

JAERI - M

85-086

リチウム・ガラス・シンチレータによる
トリチウム生成率の測定法

1985年7月

山口 誠哉・大山 幸夫・中村 知夫・前川 洋

A Method for Measuring Tritium Production Rate
by Lithium-Glass Scintillators

Seiya YAMAGUCHI, Yukio OYAMA, Tomoo MAKAMURA
and Hiroshi MAEKAWA

Department of Reactor Engineering,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received June 3, 1985)

A method for measuring tritium production rate (TPR) of ${}^6\text{Li}$ using ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ -glass scintillators has been developed for applying to fusion neutronics experiments. Advantages of this method are as follows.

- (1) No heavy irradiation is required because of high sensitivity, and
- (2) on-line measurement is capable.

The γ -ray background is removed by subtracting the pulse height spectrum of ${}^7\text{Li}$ -glass scintillator from that of ${}^6\text{Li}$ -glass scintillator. The ratio of γ -ray detection efficiencies of two scintillators, which is used for the subtraction was determined experimentally. The contribution of competing reactions such as ${}^6\text{Li}(n,n'd){}^4\text{He}$ reaction were estimated by kinematical analyses. An evaluation was carried out on self-shielding effect and escape of α -particles and tritons from the scintillator.

This method was applied to the measurement of TPR distribution in a simulated fusion blanket assembly bombarded by D-T neutrons. The result was compared with that of neutron transport calculation with a satisfactory agreement. It has been shown that this method is very effective for fusion neutronics experiments.

key words : Lithium-glass Scintillator, Tritium Production Rate,
Fusion Neutronics, High Sensitivity, On-line Measurement,
 γ -ray detection efficiency, Self Shielding Effect, Neutron
Transport Calculation

リチウム・ガラス・シンチレータ
によるトリチウム生成率の測定法

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部
山口誠哉・大山幸夫・中村知夫・前川 洋

(1985年6月3日受理)

核融合炉中性子工学実験への適用を目的とし、 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータを用い、 ${}^6\text{Li}$ によるトリチウム生成率(TPR)を測定する方法を開発した。本方法の利点は、(1) 感度が高いので、重照射を必要とせず、(2) オンラインで測定できることである。

γ 線バックグラウンドは、両シンチレータの波高分布を差し引くことにより除いた。差引の際に必要となる、両シンチレータの γ 線検出効率比は、測定により決定した。 ${}^6\text{Li}(n, n^{\prime}d)$ ${}^4\text{He}$ 反応等の競合反応の寄与については、運動学的解析による評価を行なった。また、自己遮蔽効果、および、 α 粒子・トリトンの逃げの割合についても検討を加えた。

本方法を、D-T中性子場に置いた核融合炉ブランケット模擬体系内におけるTPR分布測定に応用し、測定されたTPRを中性子輸送計算の結果と比較検討した結果、本方法が、核融合炉中性子工学実験において有効であることが実証された。

目 次

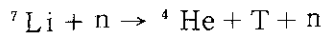
1. はじめに	1
2. 測定原理	2
2.1 リチウム・ガラス・シンチレータ法の原理	2
2.2 競合反応の寄与	4
2.2.1 ${}^6\text{Li}(n, n'd){}^4\text{He}$ 反応	4
2.2.2 ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ の弾性散乱	5
3. 測定手法	6
3.1 検出器と測定回路	6
3.2 γ 線検出効率比の測定	6
3.3 測定手順とデータ処理	7
3.4 波高分布の差引法	8
4. 測定値の補正	9
4.1 自己遮蔽効果	9
4.2 α 粒子およびトリトンの逃げ	11
5. 核融合炉中性子工学実験への応用	13
5.1 実験方法	13
5.2 結果と検討	14
6. まとめ	15
謝 辞	15
参考文献	16
付 録 データ処理プログラム LGTPRの入・出力形式	38

Contents

1. Introduction	1
2. Principle of Measurement	2
2.1 Principle of Lithium-Glass Scintillator Method	2
2.2 Contribution of Competing Reaction	4
2.2.1 ${}^6\text{Li}(n,n'd){}^4\text{He}$ Reaction	4
2.2.2 Elastic Scattering of ${}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}$	5
3. Method of Measurement	6
3.1 Detector and Electronic Circuit	6
3.2 Measurement of γ -efficiency Ratio	6
3.3 Procedure of Measurement and Data Processing	7
3.4 A Subtraction Method of Pulse Height Spectrum	8
4. Correction for Measured Value	9
4.1 Self-Shielding Effect	9
4.2 Escapes of α -particle and Triton	11
5. Application to Fusion Neutronics Experiment	13
5.1 Experiment	13
5.2 Results and Discussions	14
6. Summary	15
Acknowledgments	15
References	16
Appendix Input/Output Format of Data Processing Program LGTPR ...	38

1. はじめに

重水素 (D) と三重水素 (トリチウム, T) を燃料とする核融合炉では、炉心プラズマの周囲に置かれたブランケットにおいて、天然にほとんど存在しないトリチウムの増殖を行なう。すなわち、D-T反応で生じた中性子 (n) とブランケット中のリチウム (Li) との反応：



により、D-T反応で消費されるトリチウムを補うだけのトリチウムを生成させる。

日本原子力研究所では、ブランケットの核設計に用いられる核計算法および核データの妥当性を検証するために、核融合炉ブランケットを模擬したベンチマーク実験が、核融合炉物理用中性子源 (FNS) を用いて行なわれている。その中で、最も重要な測定項目の一つは、トリチウム生成率 (TPR) 分布の測定である。

${}^6\text{Li} (n, \alpha) \text{T}$ 反応の結果生成される α 粒子およびトリチウムは、いずれも荷電粒子であるから、適当な放射線検出器を用いて直接測定することができる。ところが、これまでに FNS で開発されてきた、TLD (熱蛍光線量計) の自己照射法⁽¹⁾ や、Li を含むペレット照射法⁽²⁾ による TPR 分布の測定では、生成したトリチウムから放出される β 線を、TLD 自身あるいは液体シンチレータで検出するという方法をとるので、感度が低い。したがって、十分な精度を得るには重照射を必要とし、さらに測定データを処理して結果を得るまでにかなりの時間がかかるという欠点がある。ANL や UKAEA で開発された金属リチウムを照射する方法^(3,4) (β 線の検出は、それぞれ液体シンチレータ、比例計数管による) も同様の欠点を持っている。

第一壁や中性子増倍材が TPR 分布に与える影響を実験的に評価するには、それらの厚さや配置を変えた、様々な組合せの模擬ブランケット体系において、TPR 分布を測定することが望ましい。しかしながら、中性子発生装置の運転時間や、機器の放射化の問題を考慮すると、上記のような重照射を必要とする測定は、限られた回数しか実行できないのが実情である。また、このようなサーベイ実験では得られたデータから、その後の実験計画への迅速なフィードバックが必要である。そこで、簡便かつ高感度で、データ処理に時間のかからない TPR 分布測定法の開発が望まれていた。

そのような方法の一つとして、リチウム・ガラス・シンチレータを用い、 ${}^6\text{Li}$ による TPR、すなわち ${}^6\text{Li} (n, \alpha) \text{T}$ 反応率を測定する方法を開発した^(5,6)。

リチウム・ガラス・シンチレータとしては、 ${}^6\text{Li}$ を濃縮した ${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータと、 ${}^7\text{Li}$ を濃縮した ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータが市販されている。本方法は、 ${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータの応答を差引くことにより、 γ 線の寄与を除去し、 ${}^6\text{Li} (n, \alpha) \text{T}$ 反応による TPR を測ろうというものである。

本方法で測定できるのは、 ${}^6\text{Li}$ による TPR 分布に限られるが、 ${}^7\text{Li}$ による TPR は、高エネルギー領域に感度を持つ各種検出器 (例えば NE 213 シンチレータ) を用いて評価できること、トリチウムの生成に寄与するのは、主に ${}^6\text{Li}$ によること (Fig. 1.1 (a) にブランケットを模擬した貫通孔

Li₂O体系内の単位体積当りのTPR分布を示す。同図(b)はLi原子1個当りのTPR分布。), を考慮すれば, 本方法の開発の意義は大きい。

Liを含む代表的な中性子検出器としては, リチウム・ガラス・シンチレータの他に, LiIシンチレータがある。LiIシンチレータの α/β 比は0.86と, Liガラス・シンチレータの0.28に比べてかなり大きく, γ 線バックグラウンドの除去特性の観点から見れば, LiIシンチレータの方がLiガラス・シンチレータよりもすぐれている。しかし, LiIシンチレータの中に含まれる⁶Liの原子数密度は, 3.91×10^{23} [atom/cm³]と, Liガラス・シンチレータの 1.71×10^{22} [atom/cm³]に対し約20倍もあり, また, I(n, γ)反応の断面積は⁶Li(n, α)T反応の断面積と同程度であるから, LiIシンチレータでは自己遮蔽効果の影響が大きい。さらに, LiIシンチレータは吸湿性が高いため, 取り扱いに注意を要するうえ, ヨウ素の放射化によりバックグラウンドが増加していくという問題もある。Liガラス・シンチレータの γ 線除去特性がLiIシンチレータよりも劣るとはいっても, 後述の応用例に見るように, S/N比は, (S+N)/Nの形であらわして, 2~10とかなり大きな値を示しており, 精度上問題はない。

KFAで開発されたLiF箔と電離箱を用いる方法⁽⁷⁾は, 本方法と同様, オンラインで測定でき, 中性子の照射量も少なくすむが, 検出器が大きいので, 体系に検出器を挿入した際の中性子場に対する摂動が大きい。我々の使用した検出器は, 外径19mm ϕ , 長さ175mmと小さく, その摂動効果は非常に小さい。

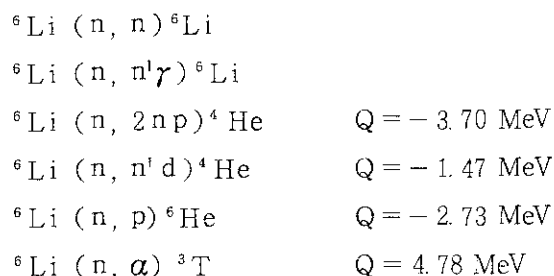
以上のような観点から, 我々は, リチウム・ガラス・シンチレータを検出器として用いることにした。

本報告書では, 第2章で, リチウム・ガラス・シンチレータ法の基本原理を述べ, 競合反応の寄与の評価を行なう。第3章では, 検出器と測定回路, γ 線検出効率比の測定, 測定手順とデータ処理, 波高分布の差引法について述べる。第4章では, 測定値に対する補正として, 自己遮蔽効果, および, α 粒子・トリトンの逃げの評価を行なう。第5章で, 実際の核融合炉中性子工学実験への応用例を述べ, 第6章で, 本方法についてのまとめを行なっている。

2. 測定原理

2.1 リチウム・ガラス・シンチレータ法の原理

⁶Liは, D-T中性子に対して, 以下に挙げる荷電粒子生成反応を起こす。



Li₂O体系内の単位体積当りのTPR分布を示す。同図(b)はLi原子1個当りのTPR分布。), を考慮すれば, 本方法の開発の意義は大きい。

Liを含む代表的な中性子検出器としては, リチウム・ガラス・シンチレータの他に, LiIシンチレータがある。LiIシンチレータの α/β 比は0.86と, Liガラス・シンチレータの0.28に比べてかなり大きく, γ 線バックグラウンドの除去特性の観点から見れば, LiIシンチレータの方がLiガラス・シンチレータよりもすぐれている。しかし, LiIシンチレータの中に含まれる⁶Liの原子数密度は, 3.91×10^{23} [atom/cm³]と, Liガラス・シンチレータの 1.71×10^{22} [atom/cm³]に対し約20倍もあり, また, I(n, γ)反応の断面積は⁶Li(n, α)T反応の断面積と同程度であるから, LiIシンチレータでは自己遮蔽効果の影響が大きい。さらに, LiIシンチレータは吸湿性が高いため, 取り扱いに注意を要するうえ, ヨウ素の放射化によりバックグラウンドが増加していくという問題もある。Liガラス・シンチレータの γ 線除去特性がLiIシンチレータよりも劣るとはいつても, 後述の応用例に見るように, S/N比は, (S+N)/Nの形であらわして, 2~10とかなり大きな値を示しており, 精度上問題はない。

KFAで開発されたLiF管と電離箱を用いる方法⁽⁷⁾は, 本方法と同様, オンラインで測定でき, 中性子の照射量も少なくすむが, 検出器が大きいので, 体系に検出器を挿入した際の中性子場に対する摂動が大きい。我々の使用した検出器は, 外径19mm ϕ , 長さ175mmと小さく, その摂動効果は非常に小さい。

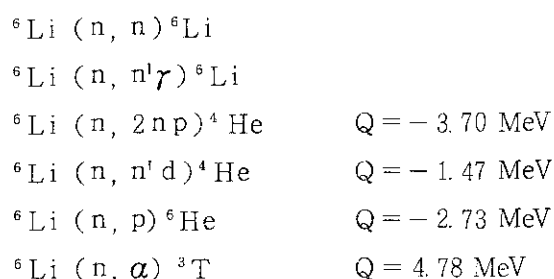
以上のような観点から, 我々は, リチウム・ガラス・シンチレータを検出器として用いることにした。

本報告書では, 第2章で, リチウム・ガラス・シンチレータ法の基本原理を述べ, 競合反応の寄与の評価を行なう。第3章では, 検出器と測定回路, γ 線検出効率比の測定, 測定手順とデータ処理, 波高分布の差引法について述べる。第4章では, 測定値に対する補正として, 自己遮蔽効果, および, α 粒子・トリトンの逃げの評価を行なう。第5章で, 実際の核融合炉中性子工学実験への応用例を述べ, 第6章で, 本方法についてのまとめを行なっている。

2. 測定原理

2.1 リチウム・ガラス・シンチレータ法の原理

⁶Liは, D-T中性子に対して, 以下に挙げる荷電粒子生成反応を起こす。



また, ${}^7\text{Li}$ の場合は, 以下の通りである。

${}^7\text{Li} (n, n) {}^7\text{Li}$	
${}^7\text{Li} (n, n^1 \gamma) {}^7\text{Li}$	
${}^7\text{Li} (n, 2n) {}^6\text{Li}$	$Q = -7.25 \text{ MeV}$
${}^7\text{Li} (n, 2nd) {}^4\text{He}$	$Q = -8.72 \text{ MeV}$
${}^7\text{Li} (n, n^1 \alpha) {}^3\text{T}$	$Q = -2.47 \text{ MeV}$
${}^7\text{Li} (n, n^1 d) {}^5\text{He}$	$Q = -9.62 \text{ MeV}$
${}^7\text{Li} (n, d) {}^6\text{He}$	$Q = -7.75 \text{ MeV}$

運動エネルギー E_n を持った中性子が, ${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータに入射し, ${}^6\text{Li} (n, \alpha) \text{T}$ 反応を起こした場合を考える。 α 粒子, トリトンが持ち去るエネルギーを, それぞれ, E_α, E_T , とすると, ミンチレータに付与されるエネルギー E は,

$$E = E_\alpha + E_T = E_n + Q$$

である。

この反応の Q 値は 4.78 MeV と高いので, 熱中性子が入射したとしても, 4.78 MeV のエネルギーが付与される。また, この反応の断面積は, 250 keV 付近に大きな共鳴ピークがあるが (Fig. 2.1⁽⁸⁾参照), $E_n = 250 \text{ keV}$ に対しては, $E = 250 \text{ keV} + 4.78 \text{ MeV} = 5.03 \text{ MeV}$ となり, 熱中性子の場合 (4.78 MeV) と 5% 程度しか変わらない。中性子のエネルギーが増加するにつれて, この反応の断面積は $1/\sqrt{E}$ で低下していくので, 高エネルギー領域の中性子のこの反応への寄与は相対的に小さいと考えられる。Fig. 2.2 は, 核融合炉ブランケットを模擬した。FNS 貫通孔内 60 cm Li_2O 体系中のスペクトルの計算値であるが (第 5 章参照), このスペクトルに対し, ${}^6\text{Li} (n, \alpha) \text{T}$ 反応の反応率のエネルギー領域別割合を計算すると, Fig. 2.3 のようになる。この図から明らかなように, 反応に寄与するのは 400 keV 以下の中性子が主体であり, したがって, E の値は大部分 4.8 ~ 5.2 MeV の範囲にあることがわかる。

(n, α) 反応以外の, ${}^6\text{Li}$ と中性子によぞ荷電粒子生成反応は, 次節で述べるように, 核融合炉中性子工学実験で用いられる体系中のスペクトルに対しては無視できるほど小さい。また, ${}^6\text{Li}$ 以外の原子核 (${}^{16}\text{O}, {}^{28}\text{Si}, {}^{140}\text{Ce}$) と中性子による荷電粒子生成反応の寄与は非常に小さいと考えられるし, 仮に無視できないとしても, ${}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータの波高分布の差し引きの際に相殺される。

以上のことから, ${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータの, 中性子に対する応答は, Fig. 2.4 (a) のようになる。

核融合炉中性子工学実験で対象となる場では, 必ず中性子と γ 線が混在している。 γ 線に対しては, リチウム・ガラス・シンチレータの実効原子番号が小さいため, コンプトン散乱が主である。 γ 線のエネルギーが連続に分布しているとすれば, 反跳電子に付与されるエネルギーのスペクトルは, 単一 γ 線エネルギー・スペクトルの重ね合わせとして, Fig. 2.4 (b) のようになる。

中性子に対する応答と, γ 線に対する応答を加え合わせると, 中性子・ γ 線混在場における ${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータの応答は, Fig. 2.4 (c) のようになる。

一方, ${}^7\text{Li}$ と中性子の荷電粒子生成反応は, いずれも, しきいエネルギーが高く, 断面積が小さいので, ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータの中性子に対する感度は小さい。最もしきいエネルギーの小さ

い ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)$ T反応を例にとると、Fig.1.1 (b)の例からわかるように、核融合炉中性子工学実験で出会うような場においては、 ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)$ T反応率 \ll ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ T反応率であり、しかも、この反応は3個の反応生成物を生じるので、仮に単一エネルギーの中性子が入射したとしても、 α 粒子をトリトンがシンチレータに与えるエネルギーは連続分布となる。したがって波高分布に現われる中性子の応答は、 γ 線の応答に比べて十分小さく無視できる。

以上の考察を総合すると、 ${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータの応答から、 ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータの応答を差し引くことにより、 γ 線バックグラウンドが除去でき、残った波高分布の計数(= ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ T反応のevent数)からトリチウム生成率が算出できる。

差し引く際には、両シンチレータのゲインおよび γ 線検出効率が同一であることが必要であるが、実際には、ゲインも γ 線検出効率も若干異っているので、それらを正確に合わす必要がある。その調整は、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ T反応よりも低い波高領域(Fig.2.4 (c)参照) — 以下、フィッティング領域と呼ぶ — で行なう。フィッティングについての詳しい説明は、3.3, 3.4節で行なう。

