

JAERI-M

6726

核融合炉核設計とブランケット炉物理実験  
の設計への適用

1976年10月

関 泰

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

核融合炉核設計とブランケット炉物理実験の設計への適用

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

関 泰

(1976年9月10日受理)

核融合動力実用炉の試設計と核融合実験炉の予備設計が行われつつある。この二通りの核融合炉設計において核設計を担当した経験を基に、核設計の概略とその問題点をまとめた。

核融合炉核設計に使用する核データ、計算手法の検証を目的とし、一連のブランケット炉物理実験を行っている。本報告においては、この実験から得られたリチウム、黒鉛、天然ウランからなる4種類の球状ブランケット模擬体系における核分裂率分布の測定結果を解析した。核データの不確かさ、多群断面積作成法および中性子輸送計算上の近似などが核分裂率の計算値におよぼす影響を調べた結果、多群断面積作成の際に非弾性散乱および $(n, 2n)$ 反応などの2次中性子の非等方性を考慮していない点が計算値に大きな誤差を与えていることが明らかになった。

これらの解析結果を核融合炉の核設計に適用し、解析結果がブランケット核特性におよぼす影響を調べた。その結果に基づいて、ブランケットの反射材料の黒鉛をステンレス鋼などで置換すること、および超電導マグネットに対する遮蔽は従来のままでは不十分でさらに遮蔽性能の向上が必要であることなどを指摘した。

Neutronics Design of Fusion Reactors and Application  
of Blanket Neutronics Experiment to the Design

Yasushi SEKI

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI

( Received September 10, 1976 )

A conceptual design of a commercial fusion power reactor and a preliminary design of an experimental fusion reactor are under way. Based on the experience of the neutronics of the two reactors, the status of neutronics design and problems in the neutronics calculation are described.

A series of blanket neutronics experiments has been carried out to examine validity of the nuclear data and calculation methods used in neutronics design of the fusion reactors. The measured fission-rate distributions in the four types of spherical blanket assemblies consisting of lithium and/or graphite and/or natural uranium are analyzed. The effects of uncertainty of the nuclear data, processing procedure of the multi-group cross sections, and approximations in neutron transport calculations upon the calculated fission-rates are investigated. The discrepancy between the calculated and measured values of fission-rates is caused mainly by neglecting the anisotropy of secondary neutrons from inelastic and  $(n,2n)$  reactions in the multi-group cross section calculation.

The results of the analysis are applied to the neutronics design of the fusion reactors to evaluate the effect of the results upon the blanket nuclear characteristics. In consequence, the substitution of the reflector material, graphite by stainless steel is recommended. It is also pointed out that the present shielding design for the superconducting magnets may be insufficient and increased attenuation may be necessary.

## 目 次

1. 概 説 .....	1
1.1 ブランケット核設計の役割 .....	2
1.2 ブランケット炉物理の特徴 .....	2
1.3 ブランケット炉物理の問題点 .....	3
2. 核融合炉のブランケット核設計 .....	5
2.1 核設計の目的 .....	5
2.1.1 実用炉の核設計の目的と概要 .....	5
2.1.2 実験炉の核設計の目的と概要 .....	6
2.2 核設計手法 .....	14
2.3 放射線発熱 .....	17
2.3.1 放射線発熱のメカニズム .....	17
2.3.2 放射線発熱の計算法 .....	17
2.3.3 実用炉の放射線発熱 .....	19
2.3.4 実験炉の放射線発熱 .....	20
2.3.5 放射線発熱の問題点 .....	20
2.4 トリチウム増殖比 .....	30
2.4.1 実用炉第1次試設計のパラメータサーベイ .....	30
2.4.2 実用炉第2次試設計のT増殖比 .....	32
2.4.3 実験炉のT増殖比 .....	32
2.4.4 実験炉のパラメータサーベイ .....	32
2.4.5 T増殖の問題点 .....	33
2.5 超電導マグネットの遮蔽設計 .....	40
2.5.1 遮蔽の設計基準 .....	40
2.5.2 実用炉のSCM遮蔽設計 .....	41
2.5.3 実験炉のSCM遮蔽設計 .....	41
2.5.4 遮蔽設計の問題点 .....	42
2.6 誘導放射能 .....	50
2.6.1 誘導放射能の計算法 .....	50
2.6.2 実験炉の誘導放射能 .....	50
2.6.3 誘導放射能の問題点 .....	51
2.7 材料の放射線損傷 .....	53
2.7.1 放射線損傷の計算法 .....	53
2.7.2 実用炉材料中の気体生成率 .....	53
2.7.3 実験炉第1壁の放射線損傷 .....	53
2.7.4 放射線損傷の問題点 .....	54

2.8	設計の精度評価	55
2.8.1	設計の精度と問題点	55
2.8.2	放射線発熱の計算精度	56
2.8.3	T増殖比の計算精度	56
2.8.4	SCM遮蔽の設計精度	56
2.8.5	誘導放射能と放射線損傷の精度評価	57
3.	ブランケット炉物理実験とその解析	58
3.1	概要	59
3.2	実験体系と検出器	62
3.2.1	実験体系	62
3.2.2	検出器	63
3.3	核分裂率測定実験	68
3.3.1	核分裂計数管の較正	68
3.3.2	核分裂率分布測定	69
3.3.3	結果と検討	70
3.4	核分裂率測定実験の解析	71
3.4.1	予備解析	78
3.4.2	本解析	87
3.5	黒鉛反射体付リチウム体系の詳細解析	99
3.5.1	解析上の問題点	99
3.5.2	核データの不確かさ	100
3.5.3	群定数作成法	100
3.5.4	D-T中性子スペクトル	101
3.5.5	中性子の輸送計算法	102
3.5.6	体系模擬効果	103
3.5.7	熱中性子の取り扱い	103
3.6	小結論	116
4.	炉物理実験結果の核設計への適用	119
4.1	実験体系と融合炉ブランケットの相違	119
4.2	ブランケット核計算手法への適用	122
4.3	ブランケット核設計への適用	123
4.3.1	超電導マグネット遮蔽設計への適用	123
4.3.2	トリチウム増殖比計算への適用	123
4.3.3	放射線発熱計算への適用	124
4.3.4	その他の核特性評価への適用	125
4.4	ブランケット設計変更への提言	128
5.	結言	129

謝 辞 .....	130
参考文献 .....	131
付録 1. Li-C体系における2次中性子の角度分布の検討 .....	138

## 1 概 説

核融合は、人類が必要とするクリーンなエネルギーを半永久的に供給する最も有望な手段のひとつである。核融合炉の燃料となる重水素は海水中に一応無限にあると言える。早期に実現すると予想されるD-T炉のトリチウム(T)の供給源としてのリチウムも広い範囲に分布しその量もエネルギー発生量に換算するとウラン資源と同程度あるので、燃料資源は充分と考えられる。但し冷却材あるいは冷凍機の媒体として使われるヘリウムの確保に着手する必要がある。

D-D炉においては放射能の問題はいくらか軽減され、D-T炉においてもTの拡散さえ抑えれば潜在的危険度は核分裂炉に較べて十分小さい<sup>(1)</sup>と言われている。また核融合炉においては核的暴走は考えにくく、核物質に対する保安対策も軽減される。

近年プラズマ閉じ込めの研究が急速に進展し、核融合動力実証炉を今世紀末ないし末世紀初頭に建設することを<sup>(2)</sup>目途とした長期計画が立てられている。原子力委員会の核融合研究開発懇談会が、昭和49年にまとめた核融合研究開発の長期計画をTable 1.1.1に示す。

臨界プラズマを達成した後に実験炉を経て発電炉を開発するために核融合炉の概念設計が行われ、その概念と問題点が次第に明確になりつつある。核融合炉としては様々な方式が考えられているが、現在のところ最も早期に実現が期待されているのはD-T反応を利用するトカマク型トラス炉である。そこで本論文においてはトカマク型核融合炉におけるブランケット核設計の現状と、その設計手法の妥当性を調べる目的で行われたブランケット炉物理実験、およびその結果が核設計に及ぼす影響について論ずる。D-T炉である限り炉型に依らずブランケットが果たす役割はほぼ同じであるので、ここで得られた結論は一般的なものである。



## \*) 1.1 ブランケット核設計の役割

D-T核融合反応に伴って放出される中性子は、融合反応エネルギーの約8割をブランケット中で熱に変え、さらに発熱反応によりブランケット中の発熱量を増加させる。また中性子は天然に存在しないトリチウム(T)を、D-T反応で消費される以上に生産する。その反面この中性子は炉の構成材料に照射損傷を与えると同時に誘導放射能と崩壊熱を生ぜしめる。さらに極低温に維持すべき超電導マグネット中での発熱源となり冷凍系電力を増大させる。このように核融合炉の設計に重大な影響を及ぼすD-T中性子とこれに起因する放射線の炉の各コンポーネント中での挙動とその作用を明らかにすることがブランケット核設計の役割である。そしてこの核設計の基礎となるものが、ブランケット炉物理である。

## 1.2 ブランケット炉物理の特徴

ブランケット炉物理は14MeV Neutronics と言い換えられるように、その源中性子のエネルギーが約14MeVと高いことが最も著しい特徴である。D-T中性子は14.07MeVをピークとしてプラズマ温度に依存する僅かな広がりを持つエネルギー分布をしている。そのため核分裂炉では問題とならなかった10MeV以上に大きな断面積を有する反応が起る。特に $(n, n'\alpha)$ 、 $(n, n'p)$ 反応などの荷電粒子生成反応が多く起るようになり、これらは気体生成を伴い、核種変換を起すためきわめて重要である。また中性子のエネルギーが高いため非弾性散乱、 $(n, 2n)$ 反応なども核分裂炉よりもかなり多く起ることになる。

源中性子が約14MeVであるにもかかわらず、トリチウム生産と放射線発熱に最大の寄与をなす ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ 反応、およびブランケット周辺部で誘導放射能の主成因となりうる $(n, r)$ 反応などは、低エネルギー領域で $1/v$ 特性を有するので、熱中性子がブランケット中で果す役割も大きい。そこで熱領域から14MeVまでの広いエネルギー範囲の中性子の空間およびエネルギー分布を精度良く求めなければならないことがブランケット炉物理の第2の特徴と言える。

第3の特徴は、トーラス状のプラズマがD-T中性子の発生源であることである。プラズマ中のD-T反応率の空間分布およびD-T中性子の方向依存性については現在のところはっきりしたことはわかっていない。D-T反応率分布はほぼ2次曲線的にプラズマの中心が高くなると言われている。この分布を考慮してもブランケット核特性にはそれほど影響がないことが、確かめられている<sup>(3)</sup>。しかしながら、もしD-T中性子に方向依存性があるならば、その影響は大きいので計算に取り入れる必要がある。いずれにしてもブランケットなどには、高エネルギーの中性子の大部分が、プラズマ方向から入射して来るので、中性子の方向依存性および散乱反応などの2次中性子の角度分布を十分に考慮して解析を行う必要がある。

第4の特徴は、核分裂炉に較べてガンマ線が核特性に与える影響が大きいことである。ブランケット中の全放射線発熱量の中でガンマ線による発熱の割合は高く、特に冷却が困難と予想

\*) 本文で核融合炉の設計に必要な核設計の全てを総称してブランケット核設計と呼ぶことにする。

される第1壁においては中性子による発熱よりも数倍大きい場合もある。さらに超電導マグネット中の発熱も大半が、ガンマ線によるものである。

現在のところどのような材料が核融合炉に使用されるかは極めて流動的であるが、核分裂炉においてあまり使用されなかったLi, F, V, Nb, Moなどが用いられる可能性が大きい。このように核データが必ずしも十分に整備されていない核種を取り扱うこともブランケット炉物理では必要となる。

### 1.3 ブランケット炉物理の問題点

このように多くの特徴を持つブランケット炉物理の問題点は、大別すると(1)核データの不確かさ、(2)計算手法の不備、(3)核データおよび計算法の検証法の未開発とに分けられる。

#### (1) 核データの不確かさ

ブランケット炉物理の最大の問題点は、核データの不確かさが大きいことにあると考えられる。ブランケット核計算において特に重要となる8~13 MeVの領域の核データは適当な中性子源が少ないことから一般に精度が低い。また核分裂炉においてあまり使用されなかった核種の核データは、測定値が少ない場合が多い。とりわけ10 MeV以上にしきい値がある反応の断面積、非弾性散乱、(n, 2n)反応の2次中性子のエネルギー、角度分布に関する核データおよびガンマ線生成断面積の精度が不十分である。

#### (2) 計算手法の不備

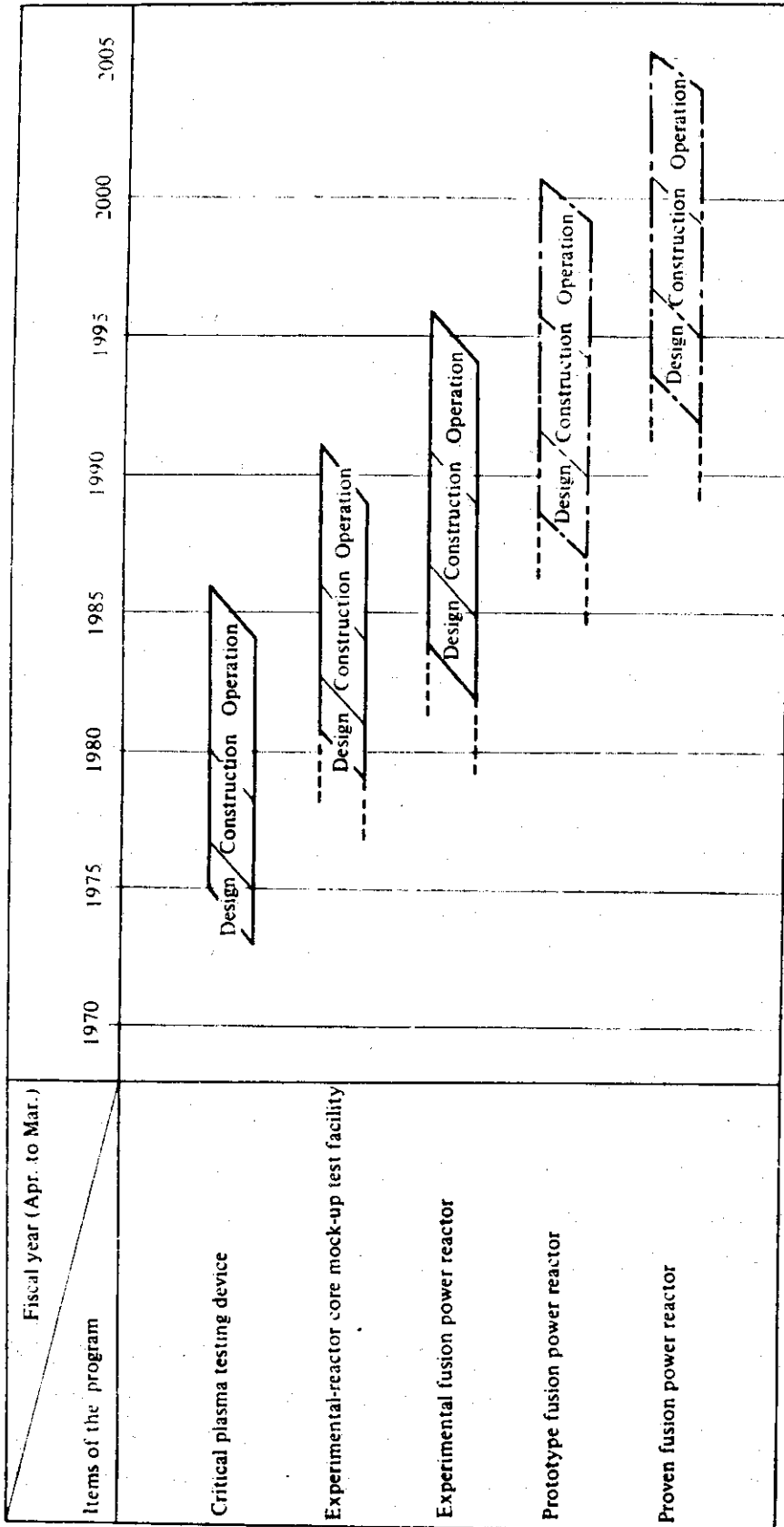
核分裂炉の計算、特に遮蔽設計のために開発された核計算コードが、ブランケット炉物理においても使用されているが、色々と不備な点がある。ブランケット炉物理では対象とする中性子のエネルギー範囲が広いので、精度の良い結果を得るためには100群以上の多群断面積を必要とする。またこのような多群断面積を核データファイルより作成する処理コードも、非弾性散乱2次中性子の非等方性を考慮できないなど不備な点がある。さらにブランケット炉物理の対象となる複雑形状体系における放射線分布を求めるための2次元、3次元の輸送計算コード、モンテカルロ法計算コードなども整備する必要がある。

#### (3) ブランケット炉物理実験

核データと計算法を検証するためのブランケット炉物理実験は、全世界でも未だ数例しか行われたことがなく、これからの課題である。現在はブランケットのモックアップ実験を行うよりも、測定手法の開発とD-T中性子およびこれに起因する放射線のブランケット材料中の挙動に関するデータの蓄積に重点を置く時期と考えられる。

本文においては、まず原研で行われた核融合動力実用炉の試設計<sup>(4)</sup>と核融合実験炉の予備設計<sup>(5)</sup>に例をとり、ブランケット核設計の目的と現状を明らかにするとともに設計の精度について論ずる。次にやはり原研で行われたブランケット炉物理実験の狙い、測定法、主な結果とその解析に関する報告を行う。そしてその実験と解析の結果より得られた主要な結論と問題点が、ブランケット核設計にどのような意味を持つかについて議論する。

Table 1.1.1 The course of nuclear fusion research and development in Japan from the long-range point of view



## 2. 核融合炉のブランケット核設計

この章においては核融合炉のブランケット核設計の目的、設計手法、結果および設計精度の評価と問題点を、原研で行われた核融合動力炉の試設計<sup>(4)</sup>および核融合実験炉の予備設計<sup>(5)</sup>に例をとり論ずることとする。

### 2.1 核設計の目的

ブランケット核設計の重点の置き方は核融合炉の建設目的により左右される。その一例としてまず原研で行われた核融合動力炉の試設計<sup>(4)</sup>の場合について述べてみる。

#### 2.1.1 実用炉の核設計の目的と概要

実用炉は経済的に成立し安全性が確証されていて環境的にも問題のないことが必要である。経済性を高めるためには資本費と運転費を下げるべく、炉のコンポーネントの信頼性を高め、80%程度の稼働率で20年以上運転することが必要となろう。安全性の観点からは、冷却管破断事故、超電導破壊事故などの生ずる確率を十分に低くし、また万一起った場合でもその影響を最小限に押えるような対策を講じておかななくてはならない。環境へのトリチウムの漏洩を極小に押え、長寿命誘導放射能対策に万全を期すとともにプラント全体の熱効率を高め熱公害を低くする必要がある。

ブランケット核設計としては、一融合反応あたり、ブランケットで有効に利用できる発熱量をできるだけ多くすると同時にできれば出力密度を平坦化することが最も重要であると考えられる。そしてトリチウム増殖比は、他にトリチウム生産専用炉の無い場合を想定し、トリチウム回収に伴うロスや次期の実用炉の初期インベントリーの確保などを考慮して1.1~1.2とすることが適当と思われる。また超電導マグネット（以下SCMと略称する）に対する遮蔽は、SCMの蒙る照射損傷効果、SCM中の放射線発熱に対する冷凍費と遮蔽層の厚さを増大させることによる資本費の増分とがバランスする最適点において設計する必要がある。核設計のその他の役割としては第1壁の照射損傷評価と炉のコンポーネントの誘導放射能評価が重要である。第1壁の照射損傷による機械的性質の変化を明らかにして、その寿命を推定しておく必要がある。誘導放射能の空間分布を厳密に求めておくことは、第1壁の取り替えなど炉の保守、修理の際にどの程度まで人間が近づけるかを定める上で必要である。また冷却材喪失事故評価のために誘導核の崩壊熱も求めておかななくてはならない。

このような核設計への要請を満たすようにして行われた実用炉の核設計の結果については、2.3節以下に各項目毎に述べる。ここでは実用炉の全体像とその構成を簡単に紹介しておく。

原研において昭和48年度に核融合動力炉の第1次試設計<sup>(4)</sup>が行われ、その翌年度に第2次試設計<sup>(8)</sup>が行われた。第2次試設計は基本的には第1次試設計を詳細化したものである。炉心プラズマ設計において不純物対策としてダイバータの代わりにガスブランケット方式を採用したことにより、第1壁への熱流束が増大したため、第1壁材料をインコロイ800からモリブデン合金<sup>(4),(8)</sup>に変えるなど若干の設計変更がなされた。詳細は個々の文献に譲るとしてここでは、

Table 2.1.1 に設計の主要パラメータを、後述する実験炉のパラメータとともに示す。本文では、より詳細な検討がなされた第2次試設計のブランケット核特性について主に論ずる。以下実用炉と書いてあるものは、特に断わらない限り第2次試設計の実用炉を指すものとする。

実用炉の熱出力は2000MWでありトラス半径10m、プラズマ半径2mである。実用炉の概観をFig. 2.1.1に示す。この図では簡単のためポロイダル磁場コイル、支持構造、真空ポンプなどは、省略してある。炉は12のモジュールからなり、その断面図をFig. 2.1.2に示す。壺型構造をしたブランケットが、トラス状のプラズマを取り巻き、24個のトロイダル磁場コイルはさらに重コンクリートを主体とする遮蔽層で保護されている。また補助加熱のために24基の中性粒子入射装置が配置され、そのための入射孔が、真空排気孔を兼ねてブランケット中に設けてある。

ブランケットは二重壁の壺型構造をしておりその断面図をFig. 2.1.3に示す。第1壁を含むブランケット構造材にはモリブデン合金を使用し、トリチウム親物質には固体状の酸化リチウム、中性子反射材には黒鉛を使用し30気圧のヘリウムで冷却するものとしている。

この炉の主な特徴は、ガスブランケット方式の採用と酸化リチウムの使用にあり、 $Nb_3Sn$ の超電導マグネットを用いた小型強磁場方式<sup>(9)</sup>と言える。<sup>(\*)</sup> またモリブデン合金の構造材の採用も今までの設計例ではあまり見られない。

## 2.1.2 実験炉の核設計の目的と概要

第2の例として原研で行われた核融合実験炉の予備設計<sup>(5)</sup>の場合には、今から十数年後に実現可能な技術と使用可能な材料の範囲で設計することが必要と考えられた。実験炉としては、経済性よりも安全性と実現性を重視することは当然であるが、さらに実験炉の狙いを何処に置くかで設計は大巾に異なってくる。原研の設計例では、実験炉として常識的に見て妥当な熱出力であり、できるだけ装置をコンパクトにすることを基本方針とした。

この設計方針に従ってブランケットの核設計では、炉の寸法を小型にすると同時にトロイダル磁場を最も有効に利用するために、ブランケットと遮蔽層の厚さを必要条件を満たしつつできるだけ薄くすることが最優先された。その結果トラスの内側にはトリチウム増殖のためのリチウム化合物を置かず、遮蔽性能のより良い物質を配置した。そのためトリチウム増殖比は1.0を割ることになったが、不足分は初期インベントリーの供給源によって充足させるものとした。また、放射線発熱を発電に利用することは今のところ考えていないので、除熱冷却が容易でありさえすれば良いものとした。第1壁の照射損傷は、実用炉と較べて中性子壁負荷と炉の稼働率が共に低いので、数段軽減されるものと予想された。その反面、誘導放射能に関しては、実験炉では保守、修理以外にも実験、測定などのため人間が炉に接近する頻度が高くなると考えられ、詳細に評価することとした。

実験炉核設計の課題を重要と思われる順に並べると、(1)SCMの遮蔽設計、(2)誘導放射能の評価、(3)T増殖比の計算、(4)放射線発熱分布の計算、(5)第1壁の照射損傷評価となる。

\* トカマク型炉では、大雑把な分け方として同じ出力を得るために、炉の寸法を小型にして強磁場にする方式と大型で弱磁場とする方式がある。

次に予備設計の結果として得られた核融合実験炉の概要を明らかにする。設計の主要パラメータは、実用炉のパラメータと共に Table 2.1.1 に示してある。実験炉の概観を Fig. 2.1.4 に示す。実験炉の構成は Fig. 2.1.1 で示した実用炉とほぼ同じであるが、実験炉では中性粒子入射装置が大きいこと、機械式リミターを配置してあることなどの差が目立つ。実験炉の出力は、融合反応熱で 100MW とすることによりブランケット中の放射線発熱の不確かさによるあいまいさを避けている。トーラスの半径は 6.75m であり、プラズマ半径は 1.5 m である。

実験炉の断面図を Fig. 2.1.5 に示す。この図においてトーラスの内側の斜線を施してあるブランケットは、内側ブランケットと呼ばれ、炉の寸法をコンパクトにするために T 生産を行わず SCM の遮蔽を主目的として設計されている。内側ブランケットには、Fig. 2.1.6 の断面図に示されるように、ステンレス鋼と  $B_4C$  とが装荷されている。これに対して T 生産用の外側ブランケットは、実用炉のブランケットと同様に酸化リチウム ( $Li_2O$ ) を装荷してある。Fig. 2.1.7 にその断面図を示す。ブランケットの構造材には全て SUS316 を使用し、冷却は 10 気圧のヘリウムガスで行う。また第 1 壁のプラズマ側には、不純物対策として黒鉛あるいは  $SiC$  を 5mm の厚さでコーティングすることとしている。

Table 2.1.1 Main design parameters of fusion reactors. (From Ref.(2).)

	JCFR(1st) <sup>+</sup>	JCFR(2nd) <sup>+</sup>	JXFR(1st) <sup>++</sup>
<b>Power</b>			
Thermal power (MW)	2,000	2,000	100*
Electric power (MW)	800	800	—
<b>Core dimensions</b>			
Major radius (m)	10	10	6.75
Plasma radius (m)	2	2	1.5
First wall radius (m)	2.5	2.3	1.75
<b>Core plasma</b>			
Mean temperature (keV)	15	15	7
Mean particle density (cm <sup>-3</sup> )	1.1x10 <sup>14</sup>	1.0x10 <sup>14</sup>	1~2x10 <sup>14</sup> (nTcm <sup>-3</sup> s)
Confinement time (s)	2.3	1.8	
Operation period** (s)	6,000	6,000	1,000
Toroidal field (kG)	60	60	60
Safety factor	1.5	1.5	2.5
Poloidal beta	2.0	2.0	2.3
Plasma current (MA)	8	8	4
Burn-up rate (%)	3.0		
<b>Blanket material</b>			
Structural material	incoloy 800	Mo alloy	SUS316
Fertile material	Li <sub>2</sub> O	Li <sub>2</sub> O	Li <sub>2</sub> O
Reflector	graphite	graphite	graphite
<b>Neutronics</b>			
Total neutron flux at 1st wall (n/cm <sup>2</sup> s)	5.6x10 <sup>14</sup>	6.8x10 <sup>14</sup>	9x10 <sup>13</sup>
Tritium breeding ratio	1.16	1.24	0.8
Neutron wall loading (MW/m <sup>2</sup> )	1.3	1.4	0.17
<b>Cooling system</b>			
Coolant	He	He	He
Inlet/outlet temperature (°C)	400/600	400/700	300/500
Secondary system	steam	steam	He, air-cooled
<b>Toroidal field coil</b>			
Number of coils	24	24	24
Inner diameter, W/H (m)		12.3/14	7/11
Maximum field strength (kG)		115	112.5
Stored energy (GJ)		160	
Coil shape/arrangement		D-shape/V arrangement	
Superconducting material		Nb <sub>3</sub> Sn-NbTi hybrid	
Mean/Total current density (A/cm <sup>2</sup> )		10/1.25	

\* Fusion reaction energy  
 \*\* Limit from the power supply system  
 + JCFR stands for JAERI Commercial Fusion Reactor  
 ++ JXFR stands for JAERI Experimental Fusion Reactor

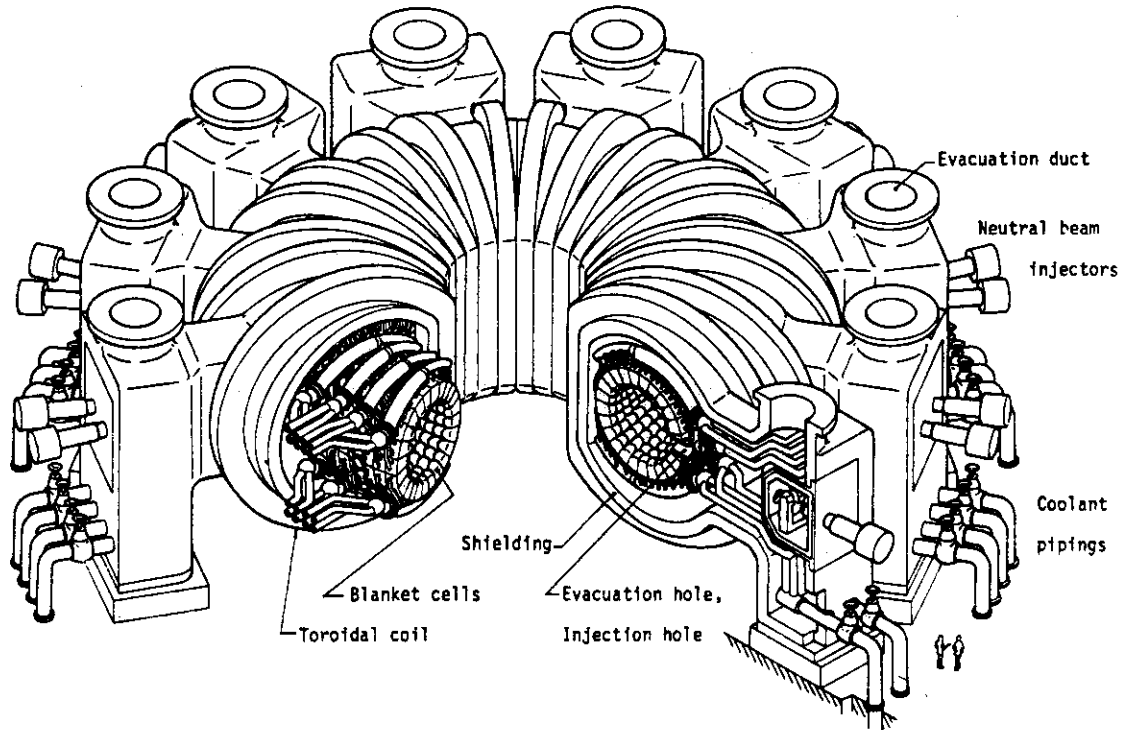


Fig.2.1.1 Overall view of the reactor

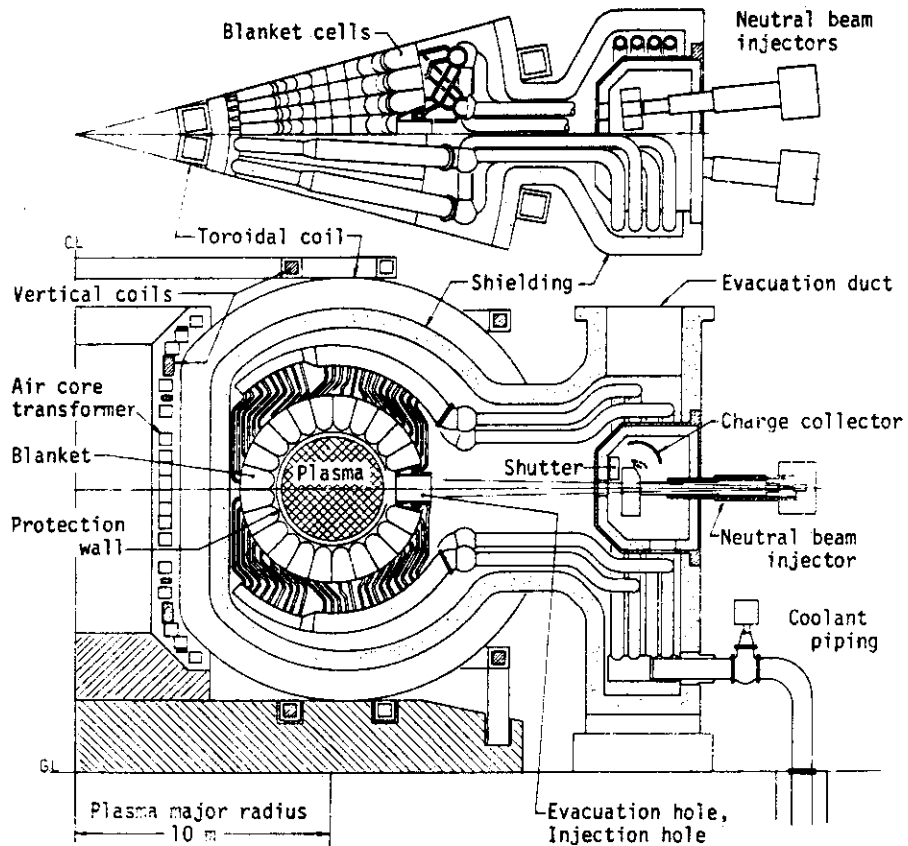


Fig.2.1.2 Cross section of the reactor module



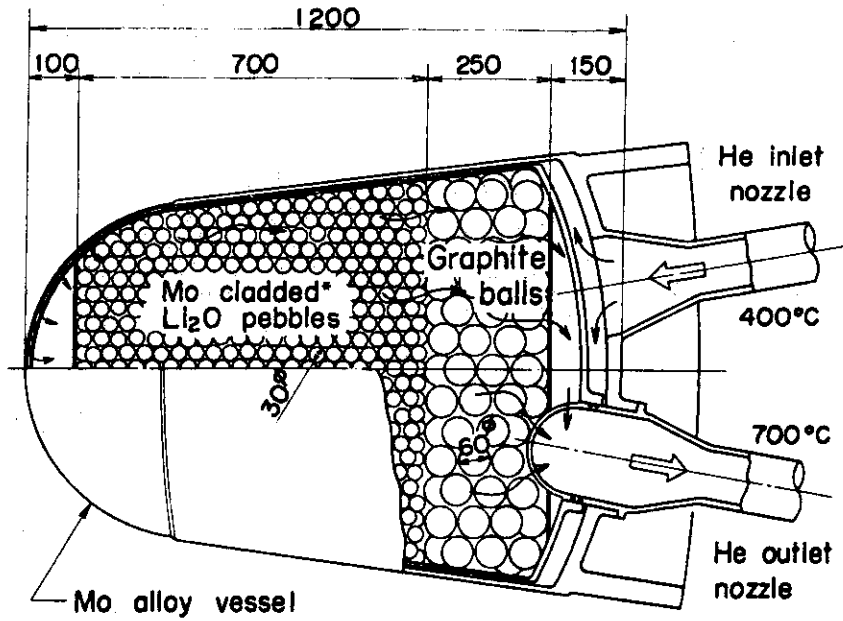


Fig 2.1.3 Blanket structure

\*Mo cladding — perforated structure

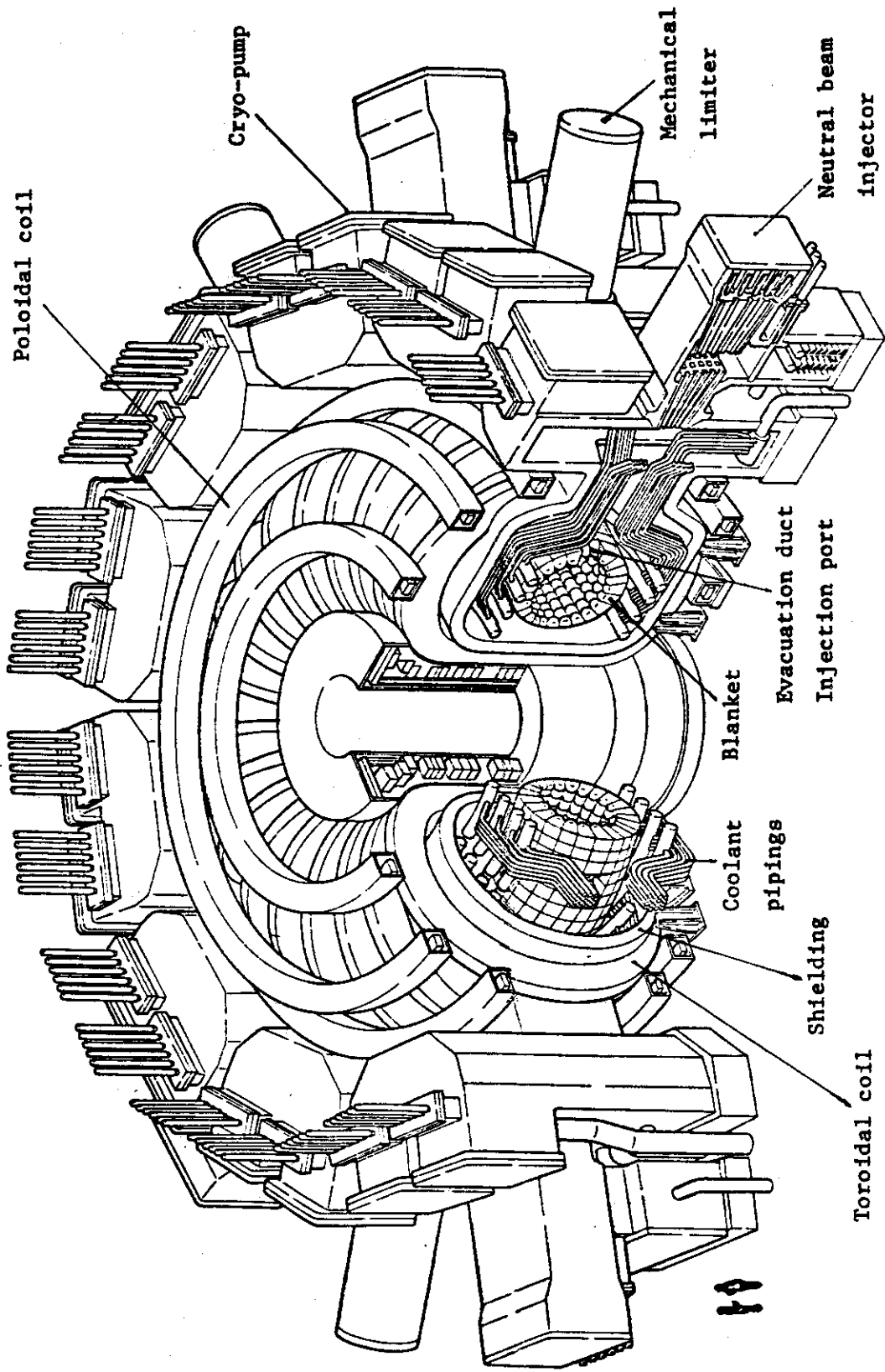


Fig.2.1.4 Overview of the JAERI Experimental Fusion Reactor (JXFR)

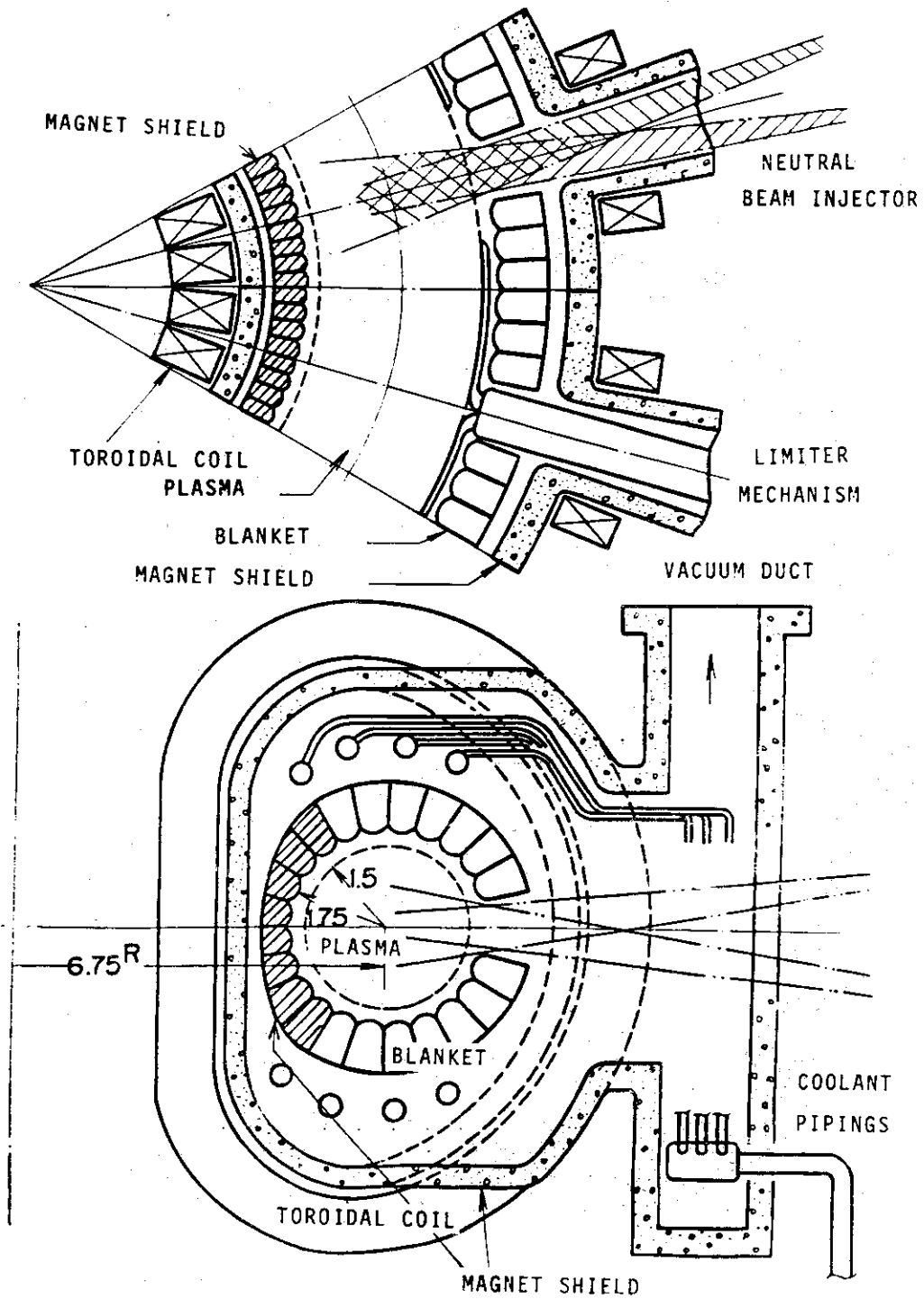


Fig.2.1.5 Cross sectional view of JXFR\*  
 \*JXFR stands for JAERI Experimental Fusion Reactor

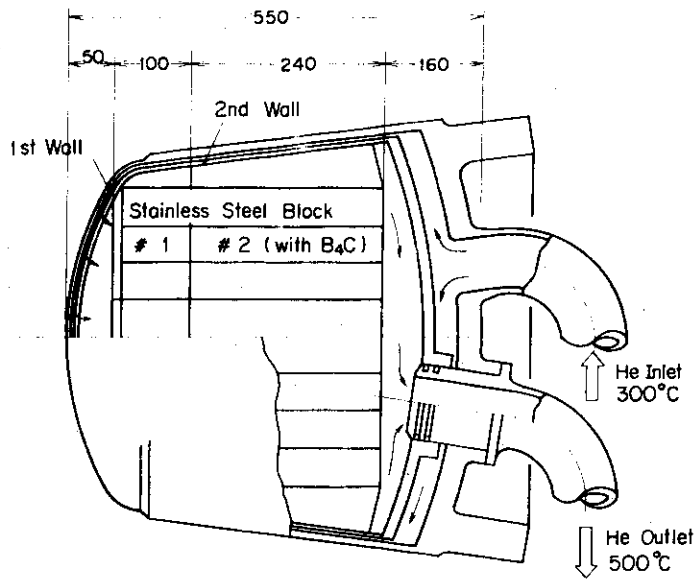


Fig.2.1.6 Inner blanket module structure

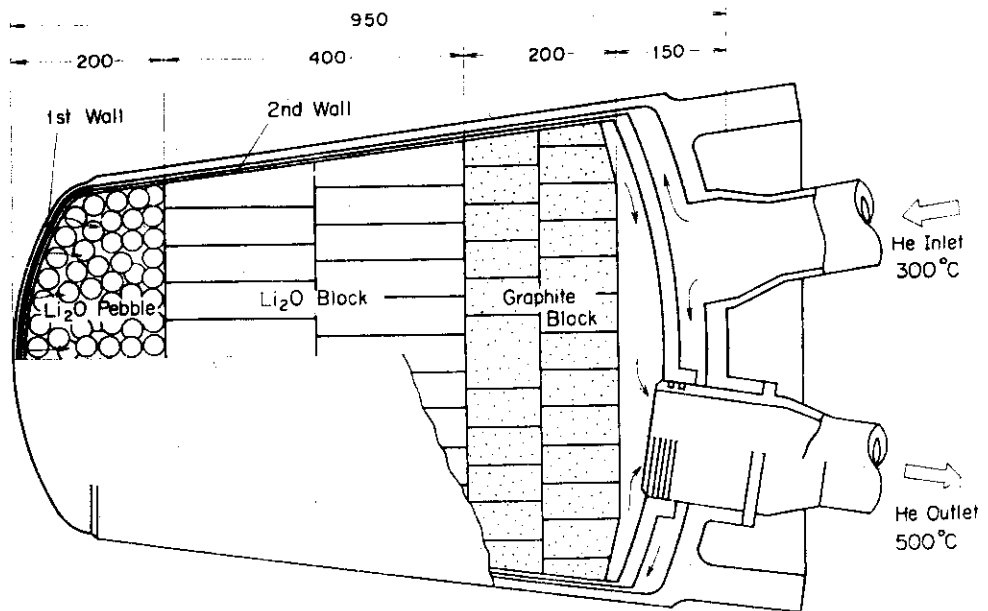


Fig.2.1.7 Outer blanket module structure

## 2.2 核設計手法

ブランケット核設計において、求める必要があるほとんど全ての核特性値は、次式の反応率の形で表わされる。

$$R_i(\vec{r}) = \int dE \cdot \phi_x(\vec{r}, E) \cdot \Sigma_i(\vec{r}, E) \quad (2.1)$$

ここで  $R_i(\vec{r})$  ; 位置  $\vec{r}$  での反応  $i$  の反応率

$\phi_x(\vec{r}, E)$  ; 位置  $\vec{r}$ , エネルギー  $E$  の中性子あるいはガンマ線束

$\Sigma_i(\vec{r}, E)$  ; 位置  $\vec{r}$ , エネルギー  $E$  における反応  $i$  の巨視断面積

$\Sigma_i(\vec{r}, E)$  はトリチウム増殖比を求める場合にはトリチウム生成反応断面積に対応し、放射線発熱を求める場合には 2.3.1 で述べる発熱定数に対応し、放射線損傷を求める場合には損傷函数に対応する。

(2.1) 式において  $\Sigma_i(\vec{r}, E)$  は一般に位置  $\vec{r}$  における組成が決まれば、近似的に求まる。厳密には位置  $\vec{r}$  における放射線場によって  $\Sigma_i(\vec{r}, E)$  は若干変化する。これは例えば共鳴吸収効果とか体系の微細構造を計算に取り入れる場合に実効断面積を体系の中性子束の値を用いて再計算するときなどである。

そこでブランケット核設計においては、放射線の体系内の分布、 $\phi_x(\vec{r}, E)$  を求めることがまず必要となる。その計算は中性子源がプラズマ中にあり、この中性子に起因する放射線のブランケットなどにおける分布を計算するので遮蔽計算と同じである。通常の遮蔽計算との差は、対象とする中性子とガンマ線のエネルギー範囲が広く、特に 14 MeV の D-T 中性子の寄与が高い点にある。そのために多群近似計算のエネルギー群数を多くすること、中性子の方向依存性、散乱の非等方性を精度良く取り扱うことが必要となる。このような点を考慮してブランケット核設計には  $P_5$  成分までのルジャンドル展開係数を含む 42 群の中性子断面積と 21 群のガンマ線断面積を使用した。中性子とガンマ線多群断面積のエネルギー群構造を Table 2.2.1 と Table 2.2.2 にそれぞれ示す。また散乱の非等方性を考慮できる 1 次元  $S_N$  輸送計算コード ANISN<sup>(6)</sup> と 2 次元  $S_N$  輸送計算コード TWOTRAN-GG<sup>(7)</sup> により中性子束とガンマ線束を計算した。

通常中性子束の大きさは、D-T 中性子が 1 個発生した場合の大きさ  $\phi_n(\vec{r}, E)$  を求めておく。ブランケット核設計において最もよく使われている 1 次元円柱計算モデルを用いた場合の  $\phi_n(\vec{r}, E)$  の、絶対中性子束  $\phi_n(\vec{r}, E)$  への規格化は以下のように行う。

1. ブランケット中の一融合反応あたりの放射線発熱量  $H$  (MeV) を求める。この値に D-T 反応で炉心内に同時に放出される  $\alpha$  粒子のエネルギー 3.5 MeV を加えた値が、一融合反応あたりの発熱量  $Q$  (MeV) となる。  $H$  の求め方は 2.3.1 で述べる。

$$Q = H + 3.5, \text{ (MeV)} \quad (2.2)$$

2. 目標とする炉の熱出力  $P_t$  (MW) を  $Q$  (MeV) で割った値が、プラズマ中で 1 秒間に生ずる D-T 反応数  $N$  となる。(このとき  $1 \text{ MeV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ MW} \cdot \text{s}$  の換算を行う。) 実際には、 $Q$  が求められた後に、D-T 反応数が  $N$  となるようにプラズマ設計がなされる。また 1 秒間に発生する D-T 中性子数も  $N$  に等しいので、

$$N = \frac{P_t}{1.6 \times 10^{-19} Q} \quad (n \cdot s^{-1}) \quad (2.3)$$

3. D-T中性子がプラズマから等方的に、均一に発生するものとして、第1壁の表面積SでNを割り第1壁の中性子壁負荷 $J_n$ を求める。

$$J_n = N/S, \quad (n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}) \quad (2.4)$$

円形断面プラズマで第1壁の断面も円形の場合には、

$$S = 2\pi R \cdot 2\pi a_w, \quad (cm^2) \quad (2.5)$$

となる。ここでRはトーラス半径、 $a_w$ は第1壁半径である。中性子壁負荷 $J_n$ は、プラズマから直接第1壁に入射する単位面積あたりのD-T中性子の個数として定義される。D-T中性子の方向性と、プラズマ中でのD-T反応率分布、プラズマがトーラス状であることなどを考慮に入れると、 $J_n$ は第1壁上の位置によって値が変わってくる。(2.4)式で定義される値は、あくまで平均値であり、厳密には補正を必要とする。

4. 他方、1次元円柱計算において、源中性子を1個に規格した場合には、第1壁は高さ1cm半径 $a_w$ の直円筒となるので、このときの壁負荷 $j_n$ は、

$$j_n = 1/s, \quad (n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}) \quad (2.6)$$

となる。但し、

$$s = 2\pi a_w \quad (cm^2) \quad (2.7)$$

である。

5. そこで、規格化因子 $f_n$ は、

$$f_n = J_n/j_n = N/2\pi R \quad (2.8)$$

となる。

6. 絶対中性子束は

$$\phi_n(\vec{r}, E) = N \cdot \phi_n(\vec{r}, E) / 2\pi R \quad (n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}) \quad (2.9)$$

として求められる。

反応断面積 $\Sigma_i(\vec{r}, E)$ の計算法と、放射線発熱量の求め方については、2.3.1で詳しく述べる。

Table 2.2.1 42-group neutron energy group structure

Group	Energy Limits	Mid-Point Energy
1	15.000 - 13.720 MeV	14.360 MeV
2	13.720 - 12.549	13.135
3	12.549 - 11.478	12.014
4	11.478 - 10.500	10.989
5	10.500 - 9.314	9.907
6	9.314 - 8.261	8.788
7	8.261 - 7.328	7.795
8	7.328 - 6.500	6.914
9	6.500 - 5.757	6.129
10	5.757 - 5.099	5.428
11	5.099 - 4.516	4.808
12	4.516 - 4.000	4.258
13	4.000 - 3.162	3.581
14	3.162 - 2.500	2.831
15	2.500 - 1.871	2.186
16	1.871 - 1.400	1.636
17	1.400 - 1.058	1.229
18	1.058 - 0.800	0.929
19	0.800 - 0.566	0.683
20	0.566 - 0.400	0.483
21	0.400 - 0.283	0.342
22	0.283 - 0.200	0.242
23	0.200 - 0.141	0.171
24	0.141 - 0.100	0.121
25	100.0 - 46.5 KeV	73.25 KeV
26	46.5 - 21.5	34.0
27	21.5 - 10.0	15.75
28	10.0 - 4.65	7.325
29	4.65 - 2.15	3.40
30	2.15 - 1.00	1.575
31	1.00 - 0.465	0.733
32	0.465 - 0.215	0.340
33	0.215 - 0.100	0.158
34	100.0 - 46.5 eV	73.25 eV
35	46.5 - 21.5	34.0
36	21.5 - 10.0	15.75
37	10.0 - 4.65	7.325
38	4.65 - 2.15	3.40
39	2.15 - 1.00	1.58
40	1.00 - 0.465	0.733
41	0.465 - 0.215	0.340
42	0.215 - 0.001	0.108

Table 2.2.2 21-group gamma-ray energy group structure

Group	Energy Limits (MeV)	Mid-Point Energy (MeV)
1	14.0 - 12.0	13.0
2	12.0 - 10.0	11.0
3	10.0 - 8.0	9.0
4	8.0 - 7.5	7.75
5	7.5 - 7.0	7.25
6	7.0 - 6.5	6.75
7	6.5 - 6.0	6.25
8	6.0 - 5.5	5.75
9	5.5 - 5.0	5.25
10	5.0 - 4.5	4.75
11	4.5 - 4.0	4.25
12	4.0 - 3.5	3.75
13	3.5 - 3.0	3.25
14	3.0 - 2.5	2.75
15	2.5 - 2.0	2.25
16	2.0 - 1.5	1.75
17	1.5 - 1.0	1.25
18	1.0 - 0.4	0.7
19	0.4 - 0.2	0.3
20	0.2 - 0.1	0.15
21	0.1 - 0.01	0.055

## 2.3 放射線発熱

ブランケット、遮蔽層、超電導マグネット (SCM) などにおける放射線発熱分布の計算は、炉の電気出力を決定し、除熱冷却および冷凍系の設計を行うための基礎データを提供する。ここでは D-T 炉における放射線発熱のメカニズム、計算手法および発電に利用できるブランケット中の質の高い放射線発熱について論ずる。<sup>(10)</sup>

### 2.3.1 放射線発熱のメカニズム

D-T 反応では 3.5 MeV の  $\alpha$  粒子と 14.1 MeV の中性子が発生する。またプラズマからは制動放射、シンクロトロン放射などにより電磁波が放射される。さらにプラズマ粒子および不純物原子なども第 1 壁に拡散して来る。これらのうち中性子以外はそのエネルギーの大部分を第 1 壁の表面で失うので、第 1 壁の冷却は最も困難と予想される。( Fig. 2.3.1 参照 )

中性子は融合反応エネルギーの約 8 割をプラズマから運び出し、ブランケットの中でその構成元素と各種の反応を生じ、熱の形でそのエネルギーを放出すると同時にいくらかの発熱を追加する。核融合炉は入力エネルギーがかなり大きく、核分裂炉と較べるとパワーバランスがやや成立しにくいので、一融合反応あたりのブランケット中の放射線発熱量を精度良く計算する必要がある。また 14 MeV 中性子に起因する放射線発熱のメカニズムを明確にしておけば今後熱増倍率が高いブランケットの設計を行うときにも利用できる。

D-T 炉における放射線発熱のメカニズムを Fig. 2.3.1 に示す。核設計には 14 MeV 中性子に起因するブランケット内の放射線発熱の様子を明らかにすることが要請される。図に示されるようにこの発熱を入射中性子による直接的な発熱 ( neutron heating ) と中性子反応の結果生ずる 2 次ガンマ線による発熱 ( gamma-ray heating ) とに便宜上分けて考える。すなわち中性子発熱とは、入射中性子が直接原子核に衝突するか、または原子核との反応によってできる荷電粒子が、その飛程の途中でエネルギーを失いつつ原子を励起または電離することであり、ガンマ線発熱とは、ガンマ線のコンプトン散乱、光電効果、電子対生成による電子が、原子を励起または電離することである。

### 2.3.2 放射線発熱の計算法

中性子発熱の空間分布は次式で表わされる。<sup>(11)</sup>

$$H_n(\vec{r}) = \int dE \cdot \phi_n(\vec{r}, E) \sum_j \sum_i \{ N_j(\vec{r}) \sigma_{ij}(E) E_{ij}(E) \} \quad (2.10)$$

ここで、

$H_n(\vec{r})$  ; 位置  $\vec{r}$  での中性子発熱 (  $\text{MeV} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$  )

$\phi_n(\vec{r}, E)$  ; 位置  $\vec{r}$ 、エネルギー  $E$  での中性子束 (  $\text{n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  )

$N_j(\vec{r})$  ; 位置  $\vec{r}$  での元素  $j$  の原子数密度 (  $\text{atoms} \cdot \text{cm}^{-3}$  )

$\sigma_{ij}(E)$  ; エネルギー  $E$  における反応種類  $i$  に対する元素  $j$  の微視断面積  
(  $\text{cm}^2 \cdot \text{atom}^{-1}$  )

$E_{ij}$  ; エネルギー  $E$  における元素  $j$  の原子との反応種類  $i$  で放出されるエネルギー  
(  $\text{MeV}$  )



である。さらに上式で、

$$K_{ij}(E) = \sigma_{ij}(E) E_{ij}(E) \quad (2.11)$$

とおけば、この  $K_{ij}(E)$  が、エネルギー  $E$  における元素  $j$  の反応  $i$  に対する中性子発熱定数 (neutron kerma factor)<sup>\*</sup> と呼ばれる量である。(11) 式を (10) 式に代入すると中性子発熱分布は、

$$H_n(\vec{r}) = \int dE \cdot \phi_n(\vec{r}, E) \sum_j \sum_i N_j(\vec{r}) K_{ij}(E) \quad (2.12)$$

