

講座：中性子工学Ⅲ

4. 輸送計算コードと断面積ライブラリー

森 貴 正

(日本原子力研究所)

小 迫 和 明

(住友原子力工業株式会社)

(1995年10月6日受理)

Transport Calculation Codes and Cross Section Libraries

MORI Takamasa and KOSAKO Kazuaki*

*Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute,
Ibaraki 319-11, Japan***Sumitomo Atomic Energy Industries, Tokyo 130, Japan*

(Received 6 October 1995)

Abstract

In fusion neutronics, one needs to perform transport calculations to predict neutron and photon fluxes and a number of important nuclear responses. To treat the special features of fusion neutronics, the calculation methods developed for the fission reactors have been modified, and the prediction accuracy has been much improved. In this chapter, the transport codes and their solution methods widely used in Japan are presented together with cross section libraries for those codes.

Keywords:

transport equation, neutron, photon, numerical simulation, computer code, cross section library,

4.1 はじめに

核融合炉中性子工学では核発熱，トリチウム増殖比，放射線遮蔽性能などの予測評価が重要である。そのためには中性子束分布や中性子に起因する光子束分布を知る必要がある。中性子や光子の輸送現象は次のボルツマン輸送方程式で記述される。

$$\begin{aligned} \Omega \cdot \nabla \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega) \\ = \int d\Omega' \int dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \\ \Phi(\mathbf{r}, E', \Omega') + S(\mathbf{r}, E, \Omega) \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 Φ ：角度依存粒子束， Σ_t ：全断面積， Σ_s ：散乱断面積， S ：外部線源， \mathbf{r} ：空間座標， E ：エネルギー， Ω ：方向である ((1)式では核分裂

項は無視している). (1)式に現れる断面積は評価済み核データあるいは第4.3節の断面積ライブラリーの与える核種ごとの断面積(微視的断面積)から組成を考慮して計算される物質ごとの断面積(巨視的断面積)である. 光子に対しては線源項に中性子反応の結果生ずる光子を加えた式を考えれば良いが, 通常は中性子-光子結合問題として同時に解かれる.

輸送方程式を解析的に解くことは一般的にはできないので, 各種の近似に基づく数値計算が必要となる. 輸送計算法や核データとその使用法に関しては核分裂炉の開発で得られた多大な蓄積がある[1,2,3]. しかし, 本講座第1章で指摘されているように非弾性散乱を含めた強い散乱の非等方と極度に異方性の強い中性子場を取り扱わねばならないことから, 当初からその改良の必要性が指摘され[4], 各種のモデルブランケット実験やベンチマーク実験の解析をとおして高度化が進められ飛躍的な予測精度の向上が得られている[5-9]. また, 最近では計算機環境の向上に伴って, 複雑な幾何形状を正確に表現でき, かつ評価済み核データをほぼそのまま使用することによって近似の少ない解を得ることのできる連続エネルギーモンテカルロコードも広く使用されるようになってきた. 特に, ベクトル化, 並列化による高速化によって, モンテカルロコードの適用範囲はさらに拡

大するものと期待されている.

本章では, 現在国内で使用されている輸送計算コードと手法の特徴, 並びにそれらのコードで使用される断面積ライブラリーについて紹介する. なお, 手法の詳細については参考文献を参照していただきたい.

4.2 輸送計算コードとその計算手法

国内で使用されている代表的な輸送計算コードとそこで用いられている計算手法を Table 4.1 に示す. エネルギーの取り扱い法によって, 多群法と連続エネルギー法に大別される. 多群法は散乱の非等方性の取り扱い方でルジャンドル展開型と二重微分型に分類され, また数値解法としても Discrete S_N 法などの決定論的手法や統計的手法であるモンテカルロ法などが用いられている. ここで, 多群法で散乱の非等方性をルジャンドル展開で表現している ANISN[10], DOT[11], MORSE[12] は核分裂炉のために開発されたコードであるが, 現在でも設計等に広く使用されている. 一方, 二重微分型断面積 (DDX) を使用するコード群 (NITRAN[5,6], *-DD シリーズ[7], BERMUDA[8]) は, 新たに核融合炉中性子工学のために開発されたものである. 以下に, これらのコードで使用されている代表的な計算手法の概要を説明する.

