するバックリング。

平均質高温ガス冷却炉内の F.P. による中性子吸収についてはさらに F.P. の場所的移動等も考慮されねばならないであろう。この問題は非常に複雑であって、その取扱いの方法としてはまず炉内にある F.P. 核種がどのような状態で存するかを調べる。すなわち、ガス状であるか、metallic であるか、に組分ける。さらにそれが中性子を吸収して他の核種に変化したとき、新核種がどの組に属するかを検討し、その chain を場所的、状態別に追求してゆく。この問題も将来に残された問題である。

3.8 その他の問題

3.8.1 反射体厚さの余剰反応度 δk への影響

今回の概念設計に採用された反射体の厚さは 100 cm であるが反射体節約から考えると、幾分厚いように思う。そこで反射体の寸法を変えて余剰反応度変化を算出した。結果は TABLE 12 のとおりである。

この結果からみると側面反射体の厚さとして(ただし、平均比重 = 1.6 g/cm³) 70 cm 程度まで縮小しうるのではないかと考えられる(ただし反射体厚さを薄くすれば、炉心、反射体境界の熱中性子束立上りが強くなる)。

TABLE 12 The effect of reflector thickness to the reactivity

Width of reflector	δk_{eff}
70	0.1444
90	0.1573
100	0.1608

3.8.2 平均質燃料棒の reactivity worth

平均質燃料体の reactivity worth を PDQ-code を用いて算出した。

計算の方法はまず燃料棒を引きぬいた部分を空隙と考え、残りの部分と今引きぬいた部分に体積率を用いて空隙のある zone の核断面積を平均化する。核断面積の平均化は次のようにしておこなわれた。

$$\bar{D} = \frac{D_1 \cdot D_2}{(1-\alpha)D_1 + \alpha D_2} \quad (9)$$

$$\bar{\Sigma} = \alpha \Sigma_1 + (1-\alpha) \Sigma_2$$

TABLE 13 Group constants for fuel reactivity calculation

R	Group	D (cm)	Σ_a (cm ⁻¹)	$\nu\Sigma_f$ (cm ⁻¹)	α	Σ_R (cm ⁻¹)
In core 25~30 cm	1	2.1222	0.0601×10 ⁻³	0.0110×10 ⁻²	0.9839	1.0930×10 ⁻²
	2	1.2386	1.0580 "	0.0572 "	0.0161	0.5514 "
	3	1.2301	4.5365 "	0.3798 "	0.0000	0.8216 "
	4	1.1437	7.2697 "	1.3776 "	0.0000	0.0000 "
In core 60~65 cm	1	1.8018	0.0708×10 ⁻³	0.0130×10 ⁻²	0.9839	1.2909×10 ⁻²
	2	1.0515	1.2462 "	0.0674 "	0.0161	0.6495 "
	3	1.0443	5.3434 "	0.4473 "	0.0000	0.9678 "
	4	0.9710	8.5627 "	1.6226 "	0.0000	0.0000 "

ただし、 D_1, Σ_1 は燃料装填時における値で； D_2, Σ_2 は燃料取換部分の値（拡散係数，断面積）である（空隙の場合には $\Sigma_2 \rightarrow 0$ ； $D_2 \rightarrow \infty$ ）。また α は燃料部分の体積率である。

このように計算された $\bar{D}, \bar{\Sigma}$ を用いて PDQ-code によって臨界計算がおこなわれた。燃料取除き zone の4群核定数を TABLE 13 に示しておこう。

$$\delta k_{\text{eff}} = 5.0 \times 10^{-4*} \quad 0 \leq R \leq 5$$

$$\delta k_{\text{eff}} = 3.08 \times 10^{-4} \quad 25 \leq R \leq 30$$

$$\delta k_{\text{eff}} = 2.31 \times 10^{-4} \quad 60 \leq R \leq 65$$

7本 cluster としても $\delta k_{\text{eff}} = 1.62 \times 10^{-3} \sim 3.5 \times 10^{-3}$ で制御棒 worth の 1/2 から 1/10 程度である。（臨界になっている状態で7本燃料棒クラスターが急激に挿入されたとき、 $\delta k \sim 3.5 \times 10^{-3}$ 程度の反応度があるから、このとき炉周期は 7 sec 程度の値となってスクラムを要するが、もし、クラスターではなく、燃料棒1本である場合には $\delta k_{\text{eff}} = 5 \times 10^{-4}$ の挿入であるから炉周期は、120 sec 程度でスクラムを要しないであろう。

3.8.3 反射体温度の反応度へ及ぼす影響

DRAGON 炉では側面反射体の反応度に対する温度係数は正といわれている。そこで筆者らの場合にも反射体の温度係数がどの程度になるかを検討した。温度は側面反射体のみが変るとして考察されている（実際には上部反射体の温度変化の方が大きく、上部反射体温度をかえて反応度の温度変化を算出しておいた方が現実的であるが、核的には上部反射体よりも側面反射体の反応度への寄与は大きいから、今回の検討では側面反射体温度を変えて検討された）。結果は TABLE 14 に与えられている。なお、反射体厚さは 100 cm である。

側面反射体温度の上昇とともに反応度が増加しているが、これは反射体より炉心へ漏洩する中性子が増倍

TABLE 14 The temperature effect of side reflector to the reactivity

Temperature of side reflector (°K)	δk_{eff}
700	0.1608
800	0.1631
900	0.1650
1000	0.1667

TABLE 15 Macroscopic absorption cross-section of side reflector

Temperature of side reflector (°K)	Thermal absorption cross-section (cm ⁻¹)
700	0.0002304
800	0.0002155
900	0.0002032
1000	0.0001927

TABLE 16 Temperature coefficient of side reflector

Temperature of side reflector (°K)	$\frac{1}{k_{\text{eff}}} \cdot \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial T} / ^\circ\text{C}$
700	1.98×10 ⁻⁵
800	1.63×10 ⁻⁵
900	1.46×10 ⁻⁵

Excess reactivity is calculated by the PDQ-code.

され、実効的に反射体より炉外へ漏洩する中性子数より大きくなることと、反射体内での熱中性子吸収が減少することによるためであると考えられる。側面反射体の温度変化による反応度変化は炉心温度>側面反射体温度の場合にはその変化は非常に小さい。以上の値からわかるように側面反射体温度係数は正で TABLE 16 に示す値となっている。

3.8.4 中性子平均寿命 l

炉心内中性子平均寿命 l は動特性解析に必要な定数である。平均質高温ガス冷却炉、炉心の中性子平均寿命 l は2群モデルで計算された。

* $0 \leq R \leq 5$ の結果は PDQ による厳密な計算ではない。摂動論での結果である。

$$l = \frac{1}{\bar{v}_{th} \Sigma_a^{th} (1 + L^2 B_{th}^2)} + \frac{1}{\bar{v}_f \Sigma_a^f (1 + \tau B_f^2)} \quad (11)$$

熱中性子に対する平均速度 v は THAC-code³⁷⁾ により計算された値を用い、また、buckling B_{th}^2 は PDQ-code による flux 計算からの結果より前述の式を用いて計算された。速中性子エネルギー領域での中性子平均寿命は熱中性子エネルギー領域での平均寿命に比べて 1/4~1/5 程度の値であって、 l としてはほとんど熱中性子拡散時間であると考えてよい。1200 °K, $N_C/N_{235U}=2000$, $N_{Th}/N_{235U}=5.0$ の場合の l の値を下に示しておく。

$$l = 0.22 \times 10^{-3} \text{ sec}$$

この値は SHE (平均質臨界実験装置)-1 での実験結果からおしても妥当な値だと思う。SHE-1 の実験結果では $N_C/N_{235U}=5378$; 20%²³⁵U 濃縮の体系であるが、常温での l の値として、 $l=1.2 \times 10^{-3} \text{ sec}$ が報告されている³⁸⁾。体系濃度が 5378 であるから、2000 の体系では燃料は 2 倍強はいつていることになり、したがって、 Σ_a は約 2 倍に、さらに、温度が 300°K から 1,200°K に上昇すれば平均速度はやはり 2 倍の増加をきたすから $\bar{v}\Sigma_a$ の値は約 4 倍となって、 $l=1.2 \times 10^{-3}/4=0.3 \times 10^{-4} \text{ sec}$ となる。スペクトルの HARDNING を考慮すれば、さらにこの値は小さくなる。以上の事柄から今回の設計計算で示された l の値は

実験値をも説明できる値だと思う。

3.8.5 炉内各領域で発生する出力並びにその割合

先に中性子束分布のところで出力の分布について説明をした。次にこの出力がどのような相互過程から起き、その割合がどのようなものであるかを検討した。方法の具体的な説明は Appendix に示すことにして、取扱いの概要についてのみ説明をしておく。分裂中性子の相互作用過程から生ずる出力は、分裂生成物の運動エネルギー; 分裂生成物の β , γ 崩壊エネルギー; 即発 γ エネルギー; 中性子減速エネルギー; 捕獲 γ エネルギーに大別される。このうち、分裂生成物の運動エネルギー; 分裂生成物の β 崩壊エネルギー、はほとんど燃料内で発生する。他の即発 γ ; 分裂生成物の崩壊 γ エネルギー; 捕獲 γ エネルギー等は炉全体で発生すると考えた (実際には γ エネルギーは pressure vessel や生体遮蔽内で発生する部分が多い)。領域と発生出力の項目との関係は次のようになっている。

しん 棒 } 分裂生成物の γ エネルギー
 燃料サヤ } 中性子減速エネルギー
 上, 下部 } 反射体 中性子捕獲 γ エネルギー
 側 面 } 即発 γ エネルギー
 燃料体 分裂生成物の運動エネルギー
 分裂生成物の β , γ 崩壊エネルギー

TABLE 17 The fraction of the power out put in SHR

	Core			Reflector		
	Spine	Fuel	Fuel sheath	Upper reflector	Lower reflector	Side reflector
Kinetic energy of F.P. (MeV)	—	167.0	—	—	—	—
β -decay energy of F.P. (MeV)	—	8.0	—	—	—	—
γ -decay energy of F.P. (MeV)	0.023	0.113	0.301	0.239	0.291	5.069
Prompt γ -ray energy (MeV)	0.023	0.113	0.301	0.239	0.291	5.069
Capture γ -ray energy (MeV)	0.038	0.188	0.501	0.398	0.485	8.390
Neutron (MeV) slowing down	0.190	0.939	2.682	0.160	0.160	0.850
Total energy (MeV)	0.274	176.352	3.785	1.035	1.226	19.378
Fraction of total energy (%)	0.136	87.281	1.873	0.512	0.607	9.591
Thermal out put power (MW)	0.581	27.080	0.581	0.159	0.188	2.976
Power density (W/cc)	0.424	52.721	0.424	0.171	0.142	0.129

(1) Total sum=202.05 MeV

(2) Total thermal out put=31 MW

(3) In this calculation, the correction of void is not included.

(4) In this calculation, the correction of density is not included.

即発 γ エネルギー
 中性子減速エネルギー
 捕獲 γ エネルギー

以上の取扱いで計算された各領域の発生出力の割合は TABLE 17 のようになっている。

○炉心	27.7 MW	} 31 MW
しん棒	0.05 MW	
ペレット	27.07 MW	
サヤ	0.58 MW	
○反射体	3.3 MW	
上部反射体	0.16 MW	
下部反射体	0.18 MW	
側面反射体	2.69 MW	

3.8.6 Ra-Be 中性子源による中性子流分布

原子炉を始動する場合に中性子源が必要であるが、中性子源の炉内での置き場所と中性子検出器の位置が炉設計上問題にされる場合がある。たとえば検出器を圧力容器内に持込むか圧力容器外に置くかがそのような問題である。それには炉心内へ中性子源を置いた場

TABLE 18 The neutron current on the outer surface of side reflector due to the Ra-Be source of one curie.

θ (°)	Max (cm ⁻² sec ⁻¹)	Min (cm ⁻² sec ⁻¹)
0	31.35×10^2	0.885×10^2
10	30.95	0.875
20	27.95	0.790
30	24.45	0.694
40	21.55	0.606
50	18.51	0.523
60	16.38	0.463
60以上	9.95	0.281

合の検出器位置での中性子束あるいは中性子流についての値を知っておく必要がある。平均質高温ガス炉の概念設計では中性子源は Ra-Be が用いられ、炉心-反射体境界層に挿入されるが、この中性子源による反射体外周辺での中性子流を算出したので、その結果を報告しておく。中性子源に最も近い反射体外表面での熱中性子流は $3.1 \times 10^3 \sim 0.8 \times 10^2$ n/cm²·sec であり、最も遠い反射体外表面での熱中性子流は、 $9.9 \times 10^2 \sim 0.28 \times 10^2$ n/cm²·sec の範囲内にはいる値である。

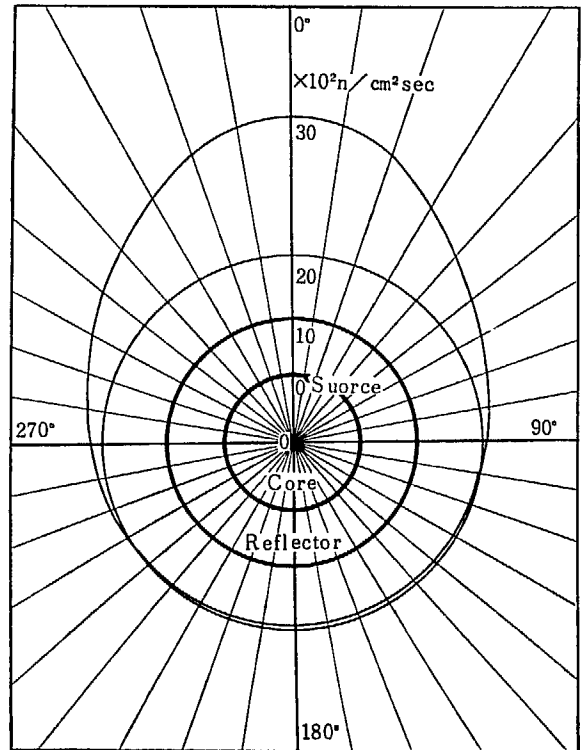


Fig. 12 The neutron current distribution due to Ra-Be source

4 核設計上から見た今後の問題

i) 組成と余剰反応度

今回の設計では、炉心組成が $N_C/N_{235U}=2000$;
 $N_{Th}/N_{235U}=5$ と選ばれたが、これでは余剰実効増
 倍率 $\delta k_{eff}=0.10$ (ただし、動作状態で ^{135}Xe , ^{149}Sm
 含めて) となって、かなり大きく、これを少なくする
 ためには $N_C/N_{235U}=2000\sim 3000$ の間の値, N_C/N_U
 $=5\sim 10$ の間で最適値を探しだす必要が起ろう。 N_C/N_{235U}
 の予想値としては 3000 に近い値で N_{Th}/N_U
 $=8$ 程度が良いのではなからうか。

ii) 炉心寸法, 反射体厚さ

動力炉を目ざす場合には今の炉心寸法より大きくな
 る。炉心寸法を大きくすることによって転換比を高め
 ることができる。反射体厚さは今回の設計では 100
 cm となっているが、70~80 cm 程度でも良いのでは
 なからうか。

iii) 制御棒ならびに制御に関する問題

炉制御を全部制御棒によっておこなうことは構造的
 に無理なようである。可燃性毒物による制御(その場
 合には lumped poisoning 法の方がよい)も将来考え
 られねばならない。その他、制御棒の配置の仕方につ
 いて、燃焼度変化や、温度係数変化を合せ考えて考察
 する必要がある。特に制御棒の配置の仕方と引抜き
 の順序が始めから考えておく必要がある。

iv) 解析上の問題

a) スペクトル, 実効断面積

スペクトル, 実効断面積に関しては空間変化性を
 考慮に入れる。

b) 臨界計算

スペクトル, 実効断面積に関する空間変化性の外
 に温度の空間変化性を取入れる。また、制御棒配置
 を考えた上で出力分布, 中性子束分布を考える。

c) 温度係数

温度の空間変化性, スペクトルの空間変化性を取
 入れるときに, thermal base temperature coeff は
 この空間変化性に強く影響される。Burn up ととも
 に変ることや ^{135}Xe の温度効果が問題とされねばな
 らない。

d) 制御棒効果

制御棒1本の worth をエネルギー的にまず考察
 し (Sn-近似でおこなう。また, cell model でおこ
 なる), さらにその配置を考えた場合での効果を算
 出する。

e) その他

燃焼度計算には制御状態を考慮した上で検討され
 ねばならない。

以上の問題点の内、特に温度係数と制御棒効果は制
 御棒配置の下に中性子束, スペクトルの空間変化性
 を取入れて考察される必要がある。

5 結 言

半均質高温ガス冷却炉（実験炉）の核的概念設計は1962年10月よりおこなわれてきたが、主に問題点の把握にとどまり問題の解明には至らなかったが、核設計の上からこの高温ガス冷却炉をみた場合に、まだいろいろと解決されねばならない面白い問題が多いと思う。特にスペクトルの空間変化性、制御棒効果、反応度の温度係数等に関する空間変化性燃焼度の空間変

