

JAERI 1104

速中性子常数コード 7044UGMG

---

1966 年 3 月

---

日本原子力研究所

Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI 1104

日本原子力研究所は、研究成果、調査結果の報告のため、つぎの3種の刊行物を、それぞれの通しナンバーを付して、不定期に発行しております。

- |         |                                  |                 |
|---------|----------------------------------|-----------------|
| 1. 研究報告 | まとめた研究の成果あるいはその一部における重要な結果の報告    | JAERI 1001-3999 |
| 2. 調査報告 | 総説、展望、紹介などを含め、研究の成果、調査の結果をまとめたもの | JAERI 4001-5999 |
| 3. 資料   | 研究成果の普及、開発状況の紹介、施設共同利用の手引など      | JAERI 6001-6999 |

このうち既刊分については「JAERI レポート一覧」にタイトル・要旨をまとめて掲載し、また新刊レポートは「原研びよりお」でその都度紹介しています。これらの刊行物に関する版権、複写のお問合せは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あてお申し越しください。

---

Japan Atomic Energy Research Institute publishes nonperiodical reports with the following classification numbers :

1. JAERI 1001-3999 Research reports,
  2. JAERI 4001-5999 Survey reports and reviews,
  3. JAERI 6001-6999 Information and guiding booklets,
- Any inquiries concerning the copyright and reprint of the above reports should be directed to the Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun. Ibaraki-ken, Japan.

## 速中性子常数コード 7044 UG MG

### 要 旨

速中性子定数コード MUFT を拡張し、IBM 7044 で使用される計算コードを作成した。微視的断面積は54組の定数として65核種についてテープに内蔵されるようにしてある。速中性子スペクトルは P-1 または B-1 近似で解かれている。減速模型は軽い2種の核種については S-G または G-G 近似で取扱えるようにし、残りの重い核種には Age または Consistent age 近似を適用した。共鳴を逃れる計算は非均質の効果も取入れるように考慮されている。また Doppler 補正も加えることができる。非弾性散乱の取扱いには中性子の釣合いをこわさないように注意がはらわれている。

少數群常数および特定核種の断面積が Output として得られる。多数群常数に変更を加えるときは Input program を用いて、変更を加えられる。

計算時間は1問題当たり2分である。

1965年8月

日本原子力研究所 東海研究所

原子炉設計部 核設計研究室

桂 木 学

研究部 計算センター室

森 口 鈎 一

動力炉開発計画部 JPDR-II

久 家 靖 史

# Fast Neutron Spectrum and Group Constant Code 7044 UGMG

## Summary

The fast neutron spectrum and cross section calculating code for the IBM 7044 digital computer was developed, which is a modified version of the fast neutron spectrum code, MUFT.

54-group microscopic cross sections for up to 65 nuclides can be stored in a tape. Fast neutron spectra are calculated by P-1 or B-1 approximation. Slowing down of two light nuclides can be treated by either SELENGUT-GOERTZEL or GREULING-GOERTZEL approximation, and the rest (heavy nuclides) by either age or consistent age approximation. The heterogeneity effect on the resonance escape probability can be taken into account. The DOPPLER effect on the resonance absorption can be incorporated in the code. A neutron balance is maintained in the calculation, including inelastic scattering.

Few-group constants and the cross sections of specified nuclides are listed as the output data. A separate input program is available for modification of the multi-group cross section tape.

The execution time per case is about two minutes.

August 1965

SATORU KATSURAGI

Division of Reactor Design and Engineering

KINICHI MORIGUCHI

Division of Research

YASUSHI KUGE

Division of Power Reactor Development

Tokai Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute

## 目 次

1. まえがき.....	1
2. 理 論.....	2
2.1. 中性子束分布.....	2
2.2. 非均質系の共鳴積分.....	5
2.3. 非弾性散乱.....	7
3. 数値計算式.....	9
3.1. 基礎方程式.....	9
3.2. 係数計算.....	11
3.3. 共鳴を逃れる確率.....	12
3.4. 速中性子スペクトル.....	15
3.5. 小数群常数.....	15
3.6. 特定核種の諸断面積.....	17
4. 入出力形式.....	18
4.1. 計算法の選択.....	18
4.2. 入力形式.....	19
4.3. 出力形式.....	21
4.4. インプット・ルーティン.....	23

## 附 錄

表 1. Main program の input format .....	25
表 2. Input routine の input format.....	29
図 1. 速中性子スペクトル計算例.....	32

## Contents

1.	Introduction .....	1
2.	Theory .....	2
2.1.	Neutron flux distribution .....	2
2.2.	Resonance integral of the heterogeneous system .....	5
2.3.	Inelastic scattering .....	7
3.	Computational formulae.....	9
3.1.	Fundamental equations .....	9
3.2.	Coefficient calculation formulae.....	11
3.3.	Resonance escape probability .....	12
3.4.	Fast neutron spectrum .....	15
3.5.	Few group constants .....	15
3.6.	Cross sections of specified nuclides .....	17
4.	Input and output form.....	18
4.1.	Option of methods of calculation .....	18
4.2.	Input format .....	19
4.3.	Output format.....	21
4.4.	Input routine .....	23

### Appendix

Table 1.	Input format of the main program.....	25
Table 2.	Input format of the input routine .....	29
Fig. 1.	Example of fast neutron spectrum .....	32

## 1. まえがき

速中性子定数コード MUFT を拡張し, IBM 7044 で使用される計算コードを作った。 MUFT に含まれている輸送方程式の近似解法には普通の年令近似, consistent age 近似の外に一つの核種について S・G 近似がある。UGMG では二つの核種について S・G および G・G 近似が取扱える。 Heterogeneous type の共鳴吸収は W. ROTHENSTEIN の表式に従って計算した。ダンコフ効果は Y. FUKAI の結果を用いた。ドップラー効果の入れ方は DRESNER の表式によった。

非弾性散乱, 中性子源はすべて等方分布成分のみを考えた。

この計算コードの特徴

- (1) 使用する計算機は IBM-7044 である。
- (2) 現在は 26 種の核種の多数群 (54 群) 微視的諸断面積はテープに貯蔵しているので、計算のたびに入力データとして準備する必要はない。
- (3) 速中性子スペクトルは P-1 近似または B-1 近似により解く。
- (4) 軽い 2 種の核種による減速は GRUELING-GOERTZEL 近似または SELENGUT-GOERTZEL 近似で取扱う。
- (5) 残りの重い核種による減速は consistent age 近似または年令近似で取扱う。
- (6) 共鳴を逃れる確率の計算は均質系の場合のみでなく、非均質の場合にもおこなえる。非均質系の計算は NR 近似または NRIA 近似のいづれでもおこなえる。また DANCOFF-GINSBURG の補正を含む。
- (7) 共鳴吸収の計算に DOPPLER 効果の補正を加えることができる。
- (8) 計算する体系の小数群核定数の他に、その体系内の特定核種の小数群吸收断面積および分裂断面積を計算できる。
- (9) 小数群非弾性散乱断面積を計算できる。
- (10) プログラムは 7044 FORTRAN である。計算時間は 1 ケース約 3/100 時間内である。
- (11) 多数群微視的断面積は Input Program を用いて 65 元素まで入れられる。

このコードのプログラミングは IBM DPC 今野, 蕑町両氏によってなされた。

## 2. 理 論

### 2.1. 中性子束分布

中性子束  $\phi$  の一元次ボルツマン輸送方程式はレサジー  $u$  を用いて下のようにあらわされる。

$$\begin{aligned} & \mu \frac{\partial \phi(z, \mu, u)}{\partial z} + \Sigma_t(u) \phi(z, \mu, u) \\ &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int d\Omega' \int du' \phi(z, \Omega', u') \Sigma_s(u' \rightarrow u, \Omega' \rightarrow \Omega) \\ &+ \int_0^{2\pi} d\varphi \int d\Omega' \int du' \phi(z, \Omega', u') \Sigma_{ex}(u' \rightarrow u, \Omega' \rightarrow \Omega) + \int_0^{2\pi} S(z, \Omega, u) d\psi \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここで

$\Omega = (\mu, \varphi)$  は中性子の速度方向を示す。

$\Sigma_t(u)$ ,  $\Sigma_s(u)$  はレサジー  $u$  の中性子の全および散乱断面積

$\Sigma_{s(ex)}(u' \rightarrow u, \Omega' \rightarrow \Omega)$  はレサジー  $u'$ , 速度方向  $\Omega'$  の中性子が弾性（または非弾性）散乱により  $u$ ,  $\Omega$  の状態になる断面積

$S$ : 中性子源で単位時間,  $\Omega$  方向へ単位立体角, レサジー  $u$  で単位レサジーあたり放出する中性子の数

(2.1) の右辺第一項を degradation integral といい  $J$  であらわす。

散乱の微分散乱断面積, および中性子束をそれぞれ Legendre 関数で次のように展開する。

$$\Sigma_s(u' \rightarrow u, \Omega' \rightarrow \Omega) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} B_l(u', U) P_l(\mu_0) \quad (2.2)$$

$$(\Omega' \cdot \Omega) = \mu_0 \quad U = u - u'$$

$$\phi(z, \Omega, u) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \phi_l(z, u) P_l(\mu) \quad (2.3)$$

これを用いて degradation integral  $J$  を表わすと,

$$\begin{aligned} J &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} J_l(z, u) P_l(\mu) \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \left\{ \sum_i J_l^{(i)}(z, u) \right\} P_l(\mu) \end{aligned} \quad (2.4)$$

となる。

$$J_l^{(i)}(z, u) = \int_{u-X_i}^u B_l^{(i)}(u', U) \phi_l(z, u') du' \quad (2.5)$$

は  $i$ -核種による中性子の減速密度の  $l$  ルジャンドル成分を表わす。

ここで中性子の空間分布として  $e^{iBz}$  成分だけを考える。そこで  $e^{iBz}$  のフーリエ変換した中性子束についての方程式は

$$\begin{aligned} & [1 - i\alpha(u)\mu] \Sigma_t(u) \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \phi_l(B, u) P_l(\mu) \right\} \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) J_l(B, u) P_l(\mu) + \int \Sigma_{in}(u' \rightarrow u) \phi_l(B, u') du' \delta_{l,0} + S_0(B, u) \delta_{l,0} \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\phi_l(z, u) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \phi_l(B, u) e^{-iBz} dB$$

$$S(B, u) = \int_{-\infty}^{\infty} S(z, u) e^{-iBz} dz$$

ここで非弾性散乱も中性子源も共に等方とした。

(2.6) を  $P_1$  又は  $B_1$  近似により解く。整理すると

$$\begin{aligned} \Sigma_t(u)\phi_0(B, u) - i\alpha(u)\Sigma_t(u)\phi_1(B, u) \\ = J_0(B, u) + \omega(B, u) + S_0(B, u) \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\gamma(u)\Sigma_t(u)\phi_1(B, u) - i\frac{\alpha(u)}{3}\Sigma_t(u)\phi_0(B, u) = J_1(B, u) \quad (2.8)$$

となる。ここで  $\gamma(u)$  は次の様に与えられる。

$r=1$   $P_1$  近似

$$r(u) = \frac{\alpha^2(u)\tan^{-1}\alpha(u)}{3\{\alpha(u)-\tan^{-1}\alpha(u)\}} \quad B_1 \text{ 近似}$$

(2.7, 8) 式は  $J_0$ ,  $J_1$  という  $\phi_0$ ,  $\phi_1$  を含んだ積分方程式である。それで適当な補助函数を用いて微分形に変換する。その近似の方法により種々の減速モデルが出る。

実験室系で得られた微分断面積の表示を重心系の表示に書きなおす。

不変な関係として両者の間には、

$$\Sigma_s^c(u', \mu^c) d\mu^c = \Sigma_s(u', \mu_0) d\mu_0 \quad (2.9)$$

がある。添字 c は重心系での表示を示す。

ところで

$$\begin{aligned} \Sigma_s(u' \rightarrow u, \Omega' \rightarrow \Omega) du d\Omega \\ = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} B_l(u', U) P_l(\mu_0) du d\Omega \end{aligned}$$

または

$$= \Sigma_s(u', \mu_0) \delta(\mu_0(U) - \mu_0) \left[ -\frac{d\mu_0}{dU} \right] du d\Omega$$

と書ける。ここで (2.9) 式の関係を用いて

$$= \Sigma_s^c(u', \mu^c) \delta(\mu_0(U) - \mu_0) \left[ -\frac{d\mu^c}{dU} \right] du d\Omega$$

さらに重心系における Legendre 展開を用い、

$$= \sum_{l'=0}^{\infty} \frac{2l'+1}{4\pi} B_{l'}^c(u') P_{l'}(\mu^c) \delta(\mu_0(U) - \mu_0) \left[ -\frac{d\mu^c}{dU} \right] du d\Omega$$

