

JAERI-M  
82-190

二次元中性子輸送コード BERMUDA-2DN

1982年12月

鈴木 友雄・長谷川 明・森 敏実・伊勢 武治

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

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

JAERI-M reports are issued irregularly.  
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section, Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1982

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 いばらき印刷株

二次元中性子輸送コード BERMUDA-2 DN

日本原子力研究所 東海研究所 原子炉工学部  
鈴木 友雄・長谷川 明・森 敏実・伊勢 武治

(1982年11月17日受理)

核融合プランケットの中性子工学実験の解析、核融合炉を含めた一般の原子炉施設等の高精度の遮蔽計算を行うコードシステムを開発するため、1980年度に完成した一次元中性子輸送コード PALLAS-TS (BERMUDA-1 DN) を基に、円柱体系用の二次元中性子輸送コード BERMUDA-2 DN を作成した。散乱の非等方性の取扱いに  $P_\infty$  展開法を用いず ( $P_\infty$  モデル)、中性子束の空間、角度分布の計算には直接積分法と通常の多群モデルの概念とを組合せて輸送方程式を解いている。群定数ライブラリーは PALLAS-TS 用 120 群ライブラリー、または、BERMUDA-2 DN 用に準備された 120 群および 46 群ライブラリーのいずれも使用できる。二重微分散乱断面積の二重積分により、群遷移散乱マトリックスを求めるさいに必要な、散乱の方位角の変分の大きさについては、単位球面上の各角度領域の経線による境界も考慮して算出した。円柱の軸の延長上に位置する点線源に対しては、点減衰核モデルで各空間メッシュ点における直達線を求め、それの 1 回散乱による散乱源に対して輸送計算を行った。即ち直達線と散乱線を分離して計算している。簡単な体系での一次元計算との比較、および FNS を用いた酸化リチウム平板体系による D-T 中性子の漏洩スペクトルの測定値との比較により、精度の検証を行い良好な結果を得た。本報告書では計算法の概要とテスト計算の結果およびコードの使用法について述べている。

JAERI-M 82-190

BERMUDA-2DN : A Two-Dimensional Neutron Transport Code

Tomoo SUZUKI , Akira HASEGAWA  
Toshimi MORI and Takeharu ISE

Division of Reactor Engineering ,  
Tokai Research Establishment , JAERI

( Received November 17 , 1982 )

A two-dimensional neutron transport code BERMUDA-2DN has been developed from a one-dimensional code PALLAS-TS ( BERMUDA-1DN ) . The purpose of the present code is to analyze the fusion blanket neutronics experiments for plane or cylindrical assemblies, and to establish a basis of an accurate shielding calculation code system for fusion and fission reactors. The time-independent transport equation is solved for two-dimensional, cylindrical, multi-regional geometry using the direct integration method in a multi-group model. In addition, group-to-group transfer matrices are accurately obtained from the double-differential cross section data, without the Legendre polynomial expansion, but with the energy and scattering angle correlation.

As to group constants, user is able to choose the 120-group cross section library of PALLAS-TS, or the 120-group library of the present code or the 46-group library prepared by collapsing the formers.

For angular discrete ordinates, a set of fourty points is selected over the hemisphere made by unit direction vectors. Not only latitudes but also longitudes are taken into account in calculating the weight of azimuthal angle of scattering. For the outer point source on the extension of the z-axis, the uncollided flux is obtained at each spatial mesh point with the point kernel model. The transport equation is solved for the first collision source plus slowing down source. Thus, the flux distribution is obtained as the sum of the solution and the uncollided flux values.

At an intense D-T neutron source FNS, measurements were

performed on the angular dependence of leakage spectra from Li<sub>2</sub>O slab assemblies. A test calculation by the BERMUDA-2DN has shown to represent fairly well the observed values. In this report, described are these methods of calculation and the results of test calculation, together with the input card formats for user's convenience.

Keywords : Neutron Transport, Fusion Blanket Neutronics,  
Direct Integration Method, Double-Differential  
Cross Section, Anisotropic Scattering,Cylinder,  
BERMUDA-2DN, Two-dimension

## 目 次

1. まえがき	1
2. 群定数ライブラー	4
3. 円柱体系での輸送方程式の解法	23
3.1 角度分点と散乱の方位角の変分	23
3.2 各種パラメータの準備	29
3.3 非等方散乱核	30
3.4 点線源からの直達線と散乱源	32
3.5 2次元( $r, z$ )格子における輸送方程式の数値解法	33
3.6 反復と中性子バランス	35
4. 応用例	37
5. 入力カード形式	43
6. あとがき	51
謝辞	51
参考文献	52

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Group Constants Library .....	4
3. Solution of the Transport Equation in Cylindrical Geometry .....	23
3.1 Angular Discrete Ordinates and Azimuthal Weight of Scattering Angle .....	23
3.2 Preparation of Several Parameters .....	29
3.3 Anisotropic Scattering Kernels .....	30
3.4 Direct Beam Flux from Point Source and Scattering Sources ...	32
3.5 Numerical Method to Solve the Transport Equation in (r,z) Geometry .....	33
3.6 Iteration with Neutron Rebalance .....	35
4. Example of Application .....	37
5. Input Card Formats .....	43
6. Concluding Remarks .....	51
Acknowledgments .....	51
References .....	52

## 1. まえがき

核融合炉物理用中性子源（FNS）を用いたブランケットの中性子工学実験を初め、核融合炉、核分裂炉や一般の原子力施設の高精度の遮蔽計算を行うことのできる、BERMUDAコードシステムを開発するため、その第2段階の作業として、2次元( $r, z$ )円柱体系用の中性子輸送コード BERMUDA-2 DN を作成した。1980年度までに作成した BERMUDA-1 DN (PALLAS-TS)<sup>(1)</sup>を基に、2次元化するために新たにアルゴリズムを工夫した主な項目は、

- (1) 単位球面上に離散角度分点を決める場合、1次元の場合と異なるのは、同一の極角に対して方位角の異なるいくつかの分点を作ることになり、各分点が代表する角度領域は、単位球面上の緯度の線と経線とで囲まれた四角形の領域となる。従って散乱の方位角の変分  $\Delta\phi$  (PALLAS-TS の  $W^*$ ) を算出するのに、緯度の線だけでなく、経線による境目も考慮する必要が生じ、このためのルーチン AZIM 2 を先づ作成した (§ 3.1 参照)。
- (2) 点線源のように空間的に局在する外部線源を取扱う場合、点減衰核法により、線源からの直達線を求め、それと媒質との一回散乱による源 (First Collision Source, FCS<sup>(4)</sup>) を輸送方程式の線源項に用いた

の2点である。(2)では FCS が体系全体に分布された線源となるので、いわゆる ray-effect が起りにくくなる。固定源問題は第1群から逐次的に解かれるが、第*i*群での線源項は FCS と、第1群から第(*i*-1)群までの減速源、および反復各回での自群からの散乱源の和であり、解は直達線を除いた成分の和として得られる。これに第*i*群での直達線を加えたものが求める中性子角度束であるが、点減衰核法による直達線は、線源以外の位置では方向に関してデルタ関数的性質をもつ (mono-directional) ため、散乱線の角度束が単位立体角当たりの値であることに合わせて、直達線の単位を適当に修正する必要が生じた (§ 3.4 参照)。また測定値との対比を行う場合は測定および測定値の処理が如何に行われたかにより、計算値の処理法を考慮する必要があった (§ 4 参照)。

以上のようにして完成に至った BERMUDA-2 DN コードの概略のフローは Fig. 1.1 のようになっている。

1次元の場合と同じく、本コードが従来の Sn コード<sup>(2)</sup> と異なる点は、

- (a) 散乱の非等方性の取扱いにルジャンドル展開近似を用いない、
  - (b) 微分階差近似ではなく、各空間メッシュ点で各角度分点の方向に輸送方程式を積分してゆく直接積分法を用いる
- ことである。また PALLAS コード<sup>(3), (4)</sup> との相異は、
- (c) エネルギー分点毎に反復なしに角度束を求めるのでなく、群毎に反復法を用い、更に反復毎に体系全体での中性子の収支バランスによる中性子束の再規格化をほどこす、
  - (d) 離散レベルの非弾性散乱についても非等方性を考慮する、
  - (e) PALLAS は散乱核を求める際、 $\sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{Q}' \rightarrow \vec{Q})$  の  $E'$  による積分を、 $E'$  を重心系散乱角の余弦  $\mu_c$  に変換してからガウス積分を行っているが、本コードでは  $E'$  で積分を行い、さら

に群モデルであるため、Eについても積分している。そのため、群や角度領域の境界の概念が明確になっている

等である。本報告書の目的は、用いられた計算法の概略の説明と、実験による本コードの適用性検討の結果、および、コードの使用法の説明の3点である。以下第2章では群定数ライブラリーについて、第3章では輸送方程式の本コードでの数値解法について説明する。第4章ではFNSによるD-T中性子のLi<sub>2</sub>O平板体系からの角度依存漏洩中性子スペクトルの実測値<sup>(5)</sup>との絶対比較による本コードの計算結果の検証について、第5章ではカードによる（或はFT05からの）入力データの種類と入力形式、主な出力データ等について述べる。BERMUDAシステムの今後の開発計画等については第6章にまとめた。

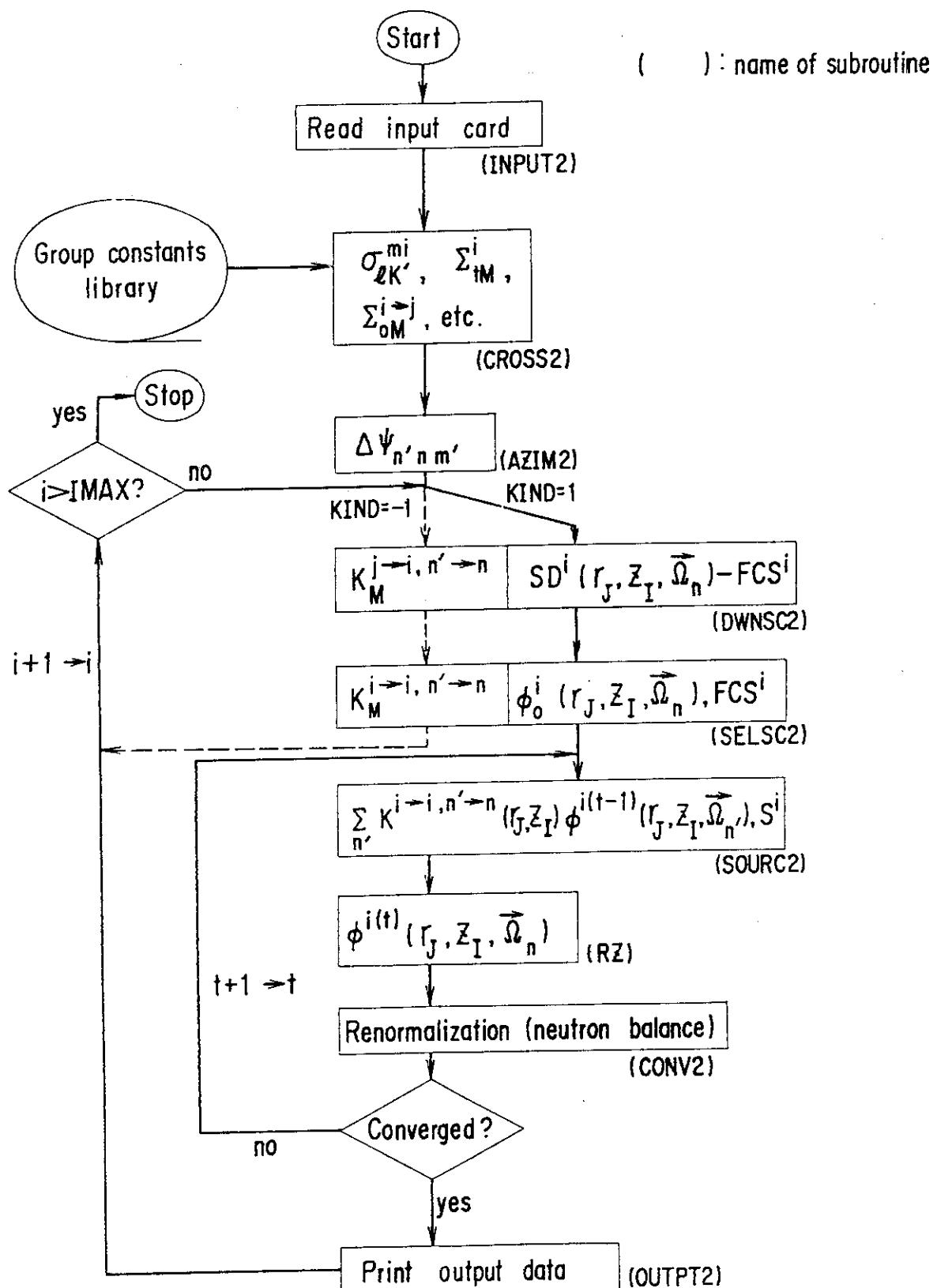


Fig. 1.1 Flow diagram of BERMUDA-2DN code

## 2. 群定数ライブラリー

文献(1)のあとがきに述べたように、PALLAS-TS の群定数ライブラリーには、共鳴自己遮蔽因子の追加等いくつかの懸案があった。又、2次元コードでは1次元より計算時間やコア領域が多く必要とされるため少数群のライブラリーの準備も必要となった。

計算機能力からの制約により、現状では、1次元 PALLAS-TS 用に開発した 120 群群定数<sup>(1)</sup>をそのままの形で全群 2 次元計算を行うのはまだ無理がある。そのため、2 次元 BERMUDA-2 DN 用ライブラリーの作成が必要となった。2 DN 用ライブラリーの作成にあたっては、使用ライブラリーの統一性を持たせるために、PALLAS-TS 用の 120 群ライブラリーからの縮約による方法を採用した。縮約の為の重み関数としては、120 群ライブラリーを作成した際に使用されたものが採られた。これらの重みをライブラリーに収容することにより、回帰的に、より少数群のライブラリーが作成可能となるが、そのためにライブラリー内のデータ配列の変更を行った。同時に、PALLAS-TS 用ライブラリー作成時からの懸案事項であった、共鳴自己遮蔽因子の表をライブラリーにとり入れるとともに、各種反応率分布の計算で必要となる検出器断面積（レスポンス）もライブラリーに収納するために、当該部分のライブラリー・データ配列の変更も行った。ライブラリー間の整合性を持たせる必要性から、1 次元用ライブラリーについても、新しい配列形式による BERMUDA-1 DN 用ライブラリーを作り直した。実際の縮約作業は、縮約ユーティリティ・コード CONDENSE-B<sup>(6)</sup>を新たに開発して行った。本ユーティリティは、利用者の要求に合わせて単体コードとしても、又サブルーチンとしても使用できるように設計されている。標準的使用を前提とした 46 群の BERMUDA-2 DN 用ライブラリーを、CONDENSE-B により作成した。以上のことがらについて、以下順次述べていく。

### 2.1 ライブラリー・フォーマット仕様

PALLAS-TS 用ライブラリー・フォーマット<sup>(1)</sup>とは、以下の点において差がある。

#### (i) 自己共鳴遮蔽因子の表 (f-table)

$f_i^i$  (NSO, NTP, 30) : 核分裂断面積の f-table

$f_c^i$  (NSO, NTP, 30) : 捕獲断面積の f-table

$f_e^i$  (NSO, NTP, 30) : 弹性散乱断面積の f-table

$f_t^i$  (NSO, NTP, 30) : 全断面積の f-table

ここで、NSO : 表に与えられるパラメータ SIGMAO (back ground cross section) の点の数

NTP : 温度点の数

30 : 核種の数

i : エネルギー群番号

NSO, NTP はライブラリーの第 1 レコード (header part) で与えられる。

## (ii) 重み flux データ

(a) 無限稀釈断面積用重み関数  $\phi^i : \text{FLX}^i$ 

(b) 実効断面積用重み関数

 $\phi^i(\text{NSO}, \text{NTP}, 30) : \text{FL}^i(\text{NSO}, \text{NTP}, 30)$ 

NSO, NTP, 30, i については(i)参照のこと。

## (iii) 検出器断面積データ

 $\sigma_{\text{det}}^i(\text{Nuclide} \& \text{Reaction}) : \text{SIGDET}^i(\text{NDET})$ 

NDET : 検出器断面積の種類の数

## (iv) 上記(i)～(iii)の枠組み用データ

NSO : f-table の  $\sigma_0$  パラメータ数

NTP : f-table の温度パラメータ数

INDXFT (30) : 各核種に対する f-table インデクス

= 1 f-table 有り

= 0 f-table 無し

CSIGO (NSO) : f-table の与えられる  $\sigma_0$  値

TP (NTP) : f-table の与えられる温度 (°K)

NDET : 与えられる検出器断面積数

NDNAME (NDET) : 検出器断面積の identification

REAL \*8 ARRAY : A8

例 'U-8 F 1262', 'NP7F1263'

以上を統合した BERMUDA-2 DN 用新ライブラリーの仕様を Fig. 2.1 に示す。

## FILE STRUCTURE.

```
*****
* LOGICAL UNIT 4 *
*****
```

LOGICAL UNIT= 4 : CROSS SECTION LIBRARY TAPE OF BERMUDA-2DN.  
A COLLAPSED ONE FROM BERMUDA-1DN LIB.

//FT04F001 DD DSN=J2585.BERMUDA2.DATA,DISP=SHR,LABEL=(,,,IN)  
DCB=(RECFM=VBS,LRECL=6208,BLKSIZE=6212,DSORG=PS)

\*\*\* NMAX: GIVEN BROAD GROUP ENERGY NUMBER.  
=46  
FOR THE FILE J2585.BERMUDA2.DATA  
CREATED AT 1982-MAY-14.

REC	ENERGY	NUCLIDE	
ORD.	GROUP	ORDER.	
1	--	--	EUP(NMAX+1),EMID(NMAX),DELU(NMAX),CHI(NMAX), NCODEL(30),AW(30),LEVEL(30),Q(40,30), NSO,NTP,CSIGO(NSO),TP(NTP),INDXFT(30), NDET,NDNAME(NDET),SIGDET(NMAX,NDET), FLX(NMAX)
2	1	1	LEV,( LGEN(L),SSS(L), (FC(LG,L),LG=1,LGEN(L)),L=1,LEV )
3	1	2	"
4	1	3	"
-	-	-	"
-	-	-	"
31	1	30	"
32	1	--	SST(30),SSFNU(30),SSF(30),SSC(30),SSO(NMAX,30) ,FF(NSO,NTP,30),FC(NSO,NTP,30), FE(NSO,NTP,30),FT(NSO,NTP,30), FL(NSO,NTP,30)
33	2	1	LEV,( LGEN(L),SSS(L), (FC(LG,L),LG=1,LGEN(L)),L=1,LEV )
33	2	2	"
34	2	3	"
-	-	-	"
-	-	-	"
62	2	30	"
63	2	--	SST(30),SSFNU(30),SSF(30),SSC(30),SSO(NMAX,30) ,FF(NSO,NTP,30),FC(NSO,NTP,30), FE(NSO,NTP,30),FT(NSO,NTP,30), FL(NSO,NTP,30)
-	-	-	"
-	-	-	"
-	-	-	"
31*(NMAX NMAX -1)+1	1	1	LEV,( LGEN(L),SSS(L), (FC(LG,L),LG=1,LGEN(L)),L=1,LEV )
-	-	-	"
-	-	-	"

Fig. 2.1 Format specification for BERMUDA-2DN library

```

31*NMAX NMAX      30      "
31*NMAX+1 NMAX     --      SST(30),SSFNU(30),SSF(30),SSC(30),SSO(NMAX,30)
                           ,FF(NSO,NTP,30),FC(NSO,NTP,30),
                           FE(NSO,NTP,30),FT(NSO,NTP,30),
                           FL(NSO,NTP,30)
*****  

31*NMAX+2 --- -- END OF FILE.

```

CONTENTS: ARRAY EXPLANATION FOR EACH RECORD IS THE SAME AS IIN.

CONTENTS: ARRAY EXPLANATION FOR EACH RECORD.