Table 4.1 Transport codes and their calculation methods used for fusion neutronics.

Transport code (*)	Calculation (approximation) method			
	Energy	Flight direction	Scatteringanisotropy	Solution method
ANISN (1D) DOT (2D)	multigroup	discrete S_N	Legendre expansion	finite difference
ANISN-DD, NITRAN (1D) DOT-DD (2D)			DDX	
BERMUDA (1D,2D,3D)				direct integration
MORSE (3D)				
MORSE-DD, GMVP (3D)	continuous energy	continuous	Legendre expansion	Monte Carlo
			DDX	
MCNP, MVP (3D)			nuclear data + kinematics etc.	

* 1D, 2D and 3D mean one-, two- and three-dimensional codes, respectively.

4.2.1 多群法 (multigroup method)

決定論的手法に基づく大部分の輸送計算コードで用いられている近似法で、粒子のエネルギーをいくつかの群 (group) に分けて、一つの群に属する粒子に対しては断面積は一定であるとして取り扱う。すなわち、(1)式の代わりに次式を考える。

$$\begin{aligned} \Omega \cdot \nabla \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega) + \Sigma_{t,g}(\mathbf{r}) \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega) \\ = \sum_{g'} \int d\Omega' \Sigma_s(\mathbf{r}, g' \rightarrow g, \Omega' \rightarrow \Omega) \\ \Phi_{g'}(\mathbf{r}, \Omega') + S_g(\mathbf{r}, \Omega) \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 Φ_g および S_g はそれぞれ粒子束、外部線源をエネルギー群内で積分したものである。

各群の断面積 (多群断面積と呼ぶ) は、(2)式によって得られる吸収や散乱などの反応率や粒子束分布ができるだけ正しい結果を与えるように定めなければならない。(1)式の解がわかっているならば、それを重み関数として平均をとればよいが現実的ではない。また、その結果は多群断面積が (\mathbf{r}, Ω) の関数となってしまう(2)式の型に整理することができない。そこで、汎用的に使用する多群断面積は漸近的エネルギースペクトル ($1/E$ + 熱領域のマックスウェル分布) を重みとして得られる無限希釈断面積 (infinite dilution cross section) と、断面積の共鳴構造によって生じるエネルギースペクトルの漸近的スペクトルからのずれを考慮するための共鳴自己遮蔽因子 (resonance self-shielding factor) を用いて表現される場合が多い。

4.2.2 多群二重微分型断面積

多群法における散乱断面積 $\Sigma_s(g' \rightarrow g, \mu)$ (ここで $\mu = \Omega \cdot \Omega'$ (散乱角余弦)) は g' 群から g 群への散乱の角度分布を表している。これは散乱後のエネルギーと散乱角に対する二重微分断面積であり、核データの与える散乱の角度分布 (一重微分) と比較すると一般に非等方性が強くなる。それは中性子の弾性散乱を考えてみると明らかのように、散乱角と散乱後のエネルギーはカイネマティクス (エネルギーおよび運動量の保存則) によって一対一対応をしており、エネルギー群幅が小さくなれば特定の散乱角にしか中性子は現れなく

なることによっている。

従来の多群法ではこの角度依存性を低次のルジャンドル展開で表現していた (ルジャンドル展開型)。この方法では負の散乱確率が現れることも多く、直感的に核融合中性子工学で重要となる散乱の強い非等方性や散乱後のエネルギーと散乱角の相関を正確に表現できないと思われる。実際、体系の境界付近に負の角度依存中性子束が現れる場合もある。しかし、トリチウム生成率などの積分的な物理量に関しては、数パーセント程度以内の予測精度があるので [7, 13]、設計等では現在でも使用されている。

一方、多群法の枠内で散乱を精度良く取り扱う方法として、 $\Sigma_s(g' \rightarrow g, \mu)$ を直接散乱角余弦 μ に対するテーブルで表現する方法がある。この形式の断面積を多群二重微分型断面積と呼んでいる。いくつかの多群二重微分型断面積を使用する輸送コードが開発されており、それぞれの解法に応じて角度ピンの取り方やテーブル化の方法等に工夫がなされている。この形式の断面積はモンテカルロ法では特に困難は生じないが、Discrete S_N 法では散乱源の計算量が膨大となることからベクトル化等による計算の高速化が必要となる [7, 8]。

