

JNC TJ 4400 2002-002

環境中性子の測定技術に関する研究

(中性子測定技術の開発)

(核燃料サイクル開発機構 契約業務報告書)

2002年3月

(財)若狭湾エネルギー研究センター

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせ下さい。

〒 319-1184 茨城県那珂郡東海村村松 4 番地 49

核燃料サイクル開発機構

Inquires about copyright and reproduction should be addressed to:

Technical Cooperation Section,

Technology Management Division,

Japan Nuclear Cycle Development Institute

4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1184, Japan

©核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute) 2001

環境中性子の測定技術に関する研究¹

(中性子測定技術の開発)

久米 恭²

要旨

現在、放射線利用は原子力分野をはじめ幅広い産業分野での応用が進んでいる。放射線測定技術の開発はそれらの分野において一定の波及効果が見込める課題である。また、基礎科学分野においても放射線測定技術開発の重要性が増しており、産業分野と基礎科学分野が技術交流を深めることにより一層の進歩が見込める課題でもある。

本研究では、検出技術の困難さから開発余地の大きく残る中性子測定技術の開発を行った。特に、熱中性子と速中性子を同一システムで検出できる技術の開発を主要な目標とした。その結果、熱中性子測定に最適化した測定条件においては熱中性子線束を同定することが可能となった。また、同一システムの測定条件を速中性子測定に最適化し直すことで速中性子の測定も可能であることを示した。このシステムにより熱・速中性子の同時測定は可能であるが、測定条件のさらなる最適化は必要となることも判明した。

今後の展開として、精度の検証や測定効率向上の方法についても考察した。

¹本報告書は(財)若狭湾エネルギー研究センターが核燃料サイクル開発機構との契約により実施した業務の成果である。
サイクル機構担当課及び担当者：敦賀本部 技術企画部 環境監視課 野崎達夫

²(財)若狭湾エネルギー研究センター 粒子線医療研究室

Development of the Environmental Neutron Detection System³

Kyo Kume⁴

Abstract

Environmental neutron detection system was proposed and developed. The main goal of this system was set to detect fast and thermal neutrons with the identical detector setup without degraders. This system consists of a ^{10}B doped liquid scintillator for n detection and CsI scintillators for simultaneous γ emission from ^{10}B doped in the liquid scintillator after the n capture reaction.

The first setup was optimized for the thermal n detection, while the second setup was for the fast n detection. It was shown that the thermal n flux was obtained in the first setup by using the method of the γ coincidence method with the help of the Monte Carlo calculation. The second setup was designed to improve the detection efficiency for the fast n , and was shown qualitatively that both the pulse shape discrimination and the coincidence methods are efficient. There will be more improvements, particularly for the quantitative discussion.

³This work was performed by the Wakasa Wan Energy Research Center under Contract with Japan Nuclear Cycle Development Institute.

JNC Liaison : JNC Tsuruga Head Office, Planning Division, Environmental Monitoring Section, Tatsuo Nozaki

⁴Medical Division, the Wakasa Wan Energy Research Center

目次

1	はじめに	1
2	環境における放射線	
2.1	研究目的	2
2.2	基礎物理学実験技術と中性子測定技術開発	4
2.2.1	基礎物理学実験手法との関連	4
2.2.2	極低バックグラウンド実験環境	5
2.2.3	放射線のバックグラウンド	5
3	熱中性子・速中性子同時測定技術の開発	
3.1	中性子測定法の実際	8
3.1.1	熱中性子測定方法	9
3.1.2	高速中性子測定方法	12
3.1.3	中性子の平均自由行程	13
3.2	^{10}B 入り液体シンチレータを用いた環境中性子線測定	13
3.3	中性子測定器	16
3.3.1	熱中性子	16
3.3.2	速中性子	16
3.4	実験機材の構成	21
3.4.1	速・熱中性子同時測定システム	21
3.4.2	データ処理系	21
3.4.3	波形弁別法による中性子と γ 線粒子識別	23
3.4.4	ホウ素混入液体シンチレータの較正	26
3.4.5	CsIシンチレータのエネルギー較正とエネルギー分解能	29
3.5	データ解析	31
3.5.1	TDC情報の解析手法	33
3.5.2	熱中性子に対するデータ解析	33
3.5.3	速中性子に対するデータ解析	36

3.6	検出効率の決定	43
3.6.1	熱中性子	43
3.6.2	速中性子	45
3.7	中性子線束測定実験	49
3.7.1	遮蔽条件	49
3.7.2	測定データ概要	49
3.8	中性子線束の測定結果	51
4	熱中性子測定の結果と課題	
5	高速中性子測定	
5.1	検出装置	59
5.1.1	検出器の構成	59
5.1.2	BC-523 中での高速中性子の平均自由行程	63
5.1.3	高速中性子測定回路	63
5.1.4	^{252}Cf 線源による高速中性子測定の結果	66
5.2	BC-523A における Mean capture lifetime	66
5.2.1	Coincidence の gate 幅を変えての測定	69
5.2.2	Coincidence の Delay を変えての測定	69
5.3	二次粒子との同時測定をとまなう中性子測定	71
5.3.1	α 線の計測による高速中性子判別	71
5.3.2	γ 線との同時計測による高速中性子判別	72
5.4	今後の予定	72
6	今後の展開	
6.1	検出システムの精度向上化	80
6.1	技術の応用	81
7	結 語	85

1 はじめに

本報告は、核燃料サイクル開発機構との契約により、平成13年度に実施された業務の成果を記述するものである。核燃料サイクル開発に代表される放射線発生によって経済活動を行う際に、避けて通れない放射線測定技術開発について、研究業務を実施した。本業務実施の背景には、基幹エネルギーの一つである原子力発電とその燃料サイクルについて、その安全性を更に保証する技術を開発することにより、その有用性が一般社会に受容される必要性があることがあげられる。また現代社会においては、原子力産業以外の産業分野においても、放射線発生装置は経済活動と切り離せなくなりつつあり、それらの分野においても原子力技術の応用が避けられないことも見逃せない。

さて、本報告の目標とする放射線測定技術開発については、今回の業務では開発余地の大きく残る中性子測定技術の開発を主目標においた。中性子測定については、熱中性子と速中性子の同一システムにおける測定には困難が伴うため、作業環境中の中性子を測定するにはどちらかに測定目標を絞って測定せざるを得なかった。今回開発業務を実施した検出概念では、熱中性子と速中性子を基本的に同一のシステムにより測定可能であり、応用範囲が広いことが予想される。

ところで放射線計測技術の開発については、産業分野と並び、基礎物理学実験の分野においても進歩の度合いが大きく、相互の技術を交流させることが更なる技術進歩に直結する。本業務においては、開発した放射線測定の極端な応用も兼ね、極低バックグラウンドの基礎物理学実験環境への応用も行った。

以下、本報告書では、まず第2章において研究開始の動機や関連する基礎物理学研究分野の背景について述べ、続く第3章においては熱中性子・速中性子同時測定システムの開発について述べた。ただしこの章では、主に熱中性子検出に対して最適化したものを考えた。第4章では第3章にあげたシステムの評価を行い、続く第5章において速中性子測定への最適化を図ったシステムについて述べた。最終の第6章においては今後の展開について述べた。

2 環境における放射線

2.1 研究目的

我々を取り巻く環境には各種の放射線がある。主なものとしては宇宙線の主成分であるミュオンと各種の放射性同位元素から放出される γ 線である。その他に自然環境の中では量的には少ないが、 β 線や α 線も放射性同位元素起源で放出されている。宇宙線が引き起こす2次生成粒子として陽子と中性子更に π 中間子もある。生成された放射線の中で荷電粒子は物質中で主に物質をイオン化することでエネルギーを失っていく。そして比較的短い距離で止まってしまうので影響は少ない。実際陽子は1次宇宙線の主成分であるが、地上まで届く間に相互作用してしまうので元々少なく、さらに2次宇宙線の(主に μ 粒子)相互作用で生成されたとしてもその量が少ないうえに、すぐ止まってしまうか、もしくは短寿命であるためその影響を考慮する必要はない。 π 中間子も同様であるが特に生成されるのは大気の上層部であって地表ではその崩壊生成粒子である μ 粒子だけが問題になる。

環境放射線の中で単純に線量の起源だけを問えば γ 線の影響が一番大きいといえる。 γ 線は高エネルギーの電磁波で電氣的に中性であるために物質との相互作用が小さく、高原子番号の物質中でないと中々止めることが出来ない。また自然の放射性同位元素の中でウラン系列とトリウム系列に多くの γ 線を放出する原子核がある。特にコンクリートの建物で生活する状況が増えた現代生活においては ^{40}K やRn娘核種から放出される γ 線が非常に多い。これらの γ 線源はある意味自然環境そのものともいえる。

各種の放射線利用に関する種々の測定を行うとき、こういった環境中の放射線が問題になるケースが非常に多くなってきている。一つの極端なケースとしては非常に微量の放射線の影響を調べる実験が基礎物理学分野で進んで来たことが例として挙げられる。基礎的物理学の分野ではより稀な過程の研究が進められている。いままでエネルギーをひたすら上げることでより新しい粒子を発見することで新しい世界を切り開いて

きた。エネルギーをあげることが次第に時間がかかるようになって来たために一方でエネルギーが高いことに対応する稀な過程の研究が進められてきた。エネルギーの高い所に新しい現象があれば、そこを通して新しい過程が起こりえるが、その確率は非常に小さくなる。神岡の大型検出器で代表されるものがそれである。

もう一つの例は、大量に放射線が発生し得る場面からの需要である。放射線の産業利用は近年、種々の分野で一般に広まっており、特に放射線発生装置を直接、経済活動の場面で用いる例がふえている。原子力分野はもとより、医学、農業、製造業で放射線発生が鍵を握ることも多い。ただし、放射線発生はある種のリスクを伴うことも容易に一般に想像され得る。そのため、放射線発生現場における安全性の一層の確立、ならびに緊急時対応のモニタとして環境放射線を測定することが産業分野においても求められている。

今回の研究では、上記にあげた産業利用の例の中で代表と考えられる核燃料サイクル開発に必要な放射線測定技術の開発を、もう一つの例としてあげた基礎物理学分野における超稀現象測定技術を応用して実施した。この超稀現象測定技術は宇宙暗黒物質探索と二重 β 崩壊測定の研究のために開発されているものである。これらは放射線の計測を基礎にした研究であるが、非常に稀におこる現象を捉えるために大型の検出器を製作し、それを極低バックグラウンド環境に設置して計測する手段を用いている。そこでは放射性バックグラウンドを極度に減少させる必要があり、精度向上のために放射線測定技術の向上が図られてきている。

様々な放射線種に対する測定技術が向上した中、中性子モニタにおいては、熱中性子と速中性子の総量を出力するもの、あるいは熱中性子用測定器と減速材の組み合わせで速中性子を測定するものが開発されてきたが、熱中性子と速中性子を同一の機材で検出する技術については開発の余地が多分にある。よって、熱中性子と速中性子を常時モニタする技術をここでは開発するものとした。以下、中性子測定技術開発と深く関わった超稀現象測定技術を紹介した。そして、基礎物理学実験技術と放射線利用産業との接点についても述べた。