これより

$$B_l(u', U) = \sum_{l'=0}^{\infty} \frac{2l'+1}{2} B_{l'}^c(u') P_{l'}(\mu^c) P_l(\mu_0(U)) \left[ -\frac{d\mu^c}{dU} \right] \quad (2.10)$$

ここで

$$T_{ll'}(U) = \frac{2l'+1}{2} P_{l'}(\mu^c) P_l(\mu_0(U)) \left[ -\frac{d\mu^c}{dU} \right] \quad (2.11)$$

とおけば  $J_l$  は

$$J_l(u) = \int_{u-x}^u \phi_l(B, u-U) \left[ \sum_{l'=0}^{\infty} T_{ll'}(U) B_{l'}^c(u-U) du' \right] \quad (2.12)$$

これをレサジーア  $U$  についてテイラー展開して積分変数を  $u'$  から  $\mu_c$  に変えると

$$\begin{aligned}
 J_l(u) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d^n}{du^n} \phi_l(B, u) \left[ \sum_{l'} B_{l'}^c \frac{2l'+1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{[-U(\mu_c)]^n}{n!} P_l(\mu_0(\mu_c)) P_{l'}(\mu_c) \right] d\mu_c \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d^n}{du^n} \phi_l(B, u) \sum_{l'} B_{l'}^c(u) T_{ll'}^n(r) \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d^n}{du^n} \phi_l(B, u) G_l^n(u)
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

ここで

$$T_{ll'}^n(r) = \frac{2l'+1}{2n!} \int_{-1}^{+1} [-U(\mu_c)]^n P_l(\mu_0(\mu_c)) P_{l'}(\mu_c) d\mu_c \tag{2.14}$$

$$G_l^n(u) = \sum_{l'=0}^{\infty} B_{l'}^c(u) T_{ll'}^n(r) \tag{2.15}$$

ただし

$$r = \frac{1}{A}$$

である。

$G_l^n(u)$  は既知量であるから  $J_l(u)$  は  $\phi_l(u)$  の微分と結びついたわけである。(2.13) を使う代りに

$$q_l(u) = - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d^n}{du^n} G_l^{n+1}(u) \phi_l(u) \tag{2.16}$$

という函数を定義し、 $J_l(u)$  を

$$J_l(u) = \phi_l(u) G_l^0(u) - \frac{dq_l(u)}{du} \tag{2.17}$$

と表わす。 $q_l(u)$  については(2.16)より次の関係式が得られる。

$$\begin{aligned}
 q_l(u) + \lambda_l \frac{dq_l}{du} &= -G_l^1(u) \phi_l \left( 1 - \frac{dq_l}{du} \right) \\
 &- \sum_{n=2}^{\infty} \left[ \frac{d^n}{du^n} G_l^{n+1}(u) \phi_l(u) + \lambda_l \frac{d^n}{du^n} G_l^n(u) \phi_l(u) \right]
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

$$\lambda_l = -G_l^2(u)/G_l^1(u)$$

(2.17), (2.18)を用いることにより  $G_l^n \phi_l$  の一次の導函数が現われない微分方程式を得る。

(2.18)の右辺第二項は、高々  $r^3$  の order であるからこの項を無視しても精度は  $r^2$  まで得られ、かつ一次の導函数しか含まないので数値計算に望ましい。

重心系で等方散乱する場合は

$$\lambda_l = -T_{l0}^2 / T_{l0}^1 \tag{2.19}$$

となり、 $u$  に依存しないので(2.18)は

$$q_l(u) + \lambda_l \frac{dq_l(u)}{du} = -G_l^1 \phi_l(u) \quad (l=0, 1) \tag{2.20}$$

となる。

(2.7, 8, 17, 20) から速中性子スペクトルを求める近似を GRUELING-GOERTZEL (G-G) 近似といふ。

(2.20)で  $dq_1/du=0$  とする近似を SELENGUT-GOERTZEL (S-G) 近似といふ。

S-G 近似の際  $\lambda_0, G_0^1$  を核種について平均し、 $q_0$  として核種についての和をとれば consistent age 近

似である。 $dq_0/du=0$  とすれば age 近似が得られる。

## 2.2. 非均質系の共鳴積分

共鳴積分の計算では共鳴エネルギー附近での中性子束のひずみを推定することが必要である。衝突密度  $F(E)$  に対しての次の積分方程式がなりたつ。

$$V_0 F_0(E) = \{1 - P_1(E)\} \sum_i \int_E^{E/\alpha_i} \frac{\Sigma_{si}}{\Sigma_1} \frac{V_1 F_1(E')}{E'(1-\alpha_i)} dE' + P_0(E) \sum_j \int_E^{E/\alpha_j} \frac{\Sigma_{sj}}{\Sigma_0} \frac{V_0 F_0(E')}{E'(1-\alpha_j)} dE' \quad (2.21)$$

$$V_1 F_1(E) = P_1(E) \sum_i \int_E^{E/\alpha_i} \frac{\Sigma_{si}}{\Sigma_1} \frac{V_1 F_1(E)}{E'(1-\alpha_i)} dE' + (1 - P_0(E)) \sum_i \int_E^{E/\alpha_j} \frac{\Sigma_{sj}}{\Sigma_0} \frac{V_0 F_0(E')}{E'(1-\alpha_j)} dE' \quad (2.22)$$

添字 0, 1 はそれぞれ燃料、減速材に関する量を示す。

$V$  は体積、 $\Sigma$  は全断面積、 $\Sigma_s$  は散乱の断面積で  $j$  または  $i$  に関する和は燃料または減速材の諸核種についての和をとっている。 $\alpha$  は散乱で失う最大エネルギー損失の割合である。

衝突の確率  $P(E)$  は燃料又は減速材料においてエネルギー  $E$ , 幅  $dE$  に散乱された中性子が同じ領域で次の衝突をする確率である。

$P(E)$  は chord length 法により解析的に評価される。

しかし、WIGNER の近似またはこれを改善した補正 WIGNER 近似の値は Monte Carlo および chord length の計算値ときわめてよく一致しているので燃料に関する  $P_0(E)$  として

$$1 - P_0(E) = \frac{1}{1 + \frac{\Sigma_t l_0}{1 - T_1}} \quad \text{WIGNER 近似} \quad (2.23)$$

$$1 - P_0(E) = \frac{1}{1 + \frac{\Sigma_t l_0}{1 - T_1} - \frac{C \Sigma_t l_0}{C \Sigma_t l_0 + 1}} \quad \text{corrected WIGNER 近似} \quad (2.24)$$

を使用する。

$l_0$  は平均弦張 (mean chord length) で CASE et al. により与えられている。

円筒型の燃料棒の場合、燃料棒の半径を  $a$  とすると

$$l_0 = 2a$$

である。

ここで  $T_1$  は DANCOFF 効果である。

$C$  は定数であるが  $\Sigma_p l_0$  の値により次の様に与えられる。

$$C = \frac{1}{3} \quad \Sigma_p l_0 < 3.0$$

$$C = \frac{4}{3} \quad \Sigma_p l_0 > 3.0$$

ただし、 $\Sigma_p$  はポテンシャル散乱断面積、 $\Sigma_t$  は全断面積を表わしている。

$P(E)$  についての次の重要な関係が成立っている。

$$\{1 - P_1(E)\} \Sigma_1 V_1 = \{1 - P_0(E)\} \Sigma_t V_0 \quad (2.25)$$

(2.21, 22) の近似解は共鳴以外のところでは全断面積  $\Sigma_0$  を  $\Sigma_0 = N_0 \sigma_p$  と potential 散乱に等しく取り、また (2.25) 式を用いて、よく知られた  $1/E$  の解

$$\{V_0 F_0(E)\}_{\sigma_a=0} = \frac{N_0 V_0 \sigma_p}{(N_0 V_0 \sigma_p \xi_0 + \Sigma_1 V_1 \xi_1)} \frac{1}{E} \quad (2.26)$$

$$\{V_1 F_1(E)\}_{\sigma_a=0} = \frac{\Sigma_1 V_1}{(N_0 V_0 \sigma_p \xi_0 + \Sigma_1 V_1 \xi_1)} \frac{1}{E} \quad (2.27)$$

を得る。共鳴領域での  $F(E)$  は次の二方法で評価する。

N.R. 近似

共鳴の巾は普通減速材の軽い核によるエネルギー損失の巾に較べて非常に狭いので(2.21)の減速材に関する積分の被積分函数  $V_1 F_1(E)$  を(2.27)式で与える。(2.21)を遂次近似の形に書き直す。

$$\begin{aligned} V_0 F_0^{(n)}(E) &= \frac{\{1-P_1(E)\}\Sigma_1 V_1}{(N_0 V_0 \sigma_p \xi_0 + \Sigma_1 V_1 \xi_1)} \frac{1}{E} \\ &+ P_0(E) \int_E^{E/\alpha_0} \left( \frac{\sigma_t - \sigma_a}{\sigma_t} \right) \frac{V_0 F_0^{(n-1)}(E')}{E'(1-\alpha_0)} dE' \end{aligned} \quad (2.28)$$

積分の区間に較べ共鳴の巾が狭い場合には、 $\frac{\sigma_t - \sigma_a}{\sigma_t}$  を1にとり第0近似として

$$V_0 F_0^{(0)}(E) = \frac{\{1-P_1(E)\}\Sigma_1 V_1 + P_0(E)N_0 V_0 \sigma_p}{(N_0 V_0 \sigma_p \xi_0 + \Sigma_1 V_1 \xi_1)E} \quad (2.29)$$

第1近似式として(2.28)より

$$\begin{aligned} V_0 F_0^{(1)}(E) &= V_0 F_0^{(0)} + \frac{N_0 V_0 \sigma_p P_0(E)}{(N_0 V_0 \sigma_p \xi_0 + \Sigma_1 V_1 \xi_1)} \int_E^{E/\alpha_0} \frac{dE'}{E'^2(1-\alpha_0)} \\ &\times \left\{ \left( \frac{\sigma_t - \sigma_p}{\sigma_t} \right) \left( \frac{\sigma_t - \sigma_a}{\sigma_p} \right) [1 - P_0(E')] - \frac{\sigma_a}{\sigma_t} \right\} \end{aligned} \quad (2.30)$$

が得られる。

NRIA 近似

ある共鳴では巾がかなり広くなり中性子がその共鳴を越えるのに何回かの衝突が必要になる場合がある。この場合吸収体の質量を無限大と見なし、 $\alpha_0 \rightarrow 1$  とすれば(2.21)より次の解が得られる。

$$V_0 F_0^{(0)}(E) = \frac{\Sigma_1 V_1}{(N_0 V_0 \sigma_p \xi_0 + \Sigma_1 V_1 \xi_1)} \frac{1 - P_1(E)}{\{1 - P_0(E)\}[(\sigma_t - \sigma_a)/\sigma_t]E} \quad (2.31)$$

(2.31)を第0近似として第一次近似値  $V_0 F_0^{(1)}(E)$  を求めると(2.28)より

$$\begin{aligned} V_0 F_0^{(1)}(E) &= \frac{\Sigma_1 V_1}{(N_0 V_0 \sigma_p \xi_0 + \Sigma_1 V_1 \xi_1)} \left[ \frac{1 - P_1(E)}{E} \right. \\ &\left. + P_0(E) \int_E^{E/\alpha_0} \left( \frac{\sigma_t - \sigma_a}{\sigma_t} \right) \frac{\{1 - P_1(E')\}}{\{1 - P_0(E')[(\sigma_t - \sigma_a)/\sigma_t]\}} \frac{dE'}{E'^2(1-\alpha_0)} \right] \end{aligned} \quad (2.32)$$

(2.32)は減速材について NR 近似を用いたため、低エネルギーの共鳴のように巾がかなり拡いものに対しては正しくない。

この効果を見積るには(2.21, 22)に無限大質量近似(IA 近似)を適用し遂次近似の形に書き直す。

$$V_0 F_0^{(n)}(E) = \frac{\sigma_t}{\sigma_a} f(E) \sum_j \int_E^{E/\alpha_j} \frac{\Sigma_{sj}}{\Sigma_1} \frac{V_1 F_1^{(n)}(E') dE'}{E' (1-\alpha_j)} \quad (2.33)$$

$$V_1 F_1^{(n)}(E) = \{1 - f(E)\} \sum_j \int_E^{E/\alpha_j} \frac{\Sigma_{sj}}{\Sigma_1} \frac{V_1 F_1^{(n-1)}(E') dE'}{E' (1-\alpha_j)} \quad (2.34)$$

$$f(E) = \left\{ \frac{1 - P_1(E)}{\{1 - P_0(E)[(\sigma_t - \sigma_a)/\sigma_t]\}} \right\} \frac{\sigma_a}{\sigma_t} \quad (2.35)$$