2.2 競合反応の寄与

2.2.1 ${}^6\text{Li}(n, n'd){}^4\text{He}$ 反応

Fig.2.1に示すように、入射中性子エネルギーが2.5 MeV以上になると、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ T反応に代って、 ${}^6\text{Li}(n, n'd){}^4\text{He}$ 反応が支配的になる。この反応は3個の反応生成物を生成し、そのうち中性子は発光に寄与せずにエネルギーをシンチレータの外に持ち去るので、かりに単一エネルギーの中性子が入射したとしても、シンチレータに付与されるエネルギーは連続分布となる。 α 粒子と重陽子が持ち去るエネルギーは連続分布となる。 α 粒子と重陽子が持ち去るエネルギーの和は、放出中性子のエネルギーがゼロのとき最大値 $(E_\alpha + E_d)_{\max}$ をとる。入射中性子エネルギー E_n が5 MeVの場合、 $(E_\alpha + E_d)_{\max} = 3.5$ MeVとなって、フィッティング領域に入るし、 $E_n = 6.5$ MeVの場合、 $(E_\alpha + E_d)_{\max} = 5$ MeVとなって、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ T反応のピーク領域に入る。

この反応の寄与を評価するため、核融合炉ブランケット模擬体系(第5章参照)内の代表的なスペクトルに対し、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ T反応および ${}^6\text{Li}(n, n'd){}^4\text{He}$ 反応のエネルギー分布を算出し、両反応の寄与を比較した。

${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ T反応による波高分布が、検出器の分解能 σ (ガウス型を仮定する)を持った波高分布として観測されるとする(Fig.2.5 (a)参照)。

ピークの高さ(H)と、計数の総和(S)の比、H/Sの値は、ピークの分解能に、従って、半値幅(FWHM)に依存する：

$$\frac{H}{S} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} = \frac{2\sqrt{2\ln 2}}{\sqrt{2\pi} \cdot \text{FWHM}}$$

いま、H, S, FWHMの単位を、それぞれ[反応率/MeV], [反応率], [MeV]とする。FWHMの値は、実測から約1 [MeV]であった。したがって、 $H/S \sim 0.94$ [1/MeV]となり、ピークの高さは、反応率の値とほぼ同じである。そこで、以下の考察では、分解能を無視し、エネ

ルギー分布を波高分布とする。体系表面から10cmの位置のスペクトルに対する ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応のエネルギー分布を上記の仮定に基づいて算出したものをFig. 2.6に一点鎖線で示す。

一方、 ${}^6\text{Li}(n, n'd){}^4\text{He}$ 反応で生成される重陽子と α 粒子のエネルギーの和が、ゼロから $(E_d + E_\alpha)_{\text{max}}$ で与えられる最大エネルギーまで均一に分布しているとすると(Fig. 2.5(b)参照), 矩形の高さCは, $[{}^6\text{Li}(n, n'd){}^4\text{He}$ 反応の反応率] / $[(E_d + E_\alpha)_{\text{max}}]$ で与えられる。波高分布は, 単一エネルギーによる矩形分布を重ね合わせることにより得られる。Fig. 2.6の実線は, 前述のスペクトルに対する波高分布である。この図から明らかなように, ${}^6\text{Li}(n, n'd){}^4\text{He}$ 反応の寄与は, ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応に比べて十分小さく, 無視できる。

2.2.2 ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ の弾性散乱

弾性散乱の結果生じる反跳原子核の運動エネルギーの分布は, ゼロから, その原子核の質量数Aと入射中性子エネルギー E_n の値によって決まる最大エネルギー E_{max} に至る矩形をしており, E_{max} の値は, 運動則により, 次式で与えられる:

$$E_{\text{max}} = \frac{4A}{(A+1)^2} \cdot E_n$$

${}^6\text{Li}$ を例にとると, $E_n = 10\text{MeV}$ の場合, $E_{\text{max}} = 4.9\text{MeV}$ となり, ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応のピーク領域に入るし, $E_n = 5\text{MeV}$ の場合は, $E_{\text{max}} = 2.5\text{MeV}$ となって, フィットング領域に入ってくる。

ここでも, 前節と同じスペクトルに対し, ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ の弾性散乱の各反応による波高分布を算出し, 比較することにより評価した。

弾性散乱のエネルギー分布は, 単一エネルギーによる矩形分布を重ね合わせることにより得られる。Fig. 2.7に示す実線および破線は前述のスペクトルに対して, ${}^6\text{Li}$ と ${}^7\text{Li}$ の弾性散乱のエネルギー分布を計算したものである。7 MeVより低いエネルギー領域で, ${}^6\text{Li}$ と ${}^7\text{Li}$ の弾性散乱が同程度の波高分布を形成しているのがわかる。

これに対し, 一点鎖線は ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応が前に述べたようなガウス分布をすると仮定した場合の波高分布である。 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応のピークが形成される5 MeV付近において, 弾性散乱のピークよりも十分大きい。したがって, ピーク面積からTPRを算出する際の弾性散乱の寄与は, 全く無視できる。

一方, フィットング領域の波高分布は, γ 線バックグラウンドが主であるが, この領域での γ 線バックグラウンドと, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ の弾性散乱の波高分布の大小関係は以下のように評価できる。

まず, 第5章でみるように, ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応のピーク面積と, ピーク領域での γ 線バックグラウンドの比は2~3であり(Fig. 5.7参照), フィットング領域の γ 線バックグラウンドは, ピーク領域の γ 線バックグラウンドよりも大きい。また, Fig. 2.9から明らかなようにフィットング領域の弾性散乱の波高分布は, ピーク領域のそれと同程度である。しかるに, ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応のピーク面積は, ピーク領域での弾性散乱の寄与よりも十分大きい。以上のことを式で書くと,

$$\begin{aligned} \text{フィットング領域の弾性散乱} &\approx \text{ピーク領域の弾性散乱} \\ &\ll \text{{}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}反応のピーク} \end{aligned}$$

≈ピーク領域での γ 線バックグラウンド

≪フィッティング領域での γ 線バックグラウンド

すなわち、フィッティング領域での弾性散乱の波高分布は、フィッティング領域での γ 線バックグラウンドよりも十分小さい。したがって、 ${}^6\text{Li}$ と ${}^7\text{Li}$ の波高分布の差し引きをする際には、フィッティング領域に入る弾性散乱による波高分布は無視できる。

3. 測定手法

3.1 検出器と測定回路

我々が用いたリチウム・ガラス・シンチレータは、NE (Nuclear Enterprise)社製のNE 908 (${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータ) および、NE 906 (${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータ)で、両者とも、シンチレーション媒質は石英ガラス、活性体は Ce^{3+} である。Table 3.1に組成および原子数密度を示す。密度は実測値、 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ についてはNE社のカタログ・データ、他は文献(9)による。

${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータに含まれている ${}^6\text{Li}$ の原子数密度 N_6 は、Table 3.1に示すように、

$$N_6 = 2.40 \times 0.075 \times 0.95 \times 6.022 \times 10^{23} \div 6.015 = 1.71 \times 10^{22} \text{ [atom/cm}^3\text{]}$$

である。

シンチレータの形状は、直径10mm、厚さ3mmの円盤で、それぞれ、ライト・ガイド(直径10mm、厚さ4mmの石英ガラス製)を介して光電子増倍管(PMT、浜松フォトニクス社製; R 647-04)に結合されている。シンチレータとライト・ガイド、ライト・ガイドとPMTの間はシリコン・グリスで接着し、反射材として二酸化チタン(NE 560)を全体に塗布した。シンチレータ、ライト・ガイド、PMTおよびブリーダ回路は、一体として、磁気シールド・ケースに収めた。検出器全体の断面図をFig. 3.1に示す。

測定回路系のブロック図を、Fig. 3.2に示す。PMTからの信号は、プリアンプ、リニアアンプ、アナログ・デジタル変換器(ADC)を経て、多重波高分析器(MCA)に収集される。なお、負高圧は-850Vとした。

3.2 γ 線検出効率比の測定

${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータの γ 線検出効率比を決定するために測定を行なった。

実験配置は、Fig. 3.3のように、床から約1.5m離れた場所に ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータをセットした。線源と両シンチレータとの距離は1mm以内で同じにした。

測定された波高分布をFig. 3.4に示す(測定時間は約15時間)。

${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータからのパルス信号は、別々のADCを通してMCAで収集した。各ADCには、各々しきい値が設定されており、したがって、ある有限のエネルギー以下のパルス信号はMCAで収集されない。しきい値が異なれば、計数の総和の比をとっても効率比とはな

≈ピーク領域での γ 線バックグラウンド

≪フィッティング領域での γ 線バックグラウンド

すなわち、フィッティング領域での弾性散乱の波高分布は、フィッティング領域での γ 線バックグラウンドよりも十分小さい。したがって、 ${}^6\text{Li}$ と ${}^7\text{Li}$ の波高分布の差し引きをする際には、フィッティング領域に入る弾性散乱による波高分布は無視できる。

3. 測定手法

3.1 検出器と測定回路

我々が用いたリチウム・ガラス・シンチレータは、NE (Nuclear Enterprise)社製のNE 908 (${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータ) および、NE 906 (${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータ)で、両者とも、シンチレーション媒質は石英ガラス、活性体は Ce^{3+} である。Table 3.1に組成および原子数密度を示す。密度は実測値、 ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ についてはNE社のカタログ・データ、他は文献(9)による。

${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータに含まれている ${}^6\text{Li}$ の原子数密度 N_6 は、Table 3.1に示すように、

$$N_6 = 2.40 \times 0.075 \times 0.95 \times 6.022 \times 10^{23} \div 6.015 = 1.71 \times 10^{22} \text{ [atom/cm}^3\text{]}$$

である。

シンチレータの形状は、直径10mm、厚さ3mmの円盤で、それぞれ、ライト・ガイド(直径10mm、厚さ4mmの石英ガラス製)を介して光電子増倍管(PMT, 浜松フォトニクス社製; R647-04)に結合されている。シンチレータとライト・ガイド、ライト・ガイドとPMTの間はシリコン・グリスで接着し、反射材として二酸化チタン(NE 560)を全体に塗布した。シンチレータ、ライト・ガイド、PMTおよびブリーダ回路は、一体として、磁気シールド・ケースに収めた。検出器全体の断面図をFig. 3.1に示す。

測定回路系のブロック図を、Fig. 3.2に示す。PMTからの信号は、プリアンプ、リニアアンプ、アナログ・デジタル変換器(ADC)を経て、多重波高分析器(MCA)に収集される。なお、負高圧は-850Vとした。

3.2 γ 線検出効率比の測定

${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータの γ 線検出効率比を決定するために測定を行なった。

実験配置は、Fig. 3.3のように、床から約1.5m離れた場所に ${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータをセットした。線源と両シンチレータとの距離は1mm以内で同じにした。

測定された波高分布をFig. 3.4に示す(測定時間は約15時間)。

${}^6\text{Li}$ 、 ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータからのパルス信号は、別々のADCを通してMCAで収集した。各ADCには、各々しきい値が設定されており、したがって、ある有限のエネルギー以下のパルス信号はMCAで収集されない。しきい値が異なれば、計数の総和の比をとっても効率比とはな

らない。また、仮にしきい値が等しくても、ゲインが異なれば各々の効率異なる。そこで、以下に述べる方法で効率比を決定した。

まず、ゲインをある程度同一にしておいて波高分布を測定する。測定の前後には各シンチレータに対し標準 γ 線源による校正を行なっておく。3.3節で述べる座標変換を行ない、ゲインを合わす。ただし、ここではパラメータ a 、 b の値は、標準 γ 線源に対する各シンチレータの応答の差を基準に決定した。すなわち、 ^{22}Na の標準線源に対する波高分布を微分し、微分された波高分布のピーク(2つできる)の値を用いて a 、 b の値を求めた。このようにして得られた波高分布に対し、あるしきい値を設定し、そのしきい値以上の波高を持つ計数の積分値の比をとり、そのしきい値をゼロに近づけていけば、この比は一定の値に収束するはずである。しきい値=ゼロにおける外挿値をもって、 γ 線検出効率比とした。Fig. 3.5は、横軸にそのしきい値を、縦軸に γ 線検出効率比(= ^{7}Li ガラス・シンチレータの γ 線検出効率/ ^{6}Li ガラス・シンチレータの γ 線検出効率)をとったものである。この図から、我々が用いた ^{6}Li 、 ^{7}Li ガラス・シンチレータの γ 線検出効率比は0.944である。

3.3 測定手順とデータ処理

測定およびデータ処理は以下の手順で行なう。

(1) ゲイン調整および標準 γ 線源による校正

標準 γ 線源(^{22}Na 等)を使って、 ^{6}Li 、 ^{7}Li ガラス・シンチレータのリニア・アンプ出力信号レベルが同じになるようにアンプのゲインを調整する。これは、ゲインが合っているほど(3)のフィッティングが容易に行なえるからである。また、測定の前後に γ 線校正を行い、ゲイン変動の有無を調べ、測定系の安定性を確認する。

(2) 波高分布の測定

^{6}Li 、 ^{7}Li ガラス・シンチレータの波高分布を測定する。1回の測定(300~1000秒)の間で測定系のゲインは変動しないようにする。

(3) 波高分布のフィッティング

(1)で ^{6}Li 、 ^{7}Li ガラス・シンチレータのゲイン調整を行なったが、完全にゲインを合わすことはできないし、効率も若干異っているので、両測定系のゲイン(MCA上で横軸、単位:チャンネル)、効率(同じく縦軸、単位:計数/チャンネル)を正確に合わす必要がある。その調整は、2.1節で述べたフィッティング領域で行なう。フィッティングは、 ^{7}Li ガラス・シンチレータの波高分布を以下のように一次変換し、 ^{6}Li ガラス・シンチレータの波高分布に合わせることにより行なう。

$$\begin{aligned} X' &= a x + b & X &: ^{7}\text{Li} \text{ ガラス・シンチレータのパルス波高 (変換前)} \\ & & X' &: & & \text{ (変換後)} \\ Y' &= \frac{Y}{a\tau_{\epsilon}} & Y &: ^{7}\text{Li} \text{ ガラス・シンチレータの計数 (変換前)} \\ & & Y' &: & & \text{ (変換後)} \end{aligned}$$

ここで、 τ_{ϵ} は γ 線検出効率比(= ^{7}Li ガラス・シンチレータの γ 線検出効率/ ^{6}Li ガラス・シンチレータの γ 線検出効率)である。 a 、 b が調整すべきパラメータであり、この値は、フィッティング領域での波高分布を最小自乗法によりフィッティングして決定する。詳細は3.4節で述べる。

(4) 波高分布の差引

${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータの波高分布から、(3)で座標変換を行なった ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータの波高分布を差引くと、 γ 線バックグラウンドが除かれ、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応のピークだけが残る。このピークの計数の総和は、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応の起った数に等しい。

${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータの波高分布と、それにフィットするように座標変換された ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータの波高分布の測定例をFig. 3.6に示す。また差し引かれたスペクトルをFig. 3.7に示す。

(5) トリチウム生成率の算出

(4)で求めたピーク領域の計数の総和を、中性子発生数および ${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータに含まれている ${}^6\text{Li}$ の原子数で割って、トリチウム生成率の絶対値を求める。 ${}^6\text{Li}$ の原子数としては、現在NE社のカタログ・データから求めた値を用いているが、透過実験⁽¹⁰⁾や、化学分析、質量分析⁽¹¹⁾から得られたデータなどと比較すると、 $\pm 1.6\%$ 程度の不確定さがある。

(3), (4), (5)のデータ処理を行なうプログラム“LGTPR”を作成した。使用法は付録で述べる。

3.4 波高分布の差引法

前節で述べたように、 ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータの波高分布に座標変換をほどこして、フィッティング領域で、 ${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータの波高分布に合わせる。フィッティングは前に述べたように最小自乗法で行なうが、合わせられる方も、合わせる相手も離散的な値をとるので、多少複雑である。

本測定では、 ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータの波高分布を1024チャンネルのMCAで集収したので、両者の波高分布は1024個の点の集合である。そのうち、フィッティング領域がFig. 3.8のようになっているとする。一点鎖線上の点、破線上の点が、それぞれ座標変換前、後の ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータの波高分布、実線上の点が ${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータの波高分布である。いま、 i チャンネルの ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータの計数值 $C_7(i)$ の点Ⓐが、座標変換により、点Ⓑに移動したとする。Ⓑ点に対応するチャンネルは一般には存在しないから、そこをはさむチャンネル(この例の場合、 $i+3$ と $i+4$)に対応する ${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータのデータをⒸ、Ⓓとする。そして、ⒸとⒹを結ぶ直線と、Ⓑを通る垂線が交わる点をⒺとする。Ⓑ, Ⓒ, Ⓓ, Ⓔの高さ(=計数值)を、それぞれ、 Y_i, A_i, B_i, X_i とすれば、

$$A_i = C_6([ai + b])$$

$$B_i = C_6([ai + b] + 1)$$

$$X_i = \{A_i - (A_i - B_i)(ai + b - [ai + b])\} / C_6$$

$$Y_i = C_7(i) / C_7 / r_{\epsilon} / a$$

となる。ここで、

C_6 : ${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータの波高分布測定時の中性子発生量モニタの計数

C_7 : ${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータの波高分布測定時の中性子発生量モニタの計数

r_{ϵ} : γ 線検出効率比

である。

X_i と Y_i の値の残差平方に統計的重率をかけ、加え合わせたもの：

$$S = \sum_{i=LC}^{RC} (X_i - Y_i)^2 \cdot W_i$$

W_i : 統計的重率

LC : フィッティング領域の下限のチャンネル

RC : フィッティング領域の上限のチャンネル

の値を最小にするように a , b の値を決定し、それらの値を用いて座標変換をほどこせば、目的とするフィッティングができたことになる。

ここで、フィッティング領域の決め方と、最小 2 乗フィッティングの具体的な方法について述べる。

フィッティング領域の決め方

フィッティング領域は、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応のピークより低いエネルギー領域に設定するわけであるが、当然そのピークの位置 (ピーク・チャンネル, P) と分解能 (標準偏差 σ で表す) に依存する。そこで以下のようにして決定する。

① 適当なフィッティング領域 (初期フィッティング領域) を与え、フィッティングおよび差引を行なう。

② 差し引いてできたピークを、LSQKKD コード⁽¹²⁾を用いて、非線形項を含むガウス関数：

$$f(x) = a + bx + c \exp(-(x-d)^2/e)$$

にフィッティングする。ここで、 P と σ の値が決まる。

③ ②で求めた P , α の値を用いて以下のようにフィッティング領域 (最終フィッティング領域) を決定する。

フィッティング領域の下限 = 20チャンネル (固定)

フィッティング領域の上限 = $P - 4.0 \times \sigma$

最小自乗フィッティングの具体的な方法

ここではパラメータ a , b の値をいろいろ動かして、 S が最も小さい値を与える a , b を見い出すという方法をとる。 a , b の値は一定の間隔 (Δa , Δb) で動かす。測定の前に、ある程度ゲインを合わせてあるし、 r 線検出効率比もだいたい同じであるから、 a の値は $0.8 \sim 1.2$ を $\Delta a \approx 0.01$, b の値は $-2.0 \sim 2.0$ を $\Delta b \approx 0.05$ で動かせば十分である。この方法では、計数の統計的バラツキにより、 S の大局的な極小値を見い出せないおそれがあるが、本測定におけるフィッティング領域での計数は十分大きいので、そのような心配はない。

4. 測定値の補正

4.1 自己遮蔽効果

検出器を中性子場において中性子束の測定を行なう場合、その検出器の密度が周囲の媒質より

X_i と Y_i の値の残差平方に統計的重率をかけ、加え合わせたもの：

$$S = \sum_{i=LC}^{RC} (X_i - Y_i)^2 \cdot W_i$$

W_i : 統計的重率

LC : フィッティング領域の下限のチャンネル

RC : フィッティング領域の上限のチャンネル

の値を最小にするように a , b の値を決定し、それらの値を用いて座標変換をほどこせば、目的とするフィッティングができたことになる。

ここで、フィッティング領域の決め方と、最小 2 乗フィッティングの具体的な方法について述べる。

フィッティング領域の決め方

フィッティング領域は、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応のピークより低いエネルギー領域に設定するわけであるが、当然そのピークの位置 (ピーク・チャンネル, P) と分解能 (標準偏差 σ で表す) に依存する。そこで以下のようにして決定する。

