JAERI-M
84-177

1次元ガンマ線輸送コードBERMUDA-1DG

1984年10月

鈴木 友雄・長谷川 明・金子 邦男*・中島 宏

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, 1984

編集兼発行　日本原子力研究所
印　　刷　いばらき印刷㈱

JAERI－M 84 － 177

1次元ガンマ線輸送コードBERMUDA－1DG

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・金子　邦男＊・中島　宏

（1984年9月5日受理）

1983年度までに中性子輸送計算部分が作成されたBERMUDAコードシステムに，ガンマ線輸送計算の機能を付加するため，まず球・無限平板体系用の1次元ガンマ線輸送コードBERMUDA－1DGを作成した。群定数ライブラリーとして，中性子120群・ガンマ線36群の2次ガンマ線生成定数とガンマ線36群の全断面積を30核種に対して用意して用いた。コンプトン散乱と電子対生成・消滅による群・角度遷移マトリックスについては原子番号とエネルギーの関数として輸送コード内で計算し，特に前者ではエネルギーと散乱角の相関をクライン・仁科の式を数値積分することにより精密に取り入れた。角度束を求めるための輸送方程式の解法には，中性子束の場合と同様に，群モデルによる直接積分法を用いている。ガンマ線のみの計算，中性子・ガンマ線接続計算のいずれも可能である。本報告書では計算法の概要とコードの使用法について述べている。

＊　日本情報サービス株式会社

BERMUDA-1DG : A One-Dimensional Photon Transport Code

Tomoo SUZUKI , Akira HASEGAWA ,
Kunio KANEKO* and Hiroshi NAKASHIMA

Department of Reactor Engineering ,
Tokai Research Establishment , JAERI

(Received September 5 , 1984)

A one-dimensional photon transport code BERMUDA-1DG has been developed for spherical and infinite slab geometries. The purpose of development is to equip the function of gamma rays calculation for the BERMUDA code system, which was developed by 1983 only for neutron transport calculation as a preliminary version. A group constants library has been prepared for 30 nuclides, and it now consists of the 36-group total cross sections and secondary gamma ray yields by the 120-group neutron flux. For the Compton scattering, group-angle transfer matrices are accurately obtained by integrating the Klein-Nishina formula taking into account the energy and scattering angle correlation. The pair production cross sections are now calculated in the code from atomic number and mid-energy of each group. To obtain angular flux distribution, the transport equation is solved in the same way as in case of neutron, using the direct integration method in a multigroup model. Both of an independent gamma ray source problem and a neutron-gamma source problem are possible to be solved. This report is written as a user's manual with a brief description of the calculational method.

Keywords : Gamma Rays, Photon Transport, Secondary Gamma Ray Yield, Compton Scattering, Klein-Nishina Formula, Pair Production, Direct Integration Method, BERMUDA-1DG, BERMUDA Code System

---

* Japan Information Service Co., Ltd.

目　　次

Contents

1. まえがき

核融合炉物理用中性子源（FNS）を用いた遮蔽実験の解析を初め，核融合炉等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の第４段階[1],[2],[5]の作業として，１次元球・無限平板体系用のガンマ線輸送コード BERMUDA－1DG を作成した。本コードの特長としては次のような点が挙げられる。

(1) コンプトン散乱による群・角度遷移マトリックスの算出にはクライン・仁科の公式を，中性子の二重微分散乱断面積の場合と同様に，直接数値積分を行うことにより求める。すなわち，ルジャンドル展開近似を用いず，エネルギーと散乱角の相関を考慮しつつ，散乱前後のエネルギー（E′とE）について二重の数値積分を行って求めている。

(2) 球の中心に点線源を置いた場合は，直達線は半径方向の成分のみであると同時にスカラー束の次元を持つ。したがって，直達線から初回散乱源FCSを求めるための群・角度遷移マトリックスは上記(1)とは別に計算して用い，求めたFCSを線源項として輸送方程式を解き，その結果得られた角度束を積分して得られるスカラー束に，最後に直達線を加えるようにした。

(3) 角度束の空間分布を求めるための輸送方程式の解法には中性子の場合[1]～[5]と同様に直接積分法と群モデルおよび，群毎の粒子（光子）バランスによる再規格化を組合わせて用いた。

(4) ガンマ線源のみを与える計算，中性子束ファイルから２次ガンマ線源を求めて行う計算，ガンマ線源と中性子束ファイルの両者を与える計算，１次元中性子束計算[1]との接続計算のいずれも可能である。

本コードの完成により，BERMUDA コードシステムにおけるガンマ線輸送計算法の基礎が作成されたので，すでに作成されている中性子の２次元，３次元計算部分（BERMUDA－2DN[2]，BERMUDA－3DN[5]）の手法と組合わせて，ガンマ線の２次元，３次元計算部分（BERMUDA－2DG，BERMUDA－3DG）も比較的容易に開発できる見通しがついた。ただし，BERMUDAコードシステムの実用化のためには，精度と計算効率の向上や適用性の一般化等，今後さらに改良の努力を積重ねる必要が山積しており，現在の状態はそのための基礎となる初版を開発している段階であることを付言しておく。

本コードの精度検証には，水の球体系で中心にガンマ線の単色点線源を置いた例題を用い，PALLAS－PL，SP－B_rコード[6]と線量率分布計算結果を比較して良い一致が得られた。実測値との比較は２次元円柱体系用BERMUDA－2DGを作成してから行う。

2. 群定数ライブラリー

2次ガンマ線生成定数はAMPX－Ⅱコードシステム[7]の中のLAPHNGASモジュールを用いて，ENDF/B－Ⅳ[8]，ENDL－78[9]等の核データファイルから作成し，ガンマ線の全断面積（σ_t）は，光電効果，電子対生成およびコンプトン散乱の3反応断面積の和として，GAMLEG－JRコード[10]により計算した。

(1) 核種とコード番号

順序	核種	コード番号	データソース（2次ガンマ線生成定数）
1	H	11	ENDF/B－Ⅳ
2	D	12	ENDF/B－Ⅳ
3	T	13	
4	^{6}Li	36	ENDF/B－Ⅳ
5	^{7}Li	37	ENDF/B－Ⅳ
6	Be	40	ENDF/B－Ⅳ
7	^{10}B	50	ENDF/B－Ⅳ
8	^{11}B	51	ENDL－78
9	C	60	ENDF/B－Ⅳ
10	N	70	ENDF/B－Ⅳ
11	O	80	ENDF/B－Ⅳ
12	Na	110	ENDF/B－Ⅳ
13	Aℓ	130	ENDF/B－Ⅳ
14	Cr	240	ENDF/B－Ⅳ
15	Mn	250	ENDF/B－Ⅳ
16	Fe	260	ENDF/B－Ⅳ
17	Ni	280	ENDF/B－Ⅳ
18	Cu	290	ENDF/B－Ⅳ
19	Zr	400	
20	Mo	420	ENDF/B－Ⅳ
21	Pb	820	ENDF/B－Ⅳ
22	^{232}Th	902	ENDL－78
23	^{233}U	923	ENDL－78
24	^{235}U	925	ENDF/B－Ⅳ
25	^{238}U	928	ENDF/B－Ⅳ
26	^{239}Pu	949	ENDF/B－Ⅳ
27	^{240}Pu	940	ENDF/B－Ⅳ
28	^{241}Pu	941	ENDL－78