DATA LIBRARY DEFINITION RECORD. HEADER RECORD.

```

*****  

EUP(NMAX+1): ENERGY GROUP BOUNDARY  

EMID(NMAX): MID ENERGY FOR EACH GROUP.  

DELU(NMAX): LETHARGY INCREMENT FOR EACH ENERGY GROUP.  

CHI(NMAX): FISSION SPECTRUM.  

NCODEL(30): NUCLIDE CODE NUMBER. LIB-ORDER ARRAY.  

AW(30): ATOMIC MASS RATIO TO NEUTRON. LIB-ORDER ARRAY.  

LEVEL(30): NUMBER OF LEVELS FOR EACH NUCLIDES. LIB-ORDER  

           ARRAY. LE.41 ELLASTIC + INELASTIC-DISCRETE.  

Q(40,30): REACTION Q-VALUE. FOR EACH INELASTIC DISCRETE  

           LEVEL AND FOR EACH NUCLIDE.  

Q(LEVEL,NUCLIDE-LIB-ORDER); WHERE LEVEL IS  

           ONLY FOR INELASTIC. NOT INCLUDING ELASTIC.  

           Q OF ELASTIC IS ALWAYS 0.  

NSO: NUMBER OF SIGMAO PARAMETERS. EX. 6  

NTP: NUMBER OF TEMPERATURE POINTS FOR SELF SHIELDING FACTOR.  

     EX 3  

CSIGO(NSO): SIGMAO VALUE FOR EACH F-FACTOR GIVEN.  

     EX. 0., 1., 10., 100., 1000., 10000.  

     N.B. THESE VALUES ARE APPLIED FOR ALL NUCLIDES.  

TP(NTP): TEMPERATURE VALUE FOR F-FACTOR TABLE.  

     EX. 300., 900., 2100.  

INDXFT(30): F-TABLE INDICATORS. FOR EACH NUCLIDE.  

     =0: NO F-TABLE GIVEN.  

     =1: F-TABLE GIVEN EXCEPT FISSION CROSS SECTION.  

           FOR FF,FC,FE,FT WHERE FF DATA ARE ALL 1.0 .  

     =2: F-TABLE GIVEN INCLUDING FISSION CROSS SEC.  

           FOR FF,FC,FE,FT  

NDET: NUMBER OF DETECTOR CROSS SECTIONS.  

NDNAME(NDET): REACTION ID FOR EACH DETECTOR CROSS SECTION.  

REAL*8. AB.  

     EX 'U-235F ', 'PU-239F ', 'NP-237F '  

SIGDET(NMAX,NDET): DETECTOR CROSS SECTION.  

FLX(NMAX): WEIGHTING FLUX.  

*****  

FOR NUCLIDE AND ENERGY GROUP.  

DO ENERGY  

DO NUCLIDE. 30 NUCLIDES PER ENERGY GROUP.  

*****  

LEV: NUMBER OF LEVELS FOR THIS NUCLIDE.

```

Fig. 2.1 (continued)

THIS NUMBER SHOULD BE CONSISTENT WITH THE LEVEL(NUCLIDE). LE.41 INCLUDING ELASTIC.  
 ELASTIC + INELASTIC-DISCRETE LEVEL.

LGEN(L): NUMBER OF COEFFICIENTS OF LEGENDRE POLYNOMIALS.  
 FOR EACH LEVELS. NOT INCLUDING PO TERM.  
 P1 TO P.LGEN(L)-TH ORDER.  
 L: LEVEL LE.41 LGEN(41)  
 LGEN(L): LE.20

SSS(L): MICRO SCOPIC SCATTERING CROSS SECTION FOR THIS LEVEL.  
 L: LEVEL LE.41 SSS(41)

FC(LG,L): LEGENDRE COEFFICIENT FOR EACH PL ORDER TERM FOR  
 EACH LEVELS.  
 LG: L-TH TERM OF LEGENDRE POLYNOMIAL. LE.20  
 L: LEVEL. LE.41  
 FC(20,41).

\*\*\*\*\*

MICRO SCOPIC CROSS SECTION.  
 FOR EACH ENERGY GROUP.  
 AFTER THE PREVIOUS RECORD. ONE RECORD.

\*\*\*\*\*

SST(30): MICROSCOPIC TOTAL CROSS SECTION FOR EACH NUCLIDE  
 IN LIB-ORDER. SST(NUCLIDE-LIB-ORDER). NCODEL ORDER

SSFNU(30): MICROSCOPIC FISSION CROSS SECTION FOR EACH  
 NUCLIDE IN LIB-ORDER.  
 SSFNU(NUCLIDE-LIB-ORDER). NCODEL(30) ORDER.

SSF(30): MICROSCOPIC FISSION CROSS SECTION FOR EACH  
 NUCLIDE IN LIB-ORDER.  
 SSF(NUCLIDE-LIB-ORDER). NCODEL(30) ORDER.

SSC(30): MICROSCOPIC CAPTURE CROSS SECTION FOR EACH  
 NUCLIDE IN LIB-ORDER.  
 SSC(NUCLIDE-LIB-ORDER). NCODEL(30) ORDER.

SSO(NMAX,30): MICROSCOPIC TRANSFER MATRICES FOR EACH  
 NUCLIDE IN LIB-ORDER.  
 THIS MATRIX REPRESENTS THE INELASTIC-CONTINUM  
 AND N-2N, N-3N, FOR THESE REACTIONS ANGULAR  
 DISTRIBUTION TREATMENT IS NOT ADEQUATE, ENERGY  
 DISTRIBUTION TREATMENT IS REQUIRED.  
 SSO(J,N); MATRIX ELEMENT GROUP-I TO K=I+J-1  
 GROUP. FOR EACH NUCLIDE.

FF(NSO,NTP,30): SELF SHIELDING FACTOR FOR FISSION REACTION.  
 FC(NSO,NTP,30): SELF SHIELDING FACTOR FOR CAPTURE REACTION.  
 FE(NSO,NTP,30): SELF SHIELDING FACTOR FOR ELASTIC REACTION.  
 FT(NSO,NTP,30): SELF SHIELDING FACTOR FOR TOTAL REACTION.  
 FL(NSO,NTP,30): WEIGHTING FLUX.

\*\*\*\*\*

N.B 1982-MAY-14  
 ORDER OF DETECTOR CROSS SECTION IN J2585.BERMUDA2.DATA  
 1. TH-232 'TH2F1296'  
 2. U-238 'U8F1262'  
 3. NP-237 'NP7F1263'  
 4. U-235 'U5F1261'  
 5. PU-239 'P9F1264'

N.B F-TABLE PARAMETERS.

Fig. 2.1 (continued)

GIVEN IN J2585.BERMUDA2.DATA  
<TMPERATURE>  
NTP: 4  
TP: 300. 600. 900. 2100.  
<SIGO>  
NSO: 9  
SIGO: 0. 0.178 1.0 10. 100. 1.E+3 1.E+4 1.E+5 1.E+6  
<DATA STATUS>  
NUCLIDES FOR F-TABLE ARE GIVEN.  
LI-6 LI-7 C O CR FE NI :NUCLIDE  
36 37 60 80 240 260 280 :NCODE  
FOR ABOVE NUCLIDES INDEXFT(M)=1 . OTHERS =0 .  
OTHER NUCLIDES F-TABLE VALUES ARE SET TO 1.0 .  
AND THEIR WEIGHTING FLUXES ARE SET TO FLUX OF  
INFINITE DILUTION CASE.

Fig. 2.1 (continued)

## 2.2 縮約ユーティリティー・コード CONDENSE-B

BERMUDA-2 DN の群定数ライブラリーを準備するために、120群 BERMUDA-1 DN 用ライブラリーから、120群未満の任意群のライブラリーを作り出すために開発されたのが CONDENSE-B コードである (Fig. 2.2)。

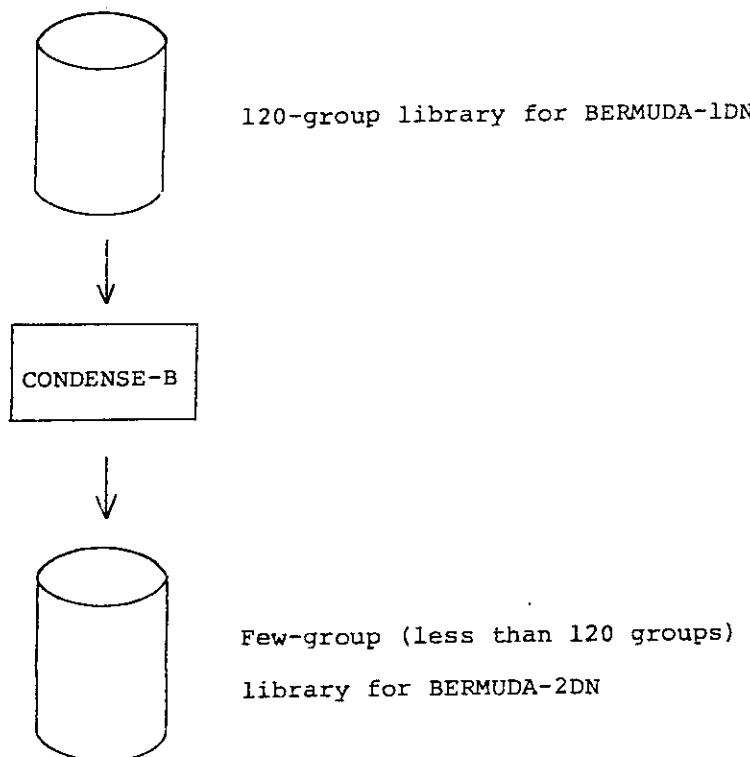


Fig. 2.2 Process flow for CONDENSE-B

縮約は、ライブラリー内に収容されている、重み関数を用いて行われ、使用された重みもまた、少數群ライブラリーへ収容されるので、回帰的に、より少數群のライブラリーが作成可能となるようにした。

(a) 無限稀釈断面積

$$\sigma_{\infty,m}^N = \sum_{i \in N} \phi_{\infty}^i \cdot \sigma_{\infty,m}^i / \sum_{i \in N} \phi_{\infty}^i$$

(b) 実効断面積

$$\sigma_{\text{eff},m}^N(\sigma_0, T) = \sum_{i \in N} \phi_m^i(\sigma_0, T) \cdot \sigma_m^i(\sigma_0, T) / \sum_{i \in N} \phi_m^i(\sigma_0, T)$$

(c) 非弾性散乱断面積 (二次中性子分布がエネルギー分布で表示される反応の和として与えられる)

$$\sigma_{\text{matrix}}^{N \rightarrow M} = \sum_{i \in N, j \in M} \phi_{\infty}^i \sigma^{i \rightarrow j} / \sum_{i \in N} \phi_{\infty}^i$$

(d) 共鳴自己遮蔽因子

$$f_m^N(\sigma_0, T) = \sigma_{\text{eff},m}^N(\sigma_0, T) / \sigma_{\infty,m}^N$$

(e) ルジャンドル係数

$$F_m^N(\ell, L) = \sum_{i \in N} \phi_{\infty}^i F_m^i(\ell, L) / \sum_{i \in N} \phi_{\infty}^i$$

L : 離散レベル i.d. (i.d. は identification)

$\ell$  : ルジャンドル係数 i.d.

ここで N : 少数群エネルギー i.d.

m : 核種, 反応 i.d.

i : 多数群エネルギー i.d.

$\sigma_0$  : back ground cross section i.d.

T : 溫度 i.d.

$\sigma_{\infty, m}^N$  : 無限稀釈断面積

$\sigma_{eff, m}^N (\sigma_0, T)$  : 実効断面積

$\phi_{\infty}$  : 無限稀釈断面積用重み関数

$\phi_m^i$  : 実効断面積用重み関数

$\sigma_{matrix}^{N \rightarrow M}$  : 連続レベル, (n, 2n), (n, 3n) 等の散乱断面積マトリックスの和  
(2次中性子分布がエネルギー分布で表示される反応の和として与えられる)

$f_m^N (\sigma_0, T)$  : 共鳴自己遮蔽因子

$F_m^N (\ell, L)$  : ルジャンドル係数

以上の式により、縮約定数を作成する。

また、利用者の便宜を考えて、本ユーティリティーは単体コードとしても、サブルーチン形式でも使用可能となるように設計されている。より詳しくは、BERMUDAライブラリー・ユーティリティーコードシステム<sup>(6)</sup>を参照されたい。又当面の使用にあたっての JCL および入力データについては Fig. 2, 3 に示す。

```

//JCLG JOB                                     00010000
// EXEC JCLG                                    00020000
//SYSIN DD DATA,DLM='++'                         00030000
// JUSER 73582585,AK.HASEGAWA,0449.100,GROUCHG2   00040000
  C.3 T.2 W.4 I.2 P.0                           00050000
    OOPTP MSGLEVEL=(1,1,2),MSGCLASS=R,PASSWORD=AKIRA1,NOTIFY=J2585 00060000
//*PROC=J2585.PROCLIB.CNTL                      00070000
//*
//* THIS JOB DECK IS STORED IN J2585.BERMUDA.FORT(RCONDNS) 00080000
//* FORTRAN G-COMPILe AND LINK AND GO.           00090000
//*
//*
//* COLLAPSING CODE FROM BERMUDA-1DN LIBRARY TO BERMUDA-2DN LIBRARY. 00100000
//*
//* FILE REQUEST:                                00110000
//*   IIN: INPUT FINE GROUP LIBRARY OF BERMUDA-1DN CODE. 00120000
//*     //FT01F001 DD DSN=J9070.BERMUDA1.DATA,DISP=SHR,LABEL=(,,,IN) 00130000
//*       DCB=(RECFM=VBS,LRECL=6208,BLKSIZE=6212,DSORG=PS) 00140000
//*   IOUT: OUTPUT BROAD GROUP LIBRARY FOR BERMUDA-2DN CODE. 00150000
//*     //FT02F001 DD DSN=J2585.BERMUDA2.DATA,DISP=SHR, 00160000
//*       DCB=(RECFM=VBS,LRECL=6208,BLKSIZE=6212,DSORG=PS) 00170000
//*
//* REQUESTING INPUT DATA.                      00180000
//*   #0 TITLE(20)                               (20A4) 00190000
//*   #1 IMAX,NMAX,IOPT,IFPR1,IFPR2,IBPR1,IBPR2,IDBG (10I4) 00200000
//*   #2 (NX(I),I=1,NMAX)                      (10I4) 00210000
//*   IF(IDBG.NE.0) PREPARE #3 AND #4 CARDS. 00220000
//*   #3 MPRMX,MPRLG                            (2I4) 00230000
//*   #4 (MPR(I),I=1,MPRMX)                   (10I4) 00240000
//*
//*
//* ***INPUT DATA DESCRIPTION*****00300000
//* #0
//*   TITLE(20): JOB TITLE. 80 CHARACTERS. LITERAL. 00310000
//* #1
//*   IMAX: NUMBER OF ENERGY GROUPS FOR 'IIN' LIBRARY. FINE GROUP LIB. 00320000
//*     EX 120                                     00330000
//*   NMAX: NUMBER OF ENERGY GROUPS FOR 'IOUT' LIBRARY. COARSE GROUP LI 00340000
//*     B. EX 18                                     00350000
//*   IOPT: OPTION FOR COLLAPSING.               00360000
//*     NO MEANING.                                00370000
//*   IFPR1: OPTION FOR FINE GROUP LIBRARY LIST UP. 00380000
//*     =0: NO PRINT OUT.                          00390000
//*     =OTHERS:.GT.0; PRINT ON. FIRST ENERGY GROUP FOR PRINTING. 00400000
//*   IFPR2: FINAL ENERGY GROUP FOR PRINT OUT OF FINE GROUP LIB. 00410000
//*     =0: NO PRINT OUT.                          00420000
//*     =OTHERS:.GT.0; FINAL GROUP ASSIGHN.        00430000
//*   IBPR1: OPTION FOR COARSE GROUP LIBRARY LIST UP. 00440000
//*     =0: NO PRINT OUT.                          00450000
//*     =OTHERS:.GT.0; INITIAL ENERGY GROUP TO PRINT OUT THE LIB. 00460000
//*   IBPR2: FINAL ENERGY GROUP FOR PRINT OUT OF COARSE GROUP LIB. 00470000
//*     =0: NO PRINT OUT.                          00480000
//*     =OTHERS:.GT.0; FINAL GROUP ASSIGHN.        00490000
//*   IDBG: DEBUG STAGE PRINT OPTION. RESERVED FOR AUTHOR ONLY. 00500000
//*     =0 NO PRINT.                             00510000
//*     =OTHERS PRINT ON.                        00520000
//*       ==N: ALL MATERIAL DUMP.                00530000
//*       ==+3: N=1 TO 3 TEST ONLY. MATERIAL DUMP OPTION ON. BY 00540000
//*             COMMON /DBGPR/MPRMX,MPR          00550000
//*                                         00560000
//*                                         00570000
//*                                         00580000
//*                                         00590000
//*                                         00600000

```

Fig. 2.3 JCL and RUN example for CONDENSE-B

```

//+5: ALL ENERGY DO. DUMP IS 1,11,21,31,41...BROAD GROUPS.00610000
//+ MATERIAL DUMP OPTION ON. 00620000
//+ IN THIS CASE IFPR1,IFPR2,IBPR1,IBPR2 SHOULD BE 00630000
//+ SPECIFIED AS FULL OPTION. 00640000
//+ 00650000
//+ #2 00660000
//+ NX(NMAX): THE LAST ENERGY GROUP IN FINE GROUP STRUCTURE OF EACH 00670000
//+ COARSE ENERGY GROUP. 00680000
//+ EX 2 4 6 8 10 15 20 25 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 00690000
//+ #3 00700000
//+ MPRMX: NUMBER OF NUCLIDES TO DUMP CROSS SECTION LIBRARY. 00710000
//+ EX 3 00720000
//+ MPRLG: LEGENDRE COEFFICIENTS DATA (LEVEL DATA) PRINT OUT OPTION. 00730000
//+ THIS OPTION IS VALID ONLY FOR THE CASE IDBG.GT.0 . 00740000
//+ =-1 : NO PRINT. ONLY IF IDBG.GT.0 00750000
//+ =OTHERS: PRINT ON. ONLY IF IDBG.GT.0 00760000
//+ #4 00770000
//+ MPR(MPRMX): CODE NUMBER OF NUCLIDES TO DUMP THE LIBRARY. 00780000
//+ EX 949 260 80 00790000
//+ ***ARGUMENTS DESCRIPTION END***** 00800000
//+ INPUT DATA EXAMPLE. 00810000
//+ 00820000
//+ 46 GROUP BERMUDA2-DN LIB PRODUCTION CASE. 00830000
//+ 00840000
//+ 00850000
//+ //GO.SYSIN DD * 00860000
//+ PRODUCTION OF BERMUDA-2DN LIB. 1982-MAY-12. 46 GROUP SPEC. #0 00870000
//+ 120 46 0 1 120 1 46 5 #1 00880000
//+ 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 #2 00890000
//+ 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 00900000
//+ 22 24 26 28 30 32 34 36 38 40 00910000
//+ 45 50 55 60 65 70 75 80 85 90 00920000
//+ 95 100 105 110 115 120 #3 00930000
//+ 1 0 #4 00940000
//+ 260 00950000
//+ /*
//+ //FTEXCLG EXEC FTEXCLG,DSNSF='J2585.BERMUDA.FORT', 00970000
//+ BF='NOMAP,ELM(CONDNS),NOFORMAT',PGMF=JMKMCTRL 00980000
//+ //GO.FT01F001 DD DSN=J9070.BERMUDA1.DATA,DISP=SHR,LABEL=(,,IN) 00990000
//+ //GO.FT02F001 DD DSN=J2585.BERMUDA2.DATA,DISP=SHR 01000000
//+ //GO.FT02F001 DD DSN=&DISK,UNIT=TSSWK,SPACE=(TRK,(100,50)), 01010000
//+ DCB=(RECFM=VBS,LRECL=6208,BLKSIZE=6212,DSORG=PS), 01020000
//+ DISP=(NEW,DELETE) 01030000
//+ //GO.SYSIN DD * 01040000
//+ BERMUDA-2DN LIB GENERATION. 1982-MAY-12. 46 GROUP LIB. 01050000
//+ 120 46 0 1 120 1 46 5 01060000
//+ 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 01070000
//+ 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 01080000
//+ 22 24 26 28 30 32 34 36 38 40 01090000
//+ 45 50 55 60 65 70 75 80 85 90 01100000
//+ 95 100 105 110 115 120 3 -1 01110000
//+ 80 260 925 01120000
//+ 01130000
//+ 01140000
/*

```

Fig. 2.3 (continued)

### 2.3 新ライブラリー・フォーマットによるライブラリーの作成

PALLAS-TS 用 120 群ライブラリーに以下の処理をほどこして BERMUDA-1 DN 用新ライブラリーを作るとともに、それを縮約して標準使用のための BERMUDA-2 DN 用 46 群ライブラリーを作成した。

#### (i) f-table の作成

核種は、構造材核種を中心とした以下の 7 核種（他の核種についての  $f$  は全て 1.0 にリセットされている）。

$^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ , Cr, Fe, Ni

$\sigma_0$  点は以下の 9 点、

0., 0.1778, 1., 10, 100,  $10^3$ ,  $10^4$ ,  $10^5$ ,  $10^6$  (barns)

温度点は以下の 4 点である。

300., 600., 900., 2100. ( $^{\circ}\text{K}$ )