① 適当なフィッティング領域 (初期フィッティング領域) を与え、フィッティングおよび差引を行なう。

② 差し引いてできたピークを、LSQKKD コード⁽¹²⁾を用いて、非線形項を含むガウス関数：

$$f(x) = a + bx + c \exp(-(x-d)^2/e)$$

にフィッティングする。ここで、 P と σ の値が決まる。

③ ②で求めた P , α の値を用いて以下のようにフィッティング領域 (最終フィッティング領域) を決定する。

フィッティング領域の下限 = 20チャンネル (固定)

フィッティング領域の上限 = $P - 4.0 \times \sigma$

最小自乗フィッティングの具体的方法

ここではパラメータ a , b の値をいろいろ動かして、 S が最も小さい値を与える a , b を見い出すという方法をとる。 a , b の値は一定の間隔 (Δa , Δb) で動かす。測定の前に、ある程度ゲインを合わせてあるし、 r 線検出効率比もだいたい同じであるから、 a の値は $0.8 \sim 1.2$ を $\Delta a \approx 0.01$, b の値は $-2.0 \sim 2.0$ を $\Delta b \approx 0.05$ で動かせば十分である。この方法では、計数の統計的バラツキにより、 S の大局的な極小値を見い出せないおそれがあるが、本測定におけるフィッティング領域での計数は十分大きいので、そのような心配はない。

4. 測定値の補正

4.1 自己遮蔽効果

検出器を中性子場において中性子束の測定を行なう場合、その検出器の密度が周囲の媒質より

も高ければ、自己遮蔽効果によって、検出器内部での中性子束は、表面での値よりも小さくなる。自己遮蔽効果が大きい場合、測定で得られる反応率は、実際の場合における反応率よりも小さくなる。自己遮蔽効果の大きさは、検出器媒質とともに、被測定場のスペクトルに依存し、低エネルギー成分の多い場合ほど大きい。

ここでは、実際の核融合炉ブランケット模擬実験に用いた Li_2O 体系 (第5章参照) 中の中性子スペクトルに対するリチウス・ガラス・シンチレータの自己遮蔽効果の評価を行なう。

評価の方法

まず、エネルギー E に対する自己遮蔽因子 $G(E)$ を、妥当と考えられるモデルに対して計算し、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)T$ 反応の断面積 $\sigma(E)$ に $G(E)$ をかけたものを、実効的断面積 $\sigma'(E) = \sigma(E) \cdot G(E)$ とする。そして、 $\sigma(E)$ を用いた場合の反応率

$$R = N \int \phi(E) \cdot \sigma(E) dE$$

と、 $\sigma'(E)$ を用いた場合の反応率

$$R' = N \int \phi(E) \cdot \sigma'(E) dE$$

との比、 $R'/R \equiv f$ を、自己遮蔽効果の大きさとした。

自己遮蔽因子 $G(E)$ の計算

エネルギー E の中性子が、厚さ t の無限平板に入射した場合、吸収断面積 Σ_a が、散乱断面積 Σ_s に比べて十分大きければ (自己遮蔽効果が利いてくる $\sim \text{keV}$ 以下の中性子に対し、この仮定は成立する)、表面から x だけ入った位置での中性子束 $\phi(E, x)$ は次式で与えられる (Fig. 4.1(a)参照) :

$$\phi(E, x) = \phi_0 \cdot e^{-\Sigma(E) \cdot x}$$

ここで、 ϕ_0 は表面に入る中性子束、 $\Sigma(E) \simeq \Sigma_a(E)$ ($\because \Sigma_a \gg \Sigma_s$) である。したがって厚さ t の検出器内の平均中性子束 $\bar{\phi}$ は、

$$\begin{aligned} \bar{\phi} &= \langle \phi(E, x) \rangle_x = \frac{1}{t} \int_0^t \phi(E, x) dx \\ &= \frac{1 - e^{-\Sigma_a(E) \cdot t}}{\Sigma_a(E) \cdot t} \cdot \phi_0 \end{aligned}$$

となる。ここで、 $\Sigma_a(E) \cdot t = \tau$ とおくと、自己遮蔽因子 $G(E)$ は、

$$G(E) = \frac{\bar{\phi}}{\phi_0} = \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau}$$

となる。

実際には、中性子は有限の大きさの検出器に全方向から入射する。実効的な厚み、すなわち、中性子が検出器の中を通過する距離 t' は、入射点および入射角に依存し (Fig. 4.1(b)参照)、検出器の中心付近に入射した場合は、入射角が大きくなるにしたがって t' も大きくなるが、端付近に入射し、すぐにつき抜けてしまう場合には、逆に小さくなる。自己遮蔽係数 $G(E)$ は、実効的厚み t' の関数であり、 t' は入射角 θ および入射点 r の関数であるから、 $G = G(E, \theta, r)$ とかけ

る。一様な中性子束が、円板型検出器に対し、入射角 θ で入射する場合、その方向の中性子に対する自己遮蔽係数は $G(E, \theta)$, $G(E, \theta, r)$ を全入射点について平均して得られる：

$$G(E, \theta) = \langle G(E, \theta, r) \rangle_r$$

$G(E, \theta)$ を解析的に求めることは困難なので、いくつかの入射角 θ に対する値を、モンテ・カルロ計算⁽¹³⁾により求めた。

中性子が等方に入射するとすれば (Fig. 2.3 によれば, ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応は、主に keV~数百 keV のエネルギー領域で起こる。第 5 章に述べる Li_2O 体系に対し、体系内中性子束の角度分布を計算した結果によれば、このエネルギー領域において、中性子束の角度分布は、ほぼ等方である。したがって、この仮定は近似的に成立する)、 $G(E, \theta)$ を θ で平均することにより $G(E)$ が求められる。

このようにして求めた自己遮蔽係数 $G(E)$ を用いて、上記 Li_2O 体系中の各位置における自己遮蔽効果補正因子 f の値を計算した。Fig. 4.2 にその結果を示す。体系前面から 2.5 cm の位置では、10% 程度の自己遮蔽効果があるが、10cm 以上中に入ったところでは、ほとんど影響ないことがわかる。

4.2 α 粒子およびトリトンの逃げ

一般に、シンチレータ中で荷電粒子が失った運動エネルギーにシンチレータの発光効率をかたものが蛍光エネルギーとなる。したがって、荷電粒子がシンチレータの中で全運動エネルギーを失う場合には、言い換えると、反応の起きた場所とシンチレータ表面との距離が荷電粒子の飛程よりも大きい場合には、生成直後に粒子が持っていた運動エネルギーの 100% がシンチレータの中で失われる。ところが、シンチレータの端付近で反応が起きた場合、荷電粒子がシンチレータの外に出てしまうため、荷電粒子がシンチレータ中で失うエネルギーは、先の場合よりも小さくなる。したがってパルス波高も小さくなる。

リチウム・ガラス・シンチレータで ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応により生成した α 粒子とトリトンの運動エネルギー (熱中性子に対し各々、2.06 MeV, 2.74 MeV, 合計 2.80 MeV) が 100% シンチレータ中で失われたとすると、波高分布は、Fig. 4.3 (a) のようなガウス分布となるが、シンチレータの端付近での反応が無視できない場合 (薄いシンチレータではそうなる) は、同 (b) のように低エネルギー側に “すそ” ができる。ここでは “すそ” の部分に入る ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応の割合を評価する。

リチウム・ガラス・シンチレータ中の α 粒子 (2.06 MeV)、およびトリトン (2.74 MeV) の飛程、 R_α , R_t の値は、文献 (14) では、 $R_\alpha = 7 \mu\text{m}$, $R_t = 40 \mu\text{m}$ と与えられている (この値は熱中性子に対するものであるが、最も反応が起こりやすい数 100 keV のエネルギーに対しても、 α 粒子、トリトンのエネルギーは 5% 程度増えるだけなので、飛程はそれほど変わらない)。反応が起きる場所としては、次の 3 つの場合が考えられる (R_0 は、反応が起きる場所とシンチレータ表面の距離である)。

(a) $R_t < R_0$: α 粒子、トリトンともに全運動エネルギーをシンチレータに付与する。

(Fig. 4.4 (a) 参照)

(b) $R_{\alpha} < R_0 < R_t$: α 粒子は全運動エネルギーをシンチレータに与えるが、トリトンは全運動エネルギーの一部しか与えない場合がある(同(b)参照)

(c) $R_0 < R_{\alpha}$: α 粒子, トリトンともに全運動エネルギーの一部しかシンチレータに与えない場合がある(同(c)参照)

(a), (b)の場合が起こる割合を計算する。ただし、反応が起こる場所にかたよりは無いものとする。

(a)の場合

(a)の場合が起こる割合

$$\begin{aligned}
 &= \frac{\text{シンチレータの表面から } R_t \text{ 以上内側の部分の体積}}{\text{シンチレータの全体積}} \\
 &= \frac{\pi (5.0 \text{ mm} - 40 \mu\text{m})^2 \times (3.0 \text{ mm} - 40 \mu\text{m} \times 2)}{\pi \times 5.0 \text{ mm}^2 \times 3.0 \text{ mm}} \times 100 \\
 &= 96 \%
 \end{aligned}$$

(b)の場合

(b)の場合が起こる割合

$$\begin{aligned}
 &= \frac{(\text{シンチレータの表面から } R_{\alpha} \text{ 以上内側の部分の体積}) - (\text{シンチレータの表面から } R_t \text{ 以上内側の部分の体積})}{\text{シンチレータの全体積}} \\
 &= \frac{\pi (5.0 \text{ mm} - 7 \mu\text{m})^2 \times (3.0 \text{ mm} - 7 \mu\text{m} \times 2) - \pi (5.0 \text{ mm} - 40 \mu\text{m})^2 \times (3.0 \text{ mm} - 40 \mu\text{m} \times 2)}{\pi \times 5.0 \text{ mm}^2 \times 3.0 \text{ mm}} \times 100 \\
 &= 3.5 \%
 \end{aligned}$$

この場合、 α 粒子とトリトンの放出される方向が逆向きで、しかもそれぞれ等方的であるならば、 α 粒子, トリトンともに全運動エネルギーを付与する確率は、50%以上である。

(a), (b)の場合を合わせて、 α 粒子およびトリトンの全運動エネルギーがシンチレータに付与される確率は、 $96 + 35 \div 2 = 98$ (%) 以上となる。したがって、“すそ”の部分に入る ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応の event の割合は2.0%以下である。ただし、上記の計算では、「反応が起こる場所にかたよりは無いもの」としたが、実際には、自己遮蔽効果があるため、端付近で反応が起きる割合は相対的に大きい。したがって、“すそ”の部分に入る割合は、2.0%よりも若干大きくなる。自己遮蔽効果の大きさが5%であるとする、端付近の反応が起きる割合は、高々5%ふえるにすぎない。したがって、“すそ”の部分に入る ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応の event の割合は、 $2.0 \times 1.05 = 2.1$ (%) となる。

5. 核融合炉中性子工学実験への応用

本方法を用いて、核融合炉ブランケットを模擬したFNS貫通孔Li₂O体系の中心軸上のトリチウム生成率分布の測定を行なった⁽¹⁵⁾。

5.1 実験方法

この体系は、FNSの第2ターゲット室と第1ターゲット室の間に設けられた貫通孔 (Fig.5.1 参照)の中に酸化リチウム・ブロックを積み上げて組み立てられており、実効半径31.5cm、厚さ61cmの擬似円筒型をしている (Fig.5.2 参照)。ブロックは酸化リチウムをコールドプレスしたものを厚さ0.2mmのステンレス鋼で密封したもので、5.06cm立方を単位としている。中心軸上で検出器が挿入される部分のブロックは21mm×21mmの正方形の穴 (実験孔)をあけたものを使用した。Fig.5.3に測定点とブロックの組み方を示す。実験孔は検出器一本がやっと通る大きさなので、⁶Liと⁷Liガラス・シンチレータは別々に測定した。

中性子源としては、FNS第2ターゲット室の0°ビームラインを用い、310kVに加速した重陽子ビームを、1000Ciのトリチウムを吸蔵した回転ターゲットに当て、³T(d,n)⁴He反応による14MeV中性子を用いた。中性子発生数は、随伴 α 粒子法^(16,17)により決定した。この方法は、ビーム・ラインに取付けたシリコン半導体検出器により、³T(d,n)⁴He反応で中性子の随伴粒子として放出される α 粒子を計測することにより、中性子の発生数を決定するものである。この方法による中性子の評価誤差は1.9%である。

光電子増倍管のゲイン変動をおさえるためには、アノードに流れる電流を一定に保つことが有効である。また、この実験のように体系内の狭い空間に検出器を置いて測定する場合、放熱性が悪いため、光電子増倍管の温度が上昇し、ゲイン変動が生じやすい。光電子増倍管のアノードに流れる電流を一定に保つために、MCA上の波高分布のチャンネル数と計数値の積の和 (この量は、アノード電流に比例すると考えられる)を各測定毎にモニターし、その値がほぼ一定となるように、加速器のビーム電流を調整した。この実験では、体系の前方から後方へと位置を変えて測定を行なったが、ビーム電流は、⁶Liガラス・シンチレータの測定では3 μ Aから140 μ A、⁷Liガラス・シンチレータの場合は、7 μ Aから140 μ Aというように変化させた。またポンプにより光電子増倍管の周囲に空気を送り (毎分3.5 ℓ)、温度上昇をおさえた。

Fig.5.4は、各測定点における⁶Liガラス・シンチレータの波高分布のピーク・チャンネルをプロットしたものであるが、前端面を除き、ピークの変動は $\pm 1.3\%$ 以内におさまっているのがわかる。このピークの変動が、各位置のスペクトルの変化によるものか、ゲイン変動によるかは区別できない。ただし、体系の前端面と後端面でピークの値が小さいが、これは、低エネルギー成分が多いため (Fig.2.3 参照)と考えられる。体系の中心で仮に100keV付近の反応の寄与が大きいとすると、ピークの比は $(4.78 + 0.1) / 4.78 = 1.02$ となり、中心の方が、前後端面よりも約2%ピークの値が大きいということになる。いずれにせよ、ゲイン変動は十分小さくおさえ

ることができたわけで、ビーム電流を調整し、アノード電流を一定にした効果はあった。この電流調整をおこなった場合、20～30%のゲイン変動が起こることが観測されている。

5.2 結果と検討

測定結果をFig. 5.5に示す(自己遮蔽効果の補正をしてある)。縦棒は測定誤差を示す。誤差としては、 ${}^6\text{Li}$ 原子数の不確かさ($\pm 1.6\%$)、 α 粒子・トリトンの逃げ($< -2.0\%$)、ボイドの効果(後述、 -1%)のほか、中性子発生数、計数の誤差が含まれている(Table 5.1参照)。

本測定法により、体系内のTPR分布を測定する際には、シンチレータの後方では実験孔付ブロックを使用するので、その部分には体系を構成する媒質(いまの場合 Li_2O)が存在せず、ボイドになっている(Fig. 5.3参照)。そこで、ボイドの影響を評価するため、ボイドが有る場合と無い場合についてDOT 3.5によりTPRを計算し、比較を行なった。その結果、体系前方から20cmの位置で測定を行なう場合、ボイドが有る場合のTPRは、ボイドが無い場合のTPRに比べて約1%低い値を与えることがわかった。その他の位置においても、 -1% 程度の影響を与えているものと考えられる。

次に、 ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ 反応の計数の総和(Fig. 5.6でAの値)の統計誤差を調べる。Fig. 5.6で $A+B=I$ とすると、

$$\Delta A = \sqrt{(\Delta I)^2 + (\Delta B)^2} = \sqrt{I+B}$$

したがって、

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\sqrt{I+B}}{I-B} = \frac{\sqrt{A+2B}}{A}$$

ここで、 $K = I / (I-A) = (A+B) / B$ とおくと、

$$\frac{\Delta A}{A} = \sqrt{\frac{K+1}{K-1}} \cdot \frac{1}{\sqrt{A}}$$

となる。Fig. 5.7は各測定点における $K(S_6/S_7)$ と記す)の値を示したものであるが、体系前端面を除き、 $1.8 < K < 2.5$ であることがわかる。Aの値が20000とすると(実際には20000以上計数している)

$$\frac{\Delta A}{A} \simeq 0.011 \sim 0.013$$

となり、Aの統計誤差は約1%であることがわかる。

実験で得られたトリチウム生成率分布の妥当性を調べるため、輸送計算コードによる解析との比較検討を行なった。

使用した計算コードは、2次元輸送計算コードDOT 3.5⁽¹⁸⁾、中性子の群定数は、ENDF/B-IVをNJOYで処理して作成されたGICXFNS⁽¹⁹⁾(135群)である。近似は P_5, S_8 で、1回散乱線源法を用いた。また、中性子源は、点等方線源、エネルギー分布は、モンテ・カルロ法で計算された回転ターゲットの 80° 方向の分布⁽²⁰⁾を用いた。

Fig. 5.5にTPRの計算結果を、Fig. 5.8(実線)にC/E(計算値/実験値)の値を示す。Fig. 5.8から明らかなように、体系前方を除き、C/Eの値のばらつきは、実験誤差の範囲に入っている。C/Eの一致が、直接、測定法の精度を保障するものではないが、C/Eの値の変化がなめらかであることは、本測定法の精度が、相対的に信頼できるものであることを示している。また、C/Eの絶対値は、体系前方を除き、約1.0であり、計算に使用された核データおよび計算手法の不確定さを考慮すれば、絶対的にも妥当な値が得られているものと考えられる。

なお、Fig. 5.8の点線は、自己遮蔽効果を考慮していない実験値を用いた場合のC/Eの値である。低エネルギー成分の多い前方へ行くほど、不一致が広がっているのがわかる。

6. ま と め

核融合炉ブランケット・ベンチマーク実験への適用を目的とし、リチウム・ガラス・シンチレータを用いた、トリチウム生成率分布の新しい測定法を開発した。本方法の特徴は以下の点である。

(1) 高感度である。

Li₂Oペレットを用いた液体シンチレータ法や、TLDの自己照射法は、数mAないし数10mAの電流で、数10時間ビームを照射する必要があるのに対し、本方法では、ビーム電流は数100 μ A以下で、測定時間も各位置で300～1000秒で十分であった。

(2) データ処理が簡便である。

本方法では、MCAに収集された測定データは、ただちに小型計算機に転送、処理され、結果が得られる。すなわち、データ処理はオン・ラインでおこなわれる。これに対し、ペレット法やTLD自己照射法では、測定素子の準備に時間がかかるうえ、測定後、様々な処理を要し、TPRを得るまでに数週間から数ヶ月の時間を要する。

本方法を、核融合炉ブランケット模擬体系内におけるトリチウム生成率分布の測定に応用し、中性子輸送計算の結果と比較検討した結果、本方法が、核融合炉中性子工学実験において、有効であることが示された。

本方法は、FNSで行なわれた、第1壁や中性子増倍材の効果を調べる実験に適用され、第1壁、中性子増倍材の厚さや配置を変えた様々な体系の中のトリチウム生成率分布の測定に利用された。今後、さらにいろいろな体系におけるトリチウム生成率分布の測定に大いに役立つものと期待される。