化性等の問題は今後いっそう詳細な計算を要すると思われる。

最後にこの報告書作成に当りいろいろとお世話になった半均質炉開発室、杉本栄三氏、森島淳好氏、ならびに炉物理第2研究室長弘田実弥氏に深く謝意を表します。また、いろいろと計算の御指導をいただいた原子炉物理第1研究室の桂木学氏に深く謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 半均質炉評価委員会資料 I, II (1961)
- 2) 武田栄一主査: 半均質炉に関する検討 (1961).
- 3) 西村, 松浦: SHE memo-36
- 4) K. INOUI, *et al*: JAERI 1032
- 5) 安川: 原研半均報告-6 (1961)
- 6) 立花, 安川, 伊勢: 日本原子力学会誌, 5, 51~59 (1963)
- 7) GA-1235, GA-1378, GA-1640, GA-1774, GA-1982, GA-2204, HTGR-9115, GAMD-1248, GA-2747, DRAGON-First~Third annual reports.
- 8) H. WUND: P/1961 (1958).
- 9) A. F. HENRY: WAPD-TM-224 (1960).
- 10) S. DESJARDIN, *et al*: Internal conference on nuclear structure memo at Kingston: U. S. A (1960).
- 11) L. W. NORDHEIM: *Nuclear Sci. and Eng.*, 12 457~463 (1962)
- 12) N. J. PATTENDEN and J. A. HARVEY: International conference on nuclear structure memo at Kingston: U. S. A (1960).
- 13) S. YIFTAH, *et al*: Fast reactor cross-section (1960).
- 14) S. OLEKSA: *Phys. Rev.*, 109, 1645 (1958)
- 15) D. C. STUPIGA: *J. Nuclear Energy.*, 16, 201~203 (1962)
- 16) M. L. YEATER, *et al*: *Nuclear Sci. and Eng.*, 9, 105~119 (1961)
- 17) J. C. HOPKINS, *et al*: SM/18/55 (1961)
- 18) F. B. SIMPSON: WASH-1033 (1961)
- 19) T. H. EASTWOOD and R. D. WERNER: *Can. J. Phys.*, 38, 751 (1960)
- 20) GA-2113
- 21) GA-1235
- 22) S. LLOYED: GA-1235 を参照
- 23) L. S. KOTHARI, K. S. SINGWI: *Phys. Rev.*, 106, No. 2 (1957).
- 24) GA-2204
- 25) J. KRUMHANSL, L. BROOK: *J. Chem. Phys.*, 21, 1663 (1953)
- 26) G. R. BALDOCK: *Phyl. Mag.*, 8, 789 (1956)
- 27) H. B. ROSENSTOCK: *J. Chem. Phys.*, 21, 2064 (1953)
- 28) T. NAGAMIYA, Y. KOMATU: *J. Phys. Soc. Japan.*, 6, 438 (1956)
- 29) YOSHIMORI, KITANO: *J. Phys. Soc. Japan.*, 11 No. 4 (1956)
- 30) D. A. KOTTWITZ: *Nuclear Sci. and Eng.*, 7, 345 (1960)
- 31) 桂木, 森口, 久家: JAERI Memo-1025 (1962)
- 32) J. W. WEIL: KAPL-1173
- 33) GA-2747
- 34) NDA-2159-1
- 35) GA-1982
- 36) GA-1774
- 37) 鈴木: 計算機資料 1022 (1962)
- 38) 住田, 金子, 黒川, 朴: 日本原子力学会誌. 4, 825 (1962)

APPENDIX

APPENDIX

目 次

1. 核 定 数	29
1.1 ^{232}Th の核定数	29
1.2 ^{233}U の核定数	31
1.3 ^{233}Pa の核定数	31
1.4 ^{234}U の核定数	37
1.5 ^{235}U の核定数	38
1.6 ^{236}U の核定数	39
1.7 黒鉛の核定数	39
2. スペクトル計算ならびに群定数	40
2.1 熱中性子エネルギー領域	40
2.2 速中性子エネルギー領域	41
3. 組成計算	49
参考文献	51

Contents

1. Nuclear constants	29
1.1 Nuclear constants of ^{232}Th	29
1.2 Nuclear constants of ^{233}U	31
1.3 Nuclear constants of ^{233}Pa	36
1.4 Nuclear constants of ^{234}U	37
1.5 Nuclear constants of ^{235}U	38
1.6 Nuclear constants of ^{236}U	39
1.7 Nuclear constants of graphite	39
2. Spectrum calculation and group constants	40
2.1 Thermal neutron spectrum calculation and group constants	40
2.2 Fast neutron spectrum calculation and group constants	41
3. Calculation of nuclide concentrations	49
Reference	51

表 目 次

TABLE A- 1	^{233}U 共鳴 (1.61~4.79eV) のすその共鳴積分値	34
TABLE A- 2	^{235}U の共鳴積分	38
TABLE A- 3	^{232}Th の共鳴パラメーターならびに共鳴積分	53
TABLE A- 4	^{232}Th の無限希釈での共鳴積分	54
TABLE A- 5	^{233}U の 54 群定数	55
TABLE A- 6	^{233}U の 54 群共鳴積分	56
TABLE A- 7	^{233}U の η	56
TABLE A- 8	^{233}Pa の共鳴パラメーターならびに共鳴積分	57
TABLE A- 9	^{233}Pa 無限希釈での共鳴積分	57
TABLE A-10	^{234}U の共鳴パラメーターならびに共鳴積分	58
TABLE A-11	^{234}U の無限希釈での共鳴積分	58
TABLE A-12	^{232}Th の 50 群定数	59
TABLE A-13	^{235}U の 50 群定数	59
TABLE A-14	^{12}C の 50 群定数	60

図 目 次

Fig. A- 1	熱中性子スペクトル (300°K)	61
Fig. A- 2	熱中性子スペクトル (1,200°K)	61
Fig. A- 3	速中性子スペクトル	61
Fig. A- 4	^{135}Xe 毒作用による反応度減少	61
Fig. A- 5	^{140}Sm 毒作用による反応度減少	61
Fig. A- 6	分割幅と分割点との関係	62
Fig. A- 7	中性子束 (第1群-z 方向)	62
Fig. A- 8	中性子束 (第2群-z 方向)	63
Fig. A- 9	中性子束 (第3群-z 方向)	63
Fig. A-10	中性子束 (第4群-z 方向)	64
Fig. A-11	中性子束 (第1群-r 方向)	64
Fig. A-12	中性子束 (第2群-r 方向)	65
Fig. A-13	中性子束 (第3群-r 方向)	65
Fig. A-14	中性子束 (第3群-r 方向)	65

Table contents

TABLE A- 1	The resonance integral due to the resonance tail of 1.61~4.79 eV resonances of ^{233}U	34
TABLE A- 2	Resonance integral of ^{235}U	38
TABLE A- 3	Resonance parameters and integral of ^{232}Th	53
TABLE A- 4	Infinite dilution resonance integral of ^{232}Th	54
TABLE A- 5	54 group constants of ^{233}U	55
TABLE A- 6	54 group resonance integrals of ^{233}U	56
TABLE A- 7	Eta energy distribution for ^{233}U	56
TABLE A- 8	Resonance parameters and integrals for ^{233}Pa	57
TABLE A- 9	Infinite dilution resonance integral of ^{233}Pa	57
TABLE A-10	Resonance parameters and integral of ^{234}U	58
TABLE A-11	Infinite dilution resonance integral of ^{234}U	58
TABLE A-12	50 group cross-section of ^{232}Th	59
TABLE A-13	50 group cross-section of ^{235}U	59
TABLE A-14	50 group cross-section of ^{12}C	60

Contents of Figures

Fig. A- 1	Thermal neutron spectrum of the SHR burn up reactor (300°K)	61
Fig. A- 2	Thermal neutron spectrum of the SHR burn up reactor (1200°K)	61
Fig. A- 3	Fast neutron spectrum of the SHR burn up reactor	61
Fig. A- 4	Reactivity loss due to ^{135}Xe poisoning	61
Fig. A- 5	Reactivity loss due to ^{149}Sm poisoning	61
Fig. A- 6	Relation between mesh point number and mesh width	62
Fig. A- 7	Neutron flux, (Group 1, z -direction)	62
Fig. A- 8	Neutron flux, (Group 2, z -direction)	63
Fig. A- 9	Neutron flux, (Group 3, z -direction)	63
Fig. A-10	Neutron flux (Group 4, z -direction)	64
Fig. A-11	Neutron flux (Group 1, r -direction)	64
Fig. A-12	Neutron flux (Group 2, r -direction)	65
Fig. A-13	Neutron flux (Group 3, r -direction)	65
Fig. A-14	Neutron flux (Group 4, r -direction)	65

1. 核 定 数

SHR-burn up 炉はその始状態の下での燃料組成は黒鉛, ^{235}U , ^{232}Th であるが, 燃焼が進むに従い, ^{233}Pa , ^{233}U , ^{234}U , ^{236}U ならびに分裂生成物の蓄積が生ずる。したがって, 分裂生成物を別に取り扱うとしても上記の核種についての核断面積の知識が必要とされる。ここでは上記核種の核断面積について説明を与えることにする。

1.1 ^{232}Th の核定数

(a) 吸収断面積

^{232}Th の共鳴吸収については最近 GA の L. W. NORDHEIM¹⁾ が S. DESJARDINS²⁾, *et al* の共鳴パラメーターのデータを用いて, 均一, 不均一体系での共鳴積分を検討している。それによると共鳴積分値の実験値と理論値の間にはかなりよい一致が得られたと報告されている。S. DESJARDINS の共鳴パラメーターを用いて共鳴積分値の検討が, 原研平均質炉の増殖可能性の検討の折に評価されたが³⁾, 無限希釈のもとでの共鳴積分値は 103 b が得られた。この値は先に, WESTCOTT⁴⁾ の与えている値 106 b と近い値になっている。

一般に共鳴は共鳴レベルが分離されているエネルギー領域と非分離のエネルギー領域の二つに別けて考えた方が都合がよい。前者は resolved region, 後者は unresolved region と呼ばれているが, ^{232}Th に関しては resolved region は 1 eV~1 keV の範囲であり, それ以上は unresolved region である。0 eV~1 eV の範囲はここでは熱エネルギー領域として取扱われている。WESTCOTT の共鳴積分値との比較をおこなうために, 共鳴積分は 0.45 eV~10 MeV までのエネルギー範囲にわたって求められており, そのうち resolved part は 94.21 b, unresolved part は 4.42 b, 1/v-part は 4.12 b となっている。臨界計算において使用される断面積には Doppler の補正, 有限希釈の補正が必要であるが, 実際の臨界計算にはこの補正が取入れられている。その具体的計算方法については第 2 節に詳論する。Th の共鳴パラメーター, 無限希釈のもとでの共鳴積分値を TABLE A-3, A-4 に与えておく。

(b) 分裂断面積

^{232}Th は 1.0 MeV~10 MeV にわたり 0.1~0.3 b 程度の分裂断面積をもっている。このエネルギー範囲の実効分裂断面積の評価としては, fission spectrum により断面積が平均化されている。速中性子スペクトルならびに群定数計算は後述されるが, 54 群計算となっている。そのうちこのエネルギー, すなわち 1.0 MeV~10 MeV にはいる群数は 9 群となっており, したがって, 各小群内での群定数評価にはスペクトルは一樣(一定値)と仮定されている。このことは小群定数としての分裂断面積

は、単に断面曲線を算術的に平均化されていることを意味している。なお、断面曲線としては BNL-325 が使用されている。

(c) 散乱断面積

一般に散乱断面積は中性子エネルギーが低い場合 (0~1 keV) には、ほとんど potential 散乱によるものであるが、エネルギーが高くなるに従い非弾性散乱が重要になってくる。また、共鳴吸収の起きているところでは共鳴散乱が加わり、さらに共鳴散乱とポテンシャル散乱の相互効果が現われる。

Potential 散乱にしても MeV 程度のエネルギーになると transparent effect が起り potential 散乱断面積は低下する。そして、これらの事柄は散乱核種が重くなるに従い顕著になってくる。しかし、熱中性子原子炉計算では上述の事柄をすべての核種について厳密に取入れる必要はない。SHR-burn up 炉のように、燃料組成が $Nc/N_{235U}=2000\sim4000$, $N_{Th}/N_{235U}=5\sim10$ 程度の組成では、炉内の散乱機構はほとんど減速材によるものであるから、特に黒鉛以外の核種については上述の事柄の考慮の有無による影響は小さいと考えられる。 ^{232}Th のポテンシャル散乱断面積は 10 MeV~67.379 keV の範囲では BNL-325 (2'nd) の全断面積 $\bar{\sigma}_t$ から捕獲断面積, $\sigma_{n,r}$, 分裂断面積 $\sigma_{n,f}$, ならびに非弾性散乱断面積 $\bar{\sigma}_{inel}$ を差引いたものとしている。すなわち、

$$\bar{\sigma}_s = \bar{\sigma}_t - \sigma_{n,r} - \sigma_f - \bar{\sigma}_{inel}$$

ただし

$$\bar{\sigma}_t = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \sigma_t \frac{dE}{E} / \int_{E_i}^{E_{i+1}} \frac{dE}{E} \dots \dots \sigma_t \text{ は BNL-325 (2'nd) から}^*$$

$$\bar{\sigma}_{n,r} = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \sigma_{n,r} \frac{dE}{E} / \int_{E_i}^{E_{i+1}} \frac{dE}{E} \dots \dots \sigma_{n,r} \text{ は BNL-325 (2'nd) から}^*$$

$$\bar{\sigma}_{n,f} = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \sigma_{n,f} dE / \int_{E_i}^{E_{i+1}} dE \dots \dots \sigma_{n,f} \text{ は BNL-325 (2'nd) から}$$

$$\bar{\sigma}_{inel} \dots \dots \text{M. TOBIAS}^{61} \text{ のデーターから}$$

67.379 keV 以下は σ_s はポテンシャル散乱断面積に等しいとして、 $\sigma_s=12.5$ b を用いている。

(d) 非弾性散乱断面積

ここで使用されている非弾性散乱断面積としては J. R. STEHN^{61**} の与えている値を使用している。これは ^{238}U の非弾性散乱断面積として評価されたものであり、核モデルとしては蒸発モデルが使用されている。SHR-burn up 炉内の ^{232}Th 対黒鉛原子数比は 1/200 程度のところを想定しており、したがって、 ^{232}Th の非弾性散乱断面積の移動面積への寄与は小さい。

(e) 平均の散乱角度, 対数的エネルギー損失, 中性子放出数

速中性子スペクトル, ならびに群定数を計算するに当っては上記核断面積の他に平均の散乱角度, 対数的エネルギー損失, 中性子放出数が必要である。平均の散乱角度 $\bar{\mu}$ については、

$$\bar{\mu} = \frac{2}{3A} \tag{1}$$

対数的エネルギー損失 ξ については

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A+1}{A-1} \tag{2}$$

* 10 MeV~15.034 keV までは算術平均

** 散乱断面積の計算で σ_{inel} に M. TOBIAS の値を用いて、ここでは J. R. STEHN の値を用いているがこの不一致は J. R. STEHN のデーター入手が後であったためである。しかし、両者の値にはそれほどの開きはない。

で計算されている。ただし、 A は Th 原子の質量である。また、高速中性子により分裂ででてくる中性子数 ν は S. YIFTAH⁷⁾, *et al* の与えている式を用いている。それは

$$\nu(E) = 0.14 E + 2.35 (E \geq 1.4 \text{ MeV}; E \text{ in MeV})$$

で与えられている。

1.2 ²³³U の核定数

²³³U の全断面積、散乱断面積、分裂断面積については 1955 年 (Geneva Conf.) 以来、相当量の測定結果ならびに解析に関する報告書がでている。たとえば P 1646 (NIKITIN, *et al*); P 1423 (PATTENDEN, *et al*: 1955); PALEVSKY, *et al* (1954); BNL-325 (1958) (HUGHES, HARVEY); SAILOR and LANODN (1955); BOLLINGER and HARRIS (1952); SEIDEL, *et al* (1954); EVANS and MILLERS (1955); TRINNCLIFFE (1951); PATTENDEN and HARVEY (1960); E. VOGT (1960); MOORE, MILLER, SIMPSON (1960); MOORE and REICH (1960); J. E. EVANS and R. G. FLUHARTY (1958); OLEKSA (1958); M. L. YEATER, *et al* (1961); J. C. HOPKINS, B. C. DIVEN (1961) 等がある。

これらのうち、共鳴パラメーターに関しては PATTENDEN, HARVEY⁸⁾ の論文が最も新しく、散乱断面積に関しては OLEKSA⁹⁾ の論文が代表的で、また、 η の直接測定に関しては YEATER, *et al*¹⁰⁾ の論文が、 α の測定に関しては DIVEN¹¹⁾ の論文が代表的である。散乱断面積の実験は始めは OLEKSA によりなされたが、最近 M. S. MOORE, F. B. SIMPSON¹²⁾ (1962) によりなされている。その結果は先に OLEKSA により得られている値とほとんど変わっていない。²³³U の共鳴領域の核断面積の理論解析には M. S. MOORE, L. G. MILLER, O. D. SIMPSON¹³⁾, ならびに MOORE and REICH¹⁴⁾, E. VOGT¹⁵⁾ の論文がある。以下平均質炉の核設計に用いられた ²³³U の核断面積について説明しよう。

(a) 熱中性子エネルギー領域

²³³U に関する各種断面積のエネルギー変化の様子や、実効断面積、2,200 m/sec での断面積についての報告が非常に多いが、しかし、それらの測定値の相関が ²³⁵U に対するものほどには整理統一はされていない。このことが最近発表された J. E. EVANS, R. G. FLUHARTY¹⁶⁾ の論文に明らかにされている。その主な相違についてあげるならば ²³³U の吸収、分裂断面積のエネルギー変化の様子が BNL-325 (2'nd) での結果と最近の MTR, ORNL, Columbia Univ; (SIMPSON, *et al*; BLOCK, *et al*; MOORE, *et al*; PATTENDEN, *et al*; SAFFORD, *et al*) での測定の間若干の相違が見られる。エネルギー的に比較すれば後者においては、0~0.1 eV 範囲では $\sigma_a: \sigma_f$ 両方共にほとんど $1/v$ 則に従い、0.1~1.0 eV 範囲ではかなり $1/v$ 則からはずれ、かつ BNL-325 (2'nd) の値と若干異なっている。臨界計算で必要とされるのは実際には $\nu\sigma_f/\sigma_a$ であり、この値はエネルギー的には 0~1.0 eV 範囲でほとんど変化しないことが確かめられている。すなわち、 η の直接測定は 1945~46 年に ANL の ZINN や CHALK RIVER の LITTLER により始めて測定されたが、その時の値はそれぞれ 2.36 ± 0.06 ; 2.38 ± 0.08 と与えられていた。その後 BNL での測定では (1955 年) 2.29 ± 0.03 が与えられている。しかし、1958 年のジュネーブ会議の報告では英国での実験値が異様に低く、Dimple と Gleep の原子炉での ROSE, *et al* がおこなった pile oscillator 法での測定値がそれぞれ η^{23}/η^{25} 比で 1.074 ± 0.015 と報告されている。同じく 1959 年には Harwell の J. E. SANDERS が同じ原子炉で pile osci-

llator 法で測定した結果は η^{23}/η^{25} 比でそれぞれ $1.097 \pm 0.013 : 1.106 \pm 0.013$ であった。 ^{235}U の $\eta = 2.02$ とすれば ROSE, *et al* のデータを用いて ^{233}U の η^{23} を出せば 2.17 ± 0.05 となり非常に低い値となっている。

^{233}U の η 値がこのようかなりの相違があることから ORNL では η^{23} の直接測定ならびに臨界集合体を用いて実験がなされた。それによるとまず η の直接測定は J. A. HARVEY, *et al*¹⁷⁾ によりなされたが、その結果では中性子エネルギー範囲が $0.2 \sim 1.0 \text{ eV}$ では η 値がほとんど一定であることが明らかにされている。最近 GA¹⁸⁾ で作成された ^{233}U に関する 100 群の断面積をみると ($0 \sim 2.5 \text{ eV}$ のエネルギー範囲), η^{23} は 0.025 eV 近辺では 2.27 程度の値であるが、 $0.04 \sim 0.1 \text{ eV}$ 範囲では 2.30 程度の値であり、それ以上のところでは 2.26 程度の値の前後で変化している。GA で作成されている ^{233}U の断面積は O. D. SIMPSON の実験値が使用されている。SHR-burner 炉の計算にも GA で使用されている値を使用している。