と表わされる。

ガンマ線発熱も同様にして、

$$H_\gamma(\vec{r}) = \int dE \cdot \phi_\gamma(\vec{r}, E) \sum_j N_j(\vec{r}) K_{\gamma j}(E) \quad (2.13)$$

と表わされる。<sup>(12)</sup> 但し  $K_{\gamma j}(E)$  はコンプトン散乱、光電効果、電子対生成によるエネルギー放出の和としての元素  $j$  のガンマ線発熱定数であり、 $\phi_\gamma(\vec{r}, E)$  は位置  $\vec{r}$ 、エネルギー  $E$  のガンマ線束である。

ガンマ線は中性子と媒質の反応の結果生ずるのでガンマ線源分布、

$$S_\gamma(\vec{r}, E_\gamma) = \sum_j N_j(\vec{r}) \int \phi_n(\vec{r}, E_n) \sigma_{\gamma j}(E_n, E_\gamma) dE_n \quad (2.14)$$

の計算も必要となる。ここで、

$E_n$	;	入射中性子エネルギー	(MeV)
$E_j$	;	2次ガンマ線エネルギー	(MeV)
$\phi_n(\vec{r}, E_n)$	;	位置 $\vec{r}$ におけるエネルギー $E_n$ の中性子束	( $n \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$\sigma_{\gamma j}(E_n, E_\gamma)$	;	元素 $j$ のエネルギー $E_n$ の中性子によるエネルギー $E_\gamma$ のガンマ線生成 断面積	( $\text{cm}^2 \cdot \text{atom}^{-1}$ )
$N_j(\vec{r})$	;	位置 $\vec{r}$ における元素 $j$ の原子数密度	( $\text{atoms} \cdot \text{cm}^{-3}$ )

である。

放射線発熱計算に使用したコードシステムを Fig. 2.3.2 に示す。このコードシステムは原研で開発された RADHEAT システムに基づいている。<sup>(12)</sup> 中性子発熱定数の計算に MACK<sup>(11)</sup> を用いている点と、一核種ずつでなく何核種かの断面積をまとめて作成するようにしてある点が RADHEAT と異なっている。

中性子の輸送断面積と発熱定数は評価済核データファイル ENDF/B-III<sup>(13)</sup> からそれぞれ SUPERTOG-JR<sup>(12)</sup> と MACK<sup>(11)</sup> により処理して計算した。中性子輸送断面積は 42 群であり Table 2.2.1 に示す群構造をとり P<sub>5</sub> 成分までのルジャンドルの展開係数を求めた。<sup>(14)</sup> (14) 式にあるガンマ線生成断面積は POPOP4 Library<sup>(14)</sup> より求めた 2 次ガンマ線スペクトルと SUPERTOG-JR<sup>(15)</sup> より得られた中性子によるガンマ線生成反応断面積の積として POPOP4 コードにより計算した。ガンマ線の輸送断面積と発熱定数は原子番号  $Z$  を核種毎に与えて

\* ) Kerma factor とは kinetic energy released in materials factor の略語である。

(12)  
GAMLEG-JRにて計算した。ガンマ線断面積のエネルギー群数はTable 2.2.2に示す21群であり、中性子断面積と同じく $P_5$ 成分までのルジャンドル係数を求めた。

放射線発熱計算の順序としては、まず中性子束と中性子発熱の分布を計算し、この中性子束を用いて(14)式のガンマ線源の分布を求め、これを入力としてガンマ線束とガンマ線発熱の分布を計算することが通常行われる。RADHEATでは中性子反応による2次ガンマ線の発生を、中性子散乱と同様に中性子束群からガンマ線束群への遷移と見なし、中性子束とガンマ線束とを同等に扱う。(12)従って中性子束とガンマ線束の輸送計算を一括して同時に行う。そのためにはFig. 2.3.3で示したような42群中性子-21群ガンマ線のcoupled cross-section setをCOUPLINGコードで作成した。(12)断面積テーブルの第一番目の位置には中性子とガンマ線の発熱定数が組み込まれ1次元輸送計算コードANISNにそのまま入力できる形をしている。(6)

核融合炉を構成する主要16核種について、Fig. 2.3.3に示したような断面積セットを $P_5$ 成分まで求めた。これを直接ANISNに読み込ませて使用するには、

$$(\text{反応数}) \times (\text{エネルギー群数}) \times (P_L \text{成分数}) \times (\text{核種数})$$

$$= 67 \times 63 \times 6 \times 16 = 405216$$

のデータに対する記憶容量を必要とするので、GROUP INDEPENDENTコード(12)を通して、各群毎にデータを再配列した。ANISNはひとつの群毎に計算を行うので、この場合には断面積を収納するために $405216/63 = 6432$ のデータに対する記憶容量で十分となった。

### 2.3.3 実用炉の放射線発熱

実用炉ブランケットの核計算に使用した1次元円柱モデルをFig. 2.3.4に示す。領域1のプラズマ中でD-T中性子が一様に等方的に発生するものとした。各領域の組成はプラズマ軸からの距離Rによって区切られる体積内を均質化したいわゆる均質モデルを用いている。各領域の原子数密度をTable 2.3.1にあげる。プラズマと真空領域にはヘリウムが $10^{13} \text{ atoms} \cdot \text{cm}^{-3}$ で存在するものとして計算を行っているが、このように低密度である限り何を入れても計算結果には影響がないことは確かである。ANISNを用いた計算は $P_5 - S_5$ および $P_5 - S_4$ 近似を用いており両者による差は放射線発熱量のような積分量に対しては最も外側の領域10においても5%程度である。

ブランケット部分の放射線発熱分布をFig. 2.3.5に示す。この図においては中性子発熱分布とガンマ線発熱分布を分けて示してある。 $\text{Li}_2\text{O}$ の中では中性子発熱の方が多いがその他の領域ではいずれもガンマ線発熱の方が多く、特にモリブデン中では、全発熱量の90%以上がガンマ線によるものである。

ブランケット全体での全中性子発熱量は、1個の入射14MeV中性子当り10.36MeVであり、全ガンマ線発熱量は、5.18MeVである。以上に $\alpha$ 粒子の3.5MeVを加えた一融合反応当りの総発熱量は19.04MeVとなる。

Table 2.3.2に、10.36MeVの全中性子発熱量に対する各反応別発熱量の百分率を示す。この表より ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ 反応を含む ${}^6\text{Li}$ の荷電粒子生成反応が全中性子発熱の約45%を占め、 ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ 反応を含む ${}^7\text{Li}$ の連続領域での非弾性散乱反応が、約12%を占めることがわかる。

### 2.3.4 実験炉の放射線発熱

実験炉においては、ブランケット中の放射線発熱は発電に利用されないため除熱の対象となるだけである。またD-T中性子に起因する発熱はブランケット全体で生ずるのに対してプラズマからの荷電粒子や電磁波は第1壁表面において熱を失うのでこの冷却の方がより困難である。

放射線による発熱を2.3.1と同様にして中性子により直接生ずる部分(neutron heating)と中性子の反応により生成するガンマ線の散乱、吸収による部分(gamma-ray heating)とに分けると、実験炉においては後者が4割以上を占める。ガンマ線発熱の計算の基となるガンマ線生成断面積データが現状では精度が良くないので、あまり厳密な計算を行っても意味がない。

以上の理由からここでは1次元輸送計算コードANISN<sup>(6)</sup>にてプラズマを円柱で近似した計算モデルを用いて放射線発熱を計算した。Fig. 2.5.4とTable 2.5.2に、それぞれ計算モデルと各領域の原子数密度を示す。実験炉においては内側ブランケットと外側ブランケットの組成が異なり、その体積比はほぼ2:5である。そこでプラズマの周囲を全て内側ブランケットが取り囲むような1次元円柱モデル(inner blanket model)の発熱量の2/7と、全て外側ブランケットが取り囲む1次元円柱モデル(outer blanket model)の発熱量の5/7の和が、実験炉ブランケットの全発熱量に等しくなると仮定した。

Table 2.3.3とFig. 2.3.6にinner blanket modelにおける発熱計算結果を示す。このモデルでは全放射線発熱量は14.05 MeV/DT neutronであり、その9.82%がブランケット中で発生し、残りが遮蔽層とSCM中で発生する。またneutron heatingが45%でありgamma-ray heatingが55%と大きい。これは内側ブランケットには鉄が大量にあるために中性子の非弾性散乱反応と吸収反応によるガンマ線の発生が多いためである。

Outer blanket modelにおける結果をTable 2.3.4とFig. 2.3.7に示す。全放射線発熱量は16.63 MeV/DT neutronであり99.1%がブランケットで発生している。Neutron heatingとgamma-ray heatingの比はほぼ6対4である。Li<sub>2</sub>Oを含む領域の発熱が全体の約85%を占めている。

Inner blanket modelの発熱量の2/7とouter blanket modelの発熱量の5/7を加え合わせた実験炉の全放射線発熱量は15.72 MeV/DT neutronとなる。

### 2.3.5 放射線発熱の問題点

2.3.3の計算結果では、実用炉の一融合反応当りのブランケット中の発熱量は19.04 MeVである。この値は従来、入射中性子が全てブランケット中で<sup>6</sup>Li(n, α)t反応を起し4.8 MeVの利得があるとして、14.1 + 4.8 + 3.5 = 22.4 MeVの発熱があるとした場合より15%ほど小さい。これは単純に4.8 MeVの利得があるとする仮定が不相当であることと、この設計ではエネルギー増倍を高めようとする配慮がなされなかったことによるものである。発熱反応の割合を高め、吸熱反応がなるべく起らないような設計を行うことが今後の課題である。

現状では、放射線発熱の計算値には、約20%程度の誤差があるものと考えられる。その理由は放射線発熱の約30%を占めるガンマ線発熱の計算に使用したPOPOP4 Libraryの2

次ガンマ線スペクトルデータは極めて精度が低いことと、放射線発熱の約40%を占める荷電粒子生成断面積にも、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$  反応断面積以外では15%以上の不確かさがあるためである。幸いにして最近日本でも使用可能となった ENDF/B-IV<sup>(66)</sup> では全般的に核データの精度が向上し、特に2次ガンマ線スペクトルデータが充実したので、これらを用いて放射線発熱を再計算する必要がある。

他方、2次ガンマ線スペクトルデータを用いずに、ブランケット中の全ての反応の個数と、各反応のQ値を用いて、放射線発熱を計算する方法が、M. A. Abdouにより提案された。<sup>(39)</sup>

この Integral Energy Balance 法により実用炉における放射線発熱を計算した名古屋大<sup>(88)</sup> 学の相良氏の結果によると、ブランケット中の放射線発熱は約8%大きくなることが示された。このような方法による放射線発熱計算の検証も有効と思われる。

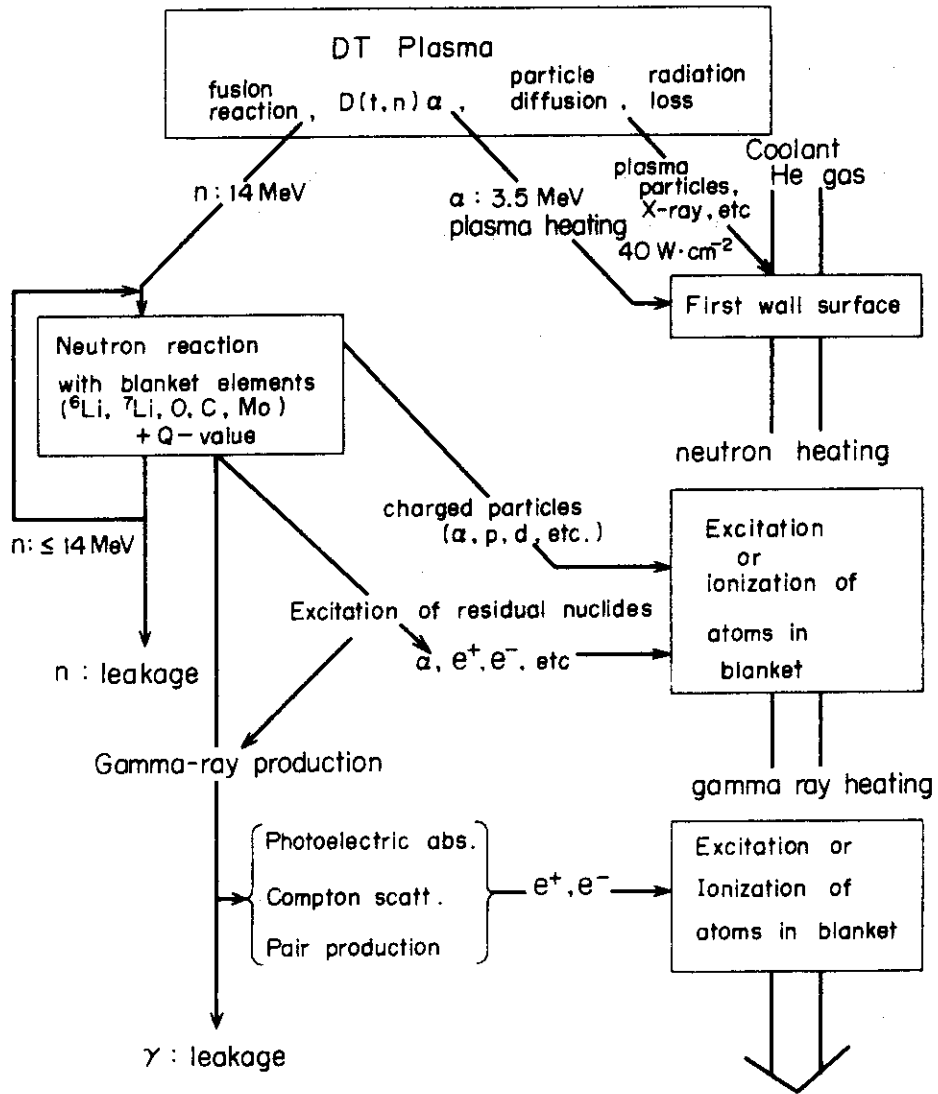


Fig.2.3.1 Radiation heating in the DT fusion reactor

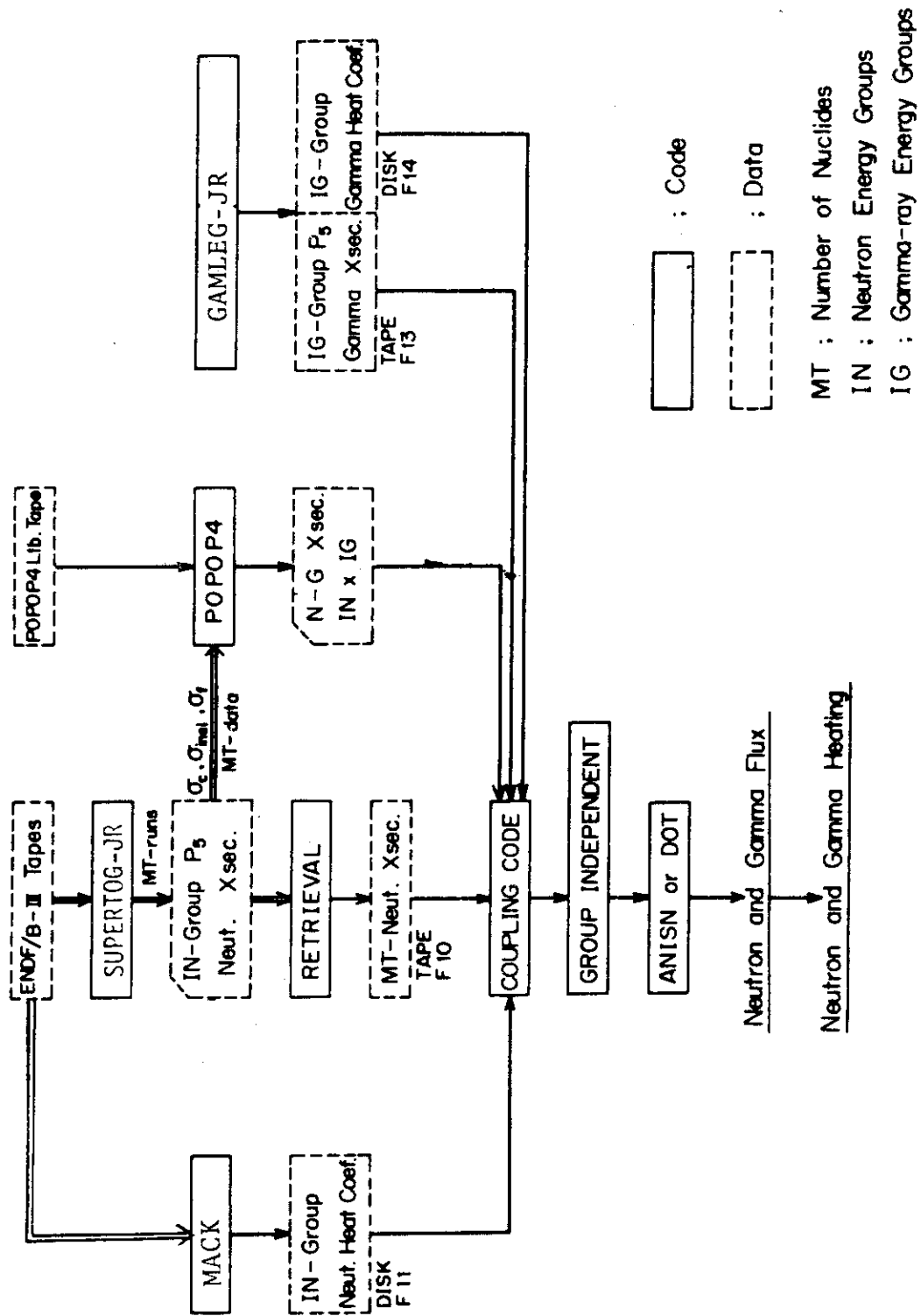


Fig.2.3.2 Nuclear heating calculation code system

Table 2.3.1 Nuclide densities of the blanket of JCFR\*

Region	Nuclide Density (atoms/cm <sup>3</sup> x 10 <sup>24</sup> )					
	He	Mo	<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li	O	C
1. Plasma	10 <sup>-11</sup>					
2. Vacuum	10 <sup>-11</sup>					
3. Protection Wall		0.06403				
4. Vacuum	10 <sup>-11</sup>					
5. First Wall		0.06403				
6. Header	0.00030					
7. Separation Wall		0.06403				
8. Li <sub>2</sub> O Region	0.00009	0.005122	0.002655	0.03313	0.01789	
9. Reflector	0.00009	0.002561				0.05610
10. End Wall		0.06403				

\*JCFR stands for JAERI Commercial Fusion Reactor.

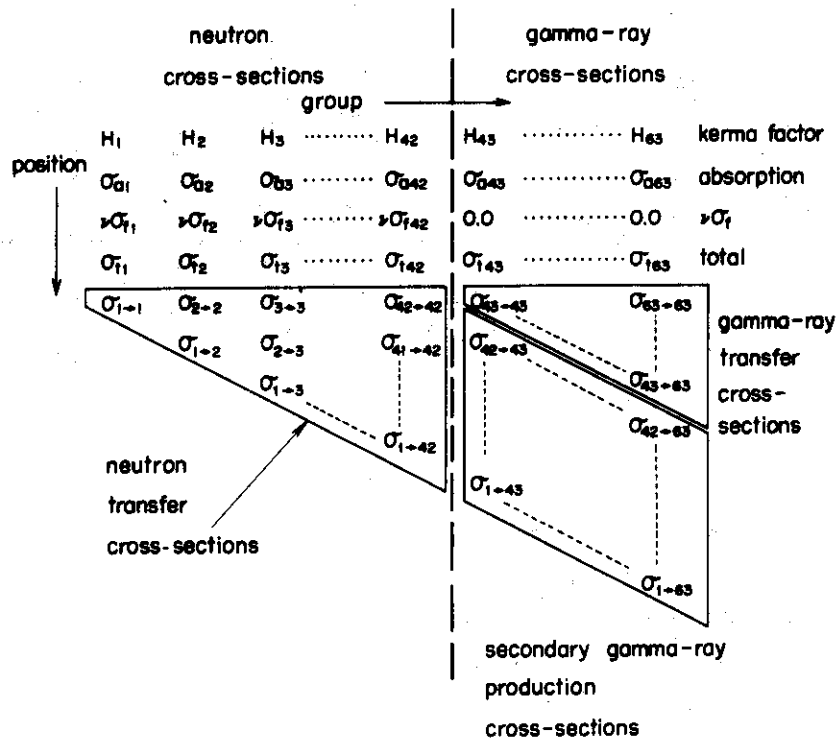


Fig.2.3.3 Table of 42 group neutron-21 group gamma-ray coupled cross-sections

Table 2.3.2 The percentage of reaction-wise neutron-heating in the fusion reactor blanket (Total neutron heating is 10.36 MeV per D-T neutron)

Region No.	Pro-tection wall		First wall		Header wall		Separa-tion wall		Li <sub>2</sub> O Region						Reflector			End wall
	3	Mo	5	Mo	6	He	Mo	7	Mo	He	Mo	<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li	O	He	Mo	C	10
Elastic	0.1711		0.3796		0.3527	0.1300	0.4347	1.240	17.88	7.278	0.0026	0.0048	0.5562	0.0049				
Inel. Level	0.0069		0.0163		0.0066		0.0199	0.0073	3.072	2.982				0.0003				
Inel. count	0.1038		0.2224		0.0835		0.2133	1.532	1.153					0.0020				
N·2N	0.1608		0.3099		0.1038		0.1931		0.1844					0.0010				
N·Gamma	0.0007		0.0017		0.0007		0.0033	0.000021	0.0457	6 × 10 <sup>-8</sup>				0.0001				
N·N*Charge								0.1800	0.5100									
N·Charges					1 × 10 <sup>-6</sup>	1.5 × 10 <sup>-6</sup>	4.463	0.3435	4.398	1.7 × 10 <sup>-6</sup>				0.1113				
SUM	0.4434		0.9299		0.3527	0.1300	0.8643	4.759	3.358	1.466	0.0026	0.0081	0.7790	0.0083				



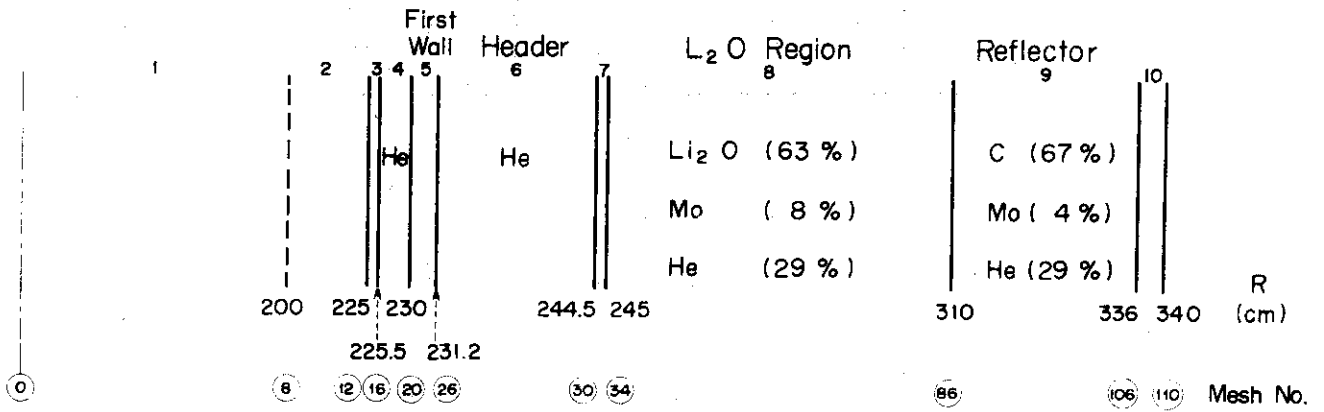


Fig.2.3.4 Calculational model of the blanket of JCFR\*

\*JCFR stands for JAERI Commercial Fusion Reactor

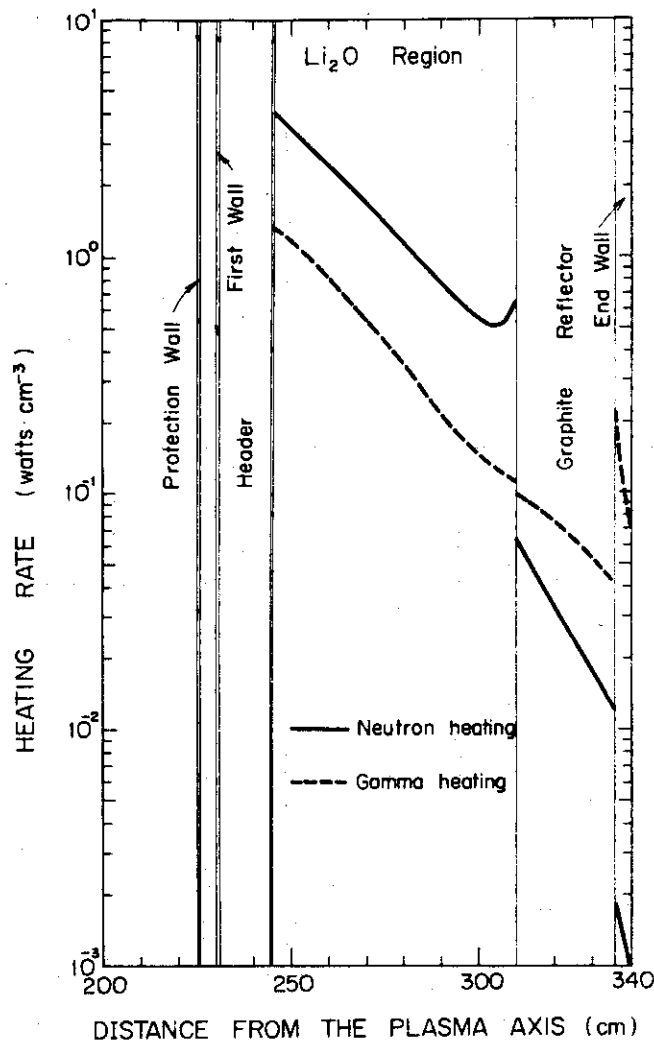


Fig.2.3.5 Radiation heating distribution in the blanket of JCFR

Table 2.3.3 Radiation heating in the inner blanket,  
shield and magnet

Zone No. (k)	Material	Radiation Heating (MeV/14 MeV neutron)		
		Neutron $\int H_n \phi_n dV_k$	Gamma-ray $\int H_\gamma \phi_\gamma dV_k$	Total $\int (H_n \phi_n + H_\gamma \phi_\gamma) dV_k$
1	Vacuum*	$8.15 \times 10^{-9}$	$3.69 \times 10^{-10}$	$8.52 \times 10^{-9}$
2	Vacuum*	$2.32 \times 10^{-9}$	$1.39 \times 10^{-10}$	$2.46 \times 10^{-9}$
3	Carbon coating	$3.47 \times 10^{-1}$	$8.12 \times 10^{-2}$	$4.29 \times 10^{-1}$
4	Stainless steel	$5.36 \times 10^{-1}$	$8.71 \times 10^{-1}$	1.40
5	Helium	$4.10 \times 10^{-3}$	$3.03 \times 10^{-4}$	$4.40 \times 10^{-3}$
6	Stainless steel	$4.11 \times 10^{-1}$	$8.22 \times 10^{-1}$	1.23
7	S.S. (90%)	1.53	3.90	5.43
8	S.S.(65%)+B <sub>4</sub> C(16%)	3.27	1.95	5.23
9	Stainless steel	$1.41 \times 10^{-2}$	$6.42 \times 10^{-2}$	$7.83 \times 10^{-2}$
1~9	Blanket total	6.11	7.69	13.80 (98%)
10	Vacuum*	$3.63 \times 10^{-11}$	$3.78 \times 10^{-12}$	$4.01 \times 10^{-11}$
11	Heavy concrete	$1.43 \times 10^{-1}$	$1.00 \times 10^{-1}$	$2.43 \times 10^{-1}$
12	Lead	$4.32 \times 10^{-5}$	$1.99 \times 10^{-3}$	$2.03 \times 10^{-3}$
13	Vacuum*	$1.63 \times 10^{-13}$	$5.57 \times 10^{-15}$	$1.68 \times 10^{-3}$
14	Super insulation	$9.84 \times 10^{-5}$	$9.42 \times 10^{-5}$	$1.93 \times 10^{-5}$
15	S.C.M.	$2.36 \times 10^{-4}$	$1.93 \times 10^{-3}$	$2.16 \times 10^{-3}$
16	Super insulation	$4.25 \times 10^{-9}$	$1.86 \times 10^{-8}$	$2.28 \times 10^{-8}$
10~16	Shield and magnet	0.14	0.11	0.25 (2%)
1~16	Total	6.25 (45%)	7.80 (55%)	14.05

\*Vacuum is filled with  $10^{13}$  atoms·cm<sup>-3</sup> of helium

Table 2.3.4 Radiation heating in the outer blanket,  
shield and magnet

Zone No. (k)	Material	Radiation Heating (MeV/14 MeV neutron)		
		Neutron $\int H_n \phi_n dV_k$	Gamma-ray $\int H_\gamma \phi_\gamma dV_k$	Total $\int (H_n \phi_n + H_\gamma \phi_\gamma) dV_k$
1	Vacuum*	$7.75 \times 10^{-9}$	$3.88 \times 10^{-10}$	$8.14 \times 10^{-9}$
2	Vacuum*	$2.18 \times 10^{-9}$	$1.48 \times 10^{-10}$	$2.33 \times 10^{-9}$
3	Carbon coating	$2.38 \times 10^{-1}$	$8.73 \times 10^{-2}$	$4.25 \times 10^{-1}$
4	Stainless steel	$5.50 \times 10^{-1}$	$9.52 \times 10^{-1}$	1.50
5	Li <sub>2</sub> O(24%), s.s.(9%)	3.22	1.89	5.12
6	Li <sub>2</sub> O(72%), s.s.(17%)	5.99	3.01	9.00
7	C(69%), s.s.(12%)	$9.12 \times 10^{-2}$	$2.31 \times 10^{-1}$	$3.23 \times 10^{-1}$
8	Stainless steel	$5.41 \times 10^{-3}$	$1.09 \times 10^{-1}$	$1.11 \times 10^{-1}$
1~8	Blanket total	10.20	6.29	16.49 (99%)
9	Vacuum*	$1.70 \times 10^{-11}$	$6.19 \times 10^{-12}$	$2.32 \times 10^{-11}$
10	Heavy concrete	$6.94 \times 10^{-2}$	$7.49 \times 10^{-2}$	$1.44 \times 10^{-1}$
11	Lead	$5.07 \times 10^{-6}$	$3.89 \times 10^{-4}$	$3.94 \times 10^{-4}$
12	Vacuum*	$1.94 \times 10^{-14}$	$6.55 \times 10^{-16}$	$2.01 \times 10^{-14}$
13	Super insulation	$9.96 \times 10^{-6}$	$1.09 \times 10^{-5}$	$2.09 \times 10^{-5}$
14	S.C.M.	$2.43 \times 10^{-5}$	$2.20 \times 10^{-4}$	$2.44 \times 10^{-4}$
15	Super insulation	$4.77 \times 10^{-10}$	$2.17 \times 10^{-9}$	$2.65 \times 10^{-9}$
9~15	Shield and magnet	0.07	0.07	0.14 (1%)
1~15	Total	10.27 (62 %)	6.36 (38 %)	16.63

\*Vacuum is filled with  $10^{13}$  atoms·cm<sup>-3</sup> of helium

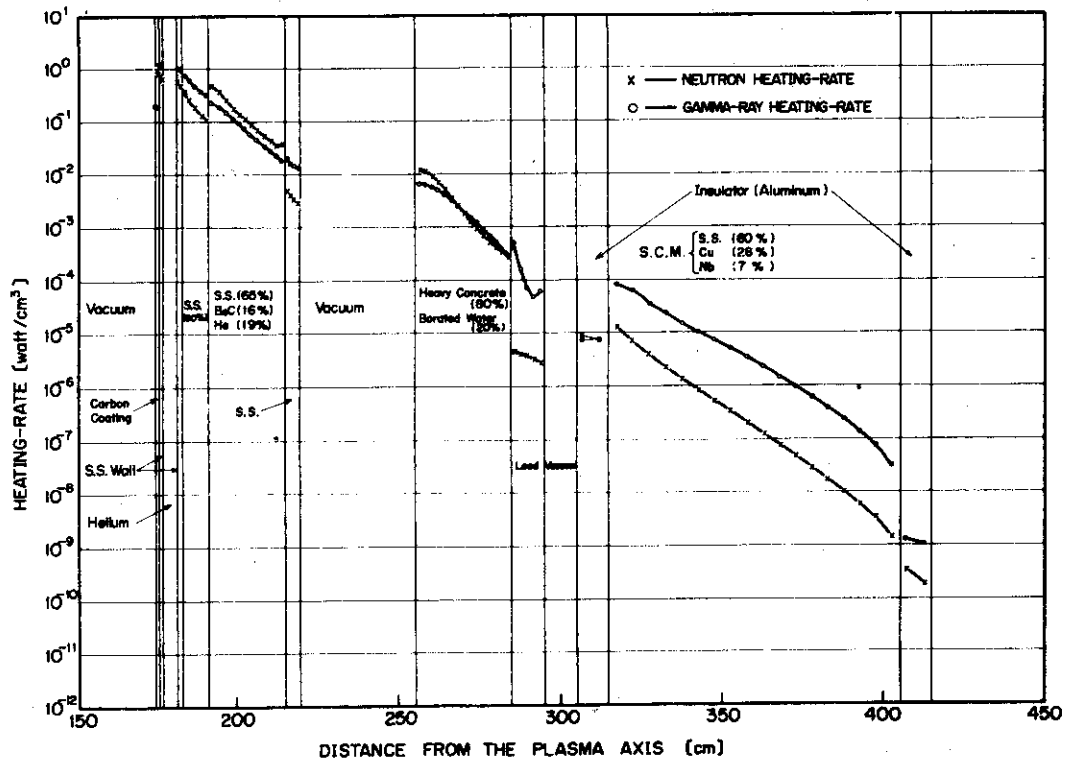


Fig.2.3.6 Neutron and gamma-ray heating-rate in the inner blanket, shield and magnet

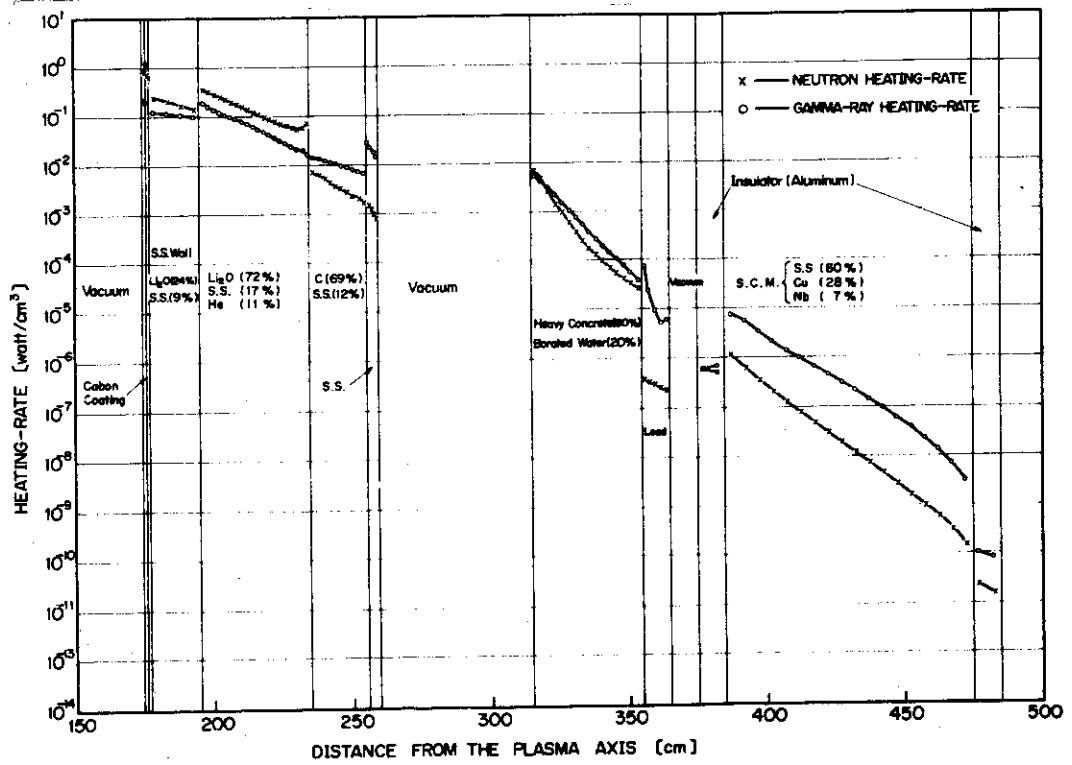


Fig.2.3.7 Neutron and gamma-ray heating-rate in the outer blanket, shield and magnet

## 2.4 トリチウム増殖比

出力2000MWtの実用炉が消費するトリチウム(以下Tと略称する)は、稼働率を100%とすると年間約80kgである。このように膨大な量のTは、ブランケット中にリチウム(Li)を何らかの形で装荷することにより ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ 反応と ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ 反応を利用して再生産しなければならない。その際には、冷却管壁などにおけるTの吸着によるロス、次期の炉のための初期インベントリーの確保、および核データの不確定に伴う計算誤差などを考慮して、Tの増殖比は1.15前後が最も適していると言われている。

これに対して実験炉の場合には、2.1.2で述べたように炉の寸法をコンパクトにするために内側ブランケットにはLiを装荷しないので、T増殖比を1.0以上にすることは困難である。Tの年間消費量は、実験炉を100MWで50%の稼働率で運転すると約2kgとなる。

初期装荷トリチウムを生産するには、軽水炉、重水炉、および溶融塩増殖炉を利用することが考えられている。熱出力100MW程度のナトリウム冷却高速炉を用いて生産できるトリチウム<sup>(84)</sup>の量を核計算により検討したところ、年間100g以上の生産が可能であることが示された。いずれの方法を用いてもTはかなり高価なものになると考えられ、また実用炉の初期インベントリーのためになるべく多くのTを備蓄しておく必要があるので、実験炉においてもできるだけ大きなT増殖比を得ることを設計の目標とした。

ここでは、まず実用炉の第1次試設計においてT増殖に関するパラメータサーベイの結果によりT増殖の原理を説明する。そして実用炉の第2次試設計と実験炉の設計点におけるT増殖比の計算結果と、実験炉におけるT増殖比を高めるために行ったパラメータサーベイの結果を紹介する。計算方法は、2.3.2の放射線発熱の計算方法と同様である。

### 2.4.1 実用炉第1次試設計のパラメータサーベイ<sup>(16)</sup>

T増殖の原理はプラズマからブランケットに入射する中性子の数をまず増加させ、しかる後にできるだけ有効にT生成反応を行わせることである。T増殖比を大きくする以下の方法が考えられる。

1. Beなどの $(n, 2n)$ 反応あるいは核分裂反応を利用して中性子の数を増やす。
2. T生成反応以外の中性子吸収反応をできるだけ減らす。これはリチウム以外の元素の割合を減らすことにより達成できる。
3. Tを含む領域の外側に適当な反射体を置き中性子の洩れを減らす。
4. リチウムを含む領域を厚くしてブランケット全体にあるリチウムの量を増加させる。
5.  ${}^7\text{Li}$ の濃縮度をブランケットのプラズマに近い部分で高くして、 ${}^6\text{Li}$ の濃縮度を反射体の近くで高くする。

Fig. 2.4.1に示す実用炉の第1次設計のブランケットの1次元円柱モデルにおいてT増殖比のパラメータサーベイを行った。各領域の原子数密度をTable 2.4.1に示す。

まずリチウム化合物として何を選ぶかの検討を行った。そして固体状のリチウム化合物をヘリウム冷却する方式を採用した。その理由として液体リチウムあるいはリチウム溶融塩を用いた場合と較べて、ブランケットの構造を簡単にできること、冷却材と磁場との相互作用が無視

できること、第1壁が破損してもそれほど深刻な事態にはならないこと、保守修理が比較的容易であることなどが挙げられる。

次に固体状のリチウム化合物のうち  $\text{LiD}$ 、 $\text{Li}_2\text{O}$ 、 $\text{Li}_3\text{N}$  と  $\text{Li}_2\text{C}_2$  の4者を比較した。Fig. 2.4.1の  $\text{Li}_2\text{O}$  を用いた標準ブランケット体系において  $\text{Li}_2\text{O}$  を  $\text{LiD}$ 、 $\text{Li}_3\text{N}$ 、 $\text{Li}_2\text{C}_2$  および金属リチウムで置き換えた各場合のT増殖比の計算結果をTable 2.4.2に示す。この表より  $\text{LiD}$ 、 $\text{Li}_2\text{O}$ 、 $\text{Li}_2\text{C}_2$ 、 $\text{Li}_3\text{N}$ 、金属リチウムの順にT増殖比が高いことがわかる。この他にこれらのリチウム化合物の物理的、化学的性質、構造材との共存性、Tの回収方法を考慮して  $\text{Li}_2\text{O}$  をブランケット物質として選択した。その後の原研における  $\text{Li}_2\text{O}$  の成形加工法の検討<sup>(17)</sup>、T回収実験<sup>(18)</sup>などでは今のところ良好な結果が得られている。

$\text{Li}_2\text{O}$  を用いた場合のブランケット中のT生成率分布をFig. 2.4.2に示す。この図より  $\text{Li}_2\text{O}$  ブランケットの中で、 ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$  反応は、反応の実効的なしきい値である約4MeV以上の中性子が多く存在する第1壁近くでその大部分が起り、第1壁から遠ざかるにつれて指数函数的に減少している。これに対して低エネルギー側で  $1/v$  特性を有する  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$  反応はより平坦な分布をしていて、反射減速された中性子が多い黒鉛反射材の前面でピークを持つことがわかる。なお、このときのT増殖比は1.16であった。

中性子数を増加させるためにBeや核分裂性物質をブランケットに持ち込むことは行わなかった。その理由は  $\text{Li}_2\text{O}$  をブランケット物質に使用すれば、特に中性子を増倍しなくとも十分なT増殖が達成されるためである。

次に  $\text{Li}_2\text{O}$  を含む領域において構造材であるインコロイ800の体積率を変化させた結果をFig. 2.4.3に示す。この図よりインコロイの体積率の増大とともにT増殖比は低下し、体積率が13%以上になると増殖比は1.0を割ることが示された。

T増殖比と  $\text{Li}_2\text{O}$  領域の厚さの関係をFig. 2.4.4に示す。これより厚さを70cmにするとT増殖比はほぼ1.25に達し、これ以上厚くしてもT増殖比はあまり増えないことがわかる。

反射材として黒鉛とインコロイを種々の厚さで置いた場合のT増殖比の変化をFig. 2.4.5に示す。これより反射材の厚さを25cm以上とすれば黒鉛の方が有効であることがわかる。これはインコロイの場合の方が反射材中での散乱中性子の後方成分が多いが、中性子の吸収も多いためである。

反射体の前の厚さ10cmの  $\text{Li}_2\text{O}$  領域の  ${}^6\text{Li}$  濃縮度に対するT増殖比の変化をFig. 2.4.6に示す。これよりT増殖比は濃縮度を約70%としたとき最大になるが、天然リチウムの場合よりT増殖比は0.03大きくなるだけであまり有効でない。

#### 2.4.2 実用炉第2次試設計のT増殖比

実用炉の第2次試設計のブランケットにおいて第1次試設計から変更された主な点は以下の通りである。

- 構造材をインコロイからモリブデン合金に変更しその体積比も0.05から0.08に増加させた。
- $\text{Li}_2\text{O}$  の体積比を0.70から0.63へと減少させた。
- $\text{Li}_2\text{O}$  領域の厚さを43cmから65cmに増加させた。

Fig. 2.4.7 に実用炉ブランケットにおける T 生成反応率分布を示す。二つの T 生成反応率分布の形は第 1 次試設計の場合の Fig. 2.4.2 とほぼ同じであるが、Fig. 2.4.7 においては  $\text{Li}_2\text{O}$  とプラズマの間にある構造材の厚さが 1.4 cm から 2.2 cm と厚くなったことと Mo の  $(n, 2n)$  反応が高いため  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$  反応の割合が高くなっている。第 2 次試設計のブランケットの T 増殖比は 1.24 であった。またこのブランケットには Fig. 2.1.2 に見られるように中性粒子入射のために 12 のインジェクター孔が設けられている。このインジェクター孔の存在によって失われる T 増殖比を 2 次元輸送計算コード TWOTRAN-GG<sup>(7)</sup> を用いて調べた<sup>(19)</sup>。その結果この T 増殖の減少率は、インジェクター孔によって失われる  $\text{Li}_2\text{O}$  の体積率にほぼ等しく約 3% 程度であることがわかった。

### 2.4.3 実験炉の T 増殖比<sup>(37)</sup>

実験炉の概観図および T 生産用の外側ブランケットの構造はそれぞれ Fig. 2.1.4 と Fig. 2.1.7 に示してある。外側ブランケットには、T の親物質として  $\text{Li}_2\text{O}$  がペブルおよびブロック形状で装荷してある。そして中性子反射材として黒鉛が配置されている。他方、内側ブランケットには、Fig. 2.1.6 に示すようにステンレス鋼と  $\text{B}_4\text{C}$  が装荷してある。このようにプラズマ中心軸に関してブランケットが軸対称になっていないため 1 次元円柱計算だけでは十分な精度で増殖比を計算することができない。そこで 2 次元輸送  $S_N$  計算コード TWOTRAN-GG<sup>(7)</sup> も併用して、T 増殖比を詳細に評価した<sup>(37)</sup>。

Fig. 2.4.8 に使用した 2 次元 R-Z モデルを示す。2.2 で述べた 42 群断面積を 1 次元輸送計算コード ANISN にて縮約して得られた 7 群断面積を用いて  $P_1-S_8$  近似の 2 次元計算を行った。その結果 0.84 の T 増殖比が得られた。しかしこの結果は、

- (i) 円形であるプラズマの断面を正方形で模擬している、
- (ii) 中性子エネルギー群数と散乱の非等方性近似の次数が小さい、
- (iii) 構造材のステンレス鋼と  $\text{Li}_2\text{O}$  を均質化している、

などの点に関する補正を要する。そこでこれらに対して ANISN と TWOTRAN-GG を利用して補正係数を求めた。その結果断面形状の補正係数は 0.95、エネルギー群数と散乱の非等方性に対する補正は必要なく、非均質補正は 1.02 となり、結局 T 増殖比は、

$$0.84 \times 0.95 \times 1.02 = 0.81$$

と計算された。

### 2.4.4 実験炉の T 増殖比のパラメータサーベイ

ブランケット構造材の体積比、 $\text{Li}_2\text{O}$  の充てん密度、第 1 壁のカーボンコーティング<sup>\*)</sup>の厚さ、ペブル材料などを変化させた場合の T 増殖比を調べた。増殖比の相対変化がわかれば良いため、計算は ANISN による 1 次元計算を行った。この場合ブランケットは全て外側ブランケットと同じ組成としたので設計点での増殖比は 1.04 となっている。Fig. 2.4.9 に構造材体積比を変

\*) プラズマへの不純物としては原子番号が小さい元素が好ましいために第 1 壁には C あるいは SiC のコーティングを行うことにしてあるが、核計算では C を用いた。

えた場合の増殖比を示す。設計点で約17%である体積比を10%にすることができれば増殖比は約7%増加する。Table 2.4.3に示すように $\text{Li}_2\text{O}$ の充てん密度を設計点における理論密度の70%から80%に高めれば増殖比は約4%大きくなる。第1壁のカーボンコーティングの厚さを5mmから2mmに減らすと増殖比は約2%増加する。ペブル材料として $\text{Li}_2\text{O}$ の代りにBeを装荷しても期待したほどの増殖比の増大は得られなかった。

#### 2.4.5 T増殖の問題点

初期の核融合炉の設計例においては、ブランケットの中で構造材が占める体積率を5%にとり、1.5程度のT増殖比が達成できるとしていた。<sup>(9)</sup>しかしながら構造設計の進展とともに構造材の体積率が高まる傾向にあり、またTが必要以上にできるのは好ましくないので、T増殖比は1.15程度が適当な値と考えられている。さらに経済性の観点からは、炉の寸法を小さくし、トロイダル磁場を有効に利用するために、トーラスの内側のブランケットをできるだけ薄くすることが要求されている。そこで内側のブランケットにはリチウム（あるいはその化合物）を置かずに、超電導マグネットの遮蔽としてより性能の良い材料を装荷する設計が盛んになりつつある。このような場合にも1.0以上のT増殖比を得るためには、ベリリウムのような中性子増倍材と $^6\text{Li}$ を濃縮したリチウムの組み合わせのブランケットが提案されている。<sup>(9)</sup>どのようなブランケットが最も好ましく、必要十分なT増殖比が得られるかは、今後の設計と多くの研究に依存している。



Table 2.4.1 Nuclide densities of the standard blanket

Composition	Nuclide Density (atoms/cm <sup>3</sup> x 10 <sup>24</sup> )							
	He	Cr	Fe	Ni	<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li	O	C
1. Plasma	10 <sup>-11</sup>							
2. Vacuum	10 <sup>-11</sup>							
3. INCOLOY		0.01951	0.04021	0.02674				
4. He (70%) INCOLOY(30%)	0.00021	0.00585	0.01206	0.00802				
5. INCOLOY		0.01951	0.04021	0.02674				
6. Li <sub>2</sub> O (70%) INCOLOY(5%) He (25%)	0.00008	0.00098	0.00201	0.00134	0.004235	0.05284	0.02354	
7. GRAPHITE(70%) He (30%)	0.00009							0.05862

Table 2.4.2 Tritium breeding ratio for ceramic lithium-compounds in the standard blanket configuration (43 cm fertile material region + 20 cm graphite reflector)

Ceramic Lithium-compounds	Lithium atom densities (10 <sup>24</sup> atoms/cm <sup>3</sup> )	T <sub>6</sub>	T <sub>7</sub>	T
LiD	0.04138	1.034	0.295	1.329
Li <sub>2</sub> O	0.05708	0.799	0.364	1.163
Li <sub>2</sub> C <sub>2</sub>	0.03670	0.767	0.260	1.027
Li <sub>3</sub> N	0.04648	0.686	0.375	1.061
Li*	0.03248	0.612	0.393	1.005

where

T<sub>6</sub> = <sup>6</sup>Li(n, α)T triton-producing reactions

T<sub>7</sub> = <sup>7</sup>Li(n, n'α)T triton-producing reactions

T = T<sub>6</sub> + T<sub>7</sub> = total tritons.

\* Liquid lithium used under the same configuration is shown for comparison.