謝 辞

この研究を行なうにあたり、適切な助言をしてくださった核融合炉物理研究室の池田裕二郎氏、並びに、解析を実行してくださった福本亨、小迫和明氏に感謝いたします。また、実験に際し、FNSの運転をして頂いた炉物理施設管理室の草野譲一、沓掛忠三、田中滋の各氏に感謝いたします。

Fig. 5.5にTPRの計算結果を、Fig. 5.8(実線)にC/E(計算値/実験値)の値を示す。Fig. 5.8から明らかなように、体系前方を除き、C/Eの値のばらつきは、実験誤差の範囲に入っている。C/Eの一致が、直接、測定法の精度を保障するものではないが、C/Eの値の変化がなめらかであることは、本測定法の精度が、相対的に信頼できるものであることを示している。また、C/Eの絶対値は、体系前方を除き、約1.0であり、計算に使用された核データおよび計算手法の不確定さを考慮すれば、絶対的にも妥当な値が得られているものと考えられる。

なお、Fig. 5.8の点線は、自己遮蔽効果を考慮していない実験値を用いた場合のC/Eの値である。低エネルギー成分の多い前方へ行くほど、不一致が広がっているのがわかる。

6. ま と め

核融合炉ブランケット・ベンチマーク実験への適用を目的とし、リチウム・ガラス・シンチレータを用いた、トリチウム生成率分布の新しい測定法を開発した。本方法の特徴は以下の点である。

(1) 高感度である。

Li₂Oペレットを用いた液体シンチレータ法や、TLDの自己照射法は、数mAないし数10mAの電流で、数10時間ビームを照射する必要があるのに対し、本方法では、ビーム電流は数100 μ A以下で、測定時間も各位置で300～1000秒で十分であった。

(2) データ処理が簡便である。

本方法では、MCAに収束された測定データは、ただちに小型計算機に転送、処理され、結果が得られる。すなわち、データ処理はオン・ラインでおこなわれる。これに対し、ペレット法やTLD自己照射法では、測定素子の準備に時間がかかるうえ、測定後、様々な処理を要し、TPRを得るまでに数週間から数ヶ月の時間を要する。

本方法を、核融合炉ブランケット模擬体系内におけるトリチウム生成率分布の測定に応用し、中性子輸送計算の結果と比較検討した結果、本方法が、核融合炉中性子工学実験において、有効であることが示された。

本方法は、FNSで行なわれた、第1壁や中性子増倍材の効果を調べる実験に適用され、第1壁、中性子増倍材の厚さや配置を変えた様々な体系の中のトリチウム生成率分布の測定に利用された。今後、さらにいろいろな体系におけるトリチウム生成率分布の測定に大いに役立つものと期待される。

謝 辞

この研究を行なうにあたり、適切な助言をしてくださった核融合炉物理研究室の池田裕二郎氏、並びに、解析を実行してくださった福本亨、小迫和明氏に感謝いたします。また、実験に際し、FNSの運転をして頂いた炉物理施設管理室の草野譲一、沓掛忠三、田中滋の各氏に感謝いたします。

Fig. 5.5 に TPR の計算結果を, Fig. 5.8 (実線) に C/E (計算値/実験値) の値を示す。Fig. 5.8 から明らかなように, 体系前方を除き, C/E の値のばらつきは, 実験誤差の範囲に入っている。C/E の一致が, 直接, 測定法の精度を保障するものではないが, C/E の値の変化がなめらかであることは, 本測定法の精度が, 相対的に信頼できるものであることを示している。また, C/E の絶対値は, 体系前方を除き, 約 1.0 であり, 計算に使用された核データおよび計算手法の不確定さを考慮すれば, 絶対的にも妥当な値が得られているものと考えられる。

なお, Fig. 5.8 の点線は, 自己遮蔽効果を考慮していない実験値を用いた場合の C/E の値である。低エネルギー成分の多い前方へ行くほど, 不一致が広がっているのがわかる。

6. ま と め

核融合炉ブランケット・ベンチマーク実験への適用を目的とし, リチウム・ガラス・シンチレータを用いた, トリチウム生成率分布の新しい測定法を開発した。本方法の特徴は以下の点である。

(1) 高感度である。

Li_2O ペレットを用いた液体シンチレータ法や, TLD の自己照射法は, 数 mA ないし数 10 mA の電流で, 数 10 時間ビームを照射する必要があるのに対し, 本方法では, ビーム電流は数 $100 \mu\text{A}$ 以下で, 測定時間も各位置で 300 ~ 1000 秒で十分であった。

(2) データ処理が簡便である。

本方法では, MCA に収集された測定データは, ただちに小型計算機に転送, 処理され, 結果が得られる。すなわち, データ処理はオン・ラインでおこなわれる。これに対し, ペレット法や TLD 自己照射法では, 測定素子の準備に時間がかかるうえ, 測定後, 様々な処理を要し, TPR を得るまでに数週間から数ヶ月の時間を要する。

本方法を, 核融合炉ブランケット模擬体系内におけるトリチウム生成率分布の測定に応用し, 中性子輸送計算の結果と比較検討した結果, 本方法が, 核融合炉中性子工学実験において, 有効であることが示された。

本方法は, FNS で行なわれた, 第 1 壁や中性子増倍材の効果を調べる実験に適用され, 第 1 壁, 中性子増倍材の厚さや配置を変えた様々な体系の中のトリチウム生成率分布の測定に利用された。今後, さらにいろいろな体系におけるトリチウム生成率分布の測定に大いに役立つものと期待される。

謝 辞

この研究を行なうにあたり, 適切な助言をしてくださった核融合炉物理研究室の池田裕二郎氏, 並びに, 解析を実行してくださった福本亨, 小迫和明氏に感謝いたします。また, 実験に際し, FNS の運転をして頂いた炉物理施設管理室の草野譲一, 沓掛忠三, 田中滋の各氏に感謝いたします。

References

- 1) 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) ; UCRL-TRANS-11196 (1979)
- 2) Maekawa H., Tsuda K., Iguchi T., Ikeda Y., Oyama Y., Fukumoto T., Seki Y. and Nakamura T. : "Measurements of Tritium Production -Rate Distribution in Simulated Blanket Assemblies at the FNS", JAERI-M 83-196 (1983) ; NEACRP-L-268 (1983)
- 3) Bretscher M. M. : Proceeding of 10th Symposium on Fusion Engineering (1983)
- 4) Benjamin P. W. : AWRE NR/A-2162 (1962)
- 5) 山口 誠哉、 大山 幸夫、 福本 亨、 前川 洋、 中村 知夫
日本原子力学会 秋の分科会 E7 (1983)
- 6) Yamaguchi S., Oyama Y., Makamura T. and Maekawa H. : "Reactor Engineering Department Annual Report", JAERI-M 84-138 (1984) 85
- 7) Joneja O. P., Hecker R. and Mohsin A. : Nucl. Instr. Meth., 193 (1982) 563
- 8) Shibata K. : "Evaluation of Neutron Nuclear Data of ${}^6\text{Li}$ for JENDL-3", JAERI-M 84-198 (1984)
- 9) Spowart A. R. : Nucl. Instr. Meth. 75 (1969) 35
- 10) Moxon M. C., Downes J. D. and Endacott D. A. J. : AERE-R 8409 (1976)
- 11) Poenitz W. P. : Z. Physik 268 (1974) 359
- 12) 藤村 統一郎、 西田 雄彦、 浅井 清(編) : 「JSSL (原研版・科学用サブルーチン・ライブラリ) マニュアル (第2版)」 JAERI-M 8479 (1979)
- 13) Konno C. private communication
- 14) Spowart A. R. : Nucl. Instr. Meth., 135 (1976) 441
- 15) Nakamura T., Maekawa H., Ikeda Y., Oyama Y., Yamaguchi S., Tsuda K., Fukumoto T. and G. J. DiIorio : "Reactor Engineering Department Annual Report", JAERI-M 84-138 (1984) 105
- 16) Maekawa H., Ikeda Y., Oyama Y., Yamaguchi S. and Nakamura T. : "Neutron Yield Monitors for the Fusion Neutronics Source (FNS)", JAERI-M 83-219 (1983)
- 17) Yamaguchi S., Oyama Y. and Maekawa H. "Calculation of Anisotropy Correction Factor for the Determination of D-T Neutron Yield by Associated α -particle Method", JAERI-M 84-109 (1984)
- 18) Rhoades W. A. : "DOT3.5, Two Dimensional Discrete Ordinates Radiation Transport Code", CCC-276 (1975)

- 19) Seki Y., Kawasaki H., Maekawa H., Oyama Y., Ikeda Y. and Nakamura T. : "Calculation of Absolute Fission-Rate Distributions Measured in Graphite-Reflected Lithium Oxide Blanket Assembly", JAERI-M 83-061(1983)
- 20) Mori T. private communication

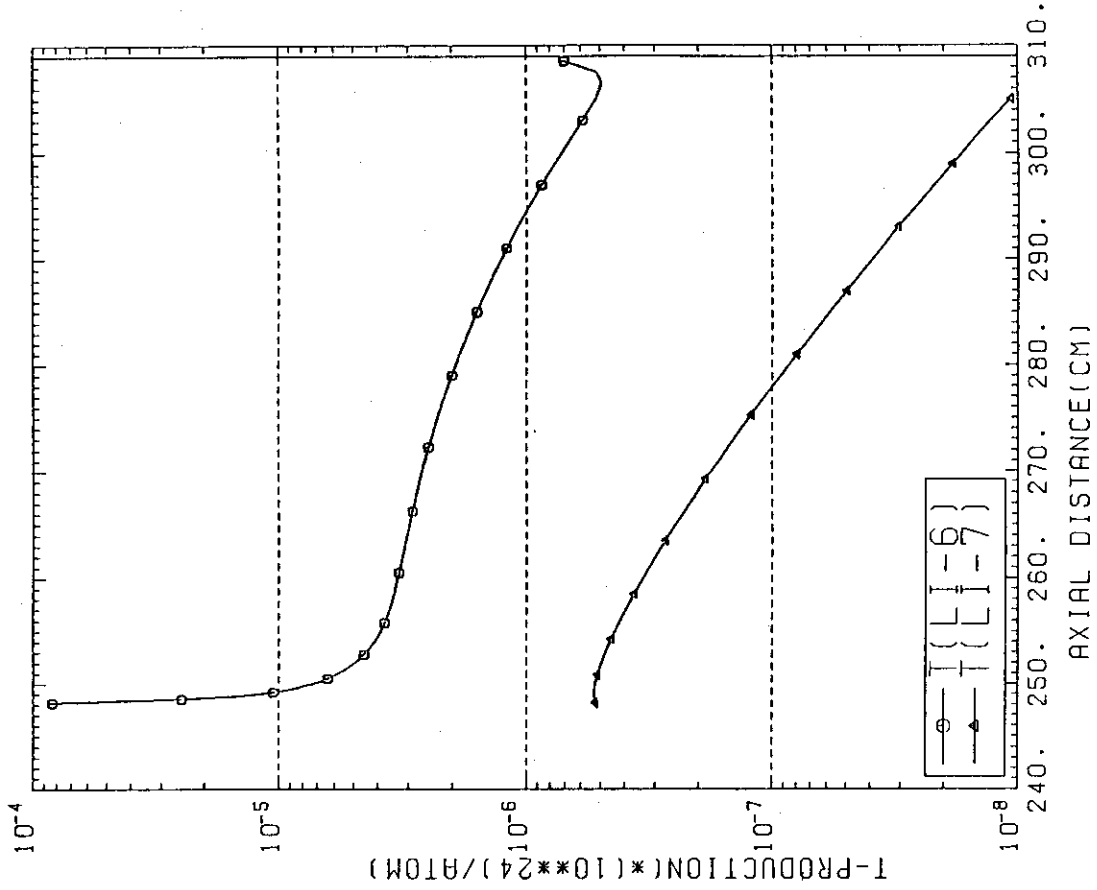
Table 3.1 Chemical composition and nuclide densities of Li-glass scintillators

density [g/cm ³]	NE908 (⁶ Li glass scintillator)		NE906 (⁷ Li glass scintillator)	
	chemical composition [%]	nuclide density [atom/cm ³]	chemical composition [%]	nuclide density [atom/cm ³]
2.40	7.5	1.80 × 10 ²²	7.2	1.50 × 10 ²²
	7.1(95)	1.71 × 10 ²²	0.0007	1.70 × 10 ¹⁸
	0.4	7.74 × 10 ²²	7.2(>99.99)	1.50 × 10 ²²
	52.0	52.0 × 10 ²²	52.0	4.74 × 10 ²²
	36.2	1.86 × 10 ²²	36.2	1.88 × 10 ²²
	4.35	4.50 × 10 ²⁰	4.35	4.54 × 10 ²⁰

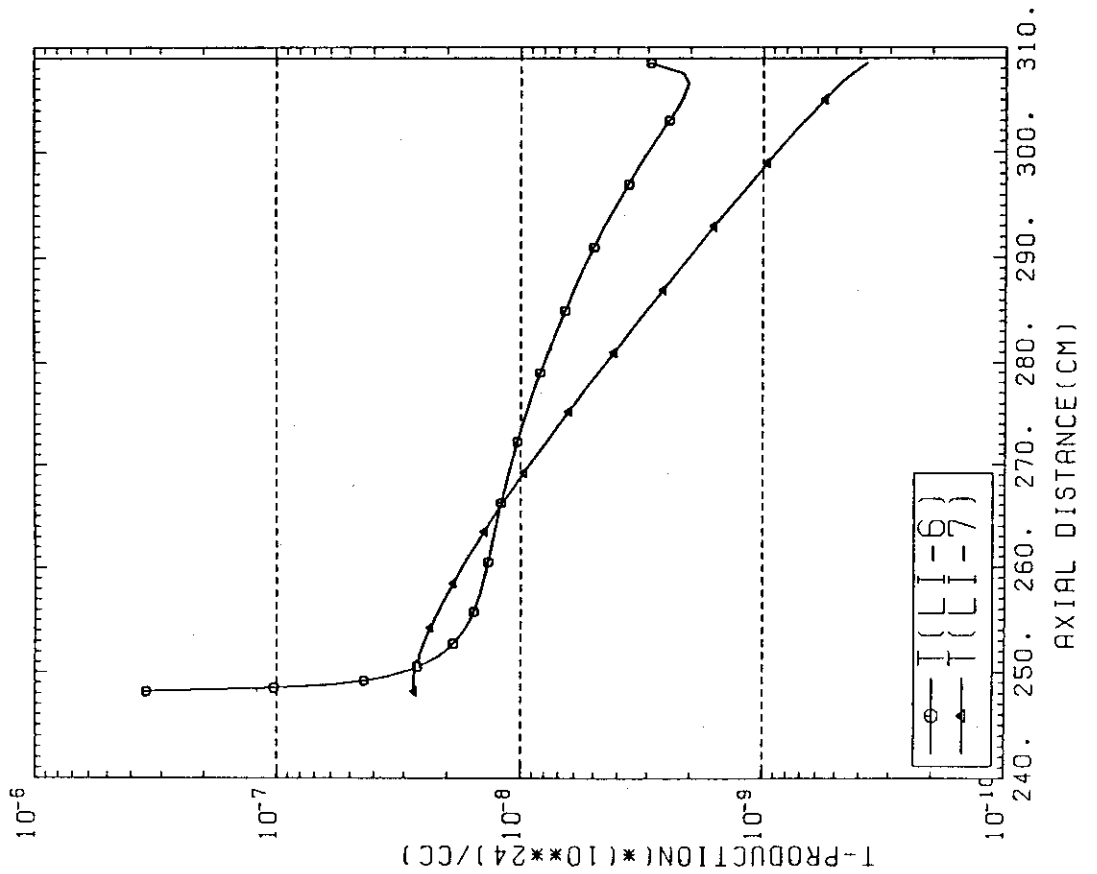
() --- enrichment of the isotope

Table 5.1 Error analysis for the TPR measurement by Li glass scintillators

item	systematic	random
Count	-----	± 1 %
⁶ Li Atom Number	± 1.6 %	-----
Escape of α, t	< - 2.0 %	-----
Void Effect	~ - 1 %	-----
Self-Shielding	1.0 ~ 10 %	-----
Neutron Yield	± 1.9 %	± 0.4 %



(b)



(a)