#### (ii) 検出器断面積の作成

核種・反応は Table 2.1 に示した 5 反応を収容した。

#### (iii) Ni 断面積データの修正

PALLAS-TS 用 120 群ライブラリー<sup>(1)</sup>に対する data plot によるチェックから、収容されている Ni (コードナンバー 280) データについて誤りがあることが判明したので、新たに GROUPH-G/B<sup>(7)</sup> により定数をつくり直して修正した。

以上の修正、変更を行った、1982年9月14日現在の BERMUDA-1 DN 用 120 群新フォーマット・ライブラリーおよび BERMUDA-2 DN 用 46 群ライブラリーの data set definition を Table 2.2 に与える。

作成された、46 群ライブラリーの群構造および各種パラメータを Figs. 2.4, 2.5, 2.6 に与える。また、本ライブラリーを作成した際の CONDENSE-B によるランのための JCL および入力データは Fig. 2.3 に既に示した通りである。任意群への縮約を行う利用者の便を考えて、120 群ライブラリーの群構造を Fig. 2.7 に与える。ライブラリーに収容されている、各核種の data source は Table 2.3 に示した通りである。

Table 2.1 Processed detector cross-sections

	NUCLIDE & REACTION	NDNAME *	DATA SOURCE MAT **
1	Th-232 (n,f)	TH21296	ENDF/B-IV 1296
2	U-238 (n,f)	U-8F1262	ENDF/B-IV 1262
3	Np-237 (n,f)	NP7F1263	ENDF/B-IV 1263
4	U-235 (n,f)	U-5F1261	ENDF/B-IV 1261
5	Pu-239 (n,f)	PU9F1264	ENDF/B-IV 1264

\* Reaction ID, A8 LITERAL

\*\* Material ID number in ENDF/B-IV

Table 2.2 Data set definitions for BERMUDA-1DN 120-group library and BERMUDA-2DN 46-group library

(120-group lib.)

```
//FT04F001 DD DSN=J9070.BERMUDA1.DATA,DISP=SHR,LABEL=(,,,IN),
// DCB=(RECFM=VBS,LRECL=6208,BLKSIZE=6212,DSORG=PS)
```

(46-group lib.)

```
//FT04F001 DD DSN=J2585.BERMUDA2.DATA,DISP=SHR,LABEL=(,,,IN),
// DCB=(RECFM=VBS,LRECL=6208,BLKSIZE=6212,DSORG=PS)
```

GROUP NO	UPPER ENERGY	LOWER ENERGY	MIDDLE ENERGY	LETHAGY	FISSION SPECTRUM
1	1.6487E+07	1.5488E+07	1.59799E+07	0.06250	2.89893E-05
2	1.5488E+07	1.4550E+07	1.50117E+07	0.06250	5.27786E-05
3	1.4550E+07	1.3668E+07	1.41022E+07	0.06250	9.21521E-05
4	1.3668E+07	1.2840E+07	1.32478E+07	0.06250	1.54695E-04
5	1.2840E+07	1.2062E+07	1.24452E+07	0.06250	2.50263E-04
6	1.2062E+07	1.1331E+07	1.16912E+07	0.06250	3.91052E-04
7	1.1331E+07	1.0645E+07	1.09828E+07	0.06250	5.91426E-04
8	1.0645E+07	1.0000E+07	1.03174E+07	0.06250	8.67455E-04
9	1.0000E+07	9.3941E+06	9.69233E+06	0.06250	1.23618E-03
10	9.3941E+06	8.8250E+06	9.10510E+06	0.06250	1.71455E-03
11	8.8250E+06	8.2903E+06	8.55345E+06	0.06250	2.31829E-03
12	8.2903E+06	7.7880E+06	8.03522E+06	0.06250	3.06057E-03
13	7.7880E+06	7.3162E+06	7.54839E+06	0.06250	3.95072E-03
14	7.3162E+06	6.8729E+06	7.09106E+06	0.06250	4.99325E-03
15	6.8729E+06	6.4565E+06	6.66143E+06	0.06250	6.18693E-03
16	6.4565E+06	6.0653E+06	6.25784E+06	0.06250	7.52442E-03
17	6.0653E+06	5.6978E+06	5.87869E+06	0.06250	8.99217E-03
18	5.6978E+06	5.3526E+06	5.52252E+06	0.06250	1.05708E-02
19	5.3526E+06	5.0283E+06	5.18793E+06	0.06250	1.22360E-02
20	5.0283E+06	4.7237E+06	4.87361E+06	0.06250	1.39592E-02
21	4.7237E+06	4.1686E+06	4.43747E+06	0.12500	3.31628E-02
22	4.1686E+06	3.6788E+06	3.91605E+06	0.12500	3.99540E-02
23	3.6788E+06	3.2465E+06	3.45590E+06	0.12500	4.60744E-02
24	3.2465E+06	2.8650E+06	3.04982E+06	0.12500	5.11173E-02
25	2.8650E+06	2.5284E+06	2.69146E+06	0.12500	5.48086E-02
26	2.5284E+06	2.2313E+06	2.37520E+06	0.12500	5.70208E-02
27	2.2313E+06	1.9691E+06	2.09611E+06	0.12500	5.77636E-02
28	1.9691E+06	1.7377E+06	1.84981E+06	0.12500	5.71566E-02
29	1.7377E+06	1.5335E+06	1.63245E+06	0.12500	5.53937E-02
30	1.5335E+06	1.3533E+06	1.44063E+06	0.12500	5.27109E-02
31	1.3533E+06	9.3014E+05	1.12196E+06	0.37500	1.36427E-01
32	9.3014E+05	4.9787E+05	6.80502E+05	0.62500	1.48977E-01
33	4.9787E+05	2.6649E+05	3.64246E+05	0.62500	7.40930E-02
34	2.6649E+05	1.4264E+05	1.94967E+05	0.62500	3.29988E-02
35	1.4264E+05	7.6350E+04	1.04358E+05	0.62500	1.38441E-02
36	7.6350E+04	4.0867E+04	5.58589E+04	0.62500	5.62688E-03
37	4.0867E+04	2.1875E+04	2.98991E+04	0.62500	2.24766E-03
38	2.1875E+04	7.1017E+03	1.24638E+04	1.12500	1.19336E-03
39	7.1017E+03	2.0347E+03	3.80124E+03	1.25000	2.31021E-04
40	2.0347E+03	5.8294E+02	1.08907E+03	1.25000	2.74915E-05
41	5.8294E+02	1.6701E+02	3.12024E+02	1.25000	0.0
42	1.6701E+02	4.7850E+01	8.93964E+01	1.25000	0.0
43	4.7850E+01	1.3709E+01	2.56125E+01	1.25000	0.0
44	1.3709E+01	3.9278E+00	7.33809E+00	1.25000	0.0
45	3.9278E+00	1.1253E+00	2.10240E+00	1.25000	0.0
46	1.1253E+00	3.2241E-01	6.02346E-01	1.25000	0.0

Fig. 2.4 46-group structure for BERMUDA-2DN library

NO.	CODE	INDEX	WEIGHT	LEV.	Q-VAULE
1	11	1-H-1	0	1.0000	1
2	12	1-H-2	0	1.9970	1
3	13	1-H-3	0	2.9901	1
4	36	3-L1-6	1	5.9634	2
5	37	3-L1-7	1	6.9557	2
6	40	4-BE-9	0	8.9348	1
7	50	5-B-10	0	9.9269	36
8	51	5-B-11	0	10.9150	4
9	60	6-C-12	1	11.8969	2
10	70	7-N-14	0	13.8830	33
11	80	8-O-16	1	15.8550	40
12	110	11-NA-23	0	22.7923	19
13	130	13-AL-27	0	26.7500	41

1 17 1

Fig. 2.5 BERMUDA-2DN library header part listing

14	240	24-CR	1	51.5490	41	5.64000E+03 7.83100E+03 8.34800E+03 1.00600E+04 1.28700E+04 1.43100E+04 1.97300E+04 2.17100E+04 2.33300E+04 2.31200E+04 2.37000E+04 2.66100E+04 2.66100E+04 2.76900E+04 2.82700E+04 2.84000E+04 3.11400E+04 3.16200E+04 3.55200E+04 3.41400E+04 3.39300E+04 3.31700E+04 3.71300E+04 3.77100E+04 3.94200E+04 3.03900E+04 3.16300E+04 3.13000E+04 4.83700E+04 5.09700E+04 5.29200E+04 5.29200E+04 5.23700E+04 5.07000E+04
15	250	25-MN	0	54.4661	6	1.22800E+05 9.84000E+05 1.29200E+06 1.32800E+06 1.88300E+06 1.88300E+06
16	260	26-FE	1	55.3350	27	8.44000E+05 1.40800E+06 2.04400E+06 2.45400E+06 2.93900E+06 2.93700E+06 3.19000E+06 3.12200E+06 3.36800E+06 3.38800E+06 3.45000E+06 3.45000E+06 3.60000E+06 3.60500E+06 3.77000E+06 3.72900E+06 3.85600E+06 4.04600E+06 4.09000E+06 4.11600E+06 4.29800E+06 4.30000E+06 4.38900E+06 4.39500E+06 4.45300E+06 4.55500E+06
17	280	28-NI	1	58.1676	16	1.17200E+06 1.31200E+06 1.41400E+06 2.15800E+06 2.18600E+06 2.45900E+06 2.30400E+06 2.45500E+06 2.75000E+06 2.75000E+06 2.94200E+06 3.03800E+06 3.12300E+06 3.21600E+06 3.42000E+06
18	290	29-CU	0	62.9940	12	6.70000E+05 7.70000E+05 9.42000E+05 1.11500E+06 1.32600E+06 1.41200E+06 1.44200E+06 1.54700E+06 1.64200E+06 1.72500E+06 1.86500E+06
19	400	40-IR-2	0	90.4360	16	9.20000E+05 1.21000E+06 1.36000E+06 1.38200E+06 1.48000E+06 1.65000E+06 1.72200E+06 1.81000E+06 1.89000E+06 1.93000E+06 2.03000E+06 2.12000E+06 2.13500E+06 2.73000E+06 3.00000E+06
20	420	42-HO	0	93.1160	1	
21	820	82-Pd	0	205.4300	36	1.70000E+05 8.01000E+05 8.98000E+05 1.17500E+06 1.34100E+06 1.46200E+06 1.63300E+06 1.68800E+06 1.76200E+06 1.98800E+06 2.16000E+06 2.37000E+06 2.38500E+06 2.61500E+06 2.62200E+06 2.63400E+06 2.70300E+06 3.01700E+06 3.03700E+06 3.19800E+06 3.25000E+06 3.36200E+06 3.41300E+06 3.47500E+06 3.54600E+06 3.70000E+06 3.75500E+06 3.85400E+06 3.98000E+06 3.98900E+06 4.07400E+06 4.12500E+06 4.20000E+06 4.20800E+06 4.35900E+06 2.16000E+06
22	902	90-TH-232	0	230.0400	9	5.00000E+04 1.70000E+05 1.30000E+05 7.20000E+05 7.90000E+05 8.20000E+05
23	923	92-U-233	0	231.0430	8	1.05000E+04 1.15000E+04
24	925	92-U-235	0	233.0250	17	1.30000E+04 4.96000E+04 6.36000E+04 1.02200E+05 1.49200E+05 1.72000E+05 2.34000E+05 2.68000E+05 3.98000E+05 5.97631E+05 9.97131E+05
25	928	92-U-238	0	234.0060	27	2.98729E+06 3.98303E+06 4.97881E+06 5.97588E+06
26	949	94-PU-239	0	236.9990	27	4.50000E+04 1.46000E+05 5.08000E+05 6.80000E+05 7.32000E+05 8.27000E+05 9.30000E+05 9.47000E+05 1.00000E+05 1.01000E+05 1.12000E+05 1.17000E+05 4.92000E+05 5.05000E+05 5.12000E+05 5.12200E+05 5.36000E+05 5.36100E+05 6.00000E+05 8.49000E+05 9.95800E+05 9.99200E+05 1.09300E+05 1.09300E+05 4.97000E+05 5.97500E+05
27	940	94-PU-240	0	237.9920	13	4.30000E+04 1.42000E+05 2.98000E+05 5.99000E+05 8.43000E+05 9.03000E+05 9.45000E+05 1.42000E+06 2.00000E+06 2.00000E+06 4.00000E+06 5.00000E+06
28	941	94-PU-241	0	238.9780	16	4.00000E+04 9.50000E+04 1.63000E+05 1.69000E+05 1.74000E+05 2.31000E+05

Fig. 2.5 (continued)

29	942	94-PU-242	0	240.1450	11	4.49000E+04	1.49000E+05	3.12000E+05	6.47000E+05
						9.65000E+05	1.01000E+06	1.06000E+06	1.11000E+06
30	0		0	0.0	0				

Fig. 2.5 (continued)

NSO(SIGMA0) = 9

1	0.0
2	1.77828E-01
3	1.00000E+00
4	1.00000E+01
5	1.00000E+02
6	1.00000E+03
7	1.00000E+04
8	1.00000E+05
9	1.00000E+06

NTP(TEMPERATURE) = 4

1	3.00000E+02
2	6.00000E+02
3	9.00000E+02
4	2.10000E+03

Fig. 2.6 List of  $\sigma_0$  and temperature parameters for  
BERMUDA-2DN Library

		ENERGY GROUP STRUCTURE				
GROUP NO	UPPER ENERGY	MIDDLE ENERGY	LETHALITY	GROUP NO	UPPER ENERGY	
1	1.6487E+07	1.5488E+07	1.5979E+07	0.06250	51	4.970E+05
2	1.5488E+07	1.4550E+07	1.5011E+07	0.06250	52	4.393E+05
3	1.4550E+07	1.3668E+07	1.4102E+07	0.06250	53	3.877E+05
4	1.3668E+07	1.2840E+07	1.3247E+07	0.06250	54	3.422E+05
5	1.2840E+07	1.2062E+07	1.2445E+07	0.06250	55	3.019E+05
6	1.2062E+07	1.1331E+07	1.1691E+07	0.06250	56	2.664E+05
7	1.1331E+07	1.0645E+07	1.0982E+07	0.06250	57	2.351E+05
8	1.0645E+07	1.0000E+07	1.0317E+07	0.06250	58	2.075E+05
9	1.0000E+07	9.3941E+06	9.6923E+06	0.06250	59	1.815E+05
10	9.3941E+06	8.8250E+06	9.1051E+06	0.06250	60	1.616E+05
11	8.8250E+06	8.2903E+06	8.5343E+06	0.06250	61	1.426E+05
12	8.2903E+06	7.7880E+06	8.0352E+06	0.06250	62	1.258E+05
13	7.7880E+06	7.3162E+06	7.9010E+06	0.06250	63	1.109E+05
14	7.3162E+06	6.8729E+06	7.4614E+06	0.06250	64	9.8036E+04
15	6.8729E+06	6.4565E+06	7.0527E+06	0.06250	65	8.6516E+04
16	6.4565E+06	6.0653E+06	6.2578E+06	0.06250	66	7.6320E+04
17	6.0653E+06	5.6978E+06	6.0789E+06	0.06250	67	6.7379E+04
18	5.6978E+06	5.3526E+06	5.5225E+06	0.06250	68	5.961E+04
19	5.3526E+06	5.0283E+06	5.1879E+06	0.06250	69	5.2475E+04
20	5.0283E+06	4.7237E+06	4.8736E+06	0.06250	70	4.6309E+04
21	4.7237E+06	4.4237E+06	4.5783E+06	0.06250	71	4.0861E+04
22	4.4237E+06	4.1375E+06	4.3009E+06	0.06250	72	3.6063E+04
23	4.1375E+06	3.8668E+06	4.0363E+06	0.06250	73	3.182E+04
24	3.8668E+06	3.9161E+06	3.9788E+06	0.06250	74	2.8088E+04
25	3.9161E+06	3.6755E+06	3.5056E+06	0.06250	75	2.4787E+04
26	3.6755E+06	3.2665E+06	3.3455E+06	0.06250	76	2.1875E+04
27	3.2665E+06	3.0498E+06	3.1666E+06	0.06250	77	1.9304E+04
28	3.0498E+06	2.8670E+06	2.9559E+06	0.06250	78	1.5030E+04
29	2.8670E+06	2.6915E+06	2.7768E+06	0.06250	79	1.1109E+04
30	2.6915E+06	2.5284E+06	2.6088E+06	0.06250	80	9.110E+03
31	2.5284E+06	2.3722E+06	2.4506E+06	0.06250	81	7.1017E+03
32	2.3722E+06	2.2313E+06	2.3021E+06	0.06250	82	5.5308E+03
33	2.2313E+06	2.0961E+06	2.1626E+06	0.06250	83	4.3074E+03
34	2.0961E+06	1.9691E+06	2.0316E+06	0.06250	84	3.3546E+03
35	1.9691E+06	1.8498E+06	1.9085E+06	0.06250	85	2.6126E+03
36	1.8498E+06	1.7337E+06	1.7928E+06	0.06250	86	2.0347E+03
37	1.7337E+06	1.6324E+06	1.6842E+06	0.06250	87	1.585E+03
38	1.6324E+06	1.5335E+06	1.5875E+06	0.06250	88	1.2341E+03
39	1.5335E+06	1.4406E+06	1.4863E+06	0.06250	89	9.6110E+02
40	1.4406E+06	1.3533E+06	1.3963E+06	0.06250	90	7.4851E+02
41	1.3533E+06	1.2713E+06	1.3117E+06	0.06250	91	5.8294E+02
42	1.2713E+06	1.1943E+06	1.2323E+06	0.06250	92	4.5359E+02
43	1.1943E+06	1.1220E+06	1.1575E+06	0.06250	93	3.5357E+02
44	1.1220E+06	1.0540E+06	1.0874E+06	0.06250	94	2.7535E+02
45	1.0540E+06	9.3014E+05	9.9012E+05	0.06250	95	2.1445E+02
46	9.3014E+05	8.2084E+05	8.7378E+05	0.06250	96	1.6701E+02
47	8.2084E+05	7.2439E+05	7.7111E+05	0.06250	97	1.3007E+02
48	7.2439E+05	6.3927E+05	6.0503E+05	0.06250	98	1.0130E+02
49	6.3927E+05	5.6416E+05	6.0054E+05	0.06250	99	7.8892E+01
50	5.6416E+05	4.9787E+05	5.2997E+05	0.06250	100	6.1441E+01

Fig. 2.7 120-group structure for BERMUDA-IDN library

GROUP NO	UPPER ENERGY	LOWER ENERGY			MIDDLE ENERGY	LETHAGY
		ENERGY	GROUP	STRUCTURE		
101	4.7850E+01	3.7266E+01	3.72279E+01	4.22279E+01	0.25000	*
102	3.7266E+01	2.9023E+01	3.28871E+01	3.28871E+01	0.25000	*
103	2.9023E+01	2.2603E+01	2.56125E+01	2.56125E+01	0.25000	*
104	2.2603E+01	1.7603E+01	1.99470E+01	1.99470E+01	0.25000	*
105	1.7603E+01	1.3709E+01	1.55347E+01	1.55347E+01	0.25000	*
106	1.3709E+01	1.0677E+01	1.20985E+01	1.20985E+01	0.25000	*
107	1.0677E+01	8.3151E+00	9.42230E+00	9.42230E+00	0.25000	*
108	8.3151E+00	6.4758E+00	7.33809E+00	7.33809E+00	0.25000	*
109	6.4758E+00	5.0434E+00	5.0434E+00	5.71491E+00	0.25000	*
110	5.0434E+00	3.9278E+00	3.9278E+00	4.45078E+00	0.25000	*
111	3.9278E+00	3.0590E+00	3.0590E+00	3.46627E+00	0.25000	*
112	3.0590E+00	2.3823E+00	2.3823E+00	2.69953E+00	0.25000	*
113	2.3823E+00	1.8554E+00	1.8554E+00	2.10240E+00	0.25000	*
114	1.8554E+00	1.4450E+00	1.4450E+00	1.63735E+00	0.25000	*
115	1.4450E+00	1.1253E+00	1.1253E+00	1.27517E+00	0.25000	*
116	1.1253E+00	8.7641E-01	8.7641E-01	9.93101E-01	0.25000	*
117	8.7641E-01	6.8255E-01	6.8255E-01	7.73428E-01	0.25000	*
118	6.8255E-01	5.3157E-01	5.3157E-01	6.02346E-01	0.25000	*
119	5.3157E-01	4.1399E-01	4.1399E-01	4.69108E-01	0.25000	*
120	4.1399E-01	3.2241E-01	3.2241E-01	3.65341E-01	0.25000	*

Fig. 2.7 (continued)