2.2 基礎物理学実験技術と中性子測定技術開発

20世紀は物理学の時代で21世紀は生命を始めとする複雑系の時代と言われているが、単純さを追求する物理学の基礎的な分野でも興味ある問題が尽きない。近年、原子核物理学、素粒子物理学、宇宙物理学にまたがる問題に対し、粒子（素粒子や原子核）を1個ずつ計測する素粒子・核分光法を実験手法の基礎とした研究テーマが増えている。今までこの分野の研究は加速器の発達と不可分の関係にあったが、最近是非加速器実験のテーマが脚光を浴びており、その中でも物理学基本法則に迫る重要な実験テーマとして宇宙暗黒物質探策等のテーマが注目されている。これらのテーマに関しては極低バックグラウンド環境を必要とし、そこでの微量放射線計測が重要になってくる。このようなテーマを研究する場所を提供する箇所の一つとして、奈良県大塔村にある大阪大学核物理研究センター大塔コスモ観測所がある。以下、本研究業務に関連した施設等の紹介をし、本研究業務との関連性について述べる。

2.2.1 基礎物理学実験手法との関連

宇宙の質量のほとんどは暗黒物質（ダークマター）で占められていると予想されており、実験的にはその予想がほとんど間違いないと考えられる傍証が幾つか発見されている。暗黒物質の正体は、素粒子物理学ではまだ発見されていない未知素粒子とされているが、これら未知粒子の直接測定については極低バックグラウンド環境中での γ 線換算10keV程度の低エネルギー範囲における測定を必要とする。このエネルギー領域においては膨大なバックグラウンドから信号を選び出すため、極低バックグラウンドの検出器で低エネルギー領域を観測しなければならない。特に、このエネルギー領域においては、検出器が中性子起源の信号が暗黒物質起源と非常に類似する信号を発するため、中性子測定技術の開発がかなり進んできた。

今回、極低バックグラウンド環境の構築、事象発生毎にデータ収集を行う手法の構築等において、上気に述べた実験テーマにおいて開発されてきた基礎物理学実験手法を応用した。そして、今回の技術開発ではこ

の手法の応用により、放射線の産業利用時の作業環境における中性子測定技術開発に対してより貢献することを目指した。

2.2.2 極低バックグラウンド実験環境

放射線発生施設が放射線の線束を大量に測定しうる環境であることと比すると、かたや自然環境というのは少量の放射線線束しか測定できない環境である。これらに比べ、さらに放射線線束を極端に減少させた環境（極低バックグラウンド環境）は地下トンネル内に実験室を建設する等により構築可能である。というのも、地上では測定者は膨大な量の宇宙線に晒されているが、地中深く潜ることで宇宙線起源のバックグラウンドを避けることが出来る。

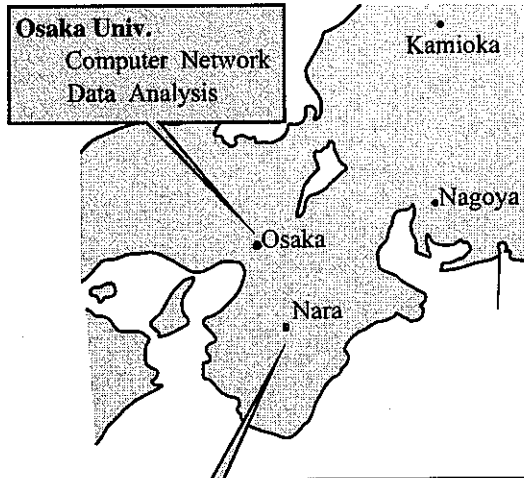
今回の研究においては、自然環境と極低バックグラウンド環境における中性子線束を測定することで、計数率に対する精度変化の検証も試験した。これより計数率がやはり大幅に違ふと予想される放射線発生施設内の作業環境と自然環境との類推も可能であると予想したからである。

今回の研究では、自然環境としては大阪、極低バックグラウンド環境としては奈良県大塔村の大阪大学核物理研究センター大塔コスモ観測所をそれぞれ実験場所とした。図1に大塔コスモ観測所の様子を示す。

2.2.3 放射線のバックグラウンド

大塔コスモ観測所は約500mの土盛りの遮蔽に覆われた天然の低バックグラウンド環境である。そこでの宇宙線の量は地上と比較して5桁程度小さい。

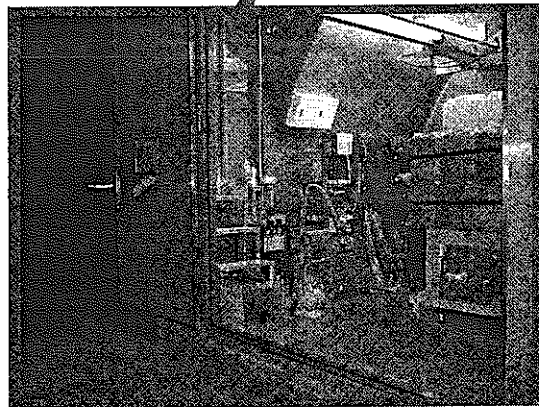
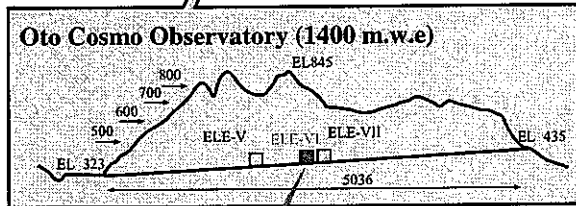
ここで構築されている暗黒物質測定用の極低バックグラウンド検出システムでは、単に検出器を通り抜ける宇宙線は検出器自体で弁別可能である。また γ 線のバックグラウンドは鉛など重い金属による遮蔽を施すことで十分に減らすことができ、最後に検出器自体に使われた材質が問題になる所まで持ち込むことが出来る。そこからは個別の材質とその影響を検討して改良する作業が続くのである。宇宙線の影響の中で中性子線は最も問題が大きい。中性子は相互作用が小さく、この装置で探索して



**Underground laboratory
(1400 m.w.e.)**

The tunnel which is originally constructed for the railway is 5 km long, and its maximum depth is about 470 m. Because of the natural ventilation due to the relatively strong wind inside the tunnel, the radon concentration is two or three orders of magnitude lower than the Kamioka underground laboratory.

Cosmic ray: $4.0 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$
 Neutron flux: $4.0 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$
 Rn concentration: 10 Bqm^{-3}



**ELEGANT VI detector
CaF₂ scintillator array**

Spin-coupled DM search
⁴⁸Ca double beta decay search

図 1: 大塔コスモ観測所の図

いるダークマターと基本的には区別がつかない。よってこれに関しては量を測定しその影響を評価する必要がある。元々地下では放射線の影響が少ないので中性子の測定は非常に高感度が要求される。そのため、中性子測定技術については、基礎物理学的な観点からある程度の開発がなされてきた。

3 熱中性子・速中性子同時測定技術の開発

本章においては、熱中性子と速中性子を同一システムで測定する技術の開発について述べる。ただし、まず本章では熱中性子に対して最適化した検出システムについて論じるものとし、そのシステムによる速中性子測定への応用についても述べる。また、システムの応用例として、地上における中性子線束測定と地下の極低バックグラウンド環境における中性子線束測定の事例をあげ、基礎物理学測定技術への利用例をあげる。

3.1 中性子測定法の実際

自然界に存在する”物質”には重力相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用の4つの相互作用があることが知られている。放射線の測定は、これらの相互作用を利用して行われる。例えば荷電粒子を測定する時には電磁相互作用により、物質を構成する原子核との散乱(弾性散乱、非弾性散乱)、制動放射などによって得られる情報を電気的な信号に変換し測定することになる。しかして中性子は電氣的に中性であるため、相互作用は原子核との強い相互作用のみ受ける。中性子測定では物質との相互作用によっていったん中性子が荷電粒子にエネルギーをあたえ、その荷電粒子を通して放射線検出器で検出することになる。また、強い相互作用の及ぶ範囲は中性子の大きさ程度なので、原子核に非常に近づかない限り中性子は強い相互作用を受けずに通り過ぎて行ってしまう。

中性子をエネルギーによって分類すると、

- 冷中性子 (cold neutron) \Rightarrow meV 以下
- 熱中性子 (thermal neutron) \Rightarrow $\sim 0.025\text{eV}$
- 熱外中性子 (epi-thermal neutron) \Rightarrow $\sim 0.1\text{eV}$
- 低速中性子 (slow neutron) \Rightarrow $\sim 1\text{keV}$
- 高速中性子 (fast neutron) \Rightarrow \sim 数 MeV

に分類できる。

中性子測定において中性子が持っているエネルギーによって測定方法が変わってくる。エネルギーによる中性子の分類を測定の便宜に沿って分けると、一般的に冷中性子は別として熱中性子と高速中性子に分類される。

強い相互作用によって引き起こされる反応の種類は、中性子のエネルギーによって様々である。

- 原子核との弾性散乱： $A(n,n)A$ [MeV のエネルギー領域での主なエネルギー損失要因]
- 非弾性散乱： $A(n,n')A^*, A(n,2n')B^*, \dots$ [残りの原子核は、その励気状態に残され、 γ 線などの放出を通じてエネルギーを失う。このとき中性子は励気エネルギーに相当する数 MeV 程度のエネルギーが必要になる]
- 中性子捕獲： $n + (Z,A) \rightarrow \gamma + (Z,A+1)$ [断面積は中性子の速度に対して $1/v$ の依存性を持つので、低エネルギーにおいて重要になる]
- そのほか： $(n,p), (n,d), (n,t), (n,\alpha)$ 反応 [中性子捕獲反応と同様、低速中性子に対して重要である]
- 核分裂：熱中性子に対して重要
- ハドロンシャワー：100MeV を超えるような高エネルギーの中性子で起こる反応。1回の原子核との反応で、多くの高エネルギーの π 中間子、陽子、ちゅうせいしなどを発生させ、これらの発生粒子が更に他の原子核と反応して多くの粒子を発生させることが連続的に起こる。

3.1.1 熱中性子測定方法

熱中性子は、周囲の媒質の温度 T と熱平衡に達した中性子のことを指す。したがってそのエネルギー分布はマクスウェルの速度分布に従う。熱中性子1個が持つ平均の運動エネルギー $\frac{1}{2}mv^2$ は $\frac{3}{2}kT$ (k はボルツマン定数) になる。熱中性子のエネルギーを表すのにもっとも確からしい速さ