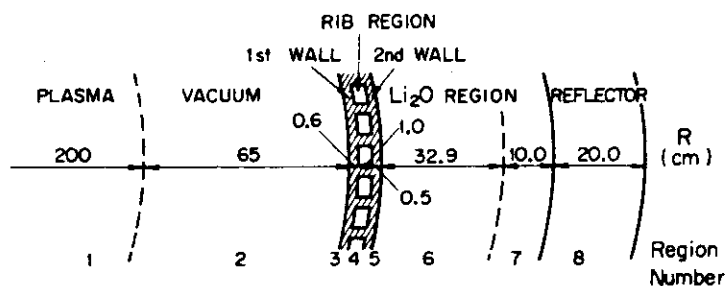


Fig.2.4.1 Configuration of the standard blanket model

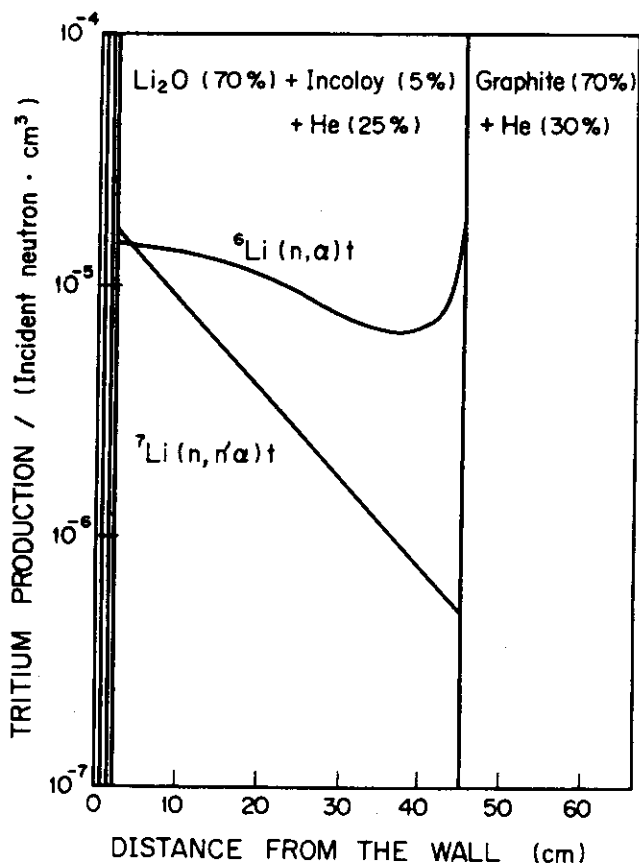


Fig.2.4.2 Distributions of tritium production rates in the standard blanket

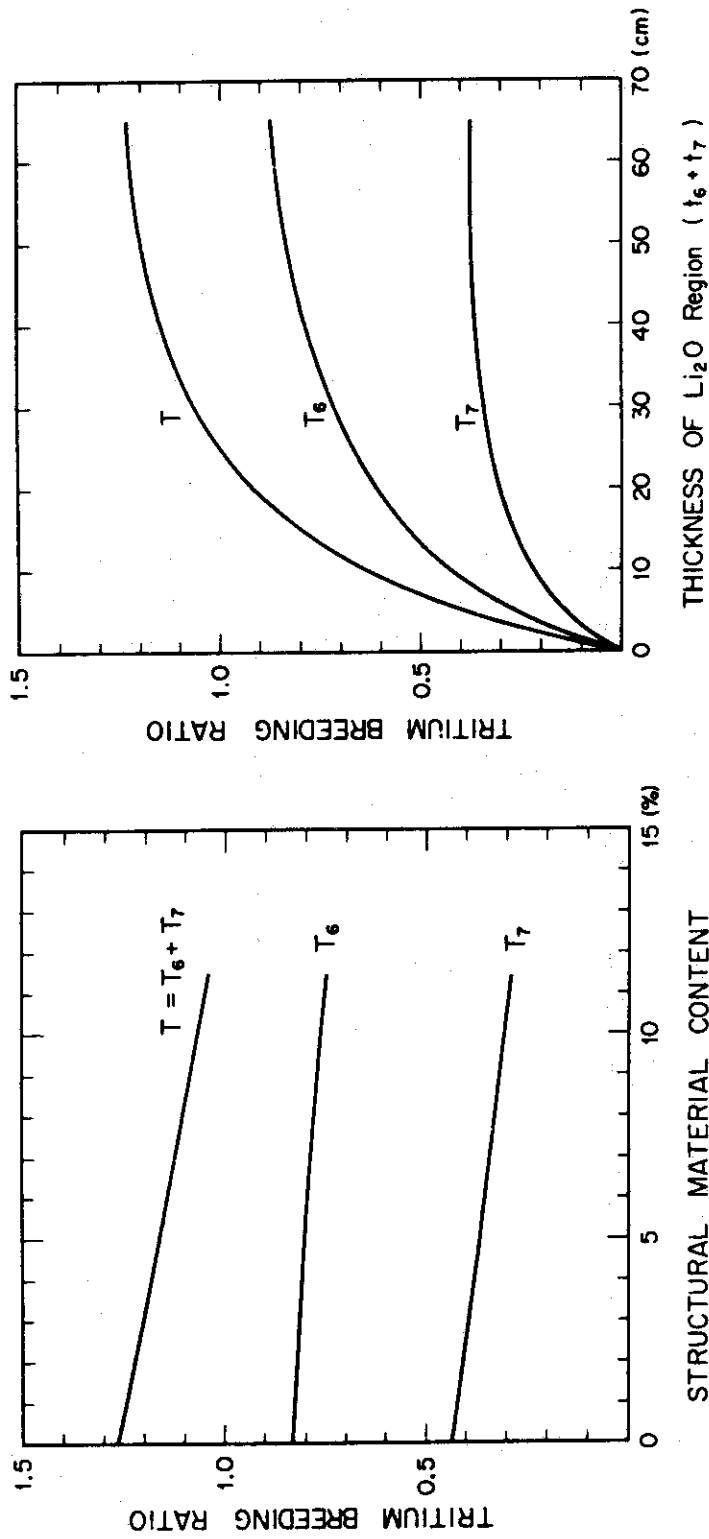


Fig.2.4.3 Tritium breeding ratio as a function of the structural material (INCOLOY-800) content

Fig.2.4.4 Tritium breeding ratio as a function of the lithium oxide region with 20 cm thick graphite reflector

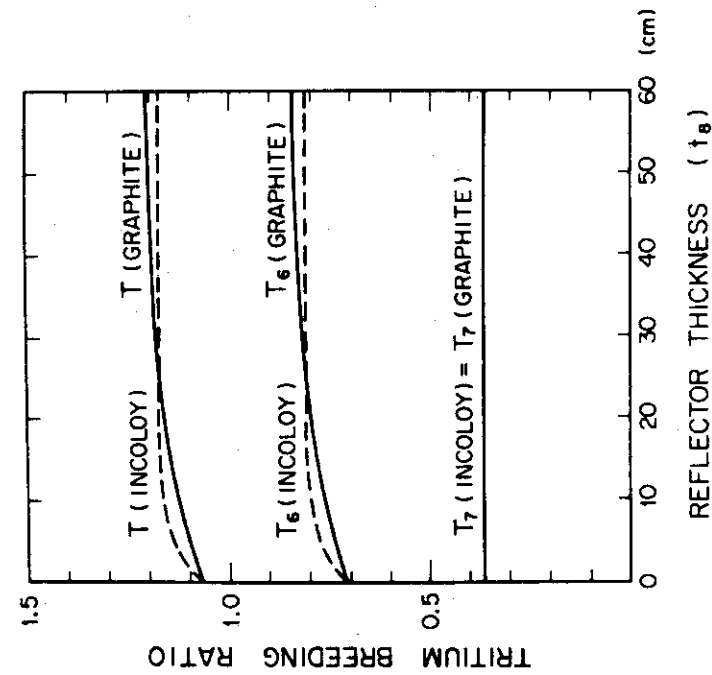


Fig.2.4.5 Tritium breeding ratio as a function of the thickness of reflectors of graphite and incoloy, with 43 cm thick lithium oxide region

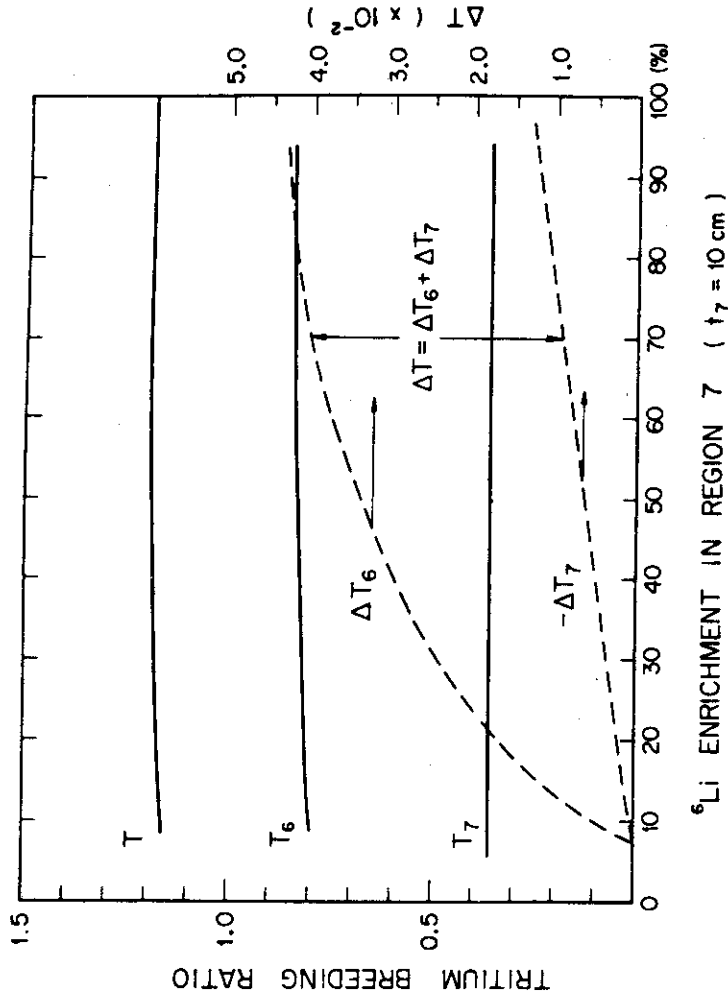


Fig.2.4.6 Tritium breeding ratio and its increment from the value at the natural lithium content as functions of <sup>6</sup>Li enrichment in the region 7

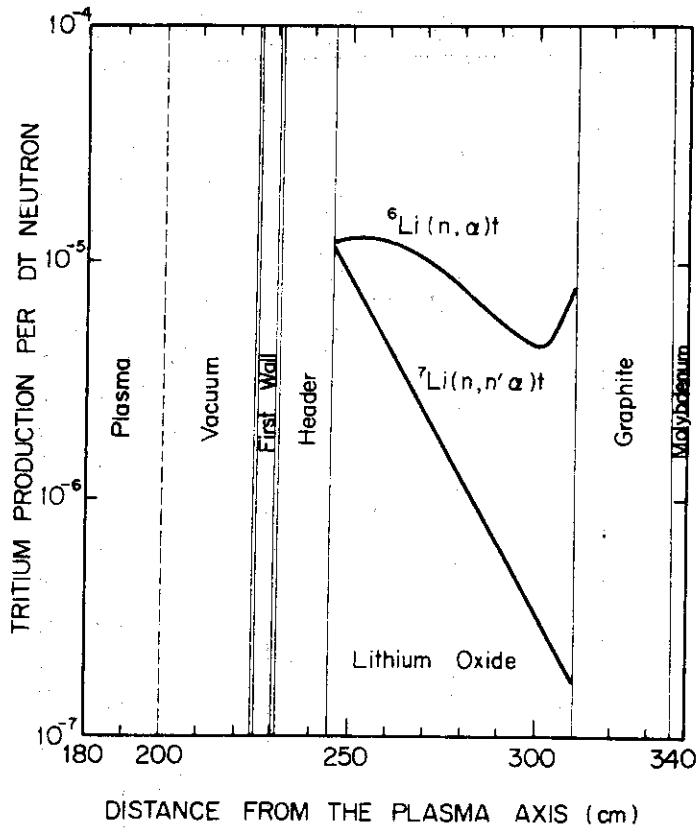


Fig.2.4.7 Tritium production-rate in the blanket of JCFR

Table 2.4.3 The result of tritium breeding ratio parametric survey

Case name	Parameters changed			
	Thickness of the carbon coating (cm)	Li <sub>2</sub> O pellet density(% T.D.)	Materials used in pebble part	Tritium breeding ratio
Design point	5	70	Li <sub>2</sub> O	1.04
Case 1	2	70	Li <sub>2</sub> O	1.05
Case 2	10	70	Li <sub>2</sub> O	1.02
Case 3	5	60	Li <sub>2</sub> O	0.96
Case 4	5	80	Li <sub>2</sub> O	1.08
Case 5	5	70	Be	1.08

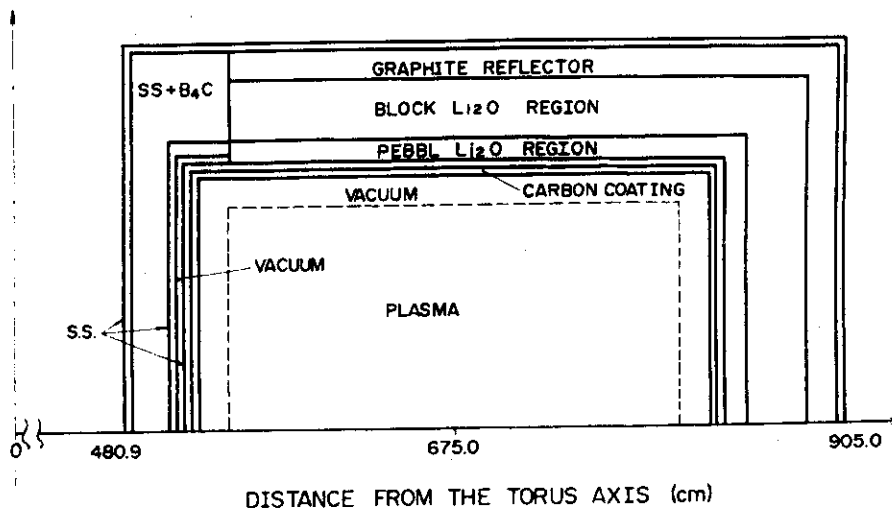


Fig.2.4.8 Two-dimensional model of JXFR for neutronic calculations

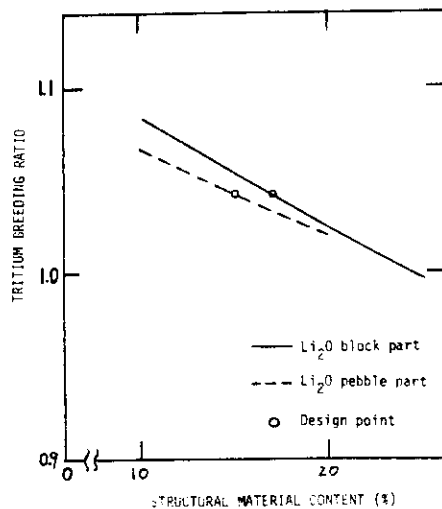


Fig.2.4.9 Tritium breeding ratio as a function of the structural material content

## 2.5 超電導マグネットの遮蔽設計

核融合炉においてプラズマ閉じ込め用の磁場を形成するためには、経済性の点から超電導マグネット (SCM) を使用しなくてはならない。しかしながら SCM は放射線照射により性能劣化を生じやすく、また極低温に維持する必要からも SCM 中の放射線発熱をできるだけ低く抑えるために、十分な放射線遮蔽を施さなくてはならない。

実用炉では、トロイダル磁場コイルに Nb<sub>3</sub>Sn と NbTi のハイブリッドの SCM を使用し、またポロイダル磁場コイルにも Nb<sub>3</sub>Sn の SCM の使用が想定されている。<sup>(4)</sup> Fig. 2.1.2 に見られるように、SCM の遮蔽設計としては、プラズマに最も近い位置にあるトロイダル磁場コイルの遮蔽を十分に行えば、その外側にあるポロイダル磁場コイルの遮蔽もほぼ十分に行われる。

実験炉においても、Nb<sub>3</sub>Sn の SCM がトロイダル磁場コイルに採用され、しかも炉の寸法を小さくするためにトラスの内側では、遮蔽専用のブランケットを用いて最小の厚さで遮蔽設計を行うことが要請された。

ここでは、遮蔽の設計基準について言及し、実用炉と実験炉の遮蔽設計の結果を検討する。

### 2.5.1 遮蔽の設計基準

SCM は、超電導線材、安定化金属、電気絶縁材、熱絶縁材、冷凍用の液体ヘリウムおよび構造材から成っている。これらの構成材料が、放射線損傷によりどのような性能変化を起すかについては、現在のところ不明な点が多い。設計の立場からさらに重要な、磁石として組み立てられた状態での極低温、高磁場下での SCM の照射試験データは、皆無に近い。<sup>(21)</sup>

SCM の照射効果に関する調査は、近年盛んに行われているが、Mc CRACKEN と BLOW の報告の内容を大きく変えるものは見い出せない。この報告には、以下の結論が挙げられている。<sup>(22)</sup>

- (1) 約  $10^{18} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-3}$  の高速中性子のフルエンスによって、超電導材料の臨界電流密度は 10% 減少する。
- (2) 安定化金属としての銅は、約  $10^{17} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-3}$  の高速中性子のフルエンスで、電気抵抗は 20% 大きくなる。しかしながら常温への焼き戻しを行うことにより、銅の照射損傷の大部分は回復できるので、許容フルエンスを  $10^{18} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-3}$  とすることができる。
- (3) 照射損傷による電気絶縁材の性能低下および構造材として用いられるステンレス鋼のクリープ強度の低下に関しては、データ不足ではっきりと断定はできないが、比較的問題でない。

核融合炉の SCM 遮蔽設計例に見られる設計基準は、以下の通りである。<sup>(23), (27)</sup>

1. 高速中性子 ( $E_n > 0.1 \text{ MeV}$ ) のフルエンスを  $10^{18} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$  以下とする。<sup>(25)\*</sup>
2. 銅の安定化金属が受ける変位損傷率を、 $2.3 \times 10^{-5} \text{ DPA} \cdot \text{y}^{-1}$  以下とする。<sup>(24)</sup>
3. 電気絶縁材 (マイラー、エポキシ樹脂など) が受ける吸収線量を  $10^8 \text{ rad}$  以下にする。<sup>(23), (27)</sup>
4. SCM 中の放射線発熱に対する冷凍電力を、炉の電気出力の 1% 以下に抑える。
5. 単位体積あたりの最大の放射線発熱量を、液体ヘリウムが局所的沸騰を起さぬ範囲に抑える。<sup>(31)</sup>

\* ) DPA とは Displacements per atom で、この場合には 1 個の銅の原子が受けるはじき出し損傷の平均回数である。

実用炉の遮蔽設計においては、上の1.と4.とを設計基準とした。1.より炉の寿命を20年、稼働率を80%とすると、運転中にSCMに許容される最大の高速中性子束は、 $2 \times 10^9 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ となる。また4.より、SCM中の1Wの発熱を冷凍するのに1kWの電力が必要とすると、800MWeの実用炉では、許容される放射線発熱量は8kWとなる。

実験炉の遮蔽設計基準は、以下の通りとした。

- (1) 上記の1.より、実験炉が10年間、50%の稼働率で運転されるものとして、最大の高速中性子束を $6 \times 10^9 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 以下に押える。
- (2) SCM中の全放射線発熱量は、できるだけ小さくする。
- (3) 上記の5.より、SCM中の単位体積あたりの最大許容発熱量を、 $0.015 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ とする。

(20)

### 2.5.2 実用炉のSCM遮蔽設計

実用炉のSCMの遮蔽設計に用いた1次元円柱計算モデルをFig. 2.5.1に示す。ブランケットの各領域の原子数密度は既にTable 2.3.1に示してある。遮蔽層とSCMの各領域の原子数密度をTable 2.5.1に示す。

遮蔽層の選択は、以下の考え方に基ついている。遮蔽層の冷却を兼ねた厚さ10cmのホウ酸水層により中性子の減速と低エネルギー中性子の吸収を行わせる。荷重を持たせる役割も果す厚さ50cmの重コンクリート層でさらに中性子の減速と中程度のエネルギーの中性子の吸収を行わせる。この重コンには、磁場を透過させるために非磁性のステンレス鋼パンチングを用いなければならないが、ここではMS1-a(密度 $4.5 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ )の組成を用いた。さらに第2のホウ酸水層により低エネルギー中性子を吸収させる。そして厚さ5cmの鉛層でガンマ線を吸収させることとした。

遮蔽設計に使用した計算手法は2.3.2の放射線発熱計算に用いたものと同じである。SCM中の中性子束とガンマ線束の分布をFig. 2.5.2に示す。SCM中の最大高速中性子束( $E_n > 0.1 \text{ MeV}$ )は $8.6 \times 10^7 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ であり十分に設定基準値 $2 \times 10^9 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ より小さい。Fig. 2.5.3にSCM中の放射線発熱分布を示す。SCM中の放射線発熱量は0.26kWと計算されこれは設定基準値とした8kWより十分に低い。なおSCM中の発熱量の約90%がガンマ線によるものである。

(33)

### 2.5.3 実験炉のSCM遮蔽設計

実験炉はトーラス半径6.75m、プラズマ半径1.5mである。トーラスの内側には変流器の空心やポロイダルコイルのために2.5m、トロイダルコイルのために1.1mおよび冷却系の配管スペースと各コンポーネントの熱膨張に対する余裕をとると、遮蔽層には実効的に80cmの厚さが残された。この厚さでトロイダルコイルのSCMを放射線から遮蔽するには、T生産を行う $\text{Li}_2\text{O}$ を用いては困難でより遮蔽性能に優れたステンレス鋼と $\text{B}_4\text{C}$ を内側ブランケットに用いることにした。Fig. 2.1.6に内側ブランケットの断面図を示してある。

内側ブランケットではできるだけ遮蔽性能を良くするために板状の遮蔽体の使用が望まれたが、その場合には内側ブランケットと外側ブランケットとの接合面における熱応力が過大になるために外側ブランケット(Fig. 2.1.7参照)と同じステンレス鋼の壺型の容器に遮蔽材を装



荷する構造とした。内側ブランケットの冷却には軽水の使用が遮蔽性能の点から有利とも考えられるが、T回収の面からは、Tが存在するプラズマや外側ブランケットに近接して軽水が存在することは望ましくないことと外側ブランケットのヘリウム冷却系の内側ブランケットに対する共用も考えて内側ブランケットもヘリウム冷却とすることにした。内側ブランケットに装荷する遮蔽材としては高温に耐え、高速中性子の減速能が優れていて、容器とヘリウムに対する共存性が良いステンレス鋼を主成分として、中性子吸収を行う目的で $B_4C$ も加えることとした。

遮蔽層としては実用炉の遮蔽に使用した重コンクリートをホウ酸水で冷却し鉛層を付加する方式を採用した。遮蔽計算に使用した1次元計算モデルをFig.2.5.4に示す。また各領域の原子数密度はTable 2.5.2 aとTable 2.5.2 bに示す。

実験炉においては内側ブランケットと外側ブランケットの組成が異なるために、SCMの遮蔽設計を精度良く行うためには3次元計算を必要とする。しかし3次元の輸送計算は現時点ではかなり困難であり、2次元の輸送計算でもray effect<sup>\*</sup>を逃れることはできない。<sup>(32)</sup> ここでは第1次近似として1次元計算の組み合わせで遮蔽設計を行った。<sup>(33)</sup> ここでの計算手法も2.3.2で述べたものと同様である。

詳しいことは文献(33)に譲るがSCMの遮蔽計算にはプラズマを円柱状に模擬した1次元円柱計算が最も適している、この結果にプラズマがトーラス状であるための曲率効果の補正を施せば良いことがわかった。内側ブランケット、遮蔽およびSCM中の放射線分布をFig.2.5.5 aに示す。この結果よりSCM中の高速中性子束 $\phi(E_n > 0.1 \text{ MeV})$ の最大値は約 $6 \times 10^9 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ でありほぼ設定基準値と等しくなった。外側のSCMにおいてはFig.2.5.5 bに示すように $\phi(E_n > 0.1 \text{ MeV})$ は $10^9 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ より小さい。他方SCM中の全放射線発熱量は1.5 kWであり最大放射線発熱率は $10^{-4} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$ 程度であり設定値よりも2桁低くなった。内側ブランケットなどにおける放射線発熱率分布をFig.2.3.6に示してある。

このままでは高速中性子束が高過ぎるため遮蔽層において鉛の一部を重コンクリートで置き換えたときのSCM中の最大高速中性子束と放射線発熱を調べた。その結果Fig.2.5.6 aとFig.2.5.6 bに見られるように最大高速中性子束は10 cmの鉛を全て重コンクリートで置換した場合に1/3以下となり、放射線発熱は鉛の厚さを2.5 cm程度としたとき最小となることがわかった。そこで以後の設計では鉛層の厚さを減らすことを考えている。

なお外側のSCMの放射線量は内側の数分の一であるが、インジェクター孔からの中性子のストリーミング効果を考慮すると現状では不十分でさらに遮蔽層を厚くしなければならない。

#### 2.5.4 遮蔽設計の問題点

実用炉および実験炉のSCMの遮蔽設計を1次元輸送計算で行った結果では、一応設計基準が満たされていることが示された。しかしながら現状では、以下の多くの問題点が残されている。

(1) SCMの照射実験データの不足から、高速中性子束の許容フルエンスに関する根拠は、はっ

\* Ray effectとは $S_N$ 輸送計算において限られた数の中性子方向分割点しかとれないために、媒質中の中性子透過に方向による差が生じる現象である。

きりしていない。最も厳しいと予想される銅の安定化金属の、照射による電気抵抗の増大に関しては、エネルギーが0.1 MeV以上の高速中性子のフルエンスを目安とするよりも、銅の中に生成する変位損傷率 (displacements per atom, DPA) を目安とする方が良いことが、明らかになった。<sup>(85)</sup> またガンマ線による放射線損傷は、現在のところ考慮していないが、特に有機物質<sup>(24)</sup> でできた電気絶縁材はガンマ線により電氣的、機械的性質が劣化しやすいと言われており、今後の検討を要する。

SCMの構成材料の放射線による特性変化に関しては、近年盛んに研究されてきてはいるが、さらに設計に役立つ組み立てられた状態のSCMの極低温、強磁場の下での照射による特性変化および焼き戻しによる特性回復試験のデータなどが望まれる。

(2) 実用炉の遮蔽設計計算は1次元輸送計算コードANISN<sup>(6)</sup>を用いて、 $P_5-S_4$ 近似にて行った。また各領域の物質を均質化した体系モデルと中性子の平均自由行程と比較してもやや大きな空間メッシュ間隔を計算体系では用いている。このような近似がSCMの遮蔽計算のような深層透過問題にはかなりの誤差を生ぜしめることが明らかになった<sup>(28)</sup>ので、より良い計算条件の下で再計算する必要がある。

(3) インジェクター孔からの放射線のポイドストリーミング<sup>(7)</sup>がSCMの遮蔽設計におよぼす効果の検討を2次元輸送計算コードTWO TRAN-GG<sup>(19)</sup>を用いて行った。その結果ストリーミング効果によりSCMの最大高速中性子束は、ストリーミングのない場合の約2.4倍となることが示された。そこでインジェクター孔に近い部分の遮蔽層の厚さをさらに増加させる必要があるものと考えられる。

(4) 実用炉の遮蔽設計では遮蔽層の組成、配置に関する最適化を行っていないが、経済性を高めるには設定条件を満たしつつできるだけ遮蔽層を薄くする最適化が、必要である。特にSCM中の放射線発熱に関しては、構造設計の進展に伴い、熱伝導、熱輻射によるSCM中への流入熱、導電体中の渦電流による発熱などがはっきりした時点で、冷凍電力とブランケットと遮蔽層の厚さによるSCMのコストに関する最適化を行う必要がある。

(5) SCM以外の炉のコンポーネント、特にインジェクター、真空排気ポンプや計測器などに対する装置遮蔽と、生体遮蔽とを考慮した総合的な遮蔽設計も今後の課題である。

Table 2.5.1 Nuclide densities of the shield and magnet of JCFR

Region	Nuclide Density (atoms/cm <sup>3</sup> × 10 <sup>21</sup> )												
	Mo	He	Cr	Mi	Fe	H	O	<sup>10</sup> B	Al	Ca	Pb	Cu	Nb
11. Vacuum		10 <sup>-41</sup>											
12. Borated Water	0.0025		0.00315	0.00197	0.01182	0.05304	0.02652	0.00045					
13. Heavy Concrete					0.02823	0.02403	0.03382		0.00245	0.00191			
14. Borated Water	0.0025		0.00315	0.00197	0.01182	0.05304	0.02652	0.00045					
15. Lead											0.03296		
16. Insulator									0.01801				
17. SCM	0.00063		0.00788	0.00493	0.02955							0.03385	0.00277
18. Insulator									0.01801				

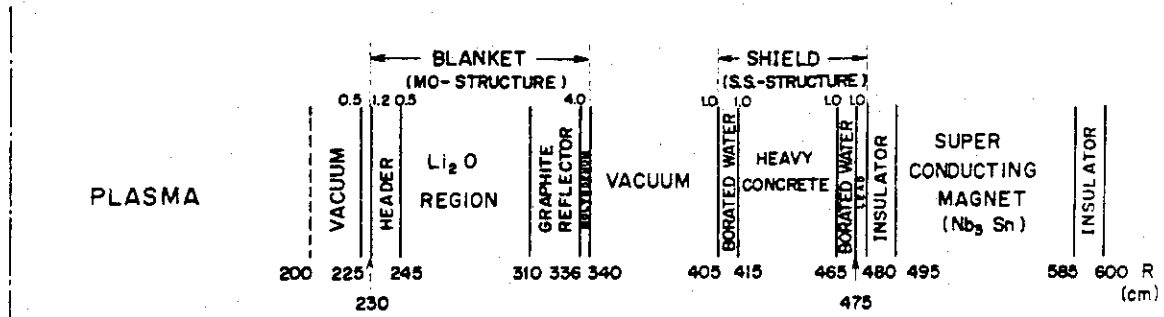


Fig.2.5.1 Schematic of blanket, shield and magnet design.

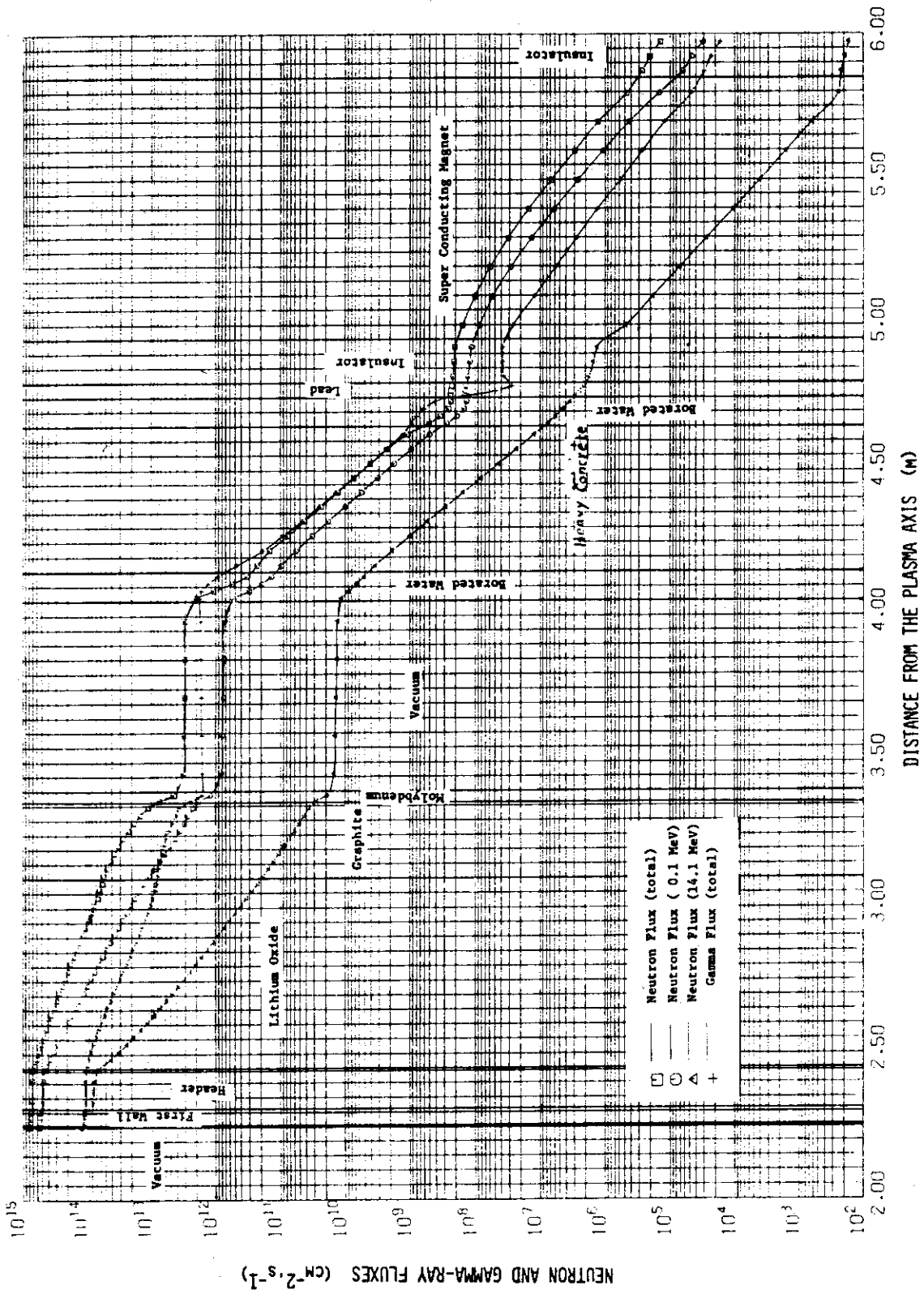


Fig.2.5.2 Neutron and gamma-ray fluxes in JCFR

Table 2.5.2a Nuclide densities of the blanket in JXFR\*(atoms/cm<sup>3</sup>×10<sup>24</sup>)

	S.S.	S.S. +B <sub>4</sub> C	VACUUM or PLASMA	CARBON COATING	PEBBLE Li <sub>2</sub> O REGION	BLOCK Li <sub>2</sub> O REGION	GRAPHITE REFLECT- OR
Ni	9.848 <sup>-3</sup>	6.401 <sup>-3</sup>			8.617 <sup>-4</sup>	1.690 <sup>-3</sup>	1.182 <sup>-3</sup>
Cr	1.575 <sup>-2</sup>	1.024 <sup>-2</sup>			1.378 <sup>-3</sup>	2.703 <sup>-3</sup>	1.890 <sup>-3</sup>
Mo	1.255 <sup>-3</sup>	8.158 <sup>-4</sup>			1.098 <sup>-4</sup>	2.154 <sup>-4</sup>	1.506 <sup>-4</sup>
Fe	5.909 <sup>-2</sup>	3.841 <sup>-2</sup>			5.170 <sup>-3</sup>	1.014 <sup>-2</sup>	7.091 <sup>-3</sup>
B <sup>10</sup>		1.501 <sup>-2</sup>					
C		4.741 <sup>-3</sup>		8.374 <sup>-2</sup>			5.761 <sup>-2</sup>
H <sub>0</sub>		1.900 <sup>-5</sup>	1.000 <sup>-11</sup>		2.700 <sup>-5</sup>	1.06 <sup>-5</sup>	1.920 <sup>-5</sup>
Li <sup>6</sup>					1.022 <sup>-3</sup>	3.045 <sup>-3</sup>	
Li <sup>7</sup>					1.275 <sup>-2</sup>	3.799 <sup>-2</sup>	
O					6.885 <sup>-3</sup>	2.052 <sup>-2</sup>	

\*JXFR stands for JAERI Experimental Fusion Reactor

Table 2.5.2b Nuclide densities of the shield and magnet in JXFR (atoms/cm<sup>3</sup>×10<sup>24</sup>)

Nuclide	Region			
	Heavy Concrete (80%) +H <sub>2</sub> O(B)(20%)	Lead	Super Insulation	S.C.M. S.S.(60%), Cu(28%),Nb(7%)
<sup>16</sup> O	3.376×10 <sup>-2</sup>			
Nb				3.884×10 <sup>-3</sup>
Mo				7.530×10 <sup>-4</sup>
Cr				9.450×10 <sup>-3</sup>
Ni				5.909×10 <sup>-3</sup>
Fe	2.823×10 <sup>-2</sup>			3.545×10 <sup>-2</sup>
H	2.391×10 <sup>-2</sup>			
<sup>10</sup> B	1.1202×10 <sup>-4</sup>			
Al	2.4251×10 <sup>-3</sup>		1.801×10 <sup>-2</sup>	
Cu				2.370×10 <sup>-2</sup>
Pb		3.296×10 <sup>-2</sup>		
Ca	1.9149×10 <sup>-3</sup>			

NEUTRON AND GAMMA HEATING RATE

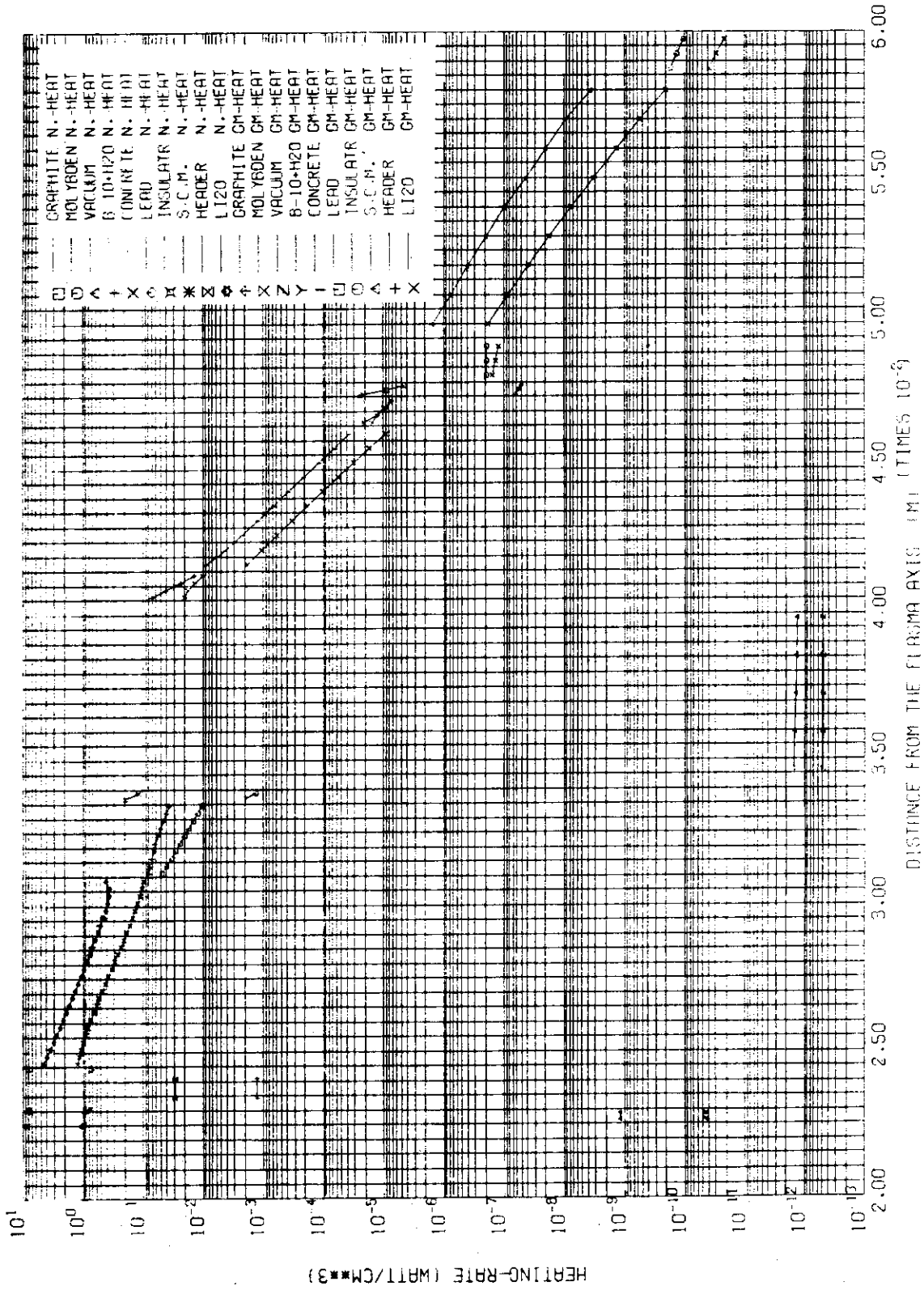


Fig.2,5,3 Neutron and gamma-ray heating-rate in JCFR

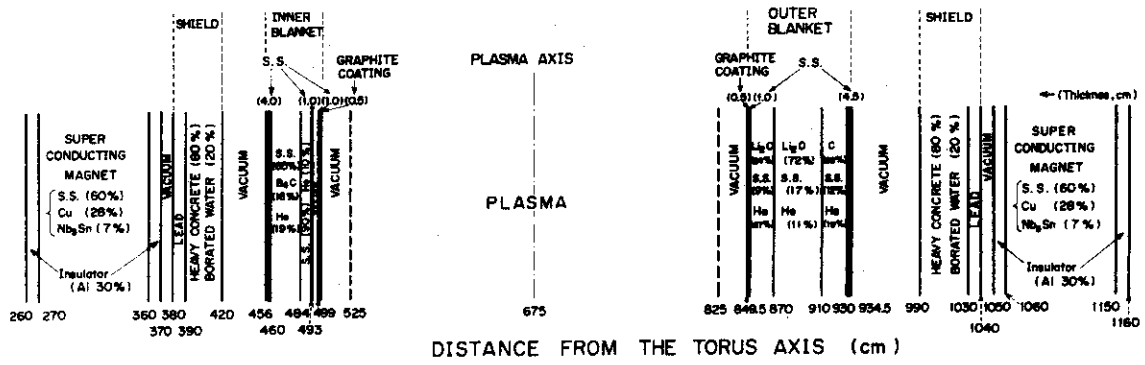


Fig.2.5.4 Schematic Layout of the Experimental Fusion Reactor  
 — Plasma, Blanket, Shield and Magnet

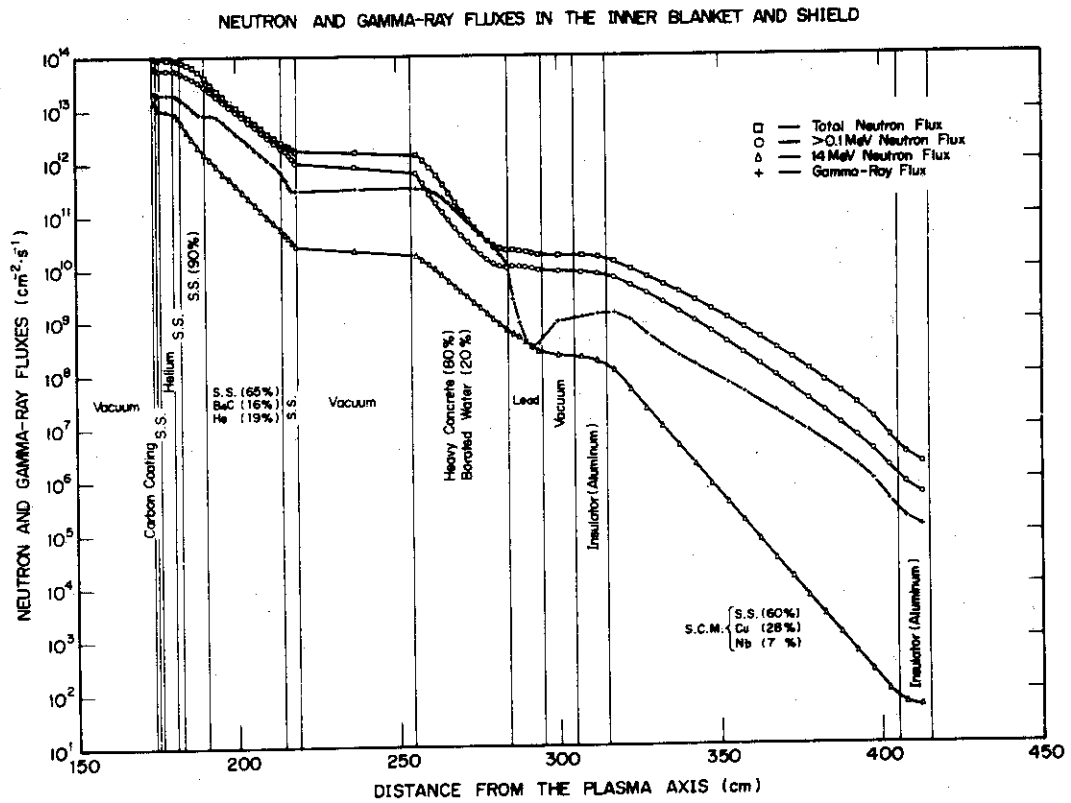


Fig.2.5.5a Neutron and gamma-ray fluxes in the inner blanket, shield and magnet

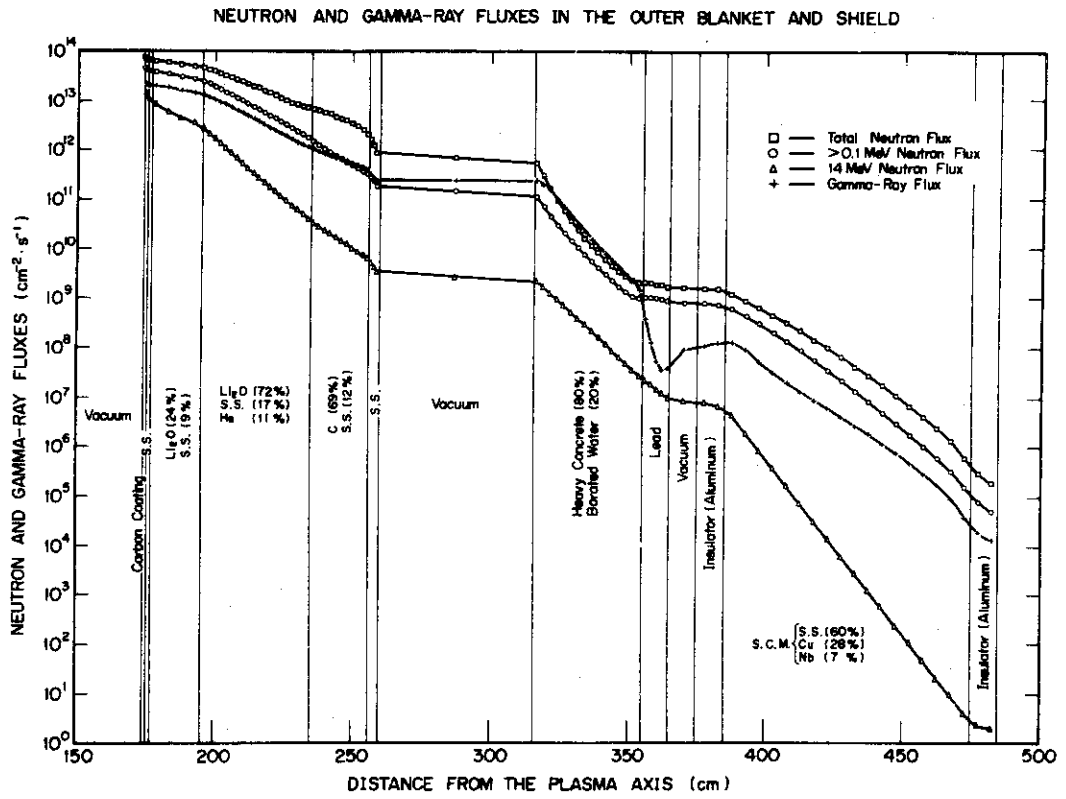


Fig.2.5.5b Neutron and gamma-ray fluxes in the outer blanket, shield and magnet

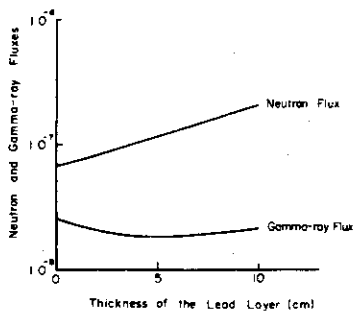


Fig.2.5.6a Total neutron and gamma-ray fluxes at the surface of SCM as a function of lead thickness

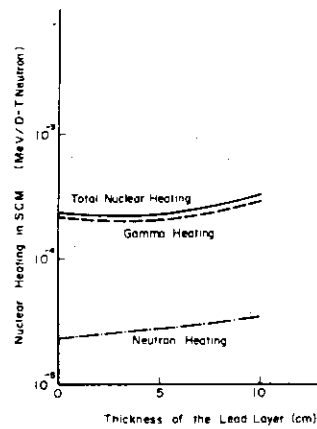


Fig.2.5.6b Total nuclear heating in the SCM as a function of the lead thickness



## 2.6 誘導放射能

核融合炉においては、源中性子のエネルギーが約14MeVと高いため、 $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, 2n)$ などの核種変換が大量に起るので、その結果生ずる装置の誘導放射能はかなり大きなものとなる。この誘導放射能は、装置の保守、修理を困難にし、最終的には放射性廃棄物を生ずることになるので、炉の設計に大きな影響を及ぼす。

ここでは、誘導放射能の計算方法を簡単に説明し、核融合実験炉の予備設計においてなされた誘導放射能の評価結果の一部を紹介する。

### 2.6.1 誘導放射能の計算法<sup>(35)</sup>

誘導放射核の生成率分布およびそれに起因する誘導放射線の線量率分布の計算手順は以下の通りである。

1. まず核融合炉運転時のブランケット、遮蔽層、SCMなどにおける中性子束の空間分布とエネルギースペクトルを求める。これは多群の中性子断面積をSUPERTOGを用いて核データファイルをENDF/B-IIIより作成して、この断面積を1次元輸送計算コードANISN<sup>(6)</sup>または2次元輸送計算コードTWO TRAN-GG<sup>(7)</sup>に適用することにより求められる。<sup>(36)</sup>
2. 次にこの中性子束を誘導放射能計算コードACTIVEに入力して、一定時間炉を運転後に炉の各部に存在する誘導放射核の空間分布を、放射核の生成と崩壊とを考慮して求める。ACTIVEに必要な入力データとしては、各核種別の誘導放射核の生成反応断面積および放射核の崩壊データがあるが、特に前者の測定データが少なくその収集に苦勞する。
3. ACTIVEは、さらに運転停止後の誘導放射能と崩壊熱の空間分布の時間的変化を計算し、必要に応じて誘導放射核の空間分布を、1次元輸送計算コードANISNの線源分布として入力できる形でカード出力する。
4. 誘導放射線の中でガンマ線以外は簡単な遮蔽で阻止でき、また $\alpha$ および $\beta$ 線は装置の表面近くで発生するものだけが空気中に出て来るので量的にも少ないので、誘導放射線としてはガンマ線だけが問題となる。そこでGAMLEG-JR<sup>(12)</sup>にて多群のガンマ線断面積を求め、ACTIVEにより求められたガンマ線放出核を線源として、ANISNあるいはTWO TRANにて、誘導放射ガンマ線の空間線量率分布を求める。

### 2.6.2 実験炉の誘導放射能<sup>(35)</sup>

実験炉の予備設計において、ブランケット、遮蔽層およびSCMの構造材として使われているステンレス鋼(SUS316)の誘導放射能を評価した。Fig.2.6.1に、実験炉を2年間、稼働率50%で運転した後の、ブランケットと遮蔽層に含まれるステンレス鋼の全誘導放射能の減衰の様子を示す。この図より、炉を停止直後に $10^7$  Ci以上である全誘導放射能の減衰は緩やかであり、1年後でも $10^6$  Ci以上であることがわかる。

Fig.2.6.2に、2年間運転後1週間経過したときのブランケット、遮蔽層、SCM中における誘導放射能からのガンマ線の照射線量率分布を、運転時のガンマ線の線量率分布とともに示す。図において一点鎖線は、遮蔽層の外側にSCMがある場合であり、破線はSCMが無い場合である。SCMがない場合には、遮蔽層の外側の誘導放射能による線量率は、 $2.5 \text{ mR} \cdot \text{h}^{-1}$ 以下

となり人間がその地点まで接近することが可能となる。SCMがある場合には、SCMの構造材の誘導放射能が大きく、人間が近づくためには、鉛の板でSCMを覆うなどの遮蔽材の追加が必要となる。

2.6.3 誘導放射能の問題点

実験炉においても、2年間運転後には誘導放射能はかなり大きく、SCMに鉛の遮蔽を追加することによってのみ、人間が遮蔽層の外側まで近づけることが示された。線量率が最も高い第1壁においてその値は、遮蔽層の外側より8桁以上も高くなるので第1壁の交換あるいはブランケット部分の修理は、完全な遠隔作業で行わなければならない。ステンレス鋼、ニオブ、モリブデンなどの、長寿命の誘導放射能を帯びやすい材料を構造材として用いる以上、炉の保守、修理の際の誘導放射能対策は、炉設計のキーポイントとなる。その際に炉のどの範囲まで人間が接近し作業できる領域とするかを、予め詳細な評価により設定しておく必要がある。

他方、バナジウム、アルミニウム合金、黒鉛などの長寿命誘導放射能が比較的少ない材料を構造材とする方式も検討に値する。その際には、このような材料が、第1壁が置かれる厳しい放射線および熱的な環境に耐え得る設計が可能か、長寿命誘導放射能源となる不純物を除けるかと言った点が問題となる。

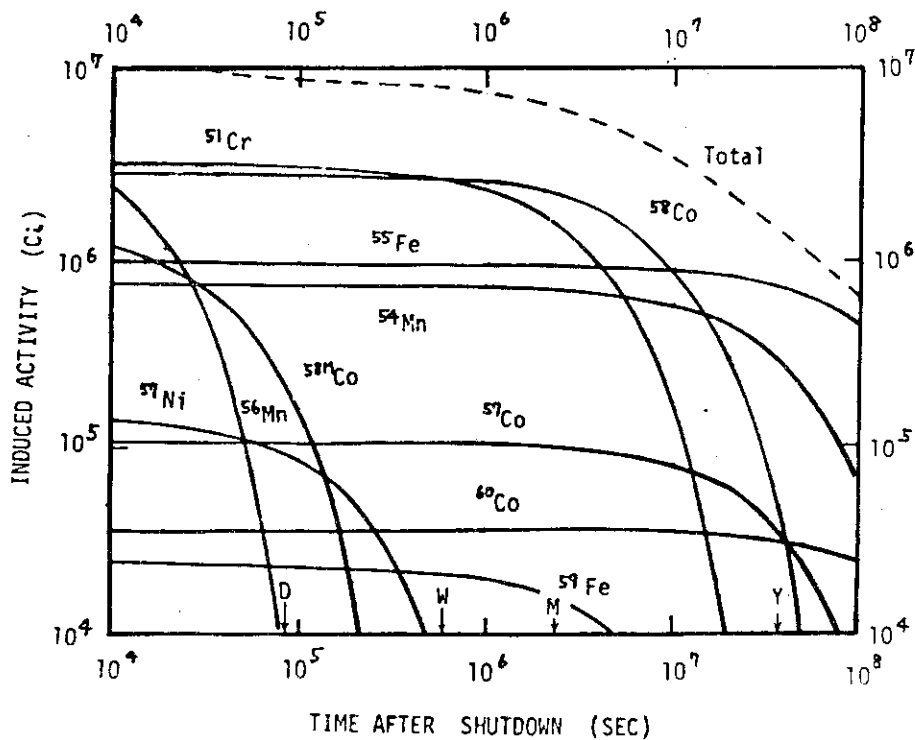


Fig.2.6.1 Bulk induced activity of the stainless steel in JXFR blanket and shield after two years of operation

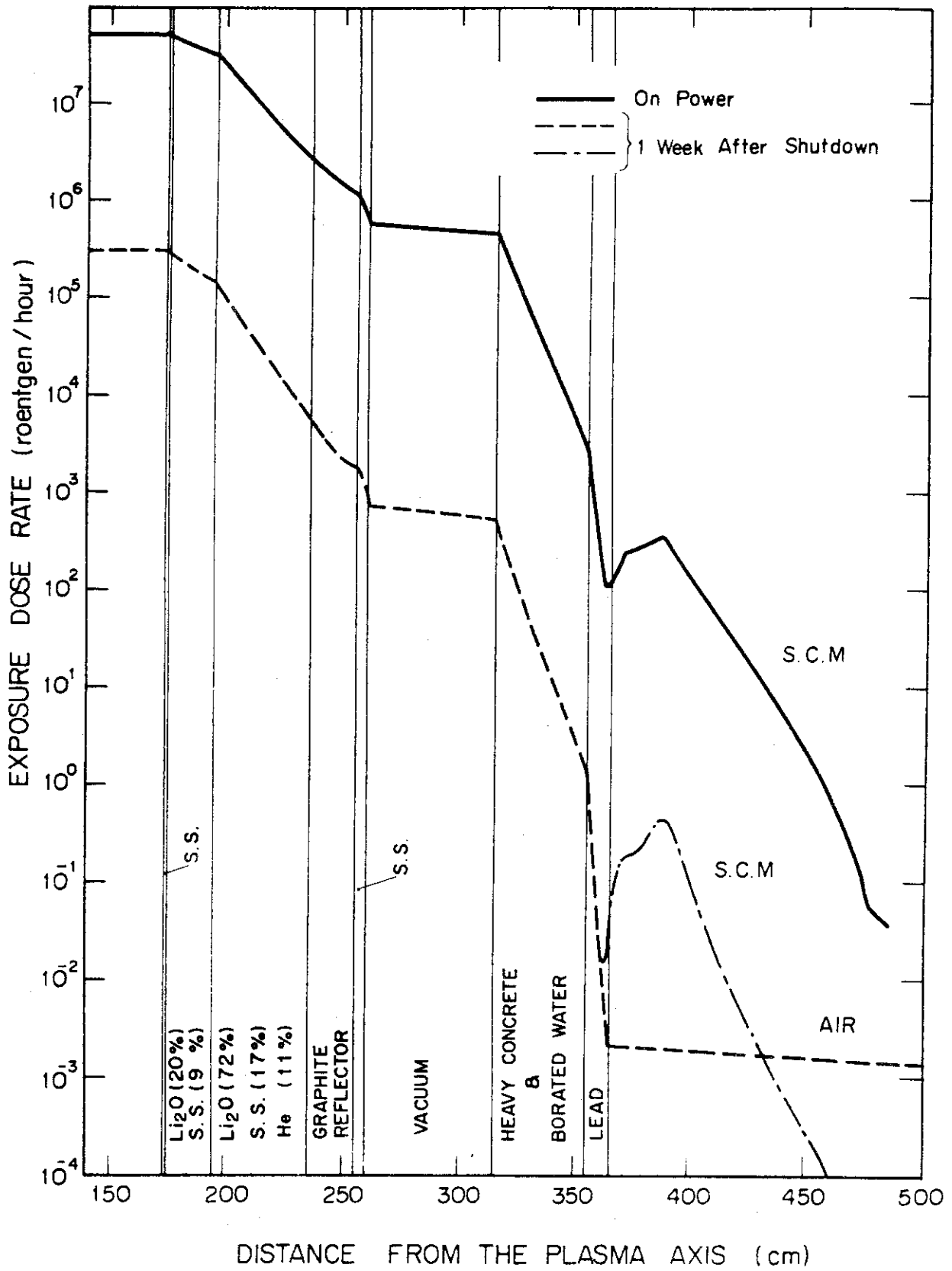


Fig.2.6.2 Exposure dose-rate in the outer blanket and shield

## 2.7 材料の放射線損傷

核融合炉においては、プラズマに面した第1壁の放射線損傷が最も厳しい。第1壁のプラズマ側には、中性子のみならず荷電粒子、中性化したプラズマ粒子、電磁波などが入射して、スパッタリング、ブリストリングなど様々なメカニズムにより表面が削られ、プラズマへの不純物源となり問題である。第1壁材料自体の機械的性質を劣化させる最大の原因は、14 MeVの中性子である。特にこの中性子によるヘリウム、水素などの気体生成と、材料原子の変位損傷（はじき出し損傷、displacements per atom, DPA で表わされる）の結果生ずる延性低下が、第1壁の寿命を決定するものと考えられている。

(85)

### 2.7.1 放射線損傷の計算法

材料中のヘリウムと水素の生成率は、材料を構成する核種の気体生成反応断面積と材料中の中性子束との積として求められる。

変位損傷率の計算は、以下の通りである。まず物質に固有な量としての損傷函数を計算する。損傷函数とは、はじき出し損傷の起る確率を中性子エネルギーの函数として表わしたもので、その計算には物質の構成核種の弾性散乱、非弾性散乱、 $(n, 2n)$ 、 $(n, \gamma)$  反応断面積が必要である。またはじき出しのしきいエネルギー、 $E_d$  は実験的に求められ、1次ノックオン原子 (PKA) が物質中で静止するまでにはじき出す原子の総数は、Lindhardモデル<sup>(89)</sup>に基づいて計算する。

次に変位損傷を計算する位置における中性子スペクトルを求め、変位損傷函数との積としてその位置におけるDPAが計算される。

### 2.7.2 実用炉材料中の気体生成率

高速中性子はブランケット構成材料と反応しヘリウムや水素を発生せしめるが、これらの気体は材料のスウェリングを惹き起し材料の膨張および機械的性質の変化をもたらすので、気体の生成量を評価しておく必要がある。

実用炉の構造材の主成分であるMoとブランケット物質 $Li_2O$ 中の気体生成量を評価した。<sup>(29),(30)</sup>  
Moの場合には天然に存在する同位元素の数は7と多く、これらの同位元素毎の気体生成断面積のデータはきわめて乏しく新たにデータの収集とサーベイを行った。そのようにして得られ最も信頼性が高いと思われる断面積セットを用いた場合のヘリウムと水素の生成率の最大値は、第1壁の表面においてそれぞれ $209 \text{ ppm} \cdot \text{y}^{-1}$ と $478 \text{ ppm} \cdot \text{y}^{-1}$ であった。またENDF/B-IIIのデータに基づく $Li_2O$ 中のヘリウムと水素の生成率の最大値はそれぞれ $1650 \text{ appm} \cdot \text{y}^{-1}$ と $1500 \text{ appm} \cdot \text{y}^{-1}$ であった。<sup>\*</sup>

(85)

### 2.7.3 実験炉第1壁の放射線損傷

実験炉第1壁のSUS-316中の変位損傷と気体生成量を計算した。核データファ

\* ) appmは $10^6$ 個のLiとOの原子あたりのヘリウムあるいは水素の原子の生成量を表わしている。

イル ENDF/B-III と N の核データを用いて、TENJINI<sup>(90)</sup> と DPA<sup>(91)</sup> という二通りの計算コードを使用して DPA を計算した。はじき出しのしきいエネルギー  $E_d$  の値としては、40 eV を採用し、中性子スペクトルは、42 群の放射線発熱計算で求められているものを用いた。

第 1 壁の変位損傷率は、使用した計算コードや核データにあまり依存せず、稼働率を 100% としたときにほぼ  $2 \text{ DPA} \cdot \text{y}^{-1}$  と計算された。またヘリウムと水素の生成率は、ENDF/B-N のデータを用いたときに、それぞれ、 $23.5 \text{ appm} \cdot \text{y}^{-1}$  と  $71.2 \text{ appm} \cdot \text{y}^{-1}$  となった。第 1 壁の DPA は高速炉の被覆管の DPA の約  $1/10$  であるが、ヘリウム生成量はほぼ 10 倍に相当する。

#### 2.7.4 放射線損傷の問題点

実験炉の第 1 壁の壁負荷<sup>\*)</sup>は、Table 2.1.1 に示されているように、実用炉の約  $1/8$  であるにもかかわらず、第 1 壁中のヘリウム生成率は、高速炉のほぼ 10 倍であることが示された。また実用炉の第 1 壁のヘリウム生成率は、実験炉の約 8 倍となっている。このように大量のヘリウム生成が、第 1 壁材料の機械的性質をどのように変えるかについての研究は非常に重要である。ヘリウムの生成は、どのような材料を用いても避けられない。生成したヘリウムが、過大なスウェリングを生じないような材料の開発が望まれる。

変位損傷を表わす DPA を核計算によって求めることはできるが、annealing 効果などを考慮して、使用条件における材料の機械的性質の DPA 依存性を明確にする必要がある。

---

\*) 単位表面積あたりプラズマから入射する D-T 中性子の個数

## 2.8 設計の精度評価

第2章では実用炉と実験炉のブランケット核特性の計算結果について述べてきたが、その計算精度を調べるには最終的にはブランケットのモックアップ体系に対する14 MeV中性子による照射実験の測定値との比較を必要とする。しかしながら核融合炉の概念すら今後変りうる現在ではそのようなモックアップ実験を行うには時期早尚でありむしろ次章で述べるブランケット炉物理実験により、解析しやすい簡単な形状の体系における14 MeV中性子による放射線の挙動を調べる段階と考られる。この節では今迄に述べて来た核設計値の精度の評価と、精度を向上させるために必要と考られる課題をいくつか挙げることにする。