Table 2.3 List of nuclides cited from ENDF/B-IV nuclear data file

Material	MAT(MOD)	Authors	Institution
H	1269(2)	L. Stewart, R.J. Labauve and P.G. Young	LASL
D	1120(0)	B.R. Leonard and K.B. Stewart	BNW
T	1169(1)	Leona Stewart	LASL
Li-6	1271(0)	G.M. Hale, D. Dodder and P. Young	LASL
Li-7	1272(0)	R.J. Laboueve, L. Stewart and M. Battat	LASL
Be-9	1289(2)	R.J. Howerton and Perkins	LLL
B-10	1293(0)	G.M. Hale, R.A. Nisley and P.G. Young	GE-BNL
B-11	1160(0)	C. Cowan	GE-BNL
C-12	1274(0)	F.G. Perey and C.Y. Fu	ORNL
N-14	1275(4)	P. Young, D. Foster, Jr. and G. Hale	LASL
O-16	1276(2)	P. Young, D. Foster, Jr. and G. Hale	LASL
Na-23	1156(0)	N.C. Paik and Pitterle	WARD-ORNL
Al-27	1193(3)	P.G. Young and D.G. Foster, Jr.	LASL
Cr	1191(0)	A. Prince	BNL(NNCSC)
Mn	1197(0)	H. Takahashi	BNL
Fe	1192(0)	F.G. Perey, C.Y. Fu, W.E. Kinney and R.Q. Wright	ORNL
Ni	1190(0)	M.R. Bhat	BNL(NNCSC)
Cu	1295(1)	M.K. Drake and F.P. Fricke	SAI
Zr-2	1284(0)	B.R. Leonard, Jr.	BNW
Mo	1287(0)	R.J. Howerton	LLL
Pb	1288(5)	C.Y. Fu and F.G. Perey	ORNL
Th-233	1296(0)	Wittkoph, Rog and Livolsi	BAW
U-233	1260(0)	N.M. Steen	BAPL
U-235	1261(0)	L. Stewart, H. Alter and R. Humter	LASL, AI
U-238	1262(0)	N.C. Paik	WARD
Pu-239	1264(0)	B.A. Hutchins, H. Hunter, L. Stewart and R. Labauve	LASL
Pu-240	1265(0)	E. Pennington and H. Hummel	ANL
Pu-241	1266(0)	H. Hummel and E. Pennington	ANL
Pu-242	1161(0)	H. Alter and Dunford	AI, ANC

### 3. 円柱体系での輸送方程式の解法

#### 3.1 角度分点と散乱の方位角の変分

円柱体系では $(r, z)$  平面に関する対称性から、単位長の方向ベクトルで作られる単位球面の手前側半球面上に角度分点および角度領域を決め、裏側は $(r, z)$  平面について対称にとればよい。本コードでは8分球面上に10コ、従って半球面上に40コの分点を決め、それらの番号付けを Fig. 3.1 のように定義した。各分点の北極（z 方向）からの偏角（極角  $\theta$ ）の余弦と東端（r 方向）からの偏角（方位角  $\phi$ ），さらに各分点の代表する領域の境目（同じく極角の余弦と方位角で表わす）を Table 3.1 に示した。

1次元<sup>(1)</sup>の場合は $\vec{Q}$ の方位角に関する対称性から、角度分点は極角についてのみ決めればよかつたので、散乱の方位角の変分  $\Delta\phi^{(1)}$  を算出する際は緯度の線（latitudes）のみを考えればよかつた。実験室系での散乱角  $\Theta$  を半径として単位球面上に衝突後の方向  $\vec{Q}$ を中心として描かれた円の、 $\vec{Q}$ を通る経線（longitude）に関する対称性から  $W^* = 2\Delta\phi$  とし、その円が単位球面の裏側を通っても、計算に困難はなかった。しかし、2次元の場合は、衝突前の中性子の方向  $\vec{Q}'$ について単位球面上に latitudes と longitudes で囲まれた四角形の領域に対して  $\Delta\phi$  を求めることがになり、 $\vec{Q}$ を通る longitude に関する対称性はない。球面の $(r, z)$  平面に関して裏側の同一 $\vec{Q}$ 領域を半径  $\theta$  の円が横切る場合は、その寄与を  $\Delta\phi$  に加えることになるが、単純に2倍するという訳には行かない。

このため、先ず  $\Delta\phi$  を求めるルーチン AZIM 2 を作成した。 $\xi = \cos \theta$  の値としては次の80点を選んだ。

$$\xi_{m'} = \begin{cases} 1.0025 - 0.005m' & (m' = 1 \sim 20) \\ & (0.9 < \xi < 1.0) \\ 1.8225 - 0.045m' & (m' = 21 \sim 40) \\ & (0 < \xi < 0.9) \\ -\xi_{81-m'} & (m' = 41 \sim 80) \\ & (-1 < \xi < 0) \end{cases}$$

衝突後の方向が $\vec{Q}_n$ になる場合、 $\vec{Q}_n$ を中心とし、半径  $\theta_{m'}$  の円が衝突前の中性子の方向が属する角度領域  $\Delta\vec{Q}_{n'}$  によって切取られる円弧に対する半径  $\theta_{m'}$  の円の中心角  $\Delta\phi_{n'm'}$  を求めるのであるが (Fig. 3.2)，そのデータの総数は  $40(n') \times 40(n) \times 80(m') = 128,000$  ワードになる。

数値的なチェックは、

$$\sum_{n'=1}^{40} \Delta\phi_{n'm'} = 2\pi$$

が各  $n, m'$  によって満足されるか否かによって行った。

計算法の概略は下記の通りである。

(1) Fig. 3.1 の単位球に関して  $\vec{Q}_n$  の対称点 (( $r, z$ ) 平面に関して  $\vec{Q}_n$  の裏側でなく、 $\vec{Q}_{41-n}$

の裏側の点)を中心とした半径  $\theta_{81-m'}$  の円が  $\Delta \vec{Q}_{n'}$  によって切り取られる弧は  $\vec{Q}_n$  を中心とした半径  $\theta_{m'}$  の円が  $\Delta \vec{Q}_{n'}$  によって切り取られる弧と同一であり、それに対応する中心角は  $\vec{Q}_n, \vec{Q}_{41-n}$  の両点で等しい。(このことは中心角の合計が  $2\pi$  であることから容易に証明できるし、幾何学的にも自明である。) このことから、

$$\Delta \psi_{n', 41-n, 81-m'} = \Delta \psi_{n' n m'}$$

の関係が得られ、 $m'=1 \sim 40$  のみ計算すれば、すなわち  $\xi_{m'} > 0$  ( $0 < \theta_{m'} < \pi/2$ )について計算すれば十分である。従って以下の説明では  $\theta < \pi/2$  とする。

- (2)  $\vec{Q}_n(\theta, \varphi)$  を中心とし、半径  $\theta$  の円が、方位角  $\varphi_B$  (たとえば Fig. 3.2 の WBE<sub>n'</sub>) なる経線と交わる点の極角の余弦  $\omega_B$  (たとえば同図の  $\omega_1$ ) は、球面三角の公式 (文献(1)の式(9))

$$\xi = \omega \omega_B + \sqrt{1 - \omega^2} \sqrt{1 - \omega_B^2} \cos(\varphi - \varphi_B)$$

を  $\omega_B$  について解き、

$$\omega_B = \frac{\xi \omega \pm \sqrt{1 - \omega^2} \cos(\varphi - \varphi_B) \sqrt{\omega^2 + (1 - \omega^2) \cos^2(\varphi - \varphi_B) - \xi^2}}{\omega^2 + (1 - \omega^2) \cos^2(\varphi - \varphi_B)} \quad \dots \dots (3.1)$$

から得られる。半径  $\theta$  の円が方位角  $\varphi_B$  の経線と一般に 2 点で交わることから解は 2 つ存在する。

- (3)  $|\omega| \leq \xi$  のとき (北半球なら  $\theta \geq \Theta$ , 南半球なら  $\pi - \theta \geq \Theta$  のとき), 半径  $\theta$  の円は北極も南極もその中に含まない。ある経線と 2 点で交わるときは、複合の + は北極に近い方の点である。この円に接する 2 本の経線が存在し、その片方の方位角を  $\varphi_T$  とすれば、(2)の  $\omega_B$  の式の判別式が 0 となるはずだから

$$\omega^2 + (1 - \omega^2) \cos^2(\varphi - \varphi_T) = \xi^2 ,$$

従って

$$\sqrt{1 - \omega^2} \cos(\varphi - \varphi_T) = \sqrt{\xi^2 - \omega^2}$$

である。 $\theta < \pi/2$  だから  $|\varphi - \varphi_T| < \pi/2$  となり、

$$\cos(\varphi - \varphi_T) > 0$$

である。接点の極角の余弦  $\omega_T$  は式(3.1)から

$$\omega_T = \frac{\xi \omega \pm 0}{\omega^2 + (1 - \omega^2) \cos^2(\varphi - \varphi_T)} = \frac{\xi \omega}{\xi^2} = \frac{\omega}{\xi}$$

$$( |\omega/\xi| < 1 )$$

で与えられる。 $\Delta \psi$  の計算は便宜上  $\omega_T$  の点で上下に区別して行われる。

- (4)  $|\omega| > \xi$  のとき、半径  $\theta$  の円は北極または南極を中に含み、すべての longitude と 1 回交わる。このとき、1 コの経線  $\varphi_B$  と地軸に関して対称の位置にある経線  $\varphi_{B'}$  との間には
- $$\cos(\varphi - \varphi_{B'}) = -\cos(\varphi - \varphi_B)$$

の関係がある。すなわち  $\varphi_{B'}$  の方は  $\omega_B$  の複号の順序が北極に近い順の逆になる。

- (5) 球面三角のもう一つの公式 (文献(1)の式(10))

$$\omega' = \omega \xi + \sqrt{1 - \omega^2} \sqrt{1 - \xi^2} \cos \psi$$

を用いれば、先づ  $|\cos \psi| \leq 1$  から  $\omega'$  の最大値と最小値が得られる。

$$\omega'_{\max} = \omega \xi + \sqrt{1 - \omega^2} \sqrt{1 - \xi^2}$$

$$\omega'_{\min} = \omega \xi - \sqrt{1-\omega^2} \sqrt{1-\xi^2}$$

また,

$$\psi = \cos^{-1} \frac{\omega' - \omega \xi}{\sqrt{1-\omega^2} \sqrt{1-\xi^2}}$$

であるから、例えば Fig. 3. 2 で、 $\Delta \vec{\Omega}_{n'}$  の領域の境目と、半径  $\Theta_m = \cos^{-1} \xi_m$  の円とが交わる 2 点の  $\omega'$  の値

$$\omega_1 = \frac{GWP + C_1 \sqrt{C_2 - \xi_m^2}}{C_2} \quad ((2) \text{ 参照})$$

$$\omega_2 = WBS_{n'}$$

が決まれば、

$$\Delta \psi_{n'm'} = \cos^{-1} \frac{\omega_2 - GWP}{TEMP2} - \cos^{-1} \frac{\omega_1 - GWP}{TEMP2}$$

が直ちに求まり、 $\Delta \psi_{n', 41-n, 81-m'}$  にもこの値が適用できる((1)参照)。ただし、Fig. 3. 2 の例では、

$$GWP = \xi_m \omega_n$$

$$C_1 = \sqrt{1-\omega_n^2} \cos(\varphi_n - WBE_{n'})$$

$$C_2 = \omega_n^2 + C_1^2$$

$$TEMP2 = \sqrt{1-\omega_n^2} \sqrt{1-\xi_m^2}$$

$WBE_{n'} = \varphi'$  of east boundary of region  $\Delta \vec{\Omega}_{n'}$

$WBS_{n'} = \omega'$  of south boundary of region  $\Delta \vec{\Omega}_{n'}$

(5)で述べたことはサブルーチン WGC で計算している。

(6)  $\vec{\Omega}_n$  と  $\Delta \vec{\Omega}_{n'}$  の位置関係は Fig. 3. 2 の場合は  $\Delta \vec{\Omega}_{n'}$  が単位球の表側にあり、かつ  $\vec{\Omega}_n$  の“北西”に位置する例である。これら位置関係をあらゆる場合を想定して分類すると次のようになる。 $\Delta \vec{\Omega}_{n'}$  が表側のとき、

(a) “北西”，“北東”，“南西”，“南東”

(b)  $WBE_{n'} < \varphi_n < WBW_{n'}$ ，すなわち  $\vec{\Omega}_n$  を通る経線が  $\Delta \vec{\Omega}_{n'}$  を二分する場合で，“北”，“南”

この場合経線  $\varphi_n$  の西と東に分けて(a)の方法を適用する。

(c)  $\omega_{n'} = \omega_n$ ，すなわち  $\vec{\Omega}_n$  と  $\vec{\Omega}_{n'}$  が同一の緯度の場合で，“西”，“東”

この場合、更に  $WBW_{n'}$  と交わるか  $WBE_{n'}$  と交わるかに分けて考える必要があり、例えば  $WBW_{n'}$  と交わる場合でも、 $WBW_{n'}$  と接するような円を  $\vec{\Omega}_n$  を中心に描いたときの接点の  $\omega_T$  ((3) 参照) で上と下の領域に  $\Delta \vec{\Omega}_{n'}$  を分けて(a)の方法を適用する。

(d)  $\vec{\Omega}_{n'} = \vec{\Omega}_n$ ，すなわち  $\Delta \vec{\Omega}_{n'}$  が  $\vec{\Omega}_n$  自身の領域のときで、(b) の場合の経線、(c) の場合の  $\omega_T$  で、 $\Delta \vec{\Omega}_n$  を四つの象限に分けてから(a) の方法に帰着させている。

$\Delta \vec{\Omega}_{n'}$  が単位球の裏側の場合は、 $\vec{\Omega}_n$  との位置関係というよりも  $\vec{\Omega}_{41-n}$  との位置関係から分類する。但し、 $\Theta_m' < \frac{\pi}{2}$  を考えればよいので、 $\vec{\Omega}_{41-n}$  からの半径は  $\frac{\pi}{2}$  より大きい円弧として  $\Theta_m'$  を考えればよい。

(e) “北西”，“北東”，“南西”，“南東”

但し，それぞれの場合円 $\theta_{m'}$ の $\vec{Q}_{41-n}$ からみた凹凸の関係が， $\xi > 0$ なので表側と逆になっているので，表側の場合の“南東”，“南西”，“北東”，“北西”的場合に似た位置関係にある。しかも(4)で説明したように各経線と1回づつしか交わらず，裏側のために $\cos(\varphi - \varphi') < 0$ の場合に $\omega'$ の解の式中の複号のどちらを取るべきかに注意する必要がある。すなわち $\pm\sqrt{1-\omega^2} \cos(\varphi - \varphi')$ 全体の値が正なら北極に近い方の点（この場合互いに対極にある2本の経線で作る閉じた円と $\theta_{m'}$ との交点を考える）になる訳である。

(f)  $WBE_{n'} < \varphi_{41-n} < WBW_{n'}$ ，すなわち $\vec{Q}_{41-n}$ を通る経線が $A\vec{Q}_{n'}$ （裏側）を二分する場合で，

“北”，“南”

この場合，(b)と同様に扱うが，凹凸の関係は(b)のときの逆で， $\omega'$ の複号を逆に取るが， $\cos(\varphi - \varphi') < 0$ だから結果北極に近い方が実際は正となる。

(g)  $\omega_{n'} = \omega_{41-n}$ の場合，

“西”，“東”

これは(c)のときとはほぼ同じで，凹凸は逆になっているが， $\omega'$ の複号の順は逆にする必要がない。やはり $A\vec{Q}_{n'}$ の $WBE_{n'}$ と交わるか $WBW_{n'}$ と交わるかによってそれぞれの $\omega_T$ で上下に分けて(a)の方法（サブルーチンWGC）へ帰着することは(c)と同様である。