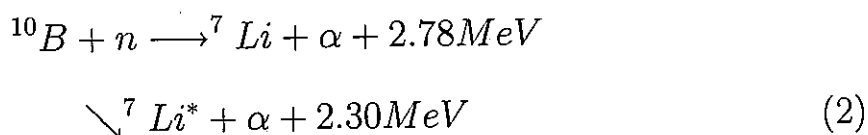
v_0 (速さの分布で最大値を示すときの速さ)あるいはそれに対応する運動エネルギー E_0 を持っているとする

$$E_0 = \frac{1}{2}mv^2 = kT \quad (1)$$

の関係が成立する。これより $T=293K$ で $E_0=0.0252eV$ となる。

熱中性子の測定には、 $^{10}B(n,\alpha)^7Li$ 反応がよく用いられる。今回の研究においても、この反応を用いている。

^{10}B に中性子が当たると次のような反応を起こす。



この反応は大きな Q 値 (数 MeV) を持つ発熱反応であるために、低エネルギー中性子による反応でも放出される荷電粒子は大きなエネルギーをもち、検出することが容易である。 ^{10}B 反応の断面積は図 3.1.1 に示す。このように反応断面積は非常に大きく熱中性子に対しては 4000barn にもなる。

さらに図 3.1.1 からわかるように 100eV 以下のかかなり広いエネルギー範囲で $1/v$ 法則に従う。この法則により E_n のエネルギーをもつ中性子の断面積は、

$$\sigma(E_n) = \frac{\sigma_{th} \cdot v_{th}}{v} (E_n < 100eV) \quad (3)$$

と書くことができる。

また、 α 粒子や Li 核の大部分がもつエネルギーは熱中性子に対して、

$$E_{Li} = \frac{E_{kinetic} \cdot M_{\alpha}}{M_{\alpha} + M_{Li}} = 0.83MeV \quad (4)$$

$$E_{\alpha} = \frac{E_{kinetic} \cdot M_{Li}}{M_{\alpha} + M_{Li}} = 1.47MeV \quad (5)$$

である。

その他の測定方法として以下のようなものがある。

1. $^6Li(n,\alpha)^3H$ 反応を利用する方法

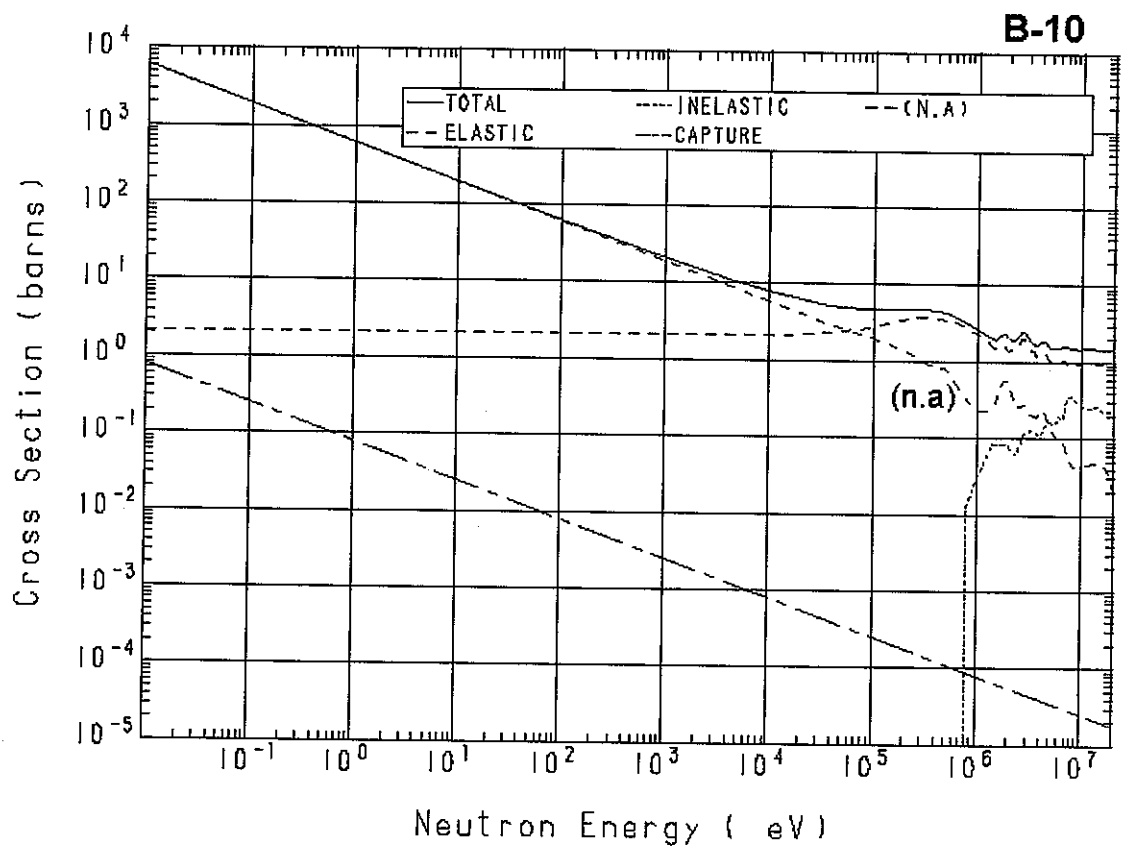


図 2: 熱中性子 (Thermal Neutron) と ^{10}B 反応の断面積 (J.D3.2 より)

2. ${}^3\text{H}(n,p){}^3\text{H}$ 反応を利用する方法

3. 核分裂電離箱、核分裂計数管

3.1.2 高速中性子測定方法

高速中性子の測定方法でよく用いられるのは、陽子を反跳させて測定する方法である。この方法は、高速中性子が陽子と衝突をすることでエネルギーを失い、逆に陽子はエネルギーを与えられる。このように高速中性子と陽子とが弾性散乱をし、それによってエネルギーを得た陽子はもちろん荷電粒子であるので通常の検出器で容易に検出できる。

このように高速中性子が物質中をどのように減速されていくかを追ってみる。高速中性子は特に弾性散乱で多くのエネルギーを失う。高速中性子のエネルギー領域では非相対論的に扱っても十分であることから、中性子の速度を v_0 とすると中性子のエネルギー E_0 は $m_n v_0^2/2$ と書ける。いま、中性子の質量を $m_n=1$ で考えると、質量数 A の原子核の質量は A である。重心系の散乱角を θ_{cm} とすると、散乱後の中性子のエネルギーは、

$$E = E_0 \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta_{cm}}{(A + 1)^2} \quad (6)$$

と計算される。このように中性子と原子核との弾性散乱を考えれば、原子核の質量数 A が小さい程、中性子が失う運動エネルギーは大きくなる。したがって、中性子は $A=1$ の陽子との衝突で運動エネルギーをもっとも大きく失うので、高速の中性子は水やパラフィンのような水素を含む物質の中を拡散して行く間にどんどん減速されて、数十回の衝突で熱中性子になる。

その他の測定方法を以下に挙げておく。

1. ${}^3\text{H}(n,p){}^3\text{H}$ 反応を利用する方法

2. 核分裂電離箱、核分裂計数管

3. 減速型検出器

3.1.3 中性子の平均自由行程

高速中性子が物質中をどれだけ進むかを表すのが平均自由行程 (Mean Free Path) と呼ばれるものであり、これを求めておくことは後々検出器の大きさを決める大事な要因になるので、ここで求めておく。高速中性子の平均自由行程を求めるにあたり以下の式を使用した。中性子のエネルギーが大きくなって、その時の de Broglie 波長 λ :

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{4.551 \times 10^{-13}}{E^{1/2}} \quad (7)$$

が散乱核の半径 R よりも小さくなると散乱断面積は、

$$\sigma_{SC} = \pi(R + \lambda)^2 \quad (8)$$

で近似的に与えられる。この式から得られる σ_{SC} から平均自由行程 l は、

$$l = \frac{1}{n\sigma_{SC}} \quad (9)$$

である。ここで n は液体シンチレーターの密度である。

3.2 ^{10}B 入り液体シンチレータを用いた環境中性子線測定

最初に述べたような理由により、環境中性子線の測定を行うことにした。測定手法として以下の理由により我々は ^{10}B 入り液体シンチレータを利用することにした。

- ^{10}B は熱中性子の吸収断面積が大きい。
- ^{10}B の含有量を変化させることにより、検出効率などの検証が容易である。
- 中性子吸収後、かなりの割合 ($\sim 94\%$) で 478 keV の γ 線を出すことから同時計測の手法により信号対雑音比を上げることが出来る。
- 液体シンチレータとしても n, α, γ に対する識別能があり、速中性子測定に応用が利く。

上記に基づき、以下のような構成の検出装置を構築した。

- 自然存在比の B を含む液体シンチレータ BC-523 検出器。
- ^{10}B を enrich した液体シンチレータ BC-523A 検出器。
- γ 線 (478 keV) 検出用 CsI(Tl) 検出器。
- 中性子減速材としてのパラフィンブロック。

実際の測定は液体シンチレータと CsI(Tl) 検出器の同時計測によって行ない、後の解析のために信号波形情報も取得している。測定場所としては地上レベルである大阪大学（豊中地区）と、低放射線環境になる奈良県大塔コスモ観測所の 2ヶ所を選んだ。同時に種類の遮蔽剤による効果も確認するため、鉛・銅・パラフィン・カドミウムなどを用いた測定も行っている。

この測定実験の詳しい手法・解析方法について次節以降に述べる。

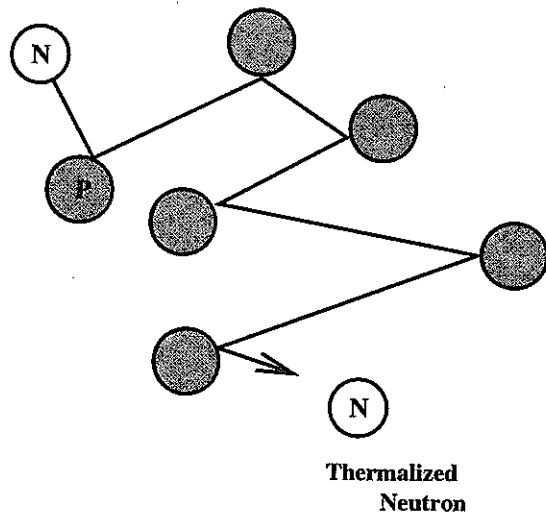


図 3: 陽子反跳法の概念図

3.3 中性子測定器

中性子測定器としては数多くの種類の検出器が存在している。それぞれの検出器においては、検出器中に含まれる特定の原子核の中性子捕獲断面積が大きいことが検出原理として利用されている。

3.3.1 熱中性子

今回の研究においては、 $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ 反応を利用するため、 ^{10}B 原子核を含む測定装置を開発対象とした。 ^{10}B は熱中性子に対して非常に大きな捕獲断面積 (3650 barn \sim 0.025 eV) を有しているため、熱中性子測定に対する測定感度が高いことが期待される。図4には、種々の原子核に対する中性子の全反応断面積のエネルギー依存性を示した。