(a-1) 吸収, 分裂断面積

吸収, 分裂断面積ともに GA で使用された値を使用

(a-2) 散乱断面積

散乱断面積は OLEKSA により実験的に与えられた値 $\sigma_s = 12.5 \text{ b}$ が用いられている。

(b) 共鳴エネルギー領域

MOORE, REICH (1960); E. VOGT らの共鳴レベルの解析によると, ^{233}U の各共鳴準位について次の事柄が明らかにされている。

(i) 1.8 eV 共鳴以下の共鳴については, 1.5 eV に非常に幅の広い共鳴を考えれば負の共鳴準位を仮定しなくても十分に実験データを説明することができる。かつ, 1.5 eV 共鳴は 1.8 eV , 23 eV 共鳴とは相互干渉は起さない。

(ii) 2.3 eV 共鳴の右すその急降下は 1.8 eV 共鳴との相互干渉を取入れることにより説明される。

(iii) 4.75 eV 共鳴は非干渉性である。

(iv) 5.5 eV 以上の共鳴と以下の共鳴とは互に関係しない。 5.5 eV 以上の共鳴は one fission channel formula でよく近似できる。また, 1.5 eV , 4.7 eV 共鳴は Breit-Wigner の一準公式で表わされ, その spin state は他の共鳴準位の spin state と異なると考えられる。この spin state の相違についての妥当性は η の測定各共鳴レベルでの核分裂生成物の質量分布の測定等からある程度の推測が得られている。

(v) 捕獲断面積のエネルギー変化は対称であるが, 分裂断面積のエネルギー変化は非対称性を持つ, これは共鳴準位の相互干渉によるものである。

(b-1) 共鳴積分

一般に共鳴積分を計算する場合には次の事柄に注意しなければならない。

(i) 断面積平均に使用される中性子束スペクトル。

(ii) 共鳴散乱と potential 散乱との相互作用。

(iii) Doppler の影響

共鳴パラメーターは今考えているエネルギー範囲全体にわたって判明してないのが現状で

あるので、共鳴パラメーターの既知のエネルギー範囲とそうでない範囲の取扱い方についてさらに次の注意がなされなければならない。

(iv) 共鳴パラメーター既知でない範囲の断面積評価を平均の共鳴パラメーターから計算する場合(あまりよい精度は期待できないのが現状)には、共鳴パラメーターの分布についての知識を必要とする。これに反して、実験データよりの直接積分をおこなう場合には共鳴散乱断面積: η の知識を必要とする。

(v) 共鳴パラメーター既知の範囲の断面積評価と共鳴パラメーターから計算する場合には、(i), (ii), (iii) の考慮の外に共鳴パラメーター既知範囲外の範囲での共鳴のすそのこのエネルギー範囲への寄与を評価しておかなければならない。

以上 (i)~(v) までの考察を ^{233}U に適応した場合次の結果に集約される。(i) 炉内の中性子スペクトルに関しては、0.9 MeV~100 eV のエネルギー範囲内では $1/E$ スペクトルに割合に近いが 100~1.0 eV 範囲では $1/E$ スペクトルから相当ずれている。しかし、小グループではその変化は小さいと考え、一応、unresolved region ではその小群の断面積評価にさいして採用されているスペクトル形は $1/E$ 1分布と仮定されている。Resolved region においては後に説明される Doppler 効果のほかに、shielding effect が取り入れられている (iv) (v) についての distant level からの寄与 $\sigma(\text{dist})$ は次式で与えられる。

$$E^{1/2}\sigma_a(\text{dist}) = 6.52 \times 10^5 \frac{\langle \Gamma_{W^0} \rangle}{D} \langle \Gamma_\lambda \rangle \left(\frac{1}{E-E^{(1)}} + \frac{1}{E^{(2)}-E} \right) \quad (4)$$

E. VOGT によれば、 ^{233}U に対しては

$$E^{1/2}\sigma_a(\text{dist}) = 3.25 \quad E^{1/2}\sigma_f(\text{dist}) = 2.90$$

がよく合うと報告されている。SHR-burn up 炉の計算にもこれを用いてある。

次に ^{233}U 核種についての無限大希釈のもとでの共鳴積分値を 0.45 eV~10 MeV にわたって評価した結果について説明しておこう。まず 0.45 eV~10 MeV エネルギー区間を次の群に別けて考えている。

- (R-1) 0.45 eV~1.0 eV $1/v$ -low region
- (R-2) 1.0 eV ~29 eV Resolved resonance region
- (R-3) 29 eV ~900 eV Unresolved resonance region-I
- (R-4) 900 eV~3.67 MeV Unresolved resonance region-II
- (R-5) 3.67 MeV~10 MeV Fission region

(R-1) region での断面積は 2,200 m/sec での断面積値から断面積が $1/v$ 法則に従うとして外挿した場合と、断面積データの直接積分による方法で求めた場合を比較した。それによると

$$I_a^{(1)} = \int_{0.45}^{1.0} \sigma_{1/v^a}(E) \frac{dE}{E} = 90.76 \text{ b}$$

$$I_a^{(1)} = \int_{0.45}^{1.0} \sigma^a(E) \frac{dE}{E} = 127.86 \text{ b}$$

直接積分で得られた値には 1.0 eV 以上の共鳴のすその部分もはいつているので、もし共鳴エネルギー領域での断面積評価に Breit-Wigner の一準位公式を用いてエネルギー範囲を $-\infty$ から ∞ にままでわたって積分した場合には、1.0 eV 以下の断面積が共鳴 part に取入れられることになる。そこ

で、(R-2) region を共鳴パラメーターを用いて計算し、(R-1) region は核データの直接積分をおこなう場合には、(R-1) region で評価された断面積から共鳴部分の 0.45 eV~1.0 eV 範囲内にはいるすそ部分を差引いておかなければならない。²³³U の 1.61 : 1.785 : 2.304 : 3.64 : 4.79 eV 共鳴の 0.45 eV~1.0 eV 範囲内でのすそによる共鳴分値は TABLE A-1 で与える値となっている。

(R-2) Region での断面積は Breit-Wigner の一準位公式で表わされる部分とこのエネルギー範囲外の共鳴のすそによる寄与の 2 つに別けられる。前者については全部共鳴パラメーターから計算する場合と、1~3 eV 共鳴を直接断面積曲線を数値積分し残りの共鳴については共鳴パラメーターから計算する方法の 2 つについて比較した。

TABLE A-1 The resonance integral due to the resonance tail of 1.61~4.79 eV resonances of ²³³U

E_0	1.61	1.785	2.304	3.64	4.79	Total
I_a	142.74	193.35	67.15	21.82	36.62	
I_f	132.78	159.24	35.36	16.91	34.96	
$I_a(E_1E_2)$	9.860	4.000	0.235	0.0452	0.377	14.517
$I_f(E_1E_2)$	9.172	3.295	0.124	0.0350	0.360	12.986

$$\text{Note: } I_a(E_1, E_2) = \frac{1}{\pi} \left[\tan^{-1} \frac{E_2 - E_0}{(\Gamma/2)} - \tan^{-1} \frac{E_1 - E_0}{(\Gamma/2)} \right] \times I_a$$

E_1, E

その結果は次のとおりである。

$$I_a^{(2)} = I_{r1} + I_d = 699.6 \text{ b}$$

$$I_a^{(2)} = I_{r2} + I_n + I_d = 702.0 \text{ b}$$

ただし、

$$I_{r1} = \sum_{j=1}^{25} \frac{\pi}{2} \sigma_{0j} \frac{(\Gamma_r + \Gamma_i) j}{E_{0j}} = 694.36 \text{ b}$$

$$I_{r2} = \sum_{j=4}^{25} \frac{\pi}{2} \sigma_{0j} \frac{(\Gamma_r + \Gamma_i) j}{E_{0j}} = 291.1 \text{ b}$$

$$I_n = \int_{1.0}^{3.0} \sigma^a(E) \frac{dE}{E} = 403.8 \text{ b}$$

$$I_d = \int_{1.0}^{29} \sigma^{(dist)}(E) \frac{dE}{E} = 5.3 \text{ b}$$

(R-3) region での断面積は BNL-325 (2'nd) の全断面積より $\sigma_a = 12.5 \text{ b}$ を差引いた値に $1/E$ 中性子束をかけ直接積分により得られた。

$$I_a^{(3)} = \int_{29}^{9 \times 10^3} [\sigma_t(E) - \sigma_a] \frac{dE}{E} = 122.5 \text{ b}$$

(R-4) region での断面積は S. YIFTAH の与えている値を使用している。

(R-5) region での断面積は BNL-325 (2'nd) での fission cross-section を直接積分し、 $\alpha=0$ として σ_a を算出している。

(R-1) region での共鳴分裂積分については共鳴吸収積分と同様に、断面積が $1/v$ 法則に従うとして外挿した場合と、BNL-325 断面積曲線から直接積分をおこなった場合の 2 つを比較した。

$$I_f^{(1)} = \int_{0.45}^{1.0} \sigma_{1/v}^f(E) \frac{dE}{E} = 82.3 \text{ b}$$

$$I_f^{(1)} = \int_{0.45}^{1.0} \sigma_f(E) \frac{dE}{E} = 110.8 \text{ b}$$

(R-2) region 共鳴分裂積分については共鳴吸収積分と同様に、全部共鳴パラメーターから計算する場合と、1~3 eV 共鳴は直接断面積曲線を数値積分し残りの共鳴については共鳴パラメーターから計算する方法の2つについて比較した。その結果は次のとおりである。

$$I_f^{(2)} = I_{r1} + I_d = 583.6 \text{ b}$$

$$I_f^{(2)} = I_{r2} + I_n + I_d = 609.1 \text{ b}$$

ただし

$$I_{r1} = \sum_{j=1}^{25} \frac{\pi}{2} \sigma_{0j} \frac{\Gamma_f^j}{E_{0j}} = 581.3 \text{ b}$$

$$I_{r2} = \sum_{j=4}^{25} \frac{\pi}{2} \sigma_{0j} \frac{\Gamma_f^j}{E_{0j}} = 253.9 \text{ b}$$

$$I_n = \int_{1.0}^{3.0} \sigma_f(E) \frac{dE}{E} = 352.9 \text{ b}$$

$$I_d = \int_{1.0}^{29} \sigma_f(\text{dist})(E) \frac{dE}{E} = 2.3 \text{ b}$$

(R-3) region での共鳴分裂積分値は BNL-325 (2'nd) の分裂断面積の直接積分により得られている。

(R-4) region での断面積は S. YIFTAH の与えている値を使用している。

(R-5) region での共鳴分裂積分は BNL-325 (2'nd) の fission-cross-section の直接積分によっている。

以上の方法により計算された共鳴積分値は 0.45~10⁷ eV 範囲にわたって吸収、分裂積分ともそれぞれ 923.4 b, 775.2 b* である。これらの値は WESTCOTT が与えている値から若干の相異がある。すなわち、共鳴吸収積分に関しては WESTCOTT の使用している値より 3.4 b 大きく、共鳴分裂積分値は 30 b 小さくなっている。共鳴分裂積分がこのように比較的大きな開きがあるのは、主に (R-4) region での断面積値の相異からくるのであろう。実際 (R-4) region の断面積として ANL-5800 の値を使用すれば全分裂共鳴積分値は 791.5 b となり、WESTCOTT の値に比して 13.5 b 小さくなるに止る。いずれにしても ²³³U の (R-4) region での断面積がまだ実験的に与えられていないので全断面積の正確な値については不明である**。

(b-2) 散乱断面積

²³³U の potential 散乱断面積は 0~15.03 keV は 12.5 b ととられ、15.03 keV~1.737 MeV の範囲では最近 ANL で実験された σ_s に対する値から (D.C. STUPEGIA¹⁹⁾ 吸収断面積を差引いたものとしている。また、1.737 MeV~6.0653 MeV の間は 3.0 b ととられ、6.0653 MeV~10 MeV の間では ²³⁵U に対する散乱断面積を用いている (WAPD-TM-244²⁰⁾。

(b-3) 非弾性散乱断面積

²³³U の非弾性散乱断面積に関しては十分な資料はない。ここでの計算では ²³⁸U に関する値を用いている (Inter Nuclear Company²¹⁾ の与えている値)***。

* この値は共鳴のすその効果を入れない値である。共鳴のすその効果を入れると $I_a=908.8 \text{ b}$, $I_f=762.2 \text{ b}$ となる。

** 積分測定によると 800 b 前後と云われている。

*** ²³⁵U の非弾性散乱断面積も ²³⁸U の値が使用されている。

(b-4) 平均の散乱角度, 対数的エネルギー損失, 中性子放出数, η 値平均の散乱角度, 対数的エネルギー損失等については Th の場合と同様に質量 A を用いて従来使用されている式から計算されており, ν については S. YIFTAH の与えている式

$$\nu(E) = 0.123 E + 2.5 \quad (E = \text{MeV}) \quad (6)$$

を用いている. また, η については group 1~28 までは $\bar{\nu}$ と $\bar{\alpha}$ とから計算され, 29~54 までは M. L. YEATER の実験値を $1/E$ スペクトルで平均化されて使用されている. ここで $\bar{\alpha}$ は J. C. HOPKINS, B. C. DIVEN が与えている実験値を使用している.

(b-5) ^{233}U 核断面積についての補注

^{233}U の核断面積で σ_f と σ_a の比率は $(1+\alpha)^{-1}$ となっておるべきであり, $\nu\sigma_f/\sigma_a$ は η となっていなければならない. 実際には σ_a , σ_f , ν , η , α 等はすべて別々な核データを使用し, その計算方法も別々であって, 上記の関係がすべての小数群定数について成立しているというわけではないことに注意しておく.

実際のスペクトル計算並びに群定数計算においては共鳴の resolved region の取扱いには Doppler 効果並びに shielding 効果が取入れられている.

1.3 ^{233}Pa の核定数

^{233}Pa に関する断面積の報告としては積分測定値以外にはほとんどないのが現状であるが, 最近になってやっと共鳴エネルギー領域での断面積測定並びにレベル解析の結果が出るようになってきたが, それでも非常に不十分なものである. 始めに ^{233}Pa の核断面積の現状と結果を説明し後に, ここで採用したデータ並びに計算方法について説明しよう.

まず積分測定の結果としては, 次の値が与えられている.

断面図	断面積の値	実験された体系	実験者
σ_{eff}	55±6	黒鉛原子炉内 (ただし, 中性子束の値に信頼性がかかる)	KATZ* STEVENS
	151±20	LITR (黒鉛原子炉) 内で照射した試料より $^{234}\text{U}/^{233}\text{U}$ 比を測定し, ^{233}U , ^{232}Th の補獲断面積を 50 b: 1,400 b とし計算より求めている.	HALPERIN, <i>et al</i> ²²⁾
	150	^{233}Pa , ^{233}U の補獲断面積は未定とし LITR での実験値に合せる方法で計算	HALPERIN, <i>et al</i>
σ_0	43±6(1.18 min) 25±4(6.66 hr)	MTR 炉内で cadmium ratio 法による. Co の共鳴積分を 41 b としている.	SMITH ²³⁾
	20±4(1.18 min)	NRX 炉内での cadmium ratio 法による. Co の共鳴積分 48.6 b	EASTWOOD, <i>et al</i> ²⁴⁾
I_0	400(1.18 min) 270(6.66 hr)	MTR 炉内での cadmium ratio 法による. Co の共鳴積分を 41 b としている.	SMITH
	470±90(1.18 min)	NRX 炉内での cadmium ratio 法による. Co の共鳴積分 4.8 b としている.	EASTWOOD, <i>et al</i>

2,200 m/sec での吸収断面積は SMITH の結果によると, 43 b (1.18 min), 25 b (6.66 hr) となって

いるが、最近の EASTWOOD and WERNER²⁵⁾ の報告では 20 b (1.18 min), 19 b (6.7 hr) となっている。ここでの計算では EASTWOOD and WERNER の結果を用いることにし、2,200 m/sec での吸収断面積は 40 b ととられている。共鳴積分については SMITH の与えている値は低いようである。これについても EASTWOOD and WERNER は 930 b を与え、この値は後の説明する共鳴パラメーターから計算された共鳴断面積の値の観点から見ても妥当と思われる。共鳴エネルギー領域での断面積測定並びにパラメーター解析の唯一のものとして F.B. SIMPSON, *et al*²⁶⁾ の結果がある。これは 0.5~7.0 eV 範囲で σ_i が測定されており、5 箇の共鳴の解析並びにレベルパラメーターが与えられており、さらに、平均のレベルパラメーターも与えられている。SHR-burner 炉の計算で ²³³Pa による中性子損失についての検討は他の核種と同様に多組近似でおこなうが、そのさい使用される断面積は次のモデルに従うとする。

(i) 熱中性子エネルギー領域での吸収断面積は $1/v$ 法則に従うとし、その 2,200 m/sec 値での値は 40 b とする*。

(ii) 共鳴中性子エネルギー領域での吸収断面積はその全共鳴積分値が 987 b になるように規格化されている。すなわち共鳴積分は resolved part I_r と unresolved part I_{unr} に別けられ

$$\alpha(I_r + I_{unr}) = 987 - I \cdot 1/v$$

$$I = \alpha(I_r + I_{unr})$$

$$\bar{\sigma} = I/\Delta u$$

ただし、 $I \cdot 1/v$ は $1/v$ -part であり α は規格化因子、また、 I_r , I_{unr} はそれぞれ次式で計算されている。

$$I_r = \frac{\pi}{2} \sigma_0 \frac{\Gamma_r}{E_0} \quad (7)$$

$$I_{unr} = \frac{\pi}{2} \times (2.6 \times 10^6) \cdot \left(\frac{2g\Gamma_n^0}{D} \right) \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{E_1}} - \frac{1}{\sqrt{E_2}} + \frac{\bar{\Gamma}_n^0}{(\bar{\Gamma}_f + \bar{\Gamma}_r)} \right. \\ \left. \times \log \frac{\sqrt{E_1}(\Gamma_n^0 \sqrt{E_2} + \bar{\Gamma}_f + \bar{\Gamma}_r)}{\sqrt{E_2}(\Gamma_n^0 \sqrt{E_1} + \bar{\Gamma}_f + \bar{\Gamma}_r)} \right] \quad (8)$$

$$I \cdot 1/v = 2 \sigma_a(E_0) \sqrt{E_0} \left(\frac{1}{\sqrt{E_1}} - \frac{1}{\sqrt{E_2}} \right) \quad (9)$$