もし吸收がなければ  $f(E)=0$  より

$$V_1 F_1(E) = 1/\xi_1 E$$

が与えられる。これから  $\sigma_a \neq 0$  の0次の解として

$$V_0 F_0^{(0)}(E) = \frac{\sigma_t}{\sigma_a} f(E) \frac{1}{\xi_1 E}$$

を得る。これは(2.31)で  $\xi_0=0$  としたものに等しい。(2.34)より

$$V_1 F_1^{(1)}(E) = \frac{1 - f(E)}{\xi_1 E}$$

この式を(2.33)に代入すると、

$$V_0 F_0^{(1)}(E) = \frac{1}{\xi_1} \left[ \frac{\sigma_a}{\sigma_t} f(E) \sum_j \int_E^{E/\alpha_j} \frac{\Sigma_{sj}}{\Sigma_1} \frac{\{1-f(E)\}}{E'^2(1-\alpha_j)} dE' \right] \quad (2.36)$$

が得られる。

共鳴積分  $I(E)$  は次の式で定義される。

$$\int_{\text{res}(E)} \frac{\sigma_a}{\sigma_t} V_0 F_0(E') dE' = \frac{N_0 V_0}{N_0 V_0 \sigma_p \xi_0 + \Sigma_1 V_1 \xi_1} I(E) \quad (2.37)$$

ここに使用する諸断面積は媒質の熱運動のため、すべて MAXWELL 分布で平均した量にする必要がある。

$F_0(E)$  として第 0 近似の (2.29, 31) 式を使用し、散乱の干渉項を無視し、かつドップラー効果も無視すると NR および NRIA 近似が得られる。それを  $I_0$  で表示する。

次に燃料部分に関して改善した (2.30) または (2.32) を使用すれば一次の補正として  $\Delta I_F$  が得られる。

NRIA 近似に関しては減速材中の衝突密度についての一次補正より  $\Delta I_M$  が得られる。また  $P_0(E)$  を単純 WIGNER 近似 (2.23) でなく、(2.24) を  $F_0^{(0)}(E)$  に使用すれば一次補正として  $\Delta I_G$  を得る。

また  $I_0$  の計算にドップラー効果を入れることにより  $\Delta I_D$  の補正が得られる。結局共鳴積分は

$$I = I_0 + \Delta I_F + \Delta I_M + \Delta I_G + \Delta I_D \quad (2.37)$$

で与えられる。ただし NR 近似では  $\Delta I_M = 0$ 、均質系では  $\Delta I_F = \Delta I_M = \Delta I_G = 0$  である。

### 2.3. 非弾性散乱

小数群の定数を決める際に非弾性散乱の扱い方には幾分あいまいさが残っている。

非弾性散乱がない場合、 $m$  番目の少數群に属する中性子の釣合いは

$$-D_m \nabla^2 \Psi_m(\mathbf{r}) + \Sigma_a \Psi_m(\mathbf{r}) = -Q_m(\mathbf{r}) + Q_{m-1}(\mathbf{r}) + S_m(\mathbf{r}) \quad (2.38)$$

で記述される。

$$\Psi_m(\mathbf{r}) = \int_{E_{m-1}}^{E_m} \phi(\mathbf{r}, E) dE \quad (2.39)$$

$D_m$ =拡散係数

$Q_m(\mathbf{r})$  は  $\mathbf{r}$  点における  $E=E_m$  での減速密度である。

中性子束と減速密度の間の関係式としてよく知られた

$$\phi(\mathbf{r}, E) = \frac{1}{\Sigma_s \xi} Q(\mathbf{r}, E) \quad (2.40)$$

を (2.39) 式に入れ、また  $Q(\mathbf{r}, E) \approx (u_m - u_{m-1}) Q_m(\mathbf{r}) = \log \frac{E_{m-1}}{E_m} Q_m(\mathbf{r})$  の近似を用い removal 断面積として

$$\Sigma_{rm} = Q_m / \Psi_m$$

を定義すれば (2.38) は少數群の拡散方程式になる。

非弾性散乱の減速に及ぼす効果を同様に取扱う場合は  $Q(E)$  の定義より

$$Q(E) = Q_s(E) + \int_E^\infty dE' \int_0^E dE'' \Sigma_{\text{ex}}(E' \rightarrow E'') \phi(E') \quad (2.41)$$

ここで弾性散乱による項は  $Q_s(E)$  とした。

そこでこの式を (2.38) 式の  $Q_m$ ,  $Q_{m-1}$  に代入してみる。

$$\begin{aligned} -Q_m + Q_{m-1} &= -(Q_s(E_m) - Q_s(E_{m-1})) + \left\{ \int_{E_{m-1}}^\infty dE' \int_{E_m}^{E_{m-1}} dE'' \right. \\ &\quad \left. - \int_{E_m}^{E_{m-1}} dE' \int_0^{E_m} dE'' \right\} \Sigma_{\text{ex}}(E' \rightarrow E'') \phi(E') \end{aligned} \quad (2.42)$$

となるが第二カッコの中の第一項は  $E_{m-1}$  より上のエネルギーから  $m$  群への非弾性散乱による減速を、第二項は  $m$  群よりエネルギーの低い群へ行くものを示している。

しかし実はこの  $m$  群の中の中性子が非弾性散乱を受けてもまた  $m$  群の中に存在しているものがある。

これはやはり net に流れこんだものと見做せる量であるからこの寄与として

$$\int_{E_m}^{E_{m-1}} dE' \int_{E_m}^{E'} dE'' \Sigma_{\text{ex}}(E' \rightarrow E'') \phi(E') \quad (2.43)$$

を (2.44) 式に加えないと正しい収支が得られなくなる。

(2.43) 式を  $Q$  の中に含ませるような一つの convention として弾性散乱による減速密度  $Q_s(E)$  を次のように定義し直す。

$$Q_{sm} = Q_s(E_m) + \int_{E_m}^{\infty} dE' \int_{E_m}^{E'} dE'' \Sigma_{\text{ex}}(E' \rightarrow E'') \phi(E') \quad (2.44)$$

この  $Q_{sm}$  を用いて removal 断面積を求める。

この場合  $Q_{sm}$  は  $Q_m$  とは対照にその差が意味をもつことになる。しかしながら非弾性の効果は大部分の場合それほど大きい寄与はないので、一つの option として (2.44) を用いる計算のスキムが与えられている。

### 3. 数値計算式

#### 3.1. 基礎方程式

§ 2.1 中性子束分布に述べたように一次元 BOLTZMANN 輸送方程式を球面調和函数で展開し、フーリエ変換をおこなうと (3.1)～(3.2) 式が得られる。

$$\{\Sigma_{\text{a}}(u) + \Sigma_{\text{in}}(u)\}\phi_0(u) - ie_1 B \phi_1(u) = -\frac{\partial q}{\partial u} - \sum_{l=1}^2 \frac{\partial \eta_l}{\partial u} + \omega(u) + S_0(u) \quad (3.1)$$

$$\{\beta(u)\Sigma_{\text{tot}}(u) - \mu\Sigma_s(u)\}\phi_1(u) - \frac{i}{3}B\phi_0(u) = -\sum_{l=0}^2 \frac{\partial \zeta_l}{\partial u} \delta_l \quad (3.2)$$

(3.1)～(3.2) 式の右辺の減速の項は次式で与えられる。

$$q(u) + \delta_0 \gamma(u) \frac{\partial q(u)}{\partial u} = \sum_{j \neq l} \xi_j \Sigma_{sj} \phi_0(u) \quad (3.3)$$

$$\eta_l(u) + \lambda_{0l} \frac{\partial \eta_l(u)}{\partial u} = \xi_{0l} \Sigma_s^l \phi_0(u) \quad (3.4)$$

$$\zeta_l(u) + \lambda_{1l} \frac{\partial \zeta_l(u)}{\partial u} = \xi_{1l} \Sigma_s^l \phi_1(u) \quad (3.5)$$

今、レサジー 0 から熱切断レサジー  $u_{\text{TC}}$  までのレサジー区間を多数群  $N$  群に分割し、その第  $n$  番目の区間のレサジー巾  $\Delta_n$  の間で (3.1)～(3.5) 式を積分し、下記のように記号の置換えをおこなうと (3.15)～(3.19) 式をうる。

$$\phi_n = \bar{\phi}_0(u_n), \quad Y_n = -i\bar{\phi}_1(u_n), \quad \rho_n^l = -i\bar{\zeta}_l(u_n) \quad (3.6)$$

$$X_n \Delta_n = \int_{u_{n-1}}^{u_n} S_0(u) du, \quad \eta_n^l = \eta_l(u_n), \quad q_n = q(u_n) \quad (3.7)$$

$$\Sigma_{\text{as}}(n)\phi_n = \Sigma_{\text{a}}(u_n)\bar{\phi}_0(u_n) - \Sigma_{\text{ar}}(n)\phi_n \quad (3.8)$$

$$\Sigma_{\text{ar}}(n)\phi_n = (1 - P_{nn})(q_{n-1} + \sum_{l=1}^2 \eta_{n-1}^l) \quad (3.9)$$

$$H_n = \Sigma_{\text{as}}(n) + \Sigma_{\text{in}}(n) \quad (3.10)$$

$$G_n = \beta(n)\Sigma_{\text{tot}}(n) - \mu\Sigma_s(n) \quad (3.11)$$

$$M_n = \sum_{j \neq l} \xi_j \Sigma_{sj}(n) \quad (3.12)$$

$$E_n^l = \Sigma_s^l(n) \quad (l=1, 2) \quad (3.13)$$

ただし、

$$\Sigma(n) = \int_{u_{n-1}}^{u_n} \Sigma(u) du / \Delta_n \quad (\text{各反応過程につき}) \quad (3.14)$$

$$H_n \phi_n \Delta_n + e_1 B Y_n \Delta_n = X_n \Delta_n - (q_n + \sum_{l=1}^2 \eta_n^l) \\ + P_{nn}(q_{n-1} + \sum_{l=1}^2 \eta_{n-1}^l) + \omega_n \quad (3.15)$$

$$G_n Y_n \Delta_n - \frac{B}{3} \phi_n \Delta_n = - \sum_{l=1}^2 \delta_l (\rho_n^l - \rho_{n-1}^l) \quad (3.16)$$

$$\delta_0 r_n (q_n - q_{n-1}) + \bar{q}_n A_n = M_n \phi_n A_n \quad (3.17)$$

$$\lambda_{0l} (\eta_n^l - \eta_{n-1}^l) + \bar{\eta}_n^l A_n = \xi_{0l} E_n^l \phi_n A_n \quad (l=1, 2) \quad (3.18)$$

$$\lambda_{1l} (\rho_n^l - \rho_{n-1}^l) + \bar{\rho}_n^l A_n = \xi_{1l} E_n^l Y_n A_n \quad (l=1, 2) \quad (3.19)$$

(3.15)～(3.19) 式を導く際に (3.8) 式に示す様に吸收項を滑らかな吸收  $\Sigma_{\text{as}} \phi_0$  と共に鳴吸収  $\Sigma_{\text{ar}} \phi_0$  に分けた。共鳴吸収の項は (3.9) 式に示す様に共鳴を逃れる確率  $P_{an}$  および減速密度より求める。 $P_{an}$  の計算は BREIT-WIGNER の 1 準位公式を基礎として narrow resonance (NR) 近似（非均質の場合には NRIA 近似でもよい）により求める。 $P_{an}$  の計算式の詳細は § 3.3 に述べる。

また、(3.15)～(3.19) 式を導く際に多数群の各レサジー区間巾  $A_n$  は充分狭いので、共鳴吸収の項を除けば、中性子束と断面積の積の平均は各々の平均の積で表わせるとしている（第  $n$  群での各断面積の平均は (3.14) 式で与えられる）。

なお、(3.15)～(3.16) 式より判る様に非弾性散乱  $\omega_n$ 、中性子源スペクトル  $X_n$  は等方的としている。 $\omega_n$  は次式で与えられる。

$$\omega_n = \sum_{n'=1}^{n-1} \Sigma_{\text{ex}}(n' \rightarrow n) \phi_{n'} A_{n'} \quad (3.20)$$