検出器の設計にあたり、中性子の飛程を考慮する必要がある。今回の開発では ^{10}B を使用した^が、 ^{10}B の密度が $\sim 10^{21}$ n/cm³程度であれば、全中性子の飛程は数mm程度である。また、 $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ 反応が発生した際には、ほとんどの場合 γ 線 ($E_\gamma = 478\text{keV}$) が発生する (分岐比 94%)。この γ 線は、中性子捕獲時に残存核が α 粒子を発生して ^7Li の第一励起状態へ崩壊し、 ^7Li の基底状態へ崩壊する際に発生するものである。この反応の崩壊図を図5[1]に示す。ここで発生する γ 線と中性子捕獲反応を同時係数することにより、効率的にバックグラウンド現象を排除することが可能で、高感度な検出装置の実現も可能である。

3.3.2 速中性子

速中性子の測定については、液体シンチレータ中の陽子との弾性散乱反応を検出に応用するものとした。数MeV程度の中性子が陽子と衝突する際には、平均的には反跳陽子の得るエネルギーは入射中性子のおよそ半分程度である。陽子の得たエネルギーの一部は、光として放出されて観測される。使用した液体シンチレータ (BC523A) における、中性子から付与されたエネルギーと光強度との関係は名古屋大学グループが既に測定し発表している [2]。図6に示すように、名大グループは反跳陽子のエ

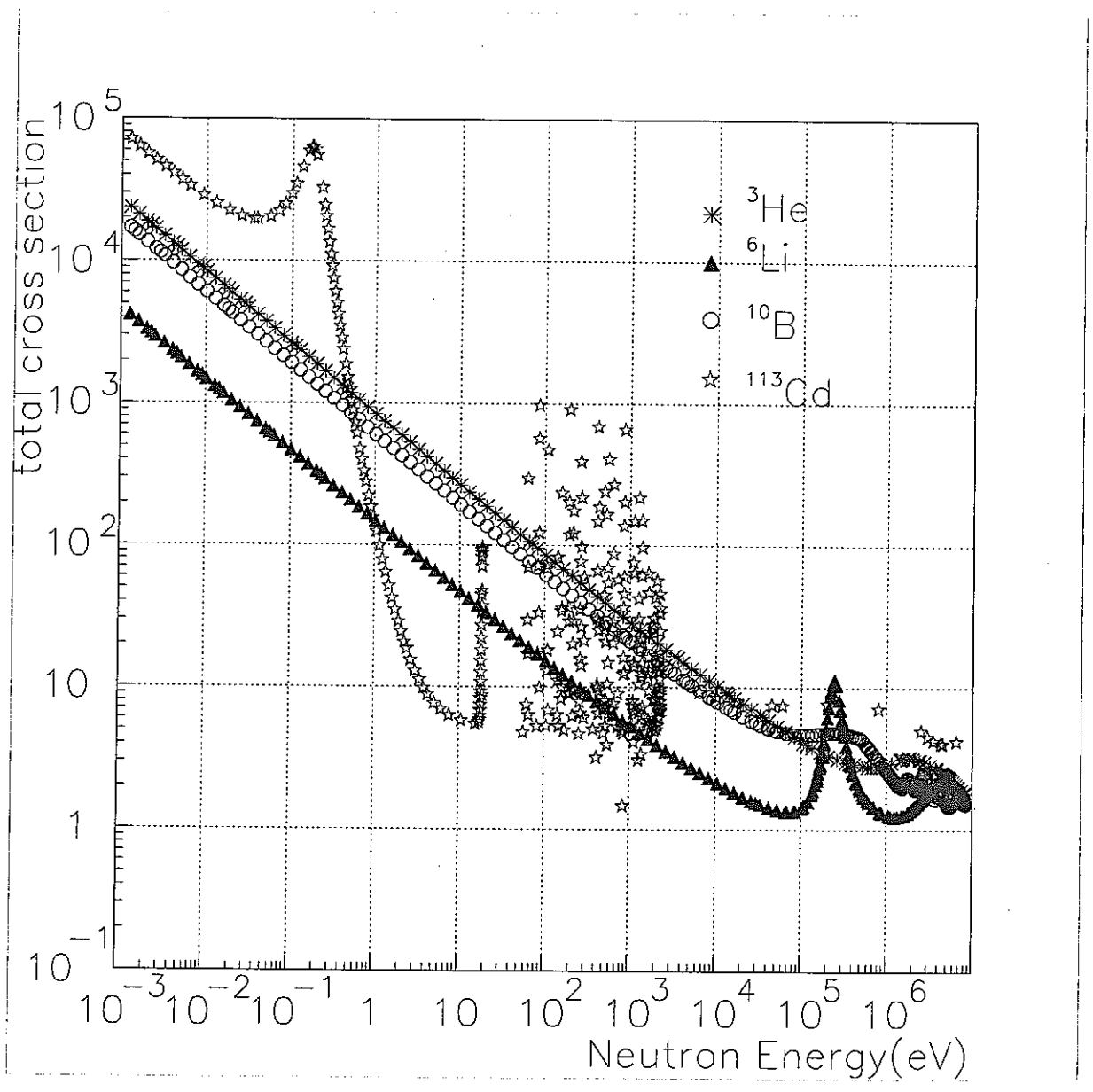


図 4: 中性子測定に感度の高い原子核に対する中性子の全反応断面積のエネルギー依存性

エネルギーと電子換算エネルギーとの関係を測定している。本研究においては、従来から用いられてきた波形弁別法 (pulse shape discrimination) を用いることによって、検出器内外で発生した γ 線を中性子起源のイベントから効率的に排除できる方法を使用した。この波形弁別法は、特に、桁違いに大量のイベント源となる γ 線起源の事象を真現象候補から排除する役割において、非常に効率的な方法として期待できる。

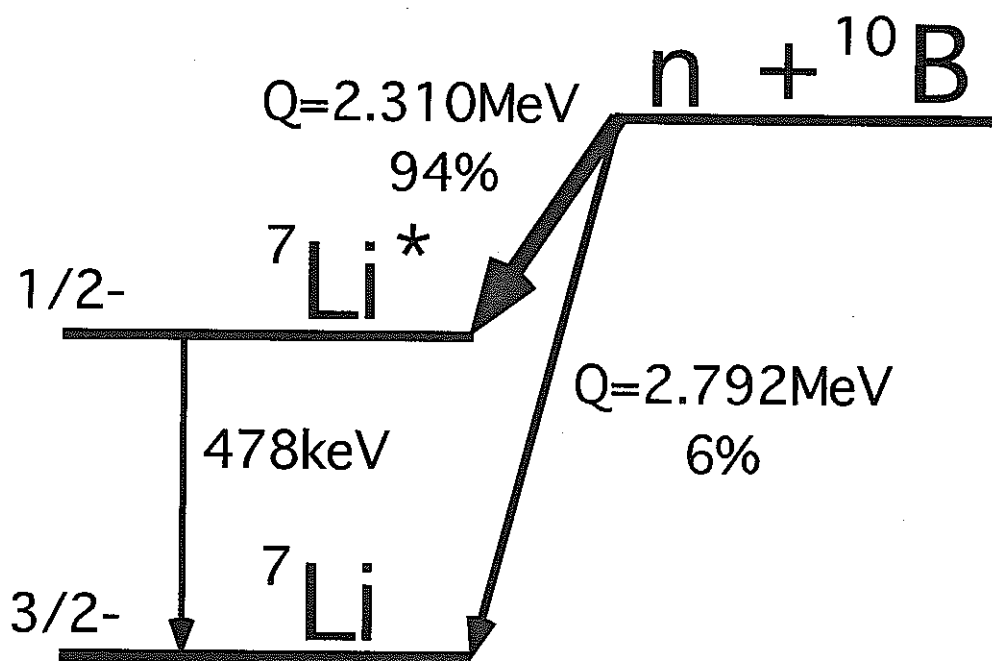


図 5: ^{10}B の中性子捕獲反応崩壊図

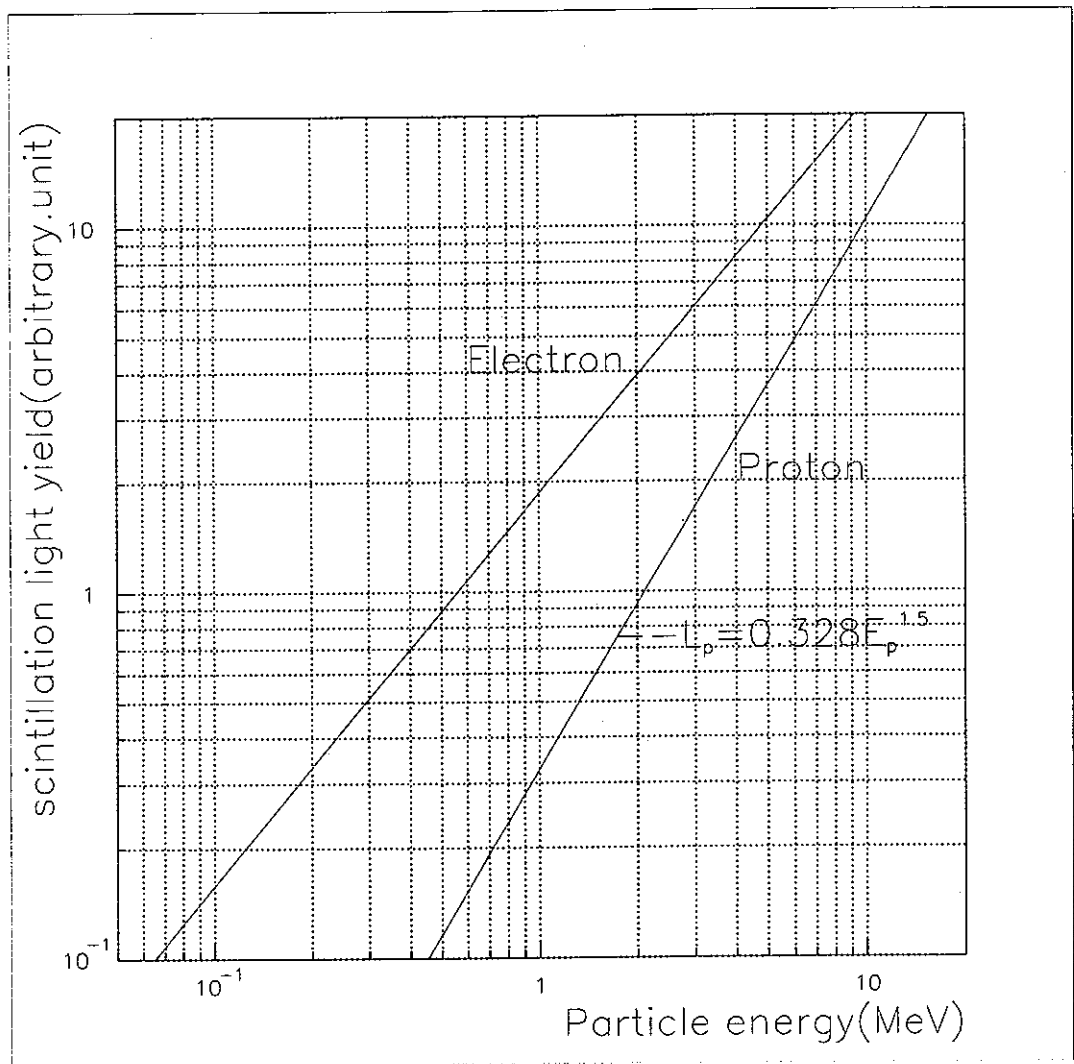


図 6: 液体シンチレータ BC523A における、陽子と電子に対する相対発光強度比 [2]