4.2.3 ディスクリート S_N 法 (Discrete S_N method)

この方法では、輸送方程式はいくつかの離散的な方向 (角度分点) Ω_m について解かれる。それぞれの方向にはセグメントあるいは方向を表す単位球上での面積に対応した重み W_m が割り当てられ、角度空間における積分は次のように近似される。

$$\begin{aligned} \int_{4\pi} d\Omega f(\Omega) \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega) \\ = \sum_m W_m f(\Omega_m) \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega_m) \end{aligned} \quad (3)$$

散乱源項 $Q_g(\Omega_m)$ は、ルジャンドル展開型多群断面積を用いる場合は球面調和関数展開で表現し、角度依存粒子束の展開係数と断面積の展開係数の積から計算する。一方、二重微分型断面積の場合は角度依存粒子束から次式によって直接求める。

$$Q_g(\Omega_m) = \sum_{g'} \sum_{m'} W_{m'} \Phi_{g'}(\Omega_{m'}) \frac{1}{\Delta\Omega_m \Delta\Omega_{m'}} \int_{\Delta\Omega_m} d\Omega \int_{\Delta\Omega_{m'}} d\Omega' \Sigma_s(g' \rightarrow g, \Omega \cdot \Omega') \quad (4)$$

上式の計算はルジャンドル展開型の場合と比較して、多くの計算時間を必要とする。また、最後の因子の計算法には各輸送コード毎に工夫がみられる。

この手法に基づく輸送コードでは空間座標を差分法で取り扱うコードが多いが、原研で開発された BERMUDA シリーズのコードでは(1)式と等価な積分方程式[1]に基づいた直接積分法が採用されている[8]。

Discrete S_N 法の問題点として、散乱が少なく線源からの直達成分が支配的な多次元体系では線源から見て角度分点の取られている方向の空間分点の粒子束が異常に過大評価されるレイエフェクト (ray effect) [3] が古くから知られている。そこで、通常は線源粒子が最初に衝突した点から現れる分布 (first collision source) を線源として解く場合が多い。

4.2.4 モンテカルロ法 (Monte Carlo method)

モンテカルロ法は擬似乱数を用いて、断面積によって定まる確率分布にしたがって多数の粒子の媒質中での輸送現象をシミュレートし、その結果から必要な物理量を求める統計的手法である。この方法では幾何形状モデルを二次および四次曲面の組み合わせで表現するので、複雑な体系もそのまま取り扱うことができる。また、決定論的手法で必要となる空間変数と角度変数に対する離散化の近似が必要ないので、近似の少ない解を得ることができる。

連続エネルギー法では、エネルギーも離散化することなく連続的に取り扱い、評価済み核データをほぼそのまま (次節で述べる前処理は行われる) 用いてシミュレーションを行う。断面積はシミュレーションの途中でそれぞれの粒子エネルギーに対して線形内挿して使用する。この方法の衝突解析では、まず、媒質の組成と構成核種の微視的断面積を用いて衝突を起こす核種を決める。次

に、その核種の反応毎の断面積から反応の種類を決定する。この時、評価済み核データの与える反応はすべて考慮する。そして散乱反応が選ばれた場合は角度分布から散乱角を決め、弾性散乱等のカイネマティクスが利用できる反応に対しては散乱角から散乱後のエネルギーを決める。カイネマティクスを利用できない反応の場合は核データの与えるエネルギー分布からサンプリングする。後者のタイプの散乱反応ではエネルギー角度分布が直接与えられ、この分布からサンプリングする場合もある。このように、連続エネルギー法では粒子と媒質の相互作用を微視的に取り扱うことができるので、多群法における近似が入らず、さらに精度の高い解を得ることが可能である。