### 2.8.1 設計の精度と問題点

核設計の精度は、核データ、評価済核データ、炉定数、計算手法などに左右される。これらのいづれかに含まれる誤差はそのまま計算結果に反映されることになる。

第2章で述べてきた設計計算は、大部分が評価済核データ・ファイル ENDF/B-III<sup>(13)</sup> のデータを用いていてその他の核データは ENDF/B-III に含まれていない場合に限り他から収集している。<sup>\*</sup> ENDF/B-III は本来核分裂炉の核計算に役立たせることを主目的として作成されているために核融合炉のブランケット核設計に必要とされているデータはきわめて不足していたり精度が低いことが多い。<sup>(38)</sup> その結果核データの不確かさによる誤差が現在の計算結果の誤差の中で最も大きいと考られる。

次に炉定数の作成方法としては、ENDF/B-III の核データを処理して散乱の非等方成分まで計算できる SUPERTOG-JR<sup>(12)</sup> が中性子の輸送断面積作成に用いられた。この処理コードでは非弾性散乱反応および  $(n, 2n)$  反応の結果生ずる2次中性子のエネルギー、角度分布の取り扱いが不十分である。ガンマ線の輸送断面積の作成には GAMLEG-JR<sup>(12)</sup> が用いられたが、これは原子番号 Z だけを入力すれば良いので便利であり、一部低エネルギーガンマ線の光電吸収の計算精度はやや落ちるが、十分目的に沿うものと考えられる。また42群中性子-21群ガンマ線の結合断面積セットを大半の計算に使用したが、42群の切り方も10 MeV 以上で十分細かくほぼ妥当なものであったと考えている。

中性子束とガンマ線束の計算には、一部に2次元  $S_N$  輸送計算コード TWOTRAN-GG<sup>(7)</sup> を用いたが、その他は全て1次元  $S_N$  輸送計算コード ANISN<sup>(6)</sup> を使用した。これは設計が予備的な段階にあることと、同じ計算体系に対する1次元計算と2次元計算で求められた中性子束分布<sup>(37)</sup> の間に大きな差は生じないことが確かめられているので、ほぼ妥当なものと考えられる。

今後の設計精度の向上のためには、

1. ENDF/B-IV<sup>(66)</sup> など、より新しく不確かさの小さい核データを使用すること。
2. 2次中性子の角度分布を厳密に考慮できる中性子断面積作成コードなどの炉定数作成コードを開発し、核融合炉用炉定数ライブラリーを整備すること。
3. トーラス形状などの複雑形状を取り扱える3次元輸送計算コードの開発などを行う必要がある。

\* ) 2次ガンマ線のエネルギースペクトルは一部 ENDF/B-III にも含まれているが、全て<sup>(14)</sup> POPOP4 Library から採用した。

### 2.8.2 放射線発熱の計算精度

実用炉において、特に重要なブランケット中の放射線発熱の計算値には、現状では20%程度の誤差があると考えられる。これは放射線発熱の30%以上を占めるガンマ線発熱の計算の基となる2次ガンマ線スペクトルデータの不確かさが、大きいためである。このデータはPOP4 Library<sup>(14)</sup>より採用しているが、ある核種のデータが不足している場合には他の核種のデータで代用したり、熱中性子捕獲反応の結果放出されるガンマ線のスペクトルを高エネルギー中性子捕獲反応の場合に代用したりしている。さらに放射線発熱の約40%以上を占める荷電粒子生成反応の断面積も、数MeVから13MeVまでのエネルギー範囲においては、15%以上の不確かさがある。

中性子発熱定数計算コードMACKに関しては、その計算法の妥当性が確かめられている<sup>(39)</sup>。ガンマ線発熱定数はエネルギー吸収係数として遮蔽計算で使うものとの一致は良い。また中性子とガンマ線の輸送計算に伴う誤差も、空間分布についてはかなり大きい。放射線発熱量のようにブランケット全体にわたる積分量に関しては、それほど大きくないものと考えられる<sup>(40)</sup>。積分量を $S_N$ 輸送計算で求める場合には、 $P_3 - S_4$ 近似でほぼ十分であることが知られている。

### 2.8.3 T増殖比の計算精度

核データの不確かさのT増殖比に対する感度解析がなされている<sup>(41)</sup>。その結果金属リチウムと黒鉛およびニオブ構造材からなるブランケットのベンチマークモデル<sup>(42)</sup>においてT増殖比には ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ 反応断面積と2次中性子のエネルギー分布の不確かさにより5%程度の差が生ずるが、全ての核データの不確かさを考慮してもT増殖の差は7%程度とされた<sup>(41)</sup>。実用炉と実験炉においては $\text{Li}_2\text{O}$ を用いたり、構造材としてモリブデン、ステンレス鋼を用いているなどの点はベンチマークモデルと異なるが、これらの相違を考慮しても核データの不確かさがT増殖比におよぼす影響は10%以下と考えられる。

他方計算法に関しては2.4.3で述べた断面形状補正、非均質補正あるいは2.4.2で述べたインジェクター孔の存在の取り扱いなどに伴う誤差を考慮してもT増殖比の計算法による誤差は5%程度と考えられる。この他に炉定数作成に伴う誤差が考えられるが、完全な炉定数作成コードが存在しない現時点では、この誤差の評価は困難である。

### 2.8.4 SCM遮蔽の設計精度

SCMの遮蔽設計は深層透過問題であるために様々な誤差が累積して効くので、かなり大きな誤差を見込んでおく必要がある。SCM中の0.1MeV以上の高速中性子束の最大値に関しては、8~13MeVの核データの精度が低いこと、特に2次中性子のエネルギー、角度分布データの精度が低いことなどから桁が合っていれば良いと考えている。またSCM中の放射線発熱量はその90%以上がガンマ線発熱であるために、2次ガンマ線生成スペクトルに関する大きな不確かさなどにより1桁以上の誤差を見込んでいる。

計算法に関する誤差に関しても2.5.2でも述べたようにインジェクター孔からの中性子のストリーミング効果によりSCM中の最大高速中性子束が数十倍となることが明らかにされ<sup>(19)</sup>、深層透過問題は計算条件に対する依存性が高いことが確かめられている<sup>(28)</sup>。そこで今後十分に精度に

注意してSCMの遮蔽設計を進めて行く必要がある。

### 2.8.5 誘導放射能と照射損傷の精度評価

これらの評価にはMeVオーダーの中性子の反応断面積を核種別に必要とするにもかかわらず、これらの核データは極めて不足している。さらに誘導核種の崩壊データや、変位損傷結果に直接効いてくるはじき出しのしきいエネルギー値などにも大きな不確かさがある。

実験炉の誘導放射能の計算では、構造材であるステンレス鋼の誘導放射能だけを考慮している。炉全体の誘導放射能の大部分は、第1壁とブランケットのステンレス鋼の誘導放射能によって占められるので、全誘導放射能は数十パーセントの誤差の範囲内で求められていると考えられる。しかし、人間が接近することを想定している炉の周辺部、遮蔽層の外側では、1桁程度の誤差を見込む必要がある。

放射線損傷についても、第1壁においては、計算された中性子束の誤差は小さく、プラズマから直接入射する14MeV中性子の寄与が大きいので、計算値の誤差は核データと損傷関数の計算法とはじき出しのしきいエネルギーの実効値の選び方に依存しているので、その計算誤差は30%程度であろう。しかしながら、SCM中の銅の安定化金属のDPAについては、以上の誤差に中性子束の計算誤差が加わるので、1桁以上の誤差を見込んでいる。



### 3. ブランケット炉物理実験とその解析

今まで述べてきたようにブランケットの核特性は核融合炉工学の基礎である。そこでプラズマから放出された1.41 MeVの中性子がブランケットに入射した後にどのような挙動をとるかを調べることは極めて重要である。近年核融合炉の設計が盛んに行われるに従ってブランケット核設計に使用されている核データと計算手法を検証するためのブランケット模擬体系における積分実験に対する要望が高まっている。しかしながらこの種の実験の例は世界的に見てもきわめて少ないのが現状である。

1954-1958年にかけて米国ロスアラモス研究所のWymanは、LiD球体系の中心にてD-T中性子を発生させてトリチウムの生成反応率分布を測定した。<sup>(43)</sup> その結果初めて ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ 反応の重要度が確認されたが、軍事秘密とされ一般に公開されたのは1972年のことである。また英国のAWREのWeale等によって天然の金属ウランの円柱状体系においてD-T中性子を発生させ各種の反応率分布を測定した結果が1961年に発表されている。<sup>(44)</sup> この二つの測定は<sup>(45)</sup><sup>(46)</sup>いずれも最近計算手法などの検証のために再計算されてその結果が報告されている。

最近の外国の測定例としては、米国ローレンスリバモア研究所におけるパルス中性子源を用いたリチウムおよびウランの球体系における中性子スペクトル測定、<sup>(47)</sup> 米国テキサス大学における黒鉛四角柱体系における反応率測定、<sup>(48)</sup> 西独ユーリッヒ研究所におけるリチウム金属の円柱体系に対する各種反応率測定<sup>(49)</sup>および西独カールスルーエ研究所におけるリチウム球体系に対する中性子スペクトル測定<sup>(50)</sup>などがある。

以上の例でローレンスリバモア研究所とカールスルーエ研究所の測定は中性子スペクトルの測定が主であり、Wealeの実験とテキサス大学の実験ではリチウムを体系に含んでいない。またWymanの実験はLiD体系に対するものでこの体系では減速材としてのDの影響が大きくLiの核特性は調べにくい。ユーリッヒにおける測定は円柱体系を使用ししかもその中に中性子源用に直径20 cm近くの孔が空いているので、2次元計算を用いても解析はかなり困難と考えられる。

このような背景のもとに、我々は日本原子力研究所において、ユーリッヒより時期的にいくらか早い1972年の秋から金属リチウム球体系における積分実験を開始した。この章ではこの実験の概要、実験体系と測定法、実験方法についてひと通り紹介し、最も重要な成果である4種類の体系における核分裂率測定とその解析結果について述べる。さらに核分裂率測定値と計算値の間に最も大きな不一致が見られた黒鉛反射体付リチウム球体系において行われた詳細な検討結果を報告する。

### 3.1 概 要

前述のように、我々は1972年秋からブランケット炉物理実験を開始した。その目的は、まず核融合炉の炉物理（あるいは14 MeV Neutronics）として、従来の原子炉の炉物理とは以下の点で異なるものの研究であり、第2には、その結果をブランケット核設計の評価に役立たせることにある。

核融合炉の炉物理実験では、原子炉における臨界のようなはっきりした状態がなく、ブランケットの外部にプラズマという14 MeV中性子源がある点で通常の遮蔽実験に近いものである。遮蔽実験と異なる点は、媒質中の放射線の減衰の様子だけでなくブランケットの中での各種の反応率の絶対値を知る必要があることおよび14 MeV中性子が主役をなしていることである。そのために取り扱う中性子のエネルギー範囲が広く、原子炉では問題にならなかった高エネルギーにしきい値を有する種々の中性子核反応が共存するので、なかなか良い検出器がない。そこでガンマ線の発熱分布やトリチウム生成率分布の測定法など新しい測定技術自身の開発が必要となる。

ブランケット核設計計算結果の評価のためには、理想的には設計通りのブランケットモックアップ体系においてプラズマと同じような形状と方向性を有するD-T中性子源による実験をすることが望ましいが、現時点ではそのような装置は実現困難であるばかりでなくそのような複雑形状を精度良く解析できるほど計算手法が発達していないのであまり意味がない。そこで当面はできるだけ簡単な形状においてしかも単純な組成を持つ体系において核計算の精度を実験的に確かめることが必要である。

我々が行ったブランケット炉物理実験の特徴としては、まず第1にいろいろな組成や形状の体系が組める点にある。すなわち2インチ立方を1ユニットとする直方体状の模擬物質のブロックをステンレス鋼製の引き出しに装荷し、さらにこの引き出しを、やはりステンレス製の格子管集合体に挿入して体系を組み立てる方式をとっている。この方式は原研の高速臨界実験装置(FCA)と同じ方式であり、FCAと模擬物質(黒鉛、ウランなど)を共用できるという利点もある。第2の特徴は、この方式では近似的に球体系が組めるために解析が容易となる点でありこれは見過すことができない大きな長所である。第3点は、実験の初期の段階において核分裂計数管のブランケット実験における測定装置としての有効性に着目して、核分裂率の測定に的を絞った点が挙げられる。第4点は加速器のD<sup>+</sup>ビームの延長管の断面種が、2インチ平方の格子管の1ユニットの断面積よりやや小さいので体系に与える摂動が小さい反面中性子の発生量が $3 \times 10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$ と小さいので、箔放射化法の適用などが困難なこと、測定時間が長くなることが挙げられる。さらにはリチウム体系とは言えステンレス鋼の体積比が約19%とかなり大きいこと、測定孔の位置は自由に変えられしかも測定器と中性子源との間をブランケット物質で埋められることなどが特徴と言える。

次に実験のおおよその経緯を述べてみる。まず実験が開始された昭和48年度においては、Fig. 3.1.1に示す小型の格子管集合体を用いて、実効的半径34.14 cmの金属リチウム球体系を作り、<sup>235</sup>U, <sup>237</sup>Np, <sup>238</sup>U, <sup>232</sup>Thの小型核分裂計数管による反応率分布、<sup>6</sup>LiIシンチレータ(51), (52)による14 MeVの中性子束分布などを測定した。昭和49年度前半においては核分裂計数管を校正することにより、<sup>238</sup>U/<sup>235</sup>Uの核分裂比の絶対値の分布を金属リチウム球体系およびこの

体系の外側に黒鉛をほぼ 21 cm の厚さで配置した黒鉛反射体付リチウム球体系において測定した。<sup>(53)</sup> その結果黒鉛反射体付体系において $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ の核分裂比に関して実験と計算の結果に<sup>(54), (55)</sup> 実験誤差では説明できない大きな差が見られたので詳細な解析を行った。昭和 49 年度の後半には Fig. 3.1.2 に示す大型格子管集合体が可能になりリチウム球体系および黒鉛反射体付体系の内側にほぼ 7 cm の厚さに天然ウランを装荷した二つのいわゆる核融合-核分裂ハイブリッド模擬体系において $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ の核分裂比を測定した。<sup>(56)</sup> そして昭和 50 年度には LiF の熱蛍光線量計 (TLD) の反応率分布測定を行った。さらに半導体検出器により D-T 反応の結果中性子と同時に発生する  $\alpha$  粒子を計数して、中性子発生量が決定できるようになったため、4 種類<sup>(57)~(59)</sup>の体系において $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  の核分裂率分布の絶対測定を行うことができた。その結果それまでは絶対測定として得られていた $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ 核分裂比だけの分布に代って情報量が一挙に 4 倍となり、計算結果を評価する上でかなり見通しが良くなった。

本文においては、リチウムを含む 4 種類の体系における上記 4 核種の核分裂率分布の絶対測定に関する検討を行う。この 2 年半あまりの核分裂率に関する測定結果のほとんど全てが、この中に測定精度が向上して包含されている。さらに測定値と計算値との間に大きな不一致が見られた黒鉛反射体付リチウム体系における核分裂率に対する詳細な検討を行った。

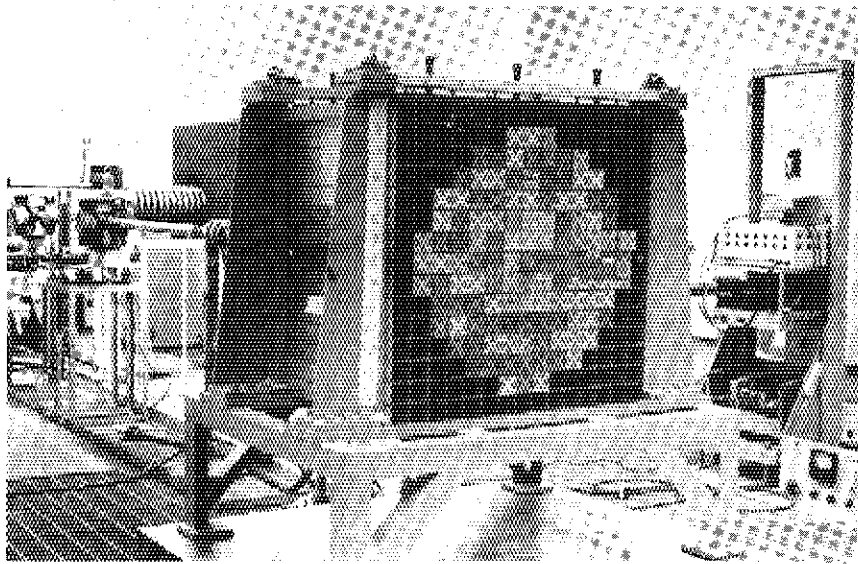


Fig.3.1.1 Small size lattice assembly

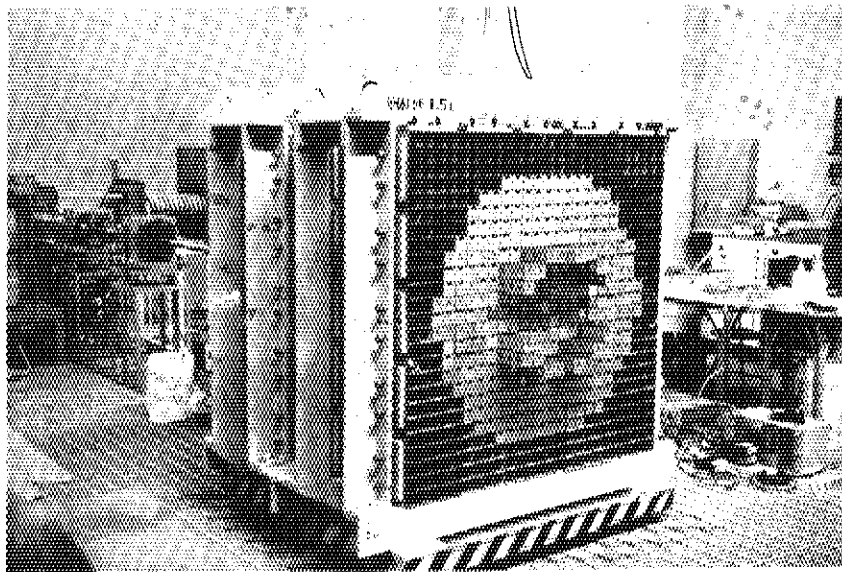


Fig.3.1.2 Large size lattice assembly

### 3.2 実験体系と検出器

この節では4種類の実験体系と使用された検出器の概要を述べる。

#### 3.2.1 実験体系

Fig. 3.2.1 にリチウムブロックと引き出しを示す。この金属リチウムブロックは天然リチウムをほぼ95%の充填率で含んでおり1mmのステンレス被覆に包まれ残りの空間には常圧のアルゴンガスが封入されている。図に示されているように2インチ立方体を1ユニットとしてその2倍、あるいは4倍のものを組み合わせて引き出しに挿入する。また測定器を通すための2 cmφの貫通孔のついたブロックも図に示されている。このリチウムブロックと同じ寸法で同様な形状の黒鉛および天然ウランのブロックが体系の組み立てに使用され、これらはFCAの模擬物質を借用した。また図に示されている引出しもFCAで使用されているものを借用した。このように各種のブロックを引き出しに入れ、この引き出しをFig. 3.1.1とFig. 3.1.2に示す小型あるいは大型の格子管集合体に装荷して球状体系を組み立てた。その結果球状体系とはいうものの実際にはFig. 3.2.2の黒鉛反射体付ウラン体系の水平断面図に見られるように各領域の境界にはかなりの凹凸がある。

Fig. 3.1.2 に示されるように体系全体は実効的厚さ3 cm程度の鉄製の昇降台の上に乗せられ高さを調整して加速器のターゲットの位置が体系の中心に来るように上下できる。Fig. 3.1.2 に示された床面は鋼製のグリッド状になっており実際のコンクリートの床は3.5mほど下にある。また実験体系は四方の壁と天井からも4 m以上離れている。

加速器はCockcroft-Walton型で通称PNS-Aと呼ばれ、加速電圧は300 kVであり、 $10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$ のオーダーの中性子を発生する。Fig. 3.2.2の断面図に見られるようにD<sup>+</sup>ビームは加速器の延長管を通り体系の中心におかれたチタノトリチウムターゲットでD-T中性子を発生する。測定孔はこのビームと直角の水平方向に設けられた。

測定の対象となった4種類の実験体系の模式図をFig. 3.2.4に示す。これらの体系はその組成に対応してそれぞれLi, Li-C, U-Li およびU-Li-C体系と名付けられ、以後体系名はこの略名で記述することにする。Fig. 3.2.4からもわかるようにLi体系とU-Li体系の測定は小型の格子管集合体(Fig. 3.1.1)において組み立てられ、黒鉛反射体をつけたLi-CとU-Li-C体系は大型格子管集合体(Fig. 3.1.2)中に組み立てられた。その差を除くとLi, Li-C, U-Li体系はU-Li-C体系からウランと黒鉛、あるいはそのどちらかを取り除いた体系となっている。U-Li-C体系の垂直断面図をFig. 3.2.3に示す。

Li体系はリチウムブロックだけを小型格子管集合体に装荷したもので、中心に半径10 cmの球とはほぼ等体積のvoid領域が設けてある。そして半径10 cmから3.41 cmの球殻に相当する部分にリチウムブロックが装荷してあり、このリチウム領域中での中性子の平均衝突回数はほぼ3回である。この体系はリチウム中の14 MeV中性子の透過を調べる目的で組み立てられた。Li-C体系は黒鉛反射体効果および黒鉛中の高速中性子透過を調べる目的でLi体系を厚さ約21 cmの黒鉛で取り巻いて大型格子管集合体上に組み立てられた。核融合炉のブランケットにおけるエネルギー増倍を高め、核燃料あるいはトリチウムを生産する目的でブランケットにウランやトリウムを装荷する核融合-核分裂ハイブリッド炉の設計が近年盛んに広われている。<sup>(86)</sup>

そこでLi体系とLi-C体系のそれぞれの中心部の実効的半径3.3 cmから10 cmの領域に天然ウランを装荷したU-Li体系とU-Li-C体系が組み立てられた。

### 3.2.2 検出器

ここではブランケット炉物理実験に使用されている検出器の概要を述べ、特に次節では検討の対象とした小型核分裂計数管について詳しく述べるが、実際の測定系の配線法やノイズ落しの方法など放射線計測学的な内容には立ち入らない。

ブランケット炉物理実験を開始した時点では $^6\text{LiI}$ および $^7\text{LiI}$ シンチレーションカウンターを用いてトリチウム生成反応率を測定する試みがなされた。しかしながらこの方法は14 MeV中性子場においてはトリチウム生成反応以外にも多くの荷電粒子生成反応が競合して生ずるため前者だけを取り出すにはより精度の良い核データとかなり複雑な unfolding の技術が必要であることがわかった。(Fig. 3.2.5 と Fig. 3.2.6 参照) また同様の理由で $^{10}\text{BF}_3$  比例計数管<sup>(51)</sup>の使用も $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  反応だけを取り出すことはかなり困難であることが明らかになった。これに対して核分裂計数管の場合には、核分裂反応の放出エネルギーは約200 MeVと大きく、14 MeV中性子場においての他の反応との分離が容易で且つ核分裂断面積は良く調べられているので有効である。しかも $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{U}$ と $^{232}\text{Th}$ の4種類の核分裂計数管を用いると、 $^{235}\text{U}$ 以外はそれぞれ異なるエネルギーのしきい値を有するので、それぞれのしきい値に対応するエネルギー以上の中性子の情報が得られることになる。Fig. 3.2.7にENDF/B-IVより得られた上記4核種の100群の核分裂断面積を示す。また異なるエネルギーのしきい値を有する各種の放射化箔を用いる方法もブランケット炉物理の測定法としては有効な手段であり実際に使用されている。<sup>(44), (49)</sup>しかしながら我々の実験ではPNS-Aの中性子発生量が少な過ぎるためにこの方法では精度良い測定は困難である。<sup>(60)</sup>

トリチウム生成反応率の測定法としては原子核乾板を用いる方法<sup>(49)</sup>、トリチウムと同時にできる $\alpha$ 粒子を検出する $\alpha$ -トラック法<sup>(43)</sup>、照射したリチウムを溶解し、生成したトリチウムを比例計数管で測定する方法<sup>(61)</sup>、液体シンチレーションカウンターによる測定法などが行われている。原子核乾板を用いる方法は最も確かで得られる情報量も多いが、かなりの装置と反応を判別するための熟練と莫大な労力を必要とする。 $\alpha$ -トラック法はその他の $\alpha$ 粒子生成反応との区別がつかないための誤差が生ずる。比例計数管を用いてトリチウムを直接測定する方法は困難な割には精度が低い。液体シンチレーションカウンターを用いる方法が最も有望と考えられこの測定法の準備が進められている。さらに新しい方法としてLiFの熱蛍光線量計(TLD)のトリチウムの自己照射を利用する方法が前川により提案され、予備的な実験結果で、原理的な可能性が確かめられている。<sup>(62)</sup>

放射線発熱分布の測定法については、今のところ適当な方法はない。LiFのTLDを用いてガンマ線発熱を測定しようとする試みが昭和50年度に原研でなされ、かなり有望な結果が得られている。<sup>(63)</sup>

中性子スペクトルの測定に関してはTOF法、シングルシンチ法、ダブルシンチ法、 $^3\text{He}$ カウンター法など核分裂炉で確立された方法が適用できると考えられ、実際に測定が開始されている。<sup>(47), (50), (64), (65), (97)</sup>

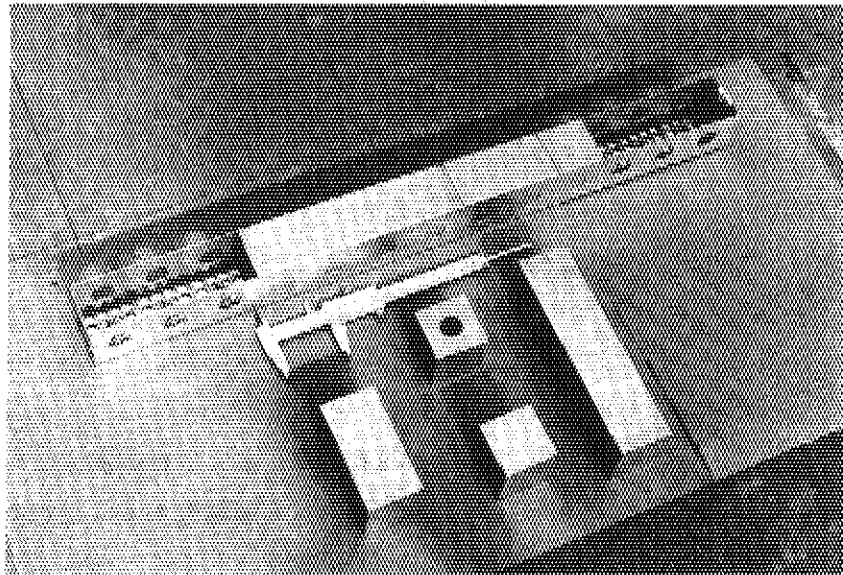


Fig.3.2.1 Lithium blocks and a drawer

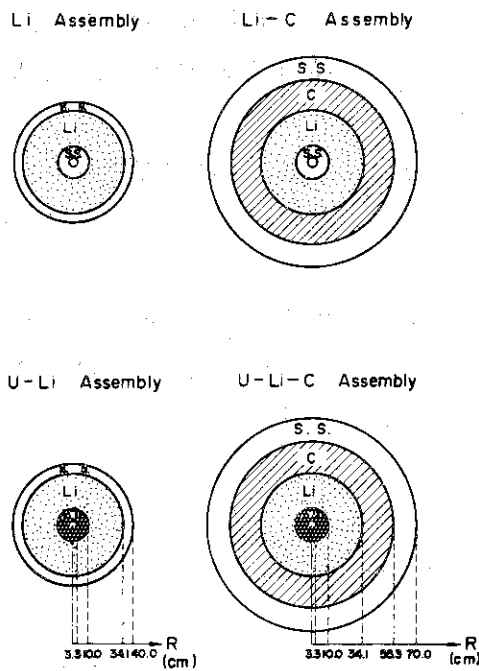


Fig.3.2.4 Schematic configuration of the four assemblies

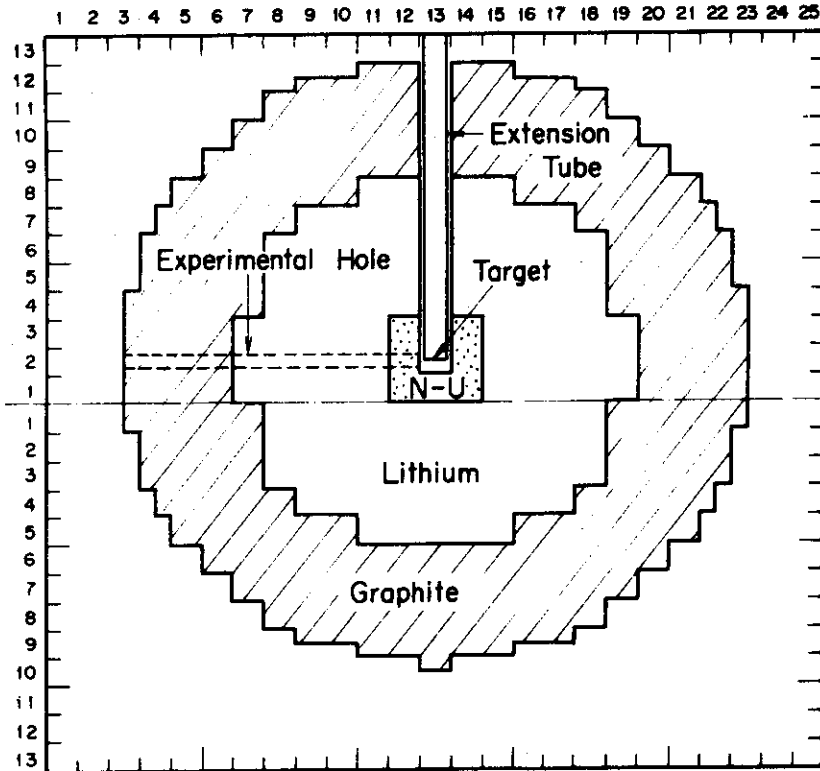


Fig.3.2.2 Horizontal cross section of U-Li-C Assembly

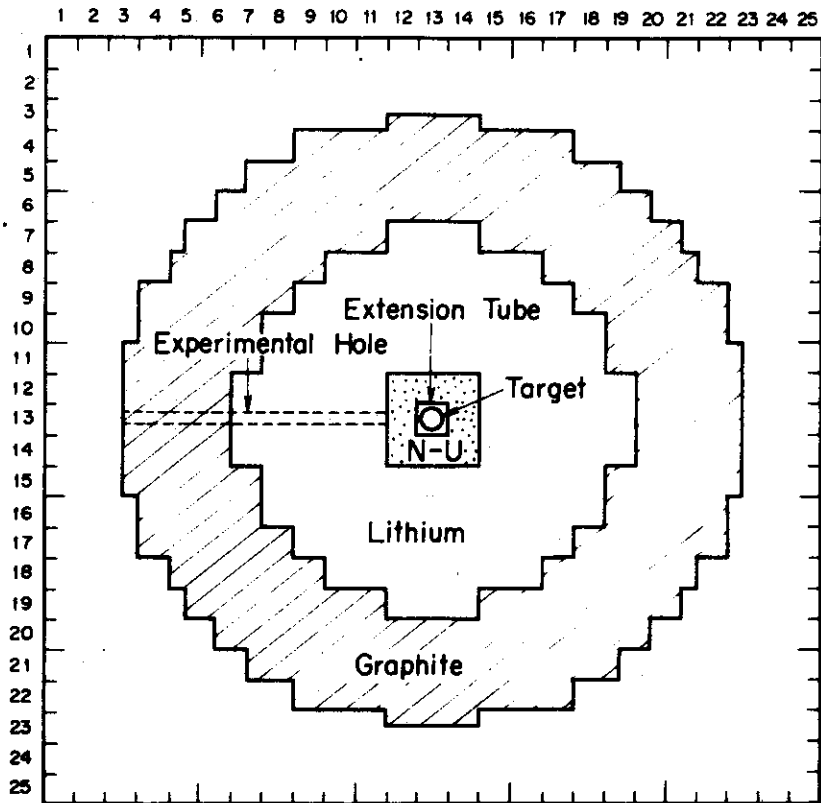


Fig.3.2.3 Vertical cross section of U-Li-C Assembly



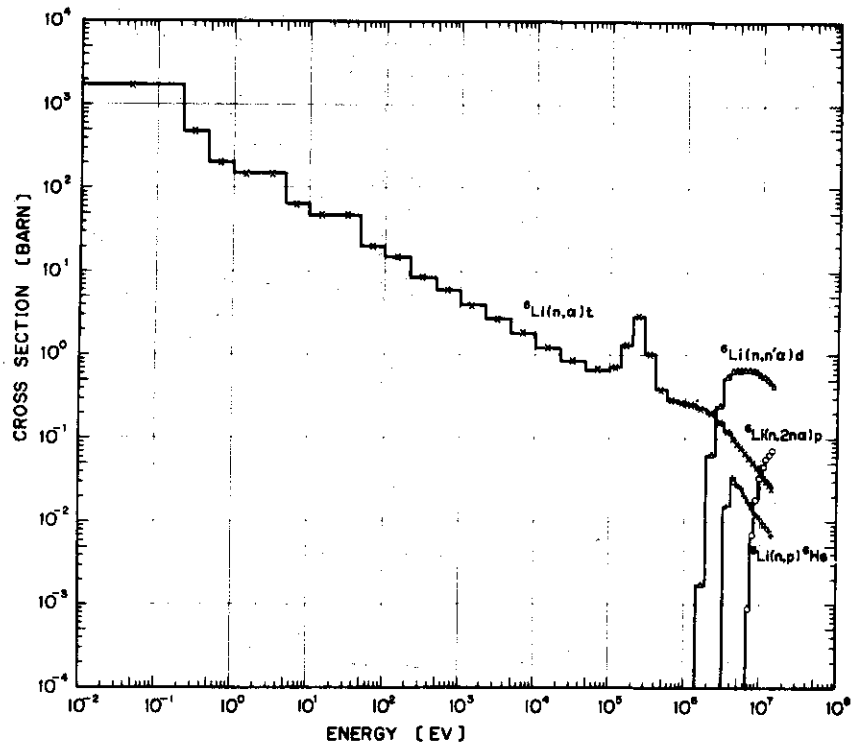


Fig.3.2.5 Charged particle production cross-sections of  ${}^6\text{Li}$

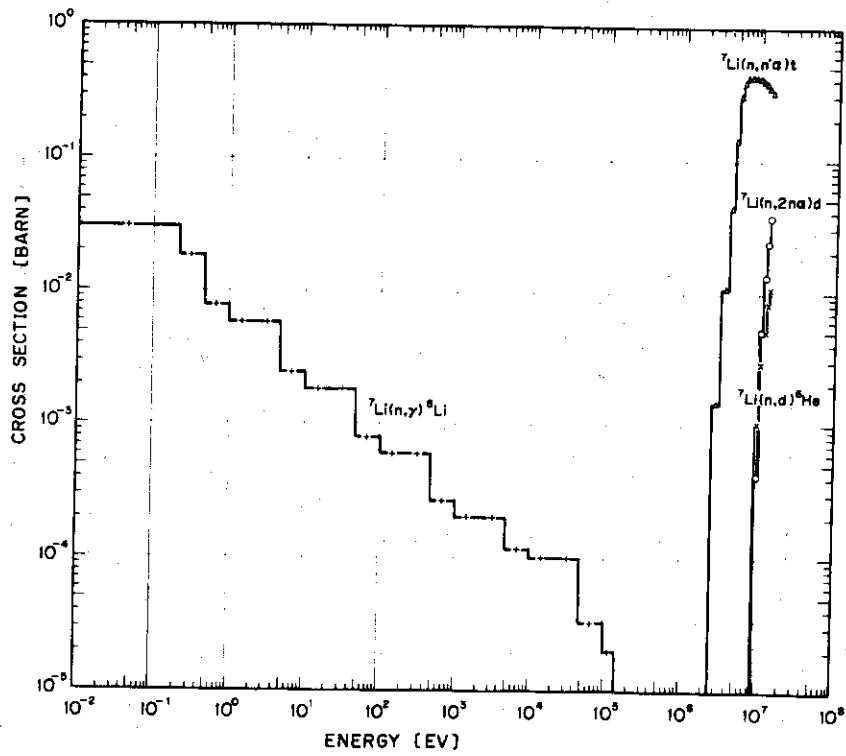


Fig.3.2.6 Charged particle production cross-sections of  ${}^7\text{Li}$

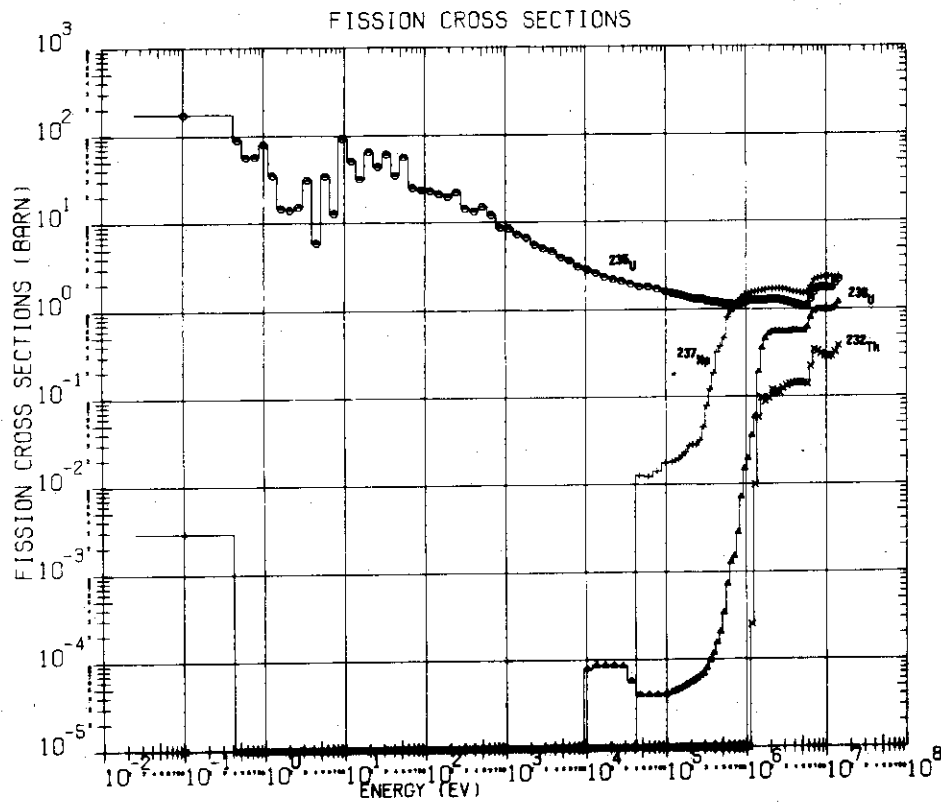


Fig.3.2.7 100-group fission cross-sections of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  and  $^{235}\text{U}$

### 3.3 核分裂率測定実験 <sup>(58)</sup>

この節では昭和50年度にわれわれが行ったリチウム、ウラン、黒鉛の組み合わせからなる4種類の球状体系における<sup>235</sup>U, <sup>237</sup>Np, <sup>238</sup>Uおよび<sup>232</sup>Thの核分裂率の絶対測定実験の概要とその結果について述べる。

<sup>235</sup>U, <sup>238</sup>Uおよび<sup>232</sup>Thの小型核分裂計数管 (micro fission chamber, 以下mfcと略す)にはそれぞれの酸化物がほぼ4mgコーティングされており<sup>237</sup>Npのmfcには約1.6mgの酸化物がコーティングされている。これらのmfcは20th Century Electronics社より購入したFC4A型のものである。これらのmfcの外径はおよそ6mmφ, 実効長44mmであり, 厚さ0.4mmのステンレス鋼でできた円筒状をしていてその内側に各核種の酸化物がコーティングされてある。<sup>235</sup>Uのmfcには7%の<sup>238</sup>U, <sup>234</sup>U, <sup>236</sup>Uが含まれ, <sup>238</sup>Uのmfcには0.044%の<sup>235</sup>Uが含まれている。また<sup>237</sup>Npのmfcには0.1%のPuが含まれ, <sup>232</sup>ThのmfcにはUなどの不純物が含まれている。不純物が明らかでないTh以外の核種では, 核分裂率の測定値に不純物効果に対する補正を施した。

#### 3.3.1 核分裂計数管の較正

昭和49年度にはmfcの実効原子数を求めるために同程度の大きさのAB Atomenergi社 <sup>(53)</sup>の5102型の絶対較正済のmfcとの較正実験を行なった。この場合には, 絶対較正済のmfcと実験に使用するmfcとを束ねて同時に同一の14MeV中性子場において核分裂反応の計数率を測定することにより較正を行なった。

そして昭和50年度には, 半導体検出器を用いてD-T反応の結果中性子とともに放出されるα粒子を検出することにより中性子発生量の絶対値がわかるようになったため以下の方法により較正を行なった。Fig. 3.3.1に示すように加速器のターゲットの前方の適当な距離だけ離れた位置にmfcを置き核分裂反応を計数する。中性子発生量とmfcの全計数とから次の式で実効原子数が求められる。

$$N = \frac{C_0}{K \cdot \sigma_f \cdot n} \quad (3.1)$$

ここでN; 実効原子数, (atoms/mfc)  
 $C_0$ ; 全計数 (fissions)  
 $n$ ; 中性子発生数, (neutrons/steradian)  
 $\sigma_f$ ; 核分裂断面積, (barns)  
 $K$ ; ターゲットとmfcの相対位置で決まる係数,

である。ここで $\sigma_f$ は前方中性子のエネルギーがほぼ15MeVであるので15MeVにおける値を <sup>(66)</sup>ENDF/B-Nより採用した。さらに

$$C_0 = f C, \quad (\text{fissions}) \quad (3.2)$$

$$n = K \alpha C_\alpha, \quad (\text{neutrons}) \quad (3.3)$$

$$K \alpha = \frac{1}{\epsilon \cdot \Delta \Omega} \left( \frac{\bar{J}_n}{\bar{J}_\alpha} \right) \quad (3.4)$$

ここでf; 全計数を求めるための補正係数,

C ; 校正時の mfc の計数, (counts)

$C_\alpha$  ; 校正時の  $\alpha$  モニターの計数, (alpha counts)

$\epsilon$  ;  $\alpha$  モニターの検出効率,

$\Delta\Omega$  ; ターゲットに対する  $\alpha$  モニターの立体角, (steradian)

J ; 重心系における立体角と実験室系の立体角の比で, 添字 n,  $\alpha$  はそれぞれ  $0^\circ$  の中性子と  $180^\circ$  の  $\alpha$  粒子に対するものであることを示している。

$K_\alpha$  ;  $\alpha$  モニターの計数から中性子発生数を求める係数,

である。

J は放出粒子の角度と D-T 反応を起すときの重陽子のエネルギーの関数で, その平均は次式で与えられる。

$$\bar{J}(\omega) = \frac{\int_0^{E_0} \sigma(E, \omega') \cdot \phi_d(E) \cdot J(E, \omega) dE}{\int_0^{E_0} \sigma(E, \omega') \cdot \phi_d(E) dE} \quad (3.5)$$

ここで  $E_0$  ; 重陽子の加速エネルギー (300 keV),

$E$  ; D-T 反応を起すときの重陽子エネルギー,

$\omega$  ; 実験室系の立体角,

$\omega'$  ; 重心系の立体角

$\sigma(E, \omega')$  ; D-T 反応の微分断面積,

$\phi_d(E)$  ; 重陽子のエネルギー分布である。

f を求めるには, mfc の計数のパルス波高に対する分布を描き, mfc の discri-level からパルス波高 0 の位置まで discri-level における計数と同じ計数があるとして全計数が得られるものとした。このようにして得られた 4 核種の f はいずれも 1.1 に近い値となった。(1) 式の K はターゲットと mfc の実際の配置に対して数値計算により求めた。

以上二通りの方法で行った校正の結果得られた各 mfc の実効原子数は実験誤差の範囲内 (ほぼ 5%) で一致している。ここでは他人が絶対校正した mfc に依存せず済むこと, および次節で述べる理由から核分裂率絶対測定とのマッチングが良い後者の結果を採用する。

### 3.3.2 核分裂率分布測定

3.2.1 で述べた 4 種類の体系, すなわち Li, Li-C, U-Li, U-Li-C 体系 (Fig. 3.2.4 参照) において 4 核種の核分裂率分布を測定した。Fig. 3.2.2 の U-Li-C 体系の水平断面図に示されるように  $D^+$  ビームと垂直方向の実験孔に沿って 2 本ずつ mfc を上下に束ねてトラバースさせ同時に 2 核種の核分裂率を測定した。その組み合わせは  $^{235}\text{U}$  と  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  と  $^{232}\text{Th}$  の二通りであり, ターゲットに近い位置では 2 本の mfc の相対的位置関係を上下逆転させた 2 回の測定を行いその平均値を測定値とした。

核分裂率の測定と同時に  $\alpha$  モニターで中性子の発生量を求めた。この  $\alpha$  モニターは半導体検出器でターゲットから 107.2 cm,  $D^+$  ビームに対してほぼ  $180^\circ$  のところの真空中に置かれている。(Fig. 3.3.1 参照) さらに同時に体系から 4 m ほど離れた位置に Long counter を置きバックアップモニターとしてある。(Fig. 3.3.2 参照) 一定の配置の下では  $\alpha$  モニターの

計数と Long counter の計数の比の変動は 0.2% 程度であり両者の安定性は保障されている。

実験孔を通しての中性子のストリーミングを減らすために、mfc が体系の中心から遠ざかるにつれて実験孔のあるブランケット模擬物質を孔のないもので置き換えた。そして測定位置において mfc の先端がその前にあるブランケット模擬物質に接するようにして位置を決めた。そこで測定位置はほぼ 5.5 cm おきに離散的な値をとっている。これらの中間の位置では、mfc とその前方のブランケット物質との間に隙間が空き測定値が計算値からずれてしまうので測定してもあまり意味がない。(文献 (53) の Fig. 5 参照)

核分裂率  $R$  は次式で求まる。

$$R = \frac{C'_0}{N \cdot K_\alpha \cdot C_\alpha} \quad (\text{fissions}/(\text{atom} \cdot \text{source neutron})) \quad (3.6)$$

$$C'_0 = f C', \quad (\text{fissions}) \quad (3.7)$$

$$K_\alpha = \frac{4\pi}{\epsilon \cdot \Delta\Omega} \cdot \left(\frac{1}{J_\alpha}\right), \quad (3.8)$$

ここで  $C'$  ; 核分裂率測定の際の mfc の計数,

$C_\alpha$  ; 核分裂率測定の際の  $\alpha$  モニターの計数,

$K_\alpha$  ;  $\alpha$  モニターの計数から中性子発生量を求める係数,

である。(1)~(8)式をまとめると

$$R = K \sigma_f \cdot J_n \cdot \frac{C'}{C_\alpha} \cdot \frac{C_\alpha}{C} \quad (3.9)$$

となる。(9)式には、mfc の計数から全計数を求めるための補正係数  $f$  および  $\alpha$  モニターの効率  $\epsilon$  といった不確かさを含む量が含まれていない。これは mfc の較正と核分裂率の測定に同じ  $\alpha$  モニターを用いているので、(9)式を求める際に分子、分母で消去されるためである。

### 3.3.3 結果と検討

Tables 3.3.1 ~ 3.3.4 にそれぞれ Li, Li-C, U-Li, U-Li-C 体系における 4 核種の核分裂率分布の測定結果を示す。また Figs. 3.3.3 ~ 3.3.6 にそれぞれ  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  と  $^{235}\text{U}$  の核分裂率の 4 体系の各測定点における値を示す。黒鉛を含まない Li と U-Li 体系では、中心からの距離  $R \geq 3.77$  cm の点では測定と、U-Li-C 体系の  $R = 3.22$  cm における  $^{232}\text{Th}$  の測定はなされていない。以上の結果から以下のことがわかる。

(1) Figs. 3.3.3 ~ 3.3.6 を見ると  $^{235}\text{U}$  以外の核種の核分裂率の Li と Li-C 体系における測定値は、概して良く一致していて、また U-Li と U-Li-C 体系の測定値も一致が良い。これらの結果から黒鉛反射体が、 $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  の核分裂におよぼす影響が小さいことがわかる。また黒鉛反射体付の体系と反射体をつけない体系とは異なる格子管集合体上に作られ、測定は異なる日時に行われたにもかかわらず、このように良い一致が見られたことはこの測定法が安定していて再現性があることを示している。次に黒鉛反射体をつけたことによる核分裂率の僅かな変化の原因を検討してみる。

(i) Fig. 3.3.3 において Li と Li-C 体系における  $^{232}\text{Th}$  の核分裂率分布は、 $R \leq 2.66$  cm の各点においては、Li-C 体系の値の方が僅かに小さくなっている。これは黒鉛 (C) を付け加えることにより、 $^{232}\text{Th}$  の核分裂を起す約 4 MeV 以上の中性子の数が、これらの点にお

いて減少することを示している。この原因としては、Cによりこれらの点に後方散乱される中性子のほとんどが4 MeV以下になってしまうこと、および重い元素を含む実験室のコンクリート壁などから反射されてきた4 MeV以上の中性子を、Cが遮蔽してしまうことが考えられる。但し、 $R = 3.22$  cmにおいては、浅い角度では反射される中性子があるためにCをつけたLi-C体系の値の方が大きくなっている。

- (ii) LiとLi-C体系における $^{238}\text{U}$ の核分裂率分布に関しても、 $^{232}\text{Th}$ と同じ傾向が見られる。(Fig. 3.3.4 参照)
  - (iii)  $^{237}\text{Np}$ に対しても僅かながら同様な傾向が見られるものの $R = 2.11$  cmぐらいまでCにより反射された0.7 MeV以上の中性子が存在していることがわかる。(Fig. 3.3.5 参照)
- (2) Fig. 3.3.6の $^{235}\text{U}$ の核分裂率分布では、黒鉛反射体の効果が、はっきりしている。黒鉛をつけることにより $R = 10.1$  cmにおける $^{235}\text{U}$ の核分裂率も増大している。
- (3) 天然ウラン(NU)を加えた場合の影響は以下の通りである。
- (i)  $^{232}\text{Th}$ と $^{238}\text{U}$ の核分裂率分布は、NUを加えることにより、14 MeV中性子が核分裂反応のしきい値以下に減速され、NUの無い場合の約6割程度に減少する。(Figs. 3.3.3と3.3.4)
  - (ii)  $^{237}\text{Np}$ の場合は、NUにより中性子の減速効果と核分裂による中性子の増倍効果とがほぼ相殺し合うので、NUをつけると核分裂は僅かに減少するだけである。(Fig. 3.3.5)
  - (iii)  $^{235}\text{U}$ の核分裂率は、NUを加えると核分裂による中性子増倍のため、約2.5倍も大きくなる。

### 3.3.4 測定誤差

Tables 3.3.1 ~ 3.3.4 にそれぞれLi, Li-C, U-LiとU-Li-C体系の各点における4核種の核分裂率の測定値とその誤差を示した。誤差評価の詳細は文献(58)に譲りここではその結果だけを示す。

(9)式より

$$\left| \frac{\Delta R}{R} \right| \leq \left| \frac{\Delta K}{K} \right| + \left| \frac{\Delta \sigma_f}{\sigma_f} \right| + \left| \frac{\Delta J_n}{J_n} \right| + \left| \frac{\Delta C'}{C'} \right| + \left| \frac{\Delta C}{C} \right| \quad (3.10)$$

でRの誤差評価ができる。但し $\alpha$ モニターの計数 $C_\alpha$ と $C'_\alpha$ の統計誤差は0.1%以下であるので無視する。

$$\left| \frac{\Delta K}{K} \right| = 2.0\% + 0.15\% = 2.15\% \quad (3.11)$$

ここで2%は校正実験時にmfcの位置が1 mmずれたとした誤差であり、0.15%は $D^+$ ビームのターゲット上の位置のずれに対する誤差である。

$$\left| \frac{\Delta \sigma_f}{\sigma_f} \right| = \begin{cases} 1.12\% (^{232}\text{Th}), \\ 0.98\% (^{237}\text{Np}), \\ 0.64\% (^{238}\text{U}), \\ 0.10\% (^{235}\text{U}), \end{cases} \quad (3.12)$$

ここで $\sigma_f$ の核データは正しいとして15 MeVの前方中性子のエネルギーが0.1 MeV変るとした

場合の誤差である。

$$\left| \frac{\Delta \bar{J}_n}{\bar{J}_n} \right| \sim 1\%, \quad (3.13)$$

$$\left| \frac{\Delta C}{C} \right| = \begin{cases} 1.33\% \text{ ( } ^{232}\text{Th) ,} \\ 0.99\% \text{ ( } ^{237}\text{Np) ,} \\ 0.79\% \text{ ( } ^{238}\text{U) ,} \\ 0.83\% \text{ ( } ^{235}\text{U) ,} \end{cases}$$

Mfcの校正時の統計誤差がこの値である。

$\left| \frac{\Delta C'}{C'} \right|$  は核分裂率測定時の統計誤差であり、これは各測定点において異なる。またこの他に核分裂率測定時にmfcの位置のずれに対する誤差も各測定点において異なる値をとる。

以上の各項を(10)式に代入した結果、各点における核分裂率の測定誤差 $\Delta R/R$ は、5~10%程度となった。この誤差をTables 3.3.1~3.3.4には±の符号をつけて示してあるが、Figs. 3.3.3~3.3.6においては、省略した。

Table 3.3.1 Measured fission-rate in Li Assembly

Radius (cm)	Fission Rate (1/source neutron·atom)			
	$^{237}\text{Np}$	$^{232}\text{Th}$	$^{238}\text{U}$	$^{235}\text{U}$
4.6	$(1.22 \pm 0.09) \times 10^{-26}$	$(1.69 \pm 0.13) \times 10^{-27}$	$(6.59 \pm 0.45) \times 10^{-27}$	$(1.29 \pm 0.11) \times 10^{-26}$
10.1	$(2.55 \pm 0.18) \times 10^{-27}$	$(3.04 \pm 0.25) \times 10^{-28}$	$(1.08 \pm 0.08) \times 10^{-27}$	$(2.69 \pm 0.14) \times 10^{-27}$
15.6	$(1.14 \pm 0.08) \times 10^{-27}$	$(1.24 \pm 0.10) \times 10^{-28}$	$(4.21 \pm 0.29) \times 10^{-28}$	$(1.28 \pm 0.07) \times 10^{-27}$
21.1	$(5.97 \pm 0.37) \times 10^{-28}$	$(5.90 \pm 0.66) \times 10^{-29}$	$(2.07 \pm 0.13) \times 10^{-28}$	$(7.42 \pm 0.35) \times 10^{-28}$
26.6	$(3.58 \pm 0.26) \times 10^{-28}$	$(3.26 \pm 0.23) \times 10^{-29}$	$(1.11 \pm 0.08) \times 10^{-28}$	$(4.50 \pm 0.21) \times 10^{-28}$
32.2	$(2.08 \pm 0.13) \times 10^{-28}$	$(1.72 \pm 0.14) \times 10^{-29}$	$(6.15 \pm 0.45) \times 10^{-29}$	$(2.65 \pm 0.14) \times 10^{-28}$

Table 3.3.2 Measured fission-rate in Li-C Assembly

Radius (cm)	Fission Rate (1/source neutron·atom)			
	$^{237}\text{Np}$	$^{232}\text{Th}$	$^{238}\text{U}$	$^{235}\text{U}$
4.6	$(1.21 \pm 0.20) \times 10^{-26}$	$(1.66 \pm 0.28) \times 10^{-27}$	$(5.93 \pm 0.94) \times 10^{-27}$	$(1.29 \pm 0.21) \times 10^{-26}$
10.1	$(2.42 \pm 0.23) \times 10^{-27}$	$(2.85 \pm 0.26) \times 10^{-28}$	$(1.01 \pm 0.09) \times 10^{-27}$	$(3.04 \pm 0.24) \times 10^{-27}$
15.6	$(1.09 \pm 0.08) \times 10^{-27}$	$(1.16 \pm 0.08) \times 10^{-28}$	$(3.85 \pm 0.27) \times 10^{-28}$	$(1.72 \pm 0.08) \times 10^{-27}$
21.1	$(6.00 \pm 0.53) \times 10^{-28}$	$(5.62 \pm 0.53) \times 10^{-29}$	$(1.88 \pm 0.16) \times 10^{-28}$	$(1.27 \pm 0.07) \times 10^{-27}$
26.6	$(3.61 \pm 0.32) \times 10^{-28}$	$(3.23 \pm 0.32) \times 10^{-29}$	$(1.07 \pm 0.09) \times 10^{-28}$	$(1.13 \pm 0.06) \times 10^{-27}$
32.2	$(2.38 \pm 0.22) \times 10^{-28}$	$(1.95 \pm 0.19) \times 10^{-29}$	$(6.20 \pm 0.58) \times 10^{-29}$	$(1.18 \pm 0.06) \times 10^{-27}$
37.7	$(1.55 \pm 0.14) \times 10^{-28}$	$(1.35 \pm 0.13) \times 10^{-29}$	$(4.20 \pm 0.36) \times 10^{-29}$	$(2.31 \pm 0.12) \times 10^{-27}$
43.3	$(8.97 \pm 0.84) \times 10^{-29}$	$(7.77 \pm 0.82) \times 10^{-30}$	$(2.38 \pm 0.22) \times 10^{-29}$	$(2.80 \pm 0.15) \times 10^{-27}$
48.8	$(5.01 \pm 0.49) \times 10^{-29}$	$(4.72 \pm 0.54) \times 10^{-30}$	$(1.33 \pm 0.12) \times 10^{-29}$	$(2.18 \pm 0.11) \times 10^{-27}$