実際の計算では resolved part には Doppler の補正並びに Shielding の補正がはいる。そのさい共鳴パラメーターの Γ_n は α 倍に修正されて使用される。

²³³Pa の散乱断面積についてはほとんど資料らしきものはでていない。しかし、散乱断面積に関しては他の核種から類推もでき、またそれほど重要でもないので、ここでの計算では一応 ²³³U の結果を使用することにする。非弾性散乱断面積についても同様な取扱いをおこなう。なお、核パラメーター；断面積については後表を参照されたい。

1.4 ²³⁴U の核定数

²³⁴U の吸収断面積の評価は ²³²Th 核種についてと同様に resolved part: unresolved part 並びに

* HALPERIN の 1959 年の推奨値は 70 b となっており、この値を用いて、ORNL で Th-breeder の evaluation がなされているが (ORNL-61-3-9)、この値は高いようでその後 HALPERIN は 40 b を推奨値としている。)

1/v-part に別けて考察されている。2,200 m/sec における吸収断面積は BLOCK, *et al*²⁷⁾ が与えている 92 b を用い, resolved part は BNL-325 (2' nd) に与えられている共鳴パラメーターが用いられている。また, Unresolved part は 18 group (111.05 keV) から 31 group (275 eV) までは (8) 式により計算され, 1 group から 18 group までの間には ²³⁴U の fission があり, それについては BNL-325 (2' nd) の分裂断面積に対する曲線を直接積分している。(8) 式内の平均のレベルパラメーターの値は Progress in Nuclear Energy: SI, II, p 71 で与えられている値を用いている。その値を示しておこう。

$$\bar{\Gamma}_n^0/D = 1.1 \times 10^{-3} \text{ eV}^{-1/2}$$

$$D = 12 \text{ eV}$$

$$g = 1.0$$

以上の取扱いにより計算された全共鳴積分値は 702 b となっており, HALPERIN²⁸⁾ の与えている値 700 b とほとんど一致している。散乱断面積についても ²³³Pa と同様に, それほど重要でないので, 一応, ²³⁸U の値を用いることにしている。非弾性散乱についても同様である。

1.5 ²³⁵U の核定数

(a) 吸収, 分裂断面積

²³⁵U の吸収, 分裂断面積に関しては先に原研水性均質炉の核計算の折に, 評価検討されている²⁹⁾。SHR-burner 炉の核計算にはこの結果を用いている。その方法は以下のとおりである。

TABLE A-2 Resonance integral of ²³⁵U

Energy range	I_r (b)	I_f (b)	I (b)
0.5 eV~1.138eV	10.285	53.055	63.340
1.138~20	71.292	78.751	150.043
20~61	32.733	68.022	100.755
61~3×10 ⁴	32.071	64.142	96.213
3×10 ⁴ ~10×10 ⁴	0.400	1.335	1.735
10×10 ⁴ ~10×10 ⁶	0.265	2.037	2.302
Total	147.046	267.342	414.388

Note: Above results were obtained by S. KATSURAGI, R. SAITO

ただし,

- 0.5 eV~は共鳴準位による影響を差しひいた残りの σ_f から求めたもの: 1/v 領域に相当するが厳密には 1/v の振舞いをしていないので curve より算出
- 1.138 eV~20 eV (resolved region)
Parameter-BNL-325 より
- 20 eV~61 eV (resolved region)
Parameter-Phys. Rev., 103, p 973: SIMPSON, *et al* の測定
- 61 eV~3×10⁴ eV (Unresolved region)
 $\bar{\Gamma}_n^0/D = 1.0 \times 10^{-4} \text{ eV}$; $\bar{\Gamma}_n^0 = 0.13 \times 10^{-3} \text{ eV}$; $\alpha = 0.5$
 $\Gamma_r = 30 \text{ mV}$; $\Gamma_f = 60 \text{ mV}$
- 3×10⁴ eV~10×10⁴ eV (unresolved region)
 $\Gamma_r = 30 \text{ mV}$; $\Gamma_f = 100 \text{ mV}$; $\alpha = 0.3$
- 10×10⁴ eV~10×10⁶ eV (unresolved region)

$$\Gamma_r=30 \text{ mV}; \Gamma_f=230.77 \text{ mV}; \alpha=0.13$$

このようにして得られた値と、すでに発表されている値とを比較すると、*Nuclear Sci. and Eng.*, 9, p 341 に与えられている実験値は $I_f=274 \text{ b}$: AECL-1101: 与えられている curve の直接積分値は $I_f=269 \text{ b}$ で上に得られている値とほとんど同じである。

実際の計算では resolved region においては Doppler の補正並びに shielding の効果が取入れられている。

(b) 散乱断面積

散乱断面積に関しては Inter Nuclear Company の集録している MUFT-cross-section library の値を使用している。

(c) 非弾性散乱断面積

非弾性散乱断面積に関しては Inter Nuclear Company の集録している MUFT-cross-section library の値を使用している。

(d) 平均の散乱角度; 対数的エネルギー損失; 中性子放出数

平均の散乱角度は (1) 式で、また、対数的エネルギー損失は (2) 式で計算されており、中性子放出数に関しては Inter Nuclear Company の集録している MUFT-cross-section library の値を使用している*。

1.6 ^{235}U の核定数

^{235}U に関する断面積は Inter Nuclear Company の集録している MUFT-cross-section library の値を使用している。

1.7 黒鉛の核定数

^{12}C の散乱、非弾性散乱断面積に関しては Inter Nuclear Company の集録している値を用いているが、吸収断面積に関してはその 2,200 m/sec 値は 3.8 mb ととり、 $1/v$ 法則に従って速中性子エネルギー領域へ外挿されている。熱エネルギー領域での平均の散乱断面積は 4.8 b と取られ、また、平均の散乱角度は (1) 式により、対数的エネルギー損失については (2) 式で計算されている。

* KAPL- の J.R. STEIN⁶⁾ の発表している Standard MUFT-cross-section library の σ_s^{25} : ν_{inel}^{25} の値と Inter Nuclear Company での値とは若干異なっている。散乱断面積に関しては 39 group 以降も 7.565 b ととられているが、これは一寸低いようで 14~13 b ととるのが良い。また、非弾性散乱は前者の方が後者の値より低い。

2. スペクトル計算ならびに群定数

2.1 熱中性子エネルギー領域

熱中性子スペクトルの計算にあたっては、まず始めに黒鉛と中性子との散乱がどのような散乱法則に従うかが問題とされる。黒鉛と中性子との散乱は黒鉛内炭素原子の化学結合の複雑さのために一般にその散乱法則は複雑であるが、熱中性子スペクトルの問題をあつかう場合には中性子輸送の性質から散乱法則の複雑性がそのまま直接熱中性子スペクトルに現われるというものではない。

したがって、黒鉛の化学結合の影響は2次の量であると考えられる。化学結合の影響が2次の量であっても、燃料濃度の高い常温体系ではかなり重要な意味を持つ³⁰⁾ (特に温度係数に関して)。しかし、温度が高くなるに従い、黒鉛結晶の化学結合が緩和され、1,200°K 以上になると黒鉛結晶と中性子との散乱は自由炭素原子と中性子との散乱と置換えてもよいと考えられる^{30),31)}。したがって、熱中性子スペクトル計算並びに群定数計算には自由炭素原子ガスモデルを用いることにした³²⁾。次にこのモデルを用いての具体的な計算方法について説明しよう。

今、熱中性子密度を $N(v)$ とし、任意速度 v での中性子の散乱吸収の各過程における中性子密度のバランスの式は次のようになる。

$$S(v) + \int_0^{v^*} P(v' \rightarrow v) n(v') dv' = [V(v) + \gamma(v)] n(v) \quad (10)$$

ここで $S(v)$, $P(v' \rightarrow v)$: $V(v)$: $\gamma(v)$ はそれぞれ速度 v における中性子源 (v^* より上の速度の所から減速されてくるもの)、微分散乱確率、散乱確率、吸収確率であって、減速材原子が単原子ガスからなる場合には次式で与えられる。

$$S(v) = \sum_{K=1}^{\max} S_k(v)$$

$$S_k(v) = \begin{cases} \frac{2A_0 \sum s_k v}{1 - \alpha_k^2} \left(\frac{1}{v^{*2}} - \frac{\alpha_k^2}{v^2} \right) & \alpha_k v^* \leq v \leq v^* \\ 0 & 0 \leq v \leq \alpha_k v^* \end{cases} \quad (11)$$

$$P(v' \rightarrow v) = \sum_{k=0}^{K_{\max}} \frac{\sum s_k (m_k + 1)^2}{4m_k} \cdot \frac{v}{v'} \{ \operatorname{erf}(\beta_k \theta_k v - \beta_k \xi_k v') \pm \operatorname{erf}(\beta_k \theta_k v + \beta_k \xi_k v') \}$$

$$+ \exp\left[\frac{\beta_k^2}{m_k} (v'^2 - v^2) \right] \cdot \{ \operatorname{erf}(\beta_k \theta_k v' - \beta_k \xi_k v) \mp \operatorname{erf}(\beta_k \theta_k v' + \beta_k \xi_k v) \}$$

ただし、複号は $v' > v$ である。

$$V(v) = \int_0^{v^*} p(v \rightarrow w) dw$$

$$\gamma(v) = \sum_{l=1}^{l_{\max}} v N_l \sigma_{al}(v)$$

$$\Sigma_{sk} = N_k \sigma_{sk}$$

$$\beta_k^2 = \frac{m_k}{2KT}; \quad \alpha_k = \frac{m_k - 1}{m_k + 1}; \quad \theta_k = \frac{m_k + 1}{2m_k}; \quad \xi_k = \frac{m_k - 1}{2m_k}$$

ただし、 $K=8.61666 \times 10^{-5}$ eV/deg はボルツマン定数、 T は絶対温度である。また、 K は減速材核種の番号、 l は吸収核種のそれである。また、 N_k 、 N_j 、 σ_{sk} 、 σ_{al} はそれぞれ減速材原子数、吸収材原子数、並びにそれらの散乱断面積：吸収断面積を示す。また v^* は熱中性子上限エネルギーを表わし、ここでの計算では 2.0 eV ととられている。 A_0 は減速中性子源の大きさを規格化する因子で中性子全吸収との間の関係から定まる。(10) 式は 0~2.0 eV 区間を 50 エネルギー分割に分けられ加速リーブマン法により解かれている。収斂判定は 1 回前の反復結果の中性子束と、今計算された中性子束の差を 1 回前の反復結果の中性子束で割られた値の絶対値が、すべてのエネルギー分割点で 10^{-3} を越えなければそのとき中性子束は収斂したとしている。このように計算された $n(v)$ から熱中性子グループに対して

$$\bar{\sigma}_{x,l} = \frac{\int_0^{v_c} \sigma_{x,l}(v) v n(v) dv}{\int_0^{v_c} v n(v) dv}; \quad (x=a, f) \quad (12)$$

$$\bar{v} = \frac{\int_0^{v_c} v n(v) dv}{\int_0^{v_c} n(v) dv} \quad (13)$$

$$\Sigma_{xt} = N_i \bar{\sigma}_{xt} \quad (x=a, f)$$

$$\Sigma_{xT} = \sum_{l=1}^{l_{\max}} \Sigma_{xl} \quad (x=a, f, T=Total)$$

$$f_l = \frac{\Sigma_{al}}{\Sigma_{aT}} \quad (14)$$

$$\eta_l = \frac{v_l \Sigma_{fl}}{\Sigma_{al}}$$

が計算されている。ここで v_c は平均を考えるエネルギー範囲の上限エネルギーに対応する速度であって、ここでの計算では 1.0 eV ととられている。SHR-burn up 炉ではその動作温度は炉心平均 1200°K のところを考慮しており、この温度に対応する most probable なエネルギーは $E=0.1$ eV であり、その約 10 倍のエネルギーのところを熱中性子上限エネルギーと考えている。なお、熱中性子スペクトル計算で漏洩の効果は取入れられていないことを付記しておく。計算 code は THAC IBM-7090 用 code と呼ばれ原研で作成された³³⁾。

2.2 速中性子エネルギー領域

(a) 基礎式

いま、板状原子炉を考える。エネルギー E' 、立体角 Ω' の中性子が E 、 Ω に散乱される確率を $\Sigma_s^0(E' \rightarrow E; \Omega' \rightarrow \Omega)$ とし、体積 dx ；エネルギー dE ；立体角 $d\Omega$ 内での中性子束束を $N(x, E, \Omega)$

: 吸収, 分裂の確率を $\Sigma_a(E)$: $\Sigma_f(E)$ とする. また, 散乱は重心系において等方であるとする. このような場合での Boltzmann 方程式は次の式となる.

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial N}{\partial x}(x, \mu, E) + \Sigma N(x, \mu, E) = & \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\Omega'} d\Omega' \int_{E'} dE' N(x, \Omega', E') \\ & \times \Sigma_s^0(E' \rightarrow E; \Omega' \rightarrow \Omega) + \frac{1}{2} \nu f(E) \int_{-1}^1 d\mu \int_0^{E_0} dE' \Sigma_f(E') N(x, \mu, E') \end{aligned} \quad (15)$$

ここで

$$\Sigma_s^0(E' \rightarrow E; \Omega' \rightarrow \Omega) = \frac{\Sigma_s(E')}{4\pi} \cdot \frac{d\mu_c}{d\mu_0} \cdot \delta\left(E - E' + \frac{2AE'}{(A+1)^2}(1 - \mu_c)\right)$$

$f(E)$ fission spectrum

ν 1回の分裂で出る中性子数

μ 中性子の方向と X軸のなす方向余弦

μ_c 重心系での散乱前後の方向余弦

μ_0 実験室系での散乱前後の方向余弦

A 散乱核の原子質量

その他 Σ, Σ_f はそれぞれ減速材原子当りの全断面積, 並びに分裂断面積である.

(b) 散乱確率の性質

散乱確率 $\Sigma_s^0(E \rightarrow E'; \Omega' \rightarrow \Omega)$ の取扱いについて, 輸送方程式の解法に当っては実験室系での散乱前後の方向余弦 μ_0 を中心に考えた方が便利であり, 一方, 散乱確率の物理的性質は重心系での散乱前後の方向余弦 μ_c を中心に考えた方がよい. この重心系での散乱確率をあらためて $\Sigma_s^c(E' \rightarrow E; \Omega' \rightarrow \Omega)$ で示す.

Σ_s^0 と Σ_s^c との間の相互変換式を得ておくことは輸送方程式の解法のために必要なことである. ここでは P. F. ZWEIFUL; H. HURWITZ³⁴⁾ の与えた結果を示しておく. ZWEIFUL, HURWITZ によれば, $\Sigma_s^0(\mu_0)$, $\Sigma_s^c(\mu_c)$ を μ_0, μ_c に対するその Legendre 関数展開をする.

$$\Sigma_s^c(\mu_c) = \sum_{L=0}^{\infty} \frac{2L+1}{4\pi} B_L^c P_L(\mu_c) \quad (16)$$

$$\Sigma_s^0(\mu_0) = \sum_{L=0}^{\infty} \frac{2L+1}{4\pi} B_L^0 P_L(\mu_0)$$

ここで,

$$\mu_c(U) = 1 - \frac{(1+\gamma)^2}{2\gamma} (1 - e^{-U})$$

$$\mu_0(U) = \frac{1}{2\gamma} [(1+\gamma)e^{-U/2} - (1-\gamma)e^{U/2}] \quad (17)$$

$$U = u - u'$$

$$u = \ln(E_0/E)$$

$$\gamma = 1/A$$

Legendre 関数に対する直交関係を用いれば, ただちに Legendre 展開係数 $B_L^c = B_L^0$ 間に次の変換式が成立つことが容易に示される.

$$B_L^0 = \sum_{L'=0}^{\infty} T_{LL'} B_{L'}^c \quad (18)$$

ただし

$$\begin{aligned}
 T_{LL'} &= \frac{2L'+1}{2} \int_{-1}^1 P_L(\mu_0) P_{L'}(\mu_c) d\mu_c \\
 &= -\frac{2L'+1}{2} \int_0^{\ln[(1+\gamma/1-\gamma)]^2} P_L(\mu_0(U)) P_{L'}(\mu_c(U)) \frac{d\mu_c}{dU} dU \\
 T_{LL'} &= \frac{2L'+1}{2} \int_{-1}^1 P_L(\mu_c) P_{L'}(\mu_0) d\mu_c \\
 &= -\frac{2L'+1}{2} \int_0^{\ln[(1+\gamma/1-\gamma)]^2} P_L(\mu_c(U)) P_{L'}(\mu_0(U)) \frac{d\mu_c}{dU} dU \quad (20)
 \end{aligned}$$

重心系で等方散乱が成立すると仮定した場合には $B_L^c=0, L' \neq 0$ であるから、実験室系での散乱確率 $\Sigma_s^0(u' \rightarrow u; \Omega' \rightarrow \Omega)$ は $u-u'$ と u' のみに関係する項に別けられることがわかる。

$$B_L^0(u', U) = f_L(u-u') \Sigma_s(u') \quad (21)$$

ここで

$$f_L(u-u') = \frac{(1+\gamma)^2}{4\gamma} e^{-U}, \quad P_L\left(\frac{1}{2\gamma} [(1+\gamma)e^{-U/2} - (1-\gamma)e^{U/2}]\right)$$

(c) 輸送方程式

(15) 式の輸送方程式を解くに当りエネルギー表示からレサージ表示にした次式を取扱うのが便利である。以後 (22) 式をもとにして話を進める。

$$\mu \frac{\partial N}{\partial x}(x, \mu, u) + \Sigma N(x, \mu, u) = \int d\Omega_0' \int_{u-q}^u \Sigma_s^0(\mu_0, u', U) N(x, \mu, u') du' + S(u) \quad (22)$$

ただし

$$\begin{aligned}
 q &= \ln[(1+\gamma)/(1-\gamma)]^2 \\
 S(u) &= \frac{1}{2} \nu f(u) \int_{-1}^1 d\mu' \int_0^{u_0} \Sigma_f(u') N(x, \mu, u') du'
 \end{aligned}$$

(22) 式の $N(x, \mu, u)$; $\Sigma_s^0(\mu_0, \mu', U)$ をそれぞれ μ, μ_0 についての Legendre 関数に展開する。

$$N(x, \mu, u) = \sum_{L=0}^{\infty} \frac{2L+1}{4\pi} N_L(x, u) P_L(\mu) \quad (23)$$

$$\Sigma_s^0(\mu_0, u', U) = \sum_{L=0}^{\infty} \frac{2L+1}{4\pi} B_L^0(u', U) P_L(\mu_0)$$