モンテカルロ法による輸送計算では、シミュレーションの結果から粒子束等の物理量を求めるための評価法 (estimator) と、それらの物理量を効率的に計算するための分散低減法 (variance reduction technique) が重要であり、多くの手法が開発されている[16]。最も良く整備された汎用連続エネルギーモンテカルロコードとしては、米国ロスアラモス国立研究所で開発された MCNP コード[14]が知られている。最新バージョンでは、中性子、光子ばかりでなく電子の輸送計算も可能となっている。しかし統計的手法であることから、統計精度の高い解を得るのに多大な計算時間を要する場合も多い。また、分散低減法の効果的な使用はユーザの経験に負うところが大きいのが現状である。

一方、ベクトル化や並列化による高速計算によって統計精度を向上させることも可能である。原研でベクトルスーパーコンピュータを対象として開発された汎用中性子・光子輸送コード MVP (連続エネルギー法) と GMVP (多群法) [15]では、従来コードの十倍以上の計算速度が実現されている。これらのコードは数種類の並列計算機上でも実行が可能となっている[17]。

4.3 断面積ライブラリーおよび処理コード

前節で述べられた輸送計算コードは、ボルツマン輸送方程式を解くために断面積に関する情報を

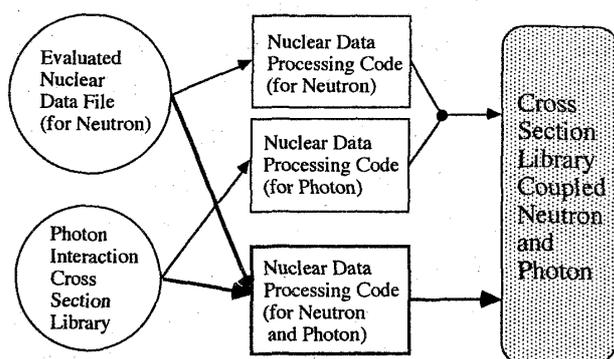


Fig. 4.1 Production procedure of a cross section library.

必要とする。この断面積情報には全断面積、核分裂断面積および散乱断面積が含まれる（吸収断面積の必要性は輸送計算コードに依存する）。これらの断面積情報は、本講座第3章で述べられた JENDL-3.2 などの評価済核データファイルに全て格納されている。しかし、輸送コードが核データファイルを直接使用する方法は、汎用のコードでは通常採られていない。核データファイルでは断面積データの表現形式として複数の形式が可能であり、実際の使用には内挿や積分などの数値処理が必要不可欠である。輸送計算の度にこのような処理を行うのは計算効率上不合理であるため、輸送コードに適した形式を有する断面積ライブラリーを核データファイルから核データ処理コードにより予め作成しておく方法が採られる。1つ以

上の核種の断面積情報を固有の書式でまとめたものを断面積ライブラリーと呼ぶ。

核データ処理コードは、核データファイルをその内部表現にしたがってデータ処理を行い、輸送コードに適した形式に断面積データを変換する。断面積ライブラリー作成の概念図を Fig.4.1 に示す。核融合分野で輸送計算の対象となる粒子は中性子と光子である。輸送計算用断面積ライブラリーの作成ができる主要な処理コードは、NJOY91 [18], MACS-N [19], RADHEAT-V4 [9], AMPX-77 [20] などである。これらコードの機能の比較を Table 4.2 に示す。最新の核データファイルは ENDF/B-VI 書式を採用している。現在、ENDF/B-VI 書式に対応できる公開処理コードは NJOY91 のみであるが、処理結果の妥当性を検討するために他のコードの対応が望まれる。

輸送計算用断面積ライブラリーは、エネルギーの取り扱い方により多群形式と連続エネルギー形式に大別できる。これとは別に、中性子束やガンマ線束から反応率や生成量を求めるためのレスポンスとしてレスポンスライブラリーがある。これらについて現在国内で利用されているものを中心に解説する。

4.3.1 多群断面積ライブラリー

ある特定のエネルギー範囲を表す群 (group) により、Fig.4.2 に示すようにエネルギーを N 個の群に分割する方法を多群法という。群番号はエ

Table 4.2 Typical nuclear data processing codes for fusion neutronics.