Table 3.3.3 Measured fission-rate in U-Li Assembly

Radius (cm)	Fission Rate (1/source neutron·atom)			
	$^{237}\text{Np}$	$^{232}\text{Th}$	$^{238}\text{U}$	$^{235}\text{U}$
4.6	$(1.59\pm 0.15)\times 10^{-26}$	$(1.61\pm 0.16)\times 10^{-27}$	$(5.86\pm 0.52)\times 10^{-27}$	$(2.43\pm 0.19)\times 10^{-26}$
7.6	—————	—————	$(1.80\pm 0.13)\times 10^{-27}$	$(1.13\pm 0.07)\times 10^{-26}$
10.1	$(3.27\pm 0.23)\times 10^{-27}$	$(2.19\pm 0.22)\times 10^{-28}$	$(7.61\pm 0.57)\times 10^{-28}$	$(6.02\pm 0.34)\times 10^{-27}$
15.6	$(1.28\pm 0.07)\times 10^{-27}$	$(7.80\pm 0.65)\times 10^{-29}$	$(2.75\pm 0.15)\times 10^{-28}$	$(2.70\pm 0.12)\times 10^{-27}$
21.1	$(6.27\pm 0.53)\times 10^{-28}$	$(3.65\pm 0.37)\times 10^{-29}$	$(1.29\pm 0.11)\times 10^{-28}$	$(1.53\pm 0.08)\times 10^{-27}$
26.6	$(3.41\pm 0.31)\times 10^{-28}$	$(2.03\pm 0.22)\times 10^{-29}$	$(6.58\pm 0.48)\times 10^{-29}$	$(8.94\pm 0.50)\times 10^{-28}$
32.2	$(1.97\pm 0.19)\times 10^{-28}$	—————	$(3.83\pm 0.33)\times 10^{-29}$	$(5.67\pm 0.37)\times 10^{-28}$

Table 3.3.4 Measured fission-rate in U-Li-C Assembly

Radius (cm)	Fission Rate (1/source neutron·atom)			
	$^{237}\text{Np}$	$^{232}\text{Th}$	$^{238}\text{U}$	$^{235}\text{U}$
10.1	$(3.36\pm 0.18)\times 10^{-27}$	$(2.12\pm 0.14)\times 10^{-28}$	$(7.42\pm 0.61)\times 10^{-28}$	$(7.07\pm 0.35)\times 10^{-27}$
15.6	$(1.33\pm 0.08)\times 10^{-27}$	$(8.14\pm 0.55)\times 10^{-29}$	$(2.72\pm 0.16)\times 10^{-28}$	$(4.10\pm 0.17)\times 10^{-27}$
21.1	$(6.53\pm 0.37)\times 10^{-28}$	$(3.77\pm 0.22)\times 10^{-29}$	$(1.27\pm 0.11)\times 10^{-28}$	$(3.07\pm 0.16)\times 10^{-27}$
26.6	$(3.77\pm 0.24)\times 10^{-28}$	$(1.96\pm 0.18)\times 10^{-29}$	$(6.73\pm 0.59)\times 10^{-29}$	$(2.80\pm 0.15)\times 10^{-27}$
32.2	$(2.30\pm 0.16)\times 10^{-28}$	$(1.26\pm 0.12)\times 10^{-29}$	$(4.17\pm 0.36)\times 10^{-29}$	$(3.10\pm 0.16)\times 10^{-27}$
37.7	$(1.51\pm 0.11)\times 10^{-28}$	$(8.30\pm 0.93)\times 10^{-30}$	$(2.65\pm 0.22)\times 10^{-29}$	$(6.54\pm 0.32)\times 10^{-27}$
43.3	$(8.05\pm 0.63)\times 10^{-29}$	$(6.61\pm 0.75)\times 10^{-30}$	$(1.46\pm 0.11)\times 10^{-29}$	$(8.62\pm 0.37)\times 10^{-27}$
48.8	$(4.08\pm 0.32)\times 10^{-29}$	$(4.06\pm 0.46)\times 10^{-30}$	$(8.38\pm 0.87)\times 10^{-30}$	$(7.20\pm 0.36)\times 10^{-27}$

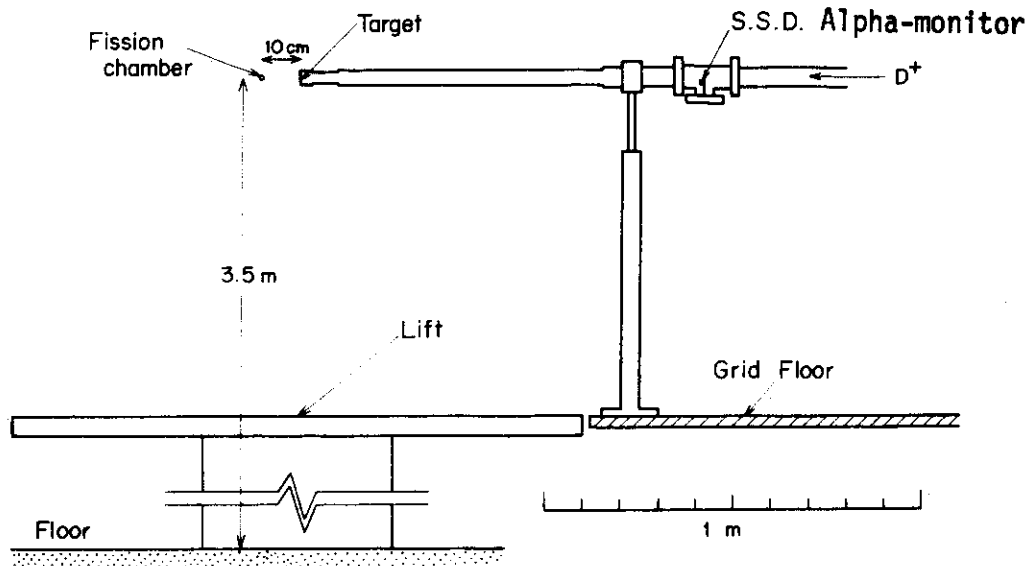


Fig.3.3.1 Experimental arrangement of the calibration measurement of fission chamber

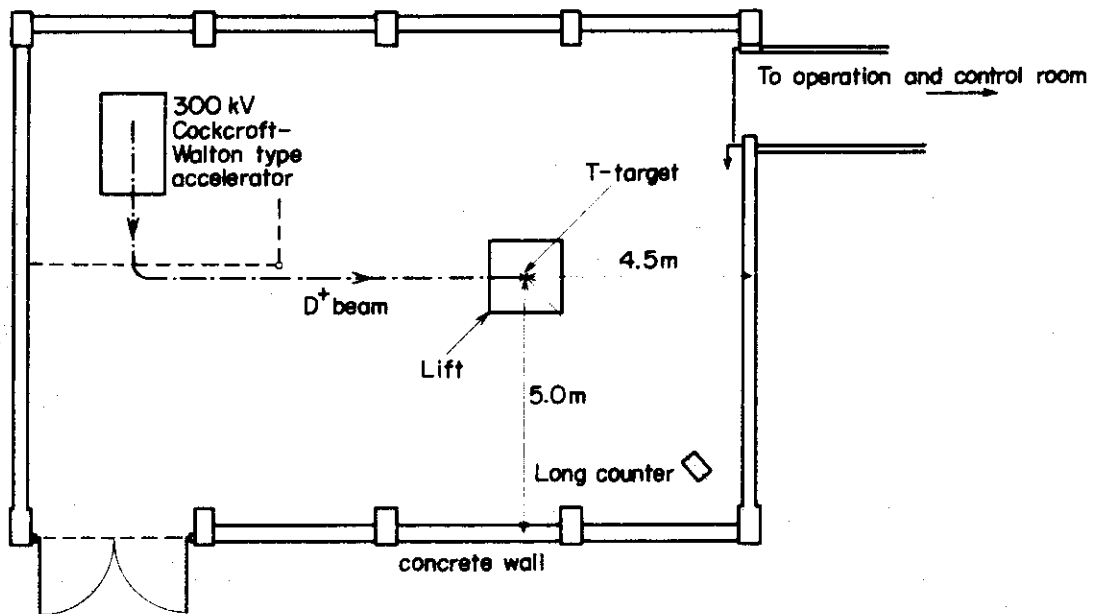


Fig.3.3.2 Plan view of experiment room

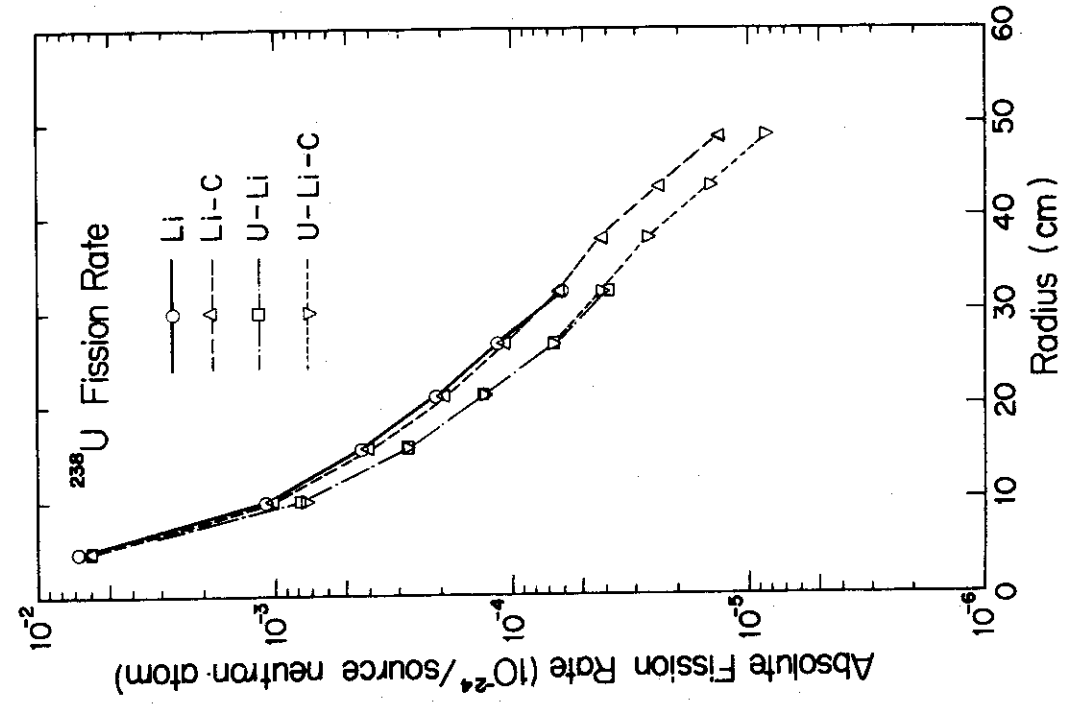


Fig.3.3.4 Measured fission-rate of <sup>238</sup>U

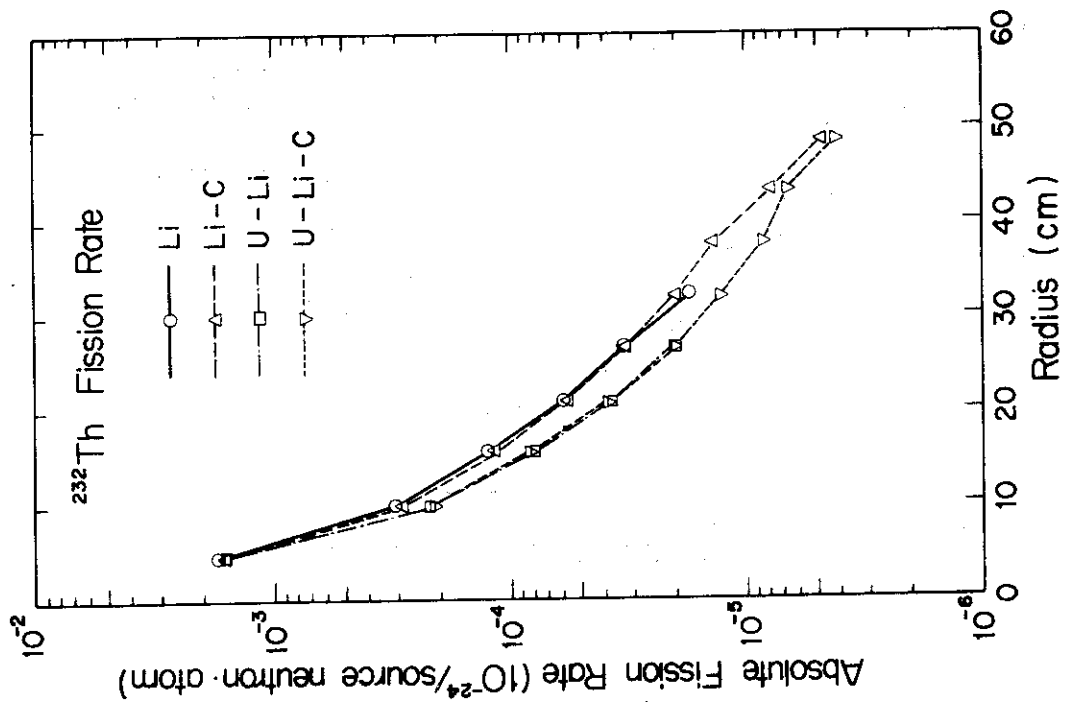


Fig.3.3.3 Measured fission-rate of <sup>232</sup>Th

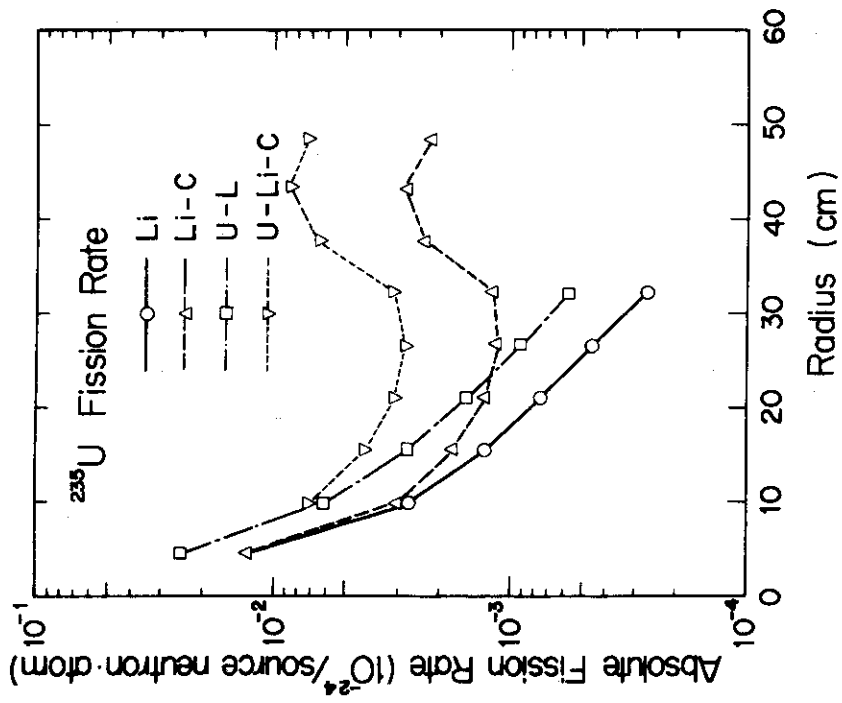


Fig.3.3.6 Measured fission-rate of <sup>235</sup>U

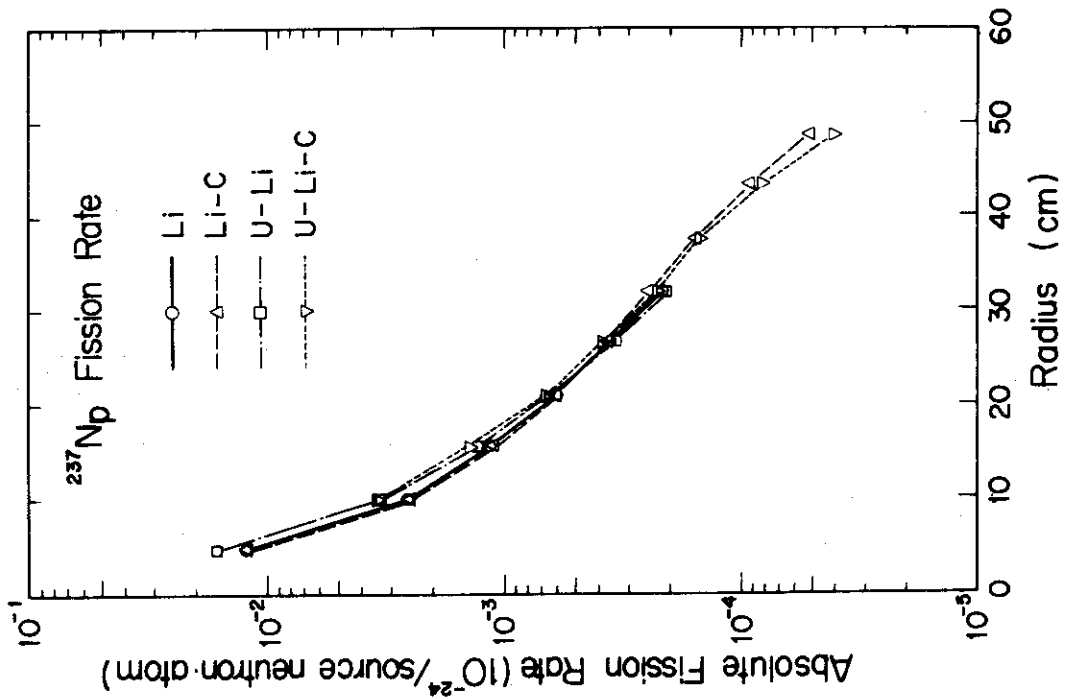


Fig.3.3.5 Measured fission-rate of <sup>237</sup>Np

### 3.4 核分裂率測定実験の解析

この節ではまず ENDF/B-III<sup>(13)</sup> データに基づく 42 群の中性子断面積データを用いて行った核分裂率測定実験の予備解析とその結果について述べる。次に ENDF/B-IV<sup>(66)</sup> データから作成した 100 群の中性子断面積を用いた本解析とその結果について述べ、二つの解析結果の比較検討を行う。

#### 3.4.1 予備解析<sup>(57)</sup>

予備解析には第 2 章で述べた核融合炉核設計で使用した計算手法をそのまま適用した。すなわち評価済核データファイル ENDF/B-III より SUPERTOG-JR<sup>(12)</sup> にて  $1/E$  を重み函数として得られた 42 群の中性子断面積を用いた。(この断面積のエネルギー群構造は Table 2.2.1 に示した。) その際に散乱の非等方性を表わすルジャンドルの展開係数は  $P_5$  成分までを求めた。<sup>235</sup>U と <sup>238</sup>U の共鳴散乱断面積を計算する際には、共鳴核種の原子 1 個あたりの非共鳴核種のポテンシャル散乱断面積 SIGP<sup>\*</sup> としてほぼ天然ウラン組成の値、900.0 barn と 0.06 barn とをそれぞれ用いた。この断面積を用いて 1 次元  $S_N$  輸送計算コード ANISN にて  $P_5 - S_5$  近似により各体系の中性子束を求めた。そしてこの中性子束と <sup>235</sup>U, <sup>238</sup>U, <sup>237</sup>Np と <sup>232</sup>Th の 42 群断面積とを反応率プロッターコード APPLE に入力して核分裂率分布を計算した。その際に用いた <sup>237</sup>Np の核分裂率断面積は文献 (68) より採用し、その他の 3 核種の核分裂断面積は ENDF/B-III より求めた。42 群の核分裂断面積を汎用グラフ作成サブルーチン GPLOT1<sup>(69)</sup> で描かせたものを Fig. 3.4.1 に示す。

天然ウランを装荷した体系における中性子束の計算の際に必要な核分裂中性子スペクトルとしては、天然ウラン中の核分裂は、D-T 中性子による <sup>238</sup>U の核分裂が大半を占めるので、この場合の Maxwell 分布として求めた。すなわち文献 (70) より、

$$N(E') dE' \sim E' \exp(-E'/\theta(E_n)) dE' \quad (3.14)$$

ここで  $\theta(E_n) = 1.5271 \text{ MeV}$  は  $E_n = 1.50 \text{ MeV}$  の場合の <sup>238</sup>U の Weisskopf "temperature"<sup>(71)</sup> で ENDF/B-III より採用した。この核分裂中性子スペクトルと Abagyan Set の  $\nu = 3.2$  の場合のスペクトルを 42 群で表わしたものをプロッターコード GPLOT1<sup>(69)</sup> で描いた結果を Fig. 3.4.2 に示す。これより両者はかなり似た形をしていることがわかり、両方のスペクトルを用いた核分裂率の計算結果の差は 1% 以下であった。

U-Li-C 体系に対する 1 次元計算モデルを Fig. 3.4.3 に示す。各領域を均質化して得られた原子数密度を Table 3.4.1 に示す。Fig. 3.4.3 において、中心の半径 0.5 cm の球状の部分に等方的な中性子源が均一に分布しているものとした。また図の中で void 領域とは格子管と引き出しを含む領域であり、lattice 領域とは格子管だけの領域である。計算モデルには厚さ 30 cm のコンクリート壁が体系の外側 4 m の位置にあるものとしてルームリターン中性子を考慮している。

\* SIGP は、 $SIGP = \left( \frac{\Sigma_p}{N} - 4\pi R^2 \right)$  として与えられる。ここで  $\Sigma_p$  は、その組成の巨視的ポテンシャル散乱断面積であり、 $N$  は共鳴核種の原子数密度であり、 $4\pi R^2$  は共鳴核種のポテンシャル散乱断面積である。

Li, Li-C, U-Li と U-Li-C 体系における 4 核種の核分裂率分布の計算値と測定値をそれぞれ Figs. 3.4.4 ~ 3.4.7 に示す。これらの図の縦軸には 1 個の 14 MeV 中性子あたりの各核種の原子 1 個あたりの核分裂反応数が対数目盛で示してあり、横軸は球体系の中心からの距離 R に対応している。計算値は曲線で表わされ、実験値は各測定点において symbol mark で与えてある。これらの結果からいずれの体系の場合でもリチウム領域において  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  および  $^{237}\text{Np}$  の核分裂率の実験値と計算値の一致がかなり良いことがわかる。しかしながら Li-C と U-Li-C 体系の黒鉛領域においては R の増大とともに計算値は測定値より低くなる傾向が見られる。他方  $^{235}\text{U}$  の核分裂率はリチウム領域において、計算値が実験値よりやや大きく、その差は黒鉛領域ではさらに大きくなっている。

Tables 3.3.1 ~ 3.3.4 にあるように実験データ毎に異なるが、大部分の誤差は 10% より小さく、平均的には 7% 程度である。そこでこの実験誤差が正しいものとすれば、計算値と実験値の間に 10% 以上の差がある場合には計算値に問題があることになる。計算値と実験値の差をより定量的に調べ、その差の空間的变化を明らかにするために各核種毎に、測定点における計算値と実験値の比、すなわち C/E を、Figs. 3.4.8 ~ 3.4.11 に表わした。これらの図にはそれぞれ  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  と  $^{235}\text{U}$  の核分裂率の 4 体系における C/E が比較のために重ねて示してある。

中心からの距離  $R = 4.6\text{ cm}$  における計算値は、中性子源 (ディスク状の T ターゲット) と核分裂計数管の実際の形状を 1 次元球モデルで模擬したことによる大きな誤差を含んでいるためにここでは、この点における C/E を無視して考える。すると Figs. 3.4.8 ~ 3.4.10 に示されるように  $R \geq 10.1\text{ cm}$  においては  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  と  $^{237}\text{Np}$  の核分裂率の C/E は R が大きくなるとともに減少する傾向が見られる。この減少の勾配はリチウム領域では緩やかで、黒鉛領域ではいくらか急になっている。その結果黒鉛領域の最も外側の測定点  $R = 48.8\text{ cm}$  において C/E は、 $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  でいずれの場合でもほぼ 0.8 以下となっている。これらの C/E は Li-C 体系よりも U-Li-C 体系の値が小さく、 $^{232}\text{Th}$  では特に小さく 0.65 以下となっている。このような結果は、計算では 1 MeV 以上の高速中性子の透過をかなり過小評価していることを示している。

他方 Fig. 3.4.11 に示されるように  $^{235}\text{U}$  の核分裂率の C/E は、 $R = 4.6\text{ cm}$  以外の点においてはほとんど 1.0 より大きい。Li 体系における C/E は 1.0 に近い値をとっているがその他の 3 体系における C/E は 1.1 ~ 1.2 となっている。Li 体系で 1.0 に近い値であった C/E が、Li-C 体系で 1.2 程度となったことは、計算値は黒鉛によって反射される中性子を過大評価していることを示している。黒鉛領域では C/E はさらに高くなり Li-C 体系の  $R = 37.7\text{ cm}$  において最大値 1.92 をとり、U-Li-C 体系にても同じ位置で 1.65 の最大値をとる。これらの結果は黒鉛領域では減速された中性子の数を計算ではかなり過大評価していることを示している。

以上の結果から以下のことが結論された。

\*)  $^{232}\text{Th}$  の C/E が黒鉛領域で特に低いのは、 $^{232}\text{Th}$  の核分裂計数管に含まれる 0.1% の不純物に対する補正を施していないためである。この不純物が全て  $^{233}\text{U}$  であるとすると  $R = 48.8\text{ cm}$  の実験値は約 15% 大きくなる。

- (1) リチウム領域における $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ と $^{237}\text{Np}$ の核分裂率の計算値と実験値は、実験誤差の範囲内ではほぼ一致している。
- (2) しかしこれらのC/EはRとともに減少する傾向が見られ、黒鉛領域においてC/Eはさらに小さくなり、1 MeV以上の高速中性子の透過を計算では過小評価している。
- (3)  $^{235}\text{U}$ の核分裂率はLi体系において計算値と実験値は数%以内で一致しているが、その他の体系のリチウム領域では10~20%計算値が大きくなっている。
- (4)  $^{235}\text{U}$ の核分裂率は黒鉛領域では、計算がかなり過大評価となり、C/Eは最大で1.92にもなる。

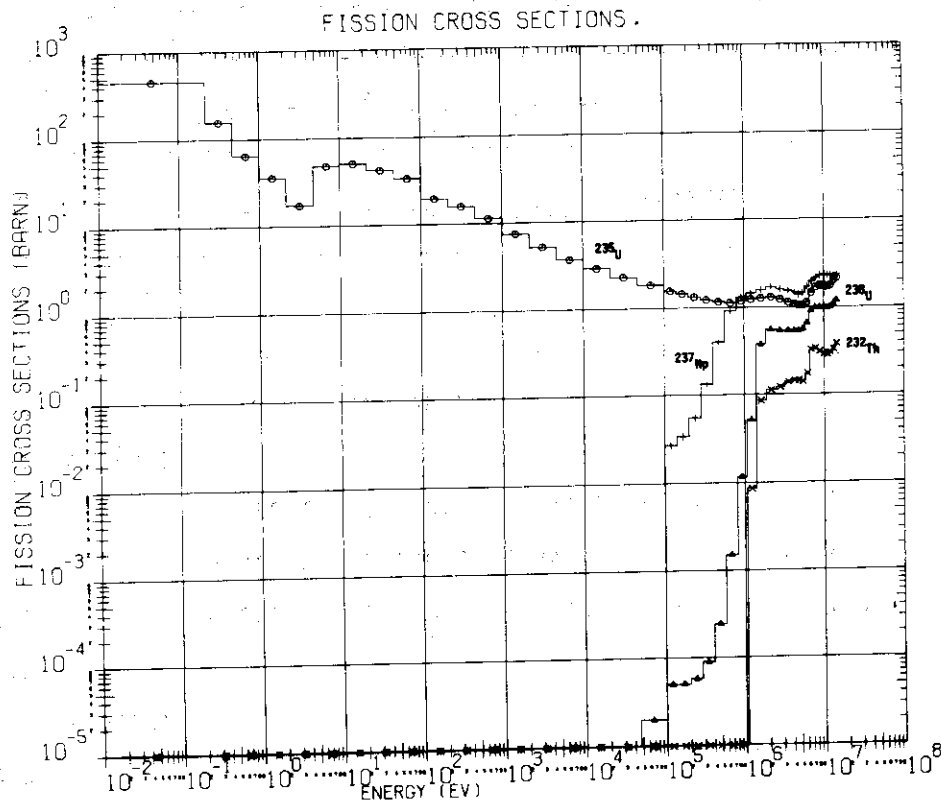


Fig.3.4.1 42-group fission cross-sections of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  and  $^{235}\text{U}$

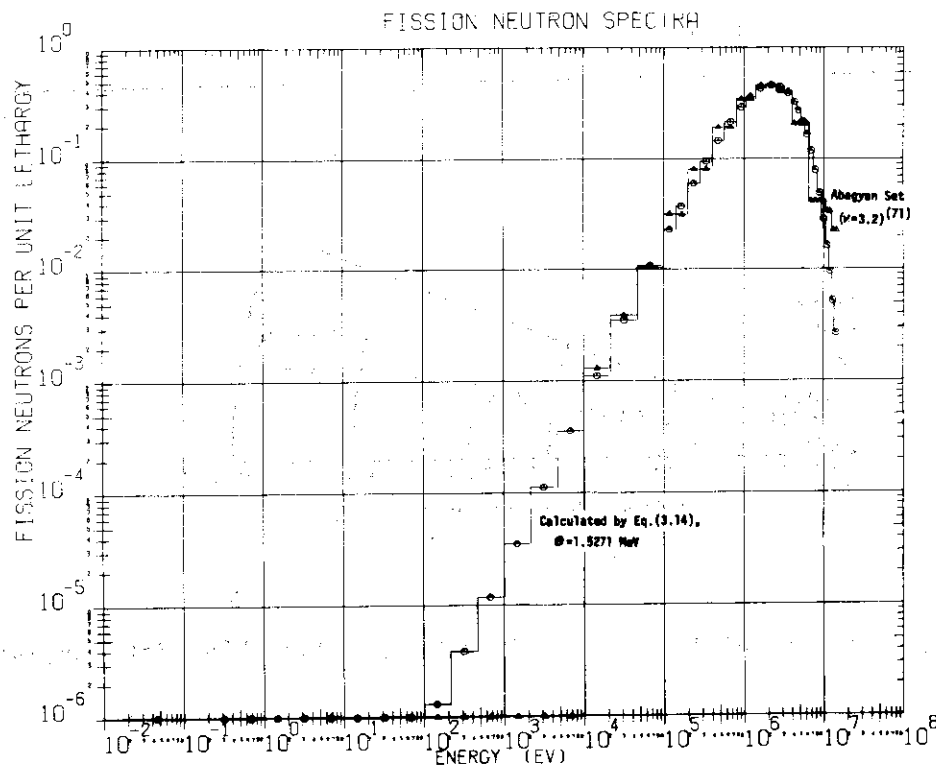


Fig.3.4.2 Fission neutron spectra



Table 3.4.1 Nuclide densities in the experimental assemblies

Nuclide	Nuclide density ( $10^{24}$ atoms/cm <sup>3</sup> )						
	Void	Natural Uranium	Lithium	Graphite	Lattice	Air	Concrete wall
<sup>6</sup> Li			2.507-3				
<sup>7</sup> Li			3.128-2				
C				7.345-2			6.518-3
O						5.038-6	4.325-2
Cr	1.827-3	1.827-3	3.165-3	1.827-3	1.224-3		
Ni	7.964-4	7.964-4	1.449-3	7.964-4	5.336-4		
Fe	6.652-3	6.652-3	1.117-2	6.652-3	4.457-3		7.829-5
H							2.915-3
N						2.015-5	
Al							1.019-2
Ca							8.730-3
<sup>235</sup> U		2.827-4					
<sup>238</sup> U		3.901-2					

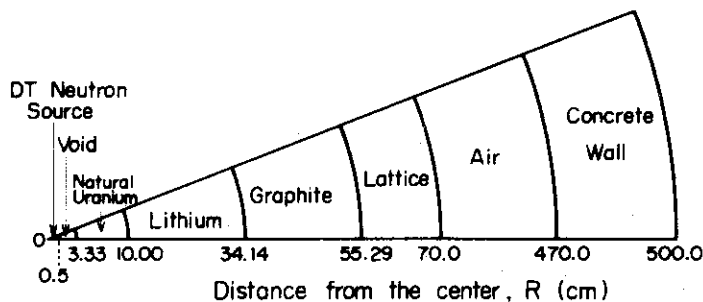


Fig.3.4.3 Calculational model of U-Li-C Assembly with concrete wall

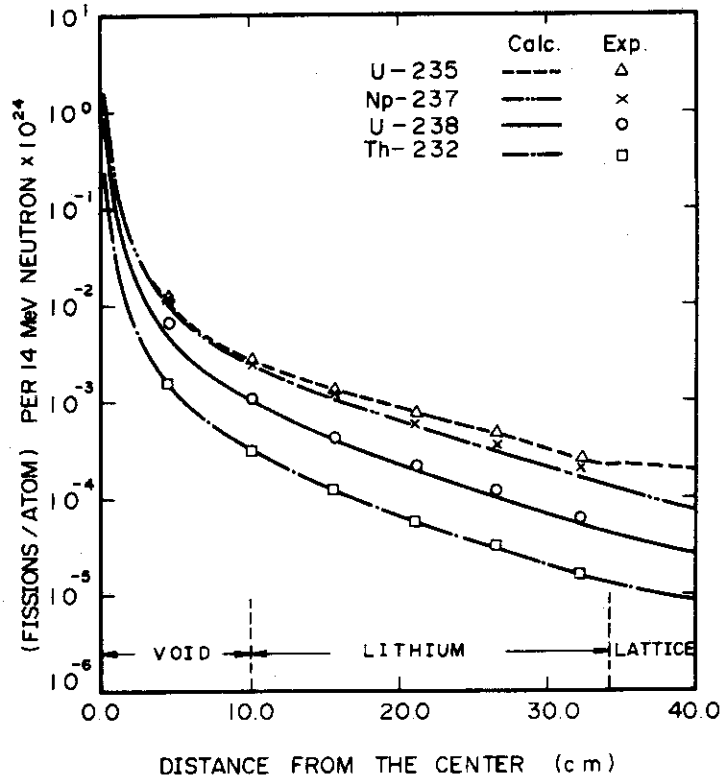


Fig.3.4.4 Fission-rates in Li Assembly

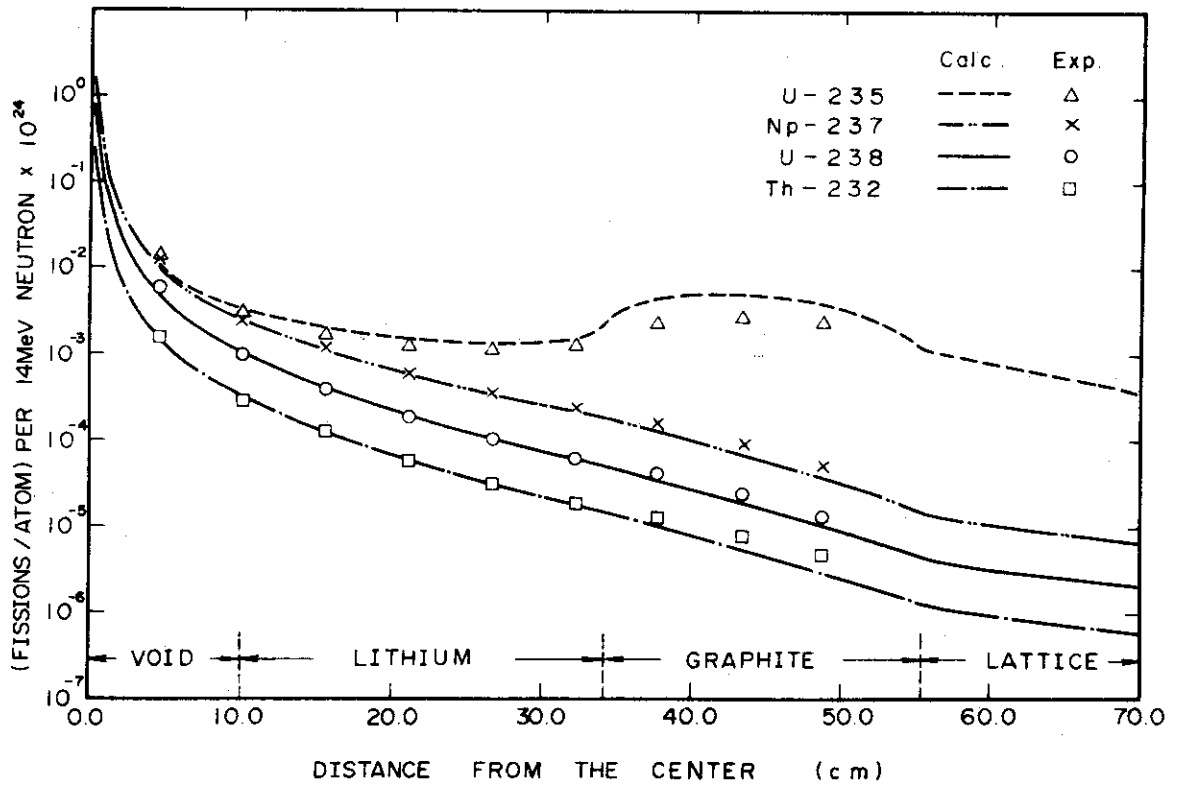


Fig.3.4.5 Fission-rates in Li-C Assembly

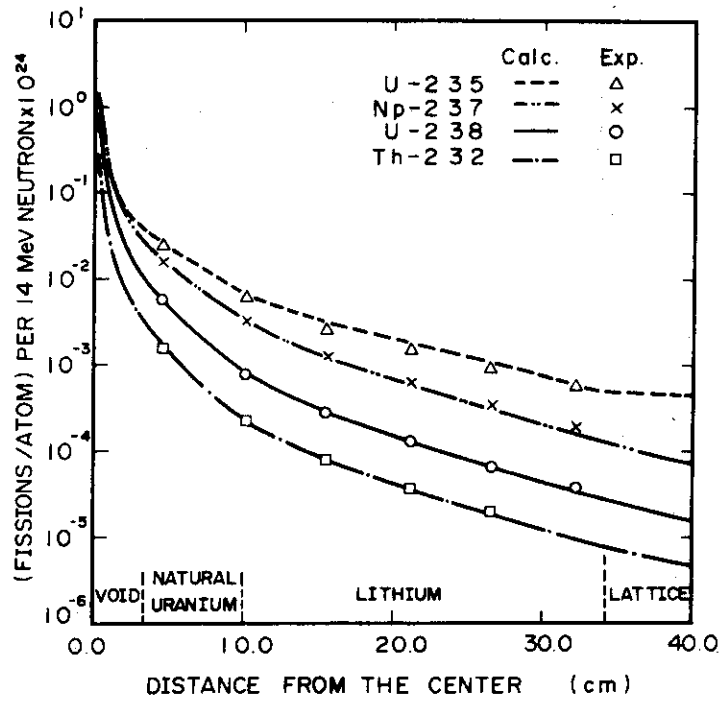


Fig.3.4.6 Fission-rates in U-Li Assembly

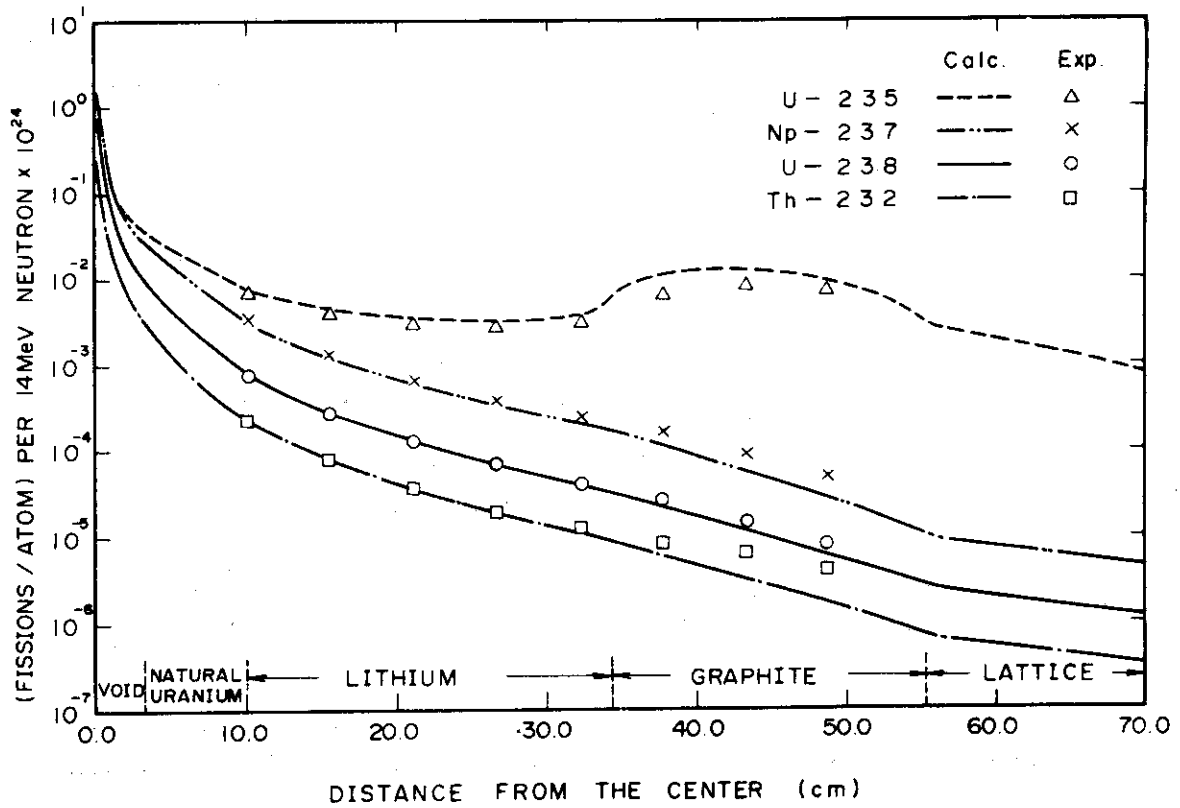


Fig.3.4.7 Fission-rates in U-Li-C Assembly

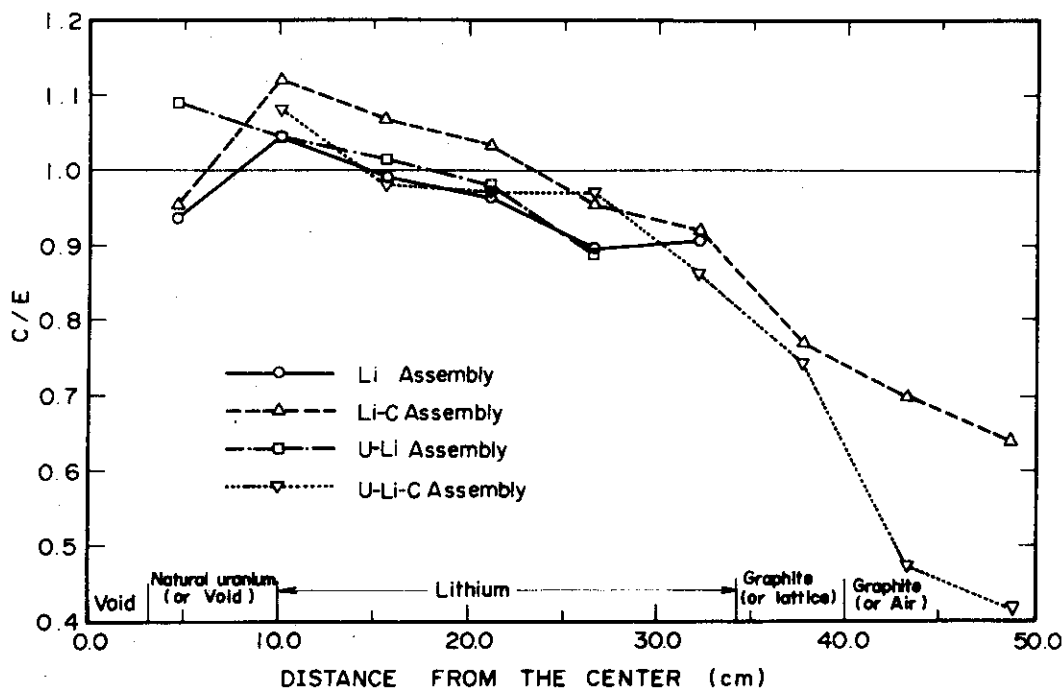


Fig.3.4.8 C/E of  $^{232}\text{Th}$  fission-rate in the four assemblies  
(Calculations employing 42-group neutron cross-sections obtained from ENDF/B-3)

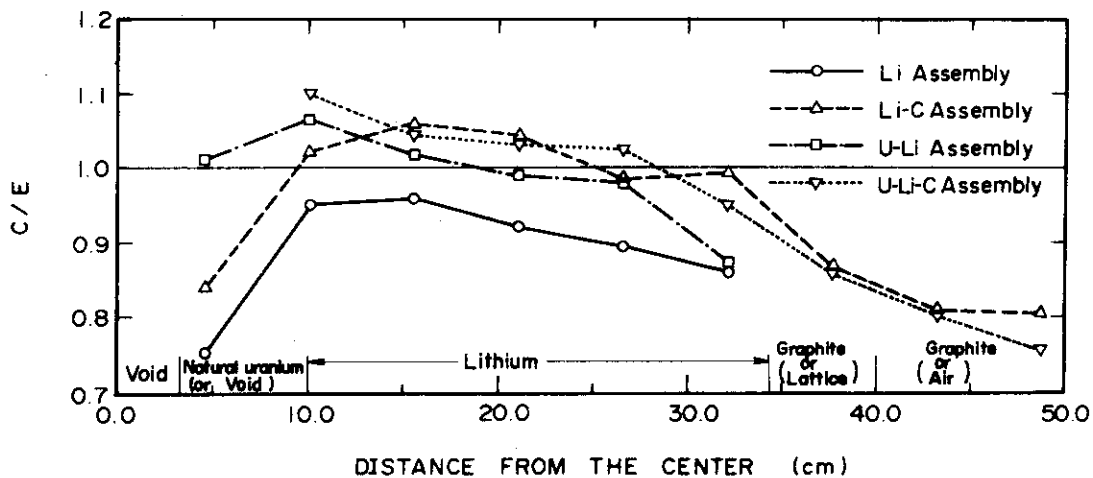


Fig.3.4.9 C/E of  $^{238}\text{U}$  fission-rate in the four assemblies  
(Calculations employing 42-group neutron cross-sections obtained from ENDF/B-3)

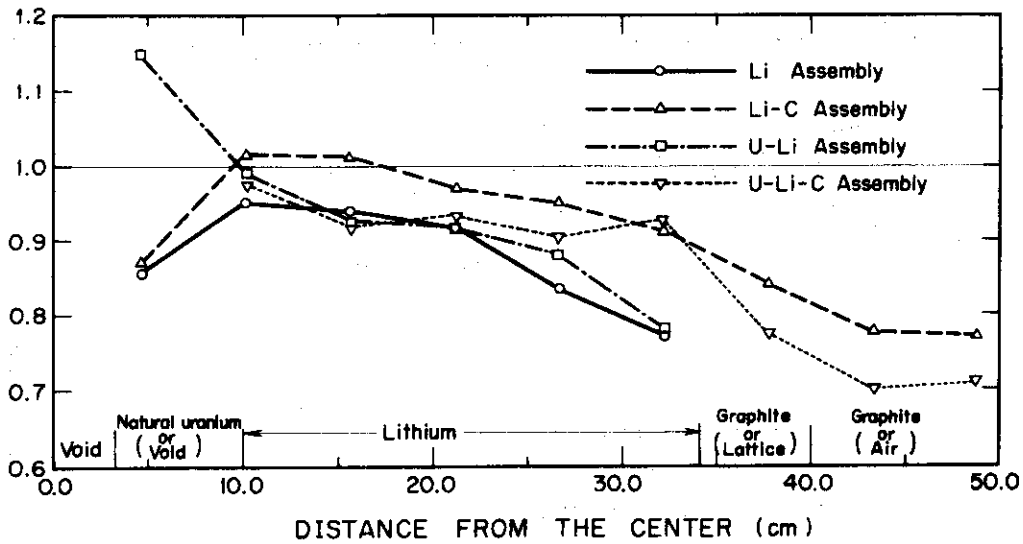


Fig.3.4.10 C/E of  $^{237}\text{Np}$  fission-rate in the four assemblies  
 (Calculations employing 42-group neutron cross-sections  
 obtained from ENDF/B-3)

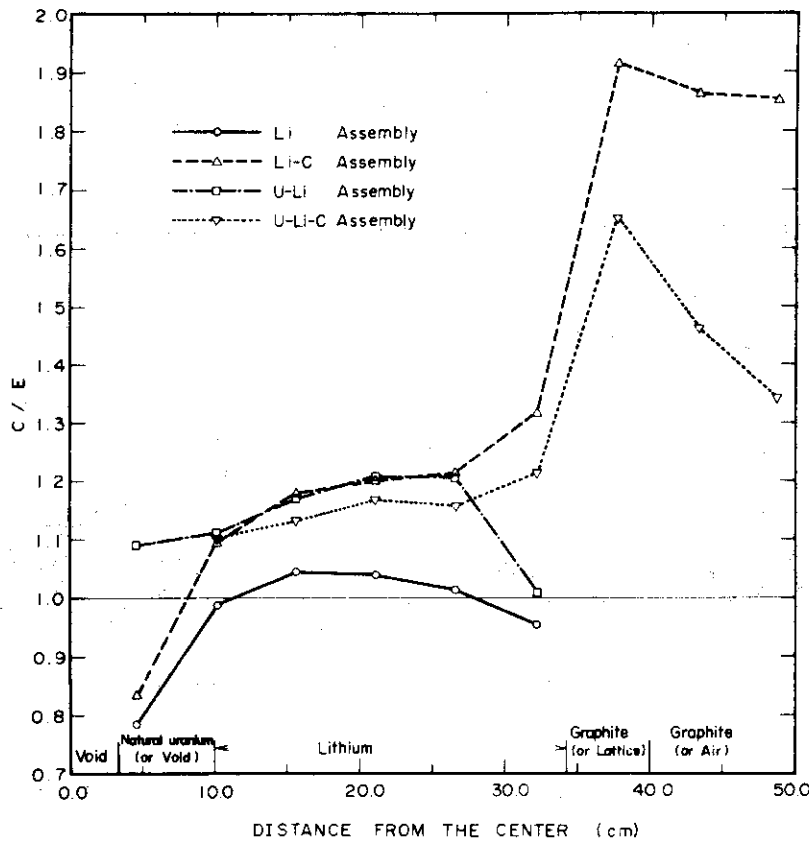


Fig.3.4.11 C/E of  $^{235}\text{U}$  fission-rate in the four assemblies  
 (Calculations employing 42-group neutron cross-sections  
 obtained from ENDF/B-3)

### 3.4.2 本解析<sup>(59)</sup>

予備解析では黒鉛領域において計算値と実験値との間に実験誤差では説明できない大きな差が見られたため、より信頼性が高いと思われる計算手法と ENDF/B-IV<sup>(66)</sup> の最新の核データを用いて本解析を行なった。

#### (1) 断面積データの計算

Fig. 3.4.12 に計算のフローチャートを示す。この図において Li-C 体系における 100 群の中性子束  $\phi_2(E, r)$  の計算の詳細は、Li-C 体系の核分裂比を検討した我々の文献<sup>(55)</sup>に書かれている。DLC-2D<sup>(72)</sup> という 100 群の中性子断面積データが RSIC (Radiation Shielding Information Center, ORNL) により公開されている。このデータは ENDF/B-III より核分裂中性子スペクトルと  $1/E$  とをつないだ中性子スペクトルを重みとして SUPERTOG<sup>(73)</sup> により作成されている。このデータより RETRIEVAL<sup>(72)</sup> という計算コードを用いて必要な核種の  $P_5$  成分までの中性子断面積を取り出して断面積セット I の形に編集した。これを用いて 1 次元輸送計算コード ANISN<sup>(6)</sup> によって、Li-C 体系の 100 群の中性子束を計算した。次にこの中性子スペクトルを重み函数として ENDF/B-III より SUPERTOG-JR<sup>(12)</sup> を用いて 100 群の中性子断面積セット II を作成した。この際に用いた重み函数の選び方は文献<sup>(55)</sup> の Table III に挙げてある。この断面積セットを用いて Li-C 体系の中性子束  $\phi_2(E, r)$  を計算した。

さらにこの 100 群の Li-C 体系の中性子束  $\phi_2(E, r)$  を重み函数として、ENDF/B-IV<sup>(66)</sup> より SPTG4Z<sup>(74)</sup> を用いて 100 群の中性子断面積を計算した。この SPTG4Z は高速炉用炉定数プロセスコードシステム PROF GROUCH-GII<sup>(75)</sup> に組み込まれているコードで SUPERTOG<sup>(73)</sup> を基本とし、PROF GROUCH-G<sup>(75)</sup> を結合したものであり、ENDF/B-IV<sup>(66)</sup> データの処理を可能とするために ( $n, 2n$ ) 断面積の計算方法および非弾性散乱中性子マトリックスの計算方法を大巾に修正したものである。重み函数としては  $^{12}\text{C}$  の断面積作成の際には、 $\phi_2(E, r)$  の黒鉛領域における体積積分スペクトルを使用し、その他の核種 ( $^6\text{Li}, ^7\text{Li}, \text{Fe}, \text{Ni}, \text{Cr}, ^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}$ ) の断面積作成の際には、 $\phi_2(E, r)$  をリチウム領域の半径 10 cm から 24 cm までの範囲で体積積分したスペクトルを用いた。( Fig. 3.4.13 参照 )

SPTG4Z で共鳴断面積を計算する際に必要な共鳴核種の原子 1 個あたりの非共鳴核種のポテンシャル散乱断面積 SIGP としては  $^{235}\text{U}$  と  $^{238}\text{U}$  に対してはほぼ天然ウランに適した値 900.0 barn と 0.06 barn とをそれぞれ用いた。他の核種については無限希釈の値として SIGP を  $10^8$  とした。SIGP を 0.0 とすると外挿による誤りが生ずるが、その他の SIGP の選び方による核分裂率の計算値に対する差は 1% 以下と小さい。また 100 群断面積のエネルギー群構造は DLC-2D<sup>(72)</sup> と同じ切り方をしている。( Table 3.4.2 参照 ) 但し DLC-2D では第 100 群目に熱中性子断面積を別途入れているが、ここでは第 100 群を 0.025~0.414 eV の範囲にして、他の群と同じ取り扱いをした。

天然ウランを装荷した体系の中性子束を計算する際に必要となる核分裂中性子のスペクトルは予備設計と同じく (14) 式にて計算した。このスペクトルを重み函数とともに Fig. 3.4.13 に示す。

核分裂率を計算するための  $^{235}\text{U}, ^{237}\text{Np}, ^{238}\text{U}$  と  $^{232}\text{Th}$  の 100 群の核分裂反応断面積は ENDF/B-IV から求めた。 $^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}$  と  $^{232}\text{Th}$  の断面積は SPTG4Z により計算された値を

使用したが、 $^{237}\text{Np}$ に関してはENDF/B-IVのファイルから直接読み取った。4核種の100群の核分裂反応断面積はFig. 3.27に示してある。

## (2) 計算体系

Fig. 3.4.14にU-Li-C体系の1次元計算モデルを示す。各領域の原子数密度はTable 3.4.1に挙げてある。Fig. 3.4.14に見られるようにこの計算モデルには実験室のコンクリート壁は含まれていない。その代りに予備解析より得られた各体系の外側境界の中性子 current より次の式で42群のアルベドを求めた。

$$A_{Bg} = \frac{J_{Bg}^-}{J_{Bg}^+} \quad (g=1, 42) \quad (3.15)$$

ここで、 $J_{Bg}^-$  ; 外側境界における第g群の内向きの中性子 current

$J_{Bg}^+$  ; 同上の外向きの中性子 current

である。この42群のアルベドを適宜100群に振り分けたものを右側境界条件として用いて100群の中性子束を計算した。このようなアルベドを用いることによりコンクリート壁による room return neutrons が完全に考慮できることは確かである。

## (3) 中性子束および核分裂率の計算

各体系における100群中性子束の計算は1次元輸送計算コードANISNを用いて $P_5-S_8$  (6) 近似にて行った。中性子源は予備解析と同じく半径0.5 cmの球の中に均一に分布するものとして、右側境界条件には上述のアルベドを使用した。全ての計算において繰り返し計算の結果として得られる各群、各点の中性子束は、その最大の変動 (maximum flux deviation),

$$M. F. D. = \text{Max} \frac{|\phi^j(r_i, E_g) - \phi^{j-1}(r_i, E_g)|}{\phi^j(r_i, E_g)} \quad (3.16)$$

が $10^{-4}$ 以下となるまで収束させている。ここで、

$\phi^j(r_i, E_g)$  ; 位置  $r_i$  におけるエネルギー  $E_g$  の中性子束の  $j$  番目の繰り返し計算の値

$\phi^{j-1}(r_i, E_g)$  ; 同上中性子束の  $(j-1)$  番目の繰り返し計算の値

である。

このようにして得られた中性子束と100群の核分裂反応断面積を用いて反応率プロッターコードAPPLE<sup>(67)</sup>により核分裂率を計算しその結果をプロットした。

## (4) 計算結果

本解析の結果得られた $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ と $^{235}\text{U}$ の核分裂率の4体系に対する計算値を、それぞれFigs. 3.4.15~3.4.18に示す。これらの図を測定値に対する同様なFigs. 3.3.3~3.3.6と較べると定性的には良く一致していることがわかる。計算値と実験値との差をより定量的に調べるために予備解析で行なったと同様に $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ と $^{235}\text{U}$ の核分裂率のC/Eを、Figs. 3.4.19~3.4.22に示す。

これらのC/Eを予備解析で得られたC/E (Figs. 3.4.8~3.4.11)と較べると、両者を重ねてみて漸く差がわかる程度に類似している。

$^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ と $^{237}\text{Np}$ の核分裂比のC/E (Figs. 3.4.19~3.4.21)は、予備解析結果と同様に $R \geq 10.1$  cmにおいて2, 3の例外を除いてはRが大きくなるとともに減少している。予

備解析結果と較べてこれらのC/Eは全体的に5~10%程度大きくなっている。その結果リチウム領域においてはC/Eは1.1に近い値をとり実験値との一致はやや悪くなっている、黒鉛領域においては全面的に一致は改善されている。