順　序	核　種	コード番号	データソース（2次ガンマ線生成定数）
29	^{242}Pu	942	ENDL－78
30	Si	140	ENDL－78

(2)　群構造

2次ガンマ線生成定数に対する中性子群構造はBERMUDA－1DNライブラリー[2]と同じく120群であり，各核種に対して最高20種の反応を考慮した。ガンマ線群構造は14 MeVから10 KeVまでを次のように36群に分割して群定数ライブラリーを作成した。

群番号	上限エネルギー	下限エネルギー
1	14.0 (MeV)	12.0 (MeV)
2	12.0	10.0
3	10.0	8.00
4	8.00	7.50
5	7.50	7.00
6	7.00	6.50
7	6.50	6.00
8	6.00	5.50
9	5.50	5.00
10	5.00	4.50
11	4.50	4.00
12	4.00	3.50
13	3.50	3.00
14	3.00	2.50
15	2.50	2.00
16	2.00	1.66
17	1.66	1.50
18	1.50	1.33
19	1.33	1.00 (MeV)
20	1.00 (MeV)	800 (KeV)
21	800 (KeV)	700
22	700	600
23	600	512
24	512	510
25	510	450
26	450	400
27	400	300
28	300	200
29	200	150
30	150	100

群番号	上限エネルギー	下限エネルギー
31	100	75.0
32	75.0	60.0
33	60.0	45.0
34	45.0	30.0
35	30.0	20.0
36	20.0	10.0

(3) ファイルの構成

群定数ライブラリーは総計157のフォートラン・レコードからなる。その内容は以下のようになっている。括弧内の数字は連続して入っているワード数を表わす。

第1レコード

〔IMAXN, NMAX, EUPN(121), EMIDN(120), DELUN(120), NCODEL(30), IMAXG, MXREAC, EUPG(37), EMIDG(36), DELUG(36)〕

IMAXN　：中性子の群数（＝120）

NMAX　：核種の数（＝30）

EUPN　：中性子各群の上限エネルギー（eV）

EMIDN　：$\mathrm{EMIDN}(j_N)=\sqrt{\mathrm{EUPN}(j_N)\times \mathrm{EUPN}(j_N+1)}$

DELUN　：$\mathrm{DELUN}(j_N)=\ell n\{\mathrm{EUPN}(j_N)/\mathrm{EUPN}(j_N+1)\}$

NCODEL：核種のコード番号（本章(1)参照）

IMAXG　：ガンマ線の群数（＝36）

MXREAC：1核種に対して考慮した2次ガンマ線生成反応の種類（(n, γ), (n, p)等）の数の上限（＝20）

EUPG　：ガンマ線各群の上限エネルギー(eV)(本章(2)参照)

EMIDG　：$\mathrm{EMIDG}(i)=\{\mathrm{EUPG}(i)+\mathrm{EUPG}(i+1)\}/2$

DELUG　：$\mathrm{DELUG}(i)=\ell n\{\mathrm{EUPG}(i)/\mathrm{EUPG}(i+1)\}$

第2～121レコード(j_N＝1～IMAXN)

〔GPROD(36, 30, j_N)〕

GPROD　：中性子の第j_N群での反応による2次ガンマ線生成定数Pが，ガンマ線の各群，各核種について与えられている。

第122～157レコード(i＝1～IMAXG)

〔SSTG(30)〕

SSTG　：ガンマ線の第i群での全断面積σ_tが各核種について与えられている。(barn／atom)

3. ガンマ線輸送方程式の解法

定常状態における多群のガンマ線輸送方程式は次のように書かれる。

$$\vec{\Omega}\cdot \mathrm{grad}\ \psi^i(\vec{r},\vec{\Omega})+\Sigma_t^i(\vec{r})\ \psi^i(\vec{r},\vec{\Omega})=q^i\ (\vec{r},\vec{\Omega}) \quad \cdots\cdots (1)$$

ここで

$\vec{\Omega}$　：光子の運動方向，

$\vec{r}$　：空間点の座標，

i　：ガンマ線の群の番号，

$\psi^i(\vec{r},\vec{\Omega})$ ：$(\vec{r},\vec{\Omega})$ におけるガンマ線の角度束を第 i 群のエネルギー区間で積分したもの（photon／cm^2・sec・sr），

$\Sigma_t^i(\vec{r})$　：ガンマ線の巨視的全断面積（cm^{-1}）

$$(\Sigma_t^i(\vec{r})=\sum_m N^m(\vec{r})\ \sigma_t^{mi},\quad \sigma_t \text{ は第2章参照}),$$

$N^m(\vec{r})$　：媒質中の核種 m の実効密度（$10^{24}\ cm^{-3}$）（入力データ）

である。(1)式右辺は線源項で，次のように表わされる。

$$q^i(\vec{r},\vec{\Omega})=q_N^i(\vec{r},\vec{\Omega})+q_{PP}^i(\vec{r},\vec{\Omega})+q_C^i(\vec{r},\vec{\Omega})+S^i(\vec{r},\vec{\Omega}) \quad \cdots\cdots (2)$$

ここで

q_N　：中性子と媒質との反応で生成される2次ガンマ線源（3.1節），

q_{PP}：電子対生成と消滅により 0.511 MeV に生成される線源（3.2節），

q_C　：コンプトン散乱による線源（3.3節），

S　：外部線源（3.4節）

である。

3.1 2次ガンマ線源

第2章で与えた2次ガンマ線生成定数Pは第 j_N 群の中性子と媒質との反応（collision）毎に生成される光子の数と，その反応に関する中性子微視断面積との積の形で与えられている（反応の種類に関しては和を取ってある）。従ってその単位は，

$$\left[\frac{\text{photons}}{\text{collision}}\right]\times\left[\frac{\text{barn}}{\text{atom}}\right]$$

であり，媒質の原子の個数密度と中性子束を乗ずることにより，単位体積・単位時間毎の光子発生数となる。この線源を等方分布と仮定すれば，(2)式右辺の q_N は次のようになる。

$$q_N^i(\vec{r},\vec{\Omega})=\frac{1}{4\pi}\sum_{j_N=1}^{\mathrm{IMAXN}} \Phi^{j_N}(\vec{r})\ \sum_m N^m(\vec{r})\ P^{m,\,j_N\to i} \quad \cdots\cdots (3)$$

ここで $\Phi^{jN}(\vec{r})$ は中性子スカラー束分布でFT08のデータセット（第4章で説明）から入力して用いている。

3.2 電子対生成と消滅

光子のエネルギーが 1.022 MeV = 2 $m_e c^2$ より大きいとき，電子対生成断面積 σ_{PP} によって光子の一部が媒質原子に吸収され，電子と陽電子が生成されるが，これらは直ちに消滅して，吸収したエネルギーの一部を 0.511 MeV の光子2個として等方的に放出する。現在のライブラリーには σ_{PP} のデータが独立した形で与えられていないので，まず σ_{PP}^{mi} をコード内で以下のようにして求めた[10]。E^i＝EMIDG(i)(eV) として，

(i) $E^i \leqq 1.022$ MeV

$$\sigma_{PP}^{mi} = 0 \ ,$$

(ii) $1.022\ \mathrm{MeV} < E^i < 2\ \mathrm{MeV}$

$$\sigma_{PP}^{mi} = \frac{1}{137}(Z^m r_0)^2 \cdot \frac{2\pi}{3}\left(\frac{k-2}{k}\right)^3\left(1+\frac{1}{2}\rho+\frac{23}{40}\rho^2+\frac{11}{60}\rho^3+\frac{29}{960}\rho^4\right),$$