3.4 実験機材の構成

3.4.1 速・熱中性子同時測定システム

本研究で開発した測定システムは、次の二種類の検出器から構成されている。

1. ホウ素 (B) 入り液体シンチレータ (高精度中性子検出器)
2. CsI(Tl) 結晶 (無機) シンチレータ (γ 線検出器)

以下にこのシステム構成の解説を行う。

中性子自体の測定に用いられる液体シンチレータは全システムの中心部に設置された。液体シンチレータには二種類の液体シンチレータを使用した。そのうちの一種類はパイレックスガラス容器に充填された Bicorn 社製 BC523A、残りの一種類は同様の容器に充填された Bicorn 社製 BC523 である。後者の BC523 には、液体シンチレータの中に天然同位体比のホウ素 B(^{10}B :19.8 %) が含有されている。前者の BC523A にも B は含有されているが、同位体のうち ^{10}B が濃縮されて含有されている (同位体比 ^{10}B :90 %以上)。これら二種類の液体シンチレータの組成及び特質について表 3.4.1 と表 3.4.2 にまとめた。ガラス容器の寸法は $4.6 \times 4.6 \times 6.0 \text{ cm}^3$ で、液体シンチレータはほぼ充滿している。

検出器システムの構成は図 7 に示した。なお、速中性子測定に最適化した検出システムの構成については、後述する 5 章では変更している。

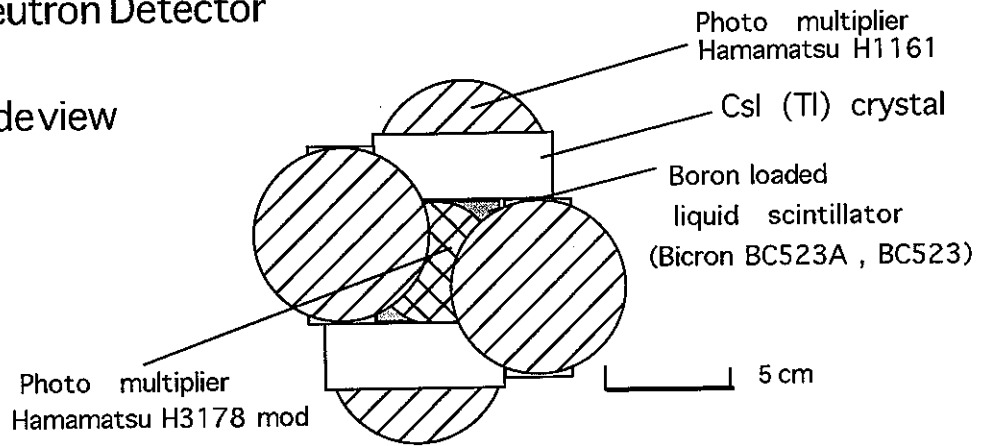
中性子用検出器の周囲には $3.0 \times 6.0 \times 20.0 \text{ cm}^3$ の CsI 検出器が 4 個配置されている。中性子検出器から見た場合に立体角として 85% が覆われている。CsI 検出器の役割は 2 種類あり、 ^{10}B からの 478keV γ 線計測、そして容器内外からの他の γ 線イベントや宇宙線起源の事象を同時計数から排除する役割を担っている。

3.4.2 データ処理系

今回の研究においては、図 8 に示す回路を NIM 規格回路によって構築した。各発生事象において、トリガー信号を事象の発生した CsI 検出器

Neutron Detector

Sideview



Topview

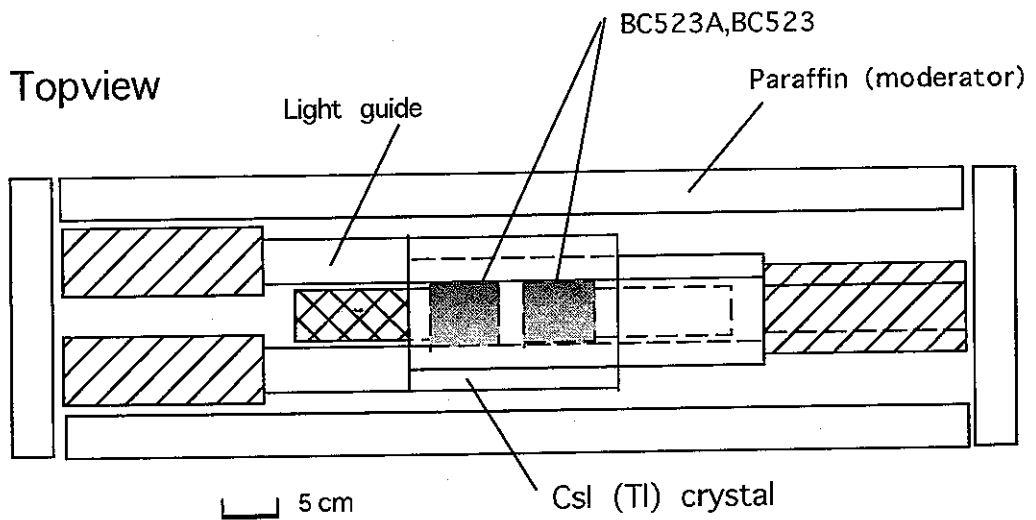


図 7: 中性子検出システム構成図

と液体シンチレータ検出器から発生させ、それぞれの種類の検出器毎に OR 論理回路で処理させる。2種類の検出器を使用していることに応じ、このように2種類の論理回路を構築している。

今回の研究においては、連続的に発生する、液体シンチレータ中で ^{10}B が中性子を捕獲する際の信号と CsI で ^{10}B から 478keV 崩壊 γ 線が放出された信号を同時に測定するシステムの構築を狙った。

よって、液体シンチレータと CsI から得られる、OR 回路を経由した論理信号は AND 論理回路を使用して出力し、データ収集用 CAMAC システムによって波高情報と時間情報へトリガー信号として入力した。図 8 には、NIM 規格の CANBERRA 製波形弁別用回路 (PSD 回路) についても掲載した。

3.4.3 波形弁別法による中性子と γ 線粒子識別

今回の研究においては、波形弁別法 (PSD, Pulse Shape Discrimination) を使用した。PSD は、検出器から発生する測定信号が波高しきい値 (threshold) を越えてから減衰しきるまでの時間と、その際の波高との比を、測定する方法である。減衰しきるまでの時間情報は時間測定回路 (TDC)、波高は波高測定回路 (ADC) により測定する。このようにして得られた時間スペクトルは、統計的分布を示し、粒子識別において強力な手段として用いることができる。

速中性子測定においては、時間スペクトルを用いると速中性子起源の事象と γ 線起源の事象とを精度良く分離することが可能である。熱中性子測定においても時間スペクトルは液体シンチレータで発生した信号の減衰時間の何がしかの情報を与えてはくれるが、発生信号自体の波高が非常に小さいため、減衰仕切るまでの時間が短く、時間情報の精度は期待できない。そのため、熱中性子に関しては PSD による粒子識別は完全ではない。

表 1: 液体シンチレータ組成

atoms(per cc/10 ²²)	BC523	BC523A
¹⁰ B	0.053	0.243
¹¹ B	0.216	0.027
Hydrogen	4.97	4.98
Carbon	2.86	2.86
Oxygen	0.808	0.811

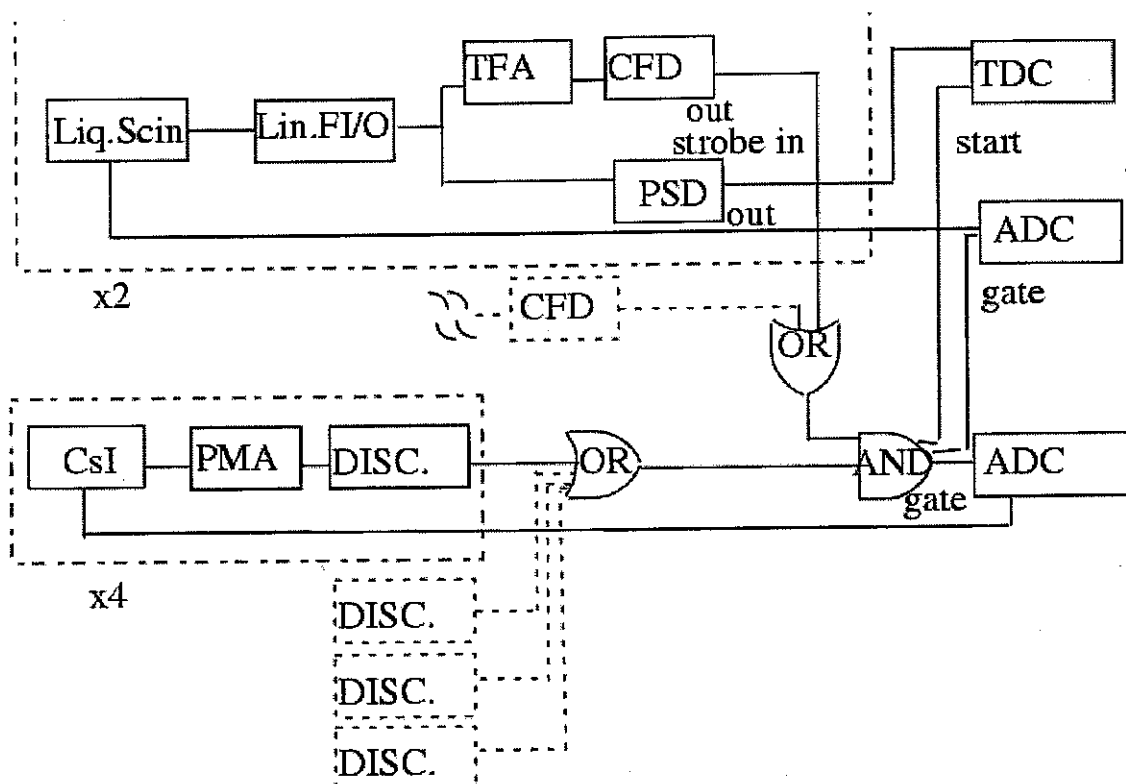


図 8: データ収集系回路図

表 2: 液体シンチレータの特性

^{10}B content(weight percent)	0.96 % (BC523)
	4.41 % (BC523A)
Density(g/cc)	0.916
Light output(relative to anthracene)	65 %
Decay time(short component)	3.7nsec
Wavelength of maximum emission	424nm
Bulk light attenuation	$\geq 4\text{m}$
Refractive index	1.415