	NJOY91	MACS-N	RADHEAT-V4	AMPX-77
Organization	LANL (USA)	JAERI (Japan)	JAERI (Japan)	ORNL (USA)
Using	available	limited	available	available
Target particle	neutron & photon	neutron & photon	neutron & photon	neutron & photon
ENDF/B format	IV, V and VI	IV, V and partly VI	IV and V	IV and V
Type of cross sections	multigroup & pointwise	multigroup	multigroup	multigroup
Angle	Legendre and equal-probability bins	Legendre	DDX and Legendre	Legendre
Format of output file	MATXS, DTF-IV, CCCC-IV, WIMS and MCNP	JSSTD and ANISN	ANISN and DAR	ANISN and CCCC-IV
CPU time	standard	long	standard	standard

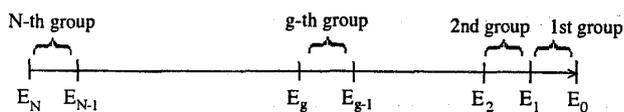


Fig. 4.2 Division of energy in the multigroup method.

エネルギーの高い方から順に付けられる。この多群法では、断面積などのパラメータは全て群毎の定数（群定数）となる。多群ライブラリーの群数と群構造は任意であるが、群定数化の影響、これまでの使用実績、補助プログラムやデータベースとの関連性などにより特定のものが使用されている。国内の核融合分野では、中性子42群と125群並びに光子21群と40群が主に使用されている。

多群断面積は、一般に全断面積 σ_t 、吸収断面積 σ_a 、核分裂当たりの中性子数と核分裂断面積の積 $\nu\sigma_f$ および散乱断面積（散乱行列） $\sigma_s(g' \rightarrow g, \mu)$ から成る。散乱断面積は、入射粒子と同じ粒子を放出する全ての反応を含み、 g と μ は群番号と散乱角余弦を表す。散乱断面積の代表的な表現方法には、ルジャンドル展開型[1,2]と二重微分型[5,7,9]の2つがある。二重微分型は第4.2.2節で述べたように、エネルギー・角度分布関数をエネルギー分布確率関数とエネルギーに依存した角度分布確率関数の積として扱う。エネルギー区間数は群数と同じであり、角度区間数は20~40個程度が取られる。ルジャンドル展開型は、散乱断面積をルジャンドル多項式で展開近似しそ

のルジャンドル係数が与えられる。従来からの輸送コードの継続性によりルジャンドル展開型が一般に普及している。国内の核融合分野で代表的なライブラリーを Table 4.3 に示す。JSSTD L-295ライブラリーは、補助プログラムにより295群を少数群に減らし（縮約）、共鳴領域の自己遮蔽因子を考慮した巨視的断面積ライブラリーを作成するためのマスターライブラリーである。特に遮蔽計算では自己遮蔽因子の考慮が必要である。表中のライブラリーは JSSTD L を除き室温（300K）における無限希釈断面積である。

ルジャンドル展開型は、従来の Discrete S_N 法に基づく輸送計算コードに断面積情報を供給することを目的としたライブラリーである。Discrete S_N 法は輸送方程式の散乱項をルジャンドル係数で表すためこのデータを直接使用できる（モンテカルロコード MORSE[12]もこれを使用する）。ルジャンドル展開次数は通常5次の P_5 が使用される。これは核分裂炉の炉心や遮蔽計算には P_3 程度で十分であることなどに起因しているが、核融合炉では非弾性散乱の角度分布が強い前方性を持つためにもっと高次の次数とする必要がある。しかし、十数次まで拡張するとライブラリーが巨大化しかつ膨大な計算資源を必要とするため現実的ではない。そのため高い精度での散乱断面積の取り扱いは二重微分型の方が優れている。

Table 4.3 Typical multigroup cross section libraries in Japanese fusion area.