$^{235}\text{U}$ の核分裂率のC/EをFig. 3.4.2.2に見ると、リチウム領域においては予備解析の結果(Fig. 3.4.1.1)とほとんど同じ値をとっている。U-LiとU-Li-C体系のC/Eは、本解析結果がより1.0に近い値となっている。黒鉛中においてC/Eが大きくなる傾向は依然として見られるが、 $R=37.7\text{ cm}$ における最大値はLi-C体系において1.62、U-Li-C体系において1.41となりいずれも予備解析の値よりほぼ15%程度小さくなり1.0に近づいている。

### 3.4.3 解析結果の検討

すでに述べたように本解析と予備解析の結果は、かなり良く一致していてその差はたかだか15%程度である。予備解析ではENDF/B-IIIより $1/E$ を重みとしてSUPERFOG-JRにて得られた42群の中性子断面積を用いているのに対して、本解析ではより実際に近い100群のLi-C体系のスペクトルを重みとしてENDF/B-IVよりSPTG4Zにて作成した100群断面積を使用している。以上のことから二通りの解析に用いた計算法による差は、測定値と計算値との差よりも小さいことが結論される。

ENDF/B-IIIとIVの核データの差は、 $^{12}\text{C}$ の(n,  $\alpha$ )反応断面積が14 MeVにおいてIVではIIIの1.8倍程度となったこと、一部の核種の(n, 2n)反応断面積が高エネルギーにおいて数十%程度変化していることなどが挙げられる。しかし $^7\text{Li}$ などの中性子断面積はほとんど変わらせず、核データの変化が核分裂率の計算値におよぼす影響はきわめて小さい。

重み関数の選び方により核分裂率の計算値はそれほど大きな差が生じないことは、Fig. 3.4.1.2の $\phi_1(E, r)$ と $\phi_2(E, r)$ を用いたLi-C体系における $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ の核分裂比の計算値がほとんど変わらないことにより確かめられている。またエネルギー群数を多くしても核分裂率の測定値と計算値の一致が必ずしも良くなるものでないことも文献(55)のLi-C体系における $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ の核分裂比の検討結果からわかっている。

本解析と予備解析の結果の差は大部分が多群断面積作成コードSPTG4ZとSUPERFOG-JRの差に起因するものと思われる。予備解析に用いたSUPERFOG-JRにおいては非弾性散乱反応の2次中性子は常に90°方向にだけ放出されるものと近似して、非弾性散乱中性子の減速マトリックスが計算されている。これに対して本解析で用いたSPTG4Zにおいては、2次中性子の角度分布は重心系において等方的であるとして非弾性散乱マトリックスを求めている。従って非弾性散乱マトリックスの計算法としては、SPTG4Zの方が、より実際に近くなっている。以上の非弾性散乱マトリックスの計算法の差により、2次中性子がとりうるエネルギー値はSUPERFOG-JRの場合と較べてSPTG4Zの場合の方がより広い巾を持つことになる。その結果SPTG4Zの場合には1 MeVより高いエネルギーの2次中性子数がSUPERFOG-JRの場合よりも増大し、また最も低いエネルギーの2次中性子数も多くなる。この前者の効果により $^{232}\text{Th}$ 、 $^{238}\text{U}$ と $^{237}\text{Np}$ の核分裂率の計算値が本解析では5~10%程度予備解析より高くなったものと考えられる。 $^{235}\text{U}$ の核分裂率に関しては、その核分裂反応断面積がエネルギーに関して比較的平坦な分布をしているために2次中性子のエネルギースペクトルの変化



による影響が小さかったものと考えられる。

本解析の結果においても予備解析結果と較べてリチウム領域の核分裂率の計算値にはあまり差が見られず、黒鉛領域においては $^{235}\text{U}$ の核分裂率の実験値との一致はいくらか改善された。しかしながら $^{232}\text{Th}$ 、 $^{238}\text{U}$ と $^{237}\text{Np}$ の核分裂率のC/EがRが大きくなるに従って減少する傾向は変わらず、また $^{235}\text{U}$ の核分裂率のC/Eは黒鉛領域では依然として大きく、特にLi-C体系では最大1.62といった大きな値となっている。

そこでこれらの不一致の原因をさらに深く追求するために計算値と測定値との間に大きな差が見られたLi-C体系の核分裂率に焦点を合せて詳細な検討を行った。

Table 3.4.2 100-group neutron energy group structure

Group	Group Limits				E(Mid Point)	
	E(Top)		E(Low)			
1	1.4918	(+7)*	1.3499	(+7)	1.4208	(+7)
2	1.3499	(+7)	1.2214	(+7)	1.2856	(+7)
3	1.2214	(+7)	1.1052	(+7)	1.1633	(+7)
4	1.1052	(+7)	1.0000	(+7)	1.0526	(+7)
5	1.0000	(+7)	9.0484	(+6)	9.5242	(+6)
6	9.0484	(+6)	8.1873	(+6)	8.6178	(+6)
7	8.1873	(+6)	7.4082	(+6)	7.7977	(+6)
8	7.4082	(+6)	6.7032	(+6)	7.0557	(+6)
9	6.7032	(+6)	6.0653	(+6)	6.3843	(+6)
10	6.0653	(+6)	5.4881	(+6)	5.7767	(+6)
11	5.4881	(+6)	4.9659	(+6)	5.2270	(+6)
12	4.9659	(+6)	4.4933	(+6)	4.7296	(+6)
13	4.4933	(+6)	4.0657	(+6)	4.2795	(+6)
14	4.0657	(+6)	3.6788	(+6)	3.8722	(+6)
15	3.6788	(+6)	3.3287	(+6)	3.5038	(+6)
16	3.3287	(+6)	3.0119	(+6)	3.1703	(+6)
17	3.0119	(+6)	2.7253	(+6)	2.8686	(+6)
18	2.7253	(+6)	2.4660	(+6)	2.5956	(+6)
19	2.4660	(+6)	2.2313	(+6)	2.3486	(+6)
20	2.2313	(+6)	2.0910	(+6)	2.1251	(+6)
21	2.0190	(+6)	1.8268	(+6)	1.9229	(+6)
22	1.8268	(+6)	1.6350	(+6)	1.7399	(+6)
23	1.6530	(+6)	1.4957	(+6)	1.5743	(+6)
24	1.4957	(+6)	1.3534	(+6)	1.4245	(+6)
25	1.3534	(+6)	1.2246	(+6)	1.2890	(+6)
26	1.2246	(+6)	1.1080	(+6)	1.1663	(+6)
27	1.1080	(+6)	1.0026	(+6)	1.0553	(+6)
28	1.0026	(+6)	9.0718	(+5)	9.5488	(+5)
29	9.0718	(+5)	8.2085	(+5)	8.6401	(+5)
30	8.2085	(+5)	7.4274	(+5)	7.8179	(+5)
31	7.4274	(+5)	6.7206	(+5)	7.0740	(+5)
32	6.7206	(+5)	6.0810	(+5)	6.4008	(+5)
33	6.0810	(+5)	5.5023	(+5)	5.7917	(+5)
34	5.5023	(+5)	4.9787	(+5)	5.2405	(+5)
35	4.9787	(+5)	4.5049	(+5)	4.7418	(+5)
36	4.5049	(+5)	4.0762	(+5)	4.2906	(+5)
37	4.0762	(+5)	3.6883	(+5)	3.8827	(+5)
38	3.6883	(+5)	3.3373	(+5)	3.5128	(+5)
39	3.3373	(+5)	3.0197	(+5)	3.1785	(+5)
40	3.0197	(+5)	2.7324	(+5)	2.8761	(+5)
41	2.7324	(+5)	2.4724	(+5)	2.6024	(+5)
42	2.4724	(+5)	2.2371	(+5)	2.3547	(+5)
43	2.2371	(+5)	2.0242	(+5)	2.1306	(+5)
44	2.0242	(+5)	1.8316	(+5)	1.9279	(+5)
45	1.8316	(+5)	1.6573	(+5)	1.7444	(+5)
46	1.6573	(+5)	1.4996	(+5)	1.5784	(+5)
47	1.4996	(+5)	1.3569	(+5)	1.4282	(+5)
48	1.3569	(+5)	1.2277	(+5)	1.2923	(+5)
49	1.2277	(+5)	1.1109	(+5)	1.1693	(+5)
50	1.1109	(+5)	8.6517	(+4)	9.8803	(+4)

Table 3.4.2 Continued

Group	Group Limits					
	E(Top)		E(Low)		E(Mid Point)	
51	8.6517	(+4)	6.7379	(+4)	7.6948	(+4)
52	6.7379	(+4)	5.2475	(+4)	5.9927	(+4)
53	5.2475	(+4)	4.0868	(+4)	4.6671	(+4)
54	4.0868	(+4)	3.1828	(+4)	3.6348	(+4)
55	3.1828	(+4)	2.4788	(+4)	2.8308	(+4)
56	2.4788	(+4)	1.9305	(+4)	2.2046	(+4)
57	1.9305	(+4)	1.5034	(+4)	1.7169	(+4)
58	1.5034	(+4)	1.1709	(+4)	1.3372	(+4)
59	1.1709	(+4)	9.1188	(+3)	1.0414	(+4)
60	9.1188	(+3)	7.1017	(+3)	8.1103	(+3)
61	7.1017	(+3)	5.5308	(+3)	6.3163	(+3)
62	5.5308	(+3)	4.3074	(+3)	4.9191	(+3)
63	4.3074	(+3)	3.3546	(+3)	3.8310	(+3)
64	3.3546	(+3)	2.6126	(+3)	2.9836	(+3)
65	2.6126	(+3)	2.0347	(+3)	2.3236	(+3)
66	2.0347	(+3)	1.5846	(+3)	1.8096	(+3)
67	1.5846	(+3)	1.2341	(+3)	1.4094	(+3)
68	1.2341	(+3)	9.6112	(+2)	1.0976	(+3)
69	9.6112	(+2)	7.4852	(+2)	8.5482	(+2)
70	7.4852	(+2)	5.8295	(+2)	6.6573	(+2)
71	5.8295	(+2)	4.5733	(+2)	5.1847	(+2)
72	4.5733	(+2)	3.5358	(+2)	4.0379	(+2)
73	3.5358	(+2)	2.7536	(+2)	3.1447	(+2)
74	2.7536	(+2)	2.1445	(+2)	2.4491	(+2)
75	2.1445	(+2)	1.6702	(+2)	1.9074	(+2)
76	1.6702	(+2)	1.3007	(+2)	1.4855	(+2)
77	1.3007	(+2)	1.0130	(+2)	1.1569	(+2)
78	1.0130	(+2)	7.8893	(+1)	9.0097	(+1)
79	7.8893	(+1)	6.1442	(+1)	7.0168	(+1)
80	6.1442	(+1)	4.7851	(+1)	5.4647	(+1)
81	4.7851	(+1)	3.7267	(+1)	4.2559	(+1)
82	3.7267	(+1)	2.9023	(+1)	3.3145	(+1)
83	2.9023	(+1)	2.2603	(+1)	2.5813	(+1)
84	2.2603	(+1)	1.7603	(+1)	2.0103	(+1)
85	1.7603	(+1)	1.3710	(+1)	1.5657	(+1)
86	1.3710	(+1)	1.0677	(+1)	1.2193	(+1)
87	1.0667	(+1)	8.3153	(+0)	9.4962	(+0)
88	8.3153	(+0)	6.4760	(+0)	7.3956	(+0)
89	6.4760	(+0)	5.0435	(+0)	5.7597	(+0)
90	5.0435	(+0)	3.9279	(+0)	4.4857	(+0)
91	3.9279	(+0)	3.0590	(+0)	3.4934	(+0)
92	3.0590	(+0)	2.3824	(+0)	2.7207	(+0)
93	2.3824	(+0)	1.8554	(+0)	2.1189	(+0)
94	1.8554	(+0)	1.4450	(+0)	1.6502	(+0)
95	1.4450	(+0)	1.1254	(+0)	1.2852	(+0)
96	1.1254	(+0)	8.7643	(-1)	1.0009	(+0)
97	8.7643	(-1)	6.8256	(-1)	7.7949	(-1)
98	6.8256	(-1)	5.3158	(-1)	6.0707	(-1)
99	5.3158	(-1)	4.1399	(-1)	4.7279	(-1)
100	4.1399	(-1)	2.5000	(-2)	2.1950	(-1)

\*(+n) represents  $(10^{+n})$

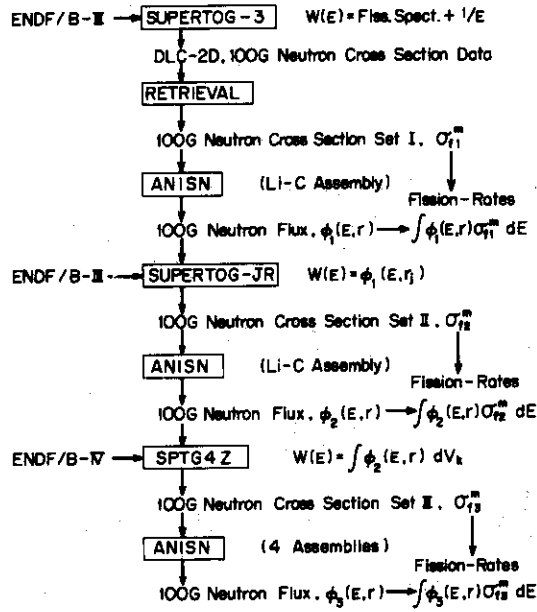


Fig.3.4.12 100 Group Neutron Flux Calculations

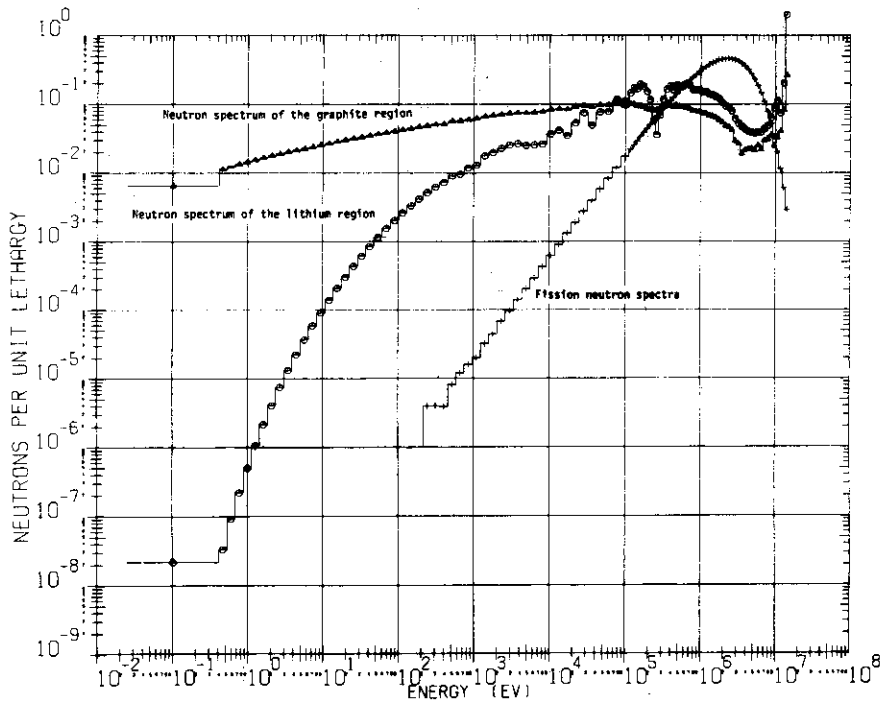


Fig.3.4.13 100-group region averaged neutron spectra in Li-C Assembly and fission neutron spectra

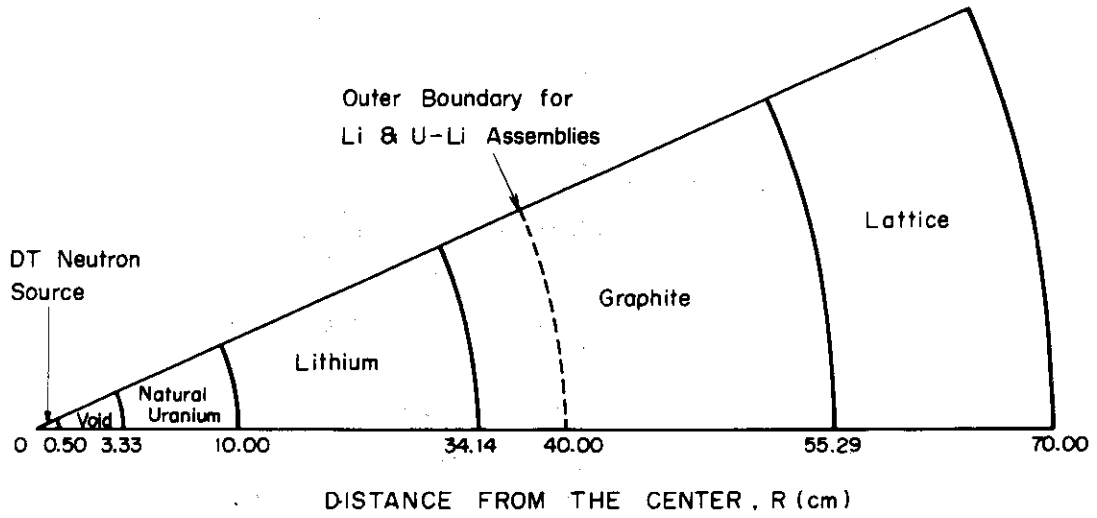


Fig. 3.4.14 Calculational Model of U-Li-C Assembly

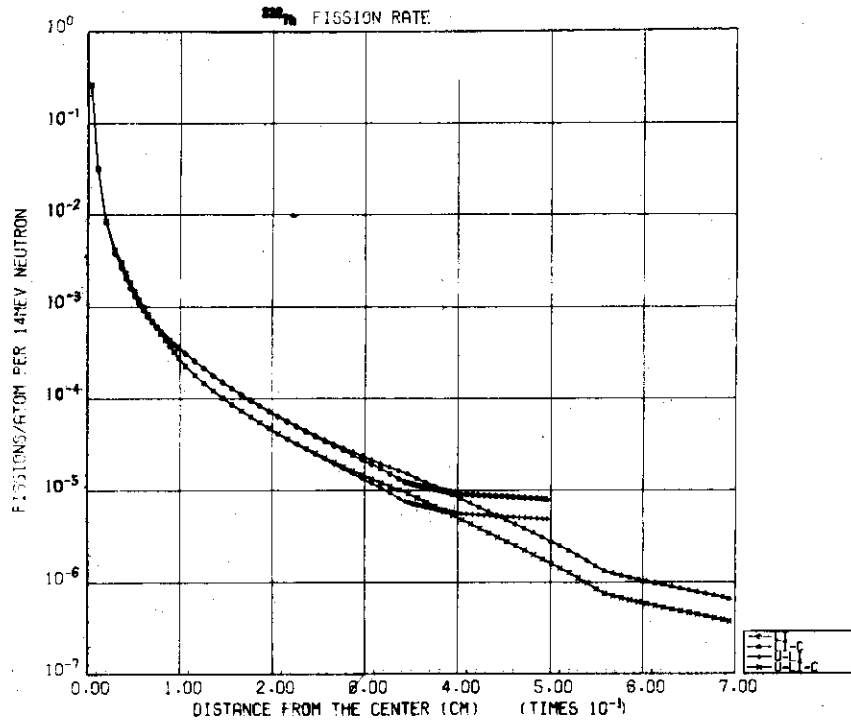


Fig.3.4.15 Calculated fission-rate of <sup>232</sup>Th

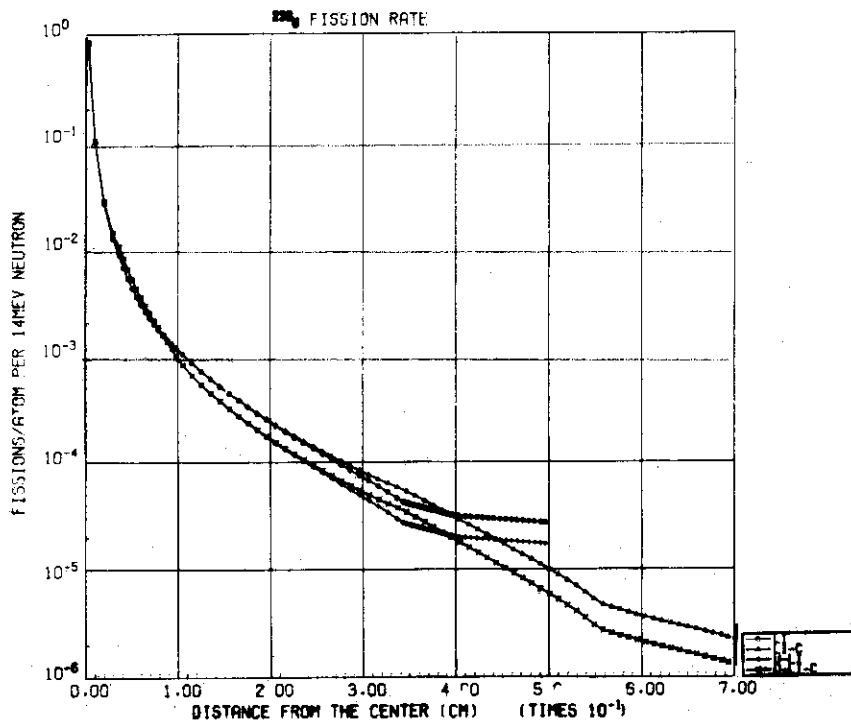


Fig.3.4.16 Calculated fission-rate of <sup>238</sup>U

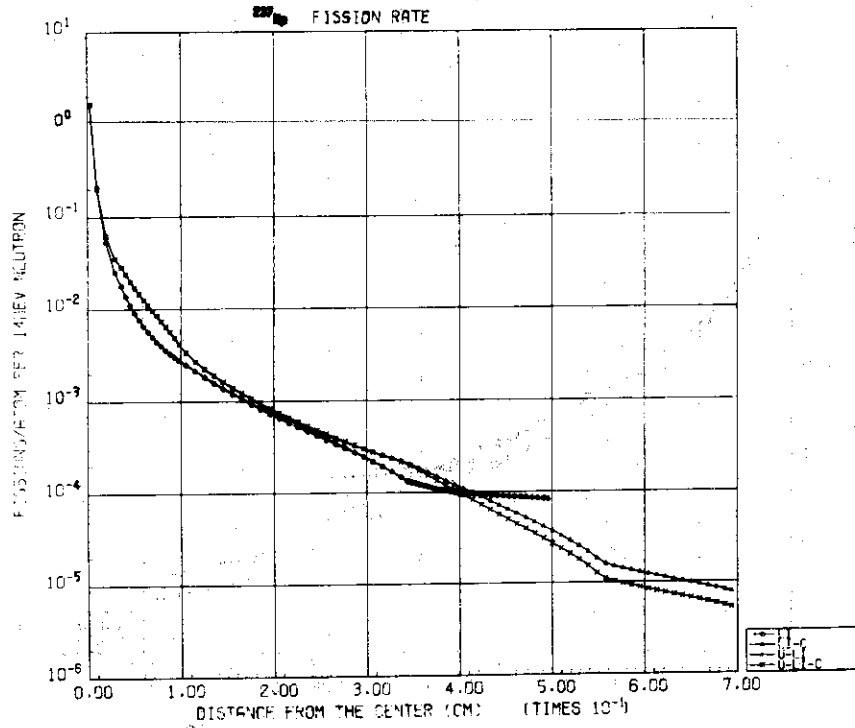


Fig.3.4.17 Calculated fission-rate of <sup>237</sup>Np

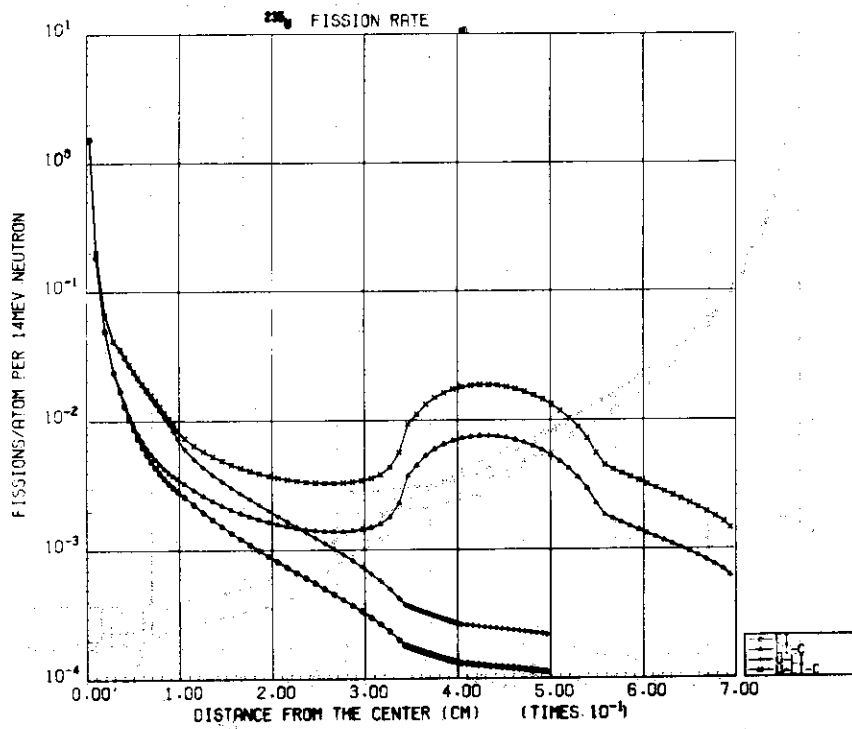


Fig.3.4.18 Calculated fission-rate of <sup>235</sup>U

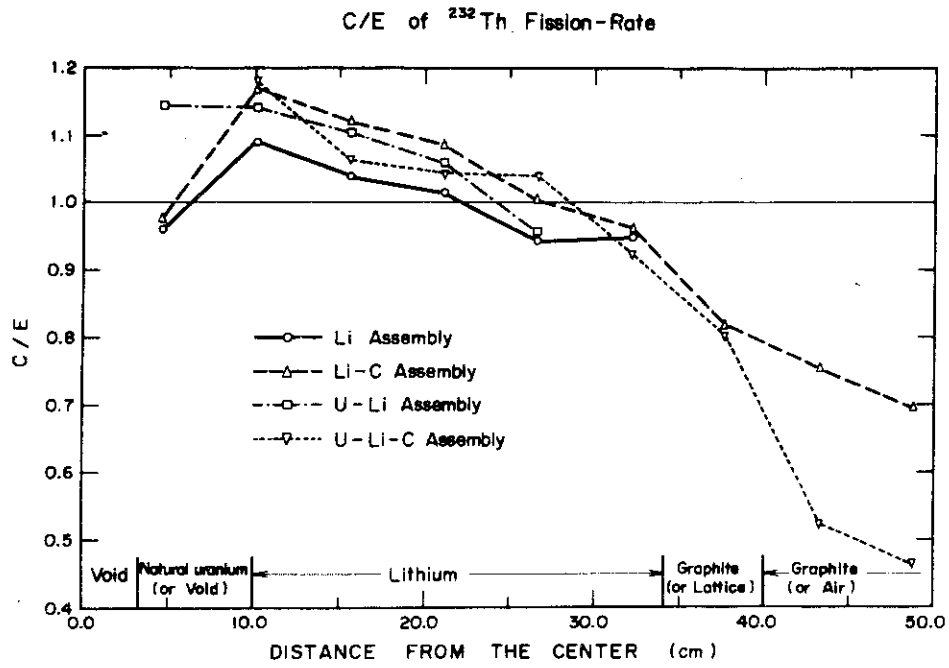


Fig.3.4.19 C/E of  $^{232}\text{Th}$  fission-rate in the four assemblies (Calculations employing 100-group neutron cross-sections obtained from ENDF/B-4)

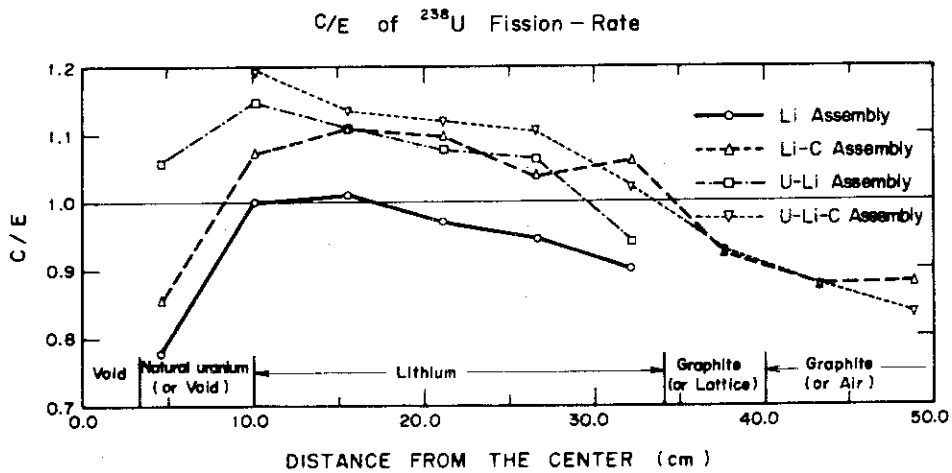


Fig.3.4.20 C/E of  $^{238}\text{U}$  fission-rate in the four assemblies (Calculations employing 100-group neutron cross-sections obtained from ENDF/B-4)



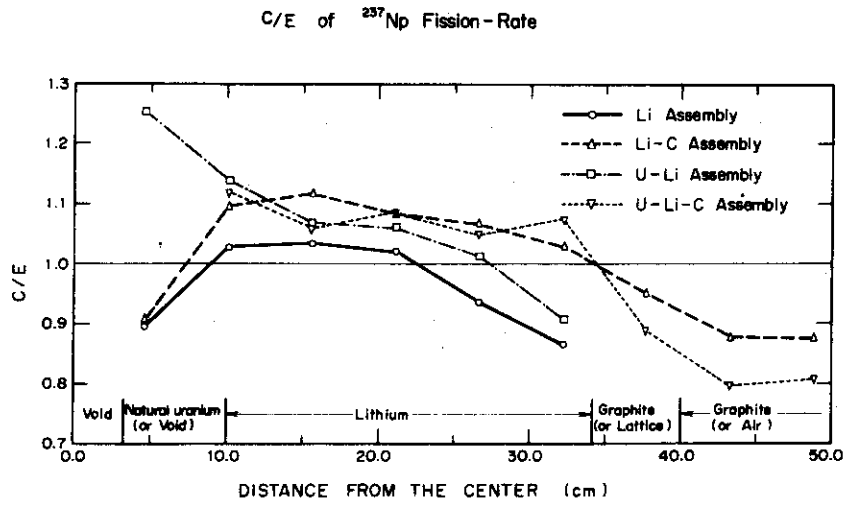


Fig.3.4.21 C/E of  $^{237}\text{Np}$  fission-rate in the four assemblies  
(Calculations employing 100-group neutron cross-sections obtained from ENDF/B-4)

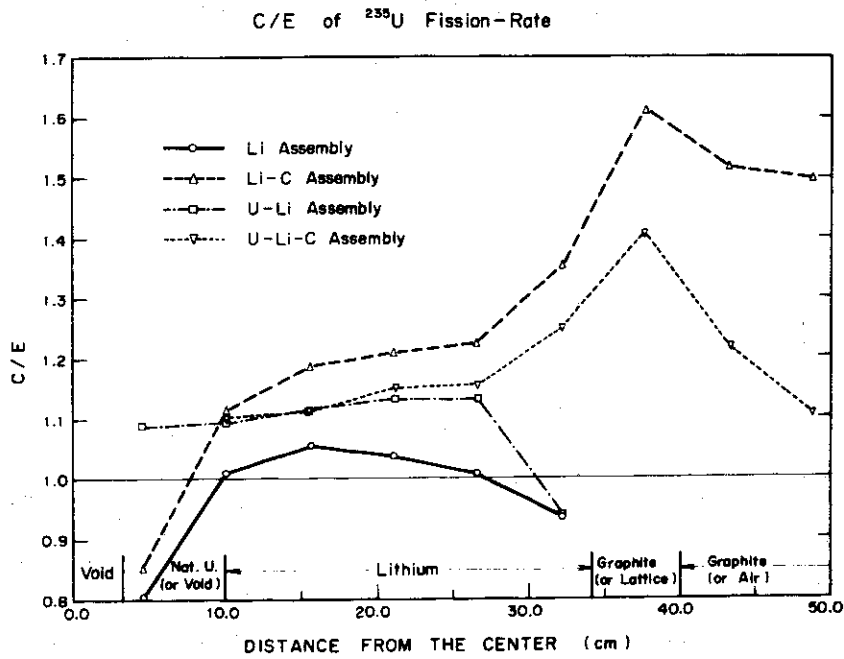


Fig.3.4.22 C/E of  $^{235}\text{U}$  fission-rate in the four assemblies  
(Calculations employing 100-group neutron cross-sections obtained from ENDF/B-4)

### 3.5 黒鉛反射体付リチウム体系の詳細解析

この節では黒鉛領域において核分裂率の計算値と実験値との間に実験誤差では説明しきれない大きな差が見られた黒鉛反射体付リチウム(Li-C)体系における核分裂率の詳細計算の結果を示し、その検討を行う。

#### 3.5.1 解析上の問題点

解析上の問題点を挙げる前にまず本解析のLi-C体系の各測定点における核分裂率に対する各エネルギー群の中性子の寄与の割合を明らかにする。Figs. 3.5.1~3.5.4にそれぞれ $^{232}\text{Th}$ 、 $^{238}\text{U}$ 、 $^{237}\text{Np}$ と $^{235}\text{U}$ の核分裂率の計算値(エネルギー群に関する和)の中で各群の中性子による核分裂率の寄与を示す。これらの図において縦軸に各群の中性子の寄与を百分率で示し、横軸はエネルギー値がとってある。図には中心からの距離 $R=10.1, 26.6, 37.7\text{ cm}$ における値が、それぞれ○, △, +印で示してある。

$^{232}\text{Th}$ の核分裂率の中で第1群(1.35~1.49 MeV)の中性子の寄与が占める割合はきわめて高く、 $R=10.1\text{ cm}$ において約80%であり $R=26.6\text{ cm}$ においても50%に近いことがFig. 3.5.1よりわかる。 $^{238}\text{U}$ と $^{237}\text{Np}$ の場合も第1群中性子による核分裂率は $R=26.6\text{ cm}$ においてそれぞれ45%、25%とかなりの割合を占めている。(Fig. 3.5.2とFig. 3.5.3参照) また $R=10.1\text{ cm}$ においては第1群中性子の寄与はさらに大きく、 $R=26.6\text{ cm}$ における割合の2倍に近い値となっている。これに対して $^{235}\text{U}$ の場合は $R=10.1\text{ cm}$ においては第1群の割合が43%程度と大きい、 $R=26.6\text{ cm}$ と $37.7\text{ cm}$ においてはそれぞれ中程度のエネルギー(20 eV~100 keV)の中性子と低エネルギー中性子(<1 keV)の寄与が大きくなり、特に $R=37.7\text{ cm}$ においては33%程度が第100群(0.025~0.414 eV)の中性子によるものである。

以上のことから $^{232}\text{Th}$ 、 $^{238}\text{U}$ と $^{237}\text{Np}$ に関しては第1群の中性子およびMeV以上の高速中性子の取り扱いの精度向上が重要であり、 $^{235}\text{U}$ の黒鉛中( $R=37.7\text{ cm}$ )の核分裂率に関しては第100群の中性子の取り扱いの精度向上が必要であることがわかる。

Li-C体系における核分裂率の計算値を左右する以下の項目が考えられる。

- (1) 核データの不確かさ、
- (2) 群定数作成法の不備、
- (3) D-T中性子スペクトルの取り扱いの不備、
- (4) 中性子輸送計算法の近似、
- (5) 体系模擬方法の近似
- (6) 熱中性子の取り扱いの不備

(1)の核データに関しては、できるだけ精度の良いものを用いること、および核データを不確かさの範囲内で動かして核分裂率に対する感度解析を行って調べることが考えられる。(2)の群定数作成法<sup>(74)</sup>に関しては前節でも述べたように非弾性散乱マトリックスの計算法はSPTG4Zにおいても不十分であり、このように不備な点は処理コードを改良して行くことが必要である。D-T中性子のスペクトルは100群計算と42群計算のいずれの場合でも、第1群においてのみ全てのD-T中性子が発生するとしたが、実際にはいくらかの巾があるのでこれを考慮し

た計算を行うことが考えられる。中性子輸送計算は  $P_5 - S_8$  近似で行っているが、 $P_L$  の近似度と  $S_N$  の近似度を変えてみたり、モンテカルロ法による計算を行って精度を確認する必要がある。体系模擬の方法に関しては最終的には3次元の詳細計算を行って1次元モデルに伴う誤差を押える必要がある。熱中性子の取り扱いには *up scattering* などとも考慮したより厳密な方法で調べることが考えられる。以上の各項目に関する検討結果を順を追って述べる。

### 3.5.2 核データの不確かさ

前章でも述べたように核データファイル ENDF/B-III と ENDF/B-IV の差が核分裂率の計算値におよぼす影響は小さいと考えられる。この解析に用いられている核データは  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ , Fe, Ni, Cr,  ${}^{235}\text{U}$  と  ${}^{238}\text{U}$  の8核種の中性子核データと  ${}^{237}\text{Np}$  と  ${}^{232}\text{Th}$  の核分裂反応断面積である。これらの核種は  ${}^6\text{Li}$  と  ${}^7\text{Li}$  以外は核分裂炉によく用いられているので核データは比較的良好に整備されている。しかも ENDF/B-IV は最新で信頼度も高く、従ってよく利用されている。しかしながら核融合炉核計算への適用という立場から ENDF/B-IV の精度を検討した報告書<sup>(76)</sup>によればいくつかの不確かさが目につく。特に 8~14 MeV の範囲にある核データは全般的に精度が低く非弾性散乱, (n, 2n) 反応の2次中性子のエネルギー, 角度分布データは不確かさが大きい。また  ${}^{12}\text{C}$  の (n, 3 $\alpha$ )n 反応の2次中性子の角度分布データの精度に特に問題があるとしている点は、黒鉛領域における計算値と実験値の大きな不一致と関連して注目される。しかしながら核データの不確かさの影響を調べる前に次に述べる群定数作成法の改善が必要である。

### 3.5.3 群定数作成法の検討

SPTG4Z<sup>(74)</sup> においては非弾性散乱中性子の角度分布を重心系で等方と見なして非弾性散乱中性子の減速マトリックスを計算して、より実際に近づける改良がなされた<sup>(74)</sup>。しかしながら実際的前方散乱成分が大きい実験データの角度分布を、厳密に考慮して非弾性散乱中性子のエネルギー分布を計算するには、より多くの計算時間と記憶容量が必要となる。

さらに重要なことは SPTG4Z においても非弾性散乱, (n, 2n) 反応の2次中性子の角度分布を考慮していない点である。散乱の非等方性を表わす高次の  $P_L$  成分 ( $L=1\sim 5$ ) としては弾性散乱中性子だけが含まれている。この点の改良も SPTG4Z の大がかりな修正を必要とするため容易ではない<sup>(77)</sup>。

ここでは非弾性散乱中性子の非等方性の感度解析を行うために以下のかなり粗い近似方法によりこの結果を検討した。すなわち現在得られている弾性散乱中性子に関する各群の高次の  $P_L$  成分 ( $L=1\sim 5$ ) に対して、

$$f^g = \frac{\sigma_{el}^g + \sigma_{inel}^g}{\sigma_{el}^g} \quad (g=1\sim IGIN) \quad (3.17)$$

なる因子を掛けた  $P_L$  成分を求め、これにて  $P_L$  成分を置き換えた断面積にて計算を行った。但し (17) 式において、

- $\sigma_{el}^g$  ; 第  $g$  群の弾性散乱反応断面積,
- $\sigma_{inel}^g$  ; 第  $g$  群の非弾性散乱反応断面積,

IGIN;  $\sigma_{inel.}^g \approx 0$  である最も低いエネルギー群、である。

この処方では以下の2点で非等方性（前方散乱）を過大評価する。

- a) 弾性散乱中性子の非等方性は非弾性散乱中性子の非等方性よりも大きい。
- b) 非弾性散乱中性子スペクトルは弾性散乱中性子スペクトルよりもずっと低いエネルギーまで分布していて、低エネルギーの2次中性子ほど後方に放出される。

この近似的な処方を ${}^7\text{Li}$ と ${}^{12}\text{C}$ の高次の $P_L$ 成分にだけ施したときのLi-C体系における核分裂率のC/Eを、Figs. 3.5.5から3.5.8に示す。これらの図においてこの処方を適用した結果を▽印で示しanisotropicと表示してある。これらの結果は核分裂率のC/Eはどの核種においてもほぼ全面的に1.0に近づいている。また前方散乱成分をさらに大きくすれば、より一層1.0に近づく可能性を示している。このように ${}^7\text{Li}$ と ${}^{12}\text{C}$ の非弾性散乱中性子の前方成分を過大にした場合に計算と実験の一致が改善されたので、この近似的な処方を用いた場合と、Li-C体系における全ての核種の非弾性散乱中性子と(n, 2n)反応の2次中性子の角度分布を核データに基づいて考慮した場合の、体系中の中性子束分布におよぼす効果を付録1において検討した。

その結果では、近似的な手法は、リチウム領域と黒鉛領域のいずれにおいても、非弾性散乱と(n, 2n)反応の2次中性子の前方散乱成分を強調し過ぎていることが、示された。しかし近似的手法を用いた場合の、非等方性に対する補正量は、本来補正すべき補正量と較べて、リチウム領域で1.4倍、黒鉛領域で1.6倍程度であり第1次近似としては悪くないものと考えられる。但し付録1の検討においても2次中性子の角度分布とエネルギー分布との相関関係は考慮せず、核データの不足と大きな不確かさを補うために必ずしも適切でない仮定を用いているので、得られた結論にはあいまいさが残る。この問題の解決には、まず非弾性散乱反応などの2次中性子の精度良い角度分布データの収集が必要である。次にこのデータを処理して、2次中性子の角度分布をエネルギー分布と正しく相関させて中性子断面積を作成するコードの開発が必要である。

群定数作成の際のパラメータである重み関数の選び方、エネルギー群数と群構造、非共鳴核種のポテンシャル散乱断面積の選び方は、特におかしな選び方をしない限り計算される核分裂率におよぼす影響は、第100群以外ではあまり大きくないことが、3.4.3の予備解析と本解析の結果の比較から結論された。黒鉛領域における ${}^{235}\text{U}$ の核分裂率は、第100群の断面積に大きく依存することを3.5.7で述べる。

### 3.5.4 D-T中性子スペクトル

核融合炉核計算においてD-T中性子スペクトルの取り扱い方により10MeV近くにしきい値がある反応のスペクトル平均断面積はかなり差が生ずることが明らかにされている。<sup>(78)</sup> 3.5.1で述べたように第1群中性子が ${}^{232}\text{Th}$ 、 ${}^{238}\text{U}$ と ${}^{237}\text{Np}$ の核分裂率に寄与する割合はかなり大きい。それはD-T中性子が全て第1群で発生するとしたためである。またこれらの核種では1MeV以上の中性子の寄与もかなり大きい。(Figs. 3.5.1~3.5.3参照)そこで高エネルギー中性子の挙動をより精度良く取り扱い、D-T中性子のスペクトルをより厳密に考慮するため

に1 MeV以上を特に細かく切った135群断面積セットを作成した。そのエネルギー群構造をTable 3.5.1に示す。また135群のエネルギー群構造で表したD-T中性子のスペクトルをFig. 3.5.9に示す。この図には発生した中性子を全方向に積分したスペクトル、D<sup>+</sup>ビームに垂直な実験孔方向に放出された中性子の中の狭いスペクトルと100群計算の場合の第1群のD-T中性子の様子を示した。100群計算の中性子の入力方法は135群の全中性子のスペクトルとかなり近いことが見てとれる。

135群の断面積セットを使用して、D-T中性子のスペクトルを入力してP<sub>5</sub>-S<sub>64</sub>近似にて計算したLi-C体系における各核種の核分裂率の計算値のC/EをFigs. 3.5.5から3.5.8に示す。これらの結果を同じP<sub>5</sub>-S<sub>64</sub>近似で計算した100群計算の結果と比較すると<sup>232</sup>Th、<sup>238</sup>Uと<sup>237</sup>Npの核分裂率のC/Eは1~3%小さくなるもののほとんど変化しないこと、<sup>235</sup>Uの場合は黒鉛領域の2点において逆にC/Eが2%程度大きくなる以外はやはり1~3%小さくなっていることがわかる。そこで高エネルギー群の切り方を細かくしてD-T中性子のスペクトルを厳密に取り扱っても核分裂率の計算値はほとんど変わらないことが確かめられた。このことは、ここで取り扱った核種の核分裂反応断面積の値が、14 MeV近辺で変化が小さいことの結果でもある。

Fig. 3.5.9に示した90°方向のD-T中性子スペクトルを入力した場合でも核分裂率の計算値はほとんど変化しなかった。

### 3.5.5 中性子の輸送計算法

本解析においては1次元輸送計算コードANISNを用いてP<sub>5</sub>-S<sub>8</sub>近似にて実験体系の中性子束を計算している。ここではP<sub>5</sub>-S<sub>16</sub>、P<sub>5</sub>-S<sub>64</sub><sup>\*</sup>近似を用いてLi-C体系の中性子束を計算しS<sub>N</sub>近似度の程度を良くし、中性子束方向分割数を多くした場合の核分裂率の計算値の変化を調べた。<sup>232</sup>Th、<sup>238</sup>U、<sup>237</sup>Npと<sup>235</sup>UのLi-C体系におけるC/Eの結果をFigs. 3.5.10から3.5.13に示す。S<sub>N</sub>のNを大きくするに従っていずれの核種においても、ほとんど全ての測定点でC/Eは1.0に近づくことが明らかになった。C/Eが1.0に近づく割合はS<sub>16</sub>からS<sub>64</sub>とした場合にはS<sub>8</sub>からS<sub>16</sub>にした場合と同程度かそれ以下である。これよりS<sub>N</sub>近似度の程度をさらに良くしてもS<sub>64</sub>の場合以上にはあまり改善されそうになく、S<sub>∞</sub>としても実験値と計算値の差を完全になくすことはできないと予想される。

散乱の非等方性はP<sub>5</sub>成分まで考慮しているが、これをP<sub>3</sub>成分とP<sub>1</sub>成分で打切った場合の断面積セットを用いてP<sub>3</sub>-S<sub>8</sub>近似およびP<sub>1</sub>-S<sub>8</sub>近似を用いた計算を行った。これらの結果をFigs. 3.5.10~3.5.13に示す。これらの図においてP<sub>3</sub>近似とP<sub>5</sub>近似の結果はほぼ完全に一致している。これらの結果と比較してP<sub>1</sub>近似を用いた場合には弾性散乱中性子の前方散乱成分が誇張されている。以上より弾性散乱の非等方性はP<sub>3</sub>成分までとることにより十分に考慮されることがわかる。ここでのP<sub>L</sub>成分には、弾性散乱以外の反応から生ずる2次中性子の非等方性は含まれていないが、付録1のTable A.1とA.2に示したようにこれらの中性子は一

\* ) S<sub>64</sub>のS<sub>N</sub> quadrature set に関し、船舶技術研究所の竹内清氏に文献(79)を紹介していただいたことを感謝いたします。

般的により等方的なので比較的問題にならない。

Li-C体系の $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ の核分裂比はローレンスリバモア研究所のL. L. Carter氏によりモンテカルロ法を用いて球体系モデルに対する解析が行われつつある。<sup>(80)</sup> その予備的な結果では1次元輸送計算コードANISNの結果と大差ない結果が得られたことが知られているので、輸送計算自体に関する問題はないものと考えられる。

### 3.5.6 体系模擬効果

3.1で述べたように実験体系は完全な球状ではなく、2インチ角のブロックを組み上げて構成されている。また中性子が発生するターゲットはディスク状であり、体系にはD<sup>+</sup>ビームの延長管とか、直径2 cmの実験孔が空いている。この実験孔は、小型核分裂計数管(mfc)を中心から引き抜くにつれて、ターゲットとmfcの間は模擬物質で順次埋められるもののmfcの後方の実験孔にはmfcのケーブルが挿入されていて若干の中性子ストリーミングがある。この点に関しては実験孔の位置をビームと平行にした場合の測定により、実験孔の後方のストリーミングはほとんど影響がないことを実験的に確かめてある。いづれにしても上で述べたような体系の詳細な構造を計算にとり入れるためには3次元計算が必要である。

リチウム領域と黒鉛領域の境界面の凹凸が計算値に及ぼす影響を調べるために1次元計算モデルにて境界の位置を動かしたり、リチウムと黒鉛を均質化した境界領域を設けた検討が、Li-C体系の $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ の核分裂比の検討の際になされた。<sup>(55)</sup> その結果このような変化は核分裂比をかなり変化させるが、全ての点に渡っての一致を改善することはできないことが示された。<sup>(55)</sup>

なお境界の凹凸以外にも体系自体の非均質性の問題もある。すなわちリチウムブロックは厚さ約1 mmのステンレス鋼で被覆されこれが、ステンレス鋼製の引き出しと格子管に装荷されている。このためにリチウムとステンレス鋼はそれぞれ片寄って体系中に存在している。この効果を考慮するためには実効断面積を詳細なセル計算によって求めなければならない。しかしこの効果は、低エネルギー中性子に対しては、 $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ 反応と関連して効くと思われるが、高エネルギー中性子に対してはほとんど影響がないと考えられる。また各模擬物質ブロックと格子管の間にある厚さ1 mm以下のボイドを通しての中性子ストリーミング効果も小さいと考えられる。

さらにmfc自体が大きさを持つために体系の中性子場を与える摂動効果、核分裂性核種の酸化物が厚さ0.4 mmのステンレス鋼円環にコーティングされているために、このステンレス鋼による中性子の減衰の効果も低エネルギー中性子による $^{235}\text{U}$ の核分裂率には影響がある。この点に関して行った検討結果を次に述べる。

### 3.5.7 熱中性子の取り扱い

3.5.1で述べたように、Li-C体系の黒鉛領域の $R = 37.7$  cmにおける $^{235}\text{U}$ の核分裂率に対する第100群の熱中性子の寄与は約33%もあり、かなり大きい。本解析で用いた100群断面積の第100群には、0.025から0.414 eVのエネルギー範囲にわたって、各領域で体積積分して得られた中性子スペクトルを重みとして得られた断面積を用いている。この重みとして用いたスペクトルは、第99群と第100群の領域積分中性子束が、それぞれのエネルギー群

の平均エネルギーである 0.473 eV と 0.219 eV においてとる値を、直線的に結んで外挿した形をしている。このようなスペクトルは、Li-C 体系の黒鉛領域の  $R = 37.7$  cm におけるように、単位体積中の熱中性子の流入量と流出量が平衡に達していると考えられ、その分布がマクスウェル分布に近いと予想される場所では不適當である。特に第 100 群の下限を 0.025 eV としたことから、第 100 群の断面積は熱中性子よりも高いエネルギーの中性子に対する値となっている。

そこでまず、DLC-2D データ<sup>(72)</sup>において、熱中性子断面積として推薦されているデータにより全ての核種の第 100 群の断面積を置き換えた計算を行なってみた。この熱中性子断面積は、大部分が ENDF/B-III のデータをマクスウェル分布で平均して求めたものである。但し  $^{235}\text{U}$  の吸収および核分裂反応断面積は、ほぼ  $1/v$  特性をしているとして 0.0253 eV の値に 0.886 を掛け、さらに  $1/v$  からのずれを補正するために 0.981 を掛けて求められている。

DLC-2D の熱中性子断面積を用いて計算された Li-C 体系における  $^{235}\text{U}$  の核分裂率の  $C/E$  を、Fig. 3.5.14 に thermal として × 印で示す。この断面積置き換えを行なっても、 $^{235}\text{U}$  の核分裂率の  $C/E$  は、リチウム領域においてはほとんど変化しないが、黒鉛領域においては大きく変化して  $R = 37.7$  cm において  $C/E$  は 1.62 から 1.92 になり、却って一致は悪くなった。これは第 100 群の  $^{235}\text{U}$  の核分裂反応断面積  $\sigma_f$  が、173 barn から 503 barn になったことが主に効いている。

第 100 群の  $\sigma_f$  以外の全ての断面積を熱中性子断面積で置き換え、 $\sigma_f$  のみは 173 barn で固定して計算した結果を Fig. 3.5.14 に thermal except  $\sigma_f$  として + 印で示す。この場合には、 $^6\text{Li}(n, \alpha)t$  反応など  $1/v$  特性を有する反応が大きくなり低エネルギー中性子が減少した効果により、黒鉛中の  $^{235}\text{U}$  の  $C/E$  は小さくなっている。

本解析の計算では、第 100 群の断面積には熱中性子よりも高いエネルギーの中性子 (0.219 eV 程度) に対する値を用いており、DLC-2D のデータではマクスウェル分布に基づく熱中性子断面積を用いているので、さらに詳細に熱中性子を取り扱った場合には両者の中間的な結果が得られるものと予想される。つまり Fig. 3.5.14 において実線と点線の間に  $C/E$  が、来るものと予想される。

熱中性子に対しては 0.4 mm の厚さの mfc のステンレス円環による減衰が無視できないと考えられ THERMOS-JMTR<sup>(87)</sup> による計算によりこの効果が調べられた。<sup>(81)</sup> その結果このステンレス鋼の存在により  $^{235}\text{U}$  の熱中性子に対する  $\sigma_f$  の実効値は約 4% 減少するに過ぎないことが示された。この点を確認するために Li-C 体系の  $R = 37.7$  cm において  $^{235}\text{U}$  の mfc にさらにステンレス鋼の覆いをかけて核分裂率を測定した結果、0.4 mm の厚さのステンレス鋼による  $^{235}\text{U}$  の核分裂率の減少は約 1.5% 程度であることがわかり、計算と実験の双方からこの影響は小さいことが確認された。

Table 3.5.1 135-group neutron energy group structure

Group	Energy limits	Mid-point energy
1	16.399 - 16.110 MeV	16.2545 MeV
2	16.110 - 15.825	15.9675
3	15.825 - 15.545	15.6850
4	15.545 - 15.270	15.4075
5	15.270 - 15.000	15.1350
6	15.000 - 14.735	14.8675
7	14.735 - 14.474	14.6045
8	14.474 - 14.218	14.3460
9	14.218 - 13.967	14.0925
10	13.967 - 13.720	13.8435
11	13.720 - 13.477	13.5985
12	13.477 - 13.239	13.3580
13	13.239 - 13.005	13.1220
14	13.005 - 12.775	12.8900
15	12.775 - 12.549	12.6620
16	12.549 - 12.182	12.3655
17	12.182 - 11.825	12.0035
18	11.825 - 11.479	11.6520
19	11.479 - 11.143	11.3110
20	11.143 - 10.817	10.9800
21	10.817 - 10.500	10.6585
22	10.500 - 10.089	10.2945
23	10.089 - 9.693	9.8910
24	9.693 - 9.314	9.5035
25	9.314 - 8.949	9.1315
26	8.949 - 8.598	8.7735
27	8.598 - 8.261	8.4295
28	8.261 - 7.938	8.0995
29	7.938 - 7.627	7.7825
30	7.627 - 7.327	7.4770
31	7.327 - 7.041	7.1840
32	7.041 - 6.765	6.9030
33	6.765 - 6.500	6.6325
34	6.500 - 6.242	6.3710
35	6.242 - 5.995	6.1185
36	5.995 - 5.757	5.8760
37	5.757 - 5.529	5.6430
38	5.529 - 5.310	5.4195
39	5.310 - 5.099	5.2045
40	5.099 - 4.897	4.9980
41	4.897 - 4.707	4.8000
42	4.703 - 4.516	4.6095
43	4.516 - 4.337	4.4265
44	4.337 - 4.165	4.2510
45	4.165 - 4.000	4.0825



Table 3.5.1 Continued

Group	Energy limits	Mid-point energy
46	4.000 - 3.699 MeV	3.8495 MeV
47	3.699 - 3.419	3.5590
48	3.419 - 3.162	3.2905
49	3.162 - 2.924	3.0430
50	2.924 - 2.704	2.8140
51	2.704 - 2.500	2.6020
52	2.500 - 2.270	2.3850
53	2.270 - 2.061	2.1655
54	2.061 - 1.871	1.9660
55	1.871 - 1.698	1.7845
56	1.698 - 1.542	1.6200
57	1.542 - 1.400	1.4710
58	1.400 - 1.275	1.3375
59	1.275 - 1.162	1.2185
60	1.162 - 1.058	1.1100
61	1.058 - 0.964	1.0110
62	0.964 - 0.878	0.921
63	0.878 - 0.800	0.839
64	0.800 - 0.713	0.7565
65	0.713 - 0.635	0.6740
66	0.635 - 0.566	0.6005
67	0.566 - 0.504	0.5350
68	0.504 - 0.449	0.4765
69	0.449 - 0.400	0.4245
70	0.400 - 0.356	0.3780
71	0.356 - 0.317	0.3365
72	0.317 - 0.283	0.3000
73	0.283 - 0.252	0.2675
74	0.252 - 0.224	0.2380
75	0.224 - 0.200	0.2120
76	0.200 - 0.178	0.1890
77	0.178 - 0.159	0.1685
78	0.159 - 0.141	0.1500
79	0.141 - 0.126	0.1335
80	0.126 - 0.112	0.1190
81	0.112 - 0.100	0.1060
82	0.100 - 0.0774	0.0887
83	77.4 - 59.9 KeV	68.65 KeV
84	59.9 - 46.4	53.15
85	46.4 - 35.9	41.15
86	35.9 - 27.3	31.85
87	27.3 - 21.5	24.65
88	21.5 - 16.7	19.10
89	16.7 - 12.9	14.80
90	12.9 - 10.0	11.45