3.4.4 ホウ素混入液体シンチレータの較正

前節において構成を説明したシステムのうち、ホウ素を導入した液体シンチレータ二個について、 γ 線標準線源を用いたエネルギー較正を行い、エネルギーに対する波高の比例関係を調査した。液体シンチレータは構成元素の原子番号 Z が非常に小さいため、 γ 線を用いたエネルギー較正においてはコンプトン端の測定を較正值に利用することになり、光子や測定を主目的とした無機シンチレータや半導体検出器に比すると較正時の困難さを有することは事実である。今回使用した標準 γ 線源の崩壊図は図9に示した。

今回の測定においては ^{57}Co と ^{133}Ba を使用してエネルギー対波高の直線性を調査した。表3にはこれらの核から発生して γ 線のうち今回較正エネルギーとして利用したエネルギーとそのエネルギーに対するコンプトン端のエネルギーとを記した。これらのコンプトン端のエネルギーとX線のエネルギーとを液体シンチレータのエネルギー較正に利用した。

環境放射線測定の本実験中には ^{22}Na γ 線源をゲインモニター用線源として利用した。実験中の検出器本体及び回路全体のゲイン調整用に、 ^{22}Na 線源から放出される511keVと1275keVの γ 線に対するコンプトン端を使用した。

また、中性子起源の事象(本研究では $\alpha+^7\text{Li}$ における反跳現象)のエネルギー較正のため、中性子線源として ^{252}Cf を用いた。 ^{252}Cf から放出される中性子のエネルギー分布は、 $\sim 2\text{MeV}$ に中心を持つマックスウエル分布に従う[3]。 $\alpha+^7\text{Li}$ における反跳では、図10に示すように、電子換算で $\sim 500\text{keV}$ の所にピークを示すことがわかった。

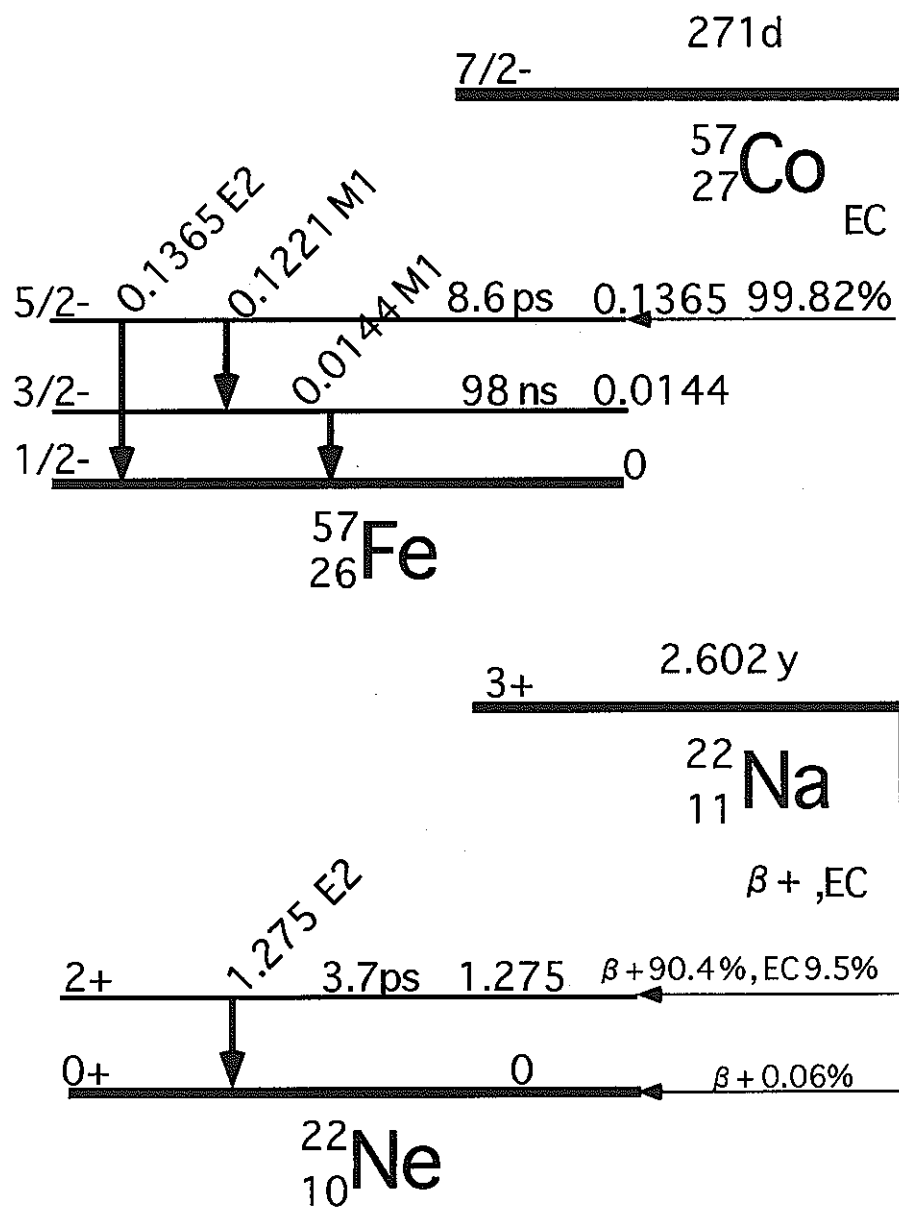


図 9: 標準 γ 線源の崩壊図

表 3: 標準 γ 線源から得られる主要な γ 線エネルギーとそのエネルギーに対するコンプトン端エネルギー一覧

source	energy(keV)	compton edge(keV)	comment
^{57}Ba	32		K x-ray, photo peak
^{57}Co	122	38.4	absolute intensity 85.6 %
^{22}Na	511	341	β^+ annihilation
^{22}Na	1275	1062	absolute intensity 99.9 %

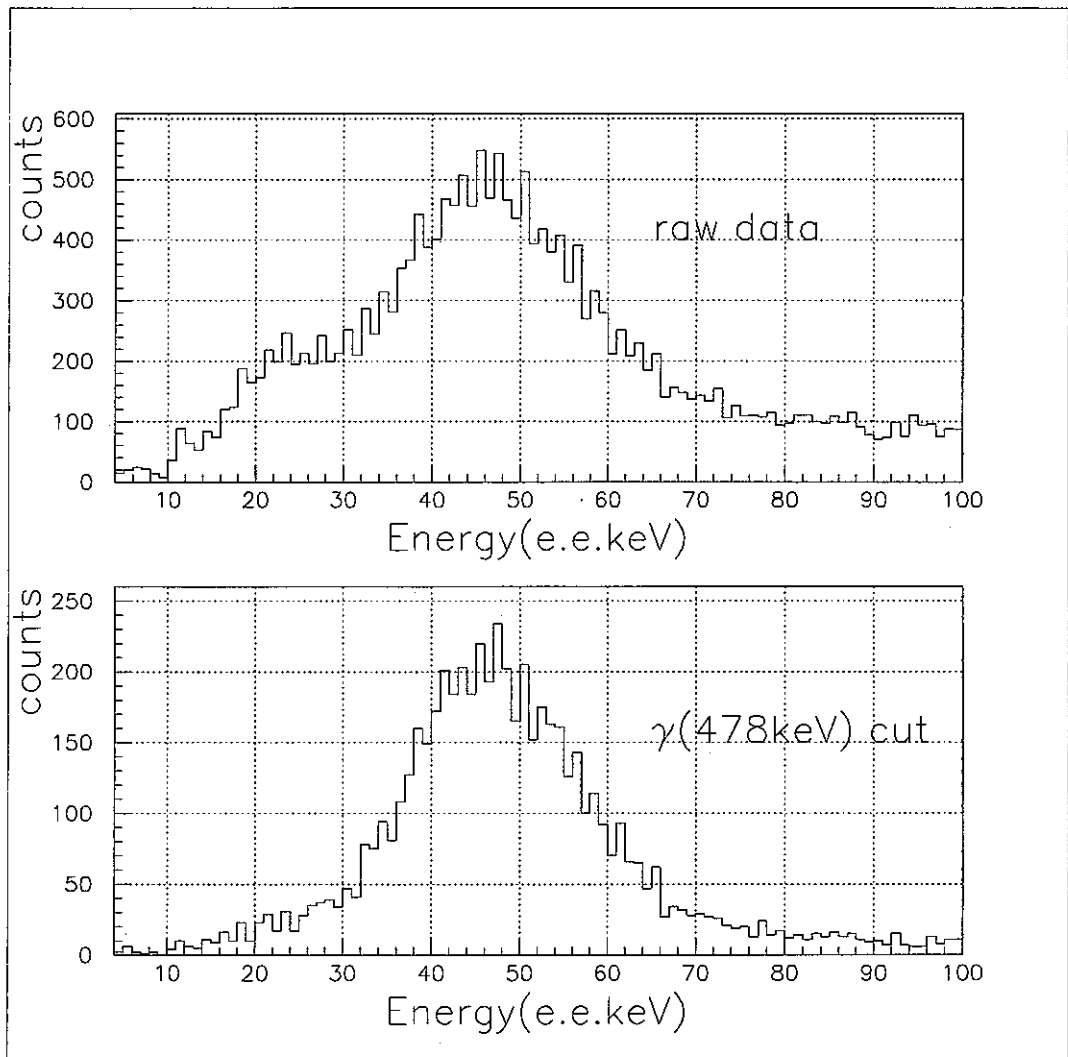


図 10: 液体シンチレータ中の $\alpha+{}^7\text{Li}$ 反跳現象におけるエネルギースペクトル。上図: ${}^{252}\text{Cf}$ 中性子線源起源による液体シンチレータのエネルギースペクトル、下図: 478keV γ 線と同時計数して得られた液体シンチレータのエネルギースペクトル。

3.4.5 CsI シンチレータのエネルギー較正とエネルギー分解能

CsI シンチレータのエネルギー較正は、主として ^{22}Na γ 線源を用いることにより行った。 ^{22}Na の崩壊図については図9に記した通りである。 ^{22}Na 原子核は陽電子崩壊により娘核 ^{22}Ne へ壊変するが、娘核第一励起状態から娘核基底状態へ遷移する際に発生する1275keV γ 線と、電子陽電子対消滅起源の511keV γ 線の二本の強度の強い γ 線を放出するのが特徴である。構成元素が軽い核に限られる液体シンチレータとは対照的に、CsI シンチレータ中においてはこれら二種類の γ 線の光電ピークが生成可能であるため、エネルギー較正は容易である。

^{22}Na γ 線源と結晶との相対的な位置をコリメータにより変化させ、線源から発生する上記の高強度な γ 線を使用することにより、実験に使用したCsI シンチレータへ γ 線が入射する位置と、エネルギー分解能や波高に対する相関とを測定した。中性子起源で測定したい γ 線のエネルギー領域は478keV 近傍であり、 ^{22}Na から発生する γ 線のエネルギー511keVはこの事象に対しては検証となり得る貴重な点である。511keV γ 線の入射位置の変化に対し、CsI シンチレータから得られる波高の変化は最大 $\sim 5\%$ 程度であることが測定された。図11にこの実験構成を記した。なお、実験に使用したコリメータは、5cm厚鉛製で、ピンホールを開けてある。