Library name	Type of cross section library	No. of groups		No. of nuclides	Processing	Nuclear data file
		Neutron	Photon			
JSSTD L-295/J3	JSSTD L, P-5, f-table	295	104	63	MACS-N	JENDL-3.1
JSSTD L-295/J32	JSSTD L, P-5, f-table	295	104	65	MACS-N	JENDL-3.2
FUSION-J3	Legendre P-5	125	40	40	MACS-N	JENDL-3.1
FUSION-40	Legendre P-5	42	21	40	MACS-N	JENDL-3.1
GICX40V4	Legendre P-5	42	21	40	NJOY	ENDF/B-IV
DDXLIB-J3	DDX (*-DD)	125	-	20	PROF-DD	JENDL-3.1
BERMJ3	DDX (BERMUDA)	125	-	30	MACS-N	JENDL-3.2

Table 4.4 Typical continuous energy cross section libraries in Japanese fusion area.

Library name	Type of library	No. of tables	Processing code	Source
FSXLIB-J3	MCNP, neutron	116	NJOY83/6	JENDL-3.1
FSXLIB-J3R2	MCNP, neutron	324	NJOY83/6	JENDL-3.2
FSXLIB-JFF	MCNP, neutron	72	NJOY91.108FNS	JENDL Fusion File
BMCCS	MCNP, neutron	69	NJOY	ENDF/B-IV, etc.
RMCCS	MCNP, neutron	91	NJOY	ENDF/B-V
MCPLIB	MCNP, photon	94	-	DLC-7E, Storm-Israel
EL	MCNP, electron	94	-	ITS-1.0 library
MVPLIB-J3	MVP, neutron	134	LICEM	JENDL-3.1, etc.
MVPLIB-J32	MVP, neutron	98	LICEM	JENDL-3.2

4.3.2 連続エネルギー断面積ライブラリー

連続エネルギー断面積ライブラリーの形式は、使用されるモンテカルロ輸送計算コードと一対一の対応関係があり、MCNP コード[14]用やMVP コード[15]用などがある。ここでは世界的に最も使用されている MCNP 用ライブラリーについて説明する。連続エネルギー法では、断面積を線形内挿可能なエネルギー点毎に与えることにより、断面積をエネルギーの関数として扱う。中性子用連続エネルギー断面積ライブラリーは、個々の反応についてエネルギー点毎に与えられた反応断面積、等確率余弦表形式の角度分布、放出エネルギー則に基づくエネルギー分布、およびエネルギー角度分布から成る。これらのデータの精度は、角度分布の表形式化を除けば評価済み核データとほぼ同等である。したがってこのライブラリーは、前述の群定数作成に伴う近似や平均化および自己遮蔽因子の考慮を必要とせず、輸送計算に核データを忠実に反映できるという最大の利点がある。これらの仕様からもわかるように、多群よりも詳細で高精度なライブラリーである。中性子用以外に光子と電子の連続エネルギー断面積ライブラリーもあり、中性子・光子・電子結合計算が可能である。

国内で利用されている代表的なライブラリーを Table 4.4 に示す。FSXLIB を除く MCNP 用ライブラリーは米国で作成され MCNP とともに公開されている。FSXLIB-J3R2 は JENDL-3.2 で

評価された全核種を網羅している。MVPLIB は 300K 以外の温度を含み、MCPLIB と EL は温度に依存しない。その他のライブラリーは 300K のものである。

4.3.3 レスポンスライブラリー

レスポンスライブラリーは、輸送計算により得られる中性子束や光子束から反応率や生成量を求めるためのレスポンスをまとめたライブラリーである。反応率と生成量は、粒子束とレスポンスの積のエネルギー積分である。レスポンスには、対象核種と入射粒子が $(n, 2n)$ や (n, γ) などの特定の反応を起こす反応率を求める反応断面積、核発熱量を求める KERMA 定数、照射損傷量を評価する DPA 断面積、ヘリウムなどのガス生成量を求めるガス生成断面積、線量当量を求める線量当量変換係数、および群分けした粒子束を求めるレスポンス関数がある。レスポンスは核データから上述の処理コードやレスポンス計算専用コードにより求められる。

国内で利用されている代表的なライブラリーを Table 4.5 に示す。レスポンスライブラリーにも多群形式と連続エネルギー形式の 2 種類がある。連続エネルギー形式は、MCNP などが輸送計算段階で反応率を直接求めるために使用されている。一方、多群形式のライブラリーは輸送コードに対応した後処理用のコードなどで使用される。連続エネルギー法による計算においても粒子束などの計算結果は多群形式で編集されるため、その