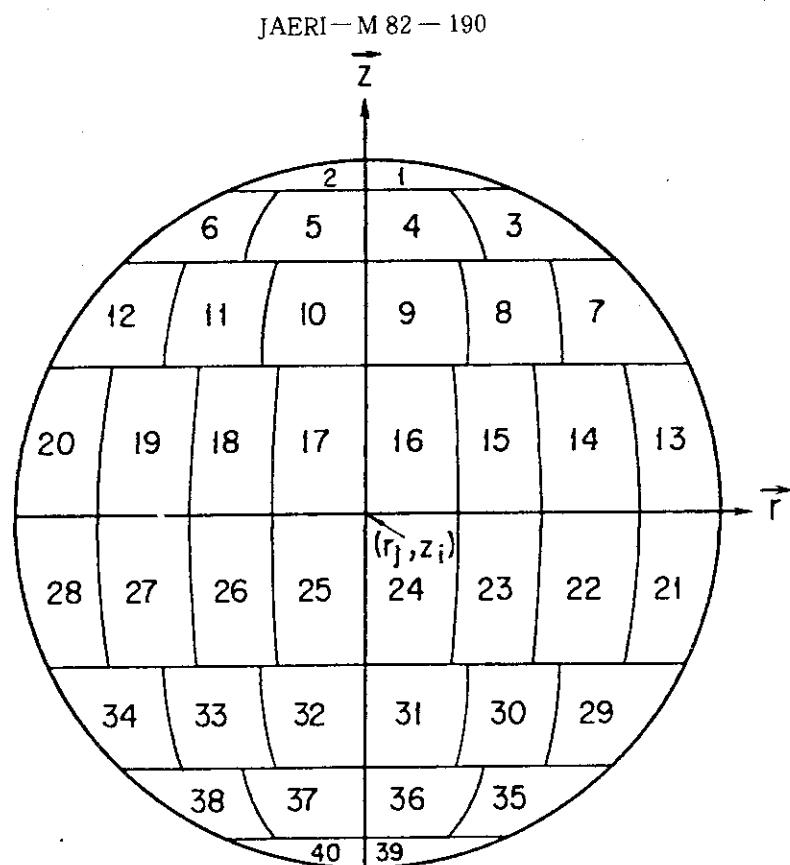


Fig. 3.1 Territories on unit hemisphere

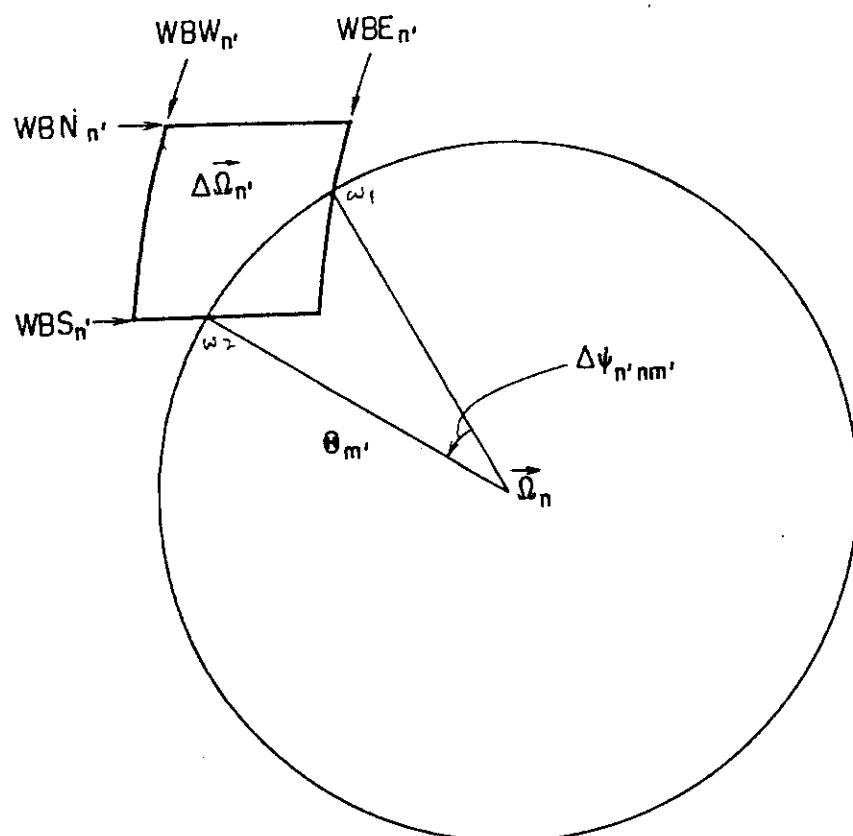


Fig. 3.2 Definition of  $\Delta\psi_{n'nm'}$

Table 3.1 Angular discrete ordinates and their boundaries

Pt.No.	Cosine of polar angle( $\cos\theta$ )	Azimuthal angle( $\varphi$ )	Boundaries				$\Delta\vartheta$
			North( $\cos\theta$ )	South( $\cos\theta$ )	East( $\varphi$ )	West( $\varphi$ )	
1	0.9931286 ( 6.72° )	$\pi/4$ ( 45° )	1(0°)	0.9823860 ( 10.77° )	0(0°)	$\pi/2$ ( 90° )	0.0553360
2	0.9931286	$3\pi/4$ ( 135° )	1	0.9823860	$\pi/2$	$\pi$ ( 180° )	0.0553360
3	0.9324695 ( 21.18° )	$\pi/8$ ( 22.5° )	0.9823860	0.8286755 ( 34.04° )	0	$\pi/4$ ( 45° )	0.2414479
4		$3\pi/8$ ( 67.5° )			$\pi/4$	$\pi/2$ ( 90° )	
5		$5\pi/8$ ( 112.5° )			$\pi/2$	$3\pi/4$ ( 135° )	
6	0.9324695	$7\pi/8$ ( 157.5° )	0.9823860	0.8286755	$\pi/4$	$\pi$ ( 180° )	0.2414479
7	0.6612094 ( 48.61° )	$\pi/12$ ( 15° )	0.8286755	0.4679139 ( 62.10° )	0	$\pi/6$ ( 30° )	0.3777886
8		$\pi/4$ ( 45° )			$\pi/6$	$\pi/3$ ( 60° )	
9		$5\pi/12$ ( 75° )			$\pi/3$	$\pi/2$ ( 90° )	
10		$7\pi/12$ ( 105° )			$\pi/2$	$2\pi/3$ ( 120° )	
11		$3\pi/4$ ( 135° )			$2\pi/3$	$5\pi/6$ ( 150° )	
12	0.6612094	$11\pi/12$ ( 165° )	0.8286755	0.4679139	$5\pi/6$	$\pi$ ( 180° )	0.3777886
13	0.2386192 ( 76.19° )	$\pi/16$ ( 11.25° )	0.4679139	0 ( 90° )	0	$\pi/8$ ( 22.5° )	0.3674987
14		$3\pi/16$ ( 33.75° )			$\pi/8$	$\pi/4$ ( 45° )	
15		$5\pi/16$ ( 56.25° )			$\pi/4$	$3\pi/8$ ( 67.5° )	
16		$7\pi/16$ ( 78.75° )			$3\pi/8$	$\pi/2$ ( 90° )	
17		$9\pi/16$ ( 101.25° )			$\pi/2$	$5\pi/8$ ( 112.5° )	
18		$11\pi/16$ ( 123.75° )			$5\pi/8$	$3\pi/4$ ( 135° )	
19		$13\pi/16$ ( 146.25° )			$3\pi/4$	$7\pi/8$ ( 157.5° )	
20	0.2386192	$15\pi/16$ ( 168.75° )	0.4679139	0	$7\pi/8$	$\pi$ ( 180° )	
21	-0.6612094 ( 103.81° )	$\pi/16$		-0.4679139 ( 117.90° )	0	$\pi/8$	
22		$3\pi/16$			$\pi/8$	$\pi/4$	
23		$5\pi/16$			$\pi/4$	$3\pi/8$	
24		$7\pi/16$			$3\pi/8$	$\pi/2$	
25		$9\pi/16$			$\pi/2$	$5\pi/8$	
26		$11\pi/16$			$5\pi/8$	$3\pi/4$	
27		$13\pi/16$			$3\pi/4$	$7\pi/8$	
28	-0.2386192	$15\pi/16$	0	-0.4679139	$7\pi/8$	$\pi$	0.3674987
29	-0.6612094 ( 131.39° )	$\pi/12$		-0.4679139	-0.8286755 ( 145.96° )	0	0.3777886
30		$\pi/4$			$\pi/6$	$\pi/3$	
31		$5\pi/12$			$\pi/3$	$\pi/2$	
32		$7\pi/12$			$\pi/2$	$2\pi/3$	
33		$3\pi/4$			$2\pi/3$	$5\pi/6$	
34	-0.6612094	$11\pi/12$	-0.4679139	-0.8286755	$5\pi/6$	$\pi$	0.3777886
35	-0.9324695 ( 158.82° )	$\pi/8$		-0.4679139	$\pi/4$	$\pi/2$	0.2414479
36		$3\pi/8$			$\pi/2$	$3\pi/4$	
37		$5\pi/8$			$3\pi/4$	$\pi$	0.2414479
38	-0.9324695	$7\pi/8$	-0.8286755	-0.9823860 ( 180° )	0	$\pi/2$	0.0553360
39	-0.9931286 ( 173.28° )	$\pi/4$		-0.9823860	$\pi$	$\pi$	0.0553360
40	-0.9931286	$3\pi/4$	-0.9823860	-1	$\pi/2$	$\pi$	0.0553360

JAERI-M 82 - 190

### 3.2 各種パラメータの準備

カードによる(またはFT05からの)入力データ(第5章)の読み込み後に、§3.4～§3.6の計算で必要となるパラメータを予め準備し、ラベル付きコモン内のデータアレイとして保存した。それらは下記の通りである。

- (1) 直達線の計算(§3.4)に必要なパラメータ

$$RSQ(J) = r_J^2 \quad (J = 1 \sim NRMAX)$$

$$ZSQ(I) = z_I^2 \quad (I = 1 \sim NZMAX)$$

$$RU(KRB) = r_{\max, KR} \quad (KR = 1 \sim NRR)$$

$$ZU(KZR) = z_{\max, KZ} \quad (KZ = 1 \sim NRZ)$$

$$RRS(Q(J, I)) = r_J^2 + z_I^2$$

$$RR(J, I) = \sqrt{r_J^2 + z_I^2}$$

MRK(KRB, KZR): (r, z) 平面上の区分領域に割当てる組成の番号

NRR, NRZ: それぞれ r 方向, z 方向で組成と格子巾一定の領域に区分したときの区分の数

- (2) (r, z) 格子毎に、§3.5で直接積分法で角度束を求める際に必要なパラメータ

$$COSLQ(N) = \cos \varphi_n \quad (n = 1 \sim 40)$$

$$SINSQQ(N) = \sin^2 \varphi_n \quad (n = 1 \sim 40)$$

$$SINLQ(N) = \sin \varphi_n \quad (n = 1 \sim 40)$$

$$SINLP(N) = \sin \theta_n \quad (n = 1 \sim 40)$$

(但し、 $\vec{\Omega}_n = (\theta_n, \varphi_n)$ )

$$RSQ(J) = r_J^2 \quad (J = 1 \sim NRMAX)$$

(これは(1)と共通)

- (3) 中性子バランスによる再規格化因子を求める際の数値積分に必要なパラメータ

$$DWR(N) = \sin \theta_n \cos \varphi_n \Delta \vec{\Omega}_n \quad (r 方向へのもれの積分因子)$$

$$DWZ(N) = \cos \theta_n \Delta \vec{\Omega}_n \quad (z 方向へのもれの積分因子)$$

$$DZ(J) = 2\pi (r_J - \frac{\Delta r_J}{4}) \frac{\Delta r_{J-}}{2} + 2\pi (r_J + \frac{\Delta r_J}{4}) \frac{\Delta r_{J+}}{2} \quad (z 方向面積要素)$$

$$\begin{cases} \Delta r_{J-} = r_J - r_{J-1} \\ \Delta r_{J+} = r_{J+1} - r_J \end{cases}$$

$$DR(I) = 2\pi r_{NRMAX} (\frac{\Delta z_{I-}}{2} + \frac{\Delta z_{I+}}{2}) \quad (r 方向面積要素)$$

$$\begin{cases} \Delta z_{I-} = z_I - z_{I-1} \\ \Delta z_{I+} = z_{I+1} - z_I \end{cases}$$

$$DV(J, I) = \{ 2\pi (r_J - \frac{\Delta r_{J-}}{4}) \frac{\Delta r_{J-}}{2} + 2\pi (r_J + \frac{\Delta r_{J+}}{4}) \frac{\Delta r_{J+}}{2} \}$$

$$\times (\frac{\Delta z_{I-}}{2} + \frac{\Delta z_{I+}}{2}) \quad (\text{体積要素})$$

ライブラリー（論理番号4）入力後、BERMUDA-1 DN<sup>(1)</sup>と同様に、各群(i)につき2レコードづつワーク・ファイル（論理番号3）を作成する。その内容は各群(i)で次のようにになっている。

(a) 第1レコード

$$\text{SSL}^i(k', \ell, m) = \sigma_{\ell k'}^{mi}$$

$$\text{但し}, \sigma_{\ell k'}^{mi} = \sigma_{\ell}^{mi} f_{\ell}^{mi}(\mu_{k'}) \frac{2}{1 - \alpha^m}$$

$\sigma_{\ell}^{mi}$  : 核種m, 群i, レベル $\ell$ の散乱断面積（無限稀釈）

$$f_{\ell}^{mi}(\mu_{k'}) = \sum_{L=0}^{\infty} \frac{2L+1}{2} a_L^{mi} \ell P_L(\mu_{k'}), (f_{\ell}^{mi}(\mu_{k'}) \geq 0, \int_{-1}^{+1} f_{\ell}^{mi}(\mu) d\mu = \frac{1}{2\pi})$$

$$\mu_{k'} = 1.025 - 0.05 k'' \quad (k' = 1 \sim 40)$$

$$\alpha^m = \left( \frac{A^m - 1}{A^m + 1} \right)^2$$

$$\frac{2}{1 - \alpha^m} = \frac{(A^m + 1)^2}{2 A^m} = g_m^{\ell}(E') \times \beta_m^{\ell}(E') E'$$

$A^m$  : 核種mの質量を中性子質量で除したもの

（弾性散乱( $\ell = 0$ )の共鳴自己遮蔽因子を用いるときは、群(i)毎組成(M)毎に $\sigma_0$ で内挿した実効値を用意して他のワーク・ファイルに記憶しておき、§3.3で密度 $N_M^m$ と同時に乗ずる。）

(b) 第2レコード

巨視断面積の核種についての和として

$$\Sigma_M^i = \sum_m N_M^m (\bar{f}_{fM}^{mi} \sigma_f^{mi} + \bar{f}_{eM}^{mi} \sigma_e^{mi} + \bar{f}_{nM}^{mi} \sigma_n^{mi} + \sigma_{in}^{mi})$$

$\bar{f}_{xM}^{im}$  : 群i, 核種m, 反応x, 組成Mの共鳴自己遮蔽因子で $\sigma_{OM}^{mi}$ ,  $T_M$ 等で内挿した実効値 ( $T_M = 300^\circ K$ )

$$\nu \Sigma_{fM}^i = \sum_m N_M^m \bar{f}_{fM}^{mi} \nu^{mi} \sigma_f^{mi}$$

$$\Sigma_{OM}^{i \rightarrow j} = \sum_m N_M^m (\sigma_{continuum}^{m, i \rightarrow j} + \sigma_{(n, 2n)}^{m, i \rightarrow j} + \sigma_{(n, 3n)}^{m, i \rightarrow j})$$

$\sigma_f^{mi}$  : レスポンス ( $m = {}^{232}\text{Th}, {}^{238}\text{U}, {}^{239}\text{Np}, {}^{235}\text{U}$  (1982年8月現在)。将来は $\sigma^i({}^7\text{Li}(n, n'\alpha)\text{T})$ などもレスポンスとしてライブラリーから与える)

熱群の微視断面積をFT05から入力した場合 (§5)は、(a)の $\text{SSL}^{\text{IMAX}} \equiv 0$ とし、(b)で $\Sigma_{OM}^{\text{IMAX} \rightarrow \text{IMAX}} = \sum_m N_M^m \sigma_e^m, \text{IMAX} \rightarrow \text{IMAX}$ とする。

### 3.3 非等方散乱核

この部分はPALLAS-TSの場合（文献(1)の§3.2）と殆ど同じであるが、 $\Delta\phi_{n'n'm'}$ に本報告の§3.1で作られたものを使用することが異なるのみであるので、文献(1)のときと同じ記号を用いて簡単に説明しておく。 $m, \Sigma, N_M^m, \bar{f}_{eM}^{mi}$ （弾性散乱( $\ell = 0$ )の共鳴自己遮蔽因子）， $\Sigma, \ell, \Sigma$ を省略して、

$$\begin{aligned}
K^{j \rightarrow i, n' \rightarrow n} = & \int_{A E_j} \frac{dE}{dE_j} \int_{A E_j} \frac{dE'}{\beta E'} \int_{-1}^1 \sigma_{\ell k'}^{j \rightarrow i} \delta(\mu_{k'} - \mu) d\mu_{k'} \\
& \times \int_{-1}^1 A \psi_{n' n m'} \delta(\xi_{m'} - \xi) d\xi_m + \frac{1}{4\pi} \Sigma_0^{j \rightarrow i} \\
\text{但し, } \mu = & \frac{(A+1)^2}{2A\beta} \frac{E}{E'} - \frac{A^2 \beta^2 + 1}{2A\beta}, \\
\xi = & \frac{A+1}{2} \sqrt{\frac{E}{E'}} - \frac{A^2 \beta^2 - 1}{2(A+1)} \sqrt{\frac{E'}{E}}, \\
E' > E.
\end{aligned}$$

上記の  $\mu$ ,  $\xi$  によって  $k'$ ,  $m'$  を決めて  $\sigma_{\ell k'}^{mj}$ ,  $A \psi_{n' n m'}$  の  $k'$  と  $m'$  とを選ぶという意味で デルタ関数表示を行った。 $m'$  の決め方は 1 次元の場合は  $\xi_{m'}$  が区間  $[-1, 1]$  の 40 等分割された 各区間の中点であったので,

$$m' = [21 - 20\xi] \quad (1 \leq m' \leq 40)$$

としていたが、2 次元では § 3.1 で定義した 80 点を用いるので、

$$m' = \begin{cases} [201 - 200\xi] & (0.9 < \xi < 1) \\ [-41 - 22.2222\xi] & (-0.9 < \xi < 0.9) \\ [-120 - 200\xi] & (-1 < \xi < -0.9) \end{cases} \quad (1 \leq m' \leq 80)$$

のように決める。1 次元のときは、第  $i$  群の中性子束が求まるとき、それ以下のすべての群への散乱源  $SD^i(r_n, \vec{\Omega}_n)$  を予め計算機の主記憶装置であるコア領域に累加して貯えておくことができたが、2 次元になると記憶容量が大きくなりすぎてそれができない。従って第  $i$  群を計算するときになって、中性子束のファイル（論理番号 1 のディスク）を読み直して、上の群からの減速源を、

$$SD^i(r_J, z_I, \vec{\Omega}_n) = \sum_{j=1}^{i-1} \sum_{n=1}^{40} K_M^{j \rightarrow i, n' \rightarrow n} \cdot \phi^j(r_J, z_I, \vec{\Omega}_{n'}) \quad (M \text{ は } (r_J, z_I) \text{ から決まる})$$

のように新たに計算する。従ってカーネルは  $K^{i \rightarrow j}$  ではなく、 $K^{j \rightarrow i}$  の形で ( $1 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 2, \dots, 1 \rightarrow IMAX, 2 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 3, \dots, 2 \rightarrow IMAX, \dots$  の順序でなく、 $1 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 2, 1 \rightarrow 3, 2 \rightarrow 3, 3 \rightarrow 3, \dots, 1 \rightarrow IMAX, 2 \rightarrow IMAX, \dots, IMAX \rightarrow IMAX$  の順序で) 大容量記憶装置 MSS に  $K(n', n, M)$  ( $n' = 1 \sim 40, n = 1 \sim 40, M = 1 \sim MMAX$ ) を貯えておく。§ 4 の例では、従来の PALLAS-TS ライブラリの第 1~51 群を使用し、 $MMAX = 3$  であったので、 $40 \times 40 \times 3 = 4,800$  ワードを 1 レコードとして、 $51 \times 52 \div 2 = 1,326$  レコードを論理番号 2 の MSS に貯えた。このカーネル計算の CPU 所要時間は 11.6 分であった。上の式の SD の計算は単純な 乗加算であるが、中性子束計算の全所要 CPU 時間の約 6 割をこの式の計算が消費していることが分った。この種の計算は将来アレイ・プロセッサが使用出来るようになれば数分の一の時間で処理可能となる見込みである。<sup>(8)</sup>

1 次元のときと同様、自群へのカーネルを求める際に、 $EUP(i) > EUP(i+1) / \alpha$  のときは、 このエネルギー区間での弹性散乱による寄与分として、さらに

$$\frac{EUP(i) - EUP(i+1)/\alpha}{EUP(i) - EUP(i+1)} \int_{-\alpha}^1 dt \int_{-1}^1 \sigma_{K'}^{j'} \delta(\mu_{K'} - \mu) d\mu_{K'} \int_{-1}^1 d\phi_{n'm'} \delta(\xi_{m'} - \xi) d\xi_{m'} \\ (t = E/E')$$

を加える必要がある。E'およびEの積分区間をNINT等分して区分求積をする方法は従来<sup>(1)</sup>と同様である。

### 3.4 点線源からの直達線と散乱源

点線源が原点( $r=0, z=0$ )にある場合を考慮する。 $z=0$ は必ずしも対称面ではない。 $\S 4$ の例では( $r=0, z=-20$ )に点線源がある場合であるが、厚さ20cmのボイドを( $r, z$ )系の内部と考慮すれば、原点として取扱うことができる。各メッシュ点( $r_J, z_I$ )までの距離は $\S 3.2(1)$ のRR又はRRSQで与えてある。点減衰核モデル

$$\phi_0(R) = \frac{S_0 e^{-\Sigma R}}{4\pi R^2}$$

で直達線(非散乱線)を求めるには光学的距離( $\Sigma R$ )を原点から( $r_J, z_I$ )まで斜めに辿って積分してゆけばよい。 $r_J$ と $z_I$ は $\S 3.2(1)$ で述べたようにそれぞれNRR, NRZ個の区分に分けてあり、今( $r_J, z_I$ )が第(KRB, KZB)番目の区分に入っていたとする。原点から( $r_J, z_I$ )まで引いた直線が第(KRB-1, KZB)または第(KRB, KZB-1)番目の区分を抜けるまでは、直線が各区分の上辺を切るか、右辺を切るか(各区分は( $r, z$ )平面上の長方形領域だから)に注意しつつ、原点からその上辺(または右辺)までの距離RRBを求め、その直前の段階でのRRB(これをRRB1としておく)から

$$\Delta RRB = RRB - RRB1$$

を求めて、その区分の $\Sigma_i$ を $\Delta RRB$ に乘じつつ加算してゆく、第(KRB, KZB)区分では

$$\Delta RRB = RR(JR, IZ) - RRB1$$

として簡単に求まる。求まった光学的距離の合計(原点から( $r_J, z_I$ )までの合計)を $\Sigma R$ と略記すれば

$$\phi_0(r_J, z_I) = \frac{S_0 e^{-\Sigma R}}{4\pi RRSQ}$$

であるが、これは( $r_J, z_I$ )で描いた単位球の第1, 3, 7, 13の $\Delta \vec{\Omega}_n$ またはその境界を通るが、実は $\vec{\Omega}$ に関してはデルタ関数である(原点と( $r_J, z_I$ )を結ぶ方向以外の成分がないから)。従ってこれを $K^{j \rightarrow i}, n' \rightarrow n$ に乘じて散乱源を求める場合は形式上単位立体角当たりの量に直す必要がある。例えば $n = n_0$ とすれば、

$$\phi_0(r_J, z_I, \vec{\Omega}_n) = \frac{S_0 e^{-\Sigma R}}{4\pi RRSQ} \times \frac{1}{\Delta \vec{\Omega}_{n_0}} \delta_{nn_0}$$

のようにして、散乱線と同じように次元をそろえなければならない。但し、原点では(等方源ならば)、

$$\phi_0(0, 0, \vec{\Omega}_n) = \frac{S_0}{4\pi} \quad (n = 1 \sim 40)$$

でよい。

輸送方程式を第  $i$  群で解くときの固定源の項は、第 1 群から第  $(i-1)$  群までの散乱線と直達線の和からの寄与と第  $i$  群の直達線の FCS ( § 1(2)) を加えて、

$$\begin{aligned} SD^i(r_J, z_I, \vec{\Omega}_n) = & \sum_{j=1}^{i-1} \sum_{n'=1}^{40} K^{i \rightarrow i, n' \rightarrow n} \{ \phi^i(r_J, z_I, \vec{\Omega}_{n'}) + \phi_o^i(r_J, z_I, \vec{\Omega}_{n'}) \} \\ & + K^{i \rightarrow i, n_o \rightarrow n} \phi_o^i(r_J, z_I, \vec{\Omega}_{n_o}) \end{aligned}$$

のように与えることができる。このように原点にのみ線源がある場合は入力定数( § 5)で IPS = 1 として識別する。(上式の最後の項を FCS<sup>i</sup> と呼ぶ。)

### 3.5 2 次元 ( $r, z$ ) 格子における輸送方程式の数値解法

前節で与えられた  $SD^i$  を用いて散乱線のみの輸送方程式を第  $i$  群で解く。

$$\begin{aligned} \vec{\Omega}_n \cdot \text{grad } \phi^i(r, z, \vec{\Omega}_n) + \Sigma_t^i(r, z) \phi^i(r, z, \vec{\Omega}_n) \\ = \sum_{n'=1}^{40} K^{i \rightarrow i, n' \rightarrow n} \phi^i(r, z, \vec{\Omega}_{n'}) + SD^i(r, z, \vec{\Omega}_n) \end{aligned}$$