$\phi_n$  および  $Y_n$  は第  $n$  群での平均であるが、 $q_n$ 、 $\eta_n^l$ 、 $\rho_n^l$  は第  $n$  群のレサジーアンダーラインでの値である。後者の諸量はレサジーに関してゆるやかに変化する量であるので第  $n$  群での平均としてその群の上限と下限における値の算術平均をとる。

$$\bar{q}_n = \frac{1}{2} (q_{n-1} + q_n) \quad (3.21)$$

$$\bar{\eta}_n^l = \frac{1}{2} (\eta_{n-1}^l + \eta_n^l) \quad (3.22)$$

$$\bar{\rho}_n^l = \frac{1}{2} (\rho_{n-1}^l + \rho_n^l) \quad (3.23)$$

(3.21)～(3.23) 式を (3.15)～(3.19) 式に代入すると (3.15)～(3.16) 式は次の連立方程式となる。

$$a_{11} \phi_n + a_{12} Y_n = a_{13} \quad (3.24)$$

$$a_{21} \phi_n + a_{22} Y_n = a_{23} \quad (3.25)$$

CRAMER の公式で (3.24)～(3.25) 式を解くと第  $n$  群の  $\phi_n$  および  $Y_n$  が求まる。ただし、係数  $a_{ij}$  は (3.26)～(3.30) 式で与えられる。

$$a_{11} = H_n + \sum_{l=1}^2 \frac{\xi_{0l} E_n^l}{\lambda_{0l} + 0.5 \Delta_n} + \frac{M_n}{\delta_0 r_n + 0.5 \Delta_n} \quad (3.26)$$

$$a_{12} = \varepsilon_1 B$$

$$a_{13} = X_n + \frac{\omega_n}{A_n} + \frac{1}{A_n} \left[ \sum_{l=1}^2 \eta_{n-1}^l \left( P_{an} - \frac{\lambda_{0l} - 0.5 A_n}{\lambda_{0l} + 0.5 A_n} \right) + q_{n-1} \left( P_{an} - \frac{\delta_0 r_n - 0.5 A_n}{\delta_0 r_n + 0.5 A_n} \right) \right] \quad (3.27)$$

$$a_{21} = -B \quad (3.28)$$

$$a_{22} = 3G_n + \sum_{l=1}^2 \frac{3\delta_l E_n^l \xi_{1l}}{\delta_l \lambda_{1l} + 0.5 A_n} \quad (3.29)$$

$$a_{23} = \sum_{l=1}^2 \frac{3\delta_l \rho_{n-1}^l}{\delta_l \lambda_{1l} + 0.5 A_n} \quad (3.30)$$

係数  $a_{ij}$  の式より、第  $n$  群での断面積及び第  $n-1$  群での  $q_{n-1}$ 、 $\eta_{n-1}^l$  および  $\rho_{n-1}^l$  が与えられると、 $\phi_n$

および  $Y_n$  が計算できる。

また、 $q_n$ ,  $\eta_n^l$ ,  $\rho_n^l$  は (3.21)~(3.23) 式を (3.17)~(3.19) 式に代入して得られる次の漸化式から計算できる。

$$q_n = q_{n-1} \frac{\delta_0 r_n - 0.5 A_n}{\delta_0 r_n + 0.5 A_n} + \frac{M_n \phi_n A_n}{\delta_0 r_n + 0.5 A_n} \quad (3.31)$$

$$\eta_n^l = \eta_{n-1}^l \frac{\lambda_{0l} - 0.5 A_n}{\lambda_{0l} + 0.5 A_n} + \frac{\xi_{0l} E_n^l \phi_n A_n}{\lambda_{0l} + 0.5 A_n} \quad (3.32)$$

$$\rho_n^l = \rho_{n-1}^l \frac{\delta_l \lambda_{1l} - 0.5 A_n}{\delta_l \lambda_{1l} + 0.5 A_n} + \frac{\xi_{1l} E_n^l Y_n A_n}{\delta_l \lambda_{1l} + 0.5 A_n} \quad (3.33)$$

ただし、 $q_0 = \eta_0^l = \rho_0^l = 0$  ( $l=1, 2$ )

計算機においては、第  $n-1$  群の  $q_{n-1}$ ,  $\eta_{n-1}^l$ ,  $\rho_{n-1}^l$  を用いて (3.24)~(3.30) 式から第  $n$  群の  $\phi_n$  および  $Y_n$  を求め、この  $\phi_n$ ,  $Y_n$  を用いて (3.31)~(3.33) 式から第  $n$  群の  $q_n$ ,  $\eta_n^l$ ,  $\rho_n^l$  を求めるという手続きを第 1 群から第  $n$  群まで順次繰返すことにより、速中性子スペクトル  $\phi_n$  ( $n=1, \dots, N$ ) を与える様プログラムしている。

### 3.2. 係数計算

§ 3.1 に述べた基礎方程式を解いて中性子スペクトルを求める際には、計算に使用する多数群マクロ断面積として、基本的には炉心を均質化したモデルに基いて、異なる物質領域の体積率により平均した値を使用する（非均質系の場合）。ただし共鳴を逃れる確率の計算においては非均質系の効果を無視できないので、非均質系の場合には § 3.3 に述べる ROTHENSTEIN の方法により非均質効果を含めた実効共鳴積分を計算する。

このプログラムでは炉心の単位セル内の異なる物質領域の体積率  $V_k$  とその領域における核種  $j$  の箇数密度  $N_{j,k}$  を入力データとして与える。また、多数群ミクロ諸断面積はまえもってテープに貯蔵した入力データとして与えられる。均質系の場合には領域数  $K=1$  とし、 $V_1=1$  で各  $N_{j,1}$  を与えればよい。非均質系においては燃料領域を  $V_1$  とし、減速材領域を  $V_3$  としなければならないというプログラム上の制約がある。この制約は共鳴積分を計算するために必要なものである。 (3.1)~(3.5) 式を解く為に必要な多数群マクロ断面積は次式から計算する。ただし、 $j_l$  は S-G または G-G 近似をおこなう核種を表す。また、Sum <sub>$k=1, \dots, K$</sub>  は  $k=1, \dots, K$  までの総和を、Sum <sub>$j=1, \dots, J$</sub>  は  $j=1, \dots, J$  までの総和を意味する。

(1) 滑らかな吸収断面積  $\Sigma_{as}(n)$

$$\Sigma_{as}(n) = \text{Sum}^k [V_k \text{Sum}^j \sigma_{as}^j(n) N_{j,k}] \quad (3.34)$$

$$\sigma_{as}^j(n) = \sigma_{cs}^j(n) + \sigma_{fs}^j(n) \quad (3.35)$$

(2) 滑らかな分裂断面積、 $\Sigma_{fs}(n)$

$$\Sigma_{fs}(n) = V_1 \text{Sum}^j \sigma_{fs}^j N_{j,1} \quad (3.26)$$

(3) 等方弹性散乱断面積、 $\Sigma_s(n)$

$$\Sigma_s(n) = \text{Sum}^k [V_k \text{Sum}^j \sigma_s^j(n) N_{j,k}] \quad (3.37)$$

(4) 非弹性散乱断面積、 $\Sigma_{in}(n)$

$$\Sigma_{in}(n) = \text{Sum}^k [V_k \text{Sum}^j \sigma_{in}^j(n) N_{j,k}] \quad (3.38)$$

(5) 全断面積、 $\Sigma_{tot}(n)$

$$\Sigma_{tot}(n) = \Sigma_a(n) + \Sigma_s(n) + \Sigma_{in}(n) \quad (3.39)$$

(6) 減速断面積、 $\xi \Sigma_s(n)$

$$\xi\Sigma_s(n) = \sum_{j=1}^k V_k \sum_{j \neq jl}^j (\xi\sigma_s(n))^j N_{j,k} \quad (3.40)$$

(7) 核種  $j_l$  の弾性散乱断面積,  $\Sigma_s^l(n)$

$$\Sigma_s^l(n) = \sigma_s^{jl}(n) \sum_{j=1}^k V_k N_{jl,k} \quad (3.41)$$

(8) 非等方散乱断面積,  $\mu\Sigma_s(n)$

$$\mu\Sigma_s(n) = \sum_{j=1}^k V_k \sum_{j \neq jl}^j (\mu\sigma_s(n))^j N_{j,k} \quad (3.42)$$

(9) 分裂中性子数,  $\nu\Sigma_f(n)$

$$\nu\Sigma_f(n) = V_1 \sum_{j=1}^j [\nu^j(n) \sigma_{fs}^j(n) N_{j,1}] \quad (3.43)$$

(10) 非弹性散乱マトリックス,  $\Sigma_{ex}(n' \rightarrow n)$

$$\Sigma_{ex}(n' \rightarrow n) = \sum_{j=1}^k V_k \sum_{j \neq jl}^j \sigma_{ex}^j(n' \rightarrow n) N_{j,k} \quad (3.44)$$

ただし、非弹性散乱断面積およびそのマトリックスを与えることができる範囲はこのプログラムでは  $n=1 \sim 25$  群の間である。また、§ 3.3 に述べる共鳴吸収を計算できる範囲は  $n=26 \sim 54$  群である。

(3.3) 式の consistent age 近似のパラメータ  $r_n$  は次式で与える。なお、SG 近似または GG 近似のパラメータ  $\xi_{0l}$ ,  $\xi_{1l}$ ,  $\lambda_{0l}$ ,  $\lambda_{1l}$  は入力データとして多数群に無関係な一定値を与える。

(11) consistent age 近似パラメータ,  $r_n$

$$r_n = \sum_{j=1}^k V_k \sum_{j \neq jl}^j r^j (\xi\sigma_s^j(n)) N_{j,k} / (\xi\Sigma_s(n)) \quad (3.45)$$

$$r^j = \frac{\xi_j^2}{2\xi_j} \quad (3.46)$$

### 3.3. 共鳴を逃れる確率

中性子スペクトルを求める際に必要な共鳴を逃れる確率  $P_{an}$  は各共鳴ピーク毎に BREIT-WIGNER の公式を積分して求める。このプログラムでは共鳴レベルは多数群の第 26 群以降に各多数群内に最大 10 レベルまで（各核種毎に）入れることができる。（或る 1 つの多数群内のレベルの index を  $i$  とする。）

$P_{an}$  の計算は均質系 (IGEO=0) と非均質系 (IGEO=1) に区別しておこなう。また、非均質系では各エネルギー群で NR 近似 ( $(NRES)_n^j = 0$ ) または NRIA 近似 ( $(NRES)_n^j = 1$ ) により計算する。なお、IDOP=1 の時に DOPPLER 補正をおこなう。

これ等の各場合につき、 $P_{an}$  の計算式を以下に示す。

$$\text{吸収 } P_{an} = \exp(-\sum_j \sum_i (RI)_{nji}) \quad (3.47)$$

$$\text{分裂 } P_{an} = \exp(-\sum_j \sum_i \alpha_{nji} (RI)_{nji}) \quad (3.48)$$

(1) 均質系

均質系では、体系からの漏洩を考慮した次式で  $(RI)_j$  を求める。（suffix  $n$  および  $i$  をはぶく）

$$(RI)_j = (I_0^j + \Delta I_D^j) / (\xi S_j) \quad (3.49)$$

$$I_0 = \frac{\pi}{2} L_j m_j / (1 + \beta_j)^{1/2} \quad (3.50)$$

$$\beta_j = \gamma^j / S_j, \quad \gamma^j = \sigma_0^j \frac{\Gamma_a^j}{\Gamma_j}, \quad m_j = \frac{\sigma_0^j \Gamma_a^j}{E_{0j}} \quad (3.51)$$

$$S_j = \{ \Sigma_s + (\epsilon_1) B^2 / (3G_n) \} / (N_{j,1} V_1) \quad (3.52)$$

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、普通  $L_j = 1.0$  でよい。 $\Delta I_D$  は DOPPLER 補

正である。

### (2) 非均質系の DANCOFF 補正

非均質系の実効共鳴積分の計算は §2.2 に述べた方法に基いている。なお、その際円柱状燃料棒が正方格子状に配列されることによる効果を表わす DANCOFF-GINSBURG 補正  $(1 - T_1)$  は Y. FUKAI の近似式を用いて計算する。

$$k = 2a\Sigma_s^{\text{fuel}} / (1 - T_1) \quad (3.53)$$

$$T_1 = \frac{2X_d \{ K_{14}(\Sigma_t^m aP) - K_{14}(\Sigma_t^m aQ) \}}{\pi \Sigma_t^m a \left\{ \sqrt{\frac{V_3}{V_1}} + 1 - \sqrt{\frac{V_3}{V_1} + 1} \right\}} \quad (3.54)$$

$$K_{14}(x) = \int_0^{\pi/2} \exp(-x/\sin \theta) \sin^3 \theta d\theta \quad (3.55)$$

$$X_d = \frac{4}{\pi} \left\{ \frac{11}{6} - \frac{1}{3} \exp\left(2 - \frac{d}{a}\right) \right\} \sin^{-1}\left(\frac{a}{d}\right) \quad (3.56)$$

$$P = \left(1 + \frac{V_3}{V_1}\right) \sin^{-1}\left(1 + \frac{V_3}{V_1}\right)^{-1/2} + \left(1 + \frac{V_3}{V_1}\right)^{1/2} - \frac{\pi+2}{2} \quad (3.57)$$

$$Q = P - 2 \left\{ \left(1 + \frac{V_3}{V_1}\right)^{1/2} - 1 - \frac{V_3}{V_1} \right\} \quad (3.58)$$