(iii) $E^i \geqq 2$ MeV

$$\sigma_{PP}^{mi} = \frac{1}{137}(Z^m r_0)^2\,(a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3).$$

ここで

Z^m　：核種mの原子番号，

r_0^2　：電子の古典的半径の2乗（$= 7.939827 \times 10^{-2}$ barn），

$k \ = E^i / m_e c^2$ ，

$m_e c^2$ ：電子の静止質量（$= 0.511006 \times 10^6$ eV），

$\rho \ = (2k-4)/(2+k+2\sqrt{2k})$ ，

$x \ = (2/k)^2$ ，

$$a_0 = -\frac{218}{27} + \frac{28}{9} y \ ,$$

$$a_1 = \left(\frac{\pi^2}{6} + 2\sum_{n=1}^{\infty} n^{-3} - \frac{7}{2}\right) + \left(6 - \frac{\pi^2}{3}\right) y - y^2 + \frac{2}{3} y^3 \ ,$$

$$a_2 = -\frac{1}{8} - \frac{3}{16} y \ ,$$

$$a_3 = \frac{77}{27.512} - \frac{29}{9.256} y \ ,$$

$$y = \ln(2k) \ ,$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} n^{-3} = 1.2020569$$

である。得られたσ_{pp}^{mi}により(2)式のq_{pp}は次のように与えられる。

$$q_{pp}^{i}(\vec{r},\ \vec{\Omega})=\frac{2}{4\pi}\delta_{i,24}\sum_{j=1}^{19}\Psi^{j}(\vec{r})\sum_{m}N^{m}(\vec{r})\sigma_{pp}^{mj}$$

ここで$\Psi^{j}(\vec{r})$はガンマ線スカラー束分布で，

$$\Psi^{j}(\vec{r})=\int d\vec{\Omega}'\ \phi^{j}(\vec{r},\ \vec{\Omega}')=2\pi\sum_{n=1}^{20}W_{n}\phi^{j}(\vec{r},\ \omega_{n})$$

である。ただしω_n，W_nは20分点のガウス積分の分点と重み(1)を表わしている。この$\phi^{j}(\vec{r},\ \omega_n)$を用いると，

$$q_{pp}^{j\to i,\ n'\to n}(\vec{r})=\delta_{i,24}W_{n'}\ \ \phi^{j}(\vec{r},\ \omega_{n'})\ \sum_{m}N^{m}(\vec{r})\sigma_{pp}^{mj}\ ,\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\ (4)$$

$$q_{pp}^{i}(\vec{r},\vec{\Omega}_{n})=\sum_{j=1}^{19}\sum_{n=1}^{20}q_{pp}^{j\to i,\ n'\to n}(\vec{r})\qquad(n=1\sim20)$$

のように書くことができる。

3.3　コンプトン散乱

(2)式のq_cは中性子の場合(1)の非等方散乱源の項と類似しており，次の式で与えられる。

$$q_{c}^{i}(\vec{r},\vec{\Omega})=\sum_{m}N^{m}(\vec{r})Z^{m}\sum_{j=1}^{i}\int d\vec{\Omega}'\ \frac{\psi^{j}(\vec{r},\vec{\Omega}')}{\Delta E_{j}}\times$$

$$\int_{\Delta E_j}dE'\int_{\Delta E_i}dE\ \sigma(\vec{\Omega}'\to\vec{\Omega},\ E'\to E)\ 。\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\ (5)$$

ここで$\sigma(\Omega'\to\Omega,\ E'\to E)$は偏光を考慮しない場合のクライン・仁科の式(11)～(13)で，

$$\sigma(\Omega'\to\Omega,\ E'\to E)=\frac{1}{2}r_0^2\left(\frac{E}{E'}\right)^2\left(\frac{E'}{E}+\frac{E}{E'}-1+\xi^2\right)\delta(1-\xi+\lambda'-\lambda)\left|\frac{d\lambda}{dE}\right|,\ \cdots\cdots\ (6)$$

$$\lambda=\frac{m_e c^2}{E},$$

$\xi=\cos\Theta$（散乱角の余弦，$\xi=(\vec{\Omega}'\cdot\vec{\Omega})$）

である。

(5)式で$\sum_m$，N^m，Z^m，$\sum_j$を省略し，$\psi^{j}(\vec{r},\ \omega_{n'})$に対するカーネルを$K_c$として表記すれば，

$$K_{c}^{j\to i,\ n'\to n}=\int_{\Delta\vec{\Omega}_{n'}}d\vec{\Omega}'\frac{1}{\Delta E_j}\int_{\Delta E_j}dE'\int_{\Delta E_i}dE\ \sigma(\vec{\Omega}'\to\vec{\Omega}_n,\ E'\to E)$$

$$=\int_{\Delta\vec{\Omega}_{n'}}d\vec{\Omega}'\int_{\Delta E_j}\frac{dE'}{\Delta E_j}\int_{\Delta E_i}dE\cdot\frac{1}{2}r_0^2\left(\frac{E}{E'}\right)^2\left(\frac{E'}{E}+\frac{E}{E'}-1+\xi^2\right)\times$$

$$\delta(1-\xi+\lambda'-\lambda)\frac{m_e c^2}{E^2}$$

$$=\frac{1}{2}r_0^2\, m_e c^2 \int_{\Delta\vec{\Omega}_{n'}} d\,\vec{\Omega}' \int_{\Delta E_j}\frac{dE'}{\Delta E_j}\int_{\Delta E_i} dE\,(\frac{1}{E'})^2(\frac{E'}{E}+\frac{E}{E'}-1+\xi^2)\times$$
$$\delta(1-\xi+\lambda'-\lambda).$$

文献(1)の(11)式によって

$$\int d\,\vec{\Omega}'=\int d\,\xi \int d\,\hat{\varphi}$$

と書けるから，同じく文献(1)で定義したW^*を用いて，

$$K_c^{i\to i,\ n'\to n}=\frac{1}{2}r_0^2\, m_e c^2 \int_{\Delta E_j}\frac{dE'}{\Delta E_j}\int_{\Delta E_i} dE\,(\frac{1}{E'})^2(\frac{E'}{E}+\frac{E}{E'}-1+\xi^2)$$

$$\times\int_{-1}^{1} W^*_{n'nm'}\,\delta(\xi_{m'}-\xi)\,d\,\xi_{m'} \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (7)$$

ただし，$\xi=1+\lambda'-\lambda$，

$$W^*_{n'nm'}=\int d\,\hat{\varphi}\ \text{for}\ \ \xi_{m'}=(\vec{\Omega}'\cdot\vec{\Omega}_n)\ \text{and}\ \vec{\Omega}'\in\Delta\vec{\Omega}_{n'}$$

となる。m'については$\Theta_{m'}=\frac{\pi}{80}(m'-\frac{1}{2})$，（$m'=1\sim80$）と定義が従来とは異っている。

(現在ではBERMUDA − 1DN，− 2DN，− 3DNも新しい定義の$\xi_{m'}$を用いている。)