ここで右辺の  $\phi^i(r, z, \vec{\Omega}_{n'})$  は未知数であるから、初回は  $\phi^{i-1}(r, z, \vec{\Omega}_{n'})$  (第 1 群では 0) を用い、以後反復の直前の値を用いていわゆる反復法で解いてゆく。その際両辺から  $K^{i \rightarrow i, n \rightarrow n} \phi^i(r, z, \vec{\Omega}_n)$  を引き、

$$\begin{aligned} \vec{\Omega}_n \cdot \text{grad } \phi^i(r, z, \vec{\Omega}_n) + \{ \Sigma_t^i(r, z) - K^{i \rightarrow i, n \rightarrow n} \} \phi^i(r, z, \vec{\Omega}_n) \\ = \sum_{n' \neq n} K^{i \rightarrow i, n' \rightarrow n} \phi^i(r, z, \vec{\Omega}_{n'}) + SD^i(r, z, \vec{\Omega}_n) = S(r, z, \vec{\Omega}_n) \end{aligned}$$

を反復の各回(各ステージ)で解く。このとき右辺は(そのステージで)既知である。

$$\Sigma_T^i = \Sigma_t^i(r, z) - K^{i \rightarrow i, n \rightarrow n}$$

とおけば、 $i$  を略して

$$\vec{\Omega}_n \cdot \text{grad } \phi(r, z, \vec{\Omega}_n) + \Sigma_T \phi(r, z, \vec{\Omega}_n) = S(r, z, \vec{\Omega}_n)$$

と書ける。この式を点( $r, z$ )を通って方向が  $\vec{\Omega}_n$  なる直線に沿って積分する。そのさい飛程に逆にたどったある点  $x_{p-1}$  において、点( $r, z$ )の方向への、単位立体角当りの、角度束  $\phi(x_{p-1})$  が与えられているとすれば、点( $r, z$ )を  $x_p$  と書いて

$$\phi(x_p) = \phi(x_{p-1}) e^{-(x_p - x_{p-1}) \Sigma_T} + \int_{x_{p-1}}^{x_p} e^{-(x_p - x') \Sigma_T} S(x') dx' \dots \dots (3.5)$$

ここで、区間  $[x_{p-1}, x_p]$  で媒質は均質とする。

反復の 1 ステージは、この式を  $r_J, z_I$  および  $\vec{\Omega}_n$  について 1 回スウェーブして解く手続きに相当する。その手順は、 $\vec{\Omega}_n$  の  $n$  について、

- (i)  $n = 40, 38, 37, 34, 33, 32, 28, 27, 26, 25$  の順に解くことを円柱の上端から下端へ向けて各  $z_I$  ( $I = \text{NZMAX} \sim 1$ ) についてスウェーブ(繰返し計算)し、
- (ii)  $n = 20, 19, 18, 17, 12, 11, 10, 6, 5, 2$  の順に円柱の下端から上端まで ( $I = 1 \sim \text{NZMAX}$ ) スウェーブする。

この(i), (ii)の手続きを円柱の半径方向の最外端からz軸まで各 $r_J$  ( $J = \text{NRMAX} \sim 1$ )について行う。次に

(iii)  $n = 39, 36, 35, 31, 30, 29, 24, 23, 22, 21$  の順に解くことを  $I = \text{NZMAX} \sim 1$  までスワイープし、

(iv)  $n = 16, 15, 14, 13, 9, 8, 7, 4, 3, 1$  の順に  $I = 1 \sim \text{NZMAX}$  までスワイープする。

この(iii), (iv)の手続きを  $J = 1 \sim \text{NRMAX}$  について行う。z軸 ( $r=0$ )に関しては角度束は軸対称の条件を満す。半径方向外端からは入射はないものとする。円柱の上端, 下端では面对称の条件を課すこともできる。これらの境界条件は(i), (ii), (iii), (iv)の各スワイープの出発値を与える。

点  $x_{p-1}$  は  $(r, z)$  のメッシュと一般に一致にせず,  $r$  又は  $z$  での内挿が必要である。又その内挿された点  $\overrightarrow{x_{p-1}}$  での  $(x_p - x_{p-1})$  の方向は,  $x_{p-1}$  で定義される  $\vec{\Omega}_n$  の離散点の方向とも一致しない。このため 1 次元の場合<sup>(1)</sup> と同様の内外挿の組合せが必要となる。この結果得られた  $\phi(x_{p-1})$ ,  $S(x_{p-1})$  を用いて,  $\phi(x_p)$  を求める方法は 1 次元の場合と全く同様で, 線分  $[x_{p-1}, x_p]$  上での  $S(x')$  を  $ax' + b$  または  $ae^{bx'}$  で内挿して  $x'$  についての積分を行って  $\phi(x_p)$  を求めるのである。

$\phi(x_{p-1})$  の求め方と  $S(x_{p-1})$  の求め方は同様であるので,  $\phi(x_{p-1})$  について簡単に説明しておく。

(i)  $(r_J, z_1)$  から  $\vec{\Omega}_n$  (Fig. 3.1 の第 3 象限)の逆の方向へ溯ると平面  $z_{I+1}$  又は円管  $r_{J+1}$  へぶつかる。この点が  $x_{p-1}$  であり, 仮に円管  $r_{J+1}$  上に  $x_{p-1}$  があるとする。このとき直線  $(x_p - x_{p-1})$  が  $x_{p-1}$  からどの方向に向いているか調べると, 極角  $\theta'$  は  $\vec{\Omega}_n(\theta_n, \varphi_n)$  の極角  $\theta_n$  と同一であるが, 方位角  $\varphi'$  は

$$\varphi' = \pi - \cos^{-1} \frac{\sqrt{r_{J+1}^2 - (r_J \sin \varphi_n)^2}}{r_{J+1}}$$

となる。そこで  $\varphi$  が “ $\theta_n$  の緯度での” いくつかの  $\varphi_n$  のどの部分にはさまれる値か (あるいはそのどれよりも大きいか) をサーチし,  $\varphi'$  をはさむ二つの  $\varphi_n$  が  $\varphi_N$  と  $\varphi_{N-1}$  であるとする ( $\varphi'$  が一番大きい  $\varphi_n$  より大きいときは  $\varphi_N$  が最大の  $\varphi_n$  とする。)

(a)  $\phi(r_{J+1}, z_1, \varphi_{N-1})$  と  $\phi(r_{J+1}, z_1, \varphi_N)$  から内外挿により  $\phi(r_{J+1}, z_1, \varphi')$  を求め,

(b)  $\phi(r_{J+1}, z_{I+1}, \varphi_{N-1})$  と  $\phi(r_J, z_{I+1}, \varphi_N)$  から内外挿により  $\phi(r_{J+1}, z_{I+1}, \varphi')$  を求める。

(c)  $x_{p-1}$  の z 座標  $z'$  は

$$z' = z_I + RR_o |\cot \theta_n|, \\ RR_o = \sqrt{r_{J+1}^2 - (r_J \sin \varphi_n)^2} - r_J |\cos \varphi_n| \\ (RR_o \text{ は線分 } (x_p - x_{p-1}) \text{ の } z \text{ 平面への射影})$$

で与えられるから,

$\phi(r_{J+1}, z_1, \varphi')$  と  $\phi(r_{J+1}, z_{I+1}, \varphi')$  から内挿して,  $\phi(r_{J+1}, z', \varphi')$  を求めればこれが  $\phi(x_{p-1})$  である。そのとき  $|x_p - x_{p-1}| \equiv R_o = RR_o \operatorname{cosec} \theta_n$  で与えられる。

$x_{p-1}$  が平面  $z_{I+1}$  上にあるときは,  $x_{p-1}$  の r 座標  $r'$  は

$$r' = \sqrt{r_J^2 + RR_{o1} (RR_{o1} + 2r_J |\cos \varphi_n|)}$$

$$RR_{o1} = (z_{I+1} - z_I) |\tan \theta_n|$$

(RR<sub>01</sub>は線分  $\overrightarrow{(x_p - x_{p-1})}$  の z 平面への射影)

$$\varphi' = \pi - \cos^{-1} \frac{RR_{01} + r_j |\cos \varphi_n|}{r'}$$

であるから、

- (a)  $\phi(r_J, z_{I+1}, \varphi_{N-1})$  と  $\phi(r_J, z_{I+1}, \varphi_N)$  から  $\phi(r_J, z_{I+1}, \varphi')$
- (b)  $\phi(r_{J+1}, z_{I+1}, \varphi_{N-1})$  と  $\phi(r_{J+1}, z_{I+1}, \varphi_N)$  から  $\phi(r_{J+1}, z_{I+1}, \varphi')$
- (c)  $\phi(r_J, z_{I+1}, \varphi')$  と  $\phi(r_{J+1}, z_{I+1}, \varphi')$  から  $\phi(r', z_{I+1}, \varphi')$

を求めればこれが  $\phi(x_{p-1})$  であり、そのとき

$$R_0 = (z_{I+1} - z_I) \sec \theta_n$$

である。S( $x_{p-1}$ ) も全く同様の手続きで得られ、S( $x_{p-1}$ ) と S( $r_J, z_I, \vec{\Omega}_n$ ) 共に正で、その比が 2 以上（または 0.5 以下）のときは線分  $|x_p - x_{p-1}|$  上で S( $x'$ ) を  $a e^{bx}$  で内挿する（a, b は両端の S の値で決まる）。比の値が 0.5 と 2 の間のとき、どちらかが 0 のとき、または分裂源があって下に凸の分布が適当でないときは S( $x'$ ) は直線  $a + bx$  で内挿する。 $\phi(x_{p-1})$  と {S( $x'$ ):  $x' \in [x_{p-1}, x_p]$ } が得られれば式(3.5)から  $\phi(x_p)$  すなわち  $\phi(r_I, z_J, \vec{\Omega}_n)$  が求まる。（ $r_I, z_J$ ）が対称軸または対称面上の点ならば、対称の方向の  $\phi(r_I, z_I, \vec{\Omega}_n')$  も  $\phi(x_{p-1})$  の値に決め、次の  $z_I$ （I は 1 づつへる）へ進んでゆく。

- (ii)  $\vec{\Omega}_n$  は Fig. 3.1 の第 2 象限に属し、 $z_I$  のふえる方向へスウェーブすること以外は(i)と同様である。

- (iii), (iv) では  $\vec{\Omega}_n$  は Fig. 3.1 の第 4, 第 1 象限にそれぞれ属し、 $r_J$  のふえる方向へスウェーブしてゆくが、 $\vec{\Omega}_n$  の逆の方向へ溯っても  $r_{I-1}$  の円管にぶつからない場合がある。このときは  $\varphi_{n+1}$  になる点まで溯る。その手前で  $z_{I+1}$  または  $z_{I-1}$  平面にぶつかったときは  $r', \varphi'$  についての内挿に帰着される。ぶつかる前に  $\varphi_{n+1}$  の方位角の方向が  $\overrightarrow{(x_p - x_{p-1})}$  の方向と一致するような  $x_{p-1}$  ( $r', z'$ ) へ達したときは  $\varphi_{p-1} \equiv \varphi_{n+1}$  で  $(r', z')$  についての内挿となる。 $z'$  についての内挿を先に行っている。ただし、

$$r' = r_J \sin \varphi_n / \sin \varphi_{n+1}$$

$$z' = z_I - R R_0 \cos \theta_n$$

$$R R_0 = r_J \cos \varphi_n - r' \cos \varphi_{n+1} \quad (R_0 \text{ の } z \text{ 平面への射影})$$

$$R_0 = R R_0 \operatorname{cosec} \theta_n$$

である。

### 3.6 反復と中性子バランス

§ 3.5 のスウェーブが終ったとき、新しく求められた  $\phi^i(r_J, z_I, \vec{\Omega}_n)$  に第 i 群での中性子の収支バランスによる再規格化因子 F を乗ずる。F は次の式で定義される。

$$F = \frac{\text{GAIN}}{\text{ABBS} - \text{SELF} + \text{XLEK}}$$

$$\text{GAIN} = \int dV \sum_n A \vec{\Omega}_n \text{SD}^i(r, z, \vec{\Omega}_n)$$

$$\text{ABBS} = \int dV \sum_i (r, z) \sum_n A \vec{\Omega}_n \phi^i(r, z, \vec{\Omega}_n)$$

$$\begin{aligned} \text{SELF} &= \int dV \sum_n A \vec{\Omega}_n \sum_{n'} K_{(r, z)}^{i \rightarrow i, n' \rightarrow n} \phi^i(r, z, \vec{\Omega}_{n'}) \\ \text{XLEK} &= \int dS_r \sum_n \sin \theta_n \cos \varphi_n A \vec{\Omega}_n \phi^i(r_{\max}, z, \vec{\Omega}_n) \\ &\quad + \int dS_z \sum_n \cos \theta_n A \vec{\Omega}_n \{ \phi^i(r, z_{\max}, \vec{\Omega}_n) - \phi^i(r, z_{\min}, \vec{\Omega}_n) \} \end{aligned}$$

もしも、SELFの中に、自群での( $n, 2n$ )、( $n, 3n$ )等の利得が §3.2 の  $\Sigma_{0M}^{i \rightarrow i}$  を通じて入っているとするならば、

ABBS - SELF

によって、正味の利得が負の吸収として寄与することになる。ABBSは第( $i+1$ )群以下へ減速される中性子の個数も含んでいる。§3.5で得た  $\phi$  に Fを掛けた結果を反復後の中性子束(散乱線のみ)  $\phi^{(t)}$  と定義し、反復前(前回)の  $\phi^{(t-1)}$  との比較により収束を判定する。 $\phi^{(t)} \neq 0$  なるすべての( $r_J, z_I, \vec{\Omega}_n$ )の点に対し、

$$\left| \frac{\phi^{(t-1)}(r_J, z_I, \vec{\Omega}_n)}{\phi^{(t)}(r_J, z_I, \vec{\Omega}_n)} - 1 \right| < \epsilon$$

を満したとき収束とする( $\epsilon$ は入力定数)。収束していなければ §3.5、§3.6の手順をくり返す。

収束後 §3.4で求めておいた直達線を加えて、

$$\phi_{\text{actual}}^i(r_J, z_I, \vec{\Omega}_n) = \phi_o^i(r_J, z_I, \vec{\Omega}_n) + \phi_{\text{solution}}^i(r_J, z_I, \vec{\Omega}_n)$$

とする。右辺の中性子束を §3.4の最後の式の右辺第1項の中括弧内に用いて、次の群の減速源を得る。第( $i+1$ )群に移って §3.4～§3.6を再び実行することになる。

出力プリントの主なものとしては各群でのスカラー束

$$\phi^i(r_J, z_I) = \sum_n A \vec{\Omega}_n \phi^i(r_J, z_I, \vec{\Omega}_n)$$

と反復回数、計算開始時点からの累加CPUタイム等が出力され、部分的な( $r_J, z_I$ )については角度束もプリントされる。角度束  $\phi_{\text{actual}}^i$  は論理番号1のディスクにすべて記憶される。また、§4の例では  $\phi_0^i(0, z_{\max}, \vec{\Omega}_1)$  も  $\phi_{\text{actual}}^i$  と共に記憶させた。

## 4. 応用例

本コードの初期の段階でのテストは、PALLAS-TS のテストに用いた球型の体系<sup>(1)</sup>を模擬して、1次元計算で用いた119群の最初の数群で行われた。§ 3.1 で述べた角度分点  $\vec{\Omega}_n$  は初め北極、南極、赤道上や  $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  の経線上に取るようになっていたが、r 又は z 方向への洩れ（流れ）の計算の際、 $\Delta \vec{\Omega}_n$  のそれぞれの領域での、r や z 方向への方向余弦が 1 または 0 になって、それぞれ過大評価または過小評価の原因になるので、必ず両軸に対して斜めの方向に取るのが好ましいことがわかり、Table 3.1 のようにとることになった。直達線が上記のような“斜め”でない方向になることを考慮して初めは  $\vec{\Omega}_n$  を決めていたのであるが、直達線は輸送方程式の解からは分離して扱うことにして、現在の角度分点の取り方により困難なく解けるようになった。この結果球形1次元と、円柱形2次元の比較計算で r および z 軸上での中性子束分布は、形状の相異を考慮すれば、ほぼ妥当な一致を示すことが分った。

1982年7月になってFNSにおけるLi<sub>2</sub>O平板体系での実験で得られたデータ<sup>(5)</sup>でベンチマーク・テストが出来るようになった。その体系と組成をTables 4.1, 4.2 に示す。

円柱体系の軸上に点線源があり、そこを (r, z) 座標の原点とした。z = 0~20まで空間があり、z = 20~20+t まで Li<sub>2</sub>O 平板がある。測定点は (0, 20+t) の点で、z 方向を  $\theta = 0$  として、測定角  $\theta_m$  は  $0^\circ, 12.2^\circ, 24.9^\circ, 41.8^\circ, 66.8^\circ$  の 5 方向の漏洩スペクトルが測定された。測定されたエネルギー・メッシュは 20 MeV から 482.3 keV まで  $\Delta u = 0.025$  間隔 (149 間隔, 150 点) で、 $\Delta u$  区間で積分された中性子スペクトル ( $n / sr \cdot cm^2 \cdot source neutron$ ) ( $source neutron$  は毎秒 1 コに規格化) であり、同様に線源スペクトルにも実験開始前と終了後 (3 週間後) の 2 回測定されている。終了後の線源スペクトルは 3 MeV 付近に D-D 反応による小さなピークがみられる。実験は t = 20, 5, 40 の順に行われた。実験データを BERMUDA-2 DN へ入力するまでに PALLAS-TS ライブライアリの群構造に合わせるために、まづ 20 MeV から 15.488 MeV のスペクトル ( $\Delta u$ 込み) を加えて第 1 群とした。以下ライブライアリの第 51 群 (497.9 keV ~ 439.4 keV) まで、エネルギーの境目の値を (u,  $\phi$ ) 空間で直線内挿をして梯形則積分をしつつ、線源スペクトル (2 種類) と漏洩中性子スペクトル (厚さ 3 種類 × 方向 5 種類) を 51 群に直した。その際バック・グラウンドを差引いて負の値が与えられているエネルギー点では 0 と直してから 51 群の各群での積分を行った。51 群の総和が、元の 150 群の総和に等しくなるように規格化した。

次に計算結果の処理であるが、実験は測定点 (0, 20+t) と検出器との距離 L (L は Li<sub>2</sub>O の厚さ t と測定角  $\theta_m$  に依存する数) が約 700 cm であり、z = 20+t の表面上の約 80 cm<sup>2</sup> をコリメータの入口から見込んでしまうため、

$$\eta A(L) = 0.2304 (L - 703) + 77.81 \quad \dots \quad (4.1)$$

で測定値を除して実効的な値としている。 $\theta_m = 0^\circ$  のときは直達線も含めてこの補正を受けている。しかし、直達線のみを取り出して考えてみると、測定値は

$$\phi_{oE} = \frac{S_o e^{-\Sigma t}}{(20+t+L)^2} \times A_d \times \frac{L^2}{A_d} \times \frac{1}{\eta A(L)}$$

$A_d$  : 検出器面積

$\frac{L^2}{A_d}$  : 検出器の見込む立体角の逆数

$L$  : 飛程 (738, 723, 703 cm for 5P, 20P, 40P, respectively)

となった訳であり、一方計算値の直達線は

$$f_{oc} = \frac{S_o e^{-\Sigma t}}{(20+t)^2} \quad (S_o \text{は } \frac{1}{4\pi} \text{ も含んでいる})$$

である。直達線が分離して与えられるのは計算値であるから、BERMUDA-2 DN の出力データの直達線の成分に

$$\frac{\phi_{oE}}{\phi_{oc}} = \frac{(20+t)^2}{(20+t+L)^2} \times \frac{L^2}{\eta A(L)} = f_{\text{actor}} \quad \dots \dots \dots \quad (4.2)$$

を掛けて計算値と実験値を比較することにした。 $\theta_m \neq 0^\circ$  の場合は一般に測定値に直達線は含まれていない。但し、 $t = 5 \text{ cm}$ ,  $\theta = 12.2^\circ$  のときは多少含まれており、計算値と測定値のピークの値の比較から上記の  $0^\circ$  方向の直達線 (factor を乗じたもの) の約 40% が含まれていることが分った。

散乱線については、計算値の極角  $\theta_{cal}$  は  $6.72^\circ, 21.18^\circ, 48.61^\circ, 76.19^\circ$  の 4 方向のみであるので、 $\theta_m$  の方向へ内外挿を行う必要があり、 $\theta_m = 0^\circ$  および  $12.2^\circ$  に対しては  $\theta_{cal} = 6.72^\circ$  と  $21.18^\circ$  の計算値から ( $\theta, \phi(\theta)$ ) 平面で直線で内外挿、 $\theta_m = 24.9^\circ, 41.8^\circ, 66.8^\circ$  の方向では ( $\theta, \log \phi(\theta)$ ) 平面で、 $\theta_m$  をはさむ 2 点の  $\theta_{cal}$  から直線で内挿して  $\phi(\theta_m)$  を求めた。