Fig. 1.1 Calculated tritium production rate distribution in Li₂O assembly

(a) per unit volume, (b) per Lithium atom

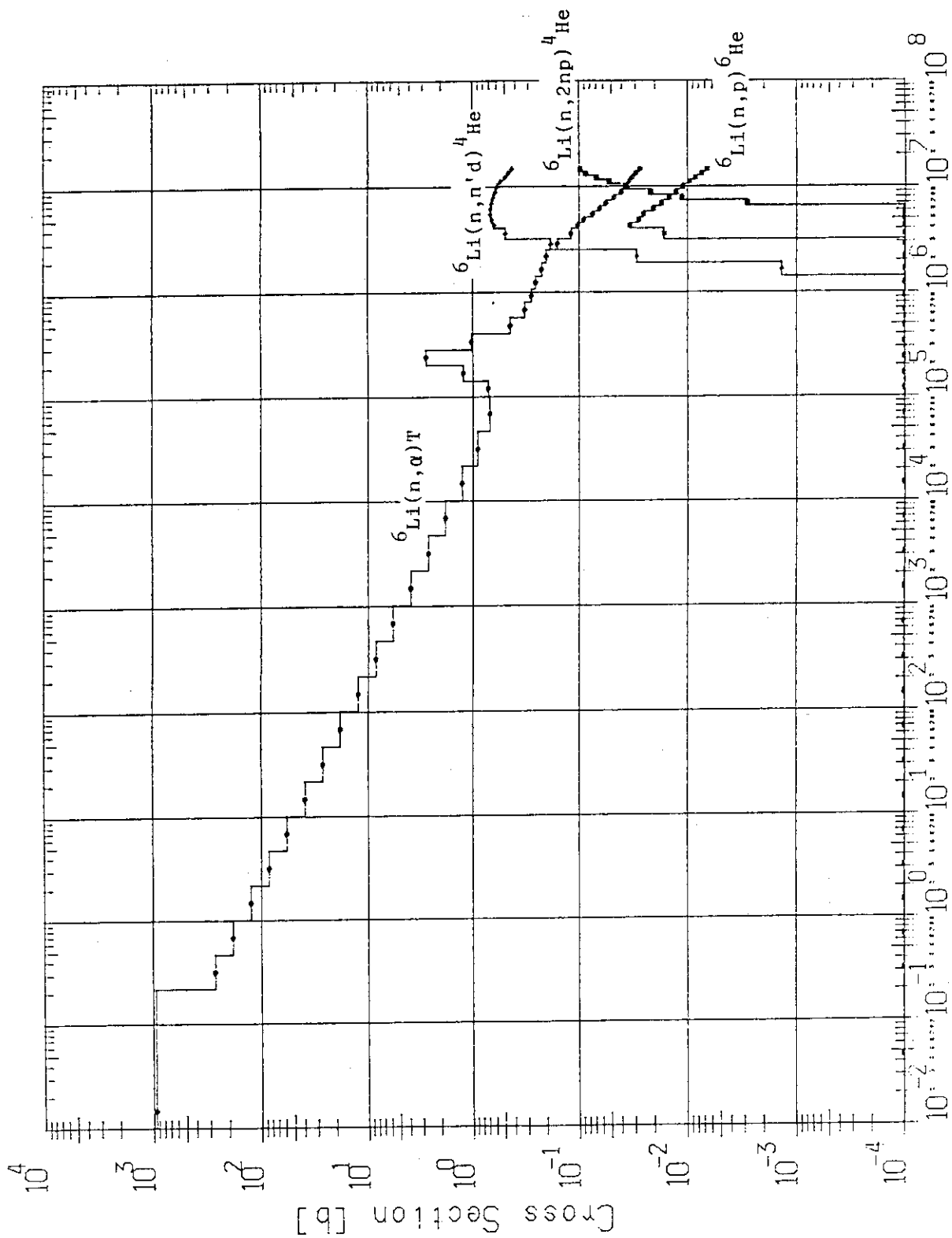


Fig. 2.1 Charged particle production cross section of ${}^6\text{Li}$

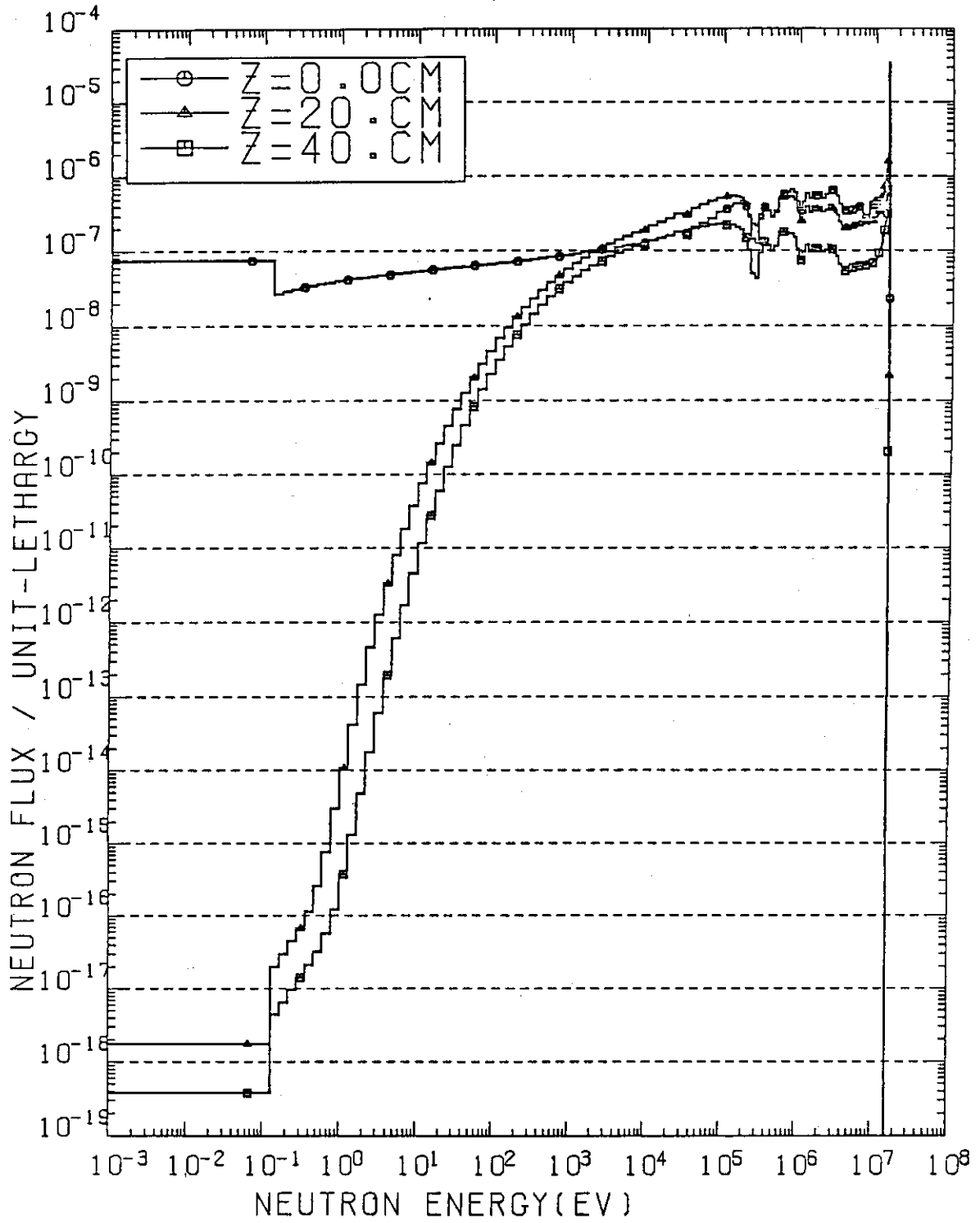


Fig. 2.2 Calculated neutron spectra at three locations of Li_2O assembly

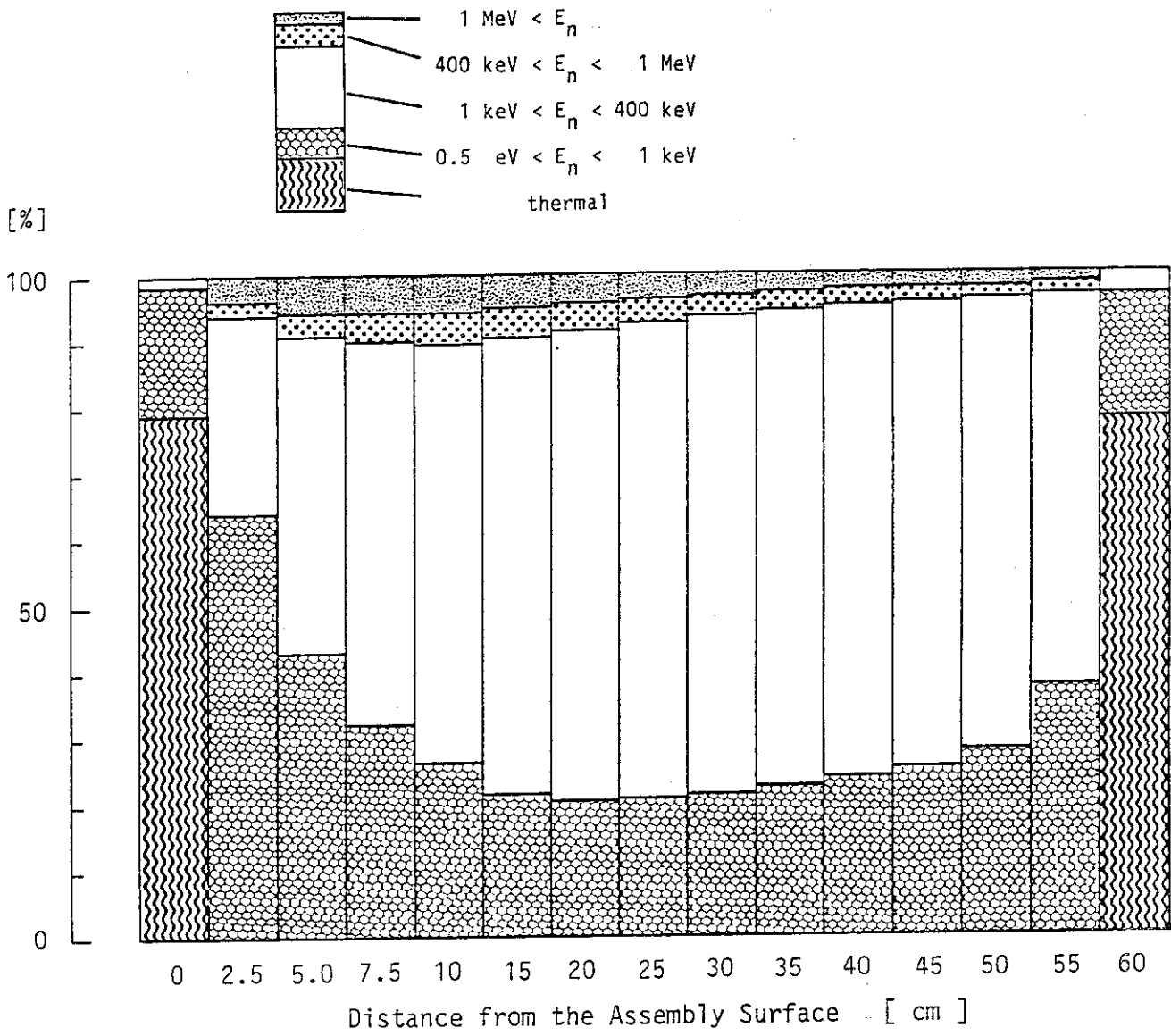


Fig. 2.3 Energy-regionwise reaction rate in Li_2O assembly

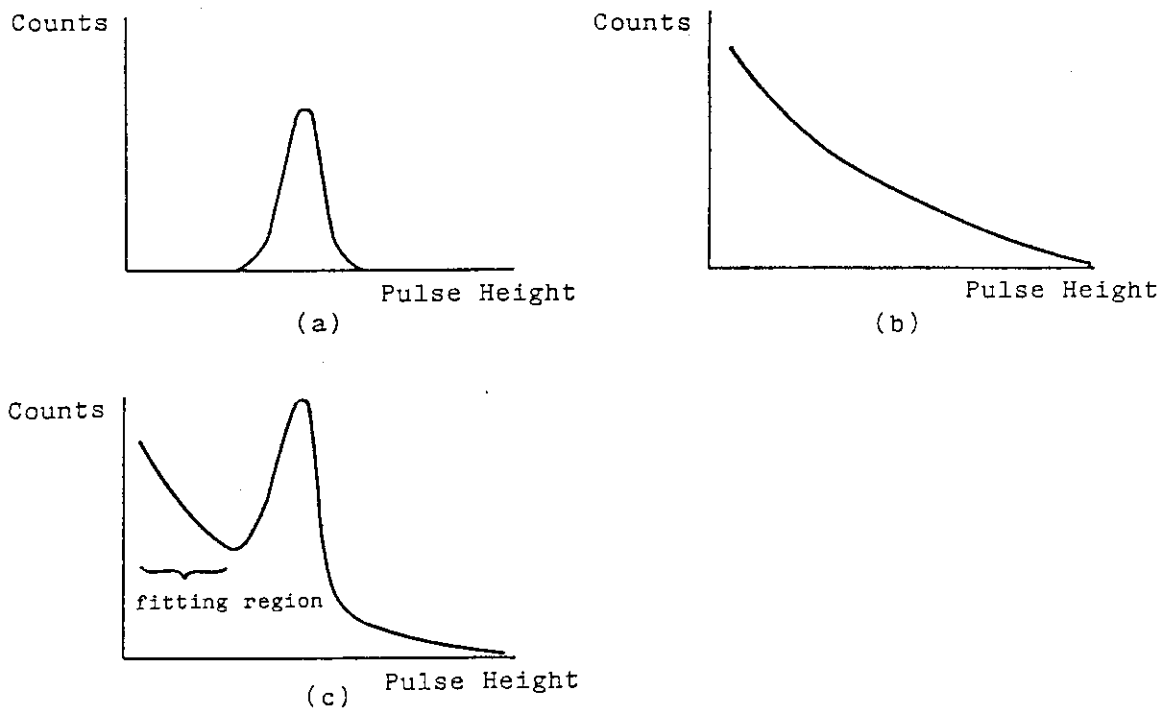


Fig. 2.4 Pulse height distribution of Li-glass scintillator for (a) neutron, (b) γ -ray and (c) mixture of neutron and γ -ray

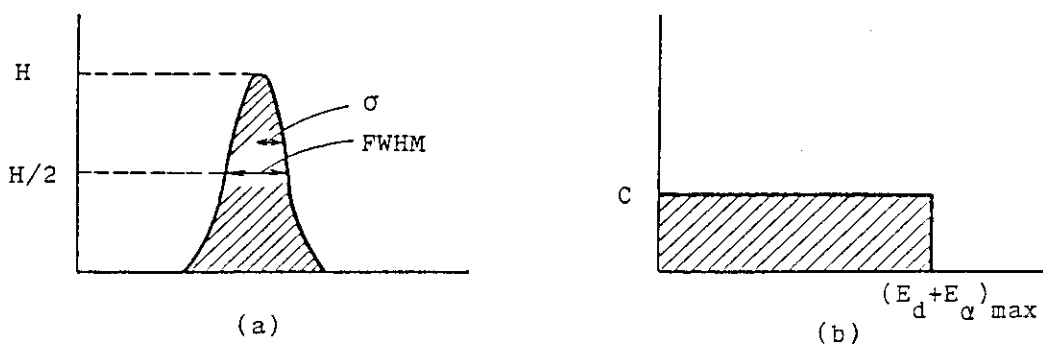


Fig. 2.5 Pulse height distribution for (a) ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ reaction, (b) ${}^6\text{Li}(n,n'\text{d})\alpha$ reaction

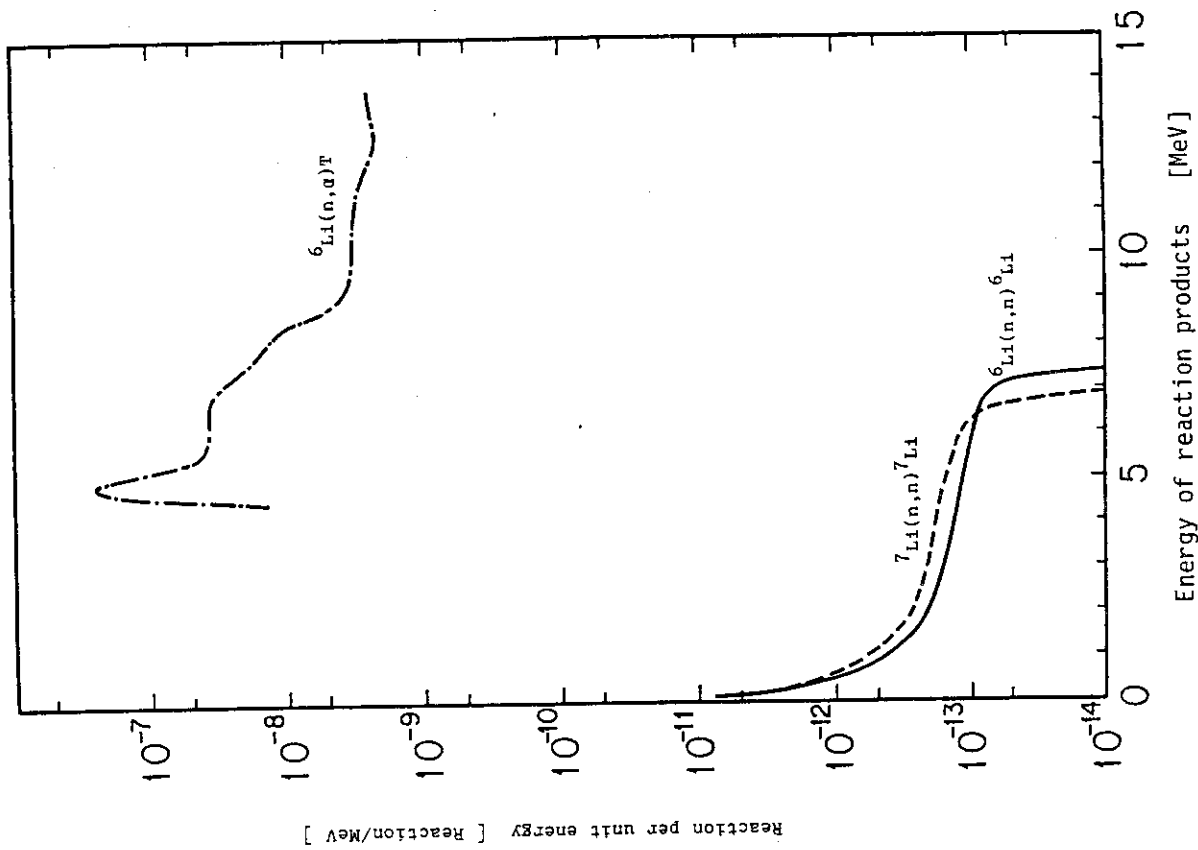


Fig. 2.7 Contribution of elastic scattering of ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$