(7)式をEとE'に関して数値積分を行う手順を以下にのべる。まず，Eの値を与えた時のE'の値の取りうる範囲は，$\xi=1+\lambda'-\lambda$，$-1\leqq\xi\leqq1$の関係から次のようになる。

$$E'_{max}=E/(1-\frac{2E}{m_e c^2}),$$

$$E'_{min}=E\ .$$

ただし，$1-\frac{2E}{m_e c^2}\leqq0$のとき，および，$E'_{max}>1.4\times10^7$のときは$E'_{max}=1.4\times10^7$とした。

$i=j$のときは，群iの下限エネルギーEUP (i+1) からE'_{max}，E'_{min}を求め，

$$[E']\equiv\Delta E_i \cup [E'_{min},\ E'_{max}]$$

をE'の積分範囲とする（$\Delta E_i\equiv$ [EUP (i+1)，EUP(i)]）。$E'_{max}<$EUP(i)のときは，$E'\in$ [E'_{max}，EUP(i)] についても積分が必要になるが，これは後にのべる。$i>j$のときは群iの上限エネルギーEUP(i)からE'_{max}，E'_{min}を求め，

$$[E']\equiv\Delta E_j \cup [E'_{min},\ E'_{max}]$$

とする。区間 [E'] は1ないし40等分に細分化されるが，等分割の数の目安は

$$N' = [40 \times [E'] / [E'_{min}, E'_{max}]]$$

で決めている。〔E′〕をN′等分した各小区間の中点のE′を散乱前の光子のエネルギーとすると，散乱後の光子のエネルギー範囲は，

$$E_{max} = E'$$

$$E_{min} = E' / \left(1 + \frac{2E'}{m_e c^2}\right)$$

で与えられる。Eの積分範囲は

$$[E] = \Delta E_i \cup [E_{min}, E_{max}]$$

等分割の数の目安は

$$N = [40 \times [E] / [E_{min}, E_{max}]]$$

とする。〔E〕をN等分した各小区間の中点のEに対して積分を実行する（N′×Nコの区分求積)。(7)式のdE′，dEはこの小区間の巾であり，E′とEから，ξも含めて被積分関数の値が求まる。一方$\Theta = \cos^{-1}\xi$を求め，

$$\frac{\pi}{80}(m'-1) < \Theta < \frac{\pi}{80} m'$$

となるm′を決めて，$W^*_{n'nm'}$のテーブル（予め用意されている。）のm′の部分を用いる。

自群へのカーネル計算で，$E'_{max} <$ EUP(i)のときは，

$$[E'] = [E'_{max}, EUP(i)],$$

$$N' = [40 \times [E'] / [E'_{min}, E'_{max}]],$$

$$[E] = [E_{min}, E_{max}],$$

$$N = 40$$

として，上記と同様の数値積分を行い，その成分を

$$K_c^{i \to i,\ n' \to n}$$

に加える。K_cが求まったら，前節(3.2節)の(4)式に相当する寄与分を含めて，

$$K^{j \to i,\ n' \to n} = K_c^{j \to i,\ n' \to n} + K_{pp}^{j \to i,\ n' \to n} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (8)$$

$$\left(K_{pp}^{j \to i,\ n' \to n} = \delta_{i,24} W_{n'} \sum_m N^m(\vec{r})\, \sigma_{pp}^{mj} \right)$$

と一括して角度束に乗じるカーネルを得る。

3.4 点線源からの直達線と初回散乱源

球体系の場合に限り，(2)式のSは球の中心に位置する点線源S_0^iとして扱うこともできるようにした。この場合，直達線による初回散乱源（FCS）を，体系全体に分布された源として用い，直達線を含まない線束の方程式として(1)式を解き，その解からスカラー束Ψを得てからこれに直達線を加えるようにした。直達線Ψ_0は解析的に，

$$\Psi_0^i(r)=\int d\vec{\Omega}\,\phi_0^i(r,\vec{\Omega})=\int d\vec{\Omega}\,\delta(\vec{\Omega}-\frac{\vec{r}}{r})\cdot\frac{S_0^i}{4\pi r^2}\exp\left[-\int_0^r\Sigma_t^i(r)dr\right]\cdots\cdots(9)$$

$$(r=|\vec{r}|,\quad r\neq 0)$$

として求めた。(9)式はr＝0で無限大になるので，便宜上

$$\Psi_0^i(0)=S_0^i$$

$$\phi_0^i(0,\vec{\Omega})=\int dr\,\delta(r)\cdot\frac{S_0^i}{4\pi}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\quad(10)$$

とおいた。FCSの計算は(10)式の$\phi_0(0,\vec{\Omega})$に対しては(8)式のKを用いるが，球の中心の体積要素は小さいので，そこでのFCSは計算結果にほとんど影響しない。(9)式の$\Psi_0(r)$に対しては(8)式のKは角度束に対するカーネルであり，また$n'=1$の場合の$\vec{\Omega'}$は$\vec{r}/r$とは一致しないので，別に$K_0^{j\to i,\,0\to n}$を用意し，これとスカラー束Ψ_0^jとの積によりFCS^iを求めるようにした。すなわち，

$$K_0^{j\to i,\,0\to n}=\sum_m N^m(r)Z^m\cdot\frac{1}{2}r_0^2m_ec^2\int_{\Delta E_j}\frac{dE'}{\Delta E_j}\int_{\Delta E_i}dE\left(\frac{1}{E'}\right)^2\left(\frac{E'}{E}+\frac{E}{E'}-1+\xi^2\right)$$

$$\times\frac{1}{2\pi W_n}W_{0n}^*(\xi)+\frac{2}{4\pi}\delta_{i,24}\sum_m N^m(r)\sigma_{pp}^{mj}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\quad(11)$$

ただし，

$$W_{0n}^*(\xi)=\begin{cases}2\pi & (\omega_{n+\frac{1}{2}}\leq\xi<\omega_{n-\frac{1}{2}})\\ 0 & (\text{otherwise})\end{cases}$$

$$\left(\omega_{n+\frac{1}{2}}=1-\sum_{\ell=1}^{n}W_\ell\right)$$

として

$$FCS^{i,n}(r)=\begin{cases}\displaystyle\sum_{j=1}^{i}K_0^{j\to i,\,0\to n}(r)\,\Psi_0^j(r) & (r\neq 0)\\ \displaystyle\sum_{j=1}^{i}\sum_{n'=1}^{20}K^{j\to i,\,n'\to n}(0)\,\phi_0^j(0,\omega_{n'}) & (r=0)\end{cases}$$

が求められる。(11) 式右辺第１項が $2\pi W_n$ で，第２項が 4π でそれぞれ割ってあるのは FCS を単位立体角当りの値で与えるためである。結局，点線源の場合は(2)式のＳは

$$S^i(\vec{r}, \vec{\Omega}_n) = FCS^{i,n}(r)$$

と置換され，(1)式の ψ は直達線を含まない成分として求められることになる。

点線源でない場合は(2)式のＳは $\vec{r}$ と $\vec{\Omega}$ に関して変数分離した形で入力することができる。

$$S^i(\vec{r}, \vec{\Omega}) = S_1(\vec{r}) \cdot S_2^i \cdot S_3(\vec{\Omega}) \quad （第４章参照）$$

ここで S_2^i のみは群ｉでのエネルギー積分値である。このようにＳを与える場合，直達線やFCSは計算されないので，$S_1(\vec{r})$ が 例えば球の中心近くに局在するような場合は点線源に置き換えた方がよい。但し(2)式の q_N の値がある程度大きければこの限りでない。