(23) 式を (22) 式に代入し Legendre 関数に対する加法定理を用いれば次の諸関係式が成立する。

$$\begin{aligned}
 &\int d\Omega_0' \int_{u-q}^u \Sigma_s^0(\mu_0, u', U) N(x, \mu, U) du' \\
 &= \sum_{L=0}^{\infty} \frac{2L+1}{4\pi} J_L(x, u) P_L(\mu) \quad (24)
 \end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned}
 J_L(x, u) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial^n}{\partial u^n} [N_L(u) G_L(u)] \\
 G_L^n(u) &= \sum_{L'=0}^{\infty} T_{LL'} B_{L'}^c(u) \quad (25)
 \end{aligned}$$

$$T_{LL}^n = (-1) \frac{n!}{n'} \int_0^q U^n T_{LL'}(U) du$$

$$T_{LL}(U) = -\frac{2L+1}{2} \int_0^q P_L(\mu_0(u)) P_L(\mu_0(u)) \frac{d\mu_0}{dU} dU$$

ここで $q_L(u)$ として次の新しい関係式を定義する.

$$q_L(u) \equiv -\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial^n}{\partial u^n} G_L^{n+1}(u) N_L(u) \quad (26)$$

しかるとき, $q_L(u)$ に対して次の微分方程式が成立する.

$$q_L(u) + \lambda_L \frac{\partial q_L}{\partial u} \equiv -G_L^1 N_L(u) \left(1 - \frac{\partial \lambda_L}{\partial u}\right) - \sum_{n=2}^{\infty} \left[\frac{\partial^n}{\partial u^n} G_L^{n+1} N_L + \lambda_L \frac{\partial^n}{\partial u^n} G_L^n N_L \right] \quad (27)$$

$$\lambda_L = -G_L^2(u) / G_L^1(u)$$

H. AMSTER³⁵⁾ によれば (27) 式の右辺第2項は $O(\gamma^3)$ 程度の大きさであり, 減速媒質が比較的重い場合には右辺第1項に比較してその値が小さいので無視することができる. (15) 式に (23) 式の $N(x, \mu, u)$ の $P_L(\mu)$ 展開並びに (24) 式を代入し, $P_L(u)$ を両辺にかけ μ について $(-1, 1)$ 区間で積分を遂行すれば, $N_L(u)$ について次の式を得る ($P-1$ 近似).

$$\frac{L+1}{2L+1} \cdot \frac{\partial N_{L+1}}{\partial x} + \frac{1}{2L+1} \cdot \frac{\partial N_{L-1}}{\partial x} + \Sigma N_L = J_L + S_L \quad (28)$$

$L \geq 2$ 以上の N_L を無視すれば N_0, N_1 に対して次の関係式が成立する. ただし, 中性子源は等方的としている.

$$\frac{\partial N_1}{\partial x} + (\Sigma - G_0^0) N_0 = -\frac{\partial q_0}{\partial u} + S_0 \quad (29)$$

$$\frac{1}{3} \cdot \frac{\partial N_0}{\partial x} + (\Sigma - G_1^0) N_1 = -\frac{\partial q_1}{\partial u}$$

ここで q_0, q_1 は次の微分方程式を満す.

$$q_0 + \lambda_0 \frac{\partial q_0}{\partial u} = -G_0^1 N_0 \quad (30)$$

$$q_1 + \lambda_1 \frac{\partial q_1}{\partial u} = -G_1^1 N_1$$

また, 上式の各係数は次の式で表示される³⁶⁾.

$$\lambda_0 = \frac{G_0^2}{G_0^1} = \frac{1 - \alpha \left[1 + \ln \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{2} \ln^2 \frac{1}{\alpha} \right]}{1 - \alpha \left(1 + \ln \frac{1}{\alpha} \right)}$$

$$\lambda_1 = \frac{G_1^2}{G_1^1} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\left[\left(\frac{1}{\alpha} \right)^{2/3} - \left(1 + \frac{3}{2} \ln \frac{1}{\alpha} + \frac{9}{8} \ln^2 \frac{1}{\alpha} \right) \right] - 27 \left(\frac{1}{\alpha} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{1}{\alpha} \right)^{1/2} - \left(1 + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{8} \ln^2 \frac{1}{\alpha} \right) \right]}{\left[\left(\frac{1}{\alpha} \right)^{3/2} - \left(1 + \frac{3}{2} \ln \frac{1}{\alpha} \right) \right] - 9 \left(\frac{1}{\alpha} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{1}{\alpha} \right)^{1/2} - \left(1 + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{\alpha} \right) \right]} \quad (31)$$

$$G_0^0 = \Sigma_s \quad (32)$$

$$G_1^0 = \bar{\mu} \Sigma_s$$

$$G_0^1 = -\xi \Sigma_s$$

$$\alpha = [(A-1)/(A+1)]^{1/2}$$

P_1 近似, すなわち (29) 式を導くに当っては, (22) 式の $N(x, \mu, u)$; $\Sigma_s^0(\mu_0, u', U)$ を Legendre 展開し, 両辺に $P_L(\mu)$ をかけ Legendre 関数に関する直交関係を用いて N_L に関する (28) 式を導

いたが、今一つの近似方法として (22) 式の両辺を Fourier 変換し、その結果を $\Sigma - i\beta\mu$ で割った後で $P_l(\mu)$ を両辺にかけ Legendre 関数に関する直交関係を用いて F_l に関する式を導く方法がある。これは、 $B-1$ 近似と呼ばれているものであって以下にその誘導について簡単に説明しておく。

いま、 $N(x, \mu, u)$ の Fourier 変換を次のように定義する。

$$K(B, \mu, u) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{iBx} N(x, \mu, u) dx \quad (33)$$

したがって (22) 式の両辺を Fourier 変換すれば次式となる。

$$[\Sigma - iB\mu]K(B, \mu, u) = S(B, u) + \int d\Omega_0' \int_{u-q}^u \Sigma s^0(\mu_0, u, U) \times K(B, \mu, u) du' \quad (34)$$

ここで $K(B, \mu, u)$, $\Sigma s^0(\mu_0, u, U)$ を μ, μ_0 に関する Legendre 展開をおこない上式の両辺を $[\Sigma - iB\mu]$ で割った後 $P_l'(\mu)$ を両辺にかけて区間 $(-1, 1)$ で積分をおこなえば $F_l(B, u)$ について次式を得る

$$K(B, \mu, u) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} F_l(B, u) P_l(\mu) \quad (35)$$

$$\Sigma s^0(\mu_0, u', U) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} B_l^0(u', U) P_l(\mu_0)$$

$$F_l(B, u) \delta u' = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \cdot S_l(B, u) \cdot \int_{-1}^1 \frac{P_l(\mu) P_l'(\mu)}{\Sigma - iB\mu} d\mu \quad (36)$$

ただし、 $J_l(B, u)$ は (25) 式で定義されている関係式において $N_l(u) \rightarrow N_l(B, u)$ としたものである。

いま、中性子源 S_0 並びに中性子の減速を示す項 J_l に対して、 $S_l=0$; ($l \geq 1$) 並びに $J_l=0$ ($l \geq 2$) の近似をとれば (36) 式は (37) 式となる。

$$F_1(B, u) = \frac{1}{2} S_0 \cdot \frac{2i}{B} \left(1 - \frac{\tan^{-1} \alpha}{\alpha}\right) + \frac{1}{2} J_0(B, u) \cdot \frac{2i}{B} \left(1 - \frac{\tan^{-1} \alpha}{\alpha}\right) + \frac{3}{2} J_1(B, u) \cdot \frac{2}{B\alpha} \left(1 - \frac{\tan^{-1} \alpha}{\alpha}\right) \quad (37)$$

一方 $l'=0$ に対しては (35) 式を (34) 式に代入し $P_l'(\mu)$ を両辺にかけ $(-1, 1)$ 区間で積分すると直ちに次式を得る。

$$\Sigma F_0 - iBF_1 = S_0 + J_0 \quad (38)$$

(37), (38) 式の両式から S_0 を消去し G_i^j に (32) の所要の値を代入し整理すれば次の微分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} (\Sigma_a + \Sigma_{ia}) F_0 - iBF_1 &= -\frac{\partial q_0}{\partial u} + S_0 \\ (\gamma \Sigma - \bar{\mu} \Sigma_s) F_1 &= \frac{iB}{3} F_0 - \frac{\partial q_1}{\partial u} \end{aligned} \quad (39)$$

ただし

$$q_0 + \lambda_0 \frac{\partial q_0}{\partial u} = -G_0^1 F_0$$

$$q_1 + \lambda_1 \frac{\partial q_1}{\partial u} = -G_1^1 F_1$$

また

$$\gamma(u) = \frac{3(\alpha - \tan^{-1} \alpha)}{\alpha^2 \tan^{-1} \alpha}$$

$$\alpha = B/\Sigma$$

Gt^j ; λ_j は (32) 式と同じである。

(29) 式や (39) 式を解くコードは日本原子力研究所・炉物理研究室桂木氏³⁷⁾らにより作成されており、UGMG-code と名付けられている。SHR-burn up 炉の速中性子群定数はこのコードを用いて計算されている。

(D) Doppler 効果; shielding の影響

前節までの説明は主に輸送方程式の解法について説明してきたがここでは Doppler 効果と Shielding の影響の具体的な計算方法について説明を与えておく。燃料の共鳴吸収を逃れる確率 P は

$$P = \exp(-\sum_j (RI)_j) \quad (40)$$

で与えられる。ここで RI は均質体系のもとで、漏洩を考慮した場合には次式で与えられる。

$$(RI)_j = (I_0^j + \delta I_D^j) / (\xi S_j) \quad (41)$$

$$I_0 = \frac{\pi}{2} L_j m_j / (1 + \beta_j)^{1/2}$$

$$\beta_j = \gamma_j / S_j, \quad \gamma_j = \sigma_{0j} \cdot \frac{\Gamma_{aj}}{\Gamma_j}, \quad m_j = \sigma_{0j} \frac{\Gamma_{aj}}{E_{0i}}$$

$$S_j = \{\Sigma_s + \text{Sign. } B^2 / (3G_n)\} / N_j$$

ただし L_j は実効共鳴積分に対する任意の補正係数であり、 δI_D は Doppler の補正である。Doppler の補正は Dresner³⁸⁾ の与えている次の式に依っている。

$$\begin{aligned} \delta I_D^j &= \{f_1(\theta_j, h_j) - 1\} I_0^j \\ f_1(\theta_j, h_j) &= (1 + h_j)^{1/2} F(y) \end{aligned} \quad (43)$$

ただし、 $F(y)$ は次のように近似されている。

$$y = \sqrt{\frac{\pi}{2}} h_j \beta_j \quad (44)$$

とおき

$$F(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{y} \sqrt{\ln y} \quad y > 5 \quad (45)$$

$$\begin{aligned} F(y) &= 1 - 0.70711 Z - 0.12976 Z^2 - 0.05241 Z^3 \\ &\quad - 0.02784 Z^4 - 0.01710 Z^5 - 0.01150 Z^6 - 0.00822 Z^7 \end{aligned} \quad (46)$$

$$Z = y / (1 + y) \quad 5 \geq y \geq 0.8$$

$$F(y) = \sum_{l=0}^{10} \frac{(-1)^l}{l+1} y^l \quad 0.8 > y \quad (47)$$

ただし

$$h_j = \beta_j; \quad \theta_j = \left[\frac{1.60206}{4 \times 1.38044 \times 10^{-1}} \times \frac{A_j \Gamma_j m_j}{T_f \gamma_j} \right]^{1/2}$$

A_j は吸収核の質量; Γ_j は全中性子幅; T_f は温度である。

(E) 速中性子群定数

UGMG-code で out put されている量は次ののである。

ϕ_mFlux
Y_mCurrent
D_mDiffusion coefficient
Σ_{am}Absorption cross-section
Σ_{fm}Fission cross-section
$\nu\Sigma_{fm}$Fission cross-section yield
X_mFission spectrum
P_{am}Resonance escape (Capture escape)
P_{fm}Resonance escape (Fission escape)
Σ_{pm}Removal cross-section
P_mResonance escape
τ_mAge (m group 内の)
τAge (m group まで)
Q_mSlowing down density

これらの定数相互の間には次の関係式も成立している。

$$\begin{aligned}
 D_m &= Y_m/B\phi_m \\
 \Sigma_{rm} &= Q_m/\phi_m \\
 \Sigma_{Tm} &= \Sigma_{rm} + \Sigma_{am} \\
 \rho_m &= \Sigma_{rm}/\Sigma_{Tm} \\
 \tau_m &= D_m/\Sigma_{Tm} \\
 \eta_m^j &= (\nu\Sigma_{fsm}^j + \nu\Sigma_{rsm}^j)/(\Sigma_{asm}^j + \Sigma_{rsm}^j) \\
 f_m^j &= (\Sigma_{asm}^j + \Sigma_{rsm}^j)/\Sigma_{am}
 \end{aligned}$$

ただし、特殊な核種について

Σ_{asm}^jAbsorption cross-section: (Smooth)
Σ_{arm}^jAbsorption cross-section: (Resonance)
Σ_{fsm}^jFission cross-section: (Smooth)
Σ_{frm}^jFission cross-section: (Resonance)
$\nu\Sigma_{fsm}^j$Fission yield (Smooth)
$\nu\Sigma_{frm}^j$Fission yield (Resonance)

(F) 熱中性子群定数

熱中性子群定数は前述した THAC-code を用いてなされ次の量が計算されている。

$\bar{\sigma}_a^j$Absorption cross-section
$\bar{\sigma}_f^j$Fission cross-section
Σ_a^jAbsorption cross-section
Σ_f^jFission cross-section
Σ_aTotal absorption cross-section

Σ_f Total fission cross-section

η_j Effective eta

f_j thermal neutron utilization factor

\bar{v} Thermal neutron averaged velocity

定数相互の関係として

$$\Sigma_a = \Sigma \sigma_a^j N_j \quad (j = \text{核種})$$

$$\mu \Sigma_a = \sum_{j=1}^M \mu_j \sigma_a^j N_j$$

$$\Sigma_T = \Sigma_a + \Sigma_s$$

$$D = \Sigma_s / [3 \Sigma_T (\Sigma_T - \mu \Sigma_a)]$$

$$L^2 = D / \Sigma_a$$

3. 組成計算

Isotope の濃度 N は次式で計算される。

$$\frac{dN_{02}}{d\theta} = -N_{02}[(\sigma_{02^a})_2 + (\sigma_{02^a})_1 X]$$

$$\frac{dN_{13}}{d\theta} = -\frac{dN_{02}}{d\theta} \left[\frac{\lambda_{13}}{\phi_2} + (\sigma_{13^a})_2 + (\sigma_{13^a})_1 X \right] N_{13}$$

$$\frac{dN_{23}}{d\theta} = \frac{\lambda_{13}}{\phi_2} N_{13} - [(\sigma_{23^a})_2 + (\sigma_{23^a})_1 X] N_{23}$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_{24}}{d\theta} = & [(\sigma_{13^a})_2 + (\sigma_{13^a})_1 X] N_{13} + \left\{ \left(\frac{(\alpha_{23})_2}{1 + (\alpha_{23})_2} \right) \cdot (\sigma_{23^a})_2 \right. \\ & \left. + \left(\frac{(\alpha_{23})_1}{1 + (\alpha_{23})_1} \right) \cdot (\sigma_{23^a})_1 \cdot X \right\} N_{23} - [(\sigma_{24^a})_2 + (\sigma_{24^a})_1 \cdot X] N_{24} \end{aligned}$$

$$\frac{dN_{25}}{d\theta} = [(\sigma_{24^a})_2 + (\sigma_{24^a})_1 X] N_{24} - [(\sigma_{25^a})_2 + (\sigma_{25^a})_1 X] N_{25}$$

$$\frac{dN_{26}}{d\theta} = \left\{ \left(\frac{(\alpha_{25})_2}{1 + (\alpha_{25})_2} \right) \cdot (\sigma_{25^a})_2 + \left(\frac{(\alpha_{25})_1}{1 + (\alpha_{25})_1} \right) \cdot (\sigma_{25^a})_1 \cdot X \right\} N_{25} - [(\sigma_{26^a})_2 + (\sigma_{26^a})_1 \cdot X] N_{26}$$

$$\frac{dN_{45}}{d\theta} = [\gamma_{23}^{(45)} (\sigma_{23^f})_2 N_{23} + \gamma_{25}^{(45)} (\sigma_{25^f})_2 N_{25}] - \left[(\sigma_{45^a})_2 + \frac{\lambda_{45}}{\phi_1} \right] N_{45}$$

$$\frac{dN_{29}}{d\theta} = [\gamma_{23}^{(29)} (\sigma_{23^f})_2 N_{23} + \gamma_{25}^{(29)} (\sigma_{25^f})_2 N_{25}] - (\sigma_{29^a})_2 N_{29}$$

$$\frac{dN_P}{d\theta} = [\gamma_{23}^{(P)} (\sigma_{23^f})_2 N_{23} + \gamma_{25}^{(P)} (\sigma_{25^f})_2 N_{25}] - [(\sigma_P^a)_2 + (\sigma_P^a)_1 X] N_P$$

ただし

$$\theta = \int_0^t \phi dt$$

$$(\alpha)_i = [(\sigma_a)_i - (\sigma_f)_i] / (\sigma_f)_i$$

$$X = \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{a1}} \cdot \frac{(1-P_1)}{P_1} (1 + L_1^2 B_2^2)$$

$$P_1 = \frac{\Sigma_{r1}}{\Sigma_{a1} + \Sigma_{r1}}$$

$$\frac{D_2}{\Sigma_{a2}}$$

Σ_{ai} : Σ_{r1} は全巨視吸収並びに除去断面積である。また分裂生成物による実効断面積は本文 (7),

(8) 式で計算されている。

実効断面積にはスペクトル補正が取入れられるように断面積を Nc/N_{235U} ; Nc/N_{Th} 比 x, y の幅

数展開を用いるようになっている。微分方程式の解法は Runge-Kutta 法による逐次計算方法によった。

参考文献

- 1) L. W. NORDHEIM: *Nuclear Sci. Eng.*, **12**, 457-463 (1962)
- 2) S. DESJARDINS, *et al*: International conference on nuclear structure at Kingston, (1960).
- 3) 安川, 伊勢, 立花: 平均核資-7 (1962)
- 4) C. H. WESTCOTT: AECL-1101.
- 5) M. TOBIAS: CF-54-9-97.
- 6) J. R. STEHN: KAPL-M-JRS-13 (1960)
- 7) S. YIFTAH, *et al*: Fast reactor cross-sections.
- 8) N. J. PATTENDEN and J. A. HARVEY: International conference on nuclear structure at Kingston, August 29-Sept 3, 1960
- 9) S. OLEKSA: *Phys. Rev.*, **109**, 1645 (1958)
- 10) M. L. YEATER, *et al*: *Nuclear Sci. Eng.*, **9**, 105-119 (1961)
- 11) J. C. HOPKINS and B. C. DIVEN: SM/18/55 (1961)
- 12) M. S. MOORE and F. B. SIMPSON: *Nuclear Sci. Eng.*, **13**, 18 (1962)
- 13) M. S. MOORE, L. G. MILLER, O. D. SIMPSON: *Phys. Rev.*, **118**, 714 (1960)
- 14) M. S. MOORE and C. W. REICH: *Phys. Rev.*, **118** (3), 718 (1960)
- 15) E. VOGT: *Phys. Rev.*, **118**(3), 724-733 (1960)
- 16) J. E. EVANS, R. G. FLUHARTY: *Nuclear Sci. Eng.*, **8**, 66-82 (1960)
- 17) Breeder conference 資料 (1960)
- 18) G. D. JOANOU, A. J. GOODJOHN, N. F. WIKNER: GA-2157 (1961)
- 19) D. C. STUPEGIA: *J. Nuclear Energy*, **16**, 201-203 (1962)
- 20) A. F. HENRY: WAPD-TM-224 (1960)
- 21) MUFT-Standard-Cross-section library: Internuclear company.
- 22) J. HALPERIN, *et al*: *Nuclear Sci. Eng.*, **1**, 1 (1956)
- 23) R. R. SMITH: IDO-16226 (1955)
- 24) T. A. EASTOOD, *et al*: P/15/203 (1958)
- 25) T. A. EASTWOOD, R. D. WERNER: *Can. J. Phys.* **38**, 751 (1960)
- 26) F. B. SIMPSON and R. P. SCHUMAN: WASH-1044, p. 37 (1961)
- 27) BLOCK, *et al*: *Nuclear Sci. Eng.*, **8**, 112-121 (1960)
- 28) J. HALPERIN: 15/P/1072 (1958).
- 29) 桂木他 .. 原研炉物理-1-資料 36
- 30) GA-2113
- 31) 安川: 第3回原子総合発表会要旨集, C-45
- 32) WINGNER and WILLKINS: AECP-2275
- 33) 鈴木: 原研計算機資料 1022

- 34) P. F. ZWEIFEL, H. HURWITZ, Jr: *J. Applied Physics.*, **25** (10), (1954)
- 35) H. AMSTER: *J. Applied Physics.*, **29** (4), (1958)
- 36) M. M. LEVINE, *et al*: *Nuclear Sci. Eng.*, (1960)
- 37) 桂木他: JAERI Memo-1025 (1962)
- 38) L. DRESNER: *Resonance Absorption in Nuclear Reactors*. Pergamon Press.