Table 3.5.1 Continued

Group	Energy limits	Mid-point energy
91	10.0 - 7.74 KeV	8.870 KeV
92	7.74 - 5.99	6.865
93	5.99 - 4.64	5.315
94	4.64 - 3.59	4.115
95	3.59 - 2.78	3.185
96	2.78 - 2.15	2.465
97	2.15 - 1.67	1.910
98	1.67 - 1.29	1.480
99	1.29 - 1.00	1.145
100	1.00 - 0.774	0.8870
101	0.774 - 0.599	0.6865
102	0.599 - 0.464	0.5315
103	0.464 - 0.359	0.4115
104	0.359 - 0.278	0.3185
105	0.278 - 0.215	0.2465
106	0.215 - 0.167	0.1910
107	0.167 - 0.129	0.1480
108	0.129 - 0.100	0.1145
109	0.100 - 0.0774	0.0887
110	77.4 - 59.9 eV	68.65 eV
111	59.9 - 46.4	53.15
112	46.4 - 35.9	41.15
113	35.9 - 27.8	31.85
114	27.8 - 21.5	24.65
115	21.5 - 16.7	19.10
116	16.7 - 12.9	14.80
117	12.9 - 10.0	11.45
118	10.0 - 7.74	8.870
119	7.74 - 5.99	6.865
120	5.99 - 4.64	5.315
121	4.64 - 3.59	4.115
122	3.59 - 2.78	3.185
123	2.78 - 2.15	2.465
124	2.15 - 1.67	1.910
125	1.67 - 1.29	1.480
126	1.29 - 1.00	1.145
127	1.00 - 0.774	0.8870
128	0.774 - 0.599	0.6865
129	0.599 - 0.464	0.5315
130	0.464 - 0.359	0.4115
131	0.359 - 0.278	0.3185
132	0.278 - 0.215	0.2465
133	0.215 - 0.167	0.1910
134	0.167 - 0.129	0.1480
135	0.129 - 0.010	0.0695

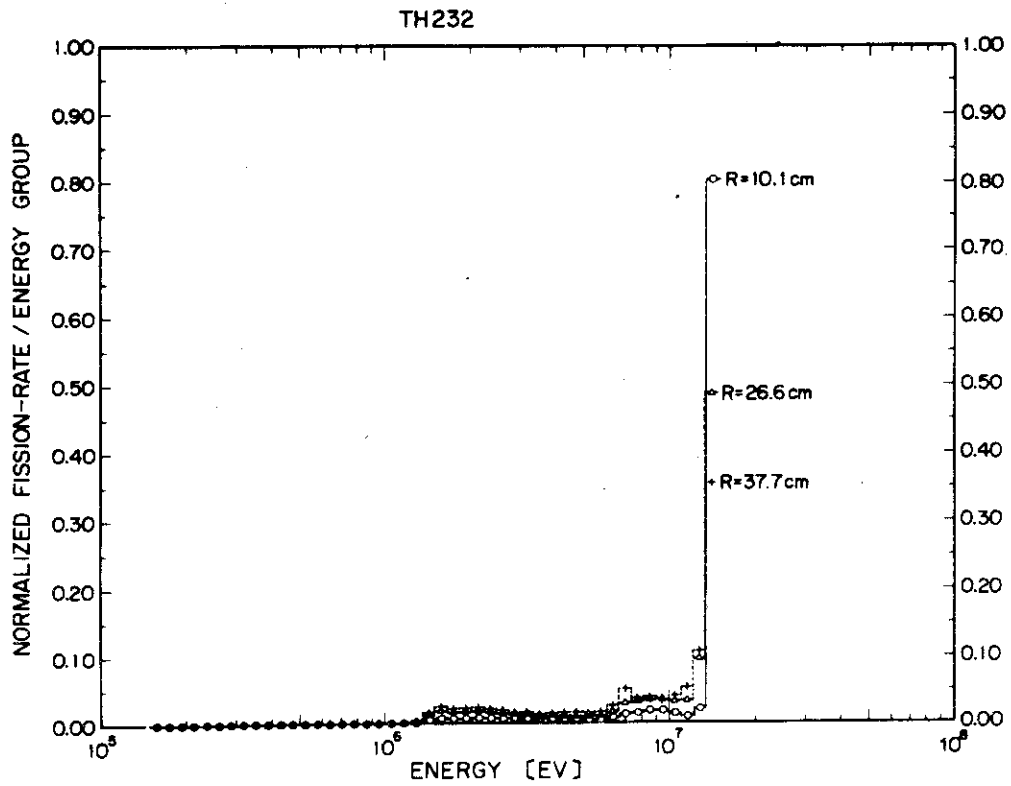


Fig.3.5.1 Group-wise  $^{232}\text{Th}$  fission-rate

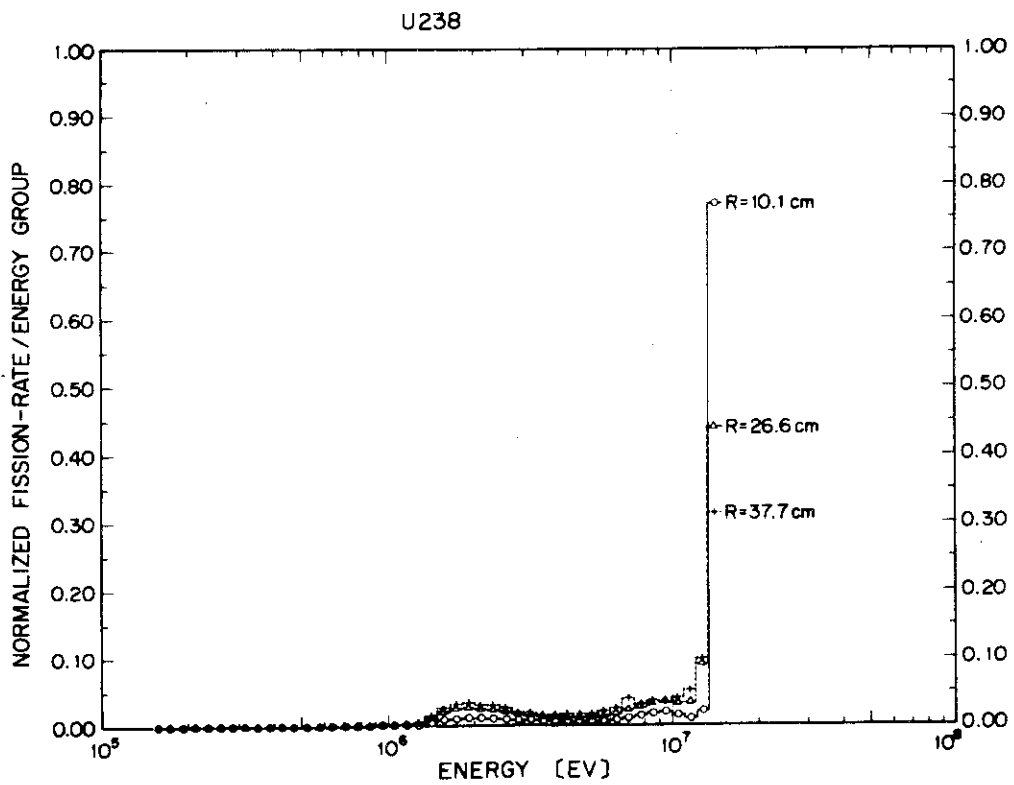


Fig.3.5.2 Group-wise  $^{238}\text{U}$  fission-rate

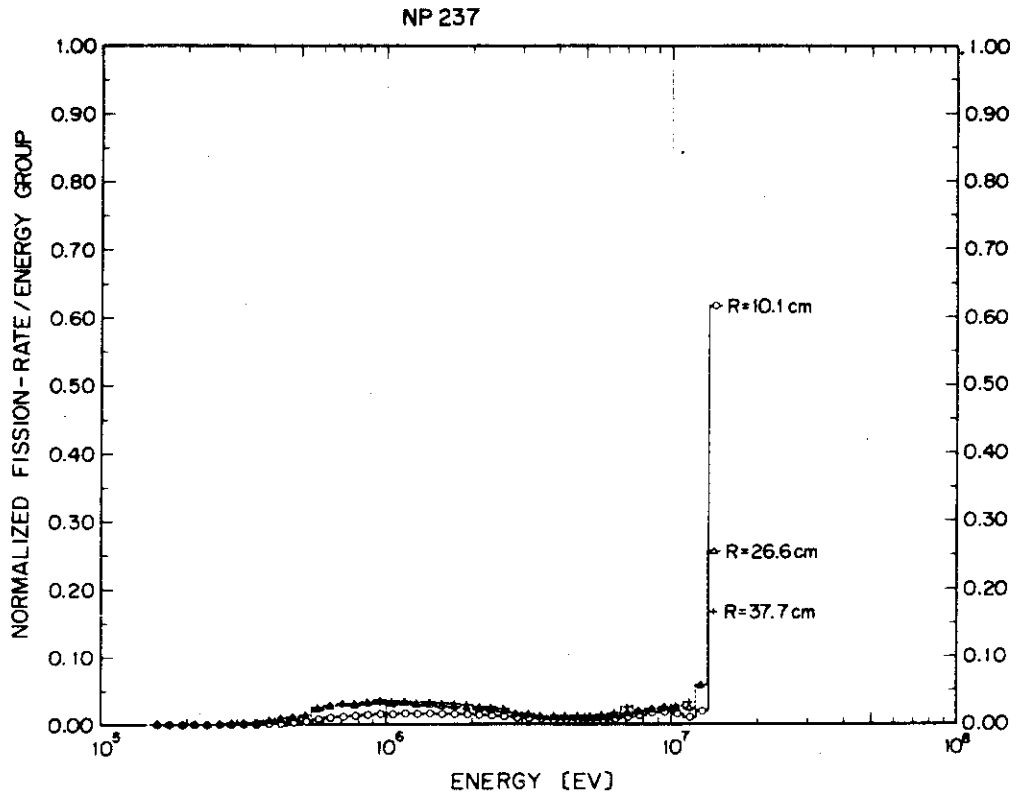


Fig.3.5.3 Group-wise <sup>237</sup>Np fission-rate

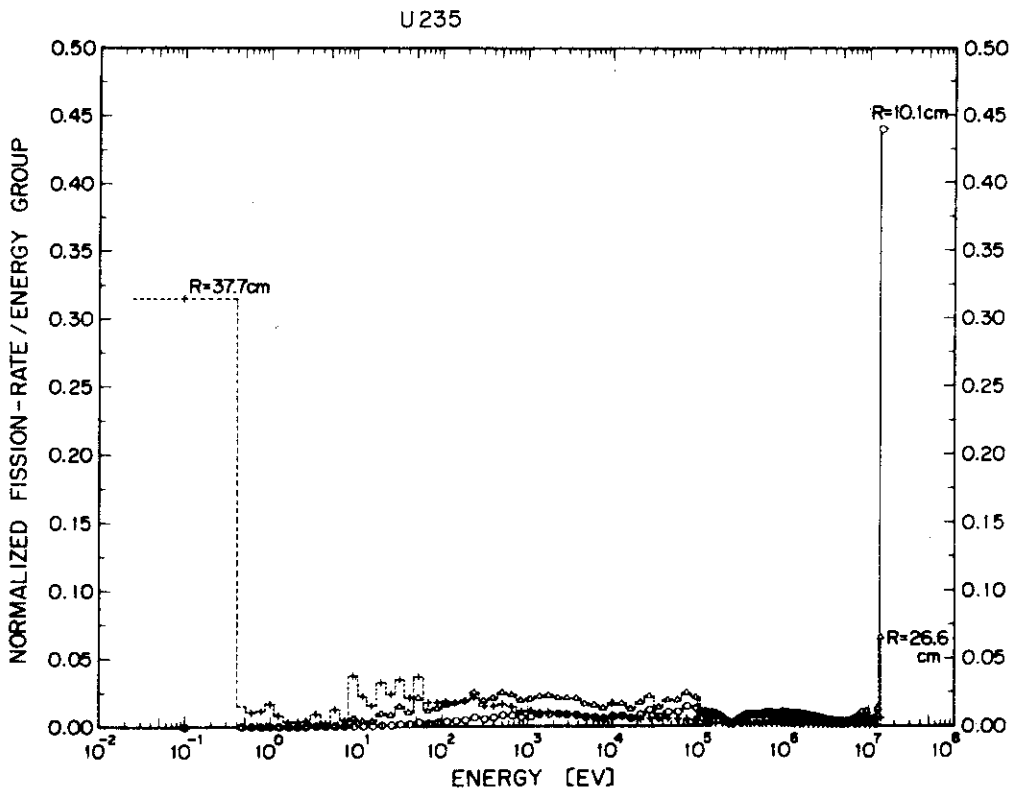


Fig.3.5.4 Group-wise <sup>235</sup>U fission-rate

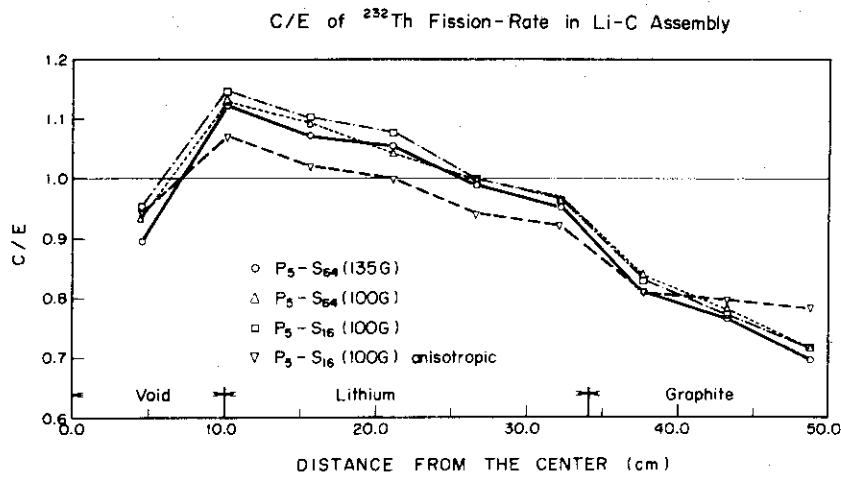


Fig.3.5.5 C/E of  $^{232}\text{Th}$  fission-rate in Li-C Assembly  
 (Calculations employing 135-group neutron cross-sections and the cross-sections with modified inelastically scattered neutron anisotropy)

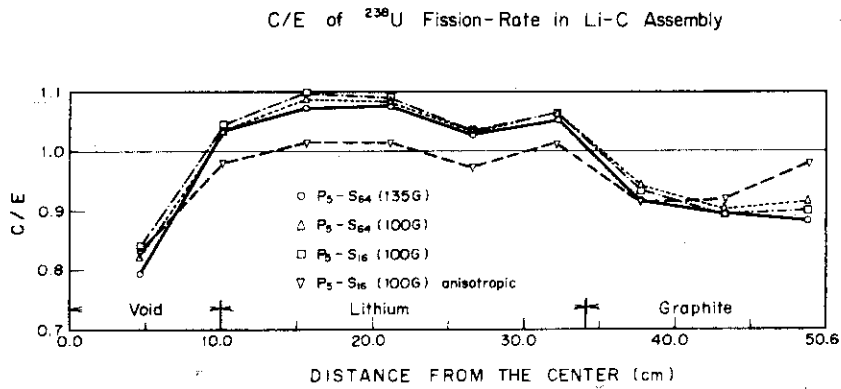


Fig.3.5.6 C/E of  $^{238}\text{U}$  fission-rate in Li-C Assembly  
 (Calculations employing 135-group neutron cross-sections and the cross-sections with modified inelastically scattered neutron anisotropy)

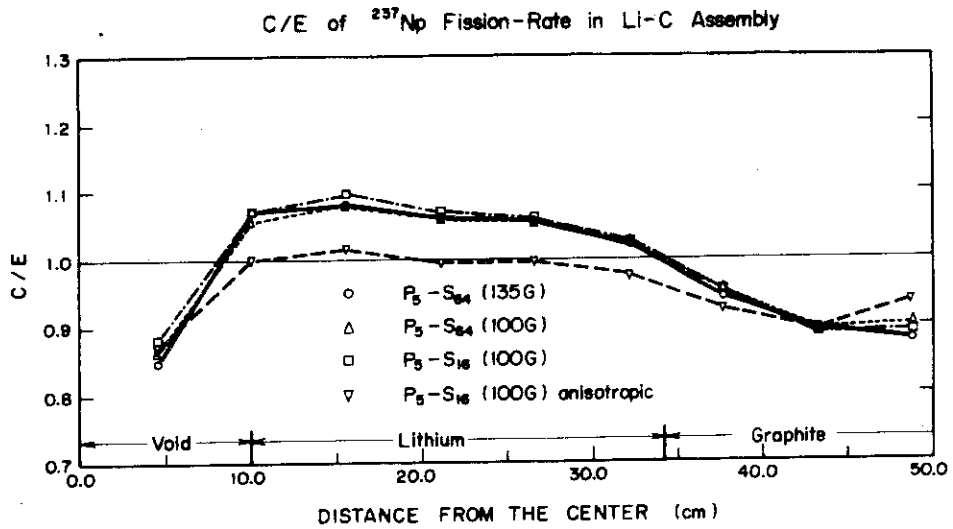


Fig.3.5.7 C/E of  $^{237}\text{Np}$  fission-rate in Li-C Assembly  
 (Calculations employing 135-group neutron cross-sections and the cross-sections with modified inelastically scattered neutron anisotropy)

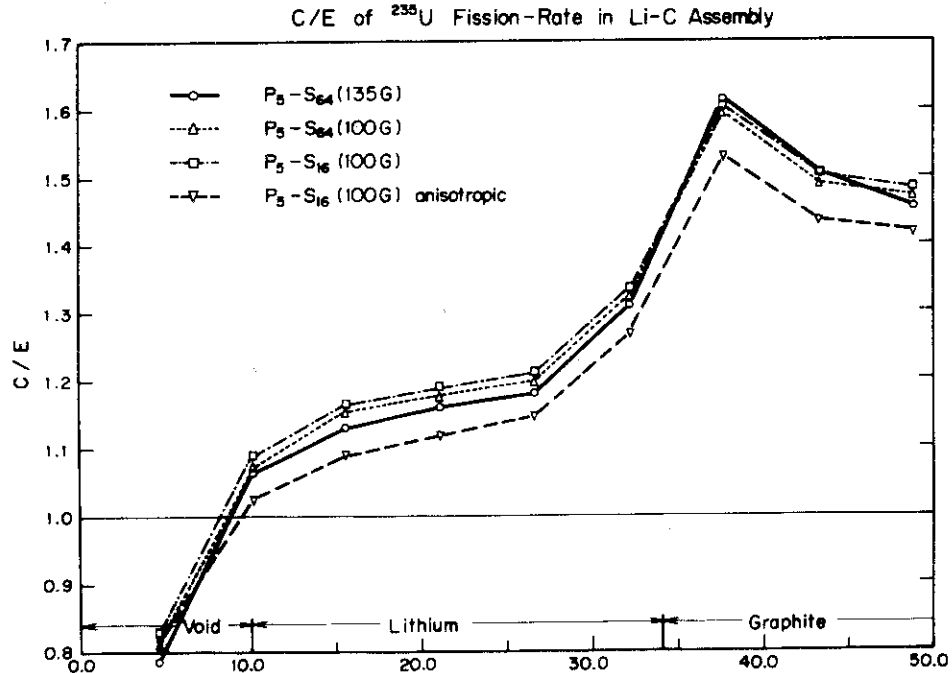


Fig.3.5.8 C/E of  $^{235}\text{U}$  fission-rate in Li-C Assembly  
 (Calculations employing 135-group neutron cross-sections and the cross-sections with modified inelastically scattered neutron anisotropy)

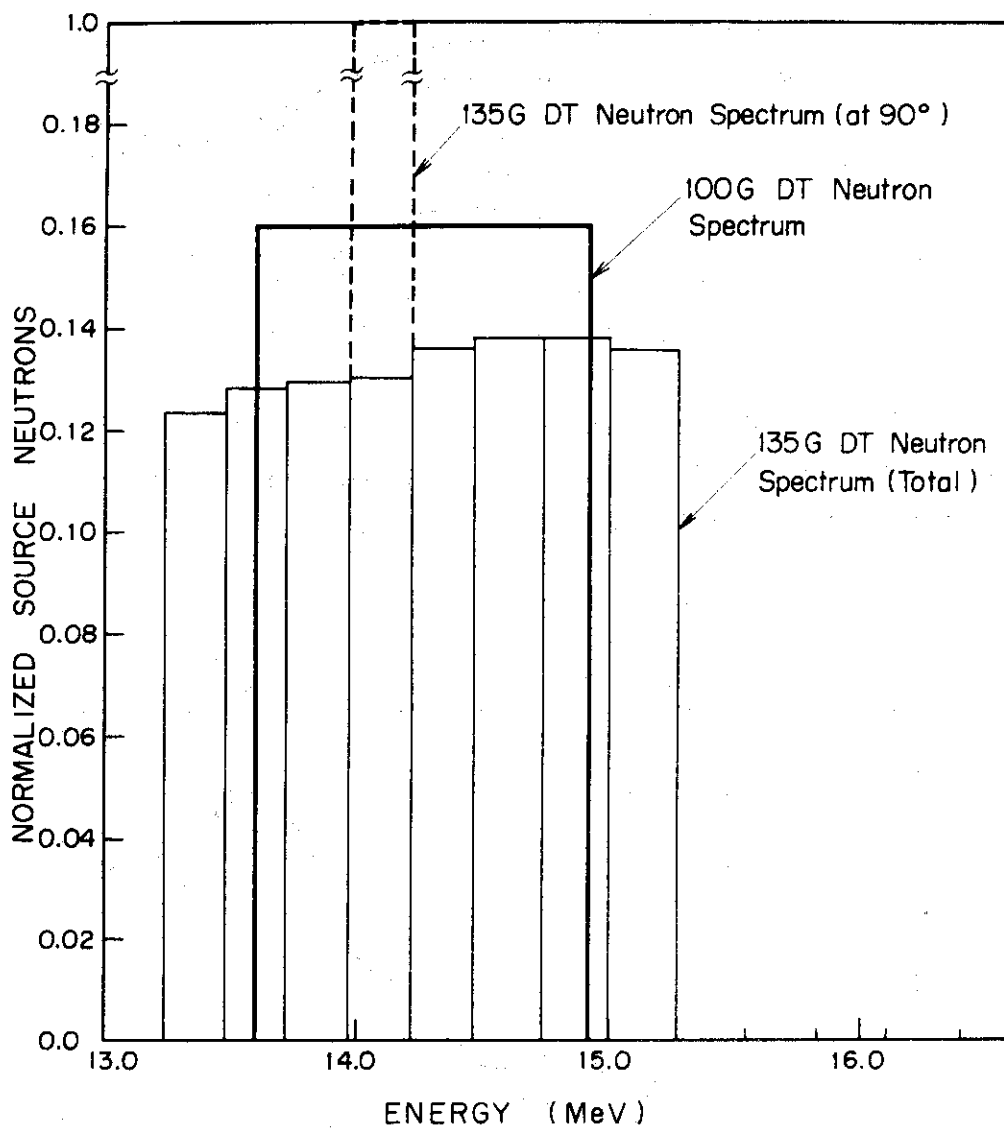


Fig.3.5.9 DT Neutron Spectra Employed in the Calculations

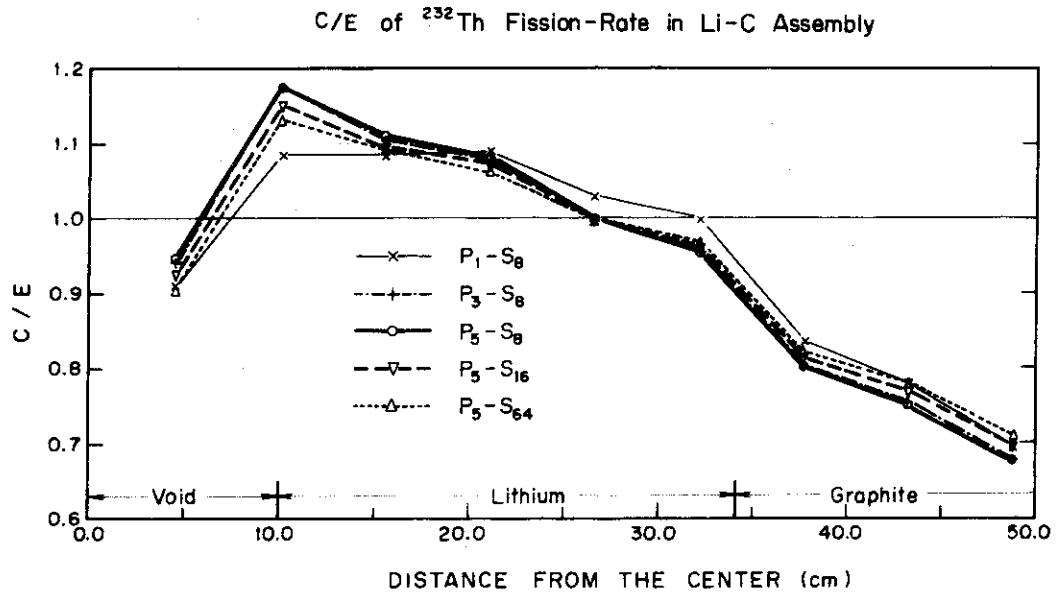


Fig.3.5.10 C/E of  $^{232}\text{Th}$  fission-rate in Li-C Assembly  
(Calculations with different order of  $P_1-S_n$  approximations)

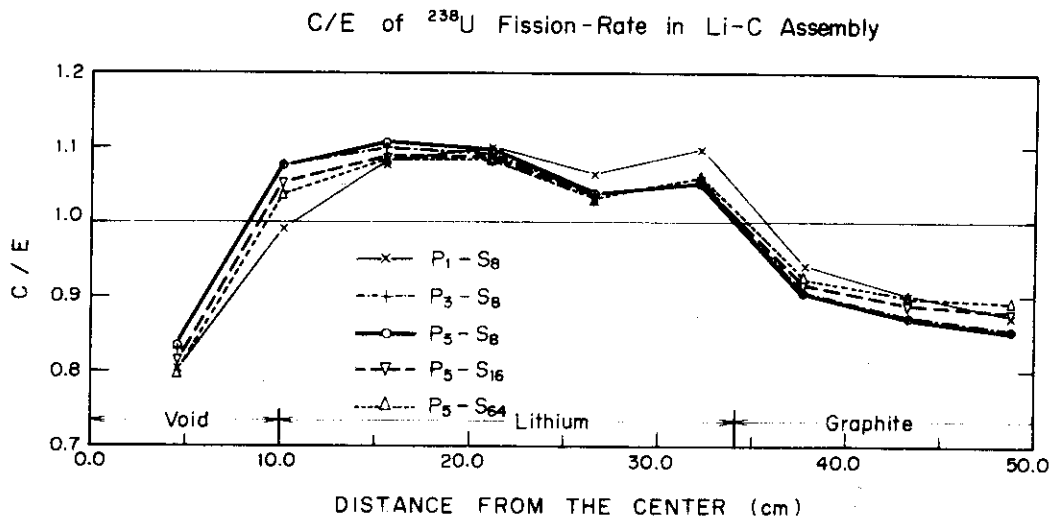


Fig.3.5.11 C/E of  $^{238}\text{U}$  fission-rate in Li-C Assembly  
(Calculations with different order of  $P_1-S_n$  approximations)



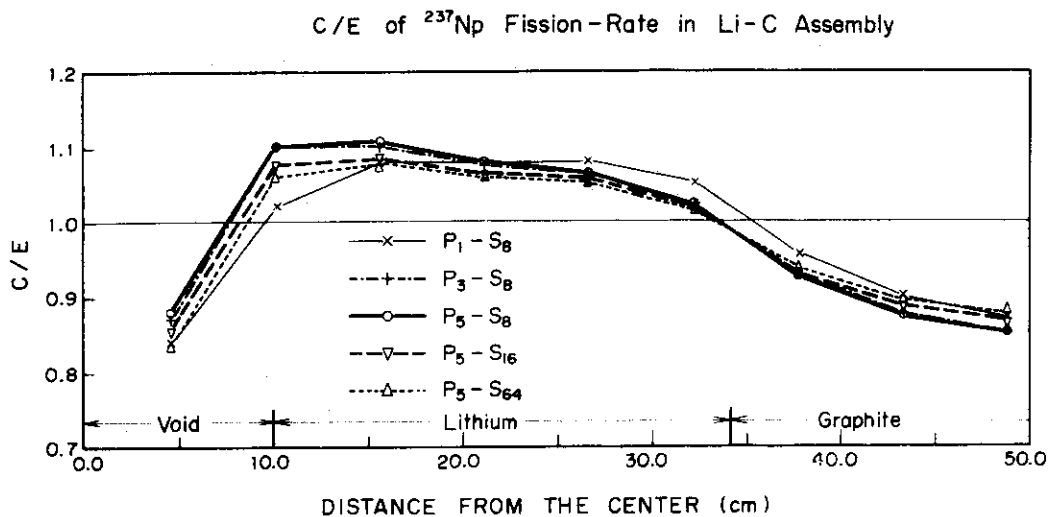


Fig.3.5.12 C/E of  $^{237}\text{Np}$  fission-rate in Li-C Assembly  
(Calculations with different order of  $P_1-S_n$  approximations)

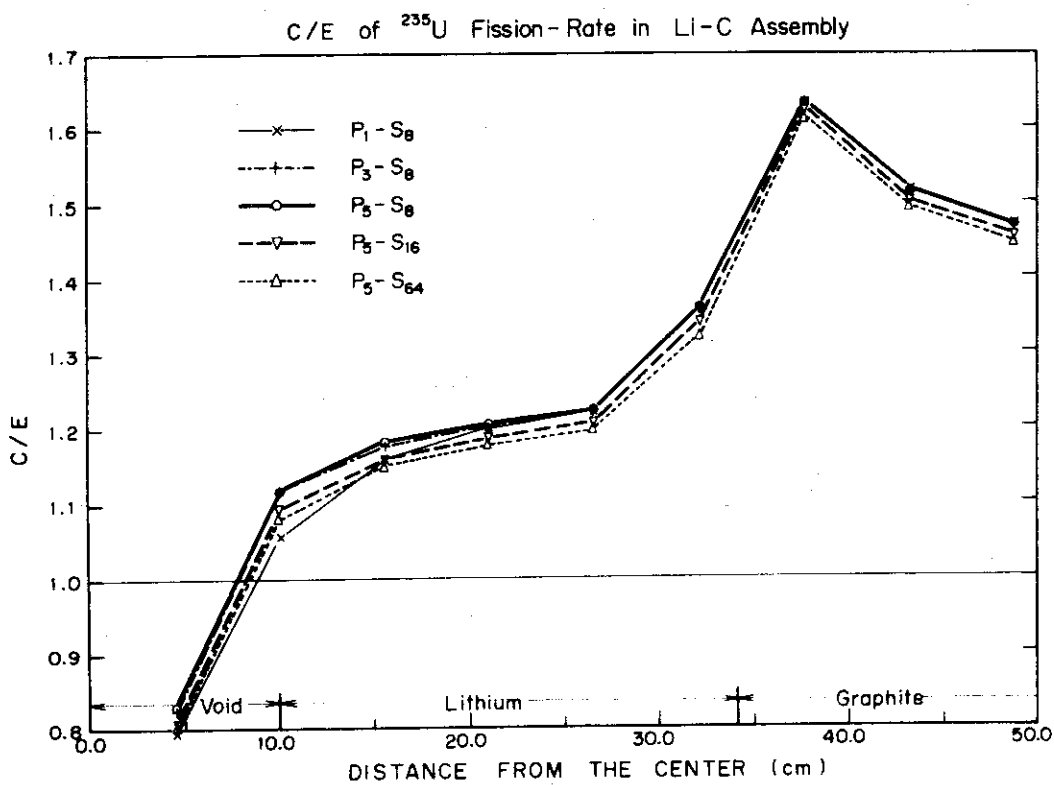


Fig.3.5.13 C/E of  $^{235}\text{U}$  fission-rate in Li-C Assembly  
(Calculations with different order of  $P_1-S_n$  approximations)

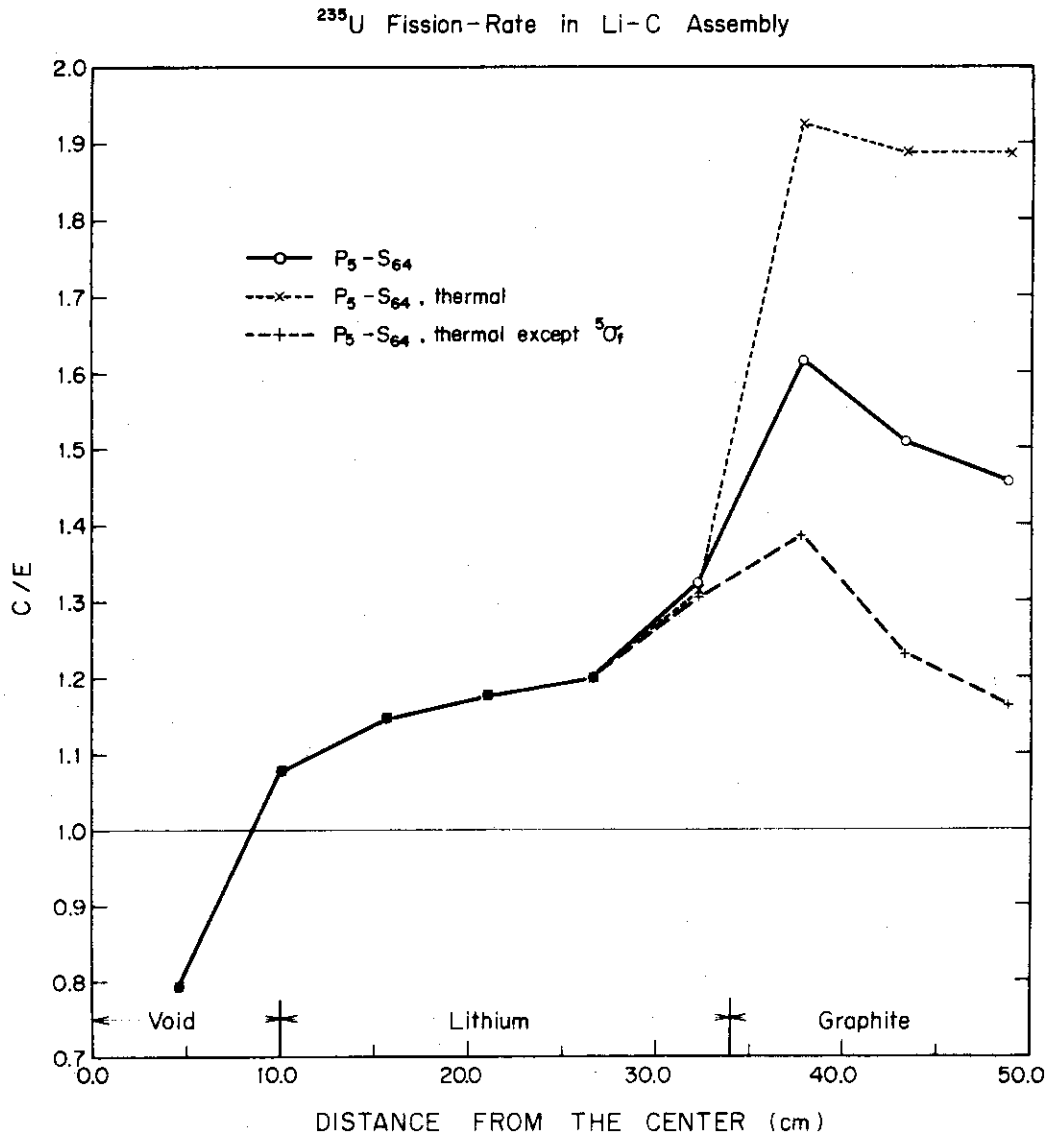


Fig.3.5.14 C/E of  $^{235}\text{U}$  fission-rate in Li-C Assembly  
 (Calculations with thermal neutron cross-sections replaced)

### 3.6 小結論

4種類のブランケット模擬体系(Li, Li-C, U-Li, U-Li-C体系)における,<sup>232</sup>Th,<sup>238</sup>U,<sup>237</sup>Npおよび<sup>235</sup>Uの核分裂率の測定とその解析を行った。以下に得られた主な結論と今回の実験解析で明らかになった計算と実験の差を詰める上で有効な方法などについて述べる。なお体系の中心に置かれた中性子源から4.6cm離れた測定点における核分裂率の計算値には、1次元計算に伴う誤差が大きいため、以下ではこの測定点における計算値は無視して話を進める。主な結論は以下の通りである。

(1) いづれの体系においても,<sup>232</sup>Th,<sup>238</sup>Uと<sup>237</sup>Npの核分裂率の計算値と実験値の比,C/Eは中心からの距離Rが大きくなるとともに減少する傾向がある。(Fig. 3.4.19からFig. 3.4.21参照)

(i) この傾向の主な原因としては、非弾性散乱,(n,2n)反応などの2次中性子の前方成分が多い非等方性を計算では考慮していないことが考えられる。

(ii) この右下りの勾配は、リチウム領域よりも黒鉛領域で大きいので、<sup>12</sup>Cの反応による2次中性子の非等方性の効果が、より大きいと考えられる。

(2) <sup>232</sup>Th,<sup>238</sup>Uと<sup>237</sup>Npの核分裂率の計算と実験との一致は概して良い。(Figs.3.4.19~3.4.21)

(i) リチウム領域において、これらの3核種の核分裂率の計算値は、ほぼ15%以内で実験値と一致しているが、これは実験誤差(5~10%)よりやや大きい程度である。リチウム領域においては、全般的に計算値は実験値より高くなっている。

(ii) 黒鉛領域においては、3核種の核分裂率のC/Eは全て1.0より小さくなっている。<sup>232</sup>ThのC/Eは0.8より小さくなっているが、これは<sup>232</sup>Thの核分裂計数管に含まれている0.1%の不純物が<sup>238</sup>Uであると仮定して補正を施せば、C/Eは10~20%程度高くなり一致は改善される。

(3) これらの3核種の核分裂率の計算と実験の一致をLi体系とLi-C体系とで較べると、Li体系においてはかなり良く、実験誤差の10%以内でほぼ一致しているが、Li-C体系のリチウム領域では計算値が、高くなっている。(Figs. 3.4.19~3.4.21)

(i) これは、黒鉛(C)を付け加えることにより、実験ではこれらの核分裂率は僅かに減少した(Figs. 3.3.3~3.3.5)のに対して、計算では逆に僅かに増大しているためである。

(Figs. 3.4.15~3.4.17)

(ii) つまり計算では、Cにより反射される高速中性子を過大評価していることが示された。

(4) <sup>235</sup>Uの核分裂率は、Li体系においては計算値と実験値は、ほぼ5%以内で一致している。しかしながら、その他の体系のリチウム領域では、<sup>235</sup>Uの核分裂率の計算値は実験値の10%以上の過大評価となっている。(Fig. 3.4.22)

(i) この主な原因も、天然ウランや黒鉛中で生じた弾性散乱反応以外の反応から生じた2次中性子の角度分布を実験室系で等方と見なした計算上の近似によるものと考えられる。

(ii) リチウム領域では、<sup>235</sup>Uの核分裂に対する熱中性子の寄与は小さいので、この取り扱いの不備による影響も小さいと考えられる。(Fig. 3.5.4)

(5) <sup>235</sup>Uの核分裂率分布の計算値は、Li-CとU-Li-C体系の黒鉛領域のR=37.7cmにお

いて、測定値よりもそれぞれ60%と40%程度大きくなっており、最大の不一致を示している。(Fig 3.4.2.2)

- (i) この大きな誤差は、2次中性子の角度分布を考慮することにより、いくらか改善される。(Fig 3.5.8)そして2次中性子の角度分布とエネルギー分布の正しい相関関係を考慮すれば、体系中のスペクトルは全般的に硬くなるので、 $^{235}\text{U}$ の核分裂率の計算値は減少し実験値との一致はさらに良くなると考えられる。
  - (ii) リチウム領域と黒鉛領域の境界の凹凸の厳密な取り扱いにより、不一致が小さくなる可能性がある。
  - (iii) 熱中性子の取り扱いの精度を向上させても、一致は改善されないと考えられる。(Fig 3.5.1.4)
- (6) ブランケット核計算の面では、以下のことが明らかになった。
- (i) 100群以上の多群断面を作成する際に用いる重み函数としては、熱中性子断面以外は、体系の領域に関する体積積分スペクトルを用いれば、その選び方により、核分裂率のような積分量の計算値は、あまり影響されない。またエネルギー群数とその切り方も、群数を100以上にすれば、計算値に対する影響は小さい。熱中性子が、ブランケットの核特性におよぼす寄与は意外に大きいと予想されるので、その取り扱い精度を向上させる必要がある。
  - (ii) D-T中性子のスペクトルを厳密に考慮してもこの実験の解析においてはさしたる計算値の改善は見られなかった。
  - (iii)  $S_N$ の近似の程度を良くし、中性子束方向分割数を多くするに従って計算値と実験値との一致は改善された。しかしながらその一致の改善の割合は $S_{16}$ から $S_{64}$ へと変えた場合の方が、 $S_8$ から $S_{16}$ へとした場合よりも小さいのでさらに方向分割数を増やしても $S_{64}$ 近似の結果より大巾に改善されるとは考えられない。輸送計算自体にはモンテカルロ法によるLi-C体系の核分裂比計算結果との一致から問題はないと考えられる。
  - (iv) 群定数作成コードによる差は大きく、非弾性散乱マトリックスの計算方法の改良により全般的に実験との一致は改善され、特に黒鉛領域において一致は良くなった。弾性散乱反応以外の2次中性子の非等方性を厳密に取り扱うことにより、さらに良い一致が期待される。
  - (v) 核データ、特に8MeV~14MeVの間の核データの不確かさはかなり大きいので、そのために生じた計算と実験の不一致も大きいと考えられる。しかしながら、核データの不確かさが実験におよぼす影響を調べる前に、群定数作成コードの改良を行うことが先決である。
- (7) 今回の実験解析で明らかになった計算と実験の差を詰めるために、以下のブランケット実験の実施が有効と考えられる。
- (i) 黒鉛反射体を鉄などの反射体で置き換えた体系において、核分裂率測定実験を行って、今回と同様な計算と実験の不一致が生ずるかを調べる。
  - (ii) 核分裂計数管以外の有効な測定法を開発する。特に中間エネルギー(~100keV)にしきい値があり、特定の反応だけを取り出せるしきい検出器が有効である。また微量である中性子スペクトルに関する情報も望まれる。
  - (iii) 今回の体系のリチウム領域には、約19%の体積比のステンレス鋼が含まれていて、リ

チウム領域の厚さも実効的に24 cmであった。リチウムの量がより多く、ステンレス鋼の体積比がより小さい体系を用いて、リチウム中の中性子挙動を明らかにする。

(8) なお今回の実験とは直接関係はないが、ブランケット核設計からは、(7)で述べた以外に次の様なブランケット実験が要求されている。

- (i) T生成反応率分布の測定。
- (ii) 放射線発熱率分布の測定。
- (iii) ガンマ線スペクトルの測定。
- (iv) 計算では精度良く求められない様々な形状の間隙、孔からの中性子ストリーミングの測定。
- (v) 誘導放射能の計算値を評価するために、ステンレス鋼、モリブデン、銅の小片の放射化実験。

## 4 炉物理実験結果の核設計への適用

この章では、第3章で述べたブランケット炉物理実験の結果が、融合炉の核設計に対してどのような意味を持つかを検討する。まずブランケット炉物理実験体系と想定されている融合炉ブランケットとの相違を明らかにし、次に実験結果がブランケット核計算手法に対して持つ意味とブランケット核特性の個々の項目に対して及ぼす影響を論じる。そしてその結果ブランケット設計に対する設計変更の提言を行う。

### 4.1 実験体系と融合炉ブランケットとの相違

既に述べたようにブランケット核設計の精度を評価するためには設計されたブランケットのモックアップ体系に対して実際の中性子源と等価なものを用いた実験が最も適している。今回の実験の場合には、実験体系と想定されるブランケットとの相違を明らかにしておき、実験結果を設計に適用する場合にこの相違を十分に考慮する必要がある。

実験に用いた中性子源は約300 kVに加速した $D^+$ ビームを直径約2 cmのディスク状のトリチウムターゲットに当ててD-T中中性子を発生させている。この場合のD-T中中性子のスペクトルをFig. 3.5.9に示したが、これに対してトカマク型炉の標準的な温度15 keVのD-Tプラズマから放出される中中性子のスペクトルをFig. 4.1.1に示す。二つのスペクトルを較べると、実験で用いたD-T中中性子のスペクトルはその平均値が14.07 MeVよりやや高くしかも矩形的な分布をしているのに対して、イオン温度15 keVのプラズマは平均値が14.07 MeVでほぼガウス分布をしているためより高エネルギーと低エネルギー側に尾を引いている。このようなD-T中中性子スペクトルの相違がブランケット核特性におよぼす影響に関しては、Muirの検討<sup>(78)</sup>によると14 MeV近傍にしきい値を有する反応など特別な場合以外にはほとんど効かないことが示されている。事実核分裂率の計算値はD-T中中性子スペクトルの形にはほとんど依存しないことが、3.5.4の検討で確かめられているので、この点は実験結果の適用の際に問題とはならないとされる。

また実験で用いた中性子源は、近似的には点源と見なせる。これに対してトカマク型炉の中性子源はトーラス形状をしている。プラズマ中でのD-T反応率分布は2次曲線分布に近いと考えられ中心軸に近いほど反応率が高く、放出される中中性子にも方向性があると予想される。このような中性子源の形状と性質の相違が、ブランケット中の放射線の分布に及ぼす影響はかなり大きく、ブランケット中奥深く透過するに従って差が大きくなる。特に非衝突中性子線の媒質中の透過を $S_N$ 輸送近似で計算する場合には、中性子源の寸法が小さいほど精度が悪くなることが知られている<sup>(82)</sup>。このことは実験解析の3.5.5において $S_{64}$ 近似を用いることにより $S_{16}$ よりも計算値と測定値との一致が改善されたことと対応している。3.5.5において $S_{64}$ 近似計算結果はほぼ $S_{\infty}$ の結果に近いことが示されている。他方ブランケット核計算においては、中性子源の大きさは、実験炉でも主半径6 m以上、プラズマ半径1.5 m以上のトーラス状となるために、 $S_8$ 近似計算でも非衝突中中性子の透過はかなり精度良く求められるので、この点は実験結果の適用の際に問題とはならない<sup>(82)</sup>。

実験体系のトリチウム(T)増殖比の計算値は、黒鉛反射体付リチウム(Li-C)体系において

0.52であり、実際のブランケットではこれを1.0以上とすることが要請されている。そのためには装荷するリチウムの量を増加させリチウム領域の厚さを50cm程度にする必要があるが、実験においては入手可能な金属リチウムブロックの量が限られていたためにリチウムを実効的半径 $R=10.0$ から $34.1$ cmにだけ置いた。このように実験体系のリチウム領域の厚さは実際のブランケットの半分程度しかないので、リチウムによる中性子の減速効果を十分に調べるには不十分である。またリチウム領域では、リチウムブロックのステンレス鋼製の被覆、引き出し、格子管の存在により、ステンレス鋼の体積に占める割合が約19%であり、通常のブランケット中の構造材の体積率が10%以下であるのと較べてやや多くなっている。そのために実験体系中の中性子スペクトルは、リチウムのみならずステンレス鋼によってかなり影響されている。我々の文献(6)から引用したFig 4.1.2にリチウム(Li)体系における $R=15$ cmにおける中性子スペクトルの計算結果と、Li体系からリチウムあるいはステンレス鋼を除去した場合の計算されたスペクトルを示す。この図より3 MeV以上の高エネルギー中性子のスペクトルは主にリチウムにより決定され、700 keVあたりのピークは主としてステンレス鋼によって形成されていることがわかる。以上のことからこの実験では、高エネルギー中性子のブランケット中における挙動を調べるには適しているが、低エネルギー中性子はかなりステンレス鋼の影響を受けていることを念頭に入れておく必要がある。

実験体系はリチウム、ウラン、黒鉛などのブロックを引き出しに入れ、この引き出しを格子管に入れている。そのためのステンレス構造材と模擬物質が非均質に分布していることは低エネルギー中性子の挙動に対して、共鳴吸収効果、自己吸収効果などにより均質分布とは差があることに注意する必要がある。この点に関してはブランケットにおいても非均質となることは間違いないが、ブランケットの内部構造は設計に依存するので、個々の場合に計算上注意する必要がある(37), (38)。

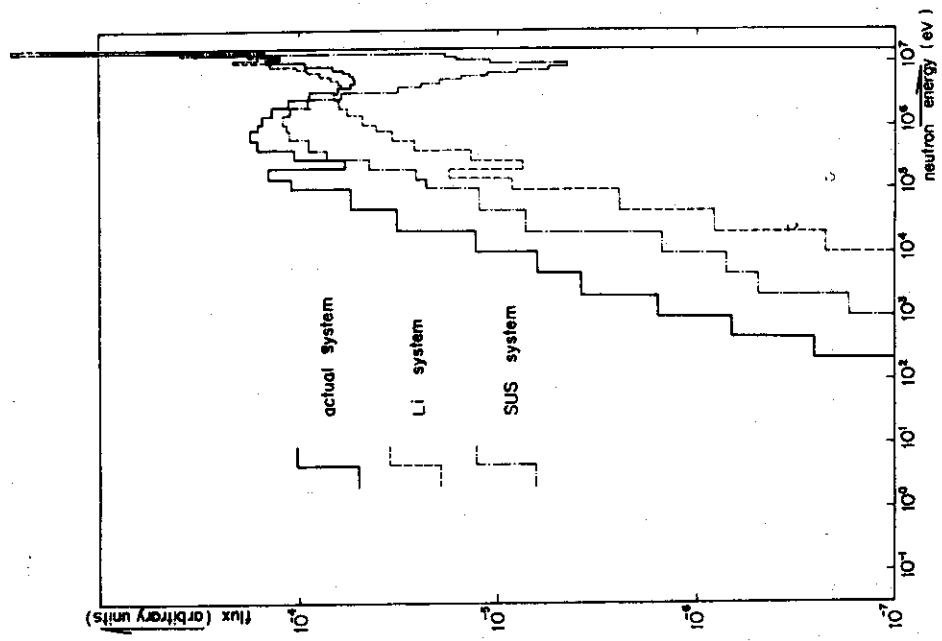


Fig.4.1.2 Neutron energy spectrum at R=15cm

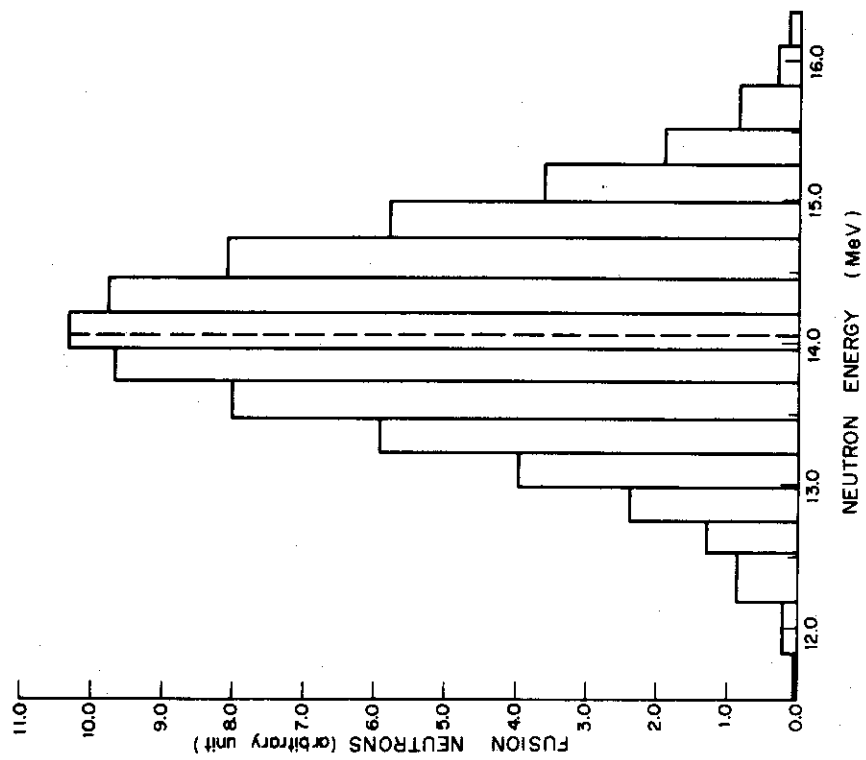


Fig.4.1.1 DT neutron energy spectra for 15 KeV ion temperature



## 4.2 ブランケット核計算手法への適用

4種類のブランケット模擬体系における $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ と $^{235}\text{U}$ の核分裂率測定実験の結果以下のことがブランケット核計算手法に関して明らかになった。

- (1) 今回の解析で使用した8核種( $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $\text{Fe}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{Cr}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ )の中性子核データに関しては,  $\text{Fe}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{Cr}$ の $(n, 2n)$ 反応断面積以外にはENDF/B-IIIとIVの間には大きな差は見られず, 解析結果にも大きな差は見られなかった。しかし8-14 MeV核データに関する不確かさは大きいので, ブランケット核特性に対する核データの感度解析が必要と考えられる。
- (2) 多群断面積作成コードを修正して弾性散乱中性子以外の2次中性子の非等方性を考慮できるようにすることは困難ではあるが, きわめて重要と考えられ早急に行う必要がある。この修正を施さないと2次中性子の角度分布データの精度向上を役立たせることができない。
- (3) 多群断面積作成の際に用いる重み函数の選び方により42群の中性子断面積はかなり差が生ずるが, 100群断面積はあまり変化しないことが知られている。エネルギー群数を100群以上(55)にすると熱中性子断面積以外は, 重み函数, エネルギー群構造に対する依存性は小さいことが確かめられた。
- (4) 今回の実験解析に関してはD-T中性子スペクトルの選び方は結果にほとんど差を生じなかった。しかしより巾広い融合炉スペクトルの場合にもこの結論が成り立つかどうかは, 疑問(78)である。
- (5) 実験解析では $S_N$ の次数 $N$ を上げるほど計算値と実験値との一致は改善されたが, 中性子源の大きさがずっと大きい核融合炉においては $S_{64}$ までとる必要はなく,  $S_8$ 程度で十分と考えられる。弾性散乱中性子の非等方性に関しては $P_3$ と $P_5$ の結果にはほとんど差が見られなかったので散乱の非等方性は,  $P_3$ まで考慮すれば十分と考えられる。
- (6) 熱中性子の取り扱い方により $^{235}\text{U}$ の核分裂率は黒鉛領域とその近傍において大きな差が生ずることがわかった。ブランケット核設計においても $^6\text{Li}(n, \alpha)t$ 反応や誘導放射性核種ができる $(n, \gamma)$ 反応など $1/v$ 特性を有する重要な反応があるので熱中性子の取り扱いの精度向上が必要である。
- (7) 低エネルギー中性子, 特に熱中性子は体系の模擬に伴う近似によって大きく影響されるので, これらの中性子に関する量を取り扱う場合には, 体系モデルの詳細化, 実効断面積の計算に注意を払う必要がある。

### 4.3 ブランケット核設計への適用

この節では第3章の実験結果が、第2章で述べたブランケット核設計の個々の項目に対してどのような意味を持つかについて論じる。3.4.1で述べた予備解析に用いた計算手法はブランケット核設計で用いた計算手法とほぼ同じであるので、予備解析の結果からブランケット核特性に対する影響を論ずることができる。特に早期に実現が期待される核融合実験炉の核特性におよぼす影響に焦点を合わせることにする。

#### 4.3.1 超電導マグネット遮蔽設計への適用

超電導マグネット (SCM) の遮蔽設計はプラズマで発生する D-T 中性子に起因する放射線がブランケットと遮蔽層を透過してどのように減衰して SCM に入射するかを調べる深層透過問題である。これに対して実験体系はブランケットの半分程度の厚さである。このように小さな体系で生じた誤差は SCM の遮蔽設計では累積されて生じて来る。SCM の照射損傷で問題になるのは 0.1 MeV 以上の高エネルギー中性子束である。その点からは 0.7 MeV に実効的しきい値を有する  $^{237}\text{Np}$  の核分裂率の黒鉛領域の外側における計算値と実験値の誤差は遮蔽設計誤差のひとつの指標となる。Fig. 3.4.10 に  $^{237}\text{Np}$  の核分裂率の各体系における予備解析の C/E を示した。Li-C 体系と U-Li-C 体系の黒鉛領域の最も外側の測定点  $R = 48.8$  cm において C/E はそれぞれ 0.77, 0.71 程度であり、計算値は実験値を 20% 以上過小評価している。この図に見られるように  $^{237}\text{Np}$  の C/E が R とともに減少する傾向が、ブランケットの厚さを増した分と遮蔽層の中でも変わらないとすると遮蔽設計は高速中性子束を大巾に過小評価していることが考えられきわめて深刻な問題となりうる。特に遮蔽層の厚さが制約され、設計マージンがあまりない実験炉の遮蔽設計では大きな問題となる。

(33)  
SCM 中の放射線分布は中性子源の形とその方向性に大きく依存する。実験に使用した中性子源はほぼ点源と見なせるものであったために、4.1でも述べたように却って輸送計算上の誤差は大きくなっているが、Fig. 3.4.10 で見られた誤差はそのような性質のものではなく、むしろ断面積作成の際に弾性散乱中性子以外の 2 次中性子の非等方性の無視が主に効いていると考えられる。この非等方性を考慮して遮蔽設計をやり直す必要がある。

#### 4.3.2 トリチウム増殖比計算への適用

(4),(5)  
原研で行われた核融合炉の設計においてはトリチウムを生産するためにブランケット中に酸化リチウム ( $\text{Li}_2\text{O}$ ) を装荷する。この  $\text{Li}_2\text{O}$  層の実効的な厚さは実用炉においては 65 cm であり実験炉のトリチウム生産用ブランケットにおいて 45 cm 程度である。そして  $\text{Li}_2\text{O}$  層の外側には、それぞれ 26 cm, 20 cm の厚さの黒鉛反射体が設けられている。実験体系の中では、黒鉛反射体付リチウム (Li-C) 体系が、設計されたブランケット体系に最も近い組成をしている。ただし Li-C 体系のリチウム領域の厚さは約 24 cm であり、実際のブランケットの半分ぐらいの厚さで、しかも  $\text{Li}_2\text{O}$  の代わりに金属リチウムを使用している。また実験体系ではステンレス鋼が体積率で約 19% 含まれているのに対して、実用炉の構造材はモリブデンが 8%、実験炉ではステンレス鋼が 17% の体積率を占めている。このような差があるために実験結果からブランケットのトリチウム増殖比の計算精度を論じるのはかなり困難である。