液体シンチレータ中の ^{10}B における中性子捕獲反応時に放出される γ 線に対するCsI シンチレータの応答については、 ^{252}Cf 中性子線源を使用して調査した。 ^{10}B が中性子を捕獲した後、娘核 ^7Li 第一励起状態から基底状態へ遷移する際に発生する γ 線のエネルギーは478keVである。この478keV γ 線も、CsI シンチレータにおいては光電ピークを生成することが可能であり、CsI のエネルギー較正にこのエネルギーを使用することも可能である。

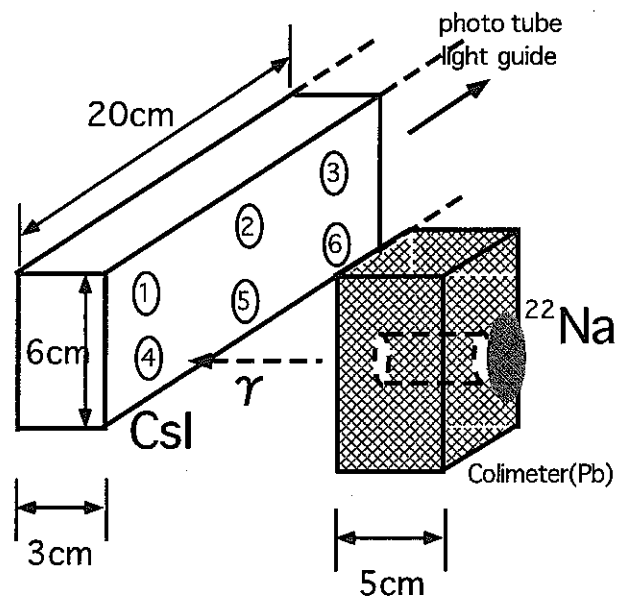


図 11: CsI シンチレータから出力される波高の γ 線入射位置依存性測定実験構成図

3.5 データ解析

今回の中性子測定システムから得られる偽事象を削減できる情報は3種類ある。全情報について、中性子の粒子数を系統誤差が小さくなるように、この節で以下に述べるような方法で、慎重に解析した。

詳細な説明には入る前に、 ^{252}Cf 中性子線源を使用した際に得られる典型的な中性子起源の信号について紹介する。図12にはその際得られる2次元プロットを記した。横軸には、液体シンチレータから得られるシンチレーション光の波高を電子線換算のエネルギーとして記し、縦軸にはシンチレーション光の減衰時間をTDC回路で測定したものを記した。減衰時間が長ければ α 粒子や陽子等の重粒子起源の事象であり、減衰時間が短ければ γ 線起源であることがわかる。

熱中性子及び速中性子起源の事象は図12上で明確に示されている。熱中性子のエネルギーは、 Q 値のエネルギー(図5参照)を α 線と ^7Li とが持ち去って液体シンチレータに与えるのであるから、電子換算で50keVとなる。このエネルギー領域においては、重粒子と γ 線の弁別はPSD法だけでは効果的ではなく、 γ 線($E_\gamma=478\text{keV}$)の同時計数が必要となることが明確となった。

速中性子起源の現象は反跳陽子のエネルギーが500keV以上のものである。速中性子起源の現象は液体シンチレータ中の陽子との弾性散乱により測定可能となるが、このような事象は図12中に示されている。陽子線エネルギーと電子エネルギーの換算により、反跳陽子が500keVの運動エネルギーをもてば、液体シンチレータからのシンチレーション光は電子換算エネルギーでは100keVとして観測できることになる。図12中で四角中に囲われた部分は、まさに反跳陽子の運動エネルギーが500keV以上の事象を示しており、速中性子起源の事象である。この事象に対応する、シンチレーション光減衰時間のTDC測定値も図12に示されており、中性子起源の事象と γ 線起源の事象との弁別が可能であることが明らかである。

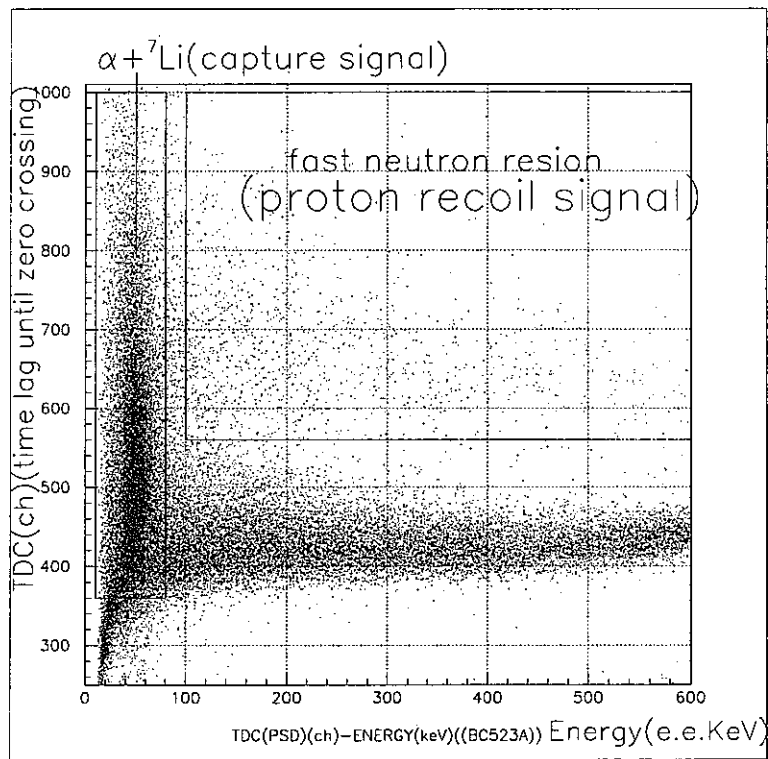


図 12: ${}^{10}\text{B}$ 混入液体シンチレータにおける中性子捕獲反応及び陽子の反跳反応起源の事象に対するエネルギー対シンチレーション光減衰時間の2次元プロット。

3.5.1 TDC 情報の解析手法

今回の研究では、シンチレーション光の減衰時間を TDC 回路で測定して得られた TDC スペクトルを関数フィットして中性子起源の現象の同定に利用するものとした。ただし前節で述べたように、TDC 情報にはシンチレーション光の波高(すなわち中性子のエネルギー)に対する依存性がある。そこでまず、TDC スペクトル上において明白に γ 線起源であるピーク位置の TDC 時間を 0、同様に TDC スペクトル上で明白に中性子起源であるピーク位置の TDC 時間を 1 と置き直した。図 12 で示した、エネルギー対 TDC の 2 次元プロット上では、 γ 線起源と中性子起源の事象とは、それぞれ γ 線源と中性子線源を使用した較正用のデータによって識別することができる。中性子線束の測定データ解析では、TDC スペクトル上での γ 線ピーク位置と中性子ピーク位置との相対的な関係は較正用データから得ることが出来、また環境中性子測定の本実験中には TDC スペクトル上での γ 線ピークの絶対位置も測定可能である。本研究では、この手法を用いて全実験データについて TDC スペクトルをシフトさせてデータ解析を行ったので、今後はシフトされた TDC スペクトルをシフト TDC スペクトルと呼ぶことにする。

3.5.2 熱中性子に対するデータ解析

熱中性子起源の事象を一イベント毎に拾い出すために、まず、液体シンチレータで測定した波高情報が (α +Li) 事象のピーク位置範囲に入ること、CsI シンチレータで測定した γ 線波高情報が 478keV の範囲に入ることの二つの条件を同時に満たしたイベントを熱中性子起源の事象の候補と考えた。図 13 においては、この条件で拾い出された事象をシフト TDC スペクトル上で表した。以上の条件が熱中性子事象を弁別するのに有効な手段であることが、条件を課する前のシフト TDC スペクトル上でのピーク位置(すなわち γ 線ピークに相当する位置 (0)) から条件を課した後のピーク位置が中性子ピーク (1) に変動することから判定できる。なお、このデータは ^{252}Cf 中性子線源を用いた実験で取得されたものである。

次に、TDC スペクトルをフィットすることにより精度の高い弁別を図つ

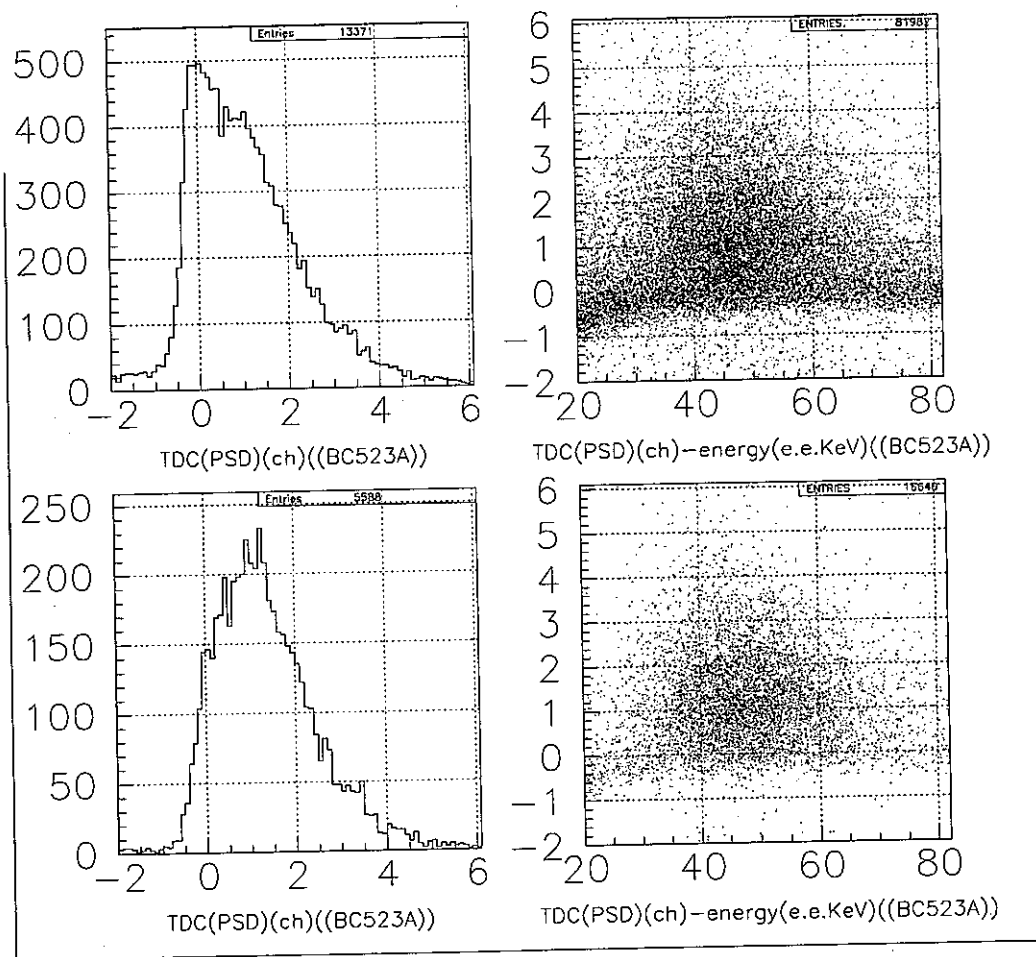


図 13: 478keV γ 線の同時計数によるバックグラウンド γ 線排除の様様。上左: 同時計数無のシフト TDC スペクトル、上右: シフト TDC 対液体シンチレータの 2次元プロット (同時計数無)、下左: 同時計数時のシフト TDC スペクトル、下右: 同時計数時の 2次元プロット。