ただし、 $\Sigma_s^f$ ：燃料ポテンシャル散乱断面積、 $\Sigma_t^m$ ：減速材全断面積、 $a$ ：燃料体半径、 $d$ ：燃料棒ピッチ

### (3) 非均質系の NR 近似

非均質系の実効共鳴積分  $I^j$  は、non-leakage probability として WIGNER の有理近似を用い衝突密度が  $\frac{1}{E}$  に比例するとして求める通常の共鳴積分  $I_0^j$  に下記の補正項を加えたものである。

$$(RI)_j = N_{j,1} V_1 I_0^j / \xi \Sigma_s^{f+m} \quad (3.59)$$

$$\xi \Sigma_s^{f+m} = \sum_j \xi_j \sigma_{sj} (N_{j,1} V_1 + N_{j,3} V_3) \quad (3.60)$$

$$I^j = I_0^j + \Delta I_F^j + \Delta I_G^j + \Delta I_M^j + \Delta I_D^j \quad (3.61)$$

NR 近似では上記  $I$  の式の各項は次式で与えられる。

$$I_0^j = \frac{\pi}{2} L_j m_j / \{1 + \beta_j(1 - \delta_j)\}^{1/2} \quad (3.62)$$

( $I_0$  : 0 次の近似の共鳴積分)

$$\Delta I_F^j = \frac{\beta_j}{1 + \beta_j} \left( \frac{1}{1+k} - R_{aj}^{nj} \right) \frac{I_0^j}{\epsilon_j} \tan^{-1}\left(\frac{\epsilon_j}{2}\right) \quad (3.63)$$

( $\Delta I_F$  : 燃料内衝突密度の第一次補正に基づく補正項)

$$\Delta I_G^j = I_0^j / \left[ 2(k+1)^2 \left\{ 1 + \left( \frac{k}{k+1} + \frac{1}{C_9(k+1)(1-T_1)} \right)^{1/2} \right\}^2 \right] \quad (3.64)$$

( $\Delta I_G$  : WIGNER 有理近似の第 1 次補正に基づく補正項)

$$\Delta I_M^j = 0 \quad (3.65)$$

$$\text{ただし, } 2a\Sigma_s^f \leq 3.0 \text{ なら } C_9 = \frac{1}{3}$$

$$2a\Sigma_s^f > 3.0 \text{ なら } C_9 = \frac{4}{3} \quad (3.66)$$

$$\beta_j = \frac{k}{1+k} \cdot \frac{r_j N_{j,1}}{R_{aj} \Sigma_s^f} \quad R_{aj} = \frac{\Gamma_{aj}}{\Gamma_j} \quad (3.67)$$

$$\delta_j = \frac{k}{1+k} \cdot R_{aj} \frac{\sigma_{sj} N_{j,1}}{\Sigma_s^f} \quad R_{aj} = \frac{g \Gamma_{aj}}{\Gamma_j} \quad (3.68)$$

$$\epsilon_j = 2 \frac{r_j}{m_j} \frac{(1-\alpha_j)}{\alpha_j} (1+\beta_j)^{-1/2} \quad (3.69)$$

## (4) 非均質系の NRIA 近似

NRIA 近似では上記  $I_j$  の式の各項は次式で与えられる.

$$I_0^j = \frac{\pi}{2} L_j m_j / (1 + \lambda_j)^{1/2} \quad (3.70)$$

$$\Delta I_{\text{Fj}} = \frac{\zeta_j - 1}{\zeta_j} \left[ \frac{\zeta_j + 1}{\epsilon_j} \tan^{-1} \left\{ \frac{\epsilon_j}{\zeta_j + 1} \right\} - 1 \right] I_0^j \quad (3.71)$$

$$\Delta I_{\text{Gj}} = I_0^j / \left[ 2 \left\{ \sqrt{\frac{1}{R_{aj}}} + \left( k + \frac{1}{C_g(1-T_1)} \right)^{1/2} \right\}^2 \right] \quad (3.72)$$

$$\Delta I_{\text{Mj}} = - \frac{(I_0^j)^2}{2} \frac{N_{j1} V_1}{\Sigma_t^m V_3} \sum_{j=1}^{j_{\max}} \left\{ \frac{\sigma_s^j N_{j3}}{\Sigma_t^m (1-\alpha_j)} \right\} \quad (3.73)$$

( $\Delta I_M$  : 減速材内衝突密度の第1次補正に基く補正項)

$$\text{ただし, } \lambda_j = k \frac{r_j N_{j1}}{\Sigma_s^f} \quad \beta_j = \lambda_j / \{(1+k) R_{aj}\} \quad (3.74)$$

$$\zeta_j = \left( \frac{1+\beta_j}{1+\lambda_j} \right)^{1/2} \quad \alpha_j = \left( \frac{A_j - 1}{A_j + 1} \right)^2 \quad (3.75)$$

$$\epsilon_j = 2 \frac{r_j}{m_j} \frac{(1-\alpha_j)}{\alpha_j} (1+\lambda_j)^{-1/2} \quad (3.76)$$

(5) DOPPLER 補正項  $\Delta I_D$ 

DOPPLER 補正項  $\Delta I_D$  は DRESNER が与えた均質系で DOPPLER broadening がある場合の共鳴積分の近似式を用いて計算する.  $\Delta I_D$  を求める式は次の通りである.

$$\Delta I_D^j = \{f_1(\theta_j, h_j) - 1\} I_0^j \quad (3.77)$$

$$f_1(\theta_j, h_j) = (1+h_j)^{1/2} F(y) \quad (3.78)$$

$F(y)$  は次の様に近似する.

$$y = \frac{\sqrt{\pi}}{2} h_j \theta_j \quad (3.79)$$

とおき,

(i)  $y > 5$  では,

$$F(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{y} \sqrt{\ln y} \quad (3.80)$$

(ii)  $5 \geq y \geq 0.8$  では

$$F(y) = 1 - 0.70711z - 0.12976z^2 - 0.05241z^3 \\ - 0.02784z^4 - 0.01710z^5 - 0.01150z^6 - 0.00822z^7 \quad (3.81)$$

$$z = y/(1+y) \quad (3.82)$$

(iii)  $y < 0.8$  では

$$F(y) = \sum_{l=0}^{10} \frac{(-1)^l}{\sqrt{l+1}} y^l \quad (3.83)$$

ただし, IGEO=1, NRES=0 なら  $h_j = \beta_j$

IGEO=1, NRES=1 なら  $h_j = \lambda_j$

IGEO=0 なら  $h_j = \beta_j$

$$\theta_j = \left[ \frac{1.60206}{4 \times 1.38044 \times 10^{-1}} \frac{A_j \Gamma j}{T_f} \frac{m_j}{r_j} \right]^{1/2} \quad (3.84)$$

### 3.4. 速中性子スペクトル

このプログラムでは(3.24)～(3.33)式を各エネルギー群  $n$  について解くことにより、次の諸量を出力として与える。これらの諸量から各エネルギー群  $n$  における中性子バランスをチェックできる。なお  $\phi_{\text{norm}}(n)$  が規格化した速中性子スペクトルである。

$$(1) \text{ 中性子束}, \Phi(n) = \phi_n \Delta_n \quad (3.85)$$

$$(2) \text{ 漏洩量}/B, Y(n) = Y_n \Delta_n \quad (3.86)$$

$$(3) \text{ 拡散係数}, D(n) = Y(n)/(B\Phi(n)) \quad (3.87)$$

$$(4) \text{ 減速密度}, Q(n) = q_n + \eta_n^1 + \eta_n^2 \quad (3.88)$$

$$(5) \text{ 吸収量}, \Sigma_a(n) = \Sigma_a^s(n)\Phi(n) + (1 - P_{an})Q(n-1) \quad (3.89)$$

$$(6) \text{ 分裂量}, \Sigma_f(n) = \Sigma_f^s(n)\Phi(n) + (1 - P_{fn})Q(n-1) \quad (3.90)$$

$$(7) \text{ 分裂中性子数}, \nu \Sigma_f(n) = \Phi(n) \sum_j \nu_j \Sigma_f^s j(n) + Q(n-1) \sum_j \nu_j (1 - P_{fn}^j) \quad (3.91)$$

$$(8) \text{ 分裂スペクトル}, X(n) = x_n \Delta_n \quad (3.92)$$

$$(9) \text{ レサジー}, U(n) = \sum_{n'=1}^N \Delta_{n'} \quad (3.93)$$

$$(10) \text{ 共鳴吸収を逃れる確率}, P_{an} \quad [(3.47) \text{ 式参照}]$$

$$(11) \text{ 共鳴分裂} \quad " \quad P_{fn} \quad [(3.48) \text{ 式参照}]$$

$$(12) \text{ 規格化した中性子束}, \phi_{\text{norm}} = \frac{\phi_n U(N)}{\sum_{n'=1}^N \Phi(n')} \quad (3.94)$$

$$(13) \text{ age または consistent age 近似の減速密度}, q_n \quad [(3.31) \text{ 式参照}]$$

$$(14) \text{ SG または GG 近似の減速密度 } (l=1), \eta_n^1 \quad [(3.32) \text{ 式参照}]$$

$$(15) \text{ 同 上} \quad (l=2), \eta_n^2 \quad [\text{同上}]$$

### 3.5. 小数群定数

このプログラムでは多数群 ( $N$  群) を  $M$  群の小数群にまとめて、各小数群  $m$  に対する平均群定数を出力データとして与える。

小数群の第  $m$  群は多数群の  $(n_{(m-1)}+1)$  群から  $n_m$  群までを 1 群としてまとめたものである。この第  $m$  群に対する群定数は多数群の中性子束  $\Phi(n)$  および減速密度  $q_n$ ,  $\eta_n^l$  を用いて平均して求める。

小数群の第  $m$  群の出力データとして与えられる諸量は下記の通りである。

$$(1) \text{ 積分中性子束}, \Phi_m$$

$$\Phi_m = \sum_{n=n_{(m-1)}+1}^{n_m} \Phi(n) \quad (3.95)$$

$$(2) \text{ 積分漏洩量}/B, Y_m$$

$$Y_m = \sum_{n=n_{(m-1)}+1}^{n_m} Y(n) \quad (3.96)$$

$$(3) \text{ 拡散係数}, D_m$$

$$D_m = Y_m / (B\Phi_m) \quad (3.97)$$

$$(4) \text{ 吸収断面積}, \Sigma_{am}$$

$$\Sigma_{am} = \sum_{n=n_{(m-1)}+1}^{n_m} \Sigma_a(n) / \Phi_m \quad (3.98)$$

(5) 分裂断面積,  $\Sigma_{fm}$ 

$$\Sigma_{fm} = \sum_{n=n(m-1)+1}^{n_m} \Sigma_f(n)/\Phi_m \quad (3.99)$$

(6) 分裂中性子数,  $(\nu\Sigma_f)_m$ 

$$(\nu\Sigma_f)_m = \sum_{n=n(m-1)+1}^{n_m} (\nu\Sigma_f(n))/\Phi_m \quad (3.100)$$

(7) 分裂スペクトル,  $X_m$ 

$$X_m = \sum_{n=n(m-1)+1}^{n_m} X(n) \quad (3.101)$$

(8) レサジーウ,  $\Delta U_m$ 

$$\Delta U_m = \sum_{n=n(m-1)+1}^{n_m} \Delta_n \quad (3.102)$$

(9) 共鳴吸収を逃れる確率,  $P_{am}$ 

$$P_{am} = \prod_{n=n(m-1)+1}^{n_m} P_{an} \quad (3.103)$$

(10) 共鳴分裂を逃れる確率,  $P_{fm}$ 

$$P_{fm} = \prod_{n=n(m-1)+1}^{n_m} P_{fn} \quad (3.104)$$

(11) 減速密度,  $Q_m$ 

§2.3 に述べた様に  $Q_m$  としては入力コントロール・ワード INE の値により次の3通りの内のいずれかを与える。

(i) 非弾性散乱の結合がない場合, INE=0

$$Q_m = q_{nm} - \eta_{nm}^1 + \eta_{nm}^2 \quad (3.105)$$

(ii) 非弾性散乱を減速密度に含める場合, INE=1

$$Q_m = q_{nm} + \eta_{nm}^1 + \eta_{nm}^2 + \sum_{n=n_m+1}^{25} \omega_n \quad (3.106)$$