定性的には以下のことがわかった。文献(51)でも述べられているように ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ 反応断面積は ${}^{232}\text{Th}$ の核分裂断面積とほぼ同じエネルギーに実効的しきい値を有する。(Fig. 4.3.1 参照) Fig. 4.3.2にLi-C体系における両反応の分布を示す。この図より ${}^{232}\text{Th}$ の核分裂反応率の方が僅かに大きい、 ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ 反応率と分布の形はほとんど一致していることがわかる。Fig. 3.4.8に示したように予備解析ではLi-C体系において ${}^{232}\text{Th}$ の核分裂率はリチウム領域の中性子源に近い部分( $R=10.1\text{ cm}\sim 15.6\text{ cm}$ )において約8%程度計算値の方が実験値より大きい。 ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ 反応についても、大部分がブランケットの第1壁に近い部分で生ずるので、 ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ 反応断面積の不確かさが無いものとする、と実際の設計においてもこの反応の数を過大評価している可能性がある。

Fig. 4.3.1に示すように ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ 反応断面積は低エネルギーで $1/v$ 特性を示し、 ${}^{235}\text{U}$ の核分裂反応断面積もほぼ同じ分布をしている。エネルギーが高くなるにつれ両者の差は大きくなり3 MeV以上では、 ${}^{235}\text{U}$ の核分裂反応断面積は1桁以上大きくなる。このような差はあるものの低エネルギー中性子が多い領域においては ${}^{235}\text{U}$ の核分裂率分布は、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ 反応率分布のひとつの目安となりうる。Li-C体系における ${}^{235}\text{U}$ と ${}^6\text{Li}$ 原子1個あたりの両反応の分布をFig. 4.3.2に示す。中心に近い部分( $R\leq 10.0\text{ cm}$ )においては両者は大きく異なるがそれ以外の部分では両者の分布はかなり似通っている。Li-C体系のリチウム領域における ${}^{235}\text{U}$ の核分裂率のC/Eは、Fig. 3.4.1.1にも見られるように1.1~1.3であり、計算値は測定値を20%程度過大評価している。 ${}^{235}\text{U}(n, f)$ と ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ 反応断面積はともに不確かさは小さいため、実験炉の核設計においても ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ 反応の数を2割程度過大評価している怖れがある。

以上の結果から計算では ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ 反応数を約1割、 ${}^6\text{Li}(n, n'\alpha)t$ 反応を2割程度過大評価している可能性がある。そこで現状においては、ブランケット核設計においては2割程度の余裕を持ってトリチウム増殖比を求めておく必要があると考えられる。

#### 4.3.3 放射線発熱計算への適用

4.3.1でも述べたように計算では高速中性子のリチウムおよび黒鉛の中での透過を過小評価する傾向がある。放射線発熱は一般に高速中性子に起因する部分の割合が高いため、ブランケット中での放射線発熱分布は現在計算されている以上に中性子源から離れた位置での発熱が高くなり、より平坦になるものと予想される。

またブランケット中の放射線発熱の中で高い割合を占める ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ 反応は黒鉛の前面のリチウム領域で計算されているほどに生じないので、この位置の放射線発熱のピークはより小さくなるであろう。

SCM中での発熱に関しては、その大半がガンマ線に起因するものであるため、今回の実験結果からははっきりしたことは言えない。実験体系中の高速中性子の透過を計算は過小評価していて、ガンマ線は高速中性子の非弾性散乱により発生することもあるので、SCM中の発熱量も過小評価していることが十分考えられる。

#### 4.3.4 その他の核特性評価への適用

誘導放射性核種を生ぜしめる荷電粒子生成反応や $(n, 2n)$ 反応などは主として1 MeV以上の高速中性子によって起る。高速中性子によって生ずる $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ と $^{237}\text{Np}$ の核分裂率に関して、予備解析の結果ではリチウム領域においてはほぼ実験値と一致していた。(Fig. 3.4.8~3.4.10 参照) しかしながら計算値では高速中性子の透過を過小評価しているのでブランケットの外側に近い部分で誘導放射性核種の生成率を過小評価しているものと考えられる。同様な理由から、高速中性子によって主に生ずる放射線損傷率もブランケットの外側に近い部分において過小評価しているものと考えられる。

第1壁における気体生成率や放射線損傷に関しては核データの不確かさによる誤差が大きいと考えられるが、今回の測定からは有効な情報は得られない。

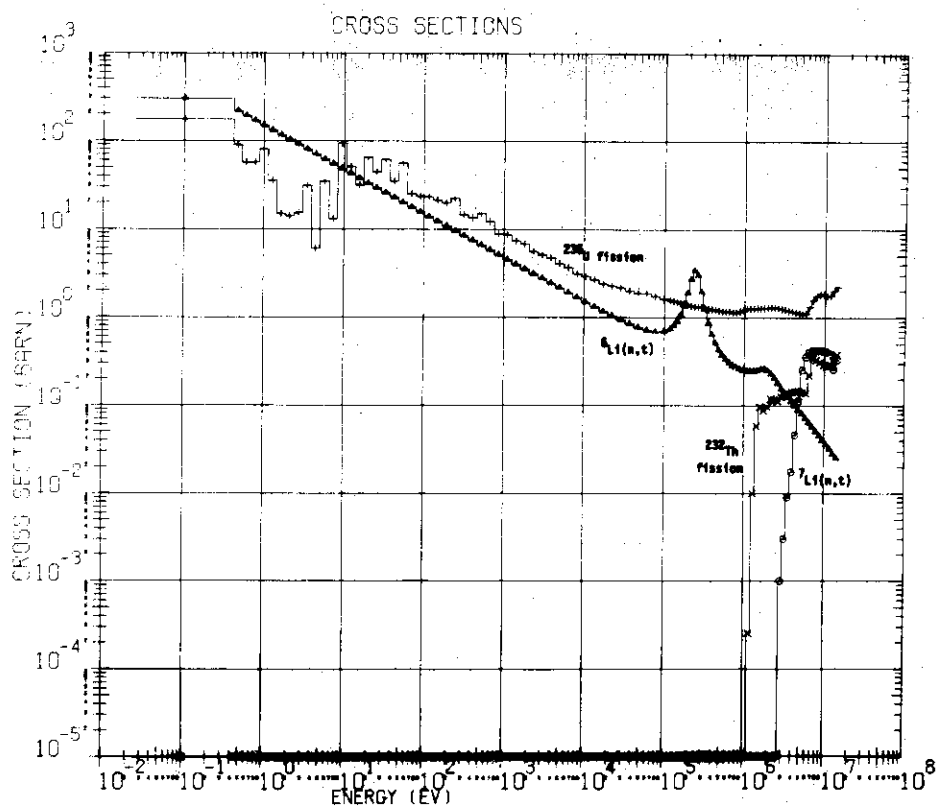


Fig.4.3.1 Comparison of  $^{232}\text{Th}$  and  $^{235}\text{U}$  fission-cross-sections with  $^7\text{Li}(n,n'\alpha)t$  and  $^6\text{Li}(n,\alpha)t$  cross-sections

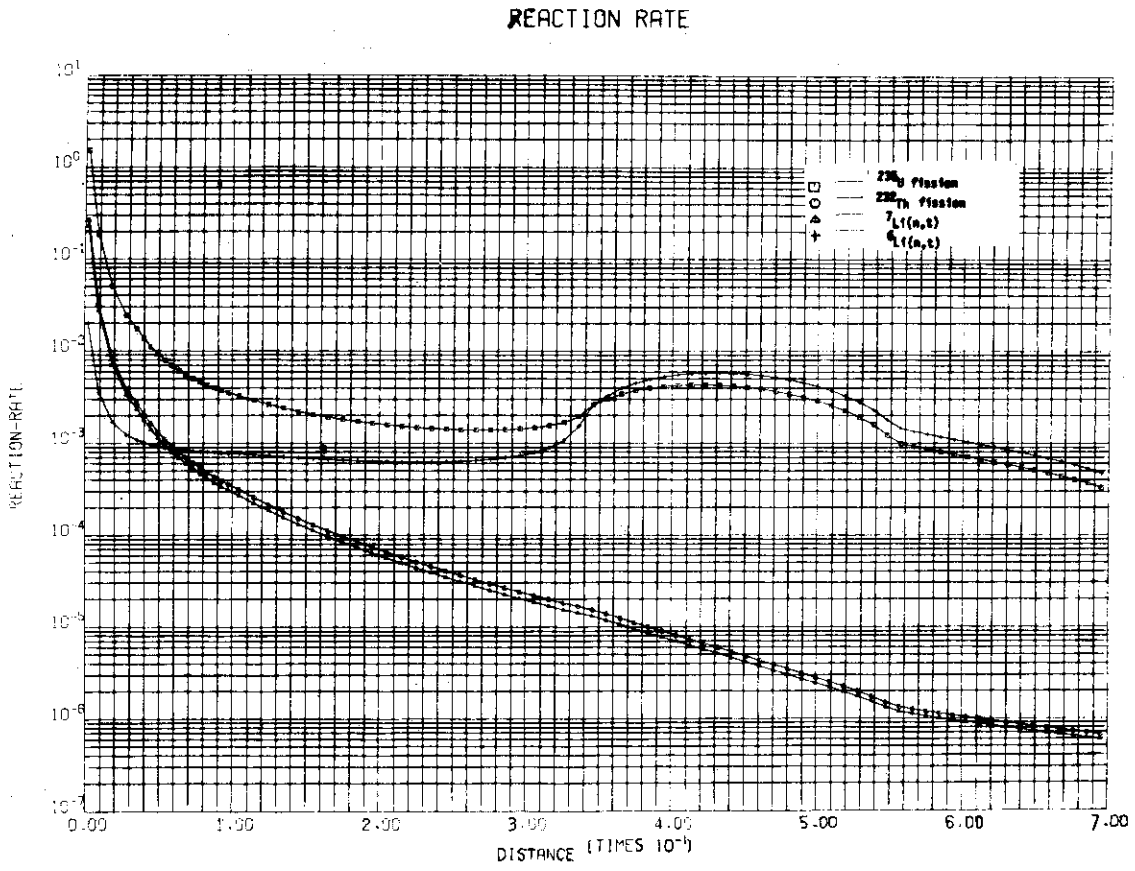


Fig.4.3.2 Spatial distribution of  $^{232}\text{Th}$  and  $^{235}\text{U}$  fission-rates and tritium production reaction-rates in Li-C Assembly

#### 4.4 ブランケット設計変更への提言

実験の結果より原研で行われた核融合炉ブランケットの核設計においては、SCMの遮蔽設計において高速中性子の透過をかなり大巾に過小評価して、トリチウム増殖比を20%程度過大評価している可能性があることが明らかになった。これらの点は、さらに改良を施した断面積作成コードなどを用いて、詳細な計算を行なうことにより確認する必要がある。しかしながら上の計算上の誤差が、主として弾性散乱中性子以外の2次中性子の非等方性の無視と $^{12}\text{C}$ の核データの不確かさに起因しているものとすれば、以下の設計変更が提案される。

まず黒鉛の反射体をステンレス鋼などより重い元素で構成される反射体で置き換える。ステンレス鋼は、高速中性子の遮蔽材としては、黒鉛よりかなり優れている。また中性子の反射性能によるT増殖への影響に関しても、Fig 2.4.5で示したように反射体の厚さを25cm以下とした場合には、黒鉛よりも優れていて、それ以上の厚さにすると中性子吸収の差により黒鉛より劣るが、その差は大きくない。

反射体を置き換えても遮蔽の設定条件が満たされない場合には、遮蔽層の厚さを増すか、それが困難な場合には遮蔽材料をさらに遮蔽性能に優れたTa, Wなどで置き換えることが提案される。これらの材料は高価ではあるが、実験炉のトーラスの内側のように遮蔽体に許される空間が限られている場合には十分に検討に値する。

また反射体の置き換えによっても十分なトリチウム増殖比が得られない場合には、 $\text{Li}_2\text{O}$ 層の厚さを増すか、構造材の体積比を少なくすることが、最も有効とされる。このほかには中性子増倍材として(n, 2n)反応断面積が大きいBe, Pb, Biおよびこれらの化合物を使用することも考えられるが、材料の共存性やトリチウムの吸着などが問題となる。核分裂性物質をブランケットに持ち込むことは核分裂生成物ができるので今のところ考えたくない。

## 5 結 言

日本原子力研究所において昭和48年度からこの3年間あまりにわたって行われた、核融合実用炉の試設計と実験炉の予備設計における核設計の概略をとりまとめた。核設計項目は、放射線発熱、トリチウム増殖、超電導マグネットの遮蔽、誘導放射能および放射線損傷の計算による評価であり、これらの計算手法と設計結果を紹介し、計算精度の評価を行い、設計上の問題点を指摘した。

他方、同じく原研において昭和48年秋から2年間半にわたって行ったブランケット炉物理実験から得られた知見に基づいて、上で述べた核融合炉核設計の精度を再評価し、設計手法上の問題点をさらに明らかにした。また今後の核設計において変更すべき点およびブランケット炉物理実験の課題を明らかにした。主要な結論は以下の通りである。

1. 核融合炉の核設計の精度としては、超電導マグネットの遮蔽設計精度は極めて低く、マグネットにおける高速中性子束を二桁近く過小評価している怖れがある。トリチウム増殖比は20%過大評価している可能性があり、ブランケット中の放射線発熱量の不確かさも約20%と考られる。誘導放射能の誤差は、全誘導放射能については数十%であるが、炉の周辺部の誘導放射能については1桁程度の誤差を見込んでいる。第1壁材料の放射線損傷の誤差は、約30%と考られる。
2. 設計手法の最大の問題点は、多群断面積作成コードが、弾性散乱中性子以外の2次中性子の非等方性を考慮していない点にある。また熱中性子の取り扱いもさらに精度良くする必要がある。この他には、核データの不確かさによる誤差と体系模擬による誤差が大きいと考られる。前者に関しては、核データの不確かさの核特性に対する感度解析を行って問題となる不確かな核データをはっきりさせる必要がある。後者に対しては、信頼性のある3次元計算法の開発が望まれる。
3. ブランケットの核設計においては、上で述べた修正を施した多群断面積作成コードを用いて、核設計をやり直す必要がある。その際に反射体としては、黒鉛の代りにステンレス鋼の使用が提案される。実用炉の核設計においては、ブランケット中の放射線発熱量を増加させるための最適化と、遮蔽設計の最適化が必要である。実験炉の核設計においては、トーラスの内側の遮蔽層にタングステンなどを用いて、さらに遮蔽性能を向上させる必要がある。また誘導放射能を減少させる配慮も必要となる。
4. 炉物理実験としては、鉄反射体付リチウム球体系における核分裂率測定実験をまず行いたい。次にリチウムの保有量の増加に応じて組めるようになるより大きな体系と、酸化リチウム体系に対する実験を行うことを予定している。当面は球体系を組み、球体系で計算と実験を合わせることが必要である。この一致が得られ、3次元計算手法が整備された後には、より複雑な形状をした体系についての実験に進み、特に中性子のストリーミング測定などを行い計算誤差を明らかにしたい。またステンレス鋼、モリブデン、銅などの小試験片による放射線量率測定も誘導放射能を評価するために行う予定である。
5. 測定法の開発も、炉物理実験の大きな課題である。熱蛍光線量計を利用した中性子とガンマ線線量率の測定とトリチウム生成率測定の実用化が当面の課題であるが、中性子とガンマ



線のスペクトル測定法の開発も計画している。

6. ブランケットの炉物理実験の精度を向上させ、実験を効率良く行うために、中性子発生量が  $10^{13}$  neutrons $\cdot$ s $^{-1}$  以上である、14 MeV 中性子源の建設が原研において進められている。このような中性子源の実用化に伴い、箔放射化法、トリチウム生成量の直接測定などを行うことも可能となる。

## 謝 辞

本研究を行うにあたり、ブランケット炉物理実験を共に行い、実験に関し御教示いただいた高速炉物理研究室の前川洋氏に深く感謝いたします。この実験を軌道に乗せ貴重な助言をいただいた大型トカマク開発部の平岡徹氏、実験成果発表の際に多くのコメントをいただいた弘田実弥原子炉工学部主任研究員と黒井英雄高速炉物理研究室長に深く感謝いたします。また実験に際してお世話になりました高速炉物理研究室の草野譲一氏と渡辺秀明氏に深く感謝いたします。

ブランケット核設計に関し御討論いただいた炉設計研究室の飯田浩正氏と井手隆裕氏に深く感謝いたします。本研究を行うにあたり、種々の御配慮をいただいた迫 淳炉設計研究室長ならびに森 茂核融合研究部長に深く感謝いたします。

本文をまとめるに際し、貴重なコメントと励ましをいただいた東京大学の安成弘教授、関口晃教授、古橋晃助教授ならびに近藤駿介助教授に深く感謝いたします。

線のスペクトル測定法の開発も計画している。

6. ブランケットの炉物理実験の精度を向上させ、実験を効率良く行うために、中性子発生量が  $10^{13}$  neutrons $\cdot$ s $^{-1}$  以上である、14 MeV 中性子源の建設が原研において進められている。このような中性子源の実用化に伴い、箔放射化法、トリチウム生成量の直接測定などを行うことも可能となる。

## 謝 辞

本研究を行うにあたり、ブランケット炉物理実験を共に行い、実験に関し御教示いただいた高速炉物理研究室の前川洋氏に深く感謝いたします。この実験を軌道に乗せ貴重な助言をいただいた大型トカマク開発部の平岡徹氏、実験成果発表の際に多くのコメントをいただいた弘田実弥原子炉工学部主任研究員と黒井英雄高速炉物理研究室長に深く感謝いたします。また実験に際してお世話になりました高速炉物理研究室の草野譲一氏と渡辺秀明氏に深く感謝いたします。

ブランケット核設計に関し御討論いただいた炉設計研究室の飯田浩正氏と井手隆裕氏に深く感謝いたします。本研究を行うにあたり、種々の御配慮をいただいた迫 淳炉設計研究室長ならびに森 茂核融合研究部長に深く感謝いたします。

本文をまとめるに際し、貴重なコメントと励ましをいただいた東京大学の安成弘教授、関口晃教授、古橋晃助教授ならびに近藤駿介助教授に深く感謝いたします。

## 参 考 文 献

1. 藤家洋一；核融合炉の必要性，日本原子力学会誌，Vol.15, No 11 (1973) p713
2. 日本原子力研究所核融合研究部編；核融合研究開発の現状 (1975)
3. Abdou, M.A. and Maynard, C.W.; Neutronics and Photonics Design for CTR Blankets and Shields, FDM 67, University of Wisconsin (1973)
4. Sako, K. et al.; Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1974, Vol.3, International Atomic Energy Agency, Vienna, (1975) pp.535-548.
5. 迫 淳 他；核融合実験炉第1次予備設計(中間報告書)，JAERI-M 6670 (1976)
6. Engle, W.W.Jr.; "A User's Manual for ANISN," K-1693, Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant (1967)
7. Lathrop, K.D. and Brinkley, F.W.; Theory and Use of the General-Geometry TWOTRAN Program, LA-4432 (1970)
8. Sako, K. et al.; Nucl.Fusion, Special Suppl., 1974, Proc. Symp. Fusion Reactor Design Problems, International Atomic Energy Agency (1974) pp.27-48.
9. Fraas, A.P.; Comparative Study of the More Promising Combinations of Blanket Materials, Power Conversion Systems, and Tritium Recovery and Containment Systems for Fusion Reactors, ORNL-TM-4999 (1975)
10. 相良明男, 関 泰；核融合炉における放射線発熱(D) (1975)
11. Abdou, M.A., Maynard, C.W. and Wright, R.Q.; MACK: A Computer Program to Calculate Neutron Energy Release Parameters and Multigroup Neutron Reaction Cross Sections from Nuclear Data in ENDF Format, ORNL-TM-3994 (1973)
12. 宮坂駿一, 他；放射線輸送・発熱計算コードシステム RADHEAT, JAERI-M5794 (1974)
13. Drake, M.K.; Data Formats and Procedures for the ENDF Neutron Cross Section Library, BNL-50274 (T-601, TID-4500) (1970)
14. Ford, W.E.Ⅲ; The POPOP4 Library of Neutron-Induced Secondary Gamma-Ray Yield and Cross Section Data, CTC-42 (1970)
15. Ford, W.E.Ⅲ, Wallace, D.H.; POPOP4, A Code for Converting Gamma-Ray Spectra to Secondary Gamma-Ray Production Cross Sections, CTC-12 (1969)
16. Seki, Y., Sako, K., Tanaka, K. and Hiraoka, T.; Tritium Breeding in Ceramic Lithium-Compound Blanket, Proc. First Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, CONF-740402-P2 (1974) p77

17. 高橋 正, 菊池武雄; 酸化リチウム ( $\text{Li}_2\text{O}$ ) の焼結, (1976)
18. Tanaka, K., Kudo, H. and Amano, H.; Tritium Recovery of the Fusion Reactor of Lithium Oxide Blanket, CONF-750989, Vol. II (1976)
19. Ide, T., Seki, Y. and Iida, H.; Evaluation of Neutron Streaming through Injection Ports in a Tokamak-Type Fusion Reactor, JAERI-M 6475 (1976)
20. 関 泰; 超電導コイルの遮蔽設計の検討(I) (第1次検討) JAERI-M 6046 (1975)
21. 岡田東一; 超電導マグネット材料に対する放射線照射効果<主として核融合炉の立場より> 昭和50年電気学会全国大会予稿集 (1975)
22. McCracken, G.M. and Blow, S.; The Shielding of Superconducting Magnets in a Fusion Reactor, CLM-R120 (1972)
23. Kriese, J.T. and Steiner, D.; Magnet Shield Design for Fusion Reactors, ORNL-TM-4256 (1973)
24. Abdou, M.A. and Maynard, C.W.; Nuclear Design of the Magnet Shield for Fusion Reactors, Proc. First Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, CONF-740402-P1 (1974) p685
25. Casini, G. and Cuniberi, R.; Nuclear Blanket and Shielding Problems in Demonstration Fusion Reactors, ibid. CONF-740402-P2 (1974) p238
26. Price W.G., Jr.; Nucleonics, p164, A Fusion Power Plant edited by R. G.Mills, MATT-1050 (1974)
27. 伊尾木公裕, 他; 核融合炉の構造材評価に関する研究(VI) - 遮蔽構造について -, 昭和49年秋の分科会予稿集(II), 炉物理炉工学, 日本原子力学会 (1974)
28. 関 泰, 飯田浩正, 井手隆裕; 超電導マグネットの遮蔽設計の検討(II) (深層透過問題の検討), JAERI-M 6540 (1976)
29. 祝一裕, 関 泰; 核融合炉のモリブデン構造材中の気体生成量評価, JAERI-M5855 (1974)
30. Seki, Y.; Gas Production Rates in Lithium Oxide of Fusion Reactor Blanket, J. Nucl. Sci. Technol., 12[12], pp. 769~772 (1975)
31. Gabriel, T.A., Santoro, R.T. and Engle, W.W.Jr.; Shielding Design Calculations for ORMAK-F/BX, ORNL-TM-4619 (1974)
32. Lathrop, K.D.; Ray Effects in Discrete Ordinate Equations, Nucl. Sci. Eng., 32, pp. 357-369 (1968)
33. 関 泰, 井手隆裕, 飯田浩正; 超電導マグネットの遮蔽設計の検討(III) (核融合実験炉の遮蔽設計), JAERI-M report として刊行予定
34. 関 泰, 原田雄平, 浅見直人; D-T 燃焼実験に伴う銅コイルの誘導放射能, JAERI-M 5862 (1974)

35. 飯田浩正, 関 泰, 井手隆裕 ; 核融合実験炉の誘導放射能と線量率, JAERI-M 6639 (1976)
36. 伊尾木公裕, 原田雄平, 浅見直人 ; 中性子照射による核変換, 誘導放射能, 崩壊熱の計算プログラム<ACTIVE>, JAERI-M 6471 (1976)
37. 飯田浩正, 関 泰, 井手隆裕 ; 核融合実験炉ブランケットの核特性, JAERI-M 6460 (1976)
38. 関 泰 ; 核データ利用の現状と将来—核融合炉の開発, 原子力工業, Vol.22, No.2, pp 20-23 (1976)
39. Abdou, M.A and Conn, R.W.; A Comparative Study of Several Fusion Reactor Blanket Designs, Nucl. Sci. Eng., 55, pp. 256-266 (1974)
40. 森山正敏, 関 泰, 前川洋 ;  $S_N$  近似による核融合ブランケット核特性解析, JAERI-M 6072 (1975)
41. Tobias, M.L. and Steiner, D.; Cross Section Sensitivity on Tritium Breeding in Fusion Reactor Blankets, Proc. First Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, CONF-740402-P2 (1974) p185
42. Steiner, D. and Blow, S.; Neutronics Calculations on a Fusion Reactor Benchmark Model, CLM-P345 (1973)
43. Wyman, M.E.; An Integral Experiment to Measure the Tritium Production from  ${}^7\text{Li}$  by 14 MeV Neutrons in a Lithium Deuteride Sphere, LA-2234 (Rev) (1972)
44. Weale, J.W. et al.; Measurements of the Reaction Rate Distribution Produced by a Source of 14 MeV Neutrons at the Centre of a Uranium Metal Pile, J. Nucl. Energy A/B, 14, pp91-99 (1961)
45. Muir, D.W. and Wyman, M.E.; Neutronics Analysis of a Tritium-Production Integral Experiment, Proc. Technology of Controlled Thermonuclear Fusion Experiments and the Engineering Aspects of Fusion Reactors, CONF-721111, (1974) p910
46. Haught, R. C., Lee, J. D. and Maniscalco, J. A.; Reaction Rates in a Uranium Pile Surrounding a 14-MeV Neutron Source: Calculations of a Weale Experiment, Nucl. Sci. Eng., 61 (1976) pp.53-60.
47. Wong, C. et al.;  ${}^{238}\text{U}$  Pulsed Sphere Measurements and CTR Fusion-Fission Blanket Calculations, Proc. Conf. Nuclear Cross Sections and Technology, Washington (1975) (in press)
48. Etzion, M., Draper, E.L. Jr., Nichols, S.P. and Davey, W.G.; Neutron Fermi Age in Graphite from Fission and Fusion Sources to Indium Resonance, Proc. First Topical Meeting on the Technology of

- Controlled Nuclear Fusion, CONF-740402-P2 (1974) p.202
49. Cloth, P. et al.; Studies of the Space Dependent Tritium Production and the Fast Flux Distributions in a Lithium Blanket Experiment, Proc. 8th Symposium on Fusion Technology, Noordwijkerhout, Netherland, (1974) p777
  50. Kappler F., Rusch, D., Werle, H. and Wiese, H.W.; Determination of Neutron Spectra in a Lithium Sphere, *ibid.*, p763
  51. Hiraoka, T., Maekawa, H., Seki, Y. and Hirota, J.; Integral Experiments on a Spherical Lithium Metal Blanket System, Nuclear Fusion, Special Suppl., 1974, Proc. Symp. Fusion Reactor Design Problems, (1974) p. 363
  52. Hiraoka, T., Maekawa, H., Seki, Y. and Hirota, J.; Integral Neutronics Experiments on a Lithium Metal Assembly. Proc. First Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, CONF-740402-P2 (1974) p.193
  53. Maekawa, H., Seki, Y., Hiraoka, H. and Moriyama, M.; Uranium-238 to Uranium-235 Fission-Ratio Distribution in Spherical Lithium Metal Assemblies With and Without a Graphite Reflector, Nucl. Sci. Eng., 57 (1975) pp.335-340.
  54. 森山正敏; 核融合炉ブランケットの核特性の模擬実験およびその解析, 修士論文, 東京大学原子力工学科 (1975)
  55. Seki, Y., Maekawa, H., Moriyama, H., Hiraoka, T. and Hirota, J.; Analysis of Fission Ratio Distribution in Spherical Lithium Metal Assembly With a Graphite Reflector, NEACRP-L-136, published as JAERI-M 6220 (1975)
  56. Maekawa, H. and Seki, Y.; Preliminary Results of Integral Experiment on Fusion-Fission Hybrid Blanket Assemblies, JAERI-M 6495 (1976)
  57. Seki, Y. and Maekawa, H.; Preliminary Analysis of Absolute Fission-Rates Measurement in Lithium and Hybrid Fusion Blanket Assemblies, J. Nucl. Sci. Technol., 13 [5], pp. 272~275 (1976)
  58. Maekawa, H. and Seki, Y.; Absolute Fission-Rate Distributions in Lithium and Hybrid Fusion Blanket Assemblies (I. Experimental Method and Results), J. Nucl. Sci. Technol. (to be published)
  59. Seki, Y. and Maekawa, H.; Absolute Fission-Rate Distributions in Lithium and Hybrid Fusion Blanket Assemblies (II. Analysis and Evaluation), J. Nucl. Sci. Technol., (to be published)
  60. Rosen, L. and Stewart, L.; The Neutron Induced Disintegration of  $\text{Li}^6$  and  $\text{Li}^7$  by 5- to 14-MeV Incident Neutrons, LA-2643 (1961)

61. Dierckx, R.; Direct Tritium Production Measurement in Irradiated Lithium, Nucl. Instr. Methods, 107, pp.397-398 (1973)
62. 前川洋; 熱蛍光線量計によるトリチウム生成率分布の測定法, JAERI-M 6055 (1975)
63. 前川洋, 草野譲一, 関 泰; リチウムブランケット体系中での<sup>6</sup>LiFおよび<sup>7</sup>LiFのTLDの反応率分布の測定, 日本原子力学会昭和50年秋の分科会, A12 (1975)
64. 飯島勉, 他; 私信
65. 伊藤只行, 他; 黒鉛反射体付リチウム体系中の角度依存中性子スペクトルの測定, 日本原子力学会, 昭和51年秋の分科会, A3 (1976)
66. Drake, M.K. (edited); Data Formats and Procedures for the ENDF Neutron Cross Section Library, BNL-50274 (T-601, TID-4500), ENDF 102, Vol.1 (1970) Rev. 1974
67. 関 泰, 成田秀雄, 五十嵐正仁; 中性子スペクトルと反応率の空間分布プロッターコード: APPLE, JAERI-M 6365 (1976)
68. Bak, H.I. et al.; Review of the Current Status of the U-238, Np-237 and Th-232 Fission Cross Sections, J. Korean Nucl. Soc., 3, p 77 (1971)
69. 長谷川明; 汎用グラフ作成サブルーチンGPLOT1, 自動グラフ作成コードGPLOTGの開発, JAERI-M 4255 (公開), (1970)
70. Smith, A.B.; Fission Neutron Spectra: Perspective and Suggestion, Proc. Consultants Meeting on Prompt Fission Neutron Spectra, 1971, Vienna, IAEA (1972) p.3
71. Abagyan, L.P. et al. (compiled); Group Constants for Nuclear Reactor Calculations, Consultants Bureau, N.Y. (1964)
72. RSIC Data Library Collection; 100 Group Neutron Cross Section Data Based on ENDF/B, DLC-2, Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge National Laboratory (1972)
73. WRIGHT, R.Q. et al.; SUPERTO; A Program to Generate Fine Group Constants and Pn Scattering Matrices From ENDF/B, ORNL-TM-2679 (1969)
74. Hasegawa, A.; PROF GROUCH-GII, to be published
75. Tone, T. and Katsuragi, S.; PROF GROUCH-G, A Processing Code of Group Constants for a Fast Reactor, JAERI 1192 (1969)
76. Steiner, D. (coordinated); The Status of Neutron Induced Nuclear Data for Controlled Thermonuclear Applications: Critical Review of Current Evaluations, USNDC-CTR-1 (1974)
77. 長谷川明; 私信
78. Muir, D.W.; Sensitivity of Neutron Induced Multigroup Cross Sections

- to Thermal Broadening of Fusion Peak, Proc. First Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, CONF-740402-P2 (1974) p.166
79. Davis, P. and Rabinowitz, P.; Additional Absissas and Weights for Gaussian Quadrature of Higher Order: Values for  $n=64, 80$  and  $96$ , J. Res. of the National Bureau of Standards, 60(6) (1958) pp.613-614
80. Carter, L.L.; Private Communication (1976)
81. 飯田浩正; 私信 (1976)
82. Takeuchi, K. and Yamaji, A.; Characteristics of Discrete Ordinate  $S_N$  Calculation for Angular Distribution and Scalar Flux of Neutrons Penetrating Through Media, J. Nucl. Sci. Technol., 11(8) pp. 81~90 (1974)
83. Ragheb, M.M.H. and Maynard, C.W.; Three-Dimensional Neutronics for a Fusion Reactor Non-Mobil Gas-Cooled Solid Blanket, UWFDM-92 (1975)
84. 関 泰, 田中吉左右, 迫 淳; ナトリウム冷却高速炉によるトリチウム生産の検討, JAERI-M 6150 (1975)
85. 井手隆裕, 関 泰, 飯田浩正; 核融合炉材料の中性子照射損傷の計算, JAERI-M 6672 (1976)
86. DCTR Fusion Fission Energy System Review Meeting, ERDA-4, UC-20, U.S. Government Printing Office (1975), 抄訳として関 泰; 核融合・核分裂エネルギーシステム, (1976)
87. 飯田浩正, 永岡芳春; 熱群セル計算コードの改良 (THERMOS-JMTR), JAERI-M 6071 (1975)
88. 相良明男, 前川素一; 核融合炉の放射線発熱 (II), 昭和51年日本原子力学会年会要旨集, A18 (1976)
89. Lindhard, J. et al.; Integral Equations Governing Radiation Effects (Notes on Atomic Collisions, III), Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 33 (1963) No 10
90. 曾根和穂, 白石健介; 原子炉材料の中性子照射損傷の計算, JAERI-M 6358 (1976)
91. 伊尾木公裕, 他; 刊行予定
92. Goldberg, M.D., May, V.M. and Stehen, J.R.; Angular Distribution in Neutron Induced Reactions, Volume I,  $Z=1$  to  $22$ , BNL-400, Second Edition, Sigma Center, Brookhaven National Laboratory (1963)
93. 五十嵐信一, 山越寿夫; 中性子弾性散乱, 非弾性散乱断面積資料 [II-2] - Fe のデータ, (1971)
94. 五十嵐信一, 金森善彦; 中性子弾性散乱, 非弾性散乱断面積資料 [II-1] - Ni のデータ, (1971)



95. 五十嵐信一, 中村久, 鹿取謙二; 中性子弾性散乱, 非弾性散乱断面積資料〔Ⅱ-3〕  
- Cr のデータ -, (1972)
96. Mac Farlane, R.E., Muir, D.W. and Barret, R.J.; Advanced Nuclear Data  
Processing Methods for the Fusion Power Program, (submitted to 1976  
A.N.S. Annual Meeting, Toronto, Canada) (1976)
97. Takahashi, A. et al.; J. Nucl. Sci. Technol. (to be published)

## 付録1 Li-C体系における2次中性子の角度分布の検討

ブランケット炉物理実験の解析に使用した、100群の中性子断面積は、ENDF/B-IV<sup>(66)</sup>よりSPTG4Z<sup>(74)</sup>を用いて作成している。その際に弾性散乱中性子のエネルギーおよび角度分布は厳密に考慮されていて、それぞれ弾性散乱中性子の減速マトリックスと高次のルジャンドル展開項 ( $P_1 \sim P_5$ 成分) に反映されている。

しかしながら、弾性散乱反応以外の反応から生ずる2次中性子 (nonelastic neutrons) のエネルギーおよび角度分布については、以下のような取り扱いをしている<sup>(77)</sup>。

Nonelastic neutrons には、非弾性散乱、荷電粒子生成 ( $n, 2n$ ) 反応などに起因するものがあるが、荷電粒子生成反応に伴う2次中性子は、非弾性散乱中性子に組み込み、非弾性散乱中性子の減速マトリックスに含めている。連続領域に励起された複合核から放出される非弾性散乱中性子のエネルギー分布は、蒸発モデルに基づくマクスウェル分布と同型のスペクトルで与えられるものとしている。そして分離領域に励起された複合核から放出される2次中性子は、その角度分布が重心系で等方と仮定してエネルギー分布が計算されている。 $(n, 2n)$  反応による放出中性子のマトリックスは、蒸発モデルを基に、種々の方法で計算されている。

入射中性子が、14MeV の場合には、Fig.A.1の $^{12}\text{C}$ の非弾性散乱中性子の角度分布に見られるように、分離領域の非弾性散乱中性子の角度分布を重心系で等方と見なす仮定は成立しなくなるが、nonelastic neutrons のエネルギー分布に関する取り扱いは概して満足できるものである。

問題となるのは、nonelastic neutrons の角度分布自体が、全く考慮されていない点である。SPTG4Zで作成される多群中性子断面積において、2次中性子の非等方性を表わす高次の $P_L$ 成分 ( $L=1 \sim 5$ ) には、弾性散乱中性子の寄与だけが含まれていて、nonelastic neutrons の寄与は全く含まれていない。

そこで、3.5.3においては、 $^7\text{Li}$ と $^{12}\text{C}$ の非弾性散乱中性子の角度分布をそれぞれの核種の弾性散乱中性子の角度分布と等しくした場合のLi-C体系の核分裂率分布を計算することにより、実際にLi-C体系の全てのnonelastic neutrons の角度分布を厳密に考慮した場合の第1次近似とした。すなわち、3.5.3においては $^7\text{Li}$ と $^{12}\text{C}$ の弾性散乱中性子の非等方性だけを考慮している各群の高次の $P_L$ 成分 ( $L=1 \sim 5$ ) に対して、

$$f^g = \frac{\sigma_{el}^g + \sigma_{inel}^g}{\sigma_{el}^g} \quad (3.17)$$

なる因子を掛けた $P_L$ 成分を求め、この新たに得られた $P_L$ 成分を用いてLi-C体系の核分裂率を計算した。つまり、 $^7\text{Li}$ と $^{12}\text{C}$ の非弾性散乱中性子の角度分布が、弾性散乱中性子の角度分布と同じであるとしている。しかしながら、減速マトリックスはもとのままであるので、2次中性子のエネルギー分布との相関関係は正しくない。

ここでは、2次中性子の前方散乱を強調するために3.5.3で用いた便宜的な近似方法が、Li-C体系の中性子束分布におよぼす効果と、2次中性子の角度分布データに基づいてその非等方性を考慮した場合の効果との定量的な比較を試みる。但し、全ての2次中性子のエネルギー分布と角度分布とを、正しい相関関係の下に厳密に考慮することは、核データが不足してい

るために不可能であり、また手計算では困難である。

入手できる核データに基づいて、2次中性子のエネルギーと角度分布を考慮して多群断面積を計算し直すことは、かなりの労力を費やせばできないことはない。しかし米国において2次中性子の非等方性を厳密に取り扱える計算コードNJORY<sup>(96)</sup>が作成されつつあるので、ここでは手計算によって2次中性子の角度分布だけが、中性子束分布に及ぼす効果を検討する。その際に以下の仮定を置いた。

- (i) 体系中の2次中性子の角度分布は、14 MeV の中性子と体系の構成核種との反応より生じた2次中性子の角度分布によって表わされるものとする。
- (ii) 非弾性散乱中性子の角度分布は、反応のQ値の絶対値が最も小さい非弾性散乱反応、つまり最も低い準位に複合核が励起される反応の2次中性子の角度分布で表わされるものとする。
- (iii)  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ ,  ${}^{12}\text{C}(n, 3\alpha)n$  反応などの2次中性子および $(n, 2n)$ 反応の2次中性子の角度分布も、複合核が第1励起準位に励起される非弾性散乱反応の2次中性子の角度分布と同じであると仮定する。
- (iv) 2次中性子の角度分布を実効的に表わす量として、前方散乱中性子と後方散乱中性子の比を非等方性因子  $f$  (Anisotropy factor) として以下の式で定義する。

$$f = \frac{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{d\Omega}{d\mu} d\mu}{\int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{d\Omega}{d\mu} d\mu} \quad (3.8)$$

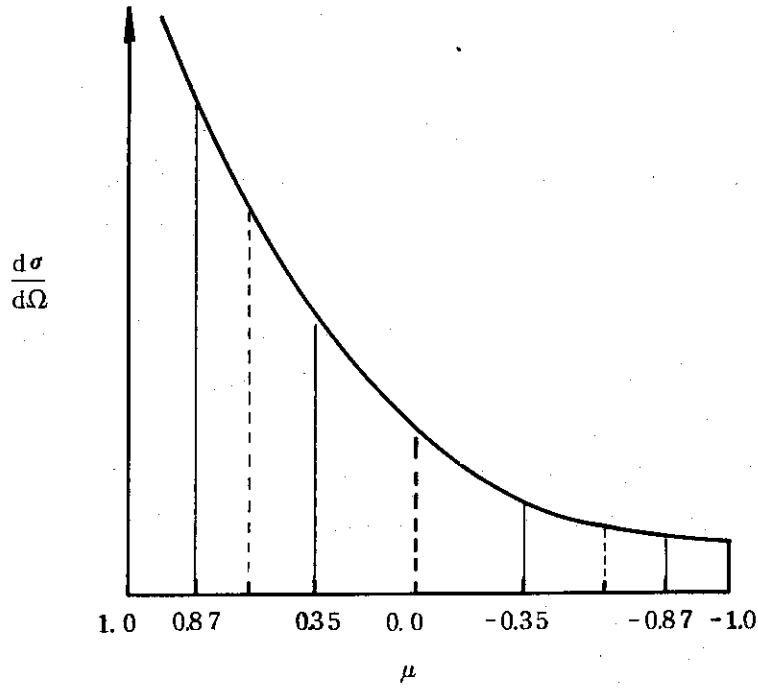
(v) ある核種  $m$  のある反応  $j$  から生ずる2次中性子の角度分布の非等方性が体系の中性子束におよぼす効果は、その反応の14 MeV 中性子に対する巨視的断面積  $\Sigma_j^m$  と (iv) で定義したこの反応の非等方性因子  $f_j^m$  の積  $f_j^m \times \Sigma_j^m$  で表わされるので、これをこの反応の非等方性と呼ぶことにする。

(i) の仮定は、14 MeV 中性子が支配的であるリチウム領域においては比較的良く成立するが、低エネルギー中性子が多い黒鉛領域では、非等方性を強調し過ぎるのであまり良くない。

( Fig. A. 1 参照 ) 複合核が高い準位に励起されるほど、2次中性子の角度分布は等方的となるので、(ii) の仮定も非等方性を強調する。他方、荷電粒子生成反応や $(n, 2n)$ 反応の結果生ずる2次中性子は、Fig. A. 2に見られるように、かなり前方成分が大きい場合があるので、(iii) の仮定は非等方性を過小評価しているものと考えられる。

非等方性因子  $f$  を求めるための積分計算は、略図1で示したように2次中性子の放出される全角度方向を4分割して、各角度分割点における代表的な微分断面積に、その角度分割点在全立体角に占める割合を掛けた値を用いて近似的に行った。この方法では微分断面積が、滑かな分布をせず、凹凸が激しい場合には誤差が大きくなる。

Li-C体系に含まれる核種は、 ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ , Fe, Ni, Cr の6核種である。非等方性因子を計算する際に用いた2次中性子の角度分布データは、 ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  についてはBNL-400<sup>(92)</sup>より採用し、Fe, Ni, Crについては五十嵐らの収集資料<sup>(93)~(95)</sup>より採用した。但しCrの弾性散乱中性子の角度分布データは、見当らなかったので、FeとNiのデータから類推した。



$$\begin{aligned}
 f &= \frac{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{d\Omega}{d\mu} \cdot d\mu}{\int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{d\Omega}{d\mu} \cdot d\mu} \\
 &= \frac{\sigma(0.86889) \cdot \frac{1}{3} + \sigma(0.35002) \cdot \frac{2}{3}}{\sigma(-0.86889) \cdot \frac{1}{3} + \sigma(-0.35002) \cdot \frac{2}{3}}
 \end{aligned}$$

略図1 非等方性因子の近似的計算法

14 MeV 中性子に対する Li-O 体系の、リチウム領域と黒鉛領域の巨視的断面積は、ENDF/B-IV より SPTG4Z で求められた 100 群断面積の第 1 群の微断面積に、各核種の各領域における原子数密度を乗じて求めた。

このようにして求められたリチウム領域と黒鉛領域における 2 次中性子の角度分布の非等方性をそれぞれ Tables A.1 と A.2 に示す。リチウム領域においては、 ${}^7\text{Li}$  の弾性散乱中性子の非等方性を表わす  $f \cdot \Sigma$  は 0.261 であるので、非弾性散乱中性子が弾性散乱中性子と同程度の非等方性を持つとした近似では、非等方性を  $(\sigma_{inel}/\sigma_{el}) \times 0.261 = 0.110$  増加させたことになる。これに対してリチウム領域における全ての核種の非弾性散乱反応と ( $n$ ,  $2n$ ) 反応の 2 次中性子の非等方性の和は 0.078 である。しかし近似的処方ではリチウム領域の nonelastic neutrons の非等方性を 1.4 倍としている。

黒鉛反射体領域においては、 ${}^{12}\text{C}$  の弾性散乱中性子の非等方性は 0.229 であるので、非弾性散乱中性子が弾性散乱中性子と同程度に非等方的であるとした近似では、非等方性を、 $\sigma_{inel}/\sigma_{el} \times 0.229 = 0.132$  増加させたことになる。これに対して黒鉛領域における弾性散乱中性子以外の 2 次中性子の非等方性は 0.083 であるので、黒鉛領域においても、近似的処方は、nonelastic neutrons の非等方性を 1.6 倍に見積っている。

以上より、3.3.5 で用いた近似的手法は、リチウム領域と黒鉛領域のいずれにおいても、nonelastic neutron の非等方性を強調し過ぎていることが示された。しかし近似的手法を用いた場合の nonelastic neutrons の非等方性は、核データに基づいて評価した非等方性と較べてリチウム領域において 1.4 倍、黒鉛領域において 1.6 倍であるので、第 1 次近似としては悪くないものと考えられる。但し核データに基づいた非等方性の評価においても、2 次中性子の角度分布とエネルギー分布との相関関係は考慮せず、角度分布データの不足を補うために必ずしも適当でない仮定をいくつか用いているので、ここで得られた結論にはあいまいさが残る。

Nonelastic neutrons のエネルギー分布は前方散乱成分が高く、後方散乱成分ほど低くなる。そこで、角度分布に加えてエネルギー分布を考慮すれば、

- a) Li-O 体系のリチウム領域の全中性子束は小さくなり、中性子スペクトルは硬くなると予想され、
- b) 黒鉛領域においては、リチウム領域からの前方散乱中性子が増大する一方、体系外への洩れも大きくなる。

この二つの効果により計算値と実験値の一致は、さらに改善されるものと期待している。

Nonelastic neutrons の角度分布を厳密に考慮するためには、まず全ての反応に対する信頼できる角度分布データの収集が必要である。そして不足しているものに対しては理論値を補う必要がある。次にこのデータを処理して、2 次中性子の角度分布とエネルギー分布とを正しく相関させて中性子断面積セットを作成する必要がある。以上のデータ収集と計算コードの整備にはかなりの労力と時間がかかる。

Table A.1 Anisotropy of secondary neutrons for the reactions of 14 MeV neutrons in the lithium region

nuclide	reaction (j)	$\Sigma_j^m$	anisotropy factor, $f_j^m$	$f_j^m \times \Sigma_j^m$
<sup>7</sup> Li	elastic scat.	2.995 -2	8.70	0.261
	inelastic scat.	1.267 -2	1.97	0.025
	(n, 2n)	7.007 -4	1.97	0.03*
<sup>6</sup> Li	elastic scat.	2.174 -3	14.6	0.032
	inelastic scat.	1.069 -3	3.15	0.003
	(n, 2n)	0.0	—	—
Fe	elastic scat.	1.273 -2	8.58	0.109
	inelastic scat.	7.548 -3	1.67	0.013
	(n, 2n)	5.426 -3	1.67	0.018*
Ni	elastic scat.	1.874 -3	10.9	0.020
	inelastic scat.	1.068 -3	3.48	0.004
	(n, 2n)	2.165 -4	3.48	0.002*
Cr	elastic scat.	3.418 -3	9.0	0.031
	inelastic scat.	2.343 -3	1.91	0.005
	(n, 2n)	1.245 -3	1.91	0.005*

\*) These values are doubled for (n, 2n) reactions.

$\Sigma_j^m$  ; Macroscopic cross-section for reaction j of nuclide m with 14 MeV neutrons in the lithium region

$f_j^m$  ; Anisotropy factor defined as follows;

$$f_j^m = \frac{\int_0^1 \frac{d\sigma_j^m}{d\Omega} \cdot \frac{d\Omega}{d\mu} \cdot d\mu}{\int_{-1}^0 \frac{d\sigma_j^m}{d\Omega} \cdot \frac{d\Omega}{d\mu} \cdot d\mu}$$

where,  $d\sigma_j^m/d\Omega$  is the differential cross section for reaction j of nuclide m for 14 MeV incident neutrons. (millibarn/steradian)

Table A.2 Anisotropy of secondary neutrons for the reactions  
of 14 MeV neutrons in the graphite region

Nuclide (m)	reaction (j)	$\Sigma_j^m$	anisotropy factor, $f_j^m$	$f_j^m \times \Sigma_j^m$
$^{12}\text{C}$	elastic scat.	5.694 -2	4.02	0.229
	inelastic scat.	3.288 -2	1.67	0.055
	(n, 2n)	0.0	—	—
Fe	elastic scat.	7.579 -3	8.58	0.065
	inelastic scat.	4.495 -3	1.67	0.008
	(n, 2n)	3.232 -3	1.67	0.011*
Ni	elastic scat.	1.030 -3	10.9	0.011
	inelastic scat.	5.869 -4	3.48	0.002
	(n, 2n)	1.190 -4	3.48	0.001*
Cr	elastic scat.	1.973 -3	9.0	0.018
	inelastic scat.	1.352 -3	1.91	0.003
	(n, 2n)	7.187 -4	1.91	0.003*

\*) These values are doubled for (n, 2n) reactions.

$\Sigma_j^m$ ; Macroscopic cross-section for reaction j of nuclide m with  
14 MeV neutrons in the graphite region.

$f_j^m$ ; Anisotropy factor defined below Table A.1

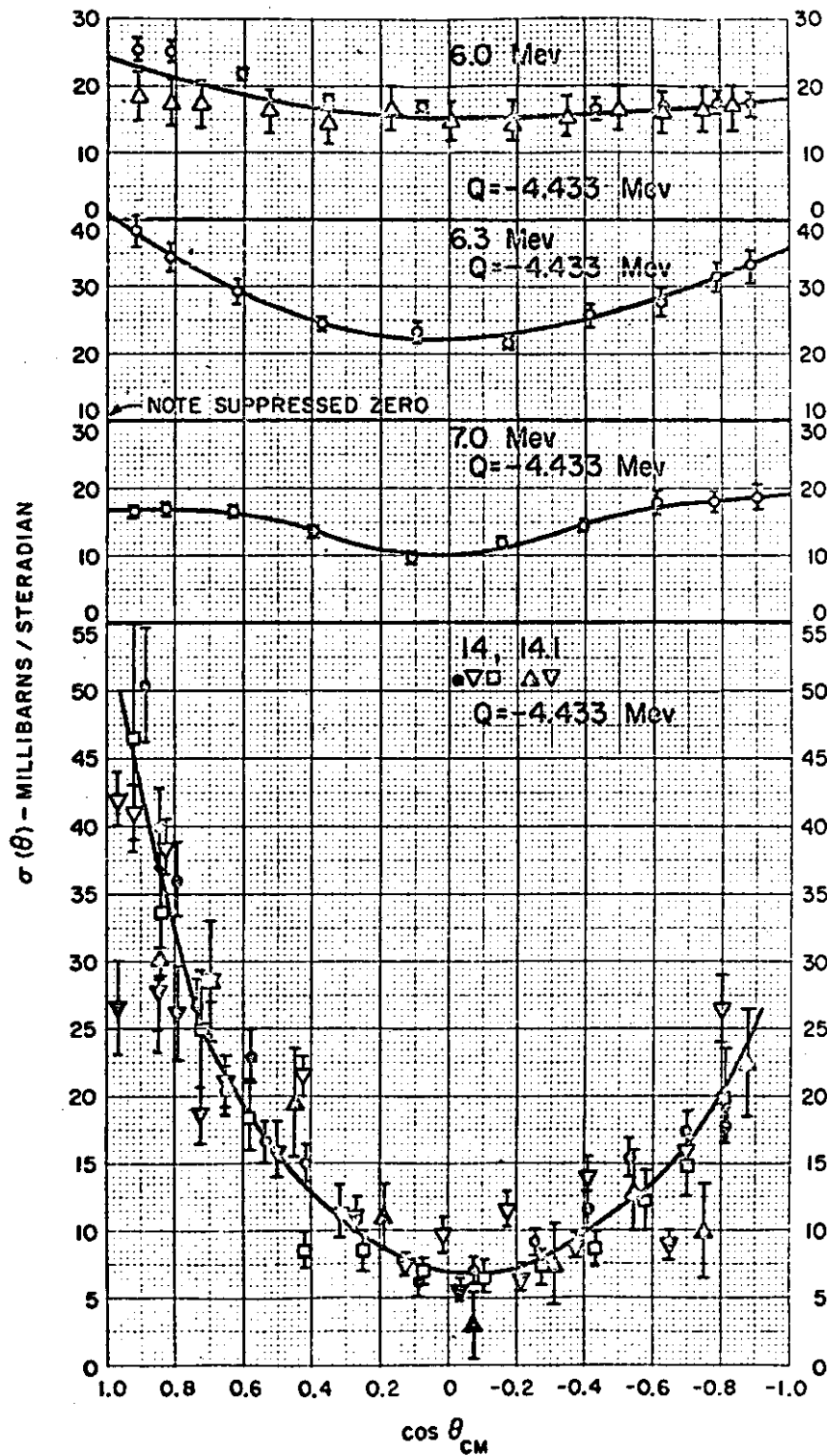


Fig.A.1 Angular distributions of the secondary neutrons for the  $^{12}\text{C}(n, n')$  reactions, (From Ref.92)



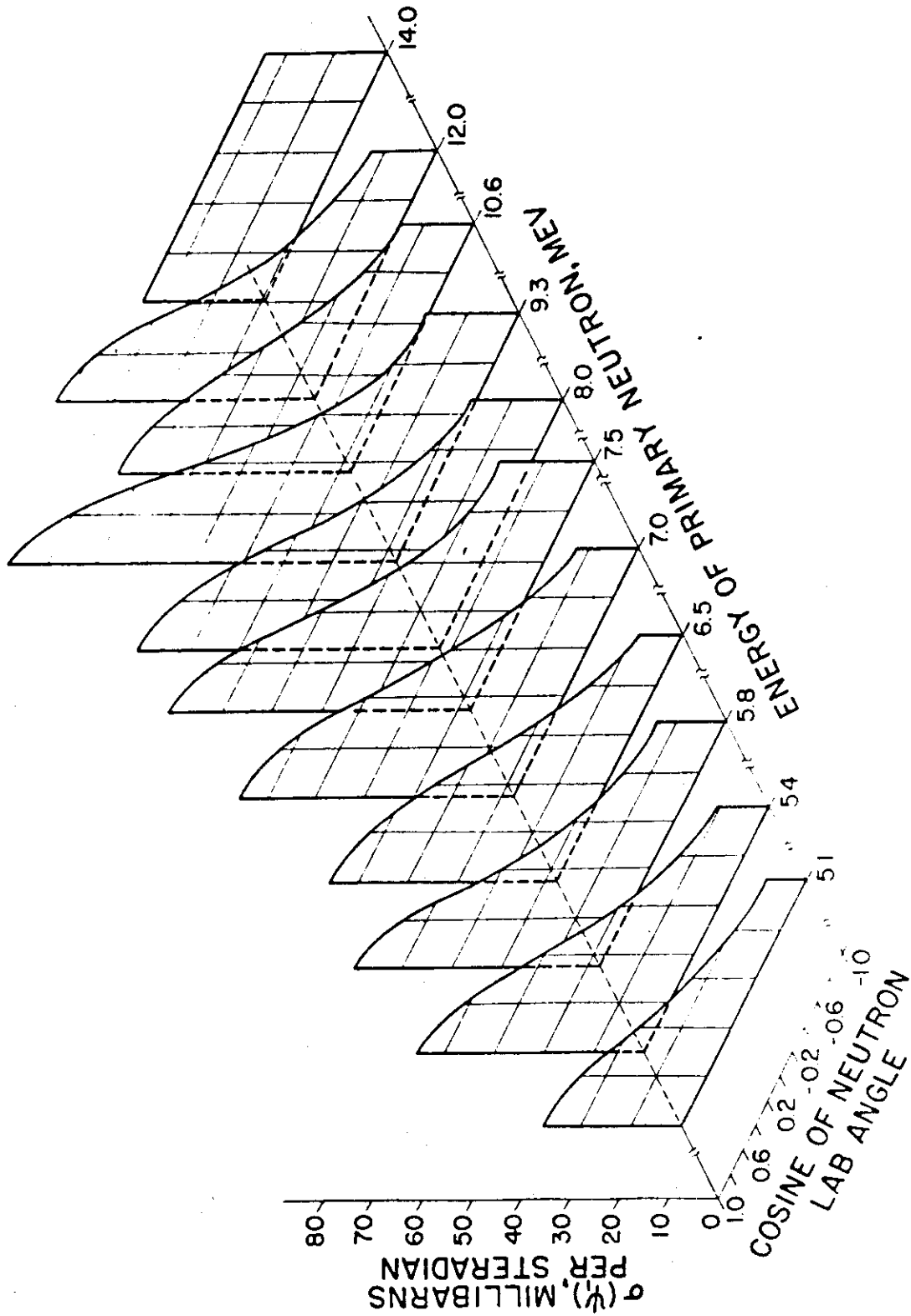


Fig.A.2 Laboratory angular distributions of the secondary neutrons for the  $\text{Li}^7(n,tn)$  reactions  
(From Ref.60)