Table 4.5 Typical response libraries in Japanese fusion area

Library name	Type of library	Comment
FUSION-J3/KERMA	KERMA factor (direct method)	neutron 125-g and 42-g, photon 40-g and 21-g, 40 nuclides, JENDL-3.1
FUSION-J3/DPA	DPA cross section (direct method)	neutron 125-g and 42-g, photon 40-g and 21-g, 40 nuclides, JENDL-3.1
FUSION-J3/GP	gas production cross section	neutron 125-g and 42-g, 26 nuclides, JENDL gas production cross section file
MVPLIB/KD	KERMA and DPA (direct method)	MVP, neutron, pointwise, 54 nuclides, JENDL-3.2
MCNPDOS	reaction cross section	MCNP dosimetry, neutron, pointwise, many nuclides, ENDF/B-V and Livermore ACTL
FSXDOSKD-J3R2	KERMA and DPA (direct method)	MCNP dosimetry, neutron, pointwise, 47 nuclides, JENDL-3.2
FSXDOS-J3	reaction cross section	MCNP dosimetry, neutron, pointwise, 42 nuclides, JENDL dosimetry file
REACTXX	reaction cross section, DPA, KERMA, gas production, and dose equivalent	neutron 125-g, 135-g, 175-g, 66-g and 42-g, photon 40-g and 21-g, many reactions and nuclides, JENDL-3.1, -3.2, -dosimetry, ENDF/B-IV, -V, evaluation, etc.
APPLE-3/LIB	reaction cross section, dose equivalent and KERMA	neutron 42-g, photon 21-g and 54-g, JENDL-3.1, ENDF/B-IV, etc.

結果から反応率を評価する時は多群形式のライブラリーが使用される。

参考文献

- [1] G.I. Bell and S. Glasstone, 'Nuclear Reactor Theory' Van Nostrand Reinhold, 1970.
- [2] 竹内 清:「放射線遮蔽設計計算の理論と実際; 第一巻基礎編」日本原子力情報センター, 1979.
- [3] E.E. Lewis and W.F. Miller, Jr., 'Computational Methods of Neutron Transport' John Wiley & Sons, 1984.
- [4] 高橋亮人: 日本原子力学会誌 21, 903 (1979).
- [5] A. Takahashi and D. Rusch, KfK 2832/I, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1979).
- [6] A. Takahashi and D. Rusch, KfK 2832/II, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1979).
- [7] T. Mori *et al.*, JAERI-1314, Japan Atomic Energy Research Institute (1988).
- [8] T. Suziki *et al.*, JAERI-1327, Japan Atomic Energy Research Institute (1992).
- [9] N. Yamano *et al.*, JAERI-1316, Japan Atomic Energy Research Institute (1989).
- [10] W.W. Engle, K-1693, Union Carbide Corporation, Computing Technology Center (1967).
- [11] W.A. Rhodes and F.R. Mynatt, ORNL-TM-4280, Oak Ridge National Laboratory (1973).
- [12] M.B. Emmett, ORNL-4972, Oak Ridge National Laboratory (1979).
- [13] M. Nakagawa *et al.*, JAERI-M 85-201, Japan Atomic Energy Research Institute (1985).
- [14] J. Briesmeister (Editor), LA-12625, Los Alamos National Laboratory (1993).
- [15] 森 貴正, 中川正幸: JAERI-Data/Code 94-007, Japan Atomic Energy Research Institute (1994).
- [16] I. Lax and L. Koblinger, 'Monte Carlo Particle Transport Methods: Neutron and Photon Calculations' CRC Press, 1991.
- [17] M. Sasaki *et al.*, Computer Assisted Mechanics and engineering Sciences, 1, 177 (1994).
- [18] R.E. MacFarlane *et al.*, LA-9303-M (ENDF-324), Los Alamos National Laboratory (1982-87).
- [19] A. Hasegawa, to be published.
- [20] N.M. Greene *et al.*, ORNL/CSD/TM-283, Oak Ridge National Laboratory (1992).