(iii) 非弾性散乱断面積を別に与える場合, INE=2

$$Q_m = q_{nm} + \eta_{nm}^1 + \eta_{nm}^2 + \sum_{m'=m}^M \left[ \sum_{n=n(m'-1)+2}^{n_{m'}} \left\{ \sum_{n'=n(m'-1)+1}^{n-1} \Sigma_{ex}(n' \rightarrow n) \Phi(n') \right\} \right] \quad (3.107)$$

この時には別に非弾性散乱マトリックス  $\Sigma_{in}(m' \rightarrow m)$  および非弾性散乱断面積  $\Sigma_{inm}$  を与える。

$$\Sigma_{in}(m' \rightarrow m) = \sum_{n=n(m-1)+1}^{n_m} \left[ \sum_{n'=n(m'-1)+1}^{n_{m'}} \Sigma_{ex}(n' \rightarrow n) \Phi(n') \right] / \Phi_m' \quad (3.108)$$

$$\Sigma_{inm} = \sum_{m'=m+1}^M \Sigma_{in}(m \rightarrow m') \quad (3.109)$$

(12) 減速断面積,  $\Sigma_{rm}$ 

$$\Sigma_{rm} = Q_m / \Phi_m \quad (3.110)$$

(13) 全断面積,  $\Sigma_{tm}$ 

$$\Sigma_{tm} = \Sigma_{rm} + \Sigma_{am} \quad (3.111)$$

(14) 吸収を逃れる確率,  $P$ 

$$P = \Sigma_{rm} / \Sigma_{tm} \quad (3.112)$$

(15) 減速面積,  $Z_m$ 

$$Z_m = D_m / \Sigma_{tm} \quad (3.113)$$

尚、全減速面積  $Z$  を次式で与える。

$$Z = \sum_{m=1}^M [X_m \sum_{m'=m}^{M'} Z_{m'}] \quad (3.114)$$

### 3.6. 特定核種の諸断面積

このプログラムでは、入力データとして指定した特定の核種  $j_s$  に対して、小数群での吸収断面積、分裂断面積および分裂中性子数を、滑らかな断面積と共鳴断面積に分けて、出力データとする。ただし、特定核種の数は 7 個である。

#### (1) 滑らかな断面積

(i) 吸収断面積,  $\Sigma_{asm}^{js}$

$$\Sigma_{asm}^{js} = \sum_{n=n(m-1)+1}^{n_m} \{\Sigma_{as}^{js}(n)\Phi(n)\} / \Phi_m \quad (3.115)$$

(ii) 分裂断面積,  $\Sigma_{fsm}^{js}$

$$\Sigma_{fsm}^{js} = \sum_{n=n(m-1)+1}^{n_m} \{\Sigma_{fs}^{js}(n)\Phi(n)\} / \Phi_m \quad (3.116)$$

(iii) 分裂中性子数,  $(\nu\Sigma_f)^{js}_{sm}$

$$(\nu\Sigma_f)^{js}_{sm} = \sum_{n=n(m-1)+1}^{n_m} \{(\nu\Sigma_f)^{js}_s(n)\Phi(n)\} / \Phi_m \quad (3.117)$$

#### (2) 共鳴断面積

(i) 吸収断面積,  $\Sigma_{arm}^{js}$

$$\Sigma_{arm}^{js} = \sum_{n=n(n-1)+1}^{n_m} \{(1 - P_{an}^{js})Q(n-1)\} / \Phi_m \quad (3.118)$$

(ii) 分裂断面積,  $\Sigma_{frm}^{js}$

$$\Sigma_{frm}^{js} = \sum_{n=n(m-1)+1}^{n_m} \{(1 - P_{fn}^{js})Q(n-1)\} / \Phi_m \quad (3.119)$$

(iii) 分裂中性子数,  $(\nu\Sigma_f)^{js}_{rm}$

$$(\nu\Sigma_f)^{js}_{rm} = \sum_{n=n(m-1)+1}^{n_m} \{\nu(n)^{js}(1 - P_{fn}^{js})Q(n-1)\} / \Phi_m \quad (3.120)$$

## 4. 入出力形式

このプログラムは 7044 FORTRAN により作成している。入力データは READ INPUT TAPE の命令により読み込まれるグループと READ TAPE の命令により読み込まれるグループの 2 つに大別される。その第 1 のグループは Main Program で計算をする前にカードにパンチして用意しておくべき入力データであり、主として §4.1 に述べるコントロール・ワードより成る。第 2 のグループは多数群のミクロ諸断面積、共鳴パラメータ、中性子源スペクトル等の定数であり、前もって INPUT ROUTINE によりテープに編集されている。

### 4.1. 計算法の選択

このプログラムで採用できる計算法ないしは Option は下記の通りである。ただし ( ) 内の記号は FORTRAN で使用した記号であり、これが計算法を選択するコントロール・ワードとなっている。これ等の諸量はすべて Main Program の入力データとして与えねばならない。

$$(1) (PB)=\begin{cases} 1.0 & P-1 \text{ 近似}, \beta(n)=1.0 \\ 0 & B-1 \text{ 近似} \end{cases}$$

$$\beta(n)=\alpha_n^2 \tan^{-1} \alpha_n / [3\{\alpha_n - \tan^{-1} \alpha_n\}] \quad (4.1)$$

$$\text{ただし, } \alpha_n = B / \Sigma_{\text{tot}}(n) \quad (4.2)$$

( $\alpha_n < 0.5$  の場合には  $\beta(n)$  を  $\alpha_n^2$  の巾級数で与える。)

$$(2) (\text{AGE}) \equiv \delta_0 = \begin{cases} 0 & \text{年令近似 (重い核種)} \\ 1.0 & \text{consistent age 近似 (〃)} \end{cases}$$

$$(3) (\text{SG}(L)) \equiv \delta_l = \begin{cases} 0 & \text{S.G. 近似 (軽い核種, } l=1, 2) \\ 1.0 & \text{G.G. 近似 (〃 " " )} \end{cases}$$

$$(4) (\text{FMULT}) \equiv \epsilon_1 = \begin{cases} +1.0 & B^2 \geq 0 \\ -1.0 & B^2 < 0 \end{cases}$$

$$(5) (\text{INE}) = \begin{cases} 0 & \text{減速密度に非弾性散乱項を含まず} \\ 1 & " \text{ 含む} \\ 2 & \text{小数群相互間に非弾性散乱の結合あり} \end{cases}$$

[(INE) の option については §3.5 参照の事]

$$(6) (\text{IGEO}) = \begin{cases} 0 & \text{均質系の共鳴積分計算} \\ 1 & \text{非均質系の "} \end{cases}$$

$$(7) (\text{NRES})_n^j = \begin{cases} 0 & \text{NR 近似 (非均質系共鳴積分)} \\ 1 & \text{NRIA 近似 (同上)} \end{cases}$$

( $n$ : 多数群番号,  $j$ : 核種番号)

$$(8) (\text{IDOP}) = \begin{cases} 0 & \text{共鳴計算の DOPPLER 補正なし} \\ 1 & " \text{ 補正あり} \end{cases}$$

$$(9) (\text{ILNJ}) = \begin{cases} 0 & L_{nj} \text{ の Read を skip する.} \\ & (L_{nj}=1.0; n, j \text{ のすべてについて}) \\ 1 & L_{nj} \text{ の Read をおこなう.} \end{cases}$$

$$(10) (\text{LATC}) = \begin{cases} 0 & \text{単純な格子構造の非均質系又は均質系} \\ 1 & \text{格子構造以外の領域を含む非均質系} \end{cases}$$

## 4.2. 入力形式

Main Program の入力データは TABLE 1 「MAIN PRōG, 7044 INPUT DATA FōRM」に示す形式でカードにパンチする。各々の入力データ作成上の注意を以下に述べる。

(a) READ #1, FōRMAT (I10, 3A5, 8A5)

PRōBLEM Nō. col. 7~10, 4 柄整数(任意)

DATE col. 11~25, 英字および整数, 日付を入れる。

NAME col. 26~65, 英字, 氏名その他を入れる。

(b) READ #2, FōRMAT (5F5.1, 5 I 5)

PB	col. 3~5	0.0	B-1 近似
		1.0	P-1 近似
AGE	col. 8~10	0.0	年令近似 ( $j_l$ 以外の核種について)
		1.0	consistent age 近似 (〃)
SG(1)	col. 13~15	0.0	SG 近似 ( $j_l$ ( $l=1$ ) に指定した核種について)
		1.0	GG 近似 (〃)
SG(2)	col. 18~20	0.0	SG 近似 ( $j_l$ ( $l=2$ ) に指定した核種について)
		1.0	GG 〃 (〃)
FMULT	col. 22~25	+1.0	$B^2 \geq 0$ の場合
		-1.0	$B^2 < 0$ の場合
IDOP	col. 30	0	ドップラー補正なし
		1	〃 あり
INE	col. 35	0 または 1 または 2	option については § 3.5 小数群定数参照
IGEO	col. 40	0	均質系共鳴計算
		1	非均質系 〃
ILNJ	col. 45	0	READ #14 ( $L_n^j$ ) 不必要 ( $L_n^j = 1.0$ )
		1	〃 ( $L_n^j$ ) 必要
LATC	col. 50	0	周期的格子構造の単位セル
		1	格子構造以外の領域を含む単位セル

(c) READ #3, FōRMAT (6 I 5)

JMAX col. 4~5 2 柄整数, 核種  $j$  の総数  $\leq 20$   
(1 柄の時には右側につめる事。以下同様)

MMAX col. 10 1 柄整数, 小数群  $m$  の最大数  $\leq 7$

NMAX col. 14~15 2 柄 〃, 多数群  $n$  の最大数  $\leq 54$

JR col. 19~20 〃 共鳴を有する核種の数

IMAX col. 24~25 2 柄 または 1 柄整数, 1 多数群内に含まれる共鳴  
ピークの最大数  $\leq 10$

KMAX col. 29~30 2 柄または 1 柄整数, 単位セル内の物質の異なる領域の数  $\leq 7$

(d) READ #4, FōRMAT (4E15.7)

A col. 2~15 燃料体半径 (cm), 数値は floating pt. col. 2 が符号, col. 3~11 が  
数値, col. 12~15 がべき数である。(以下 floating の数値は同様)

(IGEO=0 の時には 1.0 を入れればよい。)

D col. 17~30 燃料棒間ピッチ (cm), floating pt.

(IGEO=0 の時には 1.0 を入れればよい。)

B col. 32~45 バックリング  $B^2$  の平方根 ( $\text{cm}^{-1}$ ), floating pt.

TF col. 47~60 燃料棒温度 ( $^{\circ}\text{K}$ ) (均質系では炉心温度)

(e) READ #5, FÖRMAT (4E15.7)

V(K) 各領域の体積率  $K=1, \dots, K_{\text{MAX}}$  まで

ただし,  $\sum_{K=1}^{K_{\text{MAX}}} V(K)=1.0$  なること。

均質系では  $K_{\text{MAX}}=1$ ,  $V(1)=1.0$ , また非均質系では  $V(1)$  を燃料領域,  $V(3)$  を減速材領域とすること。

数値は READ #4 と同じ floating pt..