TABLE A-3 Resonance parameters and integral of ^{232}Th

No.	E_0 (eV)	Γ_n (mV)	Γ_r (mV)	σ_0 (b)	$\frac{\Gamma_s}{\Gamma}$	$\frac{\Gamma_t}{\Gamma_s}(=\alpha)$	$\sigma_0 \frac{\Gamma_s}{E_0}(=m)$ (b)	$\sigma_0 \frac{\Gamma_s}{\Gamma}(=R)$ (b)	$\alpha \cdot m$ (b)
1	21.84	2.2	34	7.280×10^3	0.9392	0	11.333	6.873×10^3	0
2	23.48	4.0	39	10.307	0.9069	0	17.120	9.347	0
3	59.55	4.6	21	7.876	0.7894	0	2.777	6.217	0
4	69.2	39	43	17.905	0.5243	0	11.126	9.388	0
5	113.15	11	42	4.790	0.7924	0	1.778	3.796	0
6	121.0	18.5	41	6.694	0.6890	0	2.268	4.612	0
7	128.5	0.10	42	0.0482	0.9976	0	0.016	0.048	0
8	129.4	3.1	42	1.391	0.9534	0	0.451	1.326	0
9	146.2	0.10	42	0.0424	0.9976	0	0.012	0.042	0
10	154.6	0.22	42	0.0873	0.9947	0	0.024	0.087	0
11	170.8	58	48	8.337	0.4528	0	2.343	3.775	0
12	193.0	14	50	2.953	0.7812	0	0.765	2.707	0
13	196.8	0.13	42	0.0412	0.9969	0	0.009	0.041	0
14	199.8	9	42	2.292	0.8255	0	0.482	1.887	0
15	203	18.8	42	4.026	0.6907	0	0.207	2.781	0
16	221.8	23	46	3.909	0.6666	0	0.811	2.606	0
17	252.3	24	42	3.757	0.6176	0	0.625	2.320	0
18	264	15	42	2.595	0.7368	0	0.413	1.912	0
19	286.8	21	50	2.688	0.7042	0	0.469	1.893	0
20	306.5	20	42	2.744	0.6774	0	0.376	1.858	0
21	330.4	55	53	4.015	0.4907	0	0.644	1.970	0
22	343.3	30	42	3.163	0.5833	0	0.387	1.845	0
23	366.7	35	42	3.232	0.5454	0	0.370	1.763	0
24	371.0	24	42	2.555	0.6363	0	0.289	1.626	0
25	402.8	9	42	1.137	0.8235	0	0.119	0.936	0
26	413.4	26.8	42	2.453	0.6105	0	0.249	1.498	0
27	456.4	28.2	42	2.292	0.5982	0	0.211	1.371	0
28	465.0	45	42	3.763	0.4827	0	0.340	1.816	0
29	491.0	50	42	2.880	0.4565	0	0.246	1.315	0
30	513.0	3.5	42	0.390	0.9230	0	0.032	0.360	0
31	531.5	15	42	1.289	0.7368	0	0.102	0.950	0
32	543.0	1.0	42	0.112	0.9767	0	0.009	0.109	0
33	573.0	25	42	1.695	0.6268	0	0.124	1.062	0
34	581.0	1.6	42	0.645	0.9633	0	0.047	0.621	0
35	601.5	11	42	0.901	0.7924	0	0.063	0.714	0
36	621.5	5	47	0.444	0.9038	0	0.034	0.402	0
37	660.5	32	74	1.703	0.6981	0	0.191	1.189	0
38	669.0	17	59	1.121	0.7763	0	0.099	0.870	0
39	679.5	125	167	2.870	0.5719	0	0.705	1.641	0
40	692.0	38	80	1.788	0.6779	0	0.207	1.212	0
41	705.0	18	60	1.108	0.7692	0	0.094	0.852	0
42	717.5	25	67	1.353	0.7282	0	0.126	0.985	0
43	746.0	160	202	2.764	0.5580	0	0.748	1.542	0
44	783.0	10	52	0.639	0.8387	0	0.042	0.536	0
45	810.0	125	167	2.407	0.5719	0	0.496	1.337	0
46	848.0	23	65	1.087	0.7386	0	0.083	0.803	0
47	872	10	52	0.573	0.8387	0	0.034	0.481	0
48	896	30	72	1.212	0.7058	0	0.097	0.855	0
49	950	40	82	1.338	0.6721	0	0.115	0.899	0
50	970	7.5	49.5	0.408	0.8684	0	0.021	0.354	0
51	990	24	66	0.958	0.7333	0	0.064	0.703	0
52	998	70	112	1.630	0.6153	0	0.183	1.003	0

TABLE A-4 Infinite dilution resonance integral of ^{232}Th

Group No.	Lethargy	δu	Lower energy limit	$I(\text{resolved})$	$I(\text{unresolved})$	$I(1/V)$	I
1	0.25	0.25	7.7880 MeV	(fission)	{0.076 barn 0.064 0.036 0.034 0.031 0.018		0.076 barn
2	0.50	0.25	6.0653				0.064
3	0.75	0.25	4.7237				0.036
4	1.00	0.25	3.6788				0.034
5	1.25	0.25	2.8650				0.031
6	1.50	0.25	2.2313				0.018
7	1.75	0.25	1.7377				
8	2.00	0.25	1.3534				
9	2.25	0.25	1.0540				
10	2.50	0.25	820.850 keV				
11	2.75	0.25	639.279		0.002	0.002	
12	3.00	0.25	497.871		0.004	0.004	
13	3.25	0.25	387.742		0.002	0.002	
14	3.50	0.25	301.974		0.007	0.007	
15	3.75	0.25	235.177		0.009	0.009	
16	4.00	0.25	183.156		0.007	0.007	
17	4.25	0.25	142.642		0.014	0.014	
18	4.50	0.25	111.090		0.017	0.017	
19	4.75	0.25	86.517		0.021	0.021	
20	5.00	0.25	67.379		0.067	0.067	
21	5.50	0.50	40.868		0.109	0.109	
22	6.00	0.50	24.788		0.173	0.173	
23	6.50	0.50	15.034		0.266	0.266	
24	7.00	0.50	9.119		0.417	0.417	
25	7.50	0.50	5.531		0.650	0.650	
26	8.00	0.50	3.355		0.957	0.957	
27	8.50	0.50	2.035		1.442	1.442	
28	9.00	0.50	1.234		1.442	1.442	
29	9.50	0.50	749.0 eV	1.783 barn		0.019 barn	1.802
30	10.00	0.50	454	5.306		0.025	5.331
31	10.50	0.50	275	4.560		0.032	4.592
32	11.00	0.50	167	8.883		0.041	8.924
33	11.25	0.25	130	0.056		0.025	0.081
34	11.50	0.25	101	7.089		0.028	7.117
35	11.75	0.25	78.6			0.032	0.032
36	12.00	0.25	61.0	17.476		0.033	17.509
37	12.25	0.25	47.5	4.362		0.044	4.406
38	12.50	0.25	36.99			0.047	0.047
39	12.75	0.25	28.81			0.053	0.053
40	13.00	0.25	23.00	26.892		0.053	26.945
41	13.25	0.25	17.90	17.801		0.067	17.868
42	13.50	0.25	13.94			0.076	0.076
43	13.75	0.25	10.86			0.086	0.086
44	14.00	0.25	8.32			0.104	0.104
45	14.25	0.25	6.48			0.111	0.111
46	14.50	0.25	5.05			0.628	0.628
47	14.75	0.25	3.93			0.241	0.241
48	15.00	0.25	2.73			0.242	0.242
49	15.25	0.25	2.12			0.196	0.196
50	15.50	0.25	1.65			0.221	0.221
51	15.7538	0.2538	1.28			0.254	0.254
52	16.0000	0.2462	1.13			0.137	0.137
53	16.3000	0.3000	0.834			0.371	0.371
54	16.5844	0.2884	0.625			0.408	0.408

TABLE A-5 54 group constants of ²³⁵U

Group No.	u	δu	Lower energy limit E	Fission spectrum	σ_{sp} (b)	σ_a (b)	σ_f (b)	σ_s inel (b)	$\xi\sigma_s$	$\mu\sigma_s$ (b)
1	0.25	0.25	7.7880 MeV	0.03433	2.595	2.200	2.200	1.720	4.233	0.0123
2	0.50	0.25	6.0653	0.09363	2.340	2.000	2.000	1.720	4.015	0.0116
3	0.75	0.25	4.7237	0.20721	3.000	1.580	1.580	1.720	3.807	0.0135
4	1.00	0.25	3.6788	0.32702	3.000	1.700	1.700	1.720	3.592	0.0135
5	1.25	0.25	2.8650	0.42478	3.000	1.653	1.640	1.720	3.377	0.0135
6	1.50	0.25	2.2313	0.47457	3.000	1.863	1.840	1.490	2.744	0.0128
7	1.75	0.25	1.7377	0.47825	3.000	1.959	1.920	1.190	2.051	0.0200
8	2.00	0.25	1.3534	0.43106	3.046	1.959	1.920	1.190	1.883	0.0121
9	2.25	0.25	1.0540	0.36711	3.681	2.027	1.950	1.190	1.776	0.0139
10	2.50	0.25	820.850 keV	0.29811	3.841	2.027	1.950	0.580	0.819	0.0126
11	2.75	0.25	639.279	0.23616	4.320	2.149	2.020	0.580	0.764	0.0140
12	3.00	0.25	497.871	0.17664	4.910	2.149	2.020	0.430	0.540	0.0153
13	3.25	0.25	387.742	0.13100	5.371	2.400	2.240	0.430	0.508	0.0166
14	3.50	0.25	301.974	0.09618	6.071	2.400	2.240	0.290	0.342	0.0182
15	3.75	0.25	235.177	0.06870	6.800	2.517	2.320	0.290	0.328	0.0203
16	4.00	0.25	183.156	0.04892	7.300	2.517	2.320	0.200	0.238	0.0215
17	4.25	0.25	142.642	0.03397	7.205	2.717	2.470	0.200	0.227	0.0212
18	4.50	0.25	111.090	0.02426	7.805	2.717	2.470	0.170	0.200	0.0221
19	4.75	0.25	86.517	0.01695	7.800	3.077	2.750	0.170	0.193	0.0228
20	5.00	0.25	67.379	0.01180	8.700	3.077	2.750	0.100	0.146	0.0252
21	5.50	0.50	40.868	0.00567	8.725	3.546	3.130	0.100	0.146	0.0252
22	6.00	0.50	24.788	0.00271	7.909	4.165	3.630	0.000	0.068	0.0226
23	6.50	0.50	15.034	0.00136	9.039	4.939	4.270	0.000	0.077	0.0259
24	7.00	0.50	9.119	0.00062	12.500	5.843	5.010	0.000	0.107	0.0358
25	7.50	0.50	5.531	0.00029	12.500	6.916	5.790	0.000	0.107	0.0358
26	8.00	0.50	3.355	0.00013	12.500	8.965	7.570	0.000	0.107	0.0358
27	8.50	0.50	2.035	0.00006	12.500	11.558	7.570	0.000	0.107	0.0358
28	9.00	0.50	1.234	0.00003	12.500	8.370	7.540	0.000	0.107	0.0358
29	9.50	0.50	749 eV	0.00001	12.500	11.889	9.873	0.000	0.107	0.0358
30	10.00	0.50	454	0.00000	12.500	14.942	11.065	0.000	0.107	0.0358
31	10.50	0.50	275	0.00000	12.500	18.782	15.319	0.000	0.107	0.0358
32	11.00	0.50	167	0.00000	12.500	21.114	19.897	0.000	0.107	0.0358
33	11.25	0.25	130	0.00000	12.500	22.770	23.612	0.000	0.107	0.0358
34	11.50	0.25	101	0.00000	12.500	51.694	35.862	0.000	0.107	0.0358
35	11.75	0.25	78.6	0.00000	12.500	37.316	31.289	0.000	0.107	0.0358
36	12.00	0.25	61.0	0.00000	12.500	42.407	36.976	0.000	0.107	0.0358
37	12.25	0.25	47.5	0.00000	12.500	53.475	29.764	0.000	0.107	0.0358
38	12.50	0.25	36.99	0.00000	12.500	29.724	29.458	0.000	0.107	0.0358
39	12.75	0.25	28.81	0.00000	12.500	67.688	52.409	0.000	0.107	0.0358
40	13.00	0.25	23.00	0.00000	12.500	34.857	31.915	0.000	0.107	0.0358
41	13.25	0.25	17.90	0.00000	12.500	235.245	214.446	0.000	0.107	0.0358
42	13.50	0.25	13.94	0.00000	12.500	188.468	174.779	0.000	0.107	0.0358
43	13.75	0.25	10.86	0.00000	12.500	98.915	84.696	0.000	0.107	0.0358
44	14.00	0.25	8.32	0.00000	12.500	159.644	135.884	0.000	0.107	0.0358
45	14.25	0.25	6.48	0.00000	12.500	193.801	151.712	0.000	0.107	0.0358
46	14.50	0.25	5.05	0.00000	12.500	25.115	20.529	0.000	0.107	0.0358
47	14.75	0.25	3.93	0.00000	12.500	146.518	139.779	0.000	0.107	0.0358
48	15.00	0.25	2.73	0.00000	12.500	89.720	69.839	0.000	0.107	0.0358
49	15.25	0.25	2.12	0.00000	12.500	269.780	142.876	0.000	0.107	0.0358
50	15.50	0.25	1.65	0.00000	12.500	759.776	625.900	0.000	0.107	0.0358
51	15.7538	0.2538	1.28	0.00000	12.500	526.275	489.450	0.000	0.107	0.0358
52	16.00	0.2462	1.13	0.00000	12.500	2.813	2.510	0.000	0.107	0.0358
53	16.30	0.30	0.834	0.00000	12.500	95.031	86.209	0.000	0.107	0.0358
54	16.5884	0.2884	0.625	0.00000	12.500	108.876	98.769	0.000	0.107	0.0358

TABLE A-6 54 group resonance integrals of ²³⁵U

Group No.	Lower energy limit	I_a (b)	I_f (b)
1	7.7880 MeV	0.5500	0.5500
2	6.0653	0.5000	0.5000
3	4.7237	0.3950	0.3950
4	3.6788	0.4250	0.4250
5	2.8650	0.4133	0.4100
6	2.2313	0.4658	0.4600
7	1.7377	0.4898	0.4800
8	1.3534	0.4898	0.4800
9	1.0540	0.5068	0.4875
10	820.850 keV	0.5068	0.4875
11	639.279	0.5373	0.5050
12	497.871	0.5373	0.5050
13	387.742	0.6000	0.5600
14	301.974	0.6000	0.5600
15	235.177	0.6293	0.5800
16	183.156	0.6293	0.5800
17	142.642	0.6793	0.6175
18	111.090	0.6793	0.6175
19	86.517	0.7693	0.6875
20	67.379	0.7693	0.6875
21	40.868	1.7730	1.5650
22	24.788	2.0825	1.8150
23	15.034	2.4695	2.1350
24	9.119	2.9215	2.5050
25	5.531	3.4580	2.8950
26	3.355	4.4825	3.7850
27	2.035	5.7750	3.7850
28	1.234	4.1850	3.7668
29	749 eV	5.9448	4.9363
30	454	7.4712	5.5324
31	275	9.3912	7.6595
32	167	10.5571	9.9485
33	130	5.6926	5.1238
34	101	12.9234	8.9656
35	78.6	9.3291	7.8223
36	61.0	10.6017	9.2439
37	47.5	13.3688	7.4411
38	36.99	7.4309	7.3645
39	28.81	16.9220	13.1024
40	23.00	8.7142	7.9787
41	17.90	58.8112	53.6116
42	13.94	47.1169	43.6947
43	10.86	24.7288	21.1742
44	8.32	39.9111	33.9709
45	6.48	48.4502	37.9279
46	5.05	6.2787	5.1322
47	3.93	36.6295	34.9447
48	2.73	22.4301	17.4597
49	2.12	67.4451	35.7190
50	1.65	189.9441	156.4750
51	1.28	133.5687	124.2225
52	1.13	0.6926	0.6180
53	0.834	28.5093	25.8620
54	0.625	31.400	28.4850

TABLE A-7 Eta energy distribution for ²³⁵U
(Calculated values)

Group No.	α	β	γ
1	0	3.604	3.604
2		3.362	3.362
3		3.174	3.174
4		3.027	3.027
5		2.912	2.912
6		2.823	2.823
7		2.754	2.754
8	0.005	2.700	2.687
9	0.019	2.658	2.608
10	0.035	2.625	2.536
11	0.049	2.599	2.478
12	0.063	2.580	2.427
13	0.074	2.564	2.387
14	0.082	2.552	2.358
15	0.090	2.543	2.308
16	0.095	2.536	2.316
17	0.100	2.530	2.300
18	0.104	2.526	2.288
19	0.106	2.522	2.280
20	0.108	2.519	2.273
21	0.110	2.516	2.267
22	0.109	2.514	2.267
23	0.108	2.512	2.267
24	0.110	2.511	2.262
25		2.510	2.261
26			
27			
28	0.110	2.510	2.261
29			1.900
30			1.915
31			1.730
32			1.776
33			1.850
34			1.632
35			1.692
36			1.787
37			2.017
38			1.909
39			1.987
40			1.936
41			1.846
42			1.734
43			2.056
44			1.909
45			1.887
46			2.027
47			2.052
48			1.945
49			1.581
50			2.255
51			2.146
52			2.350
53			
54			

Notes:

- I. Alphaes were obtained from the data of J.C. HOKINS and DIVEN; *Nuclear Sci. Eng.*, 12, 169-177 (1962).
- II. Nues were obtained from S. YIFTAH, *et al*: Fast Reactor Cross Sections (1960).
- III. Etaes between group 29 and 52 were derived from M.L. YEATER, *et al*: *Nuclear Sci. Eng.*, 9, 105-119 (1961).