3.5　角度束の計算

前節までで(1)式右辺の q^i は自群からの散乱成分以外は求まった。これを記号ＳＤで表わすと，例えばＳが点線源の場合は，

$$SD^i(\vec{r}, \vec{\Omega}_n) = q_N^i(\vec{r}, \vec{\Omega}_n) + \sum_{j=1}^{i-1} \sum_{n'=1}^{20} K^{j\to i, n'\to n}(\vec{r})\psi^j(\vec{r}, \vec{\Omega}_{n'})$$

$$+ \sum_{j=1}^{i} K_0^{j\to i, 0\to n}(\vec{r})\Psi_0^i(\vec{r})$$

となり，(1)式は

$$\vec{\Omega}_n \cdot \mathrm{grad}\ \psi^i(\vec{r}, \vec{\Omega}_n) + \Sigma_t^i(\vec{r})\psi^i(\vec{r}, \vec{\Omega}_n)$$

$$= SD^i(\vec{r}, \vec{\Omega}_n) + \sum_{n'=1}^{20} K^{i\to i, n'\to n}(\vec{r})\psi^i(\vec{r}, \vec{\Omega}_{n'})$$

と書ける。これを反復法で解く。反復の回数を(t)で表わすと，

$$\vec{\Omega}_n \cdot \mathrm{grad}\ \psi^{i(t)}(\vec{r}, \vec{\Omega}_n) + \{\Sigma_t^i(\vec{r}) - K^{i\to i, n\to n}(\vec{r})\}\psi^{i(t)}(\vec{r}, \vec{\Omega}_n)$$

$$= SD^i(\vec{r}, \vec{\Omega}_n) + \sum_{n'\neq n} K^{i\to i, n'\to n}(\vec{r})\psi^{i(t-1)}(\vec{r}, \vec{\Omega}_{n'})$$

$$= S^{i(t)}(\vec{r}, \vec{\Omega}_n). \quad \cdots\cdots (12)$$

反復の第１回目（$t=1$）での $\psi^{i(t-1)}$ は第１群では０とし，第２群以降は ψ^{i-1}（第 $i-1$ 群の収束値で後述の規格化因子を乗じたもの）を用いる。従って(12) 式右辺の $S^{i(t)}$ は反復の各ステージで既知である。(12) 式左辺第２項の中括弧内を $\Sigma_T^i(\vec{r}, \vec{\Omega}_n)$ で表わし，ｉと(t)を省略すれば，

$$\vec{\Omega}_n \cdot \mathrm{grad}\ \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}_n) + \Sigma_T(\vec{r}, \vec{\Omega}_n)\ \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}_n) = S(\vec{r}, \vec{\Omega}_n). \quad \cdots\cdots (13)$$

(13) 式を$\vec{r}$の各格子点と各角度分点$\vec{\Omega}_n$について解きψを求めればよい。点$\vec{r}$を通って方向が$\vec{\Omega}_n$なる直線Xにそって積分する。そのさい光子の飛程を$\vec{\Omega}_n$に逆にたどった或る点x_{p-1}において，点$\vec{r}\equiv x_p$の方向への単位立体角当りの角度束$\psi(x_{p-1})$が与えられていれば，

$$\psi(x_p)=\psi(x_{p-1})\,e^{-(x_p-x_{p-1})\Sigma_T}+\int_{x_{p-1}}^{x_p}e^{-(x_p-x')\Sigma_T}S(x')dx' \quad \cdots (14)$$

によって$\psi(x_p)=\psi^{i(t)}(\vec{r},\vec{\Omega}_n)$が求まる。ただし，区間$(x_{p-1},\ x_p)$で媒質は均質で$\Sigma_T^i(\vec{r},\vec{\Omega}_n)$は$\vec{r}$に関して一定とする。1次元体系の対称性から$\psi(\vec{r},\vec{\Omega}_n)$としては$\phi(r_p,\omega_n)$を，$r_{p-\frac{1}{2}}\leqq r_p\leqq r_{p+\frac{1}{2}}$，$\omega_{n+\frac{1}{2}}\leqq\omega_n\leqq\omega_{n-\frac{1}{2}}$なる範囲の代表値として求めればよい。反復の各ステージは，(14) 式をr_pおよびω_nについて1回スウィープして解く手続きに相当する。その手順は$n=20$の方向から始めて，$n=11$の方向までを体系の最外側から$r=0$まで解き，次に$n=10$の方向から始めて，$n=1$の方向までを$r=0$から体系の最外側まで解く。$\psi(x_{p-1})$の決定法は，平板の場合は特に内挿等の問題はないが，球形の場合はx_pにおけるω_nの方向がx_{p-1}においてはω_nからのずれを生ずるので，$\theta=\cos^{-1}\omega$に関する内挿（一般にθ_nとθ_{n+1}の区間の線形内挿）が必要になる[1]。$S(x_{p-1})$についても同様である。

次に (14) 式の$S(x')$の区間$[x_{p-1},x_p]$での値を，$S(x_{p-1})$と$S(x_p)$の内挿によって決定するため，現在は一般に指数関数で内挿し，$S(x_{p-1})/S(x_p)\fallingdotseq 1$のときは直線で内挿している。しかし$S(x')$の分布が上に凸のときはこれらの内挿は誤差を含んでいるし，下に凸の場合でも，散乱源が存在する限り（すなわち純粋吸収媒質でない限り），指数関数内挿は過小評価の原因になるので，これらの内挿法に関しては今後検討と改良を加える必要がある。BERMUDAシステムでは反復の各ステージで粒子バランスに基づいた規格化[2]を行うため，規格化因子Fを通じて，上記内挿の誤差が逆の作用（線束の過小評価がFの過大評価になり規格化された線束を過大評価する）を生じ，しかも体系全体で群毎に粒子バランスを保っているため，或る種の歪みを生ずる可能性が考えられる。この点に関してはBERMUDA－2DNでベンチマークテストが現在行われている。しかしベンチマークテスト（実測値および他コードとの比較）の場合の不一致は，種々の原因からの複合的な結果が表われるため，原因毎に的をしぼったサーベイを工夫する必要がある。もちろん内挿誤差は空間メッシュを十分細かくすれば問題はないが，その場合は計算効率（時間とメモリー）が問題になる。

計算効率については，非等方性の弱くなる低エネルギー領域では等方モデルで近似するという考えがある。これに関しても，どの程度のエネルギーから近似を行うか基準の考え方を検討する必要がある。本コードのテストは，点線源を用いてPALLAS－PL，SP－Br コード[6]と比較する例題，文献(1)の例題で2次ガンマ線源を作成してガンマ線量率分布を求める例題等で，精度と計算機能を確認することにより行われた。

4. 入出力データ

4.1 ジョブ制御文の例

(1) ガンマ線源のみの場合

```
//JCLG  JOB
//   EXEC  JCLG
//SYSIN  DD  DATA, DLM='++'
//   JUSER
     T. 3  C. 1
  OPTP  PASSWORD=××××××××
//   EXEC  LMGO, LM= J1057・BERMD1DG'
//   EXPAND  DISK, DDN=FT01F001, SPC='50, 10',
//   DCB='RECFM=VBS, LRECL=19064, BLKSIZE=19068, DSORG=PS'
//FT04F001 DD DSN=J2585・BERM1DG・DATA, DISP=SHR, LABEL=(,,, IN)
//   EXPAND  DISK, DDN=FT08F001
//SYSIN  DD  *
          〔入力データ（4.2節）（1ケースのみ）〕
/*
++
//
```