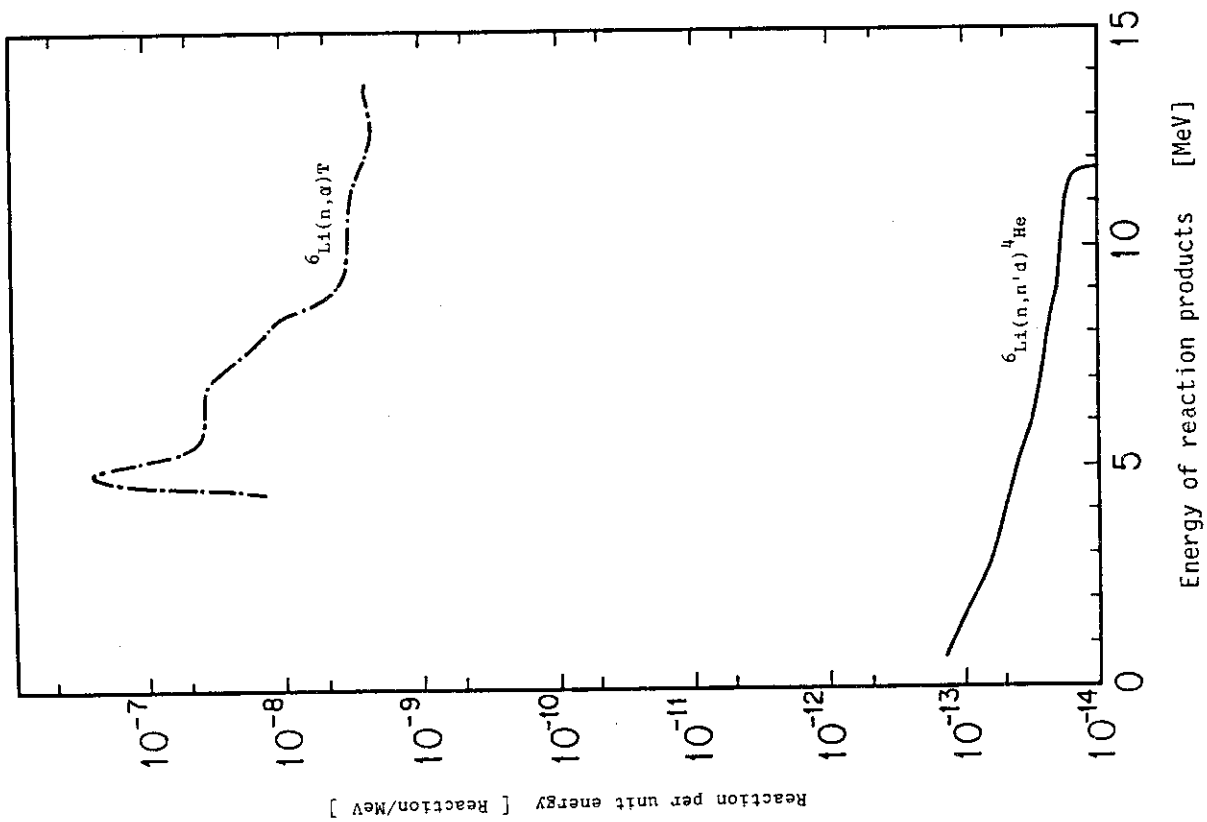


Fig. 2.6 Contribution of ${}^6\text{Li}(n,n'd){}^4\text{He}$ reaction

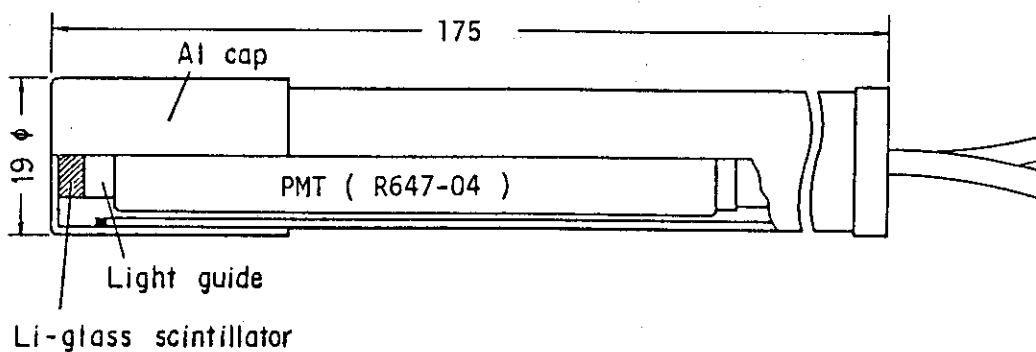
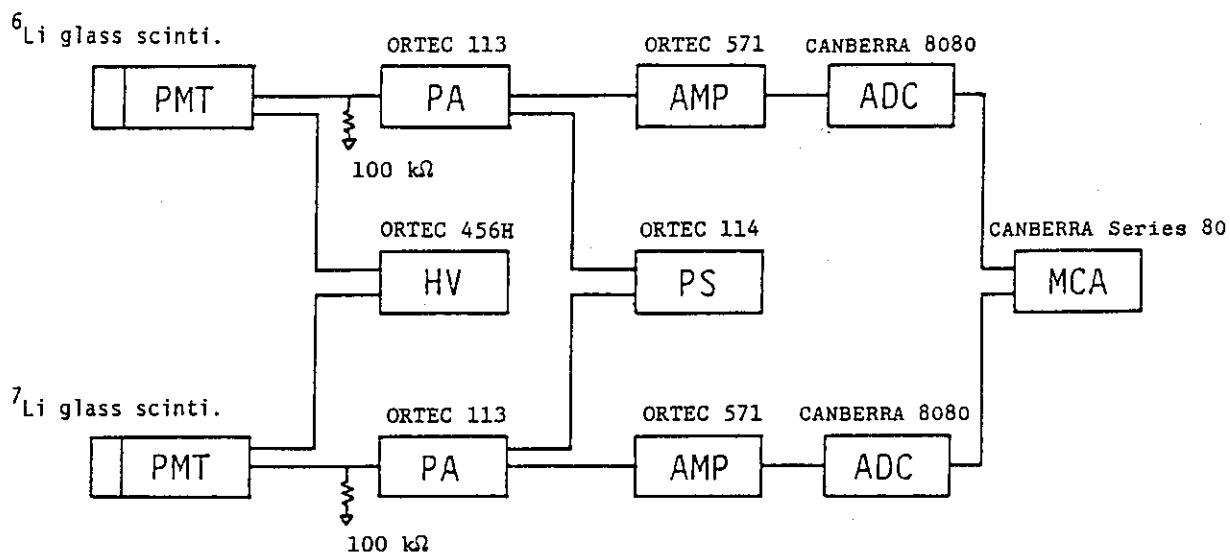


Fig. 3.1 Sectional view of Li-glass scintillation detector assembly



- PMT : Photo-Multiplier Tube
- PA : Pre Amplifier
- PS : Power Supply for Pre Amplifier
- HV : High Voltage Power Supply
- LA : Linear Amplifier
- ADC : Analogue to Digital Converter
- MCA : Multi Channel Analyzer

Fig. 3.2 Schematic diagram of electronic circuits

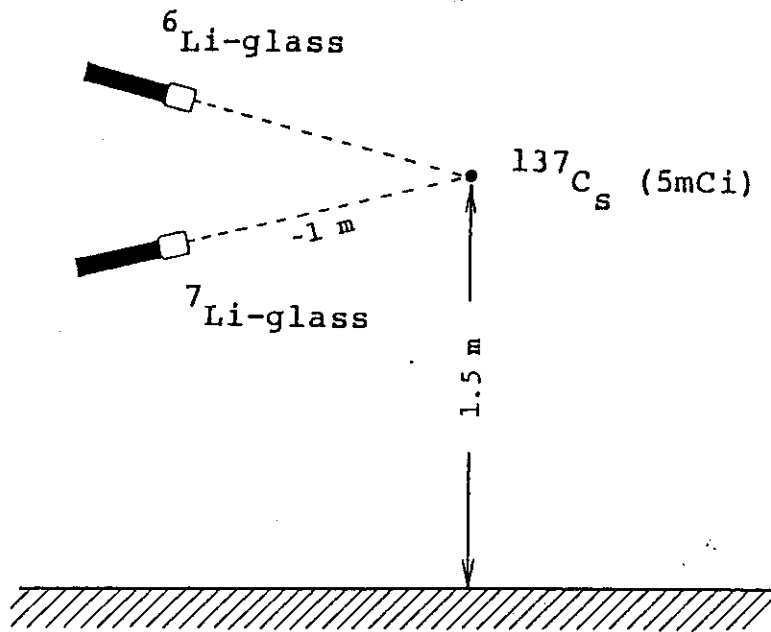


Fig. 3.3 Measurement of γ -efficiency ratio of ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ glass scintillators

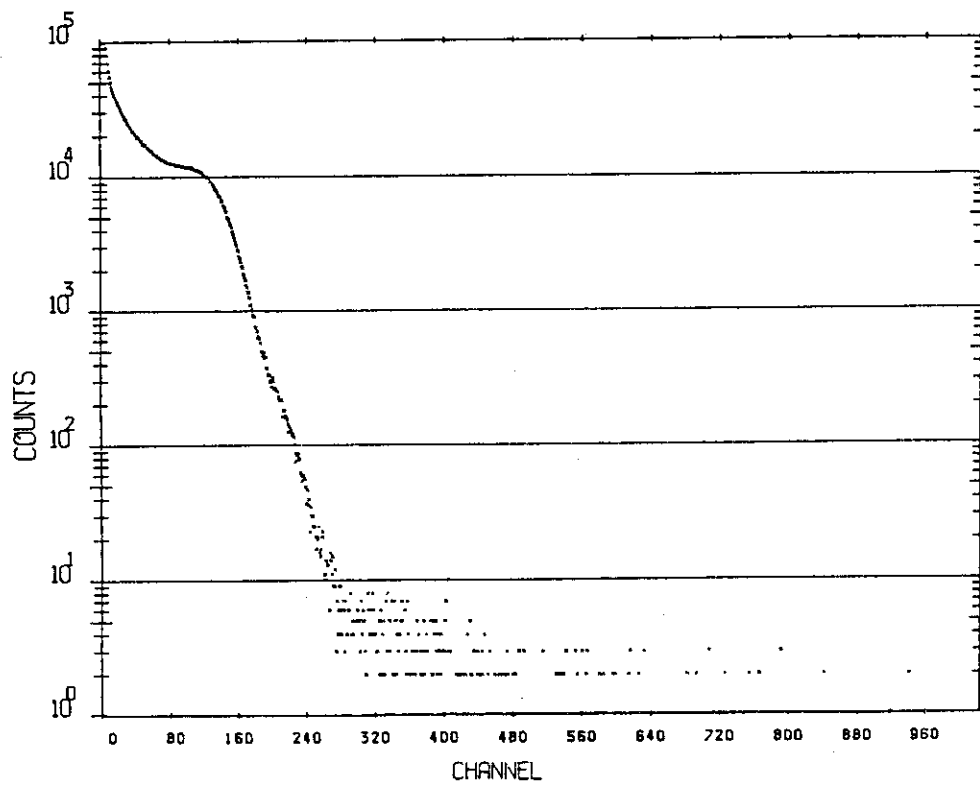
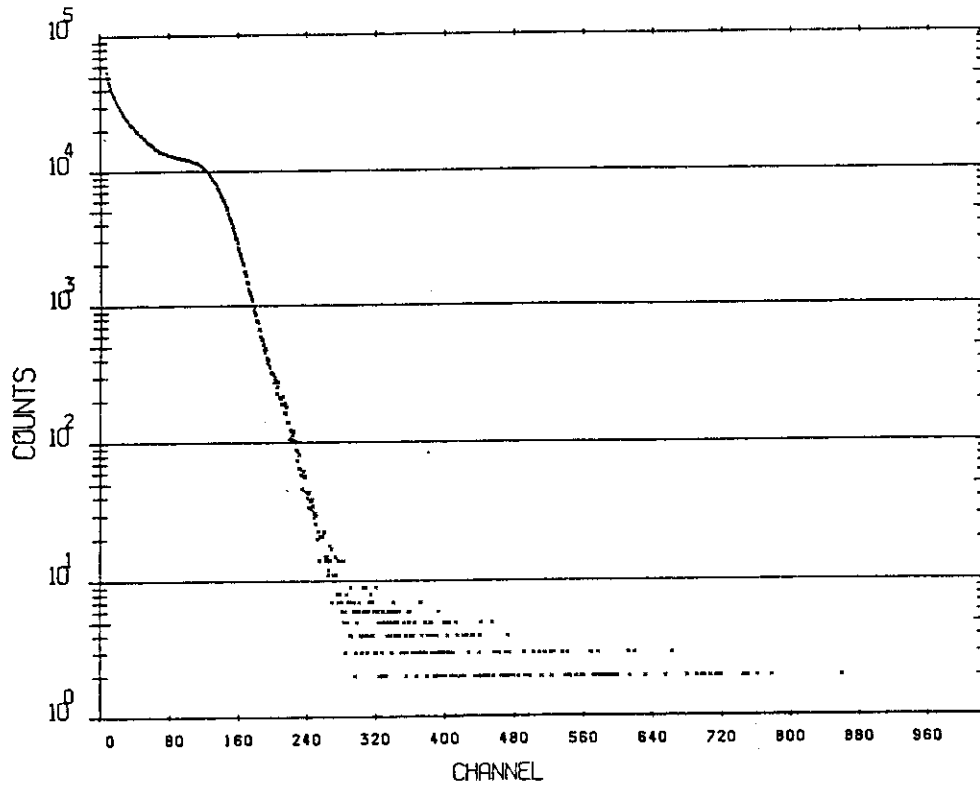


Fig. 3.4 Pulse-height spectra for ${}^{137}\text{Cs}$ with Li-glass scintillator (Li-GS), (a) ${}^6\text{Li-GS}$ (b) ${}^7\text{Li-GS}$.

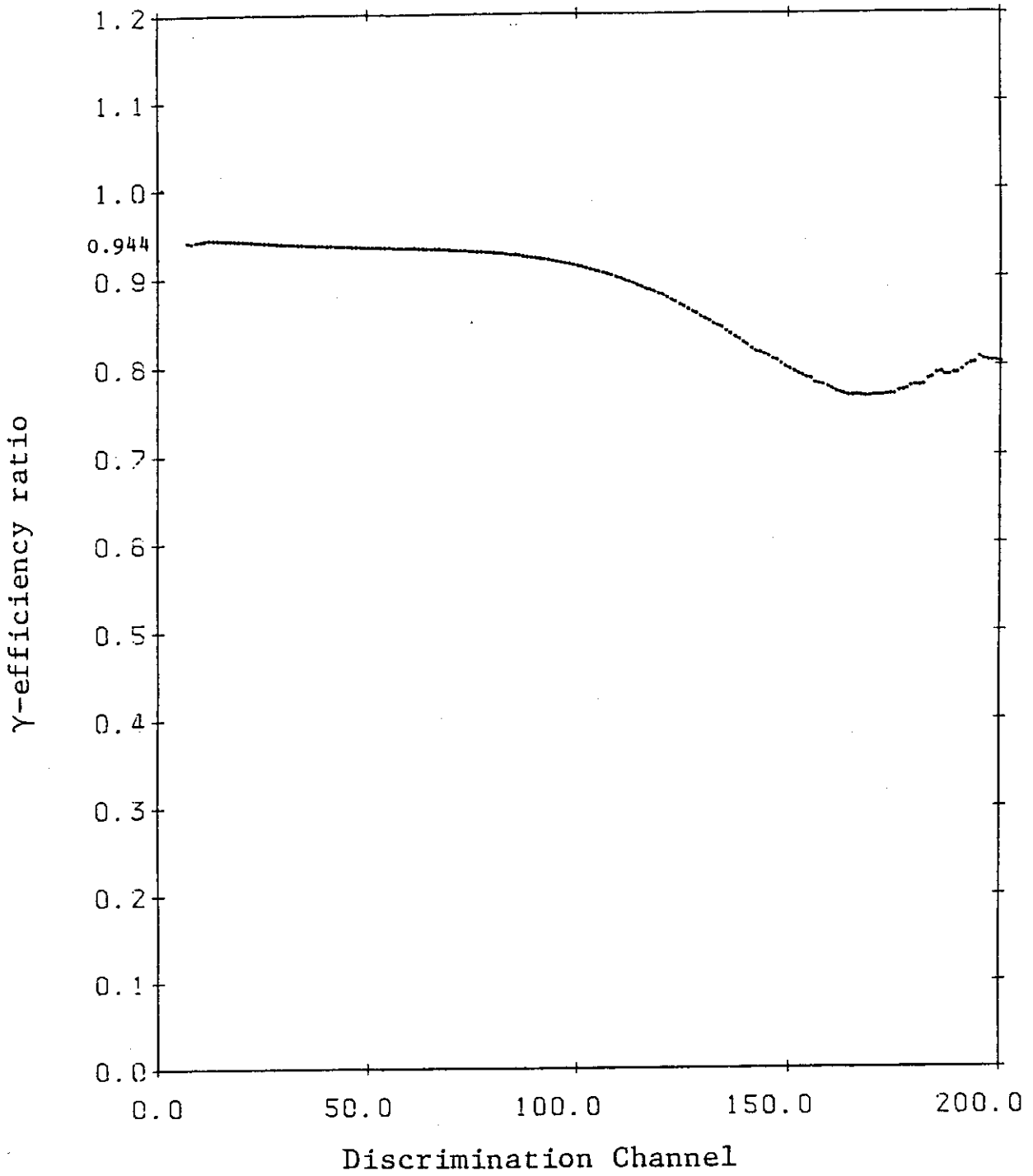


Fig. 3.5 γ -efficiency ratio of ^6Li , ^7Li glass scintillators

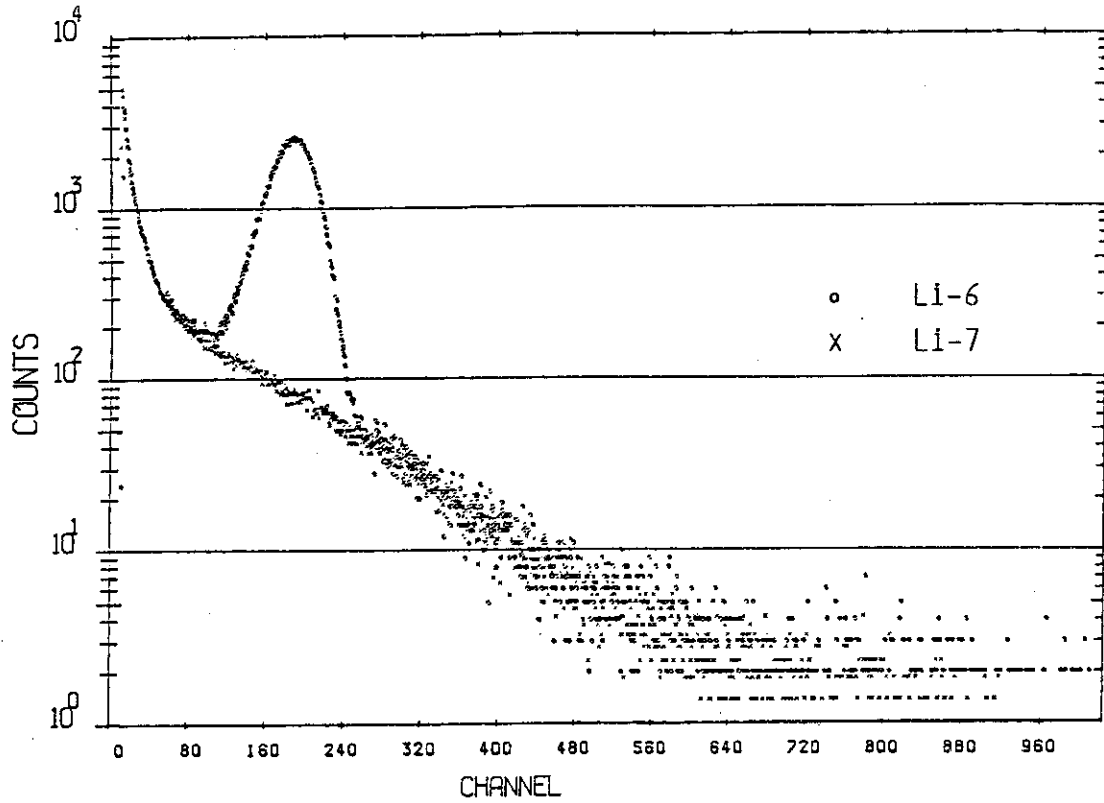


Fig. 3.6 Typical pulse height spectra of Li-glass scintillators, the pulse height spectrum of ⁷Li-glass scintillator is adjusted to the scale of ⁶Li-glass scintillator spectrum.