これらの処理の結果、計算値と測定値は、実験誤差や群定数の不確かさを考慮すれば予想以上に良く一致している。直達線が主成分である  $t = 5.06 \text{ cm}$ ,  $\theta = 0^\circ$ 、実験後の線源スペクトルを計算に用いた場合のスペクトルを Fig. 4.1.1 に、直達線を含まない  $t = 20.24 \text{ cm}$ ,  $\theta = 12.2^\circ$ 、実験前の線源スペクトルを計算に用いた場合のスペクトルを Fig. 4.1.2 に示した。これらは  $E \phi(E) = \phi(u)$  のグラフで、計算値 (PHI-C), 測定値 (PHI-E) 共 51 群で与えて、各群で積分スペクトルをレサージー巾  $\Delta u$  で除したものである。第 1 群では  $\Delta u = 0.2557$ , 第 2 ~ 44 群では  $\Delta u = 0.0625$ , 第 45 ~ 51 群では  $\Delta u = 0.1250$  である。横軸 (eV) はレサージー巾の中央に対応するエネルギーの値である。

Fig. 4.1.1 では実験後の線源スペクトルを計算に用いたので、3 MeV 付近で計算値が過大評価になっている (D-D 中性子による線源が過大) が、直達線が主成分であるため一致は極めて良い。但しグラフ上の値は式 (4.2) の factor ( $L = 738 \text{ cm}$ ,  $t = 5.06 \text{ cm}$ ,  $\eta A(L)$  は式 (4.1)) が掛かっている。

Fig. 4.1.2 では 10 MeV で計算値はやや小さく 2 ~ 4 MeV と 400 ~ 900 keV でやや大きいが、おおよそ実験誤差範囲内であり、計算法や群定数に誤差の原因があるかも知れないが、究明するには差が小さくて困難である。グラフは  $\theta_m$  が 5 種類、厚さ 3 種類、線源スペクトル 2 種類で計 30 枚作図されたが、絶対値の比較としては全般に極めて良く一致していると言える。 $t = 40.48 \text{ cm}$  で  $\theta_m = 66.8^\circ$  では計算は数十 % 過大評価であるが、角度束の絶対値は  $10^{-7}$  のオーダーであ

る。過大評価の原因は Li の非弾性散乱が重心系等方のデータであることが主であると思われる。

次に, Figs. 4.1.1, 4.1.2 等のグラフの作図に関するデータ処理について説明しておく。

BERMUDA-2 DN は各群の角度束を全空間メッシュと全角度分点についてディスクに書込む。これを用いて,  $(0, 20+t)$  の点の角度束を  $\theta_m$  の 5 点に内外挿し, 直達線 (主として  $0^\circ$  方向のみ) を処理して, グラフ用の 51 群データを作成し, 同じく 150 群の測定値も 51 群に組替えたデータと共に他のディスク<sup>\*</sup> に書込む。この操作は単独の処理コードを作って行った。このディスク<sup>\*</sup> を用いて, 角度束を  $\Delta u$  で除して縦軸の値とし,  $\Delta u$  の中点のエネルギーを算出して横軸の値として作図するのはまた別の独立した図型処理プログラム TSGPLT<sup>(9)</sup> として開発した。BERMUDA-2 DN の計算時間等は Table 4.3 にまとめた。

Table 4.1 Configuration in axial direction

Name	5P	20P	40P
Vacuum (cm)	20.0 (2)*	20.0 (2)	20.0 (2)
Thickness ( <i>t</i> ) of Li <sub>2</sub> O slab (cm)	5.06 (4)	20.24 (10)	40.48 (20)

\* number of mesh intervals ( $\Delta z$ )

Table 4.2 Composition and outer radius of each region

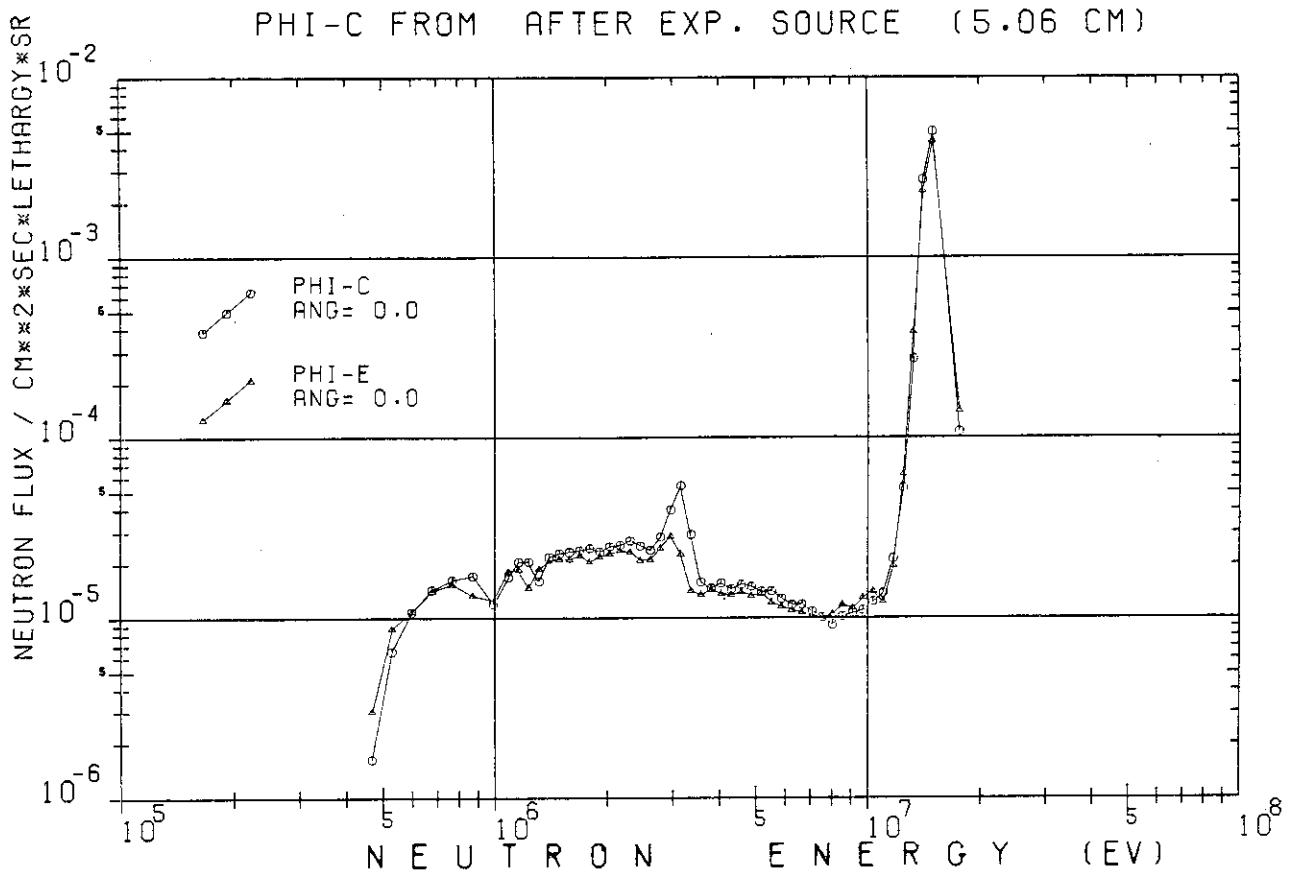
Region	Li <sub>2</sub> O block	Support
Outer radius (cm)	31.40 (25)*	42.82 (8)**
Atomic density (10 <sup>24</sup> cm <sup>-3</sup> )		
<sup>6</sup> Li	4.273-3	0.
<sup>7</sup> Li	5.342-2	0.
O	2.885-2	0.
Al	0.	1.077-2
Cr	2.992-4	0.
Mn	2.392-5	0.
Fe	1.079-3	1.145-5
Ni	1.309-4	0.

\* number of mesh intervals ( $\Delta r$ )

\*\* 8 intervals for 42.82-31.40=11.42 cm thickness

## PHI-C FROM AFTER EXP. SOURCE

(5.06 CM)

Fig. 4.1.1 Typical angle-dependent neutron leakage spectrum in  $\text{Li}_2\text{O}$  assembly

82-08-17 PAGE 2

## PHI-C FROM BEFORE EXP. SOURCE (20.24 CM)

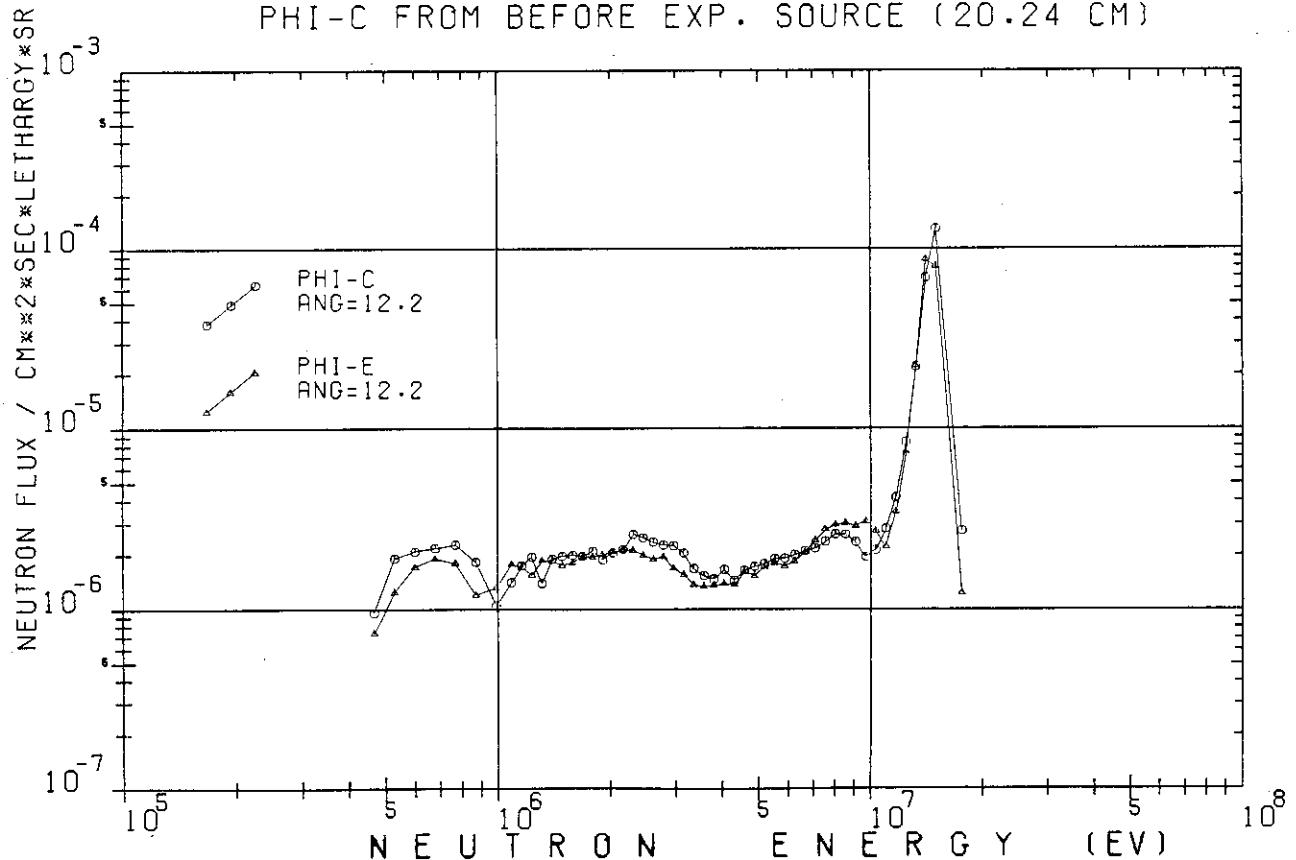
Fig. 4.1.2 Typical angle-dependent neutron leakage spectrum in  $\text{Li}_2\text{O}$  assembly

Table 4.3 CPU time and core size required

	kernel calculation	flux calculation		
Li <sub>2</sub> O thickness (cm)	—	5.06	20.24	40.48
groups	51	51	51	51
mixtures	3	3	3	3
radial mesh points	—	35	35	35
axial mesh points	—	8	14	24
angular ordinates	40	40	40	40
$\epsilon(\phi)$ (pointwise) *	—	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>
CPU (min.)	11.6	7.7	16.5	31.3
core (KB)	1616	1652	1652	1652
output MSS (track)	2652	561	561	561

\* convergence criterion

## 5. 入力カード形式

### 5.1 コントロール・カード (ジョブ制御文)

```

// JCLG JOB           (1st card)
// EXEC JCLG          (2nd card)
// SYSIN DD DATA, DLM='++' (3rd card)
// JUSER
    T. X
    W. X
    C. 5
    I. X
    OOPTP PASSWORD=xxxxxx
// EXEC LMGO, LM='J1057•BERMUDA 2'
// EXPAND DISKTO, DDN=FT01F001, DSN='Jxxxx•RESTART', MODE=,
// DCB='RECFM=VBS, LRECL=13024, BLKSIZE=13028, DSORG=PS'
// EXPAND DISKTO, DDN=FT02F001, DSN='Jxxxx•KERNEL', MODE=,
// DCB='RECFM=VBS, LRECL=13024, BLKSIZE=13028, DSORG=PS'
// EXPAND DISK, DDN=FT03F001, SPC='100, 50',
// DCB='RECFM=VBS, LRECL=19064, BLKSIZE=19068, DSORG=PS'
// EXPAND DISKTO, DDN=FT04F001, DSN='J1057•BLIBWORK'
// DCB='RECFM=VBS, LRECL=19064, BLKSIZE=19068, DSORG=PS'
(FT04はPALLAS-TSライブラリーを使用する例(§4)で、§2のBERMUDA-1DN
ライブラリーまたはBERMUDA-2DNライブラリーを用いるときはTable2.2に入れ替
えれば良い。)
// SYSIN DD *

```

データカード (§5.2) (1ケースのみ)

```

/*
++                               (last-but-one card)
//                               (last card)

§5.2の#2でKIND=-1のときはFT01のEXPAND文(2枚)は不要である。KIND =
0のときはFT01は必要でFT02が不要である。FT01のスペースはTable4.3に示したように
51群のとき561トラック、ディスクならLRECL=19064として408トラックである。FT02は
組成の種類の数が3ならば51群で2,652トラックである。MODE= のときはRECFM=VB と
してデータセットをクリエイトすれば、スペースは少なくなるかも知れないが、これに関しては

```

未検討である。

## 5.2 入力データ

### # 1 (F 6.0) 1枚

- TMAX : リスタート (群に関する接続計算) のための打切秒数。T. X カードで指定した時間より、群毎に要する CPU タイムだけ少い値を指定する。群毎に要する CPU タイムは群番号に比例して増えてくるので最初の試行のときは最適な値をきめるのは困難なため、小さめの値を入れておけば無難である。W.X や I.X も何ケースかやれば最適な値が決ってくる。IMAX, NRMAX, NZMAX, EPS (# 5) などに依存する。要するに ABEND (異常終了 abnormal end) になることを回避すればよいのである。

### # 2 (I 3) 1枚

- KIND : 計算の種類の選択

$$\text{KIND} = \begin{cases} -1 & \dots \text{カーネルのみ (FT 02 に記憶させる)} \\ 0 & \dots \text{カーネルと中性子束 (カーネルは保存しない)} \\ 1 & \dots \text{中性子束のみ (FT 02 からカーネルを読む)} \end{cases}$$

### # 3 (I 3) 1枚

- IRSTRT : リスタートのときの前回までに終了した群の番号に 1 加えたもの。最初は 1。

### # 4 (18 A 4) 1枚

- タイトル (1~72 カラムに任意の文字又は数字) 出力プリントの各ページ最上部に、ページを表わす数字と共に書かれる。(73~80 カラムにパンチした文字は消える。)

### # 5 (8 I 6, 2 E 12.5) 1枚

- IMAX : 計算を行う群の総数 ( $\text{IMAX} \leq 51$ )
- MMAX : 組成の種類の数 ( $\text{MMAX} \leq 20$ )
- KMAX : 領域の数 (領域とは ( $r, z$ ) 平面上の長方形の部分で、その中で組成,  $\Delta r, \Delta z$  が一定とする。また領域間の境目では  $r$  または  $z$  のメッシュが 2 コ取られる。)
- I1LIB : 計算する最初の群がライブラリーの第何群であるかを入力する。

$$\text{I1LIB} + \text{IMAX} \leq (\text{ライブラリーの群数} + 2)$$

- IFIS : 分裂源の入力

$$\text{IFIS} = \begin{cases} 0 & \dots \text{なし (# 20, 21 不要, # 22~27 を入力)} \\ 1 & \dots \text{あり (# 20, 21 を入力, # 22~27 不要)} \end{cases}$$

- IPS : 点線源の入力

$$\text{IPS} = \begin{cases} 0 & \dots \text{なし (このときは面線源か体積線源)} \\ 1 & \dots \text{あり (点線源は } r = 0, z = 0 \text{ に在るものとする。} \text{IPS} = 1 \text{ なら IFIS} = 0 \text{)} \end{cases}$$

- NRR : 半径方向の  $\Delta r$  一定の区分の数  $\text{NRR} \leq 10$

- NRZ : 軸方向の  $\Delta z$  一定の区分の数  $\text{NRZ} \leq 10$

- ER : 第 1 群の上限エネルギー (eV) ( $EUP_{I1LIB+1} < ER \leq EUP_{I1LIB}$ )
- EPS : 収束判定条件 (各点の角度束に関して)

# 6 (20I3) 1 枚

- (MM(MK), MK = 1, MMAX)

(各組成に含まれる核種の数 ( $1 \leq MM(MK) \leq 10$ )

(真空組成については、他の組成に含まれている 1 核種を指定し、#19で密度を 0. にすればよい。全組成での核種の数を 10 以内とする。この場合 2 つ以上の組成に共通に含まれている核種は重複して数えない。)

# 7 (10I6) 1 枚

- (INTERR(KR), KR = 1, NRR)

半径方向の NRR つの各区分の右端の格子点番号

(INTERR(NRR) + NRR  $\leq 35$ )

(z 軸 ( $r = 0$ ) から 0, 1, 2, ……と目盛った場合の数を入力する。すなわち  $r = 0$  から各区分右端までのメッシュ・インターバルの総数である。奇数でもよい。)

# 8 (10F6.3) 1 枚

- (DRR(KR), KR = 1, NRR)

半径方向各区分内の一のメッシュ巾  $\Delta r$  (cm)

# 9 (10I6) 1 枚

- (INTERZ(KZ), KZ = 1, NRZ)

軸方向の NRZ つの各区分の上端の格子点番号

(INTER(NRZ) + NRZ  $\leq 25$ )

( # 7 の説明参照)

# 10 (10F6.3) 1 枚

- (DZZ(KZ), KZ = 1, NRZ)

軸方向各区分内の一のメッシュ巾  $\Delta z$  (cm)

# 11 (5I6) KMAX 枚

組成の割当て (J1(K), J2(K), I1(K), I2(K), MR(K), K=1, KMAX)

◦ J1(K) : 第 K 領域の左端の格子点番号

◦ J2(K) : 同じく右端の格子点番号

◦ I1(K) : 同じく下端の格子点番号

◦ I2(K) : 同じく上端の格子点番号

◦ MK : 第 K 領域に割当てる組成の番号 (# 6 の MK )

J1, J2, I1, I2 等の格子点番号の定義は #7, #9 の定義とは異なり、初めの点 (例えば半径方向なら  $r = 0$  の点) を 1 とし、区分 (#7~10 で決めた区分) の境目では 2 度数えるようにする。即ち最大の数が #7, #9 の最大の数にそれぞれの区分の数を加えたものになる。

r 一方向 : NRMAX = INTERR(NRR) + NRR  $\leq 35$ z 一方向 : NZMAX = INTERZ(NRZ) + NRZ  $\leq 25$

## #12 (4I6) 1枚

- N1 | #13で最上端の境界条件を与える最初と最後の角度分点の番号 (Fig. 3.1 参照。 N
- N2 |  $1 \leq N_2$ , 一般に21と40)。

$N_1 = 0$  ならば #13 のカードは不要であり, NZMAX 平面は対称面となる。 $1 \leq N \leq 40$  の N のうち,  $N_1 \leq N \leq N_2$  の N を除いた残りの N に関しては #13 で入力せず, BCTOP (N)  $\equiv -1$  にリセットされる。入射方向の BCTOP (N) が  $-1$  なら面对称条件であり, 0 なら真空境界を意味する。

◦ JR1  $\equiv 1$

◦ JR2  $\equiv 1$

#13 (6E12.5)  $[\frac{N_2 - N_1}{6}] + 1$  枚 ( $N_1 = 0$  なら 0 枚)

◦ (BCTOP (N), N = N1, N2)