(2) BERMUDA－1DNからの中性子束ファイルを用いる場合

(1)のFT08のEXPAND文で中性子束ファイルを指定する。

(3) BERMUDA－1DNとBERMUDA－1DGを連動させる場合

```
//JCLG  JOB
//   EXEC  JCLG
//SYSIN  DD  DATA, DLM='++'
//   JUSER
     T.7  W.3  C.5  I.3
  OPTP  PASSWORD=××××××××
//   EXEC  LMGO, LM='J1057・PALLTS',
//   EXPAND  DISKPSN, DDN=FT01F001, SPC='80, 10',
//   DCB='RECFM=VBS, LRECL=19064, BLKSIZE=19068, DSORG=PS'
//   EXPAND  DISK, DDN=FT02F001, SPC='300, 50',
//   DCB='RECFM =VBS, LRECL=19064,BLKSIZE=19068, DSORG=PS'
//FT04F001 DD DSN=J2585・BERMUDA1・DATA, DISP=SHR, LABEL=(,,,IN)
```

```
//SYSIN DD *
        〔BERMUDA－1DNの入力データ(1)（1ケースのみ）〕
/*
//   EXEC LMGO, LM='J1057・BERMD1DG'
//   EXPAND DISK, DDN=FT01F001, SPC='50, 10',
//   DCB='RECFM=VBS, LRECL=19064, BLKSIZE=19068, DSORG=PS'
//FT04F001 DD DSN=J2585・BERM1DG・DATA, DISP=SHR, LABEL=(,,,IN)
//   EXPAND DISKPSO, DDN=FT08F001
//SYSIN DD *
        〔入力データ（4.2節）（1ケースのみ）〕
/*
++
//
```

4.2 入力データ

＃1（F 6.0）　1行

- TMAX　：リスタートのための打切秒数。現在は1次元計算は十分速いので，前節(1), (2)の場合TMAX＝60.，(3)の場合TMAX＝1200. を入力すればよい。

＃2（I 3）　1行

- KIND　：カーネル計算法の種類の選択

  KIND≡0（カーネルは保存しない。前節(3)の中性子計算のほうも現在はKIND≡0とする。）

＃3（I 3）　1行

- IRSTRT　：リスタートするときの計算開始の群番号。

  IRSTRT≡1（現在は1次元計算は十分速いので，リスタート機能を用いることはほとんどない。）

＃4（18A 4）　1行

- タイトル

＃5（8I 6，2E 12.5）　1行

- IMAX　：ガンマ線計算の群の総数（IMAX≦36）
- IP　：体系

$$IP=\begin{cases}0\cdots\cdots\cdots\text{平板}\\2\cdots\cdots\cdots\text{球}\end{cases}$$

- MMAX　：組成の種類の数（MMAX≦20）
- KMAX　：領域の数（領域とは体系の一部分で，その中で組成と空間メッシュが一定とする。）
- I1LIB　：ガンマ線計算の最初の群がライブラリー（第2章の(2)）の第何群であるかを指定

する。（IMAX＋I1LIB$\leqq$37）

○NILIB
○NFLIB } FT08の中性子束ファイルの最初と最後の群が，中性子ライブラリーの第何群

であるかをそれぞれ指定する。4.1節の(1)の場合のように中性子からの2次ガンマ線源が存在しない計算ではNILIB＝NFLIB＝0とする。存在する計算では，1$\leqq$NILIB$\leqq$NFLIB$\leqq$120かつNFLIB－NILIB＋1＝IMAXNである（IMAXNは(3)式のもの）。

○IPS　：ガンマ線の外部線源の入力

$$IPS = \begin{cases} -1 \cdots\cdots\cdots \text{なし（2次ガンマ線源のみ）} \\ 0 \cdots\cdots\cdots \text{あり（♯14～19を入力）} \\ +1 \cdots\cdots\cdots \text{点線源（球形の場合のみ）} \end{cases}$$

○ER　：第1群の上限エネルギー（eV）

（EUPG（I1LIB＋1）＜ER$\leqq$EUPG（I1LIB））

○EPS　：収束判定条件（$\psi^{i(t)}(r_p, \omega_n)$ の収束判定）

♯6（20I3）　1行

○（MM（MK），MK＝1，MMAX）

各組成に含まれる核種の数（1$\leqq$MM（MK）$\leqq$10）

（真空組成については，ライブラリー内の任意の1核種を指定し，♯13で密度0を入力すればよい。全組成での核種の数を10以内とする制限は取り去られたのでライブラリーに含まれる30核種を任意に選べる。ただし1組成は10核種以内とする。）

♯7（10I6）〔（KMAX＋9）／10〕行

○（MR（K），K＝1，KMAX）

各領域に割当てる組成の番号（♯6のMKの値）

（領域番号は原点（r＝0）側から1，2，3……と付ける。）

♯8（10I6）〔（KMAX＋9）／10〕行

○（INTER（K），K＝1，KMAX）

原点から各領域外端までのメッシュ・インタバルの総数（偶数，かつINTER（KMAX）$\leqq$100）

♯9（10F6.3）〔（KMAX＋9）／10〕行

○（DR（K），K＝1，KMAX）

各領域内の1メッシュ巾 Δr（cm）

♯10（6E12.5）　2行

○（BCR（L），L＝11，20）

最外端における境界条件

$$BCR = \begin{cases} 0. \cdots\cdots\cdots \text{真空境界条件} \\ -1. \cdots\cdots\cdots \text{対称条件（平板の場合のみ）} \end{cases}$$

♯11（6E12.5）　〔2－IP〕行

○（BCL（L），L＝1，10）

原点側における境界条件

$$BCL=\begin{cases}0.\cdots\cdots\cdots\text{真空境界条件}\\-1.\cdots\cdots\cdots\text{対称条件（球形の場合は常に対称なので＃11は入力しない。）}\end{cases}$$

＃12（10 I 6） MMAX 行

○（MCODE（M，MK），M＝1，MM（MK））

核種のコード番号（第2章の(1)参照）を組成1から順に1行づつ入力する。核種の順序は任意である。

＃13（6E 12.5） 組成毎に〔(MM(MK)＋5)／6〕行

○（AN（M，MK），M＝1，MM（MK））

核種の実効密度（10^{24} cm^{-3}）

組成1から順に入力し，組成毎に行を改める。核種の順序は＃12と一致させる。

（＃14～19はIPS＝－1のときは不要である。）

＃14（2I 6） 1行

○N 1
○N 2
＃15で外部線源の空間分布を入力する最初と最後のメッシュ点の番号。＃5でIPS＝1のときはN 1＝N 2＝1，IPS＝0のときは1≦N 1≦N 2とする（N 1＝N 2は板状または球殻線源）。メッシュ点の番号付けは原点を1とし，領域間境界では2度数えるようにし，最外端でNMAXとする（NMAX＝INTER（KMAX）＋KMAX≦120）。

＃15（6E 12.5） 〔(N2－N1)／6〕＋1行

○（S 1(N)，N＝N 1，N 2）

外部線源の空間分布を入力する。外部線源は3.4節の末尾で述べたように，空間と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。