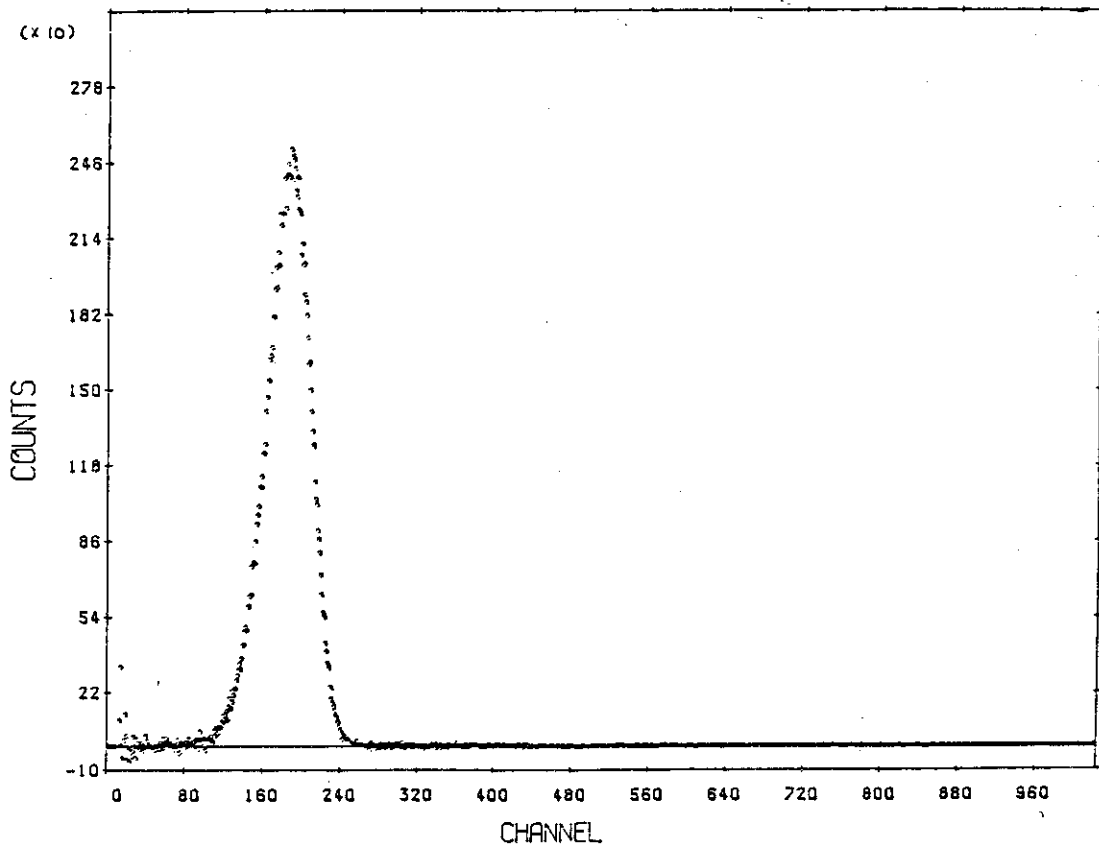
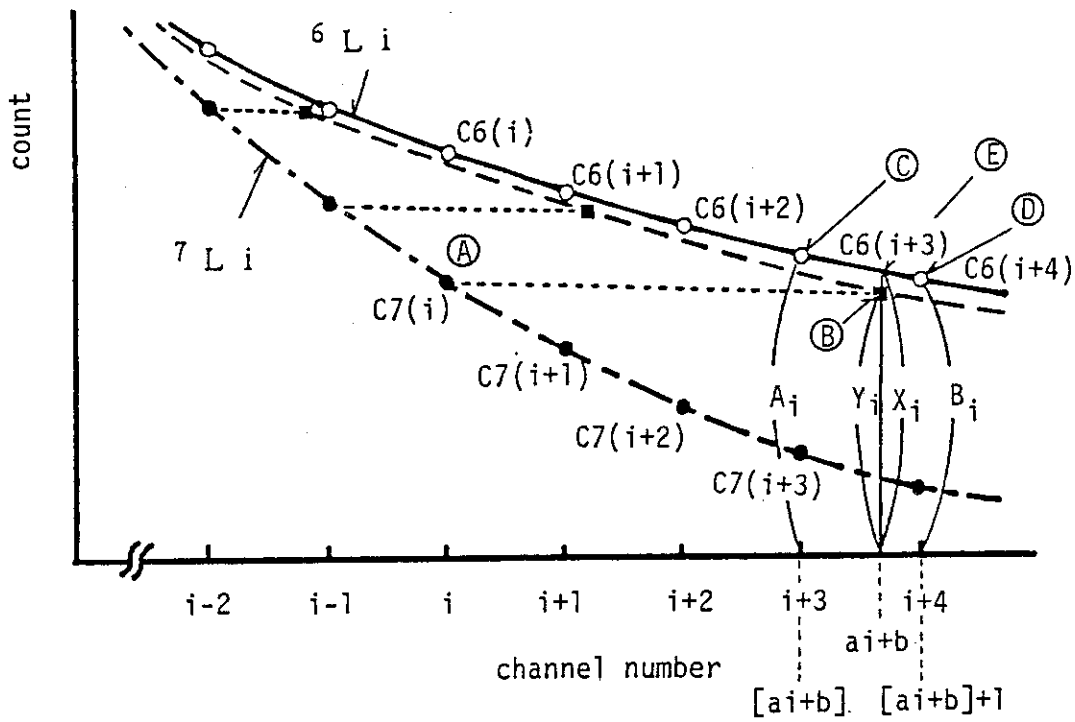


Fig. 3.7 Typical subtracted spectrum, this example is made from the spectra in Fig. 2.9



$C6(i)$: count of ${}^6\text{Li}$ -glass scintillator

$C7(i)$: count of ${}^7\text{Li}$ -glass scintillator

[] : Gauss's symbol

Fig. 3.8 Coordinate transformation of pulse height spectrum

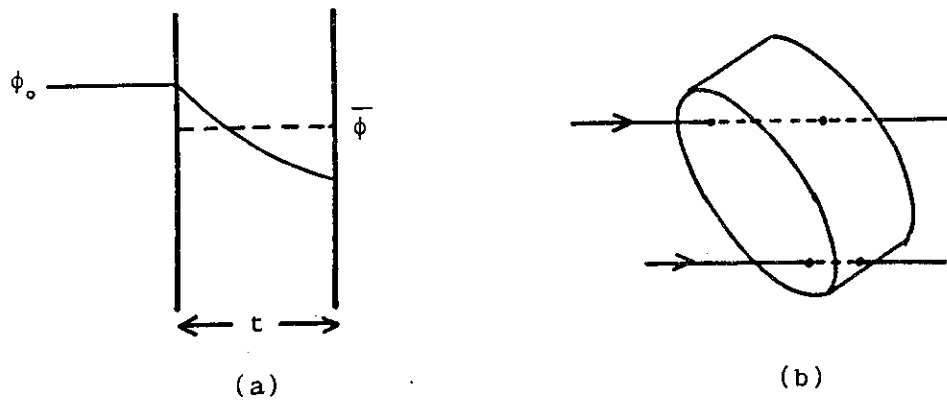


Fig. 4.1 Self shielding effect of a disk of finite radius

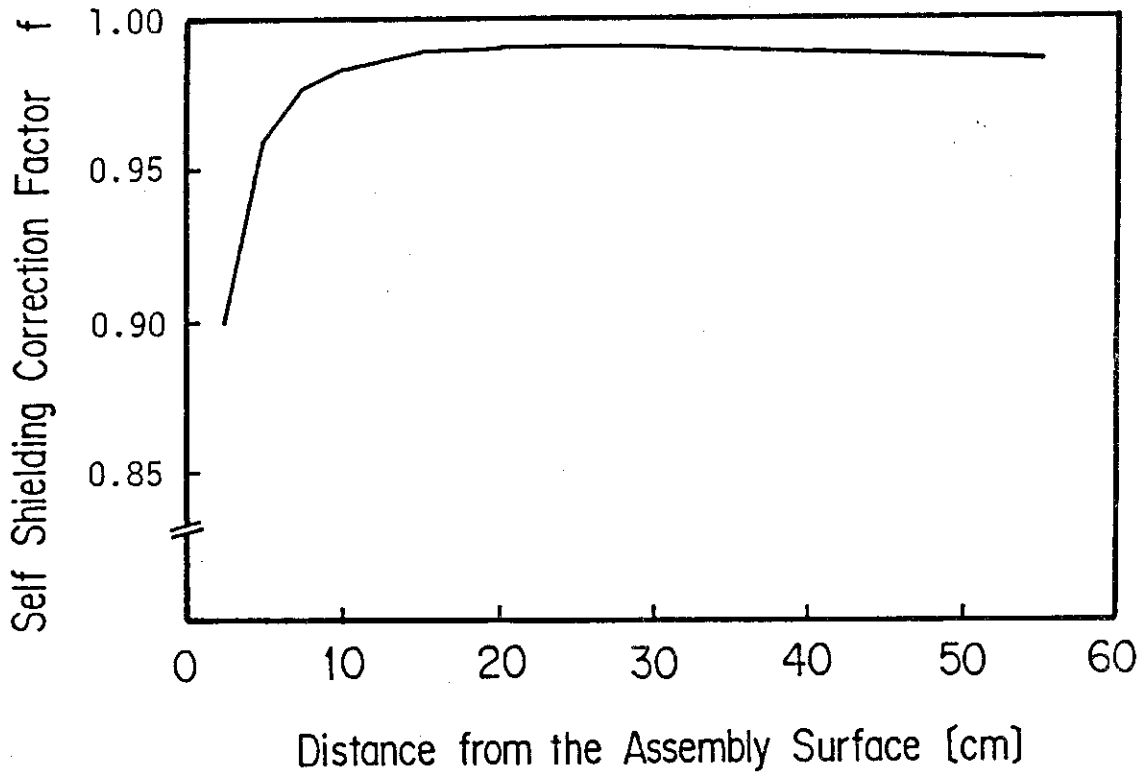


Fig. 4.2 Self shielding correction factor in Li_2O assembly

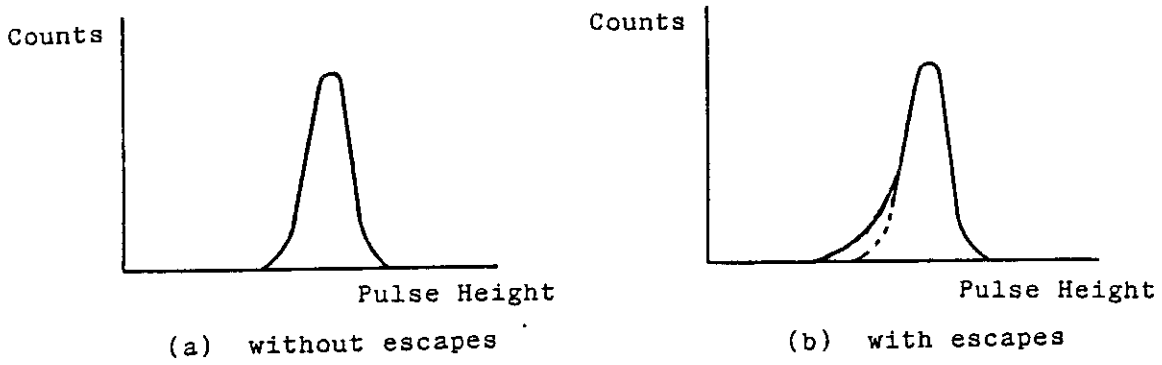


Fig. 4.3 Pulse height distribution of Li-glass scintillator with and without escapes of α -particle and triton

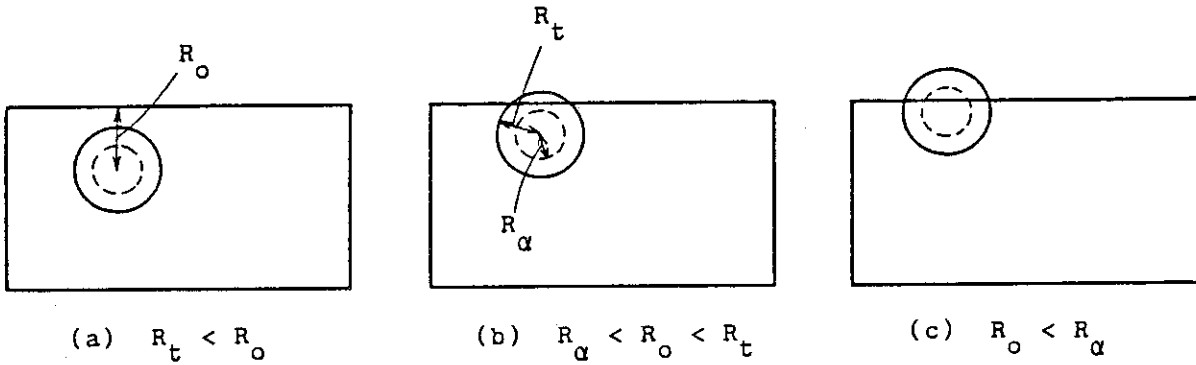


Fig. 4.4 Relation between the range of charged particle and the distance between the scintillator's surface and position of reaction