最上端における入射中性子束 (境界値) を各下向き角度分点毎に入力する。現在は #12 の説明で述べたように対称または真空境界条件のみなので ( $N_2 - N_1 + 1$ ) ワードの 0 又は  $-1$  を入力するだけであり, 群や空間依存性は与えていない。これらは §3.4 で述べたように直達線による散乱源として扱った方が精度の良い結果が得られるからである。

## #14 (4I6) 1枚

- N1 | #15で最下端 (底面) の境界条件を与える最初と最後の角度分点の番号 (一般に
- N2 |  $N_1 = 1, N_2 = 20$ )。

$N_1 = 0$  ならば #15 のカードは不要であり,  $z = 0$  の平面は対称面となる。 $N_1 \leq N \leq N_2$  の N を除いた残りの N に関しては #15 で入力せず, BCBOT (N)  $= -1$  にリセットされる。入射方向の BCBOT (N)  $= 0$  なら真空境界条件となる。

◦ JR1  $\equiv 1$

◦ JR2  $\equiv 1$

#15 (6E12.5)  $[\frac{N_2 - N_1}{6}] + 1$  枚 ( $N_1 = 0$  なら 0 枚)

◦ (BCBOT (N), N = N1, N2)

底面で真空境界条件を用いるとき, 20ワードの 0. を入力する (#13 の説明参照)。

## #16 (4I6) 1枚

- N1 | #16で円柱の側面 (最外端) での境界条件を与える最初と最後の角度分点の番号
- N2 | (一般に 1 と 40)。入射方向の BCRIT (N)  $= 0$  ならば真空境界条件となる (Fig. 3.1, Fig. 5.1 参照)。

◦ IZ1  $\equiv 1$

◦ IZ2  $\equiv 1$

#17 (6E12.5)  $[\frac{N_2 - N_1}{6}] + 1$  枚 ( $N_1 = 0$  なら 0 枚)

◦ (BCRIT (N), N = N1, N2)

右端で真空境界条件のとき Fig. 5.1 のように入力する。

## #18 (10I6) MMAAX 枚

◦ (MCODE (M, MK), M = 1, MM (MK))

核種のコードナンバー (Fig. 2.5 の CODE の欄参照。 11, 12, ……, 942)。組成 1 から順

に1枚づつ入力する。核種の順序はFig. 2.5の順に従わなくてもよい。

#19 (6 E 12.5) 組成毎に  $\lceil \frac{MM(MK) + 5}{6} \rceil$  枚

- (AN (M, MK), M = 1, MM (MK))

核種の実効密度 ( $10^{24} \text{ cm}^{-3}$ )

組成1から順に入力し、組成毎にカードを改める。核種の順序は#18と一致させる。

(#20, 21はIFIS = 0のときは不要である。)

#20 (4 I 6) 1枚

- |        |  |
|--------|--|
| ◦ IZ 1 | #21で等方の分裂源を入力する最初と最後の軸方向メッシュの番号(#11での定義による)。 |
| ◦ IZ 2 |  |
| ◦ JR 1 | 同じく最初と最後の半径方向メッシュの番号                         |
| ◦ JR 2 |  |

これらの4ワードで指定されない空間メッシュではSRZ (JR, IZ) = 0とリセットされる。

領域間境界での不連続性がゆるされる(メッシュが重複して定義されているから)。

(IZ1  $\leq$  IZ2 且つ JR1  $\leq$  JR2)

#21 (6 E 12.5)  $\lceil \frac{JR2 - JR1}{6} \rceil + 1$  枚を(IZ2 - IZ1 + 1)回

- (SRZ (JR, IZ), JR = JR1, JR2)

各メッシュ点での分裂源。IZ=IZ1から入力し、軸方向メッシュ毎にカードを改め、IZ=IZ2まで繰返し入力する(SRZとライブラリーのCHIとの積が等方体積線源となる。本コードではouter iteration (source iteration, power iteration) は行わない)。

(#22~27はIFIS = 1のときは不要である。)

#22 (4 I 6) 1枚

- |        |   |
|--------|---|
| ◦ IZ 1 | #20と同様に#23のS1 (JR, IZ) の0.でない部分のメッシュを指定する |
| ◦ IZ 2 |   |
| ◦ JR 1 | (IPS = 1ならIZ1 = IZ2 且つ JR1 = JR2)         |
| ◦ JR 2 |   |

#23 (6 E 12.5)  $\lceil \frac{JR2 - JR1}{6} \rceil + 1$  枚を(IZ2 - IZ1 + 1)回

- (S1 (JR, IZ), JR = JR1, JR2)

外部線源の空間分布(外部線源は空間、エネルギーと角度について変数分離できるものとして入力する(さもないとカード入力は困難となる。Fig. 5.1のようにS1と、#25のS2と、#27のS3の積が実際に与えようとしている数値になりさえすればよい))。

#24 (2 I 6) 1枚

- |       |  |
|-------|--|
| ◦ I 1 | #25で外部線源の「各群毎のエネルギー・スペクトルの積分値」を与える最初と最 |
| ◦ I 2 | 後の群の番号。                                |

#25 (6 E12.5)  $\left[ \frac{I_2 - I_1}{6} \right] + 1$  枚

◦ (S2(I), I=I1, I2)

外部線源のスペクトルの群毎の積分値。(S1, S3と異なり S2(I) は積分量である。単色源のときは  $I_1 = I_2 = 1$  で  $S2(1) = 1$  である。)

一般に  $\sum_{I=I1}^{I2} S2(I) = 1$  であるが, S1, S3 の値が S2 に乘じてあって,  $S1 = 1, S3 \equiv 1$  (Fig.

5.1 参照) としたときはこの限りでない。

#26 (2 I6) 1 枚

◦ N1  
◦ N2 } #27 で外部線源の角度分布を与える最初と最後の角度分点の番号

#27 (6 E12.5)  $\left[ \frac{N2 - N1}{6} \right] + 1$  枚

◦ (S3(N), N=N1, N2)

外部線源の角度分布。単位球面上で積分して 1 になるようにする。即ち  $\sum_{N=1}^{40} d\vec{Q}_N S3(N) = 1$  (但し, #23, 25 の説明参照)。

(#28～29 は IMAX+I1 LIB = 「ライブラリーの群数」 + 1 のとき以外は不要である。)

#28 (6 E12.5)  $\left[ \sum_{MK=1}^{MMAX} MM(MK) \right]$  枚

◦  $\sigma_t^{IMAX}$   
◦  $\nu \sigma_f^{IMAX}$   
◦  $\sigma_f^{IMAX}$   
◦  $\sigma_c^{IMAX}$   
◦  $\sigma_e^{IMAX}$

} この 5 ワードを 1 枚のカードにパンチし, 第 1 組成の第 1 核種 (順序は #18, 19 で決めた) から第 MMAX 組成の第 MM (MMAX) 核種まで入力する。この熱群定数は現在は他のコードで問題毎に準備する必要がある。

#29 (5 E12.5) 2 × MMAX 枚

◦  $\sigma_t^{d, IMAX}$   
◦  $\nu \sigma_f^{d, IMAX}$   
◦  $\sigma_f^{d, IMAX}$   
◦  $\sigma_c^{d, IMAX}$   
◦  $\sigma_e^{d, IMAX}$

} 1 枚目には  $d = {}^{235}U$  としてこの 5 ワードを, 2 枚目には  $d = {}^{237}N_p$  としてこの 5 ワードをパンチし, その 2 枚を一組として第 1 組成から第 MMAX 組成まで繰返して入力する (組成毎に熱中性子スペクトルが異なるので)。核分裂率の空間分布を求めるためなので第 3 ワード目の  $\sigma_f$  のみ数を与え, 他は 0. でもよい (#29 のデータは輸送方程式の係数としては用いていない)。

データ・カードの例として, Fig. 5.1 に §4 の例の場合のデータリストを掲げた。

### 5.3 出力データ

§5.2 の #2 で与える KIND が -1 のとき, 組成毎の散乱カーネル  $K_{MK}^{j \rightarrow i, n' \rightarrow n}$  (§3.3 で求めたもの) が  $40(n') \times 40(n) \times MMAX$  ワードを 1 レコードとして, 群  $i$  について  $i$  レコード (すなわち  $j = 1 \sim i$ ), FT02 の MSS に書き込まれる。そのさいプリントには群毎に要した CPU タイムが (累計値として) 出力される。

KIND ≠ 1 のときは, 中性子角度束  $\phi^i(r_j, z_i, \vec{Q}_n)$  (§3.5) が  $40(n) \times 35(J) \times 25(I)$

ワードと  $\phi_o^i(0, z_{\max}, \vec{Q}_1)$  (§ 3.4 および § 4) が 1 ワードの計 35001 ワードを 1 レコードとして IMAX レコード FT01 の MSS に書込まれる。プリントは現在次のものが output されている。

- (1) 主な入力データのリスト
- (2) 各群の反復回数 IT と § 3.6 の

$$\text{VERGF} = \max_{J, I, n} \left| \frac{\phi^{i(I T-1)}(r_J, z_I, \vec{Q}_n) - \phi^{i(I T)}(r_J, z_I, \vec{Q}_n)}{\phi^{i(I T)}(r_J, z_I, \vec{Q}_n)} \right|$$

- (3) EUP(i) と EL(i) ( $\equiv EUP(i+1)$ ) と  $\Delta E^i$
- (4) total flux  $\phi^i(r_J, z_I) = \sum_{n=1}^{40} \phi^i(r_J, z_I, \vec{Q}_n) \Delta \vec{Q}_n$

[(2)～(4)] が各群につき 3 ページづつ出力される。そのさい主要サブルーチンの出口毎に、そこまでの CPU タイムの累計 (秒単位) もプリントされる。最後に、

- (5) fission rate  $\sum_{i=1}^{IMAX} \sigma_f^{mi} \phi^i(r_J, z_I)$  ( $m = {}^{232}\text{Th}, {}^{238}\text{U}, {}^{237}\text{Np}, {}^{235}\text{U}$ ) がプリントされ

て終る。

§ 4 のように実験値と比較したデータを算出するには、本コードでの計算終了後に、FT01 のディスクに収容された角度束を元に処理計算を別の（各目的用に作られた）処理コードで行い、そのコードが更に、図形処理すべきデータを別のディスクへ書き込む。これを用いて TSGPLT コード<sup>(9)</sup>がグラフを作図するようになっている。

540.  
 1  
 1  
 FNS LI2-O SLAB TOF EXPERIMENTS BY Y.OOYAMA SYSTEM 20P 07/20/82  
 51 3 3 1 0 1 2 2 1.64872 +7 1.0 -3  
 1 7 2  
 25 33  
 1.25601.4275  
 2 12  
 10. 2.024  
 1 35 1 3 1  
 1 26 4 14 2  
 27 35 4 14 3  
 21 40 1 1  
 0. 0.  
 0. 0.  
 0. 0.  
 0. 0.  
 1 20 1 1  
 0. 0.  
 0. 0.  
 0. 0.  
 0. 0.  
 1 40 1 1  
 -1. 0. -1. -1.  
 -1. -1. -1. 0.  
 -1. -1. -1. 0.  
 0. 0. -1. -1.  
 0. 0. 0. -1.  
 -1. 0. 0. -1.  
 0. 0. -1. 0.  
 36  
 36 37 80 240 250 260 280  
 130 260  
 0.  
 4.273 -3 5.342 -2 2.885 -2 2.992 -4 2.392 -5 1.079 -3  
 1.309 -4  
 1.077 -2 1.145 -5  
 1 1 1 1  
 1.  
 1 51  
 4.87307E-03 5.71120E-02 1.88507E-02 1.822284E-03 4.41000E-04 2.17218E-04  
 1.29401E-04 1.04262E-04 1.14144E-04 1.08779E-04 9.69137E-05 7.88428E-05  
 9.37809E-05 1.04704E-04 1.18484E-04 1.21799E-04 1.39170E-04 1.61378E-04  
 1.68381E-04 1.66854E-04 1.91264E-04 1.95517E-04 1.89034E-04 1.91108E-04  
 2.10642E-04 2.30573E-04 2.43165E-04 2.45030E-04 2.19491E-04 2.23156E-04  
 2.30952E-04 2.33689E-04 2.38274E-04 2.47029E-04 2.30367E-04 2.56623E-04  
 2.33055E-04 2.33963E-04 2.30205E-04 2.34850E-04 2.30981E-04 2.10219E-04  
 2.21092E-04 2.03758E-04 3.66163E-04 2.91316E-04 2.29877E-04 1.60758E-04  
 9.48887E-05 5.01726E-05 7.19050E-05  
 1 40  
 1. 1.  
 1. 1.  
 1. 1.  
 1. 1.  
 1. 1.  
 1. 1.  
 1. 1.  
 1. 1.

Fig. 5.1 Example of input data cards

## 6. あとがき

本コードの作成は昭和56年5月に § 3.1 の  $\Delta\psi$  を求める単独のプログラムの試作とデバッグから開始され、57年6月までにコード全体のデバッグを終えた。6月末からFNSでの実験データとの比較（§ 4）が行われ、実験データの中の直達線がどのように処理されたかを調べることによって（すなわち（4.2）式の因子を  $\phi_{\infty}$  に掛けることによって）初めて C/E が 1 に近くなってきた。その後、検出器までの約 7 m 厚の空気による減衰の考慮が実験値に取り入れられてから、もう一度 6 ケース（5P, 20P, 40P の 3 種類の問題を実験前と実験後のソース・スペクトルで計算）を流し、8月中旬に C/E のグラフ 30 枚（測定方向が各ケースで 5 方向）を完成し一段落した。本稿の執筆も含めて約 1 年半を要している。まだ細い点で調べなければならない問題は多々あると思われるが、取急ぎ 3 次元中性子計算部分（XYZ 体系用の BERMUDA-3DN）の開発へ進みたい。一方、1 次元随伴中性子束計算部分（BERMUDA-1DNA）や、1 次元ガンマ線計算部分（BERMUDA-1DG）も計画されており、1DN, 2DN, 3DN, 1DG, 1DNA の 5 つのサブシステムが完成すれば、2DG, 3DG, 2DNA, 3DNA 等は比較的容易であり（例えば 2DG は 2DN と 1DG の組合せにすぎないから）BERMUDA システムの原型が完成するのも夢ではなくなってきた。BERMUDA-3DN を XYZ 体系で完成するには、（コア・メモリーの増大や、CPU タイムに關する困難も予想されるが、）約 1 年位要するものと予想される。典型的な形状について 1DN ~ 3DNA までの 9 サブシステムを完成してから（R, θ, Z）などの形状の多様化や屈曲ダクトストリーミング等の扱いも試みてゆきたい。これと並行して総合群定数作成システム PROF-GROUCH-G/B<sup>(7)</sup> も多種類の核データ収納検索システム EDFRSRS と共に整備されつつあり、すでに散乱断面積の入射エネルギーに関する詳細化も行われており、リチウムからのトリチウム生成等もレスポンスとして取り入れられつつある。

遮蔽計算用ソフトウェアとしては上記の輸送コードと群定数は最小の要件にすぎず、線源評価、放射化放射能量計算、発熱や照射損傷、スカイシャイン、感度解析・誤差評価、遮蔽最適化等、今後の課題は極めて多い。大方の暖い御理解と御支援をお願いする次第である。

## 謝 詞

FNS の実験値との比較に際しては核融合炉物理研究室の大山幸夫、前川洋両氏に大変お世話になった。船研東海支所の竹内清氏と遮蔽研究室の笹本宣雄、田中俊一両氏には遮蔽計算の経験に基いた有益な示唆を頂いた。ここに記して感謝の意を表するとともに、本稿を通読し有益なコメントを頂いた前川洋、松浦祥次郎の両氏と、図表の整理にお世話になった斎藤久美子氏に御礼を申上げる次第である。なお、計算センターの富山峯秀氏には、FACOM/M 200 使用に際しての多数の質問に明解に答えて頂いた。

## 6. あとがき

本コードの作成は昭和56年5月に § 3.1 の  $\Delta\psi$  を求める単独のプログラムの試作とデバッグから開始され、57年6月までにコード全体のデバッグを終えた。6月末からFNSでの実験データとの比較（§ 4）が行われ、実験データの中の直達線がどのように処理されたかを調べることによって（すなわち（4.2）式の因子を  $\phi_{\infty}$  に掛けることによって）初めて C/E が 1 に近くなってきた。その後、検出器までの約 7 m 厚の空気による減衰の考慮が実験値に取り入れられてから、もう一度 6 ケース（5P, 20P, 40P の 3 種類の問題を実験前と実験後のソース・スペクトルで計算）を流し、8月中旬に C/E のグラフ 30 枚（測定方向が各ケースで 5 方向）を完成し一段落した。本稿の執筆も含めて約 1 年半を要している。まだ細い点で調べなければならない問題は多々あると思われるが、取急ぎ 3 次元中性子計算部分（XYZ 体系用の BERMUDA-3DN）の開発へ進みたい。一方、1 次元随伴中性子束計算部分（BERMUDA-1DNA）や、1 次元ガンマ線計算部分（BERMUDA-1DG）も計画されており、1DN, 2DN, 3DN, 1DG, 1DNA の 5 つのサブシステムが完成すれば、2DG, 3DG, 2DNA, 3DNA 等は比較的容易であり（例えば 2D G は 2DN と 1DG の組合せにすぎないから）BERMUDA システムの原型が完成するのも夢ではなくなってきた。BERMUDA-3DN を XYZ 体系で完成するには、（コア・メモリーの増大や、CPU タイムに関する困難も予想されるが、）約 1 年位要するものと予想される。典型的な形状について 1DN ~ 3DNA までの 9 サブシステムを完成してから（R, θ, Z）などの形状の多様化や屈曲ダクトストリーミング等の扱いも試みてゆきたい。これと並行して総合群定数作成システム PROF-GROUCH-G/B<sup>(7)</sup> も多種類の核データ収納検索システム EDFRSRS と共に整備されつつあり、すでに散乱断面積の入射エネルギーに関する詳細化も行われており、リチウムからのトリチウム生成等もレスポンスとして取り入れられつつある。

遮蔽計算用ソフトウェアとしては上記の輸送コードと群定数は最小の要件にすぎず、線源評価、放射化放射能量計算、発熱や照射損傷、スカイシャイン、感度解析・誤差評価、遮蔽最適化等、今後の課題は極めて多い。大方の暖い御理解と御支援をお願いする次第である。

## 謝 辞

FNS の実験値との比較に際しては核融合炉物理研究室の大山幸夫、前川洋両氏に大変お世話になった。船研東海支所の竹内清氏と遮蔽研究室の笹本宣雄、田中俊一両氏には遮蔽計算の経験に基いた有益な示唆を頂いた。ここに記して感謝の意を表するとともに、本稿を通読し有益なコメントを頂いた前川洋、松浦祥次郎の両氏と、図表の整理にお世話になった斎藤久美子氏に御礼を申上げる次第である。なお、計算センターの富山峯秀氏には、FACOM/M 200 使用に際しての多数の質問に明解に答えて頂いた。

## 参 考 文 献

- (1) 鈴木友雄, 石黒幸雄, 松井泰 : “核融合炉物理解析用一次元中性子輸送コード PALLAS - TS”, JAERI - M 9492, (1981).
- (2) For example, Mynatt F. R., et al.: “The DOT III Two - Dimensional Discrete Ordinates Transport Code”, ORNL - TM - 4280, (1973).
- (3) 竹内清 : “中性子遮蔽解析に用いる輸送方程式の数値解法の研究”, 船舶技術研究所報告, 第9巻第6号, (1972), その他.
- (4) Takeuchi K. : “PALLAS - 2 DCY - FC, A Calculational Method and Radiation Transport Code in Two - Dimensional (R, Z) Geometry”, Papers of Ship Res. Inst. No 57, (1979).
- (5) Oyama Y., Maekawa H. : “TOF Measurement of Angle - Dependent Fast Neutron Spectra from Li<sub>2</sub>O Pseudo - Cylindrical Slab Assemblies”, to be published in JAERI report.
- (6) 長谷川明, 川瀬幸男 : 公刊予定
- (7) 長谷川明 : “PROF - GROUCH - G / B コードシステム”, 公刊予定
- (8) 筒井恒夫 : 私信
- (9) 森敏実, 長谷川明 : “TSGPLT: BERMUDA 用図型処理プログラム”, 私信

JAERI-M 82-190 正誤表

08/05/83 Wed.

行 誤 正

30 17  $\cdots + \sigma_{in}^{mi}$   $\cdots + \sigma_{in}^{mi})$

31 下14  $\sum_{n=1}^{40}$   $\sum_{n=1}^{40}$

35 1  $\cdots \rightarrow$  の射影  $\cdots \rightarrow$  の射影)

35 15  $\not\in \phi(x_{p-1}) \cap \not\in \phi(x_p) \cap$

37 下16 線源スベクトル  $\cdots$  線源スペクトルも

38 (4.2) 式 factor factor

48 下1 KIND#1 KIND#-1