TABLE A-8 Resonance parameters and integrals for ²³³Pa

No.	E_0 (eV)	Γ_n (mV)	Γ_r (mV)	σ_0 (b)	Γ_r/Γ	Γ_t/Γ_r	$\sigma_0\Gamma_r/E_0$ (b)	$\sigma_0\Gamma_t/\Gamma$ (b)	Γ_r/Γ	$\Gamma_n/(\Gamma E_0)$ (eV ⁻¹)
1	1.35	0.09411	50	1.808×10^3	0.9981	0	66.963	1.805×10^3	0.001878	0.001391
2	1.65	0.28259	↓	4.427	0.9944	↓	134.182	4.403	0.005620	0.003406
3	2.83	0.13794	↓	1.264	0.9972	↓	22.331	1.260	0.002751	0.000972
4	3.40	0.27659	↓	2.106	0.9945	↓	30.971	2.094	0.005501	0.001620
5	4.30	0.13686	50	0.826	0.9973	0	9.601	0.824	0.002729	0.000635

Note: The resonance parameters were obtained from SIMPSON's paper.
 F.B. SIMPSON and R.P. SCHUMAN: WASH-1033 p.37 (1961)

TABLE A-9 Infinite dilution resonance integrals of ²³³Pa

Group No.	I (resolved) (b)	I (unresolved) (b)	$I(1/\nu)$ (b)	I (b)	$\bar{\sigma}_a$ (b)
1		0.02		0.02	0.08
2		0.02		0.02	0.08
3		0.02		0.02	0.08
4		0.03		0.03	0.12
5		0.04		0.04	0.16
6		0.04		0.04	0.16
7		0.05		0.05	0.20
8		0.06		0.06	0.24
9		0.06		0.06	0.24
10		0.07		0.07	0.28
11		0.08		0.08	0.32
12		0.09		0.09	0.36
13		0.11		0.11	0.44
14		0.12		0.12	0.48
15		0.14		0.14	0.56
16		0.17		0.17	0.68
17		0.19		0.19	0.76
18		0.22		0.22	0.88
19		0.26		0.26	1.04
20		0.29		0.29	1.16
21		0.73		0.73	1.46
22		0.96		0.96	1.92
23		1.26		1.26	2.52
24		1.65		1.65	3.30
25		2.16		2.16	4.32
26		2.83		2.83	5.66
27		3.66		3.66	7.32
28		4.76		4.76	9.52
29		6.09	0.10	6.19	12.38
30		7.96	0.13	8.09	16.18
31		10.31	0.17	10.48	20.96
32		13.13	0.22	13.55	26.70
33		8.12	0.13	8.25	33.00
34		9.13	0.15	9.28	37.12
35		10.32	0.17	10.49	41.96
36		10.79	0.18	10.97	43.88
37		14.24	0.23	14.47	57.88
38		15.11	0.25	15.36	61.44
39		17.07	0.28	17.35	69.40
40		17.30	0.28	17.58	70.32
41		21.69	0.35	22.04	88.16
42		24.59	0.40	24.99	99.96
43		38.15	0.45	38.60	154.40
44		33.76	0.55	34.31	137.24
45		36.12	0.59	36.71	146.84
46		88.54	0.15	88.69	354.76
47	20.68		1.27	21.95	87.80
48	114.81		1.28	116.09	464.36
49			1.0	1.04	4.16
50	289.04		1.	290.21	1160.84
51	144.24		1.34	145.58	576.60
52			0.72	0.72	2.92
53			1.96	1.96	6.53
54			2.16	2.16	7.49

Note: 1. The resonance integrals not included the $1/\nu$ tail were normalized to the value subtracted the $1/\nu$ tail from 900 barns.
 2. The absorption cross section of ²³³Pa at 2,200 m/sec was taken to be 40 barns.
 3. $\bar{\sigma}_a$ is the absorption cross section per lethargy interval.
 Reference: T.A. EASTWOOD and R.S. WERNER: *Can. J. Phys.*, **38**, 751 (1960).

TABLE A-10 Resonance parameters and integral of ²³⁸U (Resolved region)

Group No.	E ₀ (eV)	Γ _n (mV)	Γ _r (mV)	σ ₀ (b)	Γ _a Γ	Γ _f Γ _a	σ ₀ Γ _a /E ₀ (b'eV ⁻¹)	σ ₀ Γ _a /Γ (b)	α _m
1	5.20	4.4	26	7.260 × 10 ⁴	0.856	0	363.0	6.214 × 10 ⁴	0
2	31.4	8	26	1.948	0.765	0	16.13	1.490	0
3	46.4	0.07	26	0.015	0.997	0	0.08	0.015	0
4	49.4	11	26	1.486	0.703	0	7.82	1.045	0
5	78.3	6.4	26	0.658	0.802	0	2.18	0.528	0
6	89	0.9	26	0.101	0.967	0	0.30	0.098	0
7	95	28	26	1.422	0.481	0	3.89	0.684	0
8	107	3	26	0.251	0.897	0	0.61	0.225	0
9	112	13	26	0.774	0.667	0	1.80	0.516	0
10	133	14	26	0.685	0.650	0	1.34	0.445	0
11	146	17	26	0.704	0.605	0	1.25	0.426	0
12	154	19	26	0.714	0.578	0	1.21	0.413	0
13	179	70	26	1.060	0.271	0	1.54	0.287	0
14	184	20	26	0.616	0.565	0	0.87	0.348	0
15	191	110	26	1.103	0.110	0	1.50	0.121	0

Note: Data from BNL-325 2nd

TABLE A-11 Infinite dilution resonance integral of ²³⁸U

Group No.	Lethargy	u	Lower Energy Limit	I(resolved)	I(unresolved)	I(1/v)	I
1	0.25	0.25	7.7880 MeV				
2	0.50		6.0653				
3	0.75		4.7237				
4	1.00		3.6788				0.16 barn
5	1.25		2.8650			0.35	0.35
6	1.50		2.2313			0.38	0.38
7	1.75		1.7377			0.39	0.39
8	2.00		1.3534			0.32	0.32
9	2.25		1.0540			0.30	0.30
10	2.50		820.850 keV			0.29	0.29
11	2.75		639.279	(fission)		0.29	0.29
12	3.00		497.871			0.15	0.15
13	3.25		387.742			0.08	0.08
14	3.50		301.974			0.03	0.03
15	3.75		235.177			0.02	0.02
16	4.00		183.156			0.01	0.01
17	4.25		142.642			0.01	0.01
18	4.50		111.090				
19	4.75		86.517			0.01 barn	0.01 barn
20	5.00		67.379			0.01	0.01
21	5.50	0.50	40.868			0.01	0.01
22	6.00		24.788			0.05	0.05
23	6.50		15.034			0.06	0.06
24	7.00		9.119			0.12	0.12
25	7.50		5.531			0.19	0.19
26	8.00		3.355			0.33	0.33
27	8.50		2.035			0.49	0.49
28	9.00		1.234			0.76	0.76
29	9.50		749 eV			1.15	1.15
30	10.00		454			1.71	1.71
31	10.50		275			2.71	2.71
32	11.00	0.25	167			3.65	3.65
33	11.25		130	6.13 barn		0.49	6.62
34	11.50		101	5.96		0.30	6.26
35	11.75	0.25	78.6	3.79		0.34	4.13
36	12.00		61.0	6.58		0.38	6.96
37	12.25		47.5	3.42		0.41	3.83
38	12.50		36.99	12.28		0.53	12.81
39	12.75		28.81	0.12		0.57	0.69
40	13.00		23.00	25.33		0.64	25.97
41	13.25		17.90			0.65	0.65
42	13.50		13.94			0.81	0.81
43	13.75		10.86			0.92	0.92
44	14.00		8.32			1.04	1.04
45	14.25		6.48			1.26	1.26
46	14.50		5.05			1.35	1.35
47	14.75		3.93	570.16		0.34	570.50
48	15.00		2.73			2.93	2.93
49	15.25		2.12			2.95	2.95
50	15.50		1.65			2.39	2.39
51	15.7538	0.2538	1.28			2.68	2.68
52	16.00	0.2462	1.13			3.09	3.09
53	16.30	0.3000	0.834			1.66	1.66
54	16.5844	0.2884	0.625			4.52	4.52

TABLE A-12 50 group cross sections of ²³³Th (Thermal)

Energy point	Neutron energy	σ_a (barn)
1	0.01	8.50
2	0.02	6.94
3	0.03	6.01
4	0.04	5.38
5	0.05	4.91
6	0.06	4.55
7	0.07	4.25
8	0.08	4.01
9	0.09	3.80
10	0.10	3.47
11	0.12	3.21
12	0.14	3.01
13	0.16	2.83
14	0.18	2.69
15	0.20	2.56
16	0.22	2.45
17	0.24	2.36
18	0.26	2.27
19	0.28	2.20
20	0.30	2.13
21	0.32	2.06
22	0.34	2.00
23	0.36	1.95
24	0.38	1.90
25	0.40	1.86
26	0.42	1.81
27	0.44	1.77
28	0.46	1.74
29	0.48	1.70
30	0.50	1.62
31	0.55	1.55
32	0.60	1.49
33	0.65	1.44
34	0.70	1.39
35	0.75	1.34
36	0.80	1.30
37	0.85	1.27
38	0.90	1.23
39	0.95	1.20
40	1.00	1.15
41	1.10	1.10
42	1.20	1.06
43	1.30	1.02
44	1.40	0.98
45	1.50	0.95
46	1.60	0.92
47	1.70	0.90
48	1.80	0.87
49	1.90	0.85
50	2.00	0.85

TABLE A-13 50 group cross sections and Eta of ²³³U (Thermal)

Energy point	Neutron energy	σ_a (barn)	σ_f (barn)	η
1	0.01	1131	962	2.067
2	0.02	779	663	2.068
3	0.03	619	528	2.073
4	0.04	522	447	2.081
5	0.05	456	390	2.078
6	0.06	407	348	2.078
7	0.07	370	316	2.075
8	0.08	339	290	2.079
9	0.09	315	269	2.075
10	0.10	293	250	2.072
11	0.12	263	223	2.059
12	0.14	242	204	2.046
13	0.16	228	190	2.025
14	0.18	217	179	2.003
15	0.20	213	174	1.980
16	0.22	218	176	1.960
17	0.24	224	179	1.944
18	0.26	237	189	1.939
19	0.28	242	193.2	1.944
20	0.30	235	189.4	1.960
21	0.32	215	176.3	1.992
22	0.34	191	159.1	2.017
23	0.36	170	142.1	2.035
24	0.38	151	127.5	2.052
25	0.40	136	116.0	2.066
26	0.42	124	106.5	2.079
27	0.44	115	99.0	2.089
28	0.46	107	92.0	2.098
29	0.48	100	86.5	2.108
30	0.50	92.3	80.3	2.113
31	0.55	83.1	72.6	2.122
32	0.60	74.2	64.9	2.126
33	0.65	68.9	60.3	2.128
34	0.70	65.4	57.3	2.130
35	0.75	63.3	55.4	2.128
36	0.80	62.7	54.8	2.124
37	0.85	62.9	54.8	2.119
38	0.90	66.27	56.4	2.068
39	0.95	69.08	58.0	2.040
40	1.00	78.23	66.3	2.059
41	1.10	134.21	103.0	1.865
42	1.20	81.41	58.23	1.738
43	1.30	34.57	25.63	1.801
44	1.40	26.51	21.93	2.010
45	1.50	18.16	16.10	2.154
46	1.60	18.91	16.00	2.056
47	1.70	17.99	15.00	2.027
48	1.80	18.09	14.20	1.907
49	1.90	17.12	12.68	1.800
50	2.00	68.04	24.37	0.870

TABLE A-14 50 group cross sections of ^{12}C (Thermal)

Energy point	Neutron energy	σ_a (mb)	Neutron energy	σ_a (mb)
1	0.01	6.043	0.005	8.457
2	0.02	4.273	0.015	4.935
3	0.03	3.489	0.025	3.823
4	0.04	3.022	0.035	3.231
5	0.05	2.703	0.045	2.849
6	0.06	2.467	0.055	2.577
7	0.07	2.284	0.065	2.371
8	0.08	2.136	0.075	2.207
9	0.09	2.014	0.085	2.073
10	0.10	1.911	0.095	1.961
11	0.12	1.744	0.11	1.822
12	0.14	1.615	0.13	1.676
13	0.16	1.511	0.15	1.561
14	0.18	1.424	0.17	1.467
15	0.20	1.351	0.19	1.387
16	0.22	1.288	0.21	1.319
17	0.24	1.234	0.23	1.260
18	0.26	1.185	0.25	1.209
19	0.28	1.142	0.27	1.163
20	0.30	1.103	0.29	1.122
21	0.32	1.068	0.31	1.086
22	0.34	1.036	0.33	1.052
23	0.36	1.007	0.35	1.022
24	0.38	0.980	0.37	0.994
25	0.40	0.955	0.39	0.968
26	0.42	0.932	0.41	0.944
27	0.44	0.911	0.43	0.922
28	0.46	0.891	0.45	0.901
29	0.48	0.872	0.47	0.882
30	0.50	0.855	0.49	0.863
31	0.55	0.815	0.525	0.834
32	0.60	0.780	0.575	0.797
33	0.65	0.749	0.625	0.764
34	0.70	0.722	0.675	0.735
35	0.75	0.698	0.725	0.709
36	0.80	0.6756	0.775	0.6865
37	0.85	0.6554	0.825	0.6654
38	0.90	0.6370	0.875	0.6461
39	0.95	0.6200	0.925	0.6284
40	1.00	0.6043	0.975	0.6121
41	1.10	0.5761	1.05	0.5898
42	1.20	0.5516	1.15	0.5636
43	1.30	0.5300	1.25	0.5406
44	1.40	0.5107	1.35	0.5202
45	1.50	0.4934	1.45	0.5019
46	1.60	0.4777	2.1	0.4171
47	1.70	0.4635	2.2	0.4075
48	1.80	0.4504	2.3	0.3985
49	1.90	0.4384	2.4	0.3901
50	2.00	0.4273	2.5	0.3823