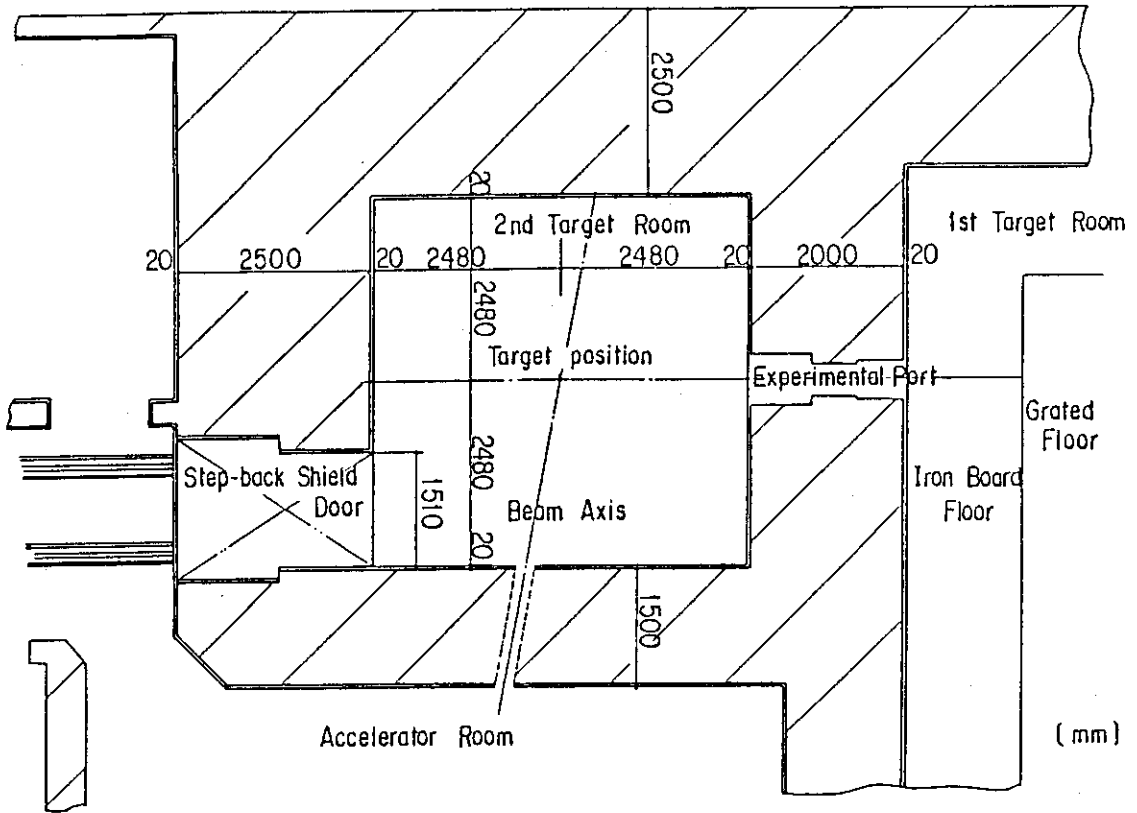


Fig. 5.1 Floor plan of FNS 2nd target room

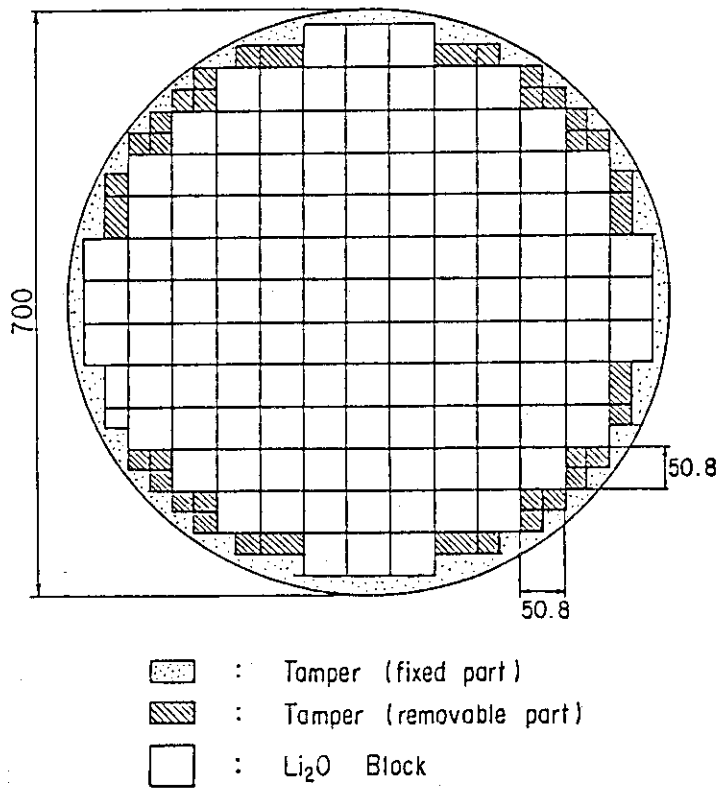


Fig. 5.2 Loading pattern for the experimental port

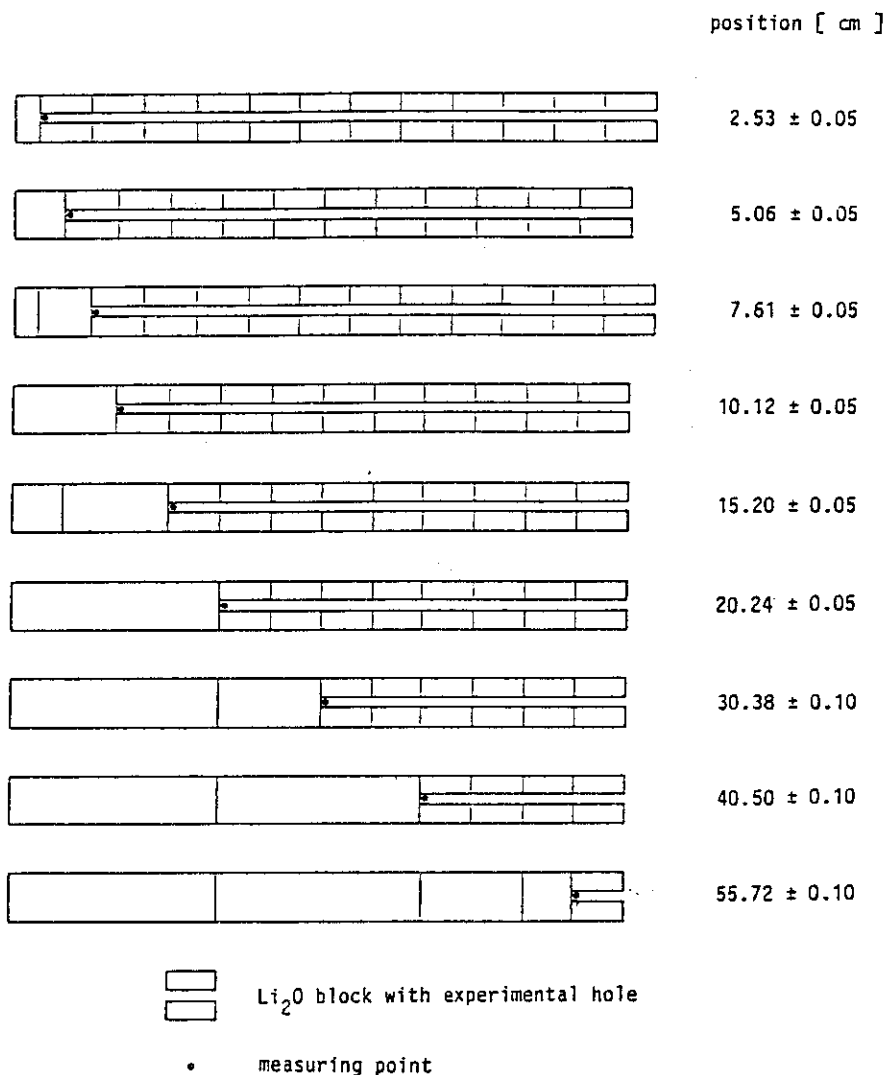


Fig. 5.3 Measuring points of TPR

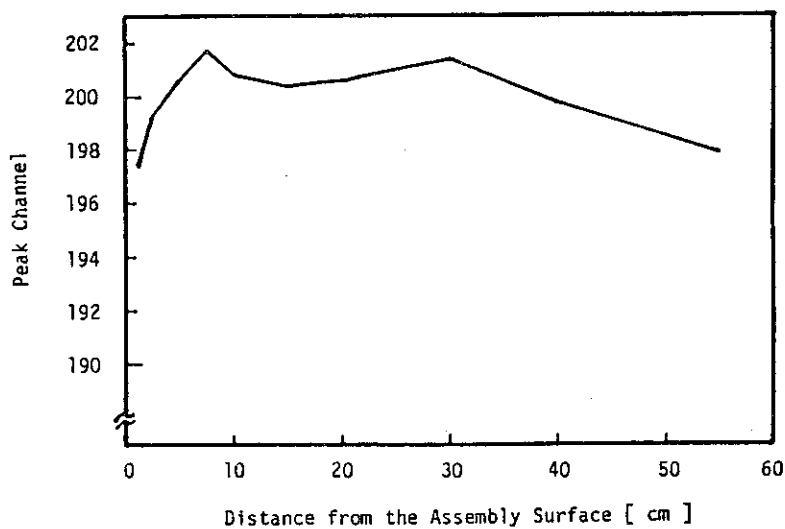


Fig. 5.4 Change of pulse height channel number at peak

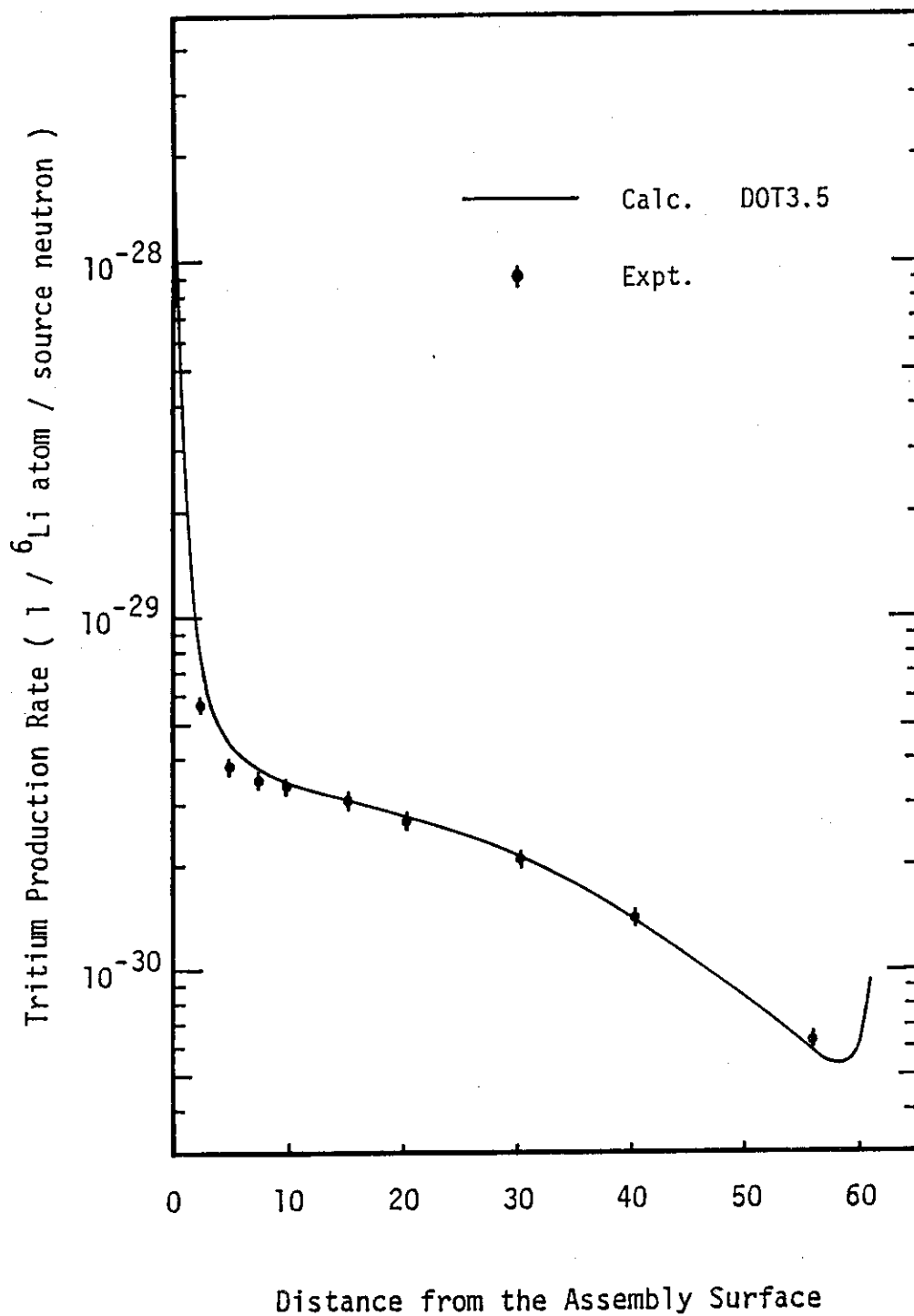


Fig. 5.5 Measured and calculated TPR distribution in Li₂O assembly

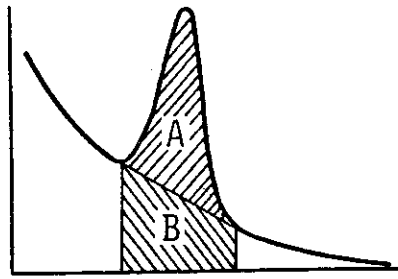


Fig. 5.6 Signal to noise ratio of pulse height distribution of Li-glass scintillators

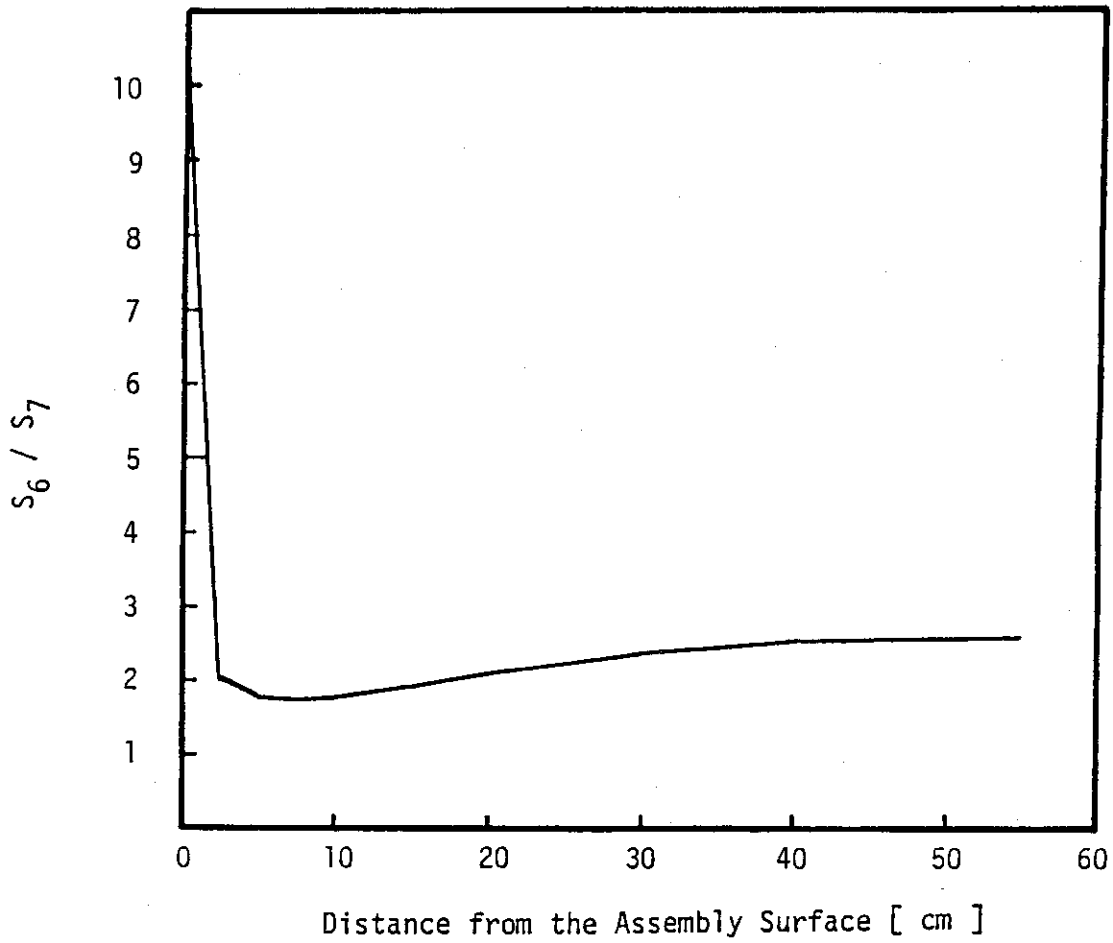


Fig. 5.7 Change of signal to noise ratio

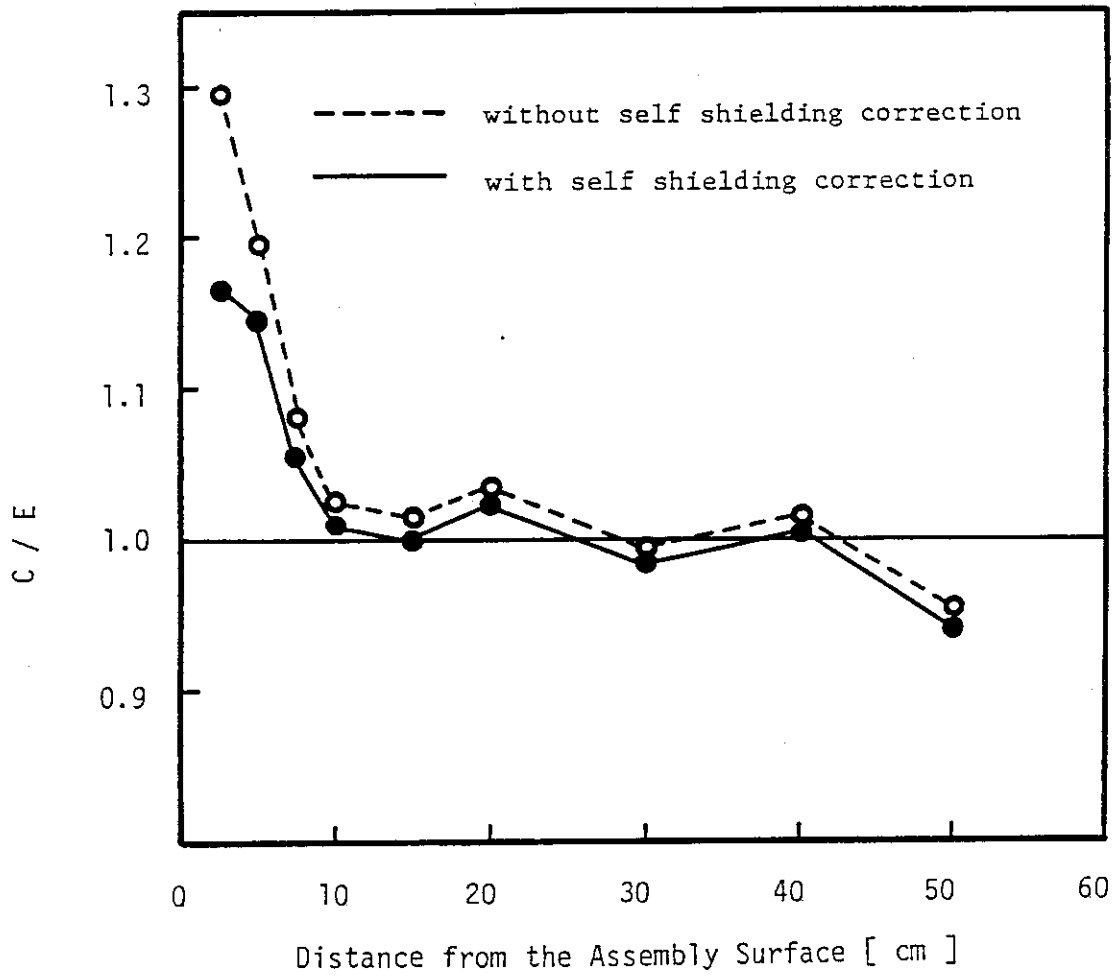


Fig. 5.8 C/E of TPR in Li_2O assembly

付録 データ処理プログラムLGTPRの入・出力形式

このプログラムは、波高分布のデータを読み込み、座標変換、フィッティング、差引きを行ない、トリチウム生成率の絶対値〔/全中性子発生数/ ${}^6\text{Li}$ 原子数〕を算出する。

(1) 入力形式

file	Card	Name	Format	Column	Meaning
1	1	IALP6	I 10	1~10	α モニタの計数(${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータ測定時)
		IALP7	I 10	11~20	α モニタの計数(${}^7\text{Li}$ ガラス・シンチレータ測定時)
2	1~171	(C6(I), I=1, 1023)	6 E 12. 5	——	${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータの波高分布
3	1~171	(C7(I), I=1, 1023)	6 E 12. 5	——	${}^7\text{Li}$ " "
4	1	IAB	I 5	1~5	$\neq 1$ のとき、最小二乗フィッティング せずに $a=1.0$, $b=0.0$ として差引く $= 1$ のとき、最小二乗フィッティングを行なう
		IGRAPH	I 5	6~10	$= 0$ のとき、図形出力しない $\neq 0$ のとき、図形出力する
		ILC0	I 5	11~15	初期フィッティング領域の下限
		IRC0	I 5	16~20	" 上限
		A1	F 8. 3	21~28	a の値の下限 (通常 0.8)
		A2	F 8. 3	29~36	Δa
		B1	F 8. 3	37~44	b の値の上限 (通常 3.0)
		B2	F 8. 3	45~52	Δb
2		ATOMN	1 PE 12. 4	1~12	${}^6\text{Li}$ ガラス・シンチレータ中の ${}^6\text{Li}$ 原子数
		CONVERT	1 PE 12. 4	13~24	α モニタの計数から全中性子発生数 への変換係数
		FACTOR	1 PE 12. 4	25~36	α モニタの計数の補正係数
		GER	F 6. 3	37~42	γ 線検出効率比

(2) 出力形式

出力は、次のものをプリントする。

- 1) 入力データ
- 2) 最終フィッティング領域の下限, 上限
- 3) ピーク・チャンネル, FWHM

4) トリチウム生成率〔/全中性子発生数/⁶Li原子数〕

5) 差し引かれたスペクトルの図形

Fig. A. 1 に出力の例を示す。なお、使用した計算機は、VAX 11/780 である。

```

LSF.LOG;1                23-MAR-1985 20:15                PAGE 1
$RJE:==SUBMIT DRA0:(SYSMGR)RJESU3/QUE=FACOM/PAR=
$RJE:==SUBMIT SYS3SYSROOT:(SYSMGR)RJESU3/QUE=FACOM/PAR=
$ASS/USER      CALP000.DAT FOR001
$ASS/USER      CL16000.DAT FOR002
$ASS/USER      CL17000.DAT FOR003
$ASS/USER      LSF.DAT FOR004
$RUN LSF

INITIAL FITTING REGION = [20,120]  A = 0.900 - 1.100 (0.01)  ATOM NUMBER OF LI-6 = 3.970E+21
ALP5 = 148443                      B = -3.000 - 3.000 (0.05)  CONVERSION FACTOR F = 1.807E+07
ALP7 = 148443                      GAMMA EFFICIENCY RATIO = 0.944  CONVERSION FACTOR K = 1.010E+00

FITTING REGION = [20,109]
A = 1.02  B = -0.80
PK = 169.3 [CH]  SIGMA = 16.1 [CH]
TRITIUM PRODUCTION RATE = 1.487E-29 [/ATOM/SOURCE NEUTRON]
    
```

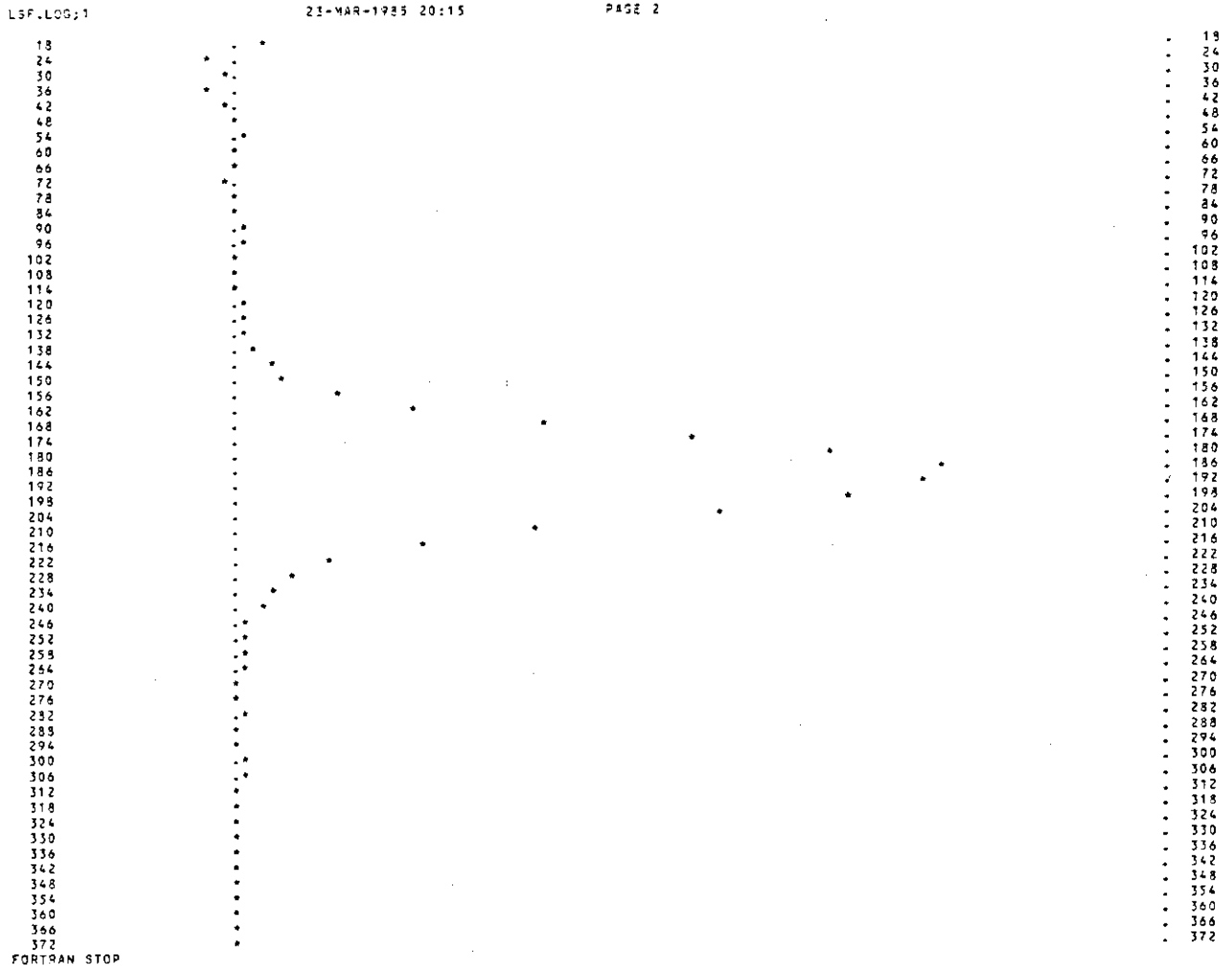


Fig. A.1 Output example of data processing program LGTPR