(f) READ #6 FÖRMAT (7 I 5)

$n_m$  各小数群に含まれる多数群の下限 ( $n$  が最大の群) の番号,  $m=1, \dots, M_{\text{MAX}}$  (例えば小数群の第 1 群が多数群の第 1 群より第 25 群までの場合  $n_1=25$ )

5 column づつを 1 block として  $M_{\text{MAX}}$  block まで, 各 block 内では右につめて 1 衔または 2 衔の整数で入れる。

(g) READ #7, FÖRMAT (14 I 5)

$j$  核種 code number

5 column づつを 1 block として,  $J_{\text{MAX}}$  block まで, 各 block 内では右につめて 3 衔の整数で入れる。

但し, 共鳴を有する核種は  $j$  の順序の終りの方に続けて並べる。

核種 code number のつけ方は次の様にしている。

(i)  $^{90}\text{Th}$  以上のアクチニド系元素:

$0ZZ$ ,  $ZZ$  は原子番号の 1 衔の数字,  $A$  は質量数の 1 衔の数字, 例えば  $^{92}_{\text{Zr}}{}^{238}\text{U}$  では code number = 928

(ii) 上記以外の元素

$0ZZ$ ,  $ZZ$  はその元素の原子番号, 例えば  $\text{Fe}$  では, code number = 026

(iii) 第 (i) グループ以外の元素の同位体

$IZZ$ ,  $ZZ$  は (ii) と同様に原子番号,  $I$  は同位体の順位 (質量数の順), 例えば  $^{117}\text{Hf}$  の code number = 172

(h) READ #8, FÖRMAT (2 I 5)

$j_I(1)$ ,  $j_I(2)$  S-G 近似または G-G 近似をおこなう核種 (2 種まで) の code number (code number のつけ方は (g) 項と同じ)

5 column を 1 block として 2 block. もしこのいずれかの近似をおこなう核種が 1 種の時には  $j_I(2)=000$ , またこの近似を全然おこなわない時は  $j_I(1)=j_I(2)=000$ ,

(i) READ #9, FÖRMAT (7 I 5)

$j_s$  小数群の吸収および分裂断面積を output すべき核種の code number. code number の入れ方およびパンチする column は (g) 項と同じ。

但し, 7 核種迄であり必要な核種の数が 7 以下の時は余分の column には 000 を入れる。

(j) READ #10, FÖRMAT (4E15.7)

$N_{j,k}$   $k$  領域の核種  $j$  の個数密度 ( $\text{ケ/cc} \times 10^{-24}$ )

$N_{1,1}, N_{2,1}, \dots, N_{j_{\text{max}}, 1}, N_{1,2}, \dots, N_{j_{\text{max}}, k_{\text{max}}}$ , の順に続けて入れる (IGEO = 0 (均質系) では  $k=1$  に対する  $N_{j,1}$  のみ必要)

数値の入れ方は 1 card に 4 words で, 各 word は READ #4 の場合と同じ floating pt. decimal である。

(k) READ #11, FÖRMAT (4E15.7)

$\lambda_{01}, \lambda_{02}, \lambda_{11}, \lambda_{12}$  GG 近似または SG 近似をおこなう核種  $l=1, 2$  のパラメータ  $\lambda_{0l}$  および  $\lambda_{1l}$

をそれぞれ  $l=1, 2$  の順に入れる。数値は READ #4 と同様に floating pt. で入れる。

(1) READ #12, FÖRMAT (4E15.7)

$\xi_{01}, \xi_{02}, \xi_{11}, \xi_{12}$  G-G 近似 または S-G 近似をおこなう核種 ( $l=1, 2$ ) のパラメータ  $\xi_{0l}, \xi_{1l}$  をそれぞれ  $l=1, 2$  の順に入れる、数値は READ #4 と同様に floating pt. で入れる。

(m) READ #13, FÖRMAT (I5, 5X, 29 I1)

NOJ, (NRES) $_n^j$  col. 3~5 に共鳴を有する核種  $j$  の code number, NOJ を入れ、col. 11~39 の間に 1 行の整数で (NRES) $_n^j=0$  または 1 を (NMAX-25) 個続いている。

この (NRES) $_n^j$  は  $n=26, \dots, NMAX$  の順に入れる。

共鳴核種が 2 種以上の時には各共鳴核種につきこのカードを作成し、READ #7 で  $j$  を入れた順序にこの (NRES) $_n^j$  のカードを並べる。NRES=0 の時 NR 近似、NRES=1 の時 NRIA 近似である。

ただし、IGEO=0 の時にはこの READ #13 のカードは不要である。

(n) READ #14, FÖRMAT (I5, 5X, 10F5.4)

NOJ,  $L_{nj}$  共鳴積分の補正係数、このカードは READ #2 の ILNJ=0 の時には不要である。

col. 3~5 に共鳴を有する核種  $j$  の code number NOJ を入れる。

col. 11~col. 60 に 5 column を 1 word として 10 word  $L_{nj}$  を入れる。

このカードは  $n=26, 27, \dots, NMAX$  の順に (NMAX-25) word はいる枚数だけ必要である。(NMAX=54 の時 3 枚)

1 word は 5 衔であり小数点は第 1 衔と第 2 衔の間にある。(例えば 1.0 の時には 10000 である。)

共鳴核種が 2 種以上の場合には核種毎のカードを READ #13 の場合と同様の順序に並べる。

### 4.3. 出力形式

この Main Program の出力としては下記の諸量が与えられる。

(1) Page 1

Neutron Flux and Group Constants by UGMG code case no., date, name

no. of elements	JMAX
no. of few groups	MMAX
max. no. of groups	NMAX
no. of resonance absorber	JR
max. no. of resonance in a group	IMAX
no. of regions	KMAX

Slowing Down Model

for the 1st element (SG(1)) element no.  $j_1(1)$   
 for the 2nd element (SG(2)) element no.  $j_1(2)$   
 for the rest elements (AGE) element no.  $j \dots$ ,  
 scheme (INE) for inelastic scattering.

Spatial Dependence

angular flux	(PB)
geometry	(IGEO)
multiplying property	(FMULT)
buckling	$\pm \times. \times \times \times \times \times E \pm \times \times$

D	//
TF	//

## Resonance Absorption Model.

El. no.	RES
$j_{\text{res}}$	$(\text{NRES})_n^j$

## (2) Page 2

Volume Ratio	$V(k)$
--------------	--------

Atomic Density	
----------------	--

region K	$N_{j,k}$
----------	-----------

## Slowing Down Model Constants

$\lambda_{01}$	$\xi_{01}$
$\lambda_{02}$	$\xi_{02}$
$\lambda_{11}$	$\xi_{11}$
$\lambda_{12}$	$\xi_{12}$

## (3) Page 3

## Neutron Flux and Microscopic Group Constants.

No.	width	$U(n)$	flux	current	diff. coeff.	sl. density	sigma abs.
$n$	$\Delta_n$	$u(n)$	$\Phi(n)$	$Y(n)$	$D(n)$	$Q(n)$	$\Sigma_a \Phi(n)$
$(n=1, 2, \dots, \text{NMAX})$							

## (4) Page 4

No.	width	$U(n)$	sigma fis	sigma emis	spectre	P res abs	P res fis
$n$	$\Delta_n$	$u(n)$	$\Sigma_f \Phi(n)$	$\nu \Sigma_f \Phi(n)$	$X_n \Delta_n$	$P_{an}$	$P_{fn}$
$(n=1, 2, \dots, \text{NMAX})$							

## (5) Page 5

No.	width	$U(n)$	normalized flux	small $q$	$\eta_{(l=1)}$	$\eta_{(l=2)}$
$n$	$\Delta_n$	$u(n)$	$\phi_{\text{norm}}(n)$	$q_n$	$\eta_n^1$	$\eta_n^2$
$(n=1, \dots, \text{NMAX})$						

## (6) Page 6

## Neutron Flux and Few Group Constants.

No.	width	flux	current	diff. coeff.	sl. density	sigma abs.
$m$	$\Delta U_m$	$\Phi_m$	$Y_m$	$D_m$	$Q_m$	$\Sigma_{am}$
$(m=1, \dots, \text{MMAX})$						
No.	width	sigma fis	sigma emis	spectre	sigma rem	sigma tot
$m$	$\Delta U_m$	$\Xi_{fm}$	$\nu \Xi_{fm}$	$X_m$	$\Xi_{rm}$	$\Xi_{tm}$
$(m=1, \dots, \text{MMAX})$						

## Inelastic Scattering Cross Section

no.	sigma 01	sigma 02	sigma 03	sigma 04	sigma 05	sigma 06
$m$	$\Xi_{in}(m' \rightarrow m)$					

## Resonance Escape Probability and Migration Area.

no.	Pres abs	Pres fis	Ptot	mig. area
$m$	$P_{am}$	$P_{fm}$	$P$	$Z_m$
$(m=1, \dots, \text{MMAX})$				

AGE = Z

## (7) Page 7

## Cross Section for Special Elements.

el. no <i>j<sub>s</sub></i>	group no. <i>m</i>	abs. s $\Xi_{asm}^{js}$	abs. r $\Xi_{arm}^{js}$	fiss. s $\Xi_{fsm}^{js}$	fiss. r $\Xi_{frm}^{js}$	yield s $\nu\Xi_{fsm}^{js}$	yield r $\nu\Xi_{frm}^{js}$
$(m=1, 2, \dots, MMAX)$							
$(j_s = j_s(1), \dots, j_s(7))$							

## 4.4. Input Routine

Input Routine は Main Program の入力データの内核断面積, 共鳴パラメータ, スペクトルを前もってテープに編集しておくための Program である。この Input Routine により, 65 核種までの上記諸核定数をテープに store できる。この Input Routine の Input data の format を TABLE 2 に示す。Input data 作成上の注意は以下の通りである。

## (a) READ #1, FORMAT (3 I 10)

MAXJ	col. 9~10	テープに編集する核種の総数 $\leq 65$
NRESEL	col. 19~20	共鳴を有する核種の総数
NMAX	col. 29~30	小数群の総数 $\leq 54$ 以上いづれも 2 衔の整数で入れる。

## (b) READ #2, FORMAT (3A5, I 3)

ELNAME	col. 1~15	核種名を英字及び数字で入れる。
NCODE	col. 16~18	上記核種の code number を 3 衔の整数で入れる。code number の付け方については (1) Main Program Input の READ #7 参照。 このカードは MAXJ 枚必要であるが, 共鳴を有する核種のカードは MAXJ 枚の内の終りの方にまとめて並べる。

## (c) READ #3, FORMAT (2F10.5, F10.0)

$\alpha_j$	col. 1~10	$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$ , col. 5 に小数点をとる。
$r_j$	col. 11~20	consistent age 近似パラメータ $r = \frac{\xi^2}{2\xi}$ col. 15 に小数点をとる。
$A_j$	col. 21~30	核種 $j$ の質量 (amu), 整数

## (d) READ #4, FORMAT (8F 8.5)

$\Delta_n$	col. 1~64	小数群 $n$ のレサジー巾, 8 column を 1 word として 1 枚に 8 word. $n=1, \dots, NMAX$ まで入れるに必要な枚数を用意する。 各 word は第 3 衔目に小数点をとる。
------------	-----------	--

## (e) READ #5, FORMAT (3 I 10)

NOX	col. 9~10	使用するスペクトルの番号を 2 衔または 1 衔の整数で入れる。 $(^{235}U$ の分裂スペクトルは NOX=1)
-----	-----------	---

## (f) READ #6, FORMAT (8F 8.6)

$X_n$	col. 1~64	スペクトル. 8 column を 1 word として 1 枚に 8 word 入れる。小 数点は第 2 衔目。 $X_n$ は $n=1, 2, \dots, NMAX$ の順に入れる。 (READ #4 と同様)
-------	-----------	---

## (g) READ #7, FORMAT (7F 10.7)

$\sigma_s^{nj}$	col. 1~10	等方散乱断面積, 小数点は 3 衔目
$\sigma_{cs}^{nj}$	col. 11~20	滑らかな捕獲断面積, //
$\sigma_{in}^{nj}$	col. 21~30	非弾性散乱断面積, //

$\sigma_{sf}^{nj}$	col. 31~40	滑らかな分裂断面積, 小数点は 3 桁目
$\mu\sigma_s^{nj}$	col. 41~50	非等方散乱断面積, //
$\nu^{nj}$	col. 51~60	分裂による発生中性子数, //
$\xi\sigma_s^{nj}$	col. 61~70	減速断面積, //

以上いずれも断面積は barn 単位である。

(h) READ #8, FORMAT (8F9.8)

$\sigma_{ex}^j(n' \rightarrow n)$	col. 1 ~ 72	$n'$ 群から $n$ 群への非弾性散乱マトリックス. (非弾性散乱断面積 $\times \Delta_n$ )
		9 column を 1 word として 1 枚に 8 word まで入れ得る. 小数点は各 word の第 1 桁と第 2 桁の間にある (小数点を入れなくてよい).
		各核種 $j$ に対して, このマトリックスは第 1 枚目 ( $n=2$ ) は $\sigma_{ex}$ ( $1 \rightarrow 2$ ) の 1 word のみ入れる. 第 2 枚目 ( $=n3$ ) は $\sigma_{ex}$ ( $1 \rightarrow 3$ ), $\sigma_{ex}$ ( $2 \rightarrow 3$ ) の 2 word, 第 3 枚目 ( $n=4$ ) は $\sigma_{ex}$ ( $1 \rightarrow 4$ ), $\sigma_{ex}$ ( $2 \rightarrow 4$ ), $\sigma_{ex}$ ( $3 \rightarrow 4$ ) の 3 word 入れる. 以下同様に入れると, $n=10$ より $n=17$ までは 1 群につき 2 枚, $n=18$ より $n=25$ までは 1 群につき 3 枚となる.