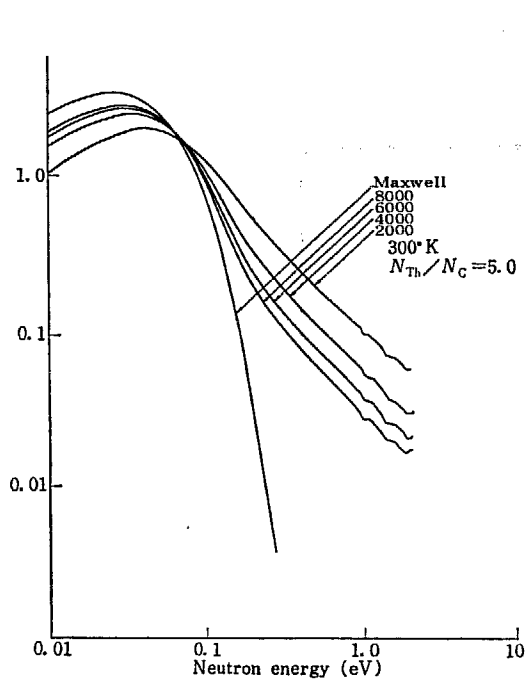


Fig. A-1 Thermal neutron spectrum of the SHR-burn up reactor

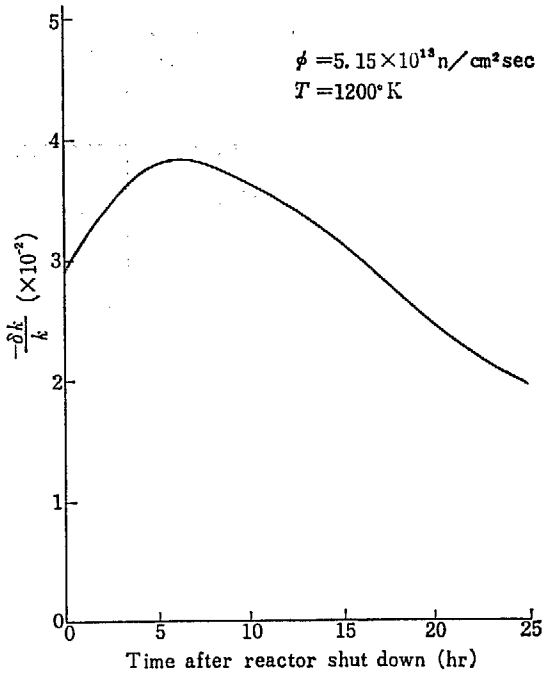


Fig. A-4 Reactivity loss due to ¹³⁵Xe poisoning

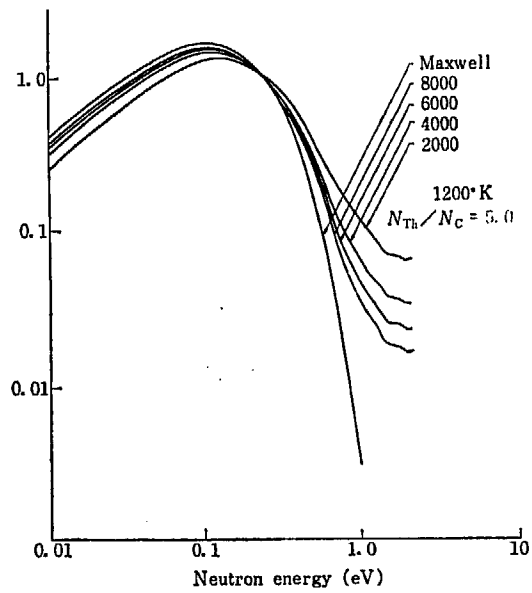


Fig. A-2 Thermal neutron spectrum of the SHR-burn up reactor

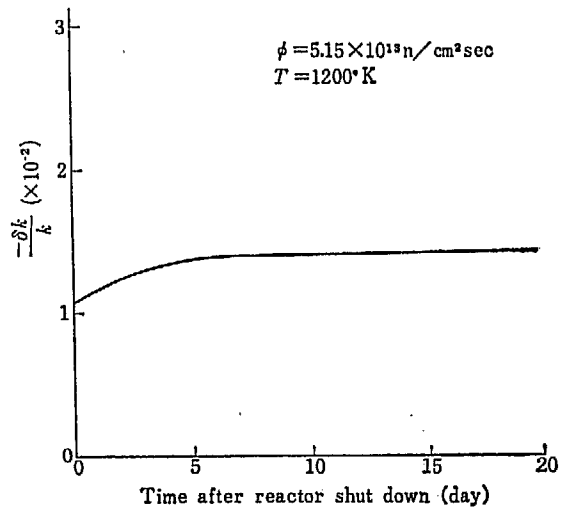


Fig. A-5 Reactivity loss due to ¹⁴⁰Sm poisoning

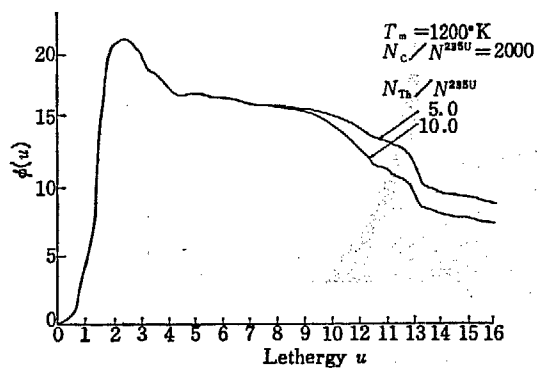


Fig. A-3 Fast neutron spectrum of the SHR-burn up reactor

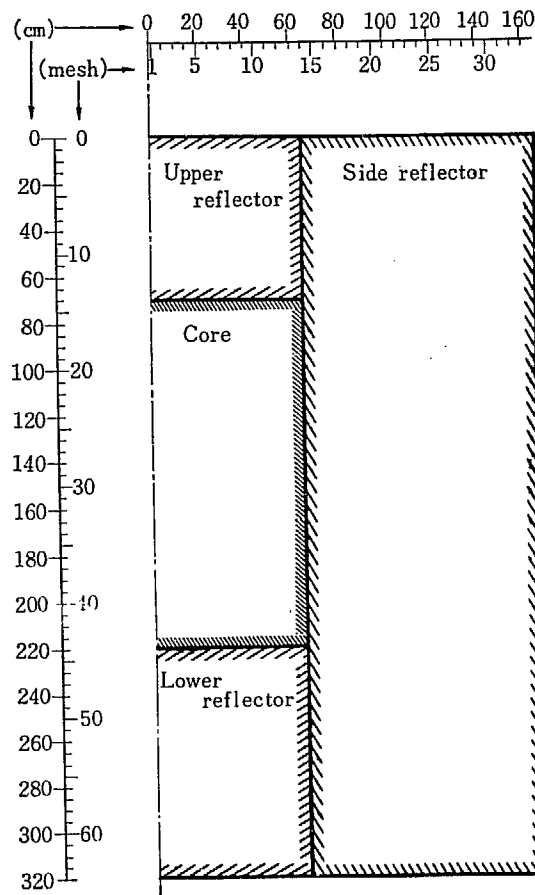


Fig. A-6 Relation between mesh point number and mesh width

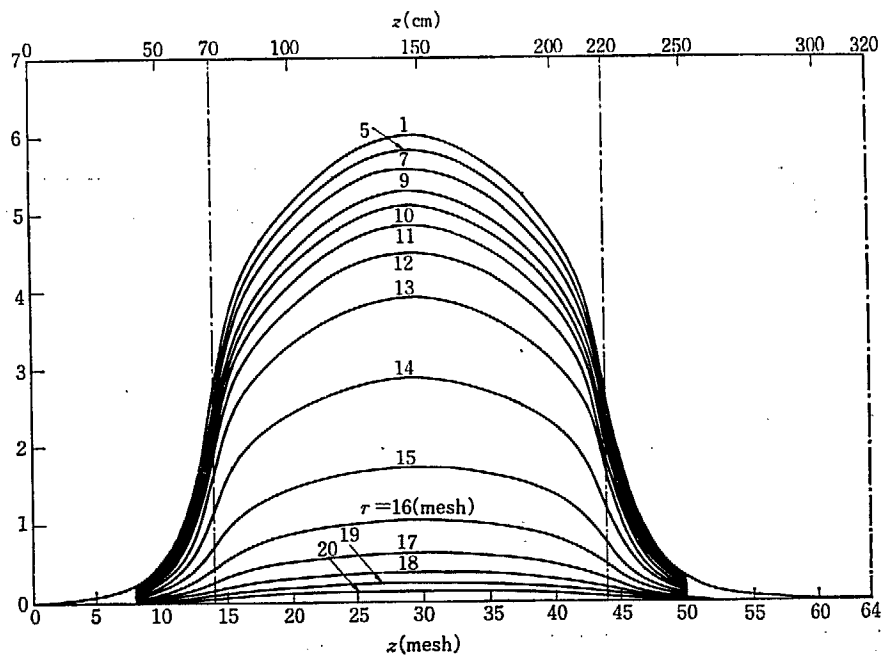


Fig. A-7 Neutron flux group 1 (z-direction)

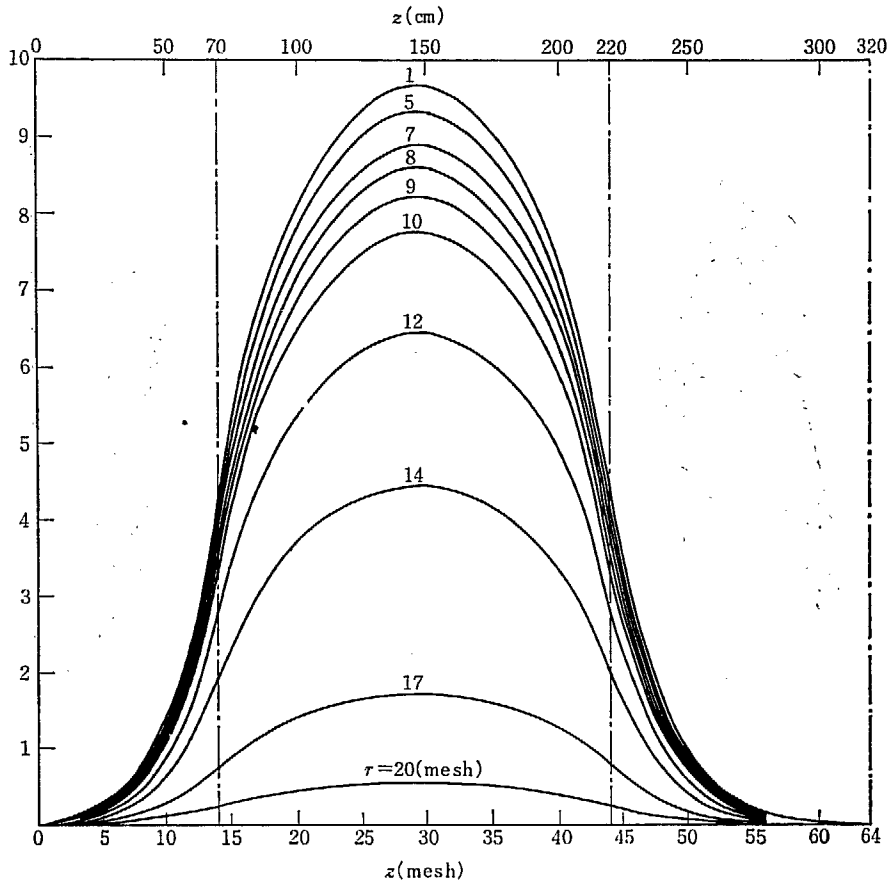


Fig. A-8 Neutron flux group 2 (z -direction)

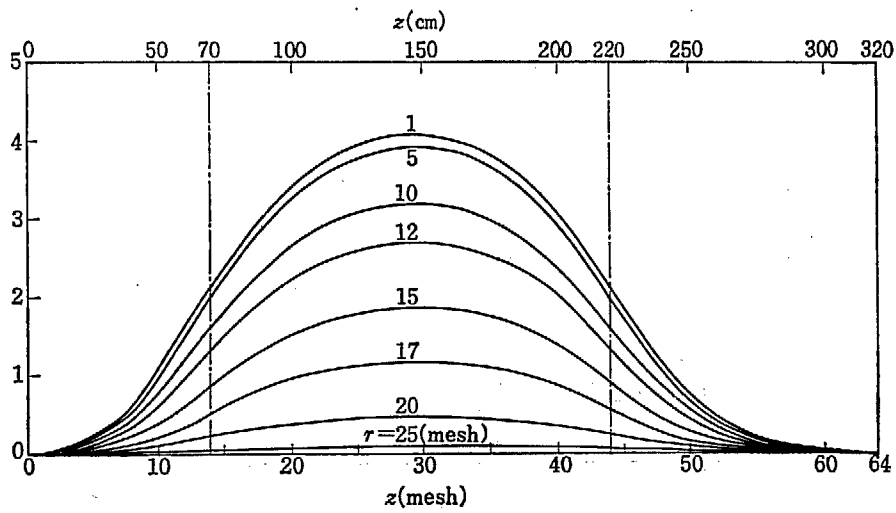


Fig. A-9 Neutron flux group 3 (z -direction)

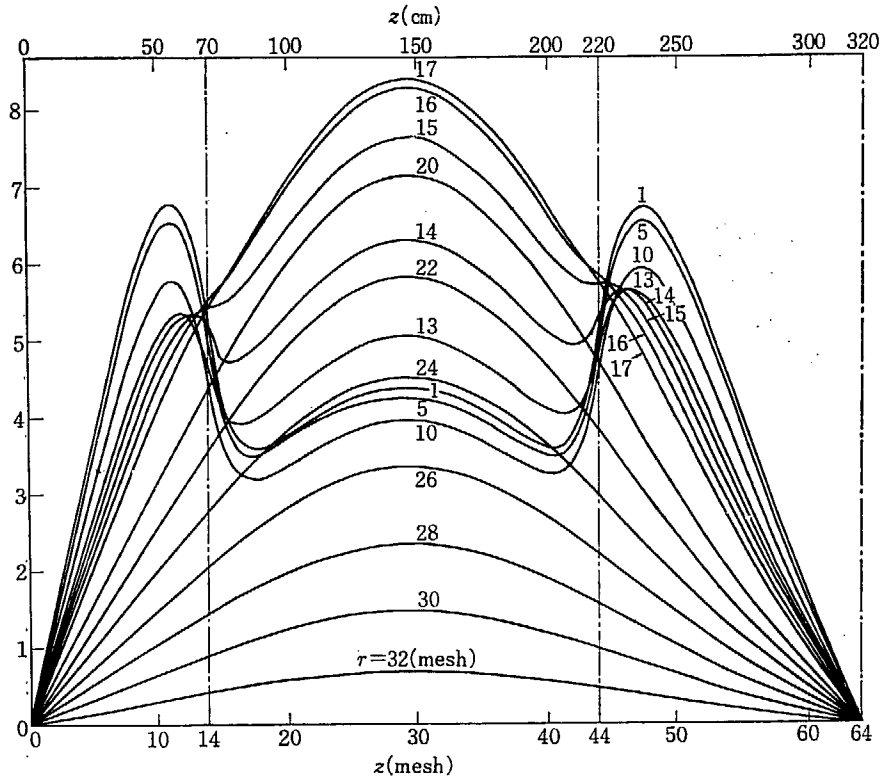


Fig. A-10 Neutron flux group 4 (z-direction)

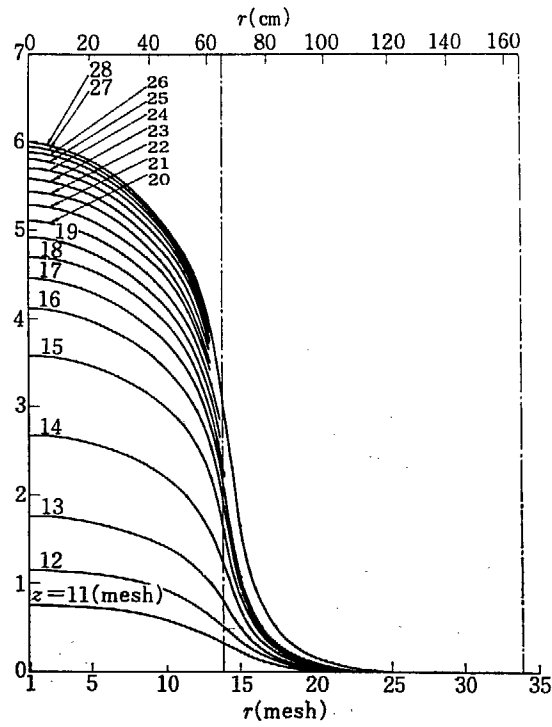


Fig. A-11 Neutron flux group 1 (r-direction)

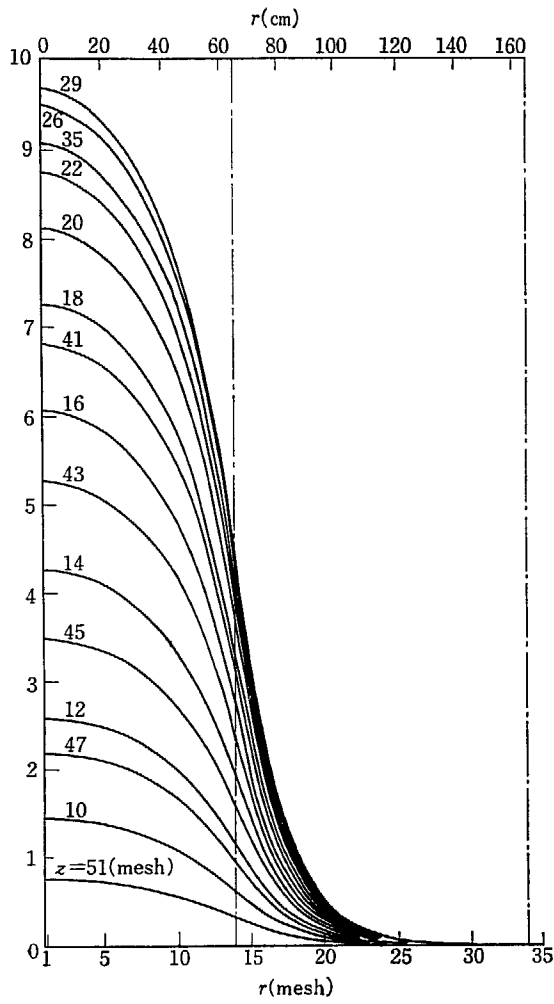


Fig. A-12 Neutron flux group 2 (r -direction)

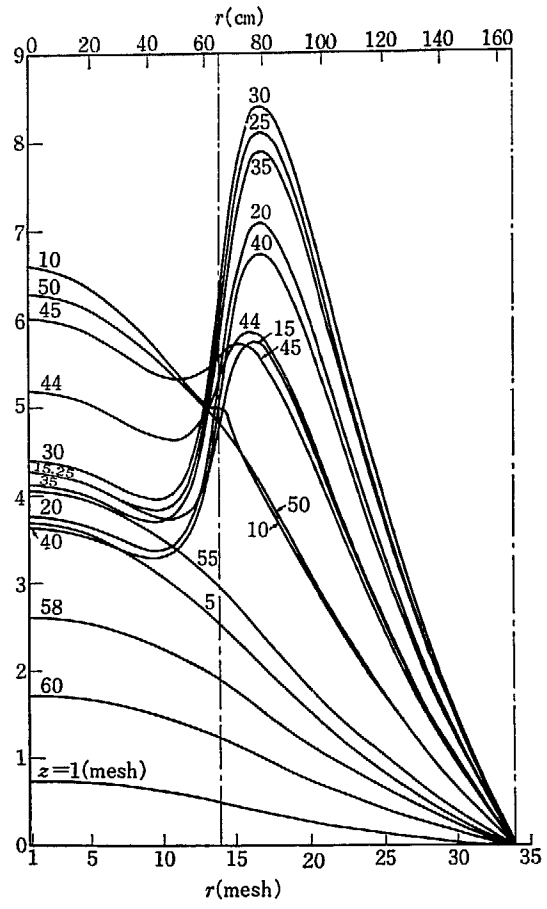


Fig. A-14 Neutron flux group 4 (r -direction)

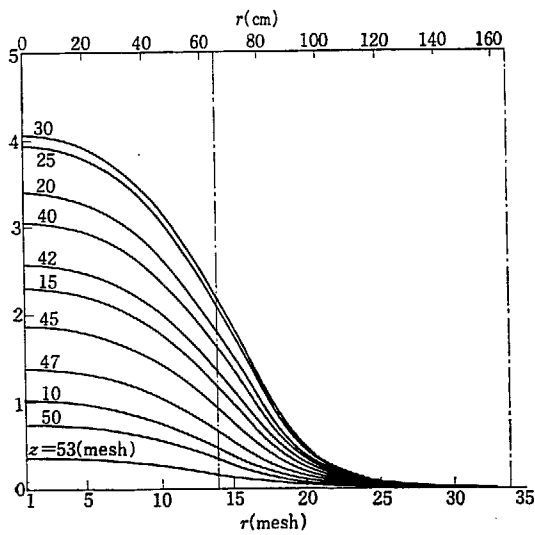


Fig. A-13 Neutron flux group 3 (r -direction)