＃16（2I 6） 1行

○I 1
○I 2
＃17でS 2(I)を与える最初と最後の群番号（1≦I 1≦I 2≦IMAX）。単色線源のときはI 1＝I 2＝1とする。（＃15，17，19共入力しない部分は0クリアーされている。）

＃17（6E 12.5） 〔(I 2－I 1)／6〕＋1行

○（S 2(I)，I＝I 1，I 2）

外部線源のエネルギースペクトルの群毎の積分値。一般に $\sum_{I=I1}^{I2} S\,2(I)=1$ とする。

＃18（2I 6） 1行

○L 1
○L 2
＃19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（1≦L 1≦L 2≦20）。ω_n のnに相当するがここではLで記した（＃10，11のLも同様）。

＃19（6E 12.5） 〔(L 2－L 1)／6〕＋1行

○（S 3(L)，L＝L 1，L 2）

外部線源の角度分布。原則として単位球面上で積分して1になるようにする。すなわち，

$$2\pi\sum_{L=L1}^{L2} W_L\,S3(L)=1$$

＃20（20A4） 1行

○出力プリントの最後に編集される反応率空間分布のタイトル，単位等の記述（＃21の係数により算出されるもの）。

＃21（8E8.2） 〔（IMAX＋7）／8〕行

○（DCONV(I)，I＝1，IMAX）

群毎の線量率変換係数，吸収係数等のいわゆるレスポンス

入力データの参考例をFig。1，Fig．2に示す。＃20，21で線量当量のデータが入力されているのは，これらの体系には矛盾しているが，形式の参考として入れておいた。エネルギー変換係数等は，将来ライブラリーから供給されるようにすべきものである。

4.3 出力データ

ガンマ線角度束とスカラー束，さらに点線源の場合は直達線が，群毎に1フォートランレコードとして，FT01のデータセットに書き込まれる。各レコードの内容は，

〔PHI（120，20），TPHI（120）（，PHI0（120））〕

PHI ：角度束 $\psi^{i}(r_N, \omega_L)$

TPHI：スカラー束 $\Psi^{i}(r_N)+\Psi_0^{i}(r_N)$

PHI0：直達線 $\Psi_0^{i}(r_N)$ （IPS＝＋1の時のみ）

となっている。括弧内の20は角度分点，120は空間メッシュ点を表わす。NMAX＜120の場合は，NMAX＋1≦N≦120の部分は0が入っており，IPS＝＋1の場合，2640ワードが1レコードに含まれている。

プリントは現在次のものが出力されている。

(1) 主な入力データのリスト

(2) 群毎の主要計算項目毎に，そのサブルーチンの出口で，そこまでの累加CPUタイム（秒）がプリントされる。

(3) 各群の収束時の光子バランス，収束までの反復回数と residnal（VERGF）[2]

(4) 各群の上限，下限エネルギーと ΔE^{i}(eV)

(5) スカラー束 $\Psi^{i}(r_N)$（IPS＝＋1の時は $\Psi_0^{i}(r_N)$ が加えてある。）

〔(2)〜(5)〕が群毎に1ページにプリントされ，最後に

(6) 反応率の空間分布 $\sum_{i=1}^{IMAX} \mathrm{DCONV}(i)\times\Psi^{i}(r_N)$

がプリントされる。

反応率の計算やプロットは，FT01のデータセットから別の処理コードで（中性子計算の場合と同様に）行うほうが効率的であるので，処理コードの整備も行う予定である。

```
 25.
 0
 1
    ONE DIMENSIONAL GAMMA-RAY TRANSPORT PROGRAM : BERMUDA-1DG
   36     2     4     4     1     3   120    -1 1.4      +7 1.0       -3
 4  6  5  4
    1     2     3     4
   20    44    66    82
0.5  1.0058.96136.91938
0.           0.           0.           0.           0.           0.
0.           0.           0.           0.
  240   260   280   250
   36    37   240   260   280   250
   60   240   260   280   250
  240   260   280   250
1.751      -3 6.349      -3 7.303      -4 8.185      -5
2.507      -3 3.128      -2 3.086      -3 1.075      -2 1.374      -3 2.023      -4
6.930      -2 1.751      -3 6.349      -3 7.303      -4 8.185      -5
1.161      -3 4.159      -3 4.821      -4 5.632      -5
    DOSE EQUIVALENT RATE (MREM/HR)
1.18 -2 1.03 -2 8.77 -3 7.845-3 7.477-3 7.11 -3 6.74 -3 6.37 -3
6.01 -3 5.60 -3 5.23 -3 4.83 -3 4.41 -3 3.963-3 3.47 -3 3.022-3
2.726-3 2.528-3 2.199-3 1.83 -3 1.60 -3 1.44 -3 1.281-3 1.192-3
1.134-3 1.033-3 8.78 -4 6.31 -4 4.40 -4 3.31 -4 2.726-4 2.62 -4
2.86 -4 4.725-4 1.427-3 3.116-3
```

Fig. 1 Example of input data (IPS=-1)

```
 55.
 0
 1
    WATER 10MEV , POINT ISOTROPIC , 07/23/84 MON.
   33     2     1     6     2     0     0     1 1.0002    +7 1.0       -3
 2
    1     1     1     1     1     1
    4    14    22    36    56   114
2.71533.37845.63069.652911.26127.182
0.           0.           0.           0.           0.           0.
0.           0.           0.           0.
   11    80
6.691      -2 3.346      -2
    1     1
1.
    1     1
1.
    1    20
7.957747 -2 7.957747 -2 7.957747 -2 7.957747 -2 7.957747 -2 7.957747 -2
7.957747 -2 7.957747 -2 7.957747 -2 7.957747 -2 7.957747 -2 7.957747 -2
7.957747 -2 7.957747 -2 7.957747 -2 7.957747 -2 7.957747 -2 7.957747 -2
7.957747 -2 7.957747 -2
    DOSE EQUIVALENT RATE (MREM/HR)
1.03 -2 8.77 -3 7.845-3 7.477-3 7.11 -3 6.74 -3 6.37 -3 6.01 -3
5.60 -3 5.23 -3 4.83 -3 4.41 -3 3.963-3 3.47 -3 3.022-3 2.726-3
2.528-3 2.199-3 1.83 -3 1.60 -3 1.44 -3 1.281-3 1.192-3 1.134-3
1.033-3 8.78 -4 6.31 -4 4.40 -4 3.31 -4 2.726-4 2.62 -4 2.86 -4
4.725-4
```

Fig. 2 Example of input data (IPS=+1)

5. あ と が き

BERMUDA－1DGの今後の改良としては，制動輻射線の効果の考慮，群定数ライブラリーの改良（発熱定数の整備，その他）等が必要であるが，初版としては一応完成した。次の目標としてはBERMUDA－2DGの開発に着手したい。1次元随伴中性子束計算コードBERMUDA－1DNAも現在プログラミングが進められている。従って文献(3)の最後に記したBERMUDAコードシステムの初版の開発状況は，1984年9月現在，