(i) READ #9, FORMAT (F10.3, 2F10.6, 2F10.8, F10.3)

$\gamma^{nji}$	col. 1 ~ 10	共鳴吸収のピーク値 = $\sigma_0 \frac{\Gamma_a}{\Gamma}$ (barn), col. 7 に小数点
$m^{nji}$	col. 11 ~ 20	無限稀釈共鳴積分 $\times \frac{2}{\pi} = \frac{\sigma_0}{E_0} \Gamma_a$ (barn), col. 14 に小数点
$R_a^{nji}$	col. 21 ~ 30	ratio $\frac{\Gamma_a}{\Gamma}$ , col. 24 に小数点
$\alpha^{nji}$	col. 31 ~ 40	ratio $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_a}$ , col. 32 に小数点
$R_{gn}^{nji}$	col. 41 ~ 50	ratio $\frac{g\Gamma_n}{\Gamma}$ , col. 42 に小数点
$\Gamma^{nji}$	col. 51 ~ 60	全半值巾 (milli-e.v.), col. 57 に小数点 このカードは或る核種 $j$ の第 $n$ 群につき $i=1 \cdots 10$ まで 10 枚つくる. (共鳴がない時にはすべてゼロを入れる.) これを小数群 $n$ の順序に並べ, さらにそれを $j$ の順序に並べる.

Tab.1 MAIN PROG.

## 7044 INPUT DATA FORM

PAGE 1 OF 4

JOB NUMBER		MAIN PROGRAM LABEL				KEYUNCH RECORD DATE		NO. OF CARDS	
PROBLEM		MODIFICATION				KEYPUNCHED BY		PRINT YES NO	
CODED BY		DATE				VERIFIED BY		LIST YES NO	
		1	2	3	4	5	6	7	8
		1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9
PROB NO		DATE				NAME			
XXXX		MAR. XX XXXX				ABC D E .....		XYZ	
PB	AGE	SG(1)	SG(2)	F MULT	IDOP	INE	IGEO	ILNJ	LATC
X - X	X - X	X - X	X - X	± X - X	X	X	X	X	X
J MAX	M MAX	N MAX	J R	I MAX	K MAX				
XX	XX	XX	XX	XX	XX				
A		D				B		TF	
± X - X X X X X X X E ± X X		± X - X X X X X X E ± X X				± X - X X X X X X E ± X X		± X - X X X X X X E ± X X	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	0

+ - DATA ID. ~9:SEQUENTIAL NUMBER

Tab.1 MAIN PROG. E

## 7044 INPUT DATA FORM

PAGE 2 OF 4

JOB NUMBER		MAIN PROGRAM LABEL				KEYUNCH RECORD DATE		NO. OF CARDS	
PROBLEM		MODIFICATION				KEYPUNCHED BY		PRINT YES NO	
CODED BY		DATE				VERIFIED BY		LIST YES NO	
		1	2	3	4	5	6	7	8
		1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9
V (1)		V (2)				V (3)		V (K MAX)	
± X - X X X X X X X E ± X X		± X - X X X X X X E ± X X				± X - X X X X X X E ± X X		± X - X X X X X X E ± X X	
n <sub>1</sub>	n <sub>2</sub>	n <sub>3</sub>	n <sub>4</sub>	n <sub>5</sub>	n <sub>6</sub>	n <sub>7</sub> MAX			
XX	XX	XX	XX	XX	XX	XX			
j <sub>1</sub>	j <sub>2</sub>	j <sub>3</sub>						i <sub>1</sub> MAX	
XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	
j <sub>1</sub> m <sub>1</sub>	j <sub>2</sub> m <sub>2</sub>								
XXX	XXX								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	0

+ - DATA ID. ~9:SEQUENTIAL NUMBER

D - 1

Tab.1 MAIN PROG.

## 7044 INPUT DATA FORM

PAGE 3 OF 4

JOB NUMBER			MAIN PROGRAM LABEL			KEYUNCH RECORD DATE			NO. OF CARDS														
PROBLEM			MODIFICATION			KEYPUNCHED BY			PRINT YES NO														
CODED BY			DATE			VERIFIED BY			LIST YES NO														
1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			2 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			3 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			4 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			5 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			6 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			7 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			8 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9		
J <sub>a</sub>	J <sub>b</sub>	J <sub>c</sub>				J <sub>d</sub>												1 枚					
XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX						
N (1, 1)			N (2, 1)									N (J MAX, 1)											
±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX											
N (1, 2)												N (J MAX, K MAX)											
±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX											
λ <sub>a</sub>			λ <sub>b</sub>			λ <sub>c</sub>			λ <sub>d</sub>			λ <sub>e</sub>											
±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX											
1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			2 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			3 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			4 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			5 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			6 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			7 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			8 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9		
DATA ID. → 9:SEQUENTIAL NUMBER																							

D - 1

Tab.1 MAIN PROG.

## 7044 INPUT DATA FORM

PAGE 4 OF 4

JOB NUMBER			MAIN PROGRAM LABEL			KEYUNCH RECORD DATE			NO. OF CARDS														
PROBLEM			MODIFICATION			KEYPUNCHED BY			PRINT YES NO														
CODED BY			DATE			VERIFIED BY			LIST YES NO														
1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			2 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			3 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			4 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			5 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			6 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			7 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9			8 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9		
ε <sub>a</sub>			ε <sub>a</sub>			ε <sub>b</sub>			ε <sub>b</sub>			ε <sub>c</sub>						1 枚					
±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX			±X · XXXXXXXXX E ±XX								
j ...			(NRES) j ...																JR 枚				
XXX			XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	(I GEO=0の時) (不需要)					
j ...	L <sub>a</sub> ...	L <sub>b</sub> ...	L <sub>c</sub> ...	L <sub>d</sub> ...	L <sub>e</sub> ...													JR × 3 枚					
XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	XXX	(I LNJ=0の時) (不需要)					
DATA ID. → 9:SEQUENTIAL NUMBER																							

D - 1

Tab.2 INPUT ROUTINE

## 7044 INPUT DATA FORM

PAGE 1 OF 3

JOB NUMBER			MAIN PROGRAM LABEL				KEYUNCH RECORD DATE			NO. OF CARDS		
PROBLEM			MODIFICATION		KEYPUNCHED BY			PRINT YES NO		LIST YES NO		
CODED BY			DATE		VERIFIED BY							
1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9						
MAX J		NRESEL		N MAX								1 段
XX		XX		XX								
ELEMENT	NAME	NCODE										MAX J 段
OXYGEN		XXX										
Δ <sub>1</sub>	Δ <sub>2</sub>		A <sub>1</sub>									MAX J 段
-XXXXX	-XXXXX		XXXXX									
Δ <sub>1</sub>	Δ <sub>2</sub>				Δ <sub>3</sub>				Δ <sub>4</sub>			N MAX(5)/8 段
-XXXXX	-XXXXX	*	*	*	*	*	*	*	*	XXXXX		
1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9											

D = 1

DATA ID. - SEQUENTIAL NUMBER

Tab.2 INPUT ROUTINE

## 7044 INPUT DATA FORM

PAGE 2 OF 3

JOB NUMBER			MAIN PROGRAM LABEL				KEYUNCH RECORD DATE			NO. OF CARDS		
PROBLEM			MODIFICATION		KEYPUNCHED BY			PRINT YES NO		LIST YES NO		
CODED BY			DATE		VERIFIED BY							
1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9	1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9						
NOX												1
XX												
X <sub>1</sub>	X <sub>2</sub>	X <sub>3</sub>			X <sub>4</sub>				X <sub>5</sub>			N MAX(5)/8 段
XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	
a <sub>1(n-1)</sub>	a <sub>2(n-1)</sub>	a <sub>3(n-1)</sub>	a <sub>4(n-1)</sub>	a <sub>5(n-1)</sub>	a <sub>6(n-1)</sub>	a <sub>7(n-1)</sub>	a <sub>8(n-1)</sub>	a <sub>9(n-1)</sub>	a <sub>10(n-1)</sub>	a <sub>11(n-1)</sub>	a <sub>12(n-1)</sub>	MAX J NMAX(5) 段
XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	
a <sub>1(n-4)</sub>	1	1	*	*	*	*	*	*	*	*	*	MAX J NMAX(5) 段
XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	XXXXXXXXXX	
1 2 3 4 5 6 7 8 9	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9											

D = 1

DATA ID. - SEQUENTIAL NUMBER

## 7044 INPUT DATA FORM

JOB NUMBER		MAIN PROGRAM LABEL							KEYPUNCH RECORD DATE							NO. OF CARDS			
PROBLEM		MODIFICATION							KEYPUNCHED BY							PRINT YES NO			
CODED BY		DATE							VERIFIED BY							LIST YES NO			
1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$\gamma$ (n, j <sub>r</sub> , i)		$m$ (n, j <sub>r</sub> , i)		$R_a$ (n, j <sub>r</sub> , i)		$a$ (n, j <sub>r</sub> , i)		$R_g$ (n, j <sub>r</sub> , i)		$\Gamma$ (n, j <sub>r</sub> , i)								NRESEL X29 X1 MAX(30) 14557890	
XXXXXX	XXXXXX	-XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX	XXXXXX
1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0

D - 1

\* = DATA ID. ~ = SEQUENTIAL NUMBER

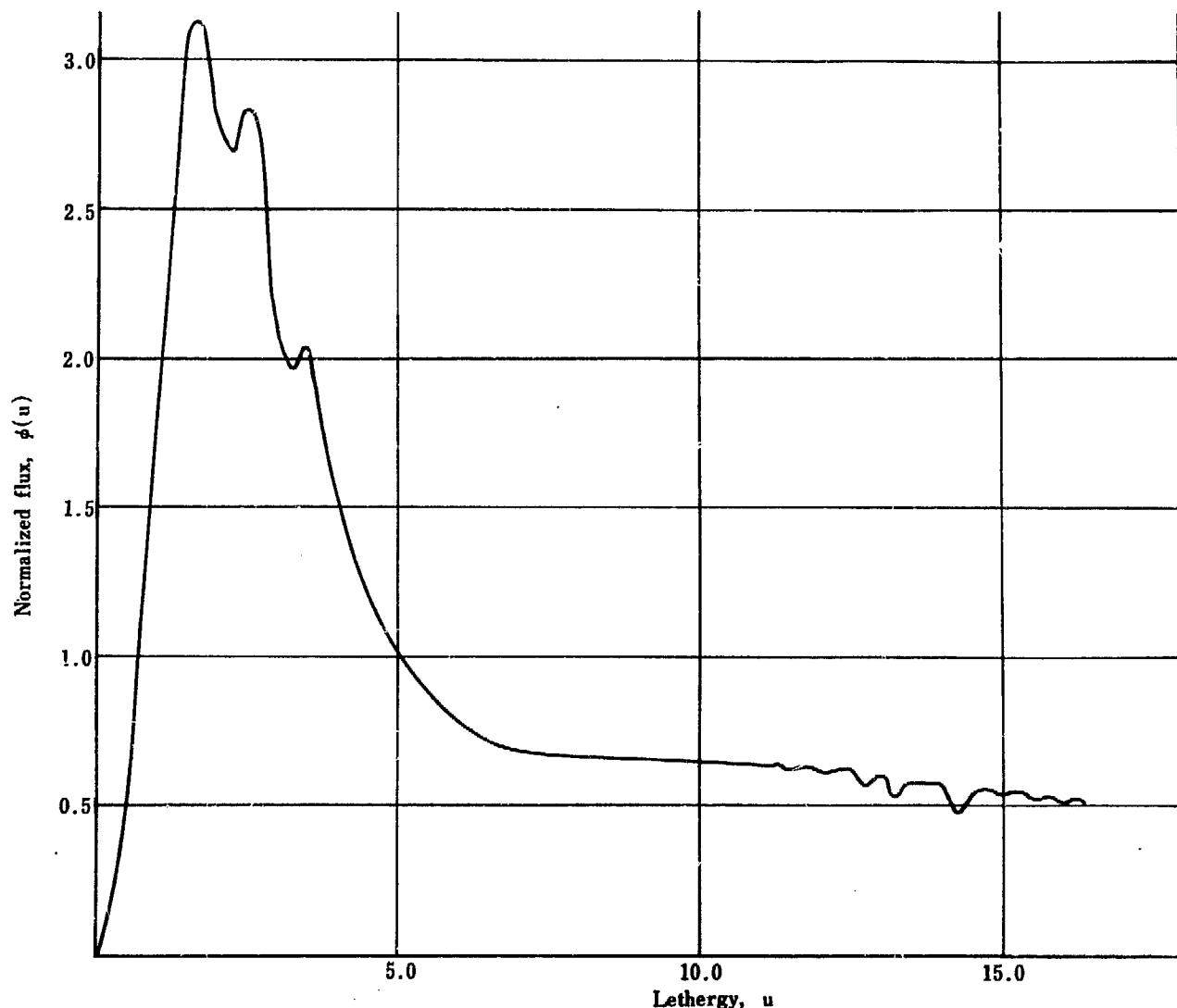


Fig. 1 Example of the fast neutron spectrum  
(JPDR core, UO<sub>2</sub>—Light water lattice)