	1D	2D	3D
N	○	○	○
G	○	□	△
NA	⬡	△	△

○印：初版完成または改良中
⬡印：作成中
□印：次期目標
△印：未開発

となった。2次元，3次元コードの効率向上については，近い将来FACOM／M380にベクトル演算機能が導入される予定であり，それのみでもかなりのスピードアップが期待できる。3次元コードのメモリーの問題はM380では相当困難で，計算機の進歩が望まれるところであり，現時点では連続エネルギーモデルによるPALLAS－XYZ[14]やモンテカルロ法によるコードMORSE－DD[15]，MCNP[16]等のほうが現実的であろう。いづれにしても，BERMUDAシステムは初版完成後も改良や形状の多様化等の第2段階の作業が山積しており，根気よく努力を続ける必要がある。

謝 辞

本コードの作成のさいお世話になった竹内清氏，龍福廣氏，田中俊一氏に感謝します。

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1次元中性子輸送コードPALLAS－TS，” JAERI－M 9492（1981）。
(2) 鈴木友雄，長谷川明，森敏実，伊勢武治：“2次元中性子輸送コードBERMUDA－2DN，” JAERI－M 82－190（1982）。
(3) Suzuki T., Hasegawa A., Mori T., Ise T. : "BERMUDA-2DN: A Two-Dimensional Neutron Transport Code," Proc. Sixth Int. Conf. on Radiation Shielding, Vol.1, 3b-2 (1983).

5. あ と が き

BERMUDA－1DGの今後の改良としては，制動輻射線の効果の考慮，群定数ライブラリーの改良（発熱定数の整備，その他）等が必要であるが，初版としては一応完成した。次の目標としてはBERMUDA－2DGの開発に着手したい。1次元随伴中性子束計算コードBERMUDA－1DNAも現在プログラミングが進められている。従って文献(3)の最後に記したBERMUDAコードシステムの初版の開発状況は，1984年9月現在，

	1D	2D	3D
N	○	○	○
G	○	□	△
NA	⬡	△	△

○印：初版完成または改良中
⬡印：作成中
□印：次期目標
△印：未開発

となった。2次元，3次元コードの効率向上については，近い将来FACOM／M380にベクトル演算機能が導入される予定であり，それのみでもかなりのスピードアップが期待できる。3次元コードのメモリーの問題はM380では相当困難で，計算機の進歩が望まれるところであり，現時点では連続エネルギーモデルによるPALLAS－XYZ(14)やモンテカルロ法によるコードMORSE－DD(15)，MCNP(16)等のほうが現実的であろう。いづれにしても，BERMUDAシステムは初版完成後も改良や形状の多様化等の第2段階の作業が山積しており，根気よく努力を続ける必要がある。

謝 辞

本コードの作成のさいお世話になった竹内清氏，龍福廣氏，田中俊一氏に感謝します。

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1次元中性子輸送コードPALLAS－TS,”JAERI－M 9492（1981）。
(2) 鈴木友雄，長谷川明，森敏実，伊勢武治：“2次元中性子輸送コードBERMUDA－2DN，”JAERI－M 82－190（1982）。
(3) Suzuki T., Hasegawa A., Mori T., Ise T. : "BERMUDA-2DN: A Two-Dimensional Neutron Transport Code," Proc. Sixth Int. Conf. on Radiation Shielding, Vol.1, 3b-2 (1983).

5. あ と が き

BERMUDA－1DGの今後の改良としては，制動輻射線の効果の考慮，群定数ライブラリーの改良（発熱定数の整備，その他）等が必要であるが，初版としては一応完成した。次の目標としてはBERMUDA－2DGの開発に着手したい。1次元随伴中性子束計算コードBERMUDA－1DNAも現在プログラミングが進められている。従って文献(3)の最後に記したBERMUDAコードシステムの初版の開発状況は，1984年9月現在，

	1D	2D	3D
N	○	○	○
G	○	□	△
NA	⬡	△	△

○印：初版完成または改良中
⬡印：作成中
□印：次期目標
△印：未開発

となった。2次元，3次元コードの効率向上については，近い将来FACOM／M380にベクトル演算機能が導入される予定であり，それのみでもかなりのスピードアップが期待できる。3次元コードのメモリーの問題はM380では相当困難で，計算機の進歩が望まれるところであり，現時点では連続エネルギーモデルによるPALLAS－XYZ[14]やモンテカルロ法によるコードMORSE－DD[15]，MCNP[16]等のほうが現実的であろう。いづれにしても，BERMUDAシステムは初版完成後も改良や形状の多様化等の第2段階の作業が山積しており，根気よく努力を続ける必要がある。

謝 辞

本コードの作成のさいお世話になった竹内清氏，龍福廣氏，田中俊一氏に感謝します。

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1次元中性子輸送コードPALLAS－TS,” JAERI－M 9492（1981）。

(2) 鈴木友雄，長谷川明，森敏実，伊勢武治：“2次元中性子輸送コードBERMUDA－2DN,” JAERI－M 82－190（1982）.

(3) Suzuki T., Hasegawa A., Mori T., Ise T. : "BERMUDA-2DN: A Two-Dimensional Neutron Transport Code," Proc. Sixth Int. Conf. on Radiation Shielding, Vol.1, 3b-2 (1983).

(4) Maekawa H., Oyama Y., Suzuki T., Ikeda Y., Nakamura T. : "Measurements of Angular Flux on Surface of Li_2O Slab Assemblies and Their Analysis by a Direct Integration Transport Code BERMUDA," ANS Fifth Topical Meeting on the Technology of Fusion Energy (1983).

(5) 森敏実，長谷川明，鈴木友雄：“３次元中性子輸送コードBERMUDA－3DN，”所内資料 (1984)。

(6) Takeuchi K., Tanaka S. : "PALLAS-PL, SP-Br: A Code for Direct Integration of Transport Equation in One-Dimensional Plane and Spherical Geometries," JAERI-M 9695 (1981).

(7) Green N.M., Lucius J.L., Ford W.E.-III, et al. : "AMPX, A Modular Code System for Generating Coupled Multigroup Neutron-Gamma Libraries from ENDF/B," ORNL-TM-3706 (1976).

(8) "ENDF/B Summary Document," BNL-17541 (ENDF-201), 2nd Edition, Compiled by D. Garber (1975).

(9) "ENDL-78: the Livermore (LLL) Evaluated Nuclear Data Library," UCRL-5400, vol.15 (1978).

(10) Miyasaka S., Minami K. : "GAMLEG-JR: A Production Code of Multigroup Cross Sections and Energy Absorption Coefficients for Gamma Rays," JAERI-M 6936 (1977).

(11) Flügge S., ed. : "Handbuch der Physik, vol.38/2, Neutrons and Related Gamma Ray Problems," page 660, "Penetration and Diffusion of X Rays," by U. Fano, L.V. Spencer and M.J. Berger (page 668), Springer-Verlag (1959).

(12) Goldstein H. : "Fundamental Aspects of Reactor Shielding," Chapter 5, Addison Wesley Pub. Co., Inc. (1959).

(13) Heitler W. : "The Quantum Theory of Radiation," 3rd edition, Chapter V, §22.4, Oxford Univ. Press (1954).

(14) Sasamoto N. : "A Study on Direct Integration Method for Solving Neutron Transport Equation in Three-Dimensional Geometry," JAERI-M 82-167 (1982).

(15) Nakagawa M., Mori T. : "MORSE-DD, A Monte Carlo Code Using Multigroup Double Differential Form Cross Sections," JAERI-M 84-126 (1984).

(16) Los Alamos Monte Carlo Group : "MCNP -- A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport," LA-7396-M (Revised 1981).