た。ただし、液体シンチレータにおける熱中性子領域のエネルギー範囲からの出力波高が小さいため、TDCスペクトル上では γ 線に対しても中性子に対してもガウス分布には単純には従わない。そこで、以下の4種類の関数によりTDCスペクトルを関数フィットして γ 線事象と中性子事象との弁別を行った。

1. ガウス分布。
2. ガウス分布と exponential 関数の重ね合わせ。後者はTDCスペクトルのテール部分を説明するために導入し、ガウス分布部分と連続的につながるようにフィットした。
3. ガウス分布+ローレンツ関数。後者はTDCスペクトルのテール部分の説明のために導入した。
4. ガウス分布+ガウス分布。後者はTDCスペクトルのテール部分の説明のために導入した。

これらの関数フィットにより、まず γ 線事象におけるTDCスペクトルの理解を図った。図15には ^{22}Na γ 線源を使用して得られたTDCスペクトルに対する関数フィットを、また図14には γ 線事象が相対的に少なく中性子事象が大量に含まれる例として ^{252}Cf 中性子線源を使用して得られたTDCスペクトルに対する関数フィットを示した。

TDCスペクトルの形状を γ 線事象について関数フィットする試みを続けた結果、中性子測定時の中性子弁別についても同様にTDCスペクトルを関数フィットで行った。結局TDCスペクトルは、中性子イベントを特徴づける関数と γ 線イベントを特徴づける関数の重ね合わせでフィットすることとした。中性子事象のTDCスペクトルの形状決定は、中性子線源を使用した較正データを用いて行い、中性子以外の事象のTDCスペクトルの形状決定は中性子測定実験中に偽事象として区別された事象のTDCスペクトルをフィットすることによって行った。なおこの偽事象とは、CsIシンチレータ中で測定された γ 線エネルギーが478keV以上の

事象である。図 16 には、中性子測定実験で得られた TDC スペクトルを関数フィットした典型的な例を示した。この関数フィットの結果を、熱中性子の計数率とした。

3.5.3 速中性子に対するデータ解析

速中性子の計数率を求めるため、熱中性子の計数率を求めたのに用いた手段と似た手段を用いて速中性子に対するデータを解析した。熱中性子に対する解析方法との違いは、液体シンチレータから出力されるエネルギー範囲を変更したことのみである。図 17、図 18、図 19 に解析の実際を示した。

図 17 と図 18 では、中性子線源を使用した実験と γ 線源を使用した実験とでそれぞれ得られたデータを比較している。これらの図から明確にわかるように、中性子線源を使用した実験のデータにより、TDC スペクトル中での中性子起源の事象の同定が可能である。図 19 では、中性子線束測定実験中に得られた TDC スペクトルとそのスペクトルに対して行った中性子弁別用の関数フィットの典型的な例を記した。

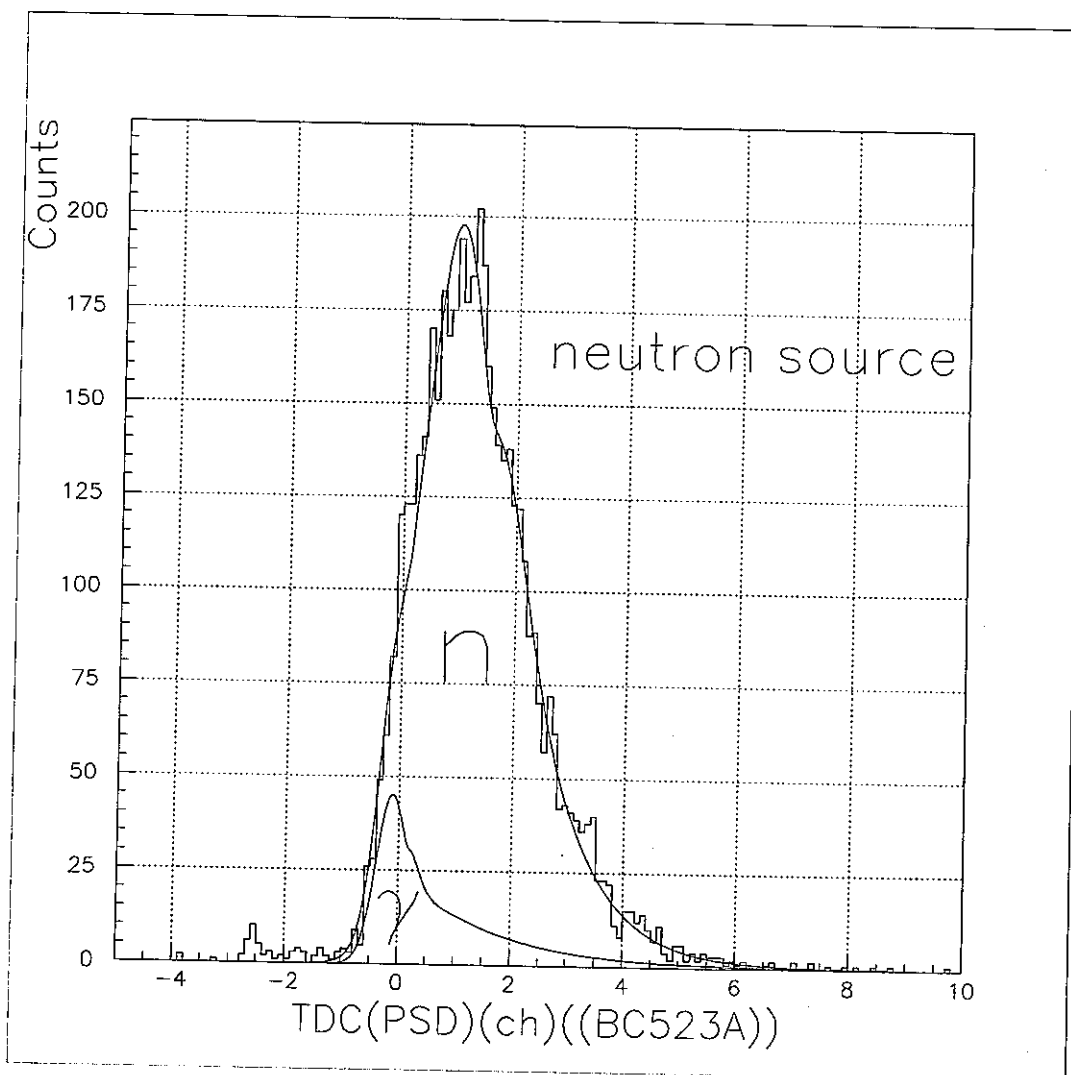


図 14: 中性子線源使用時の中性子事象とバックグラウンド γ 線事象に対するシフト TDC スペクトル

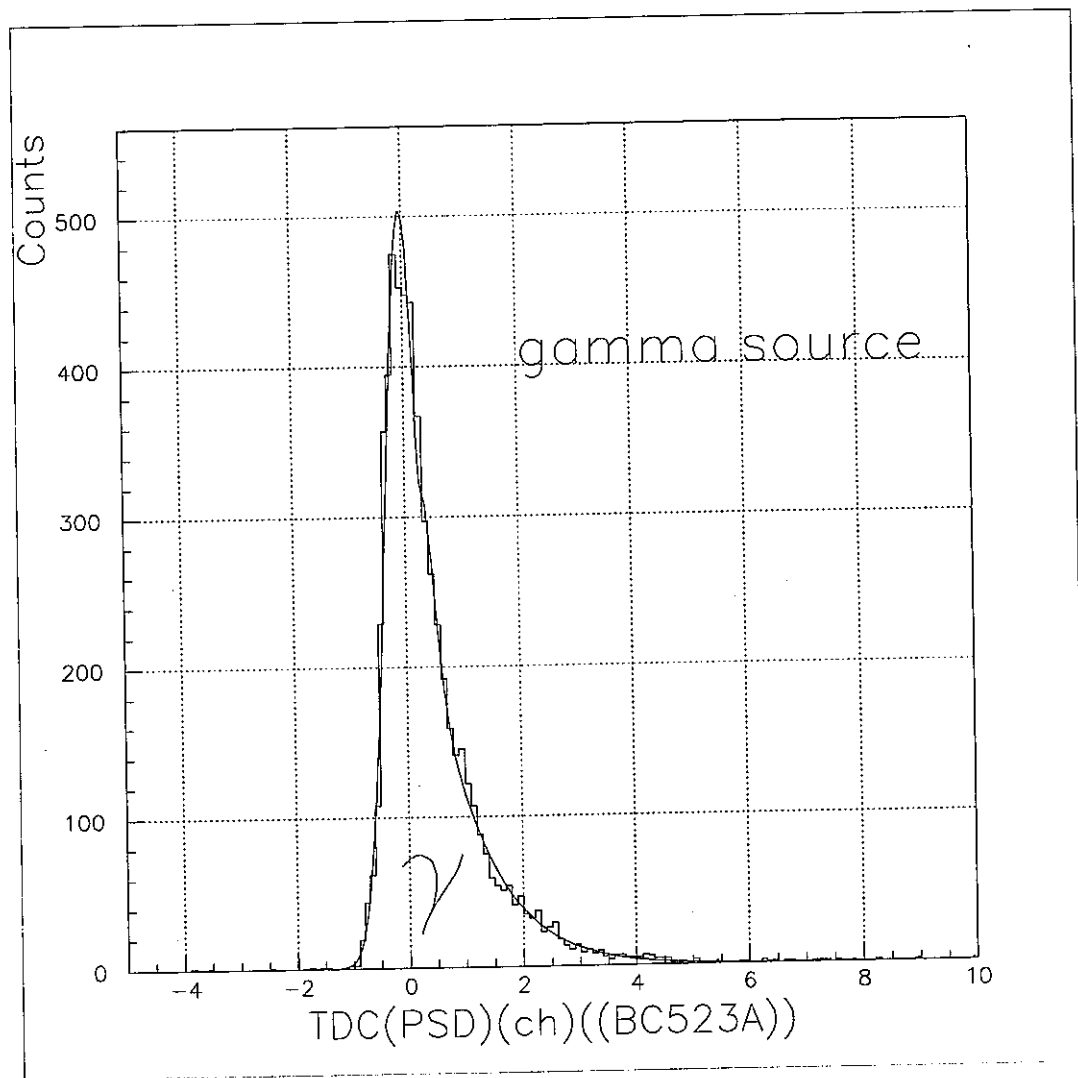


図 15: 標準 γ 線源使用時の γ 線事象に対するシフト TDC スペクトル

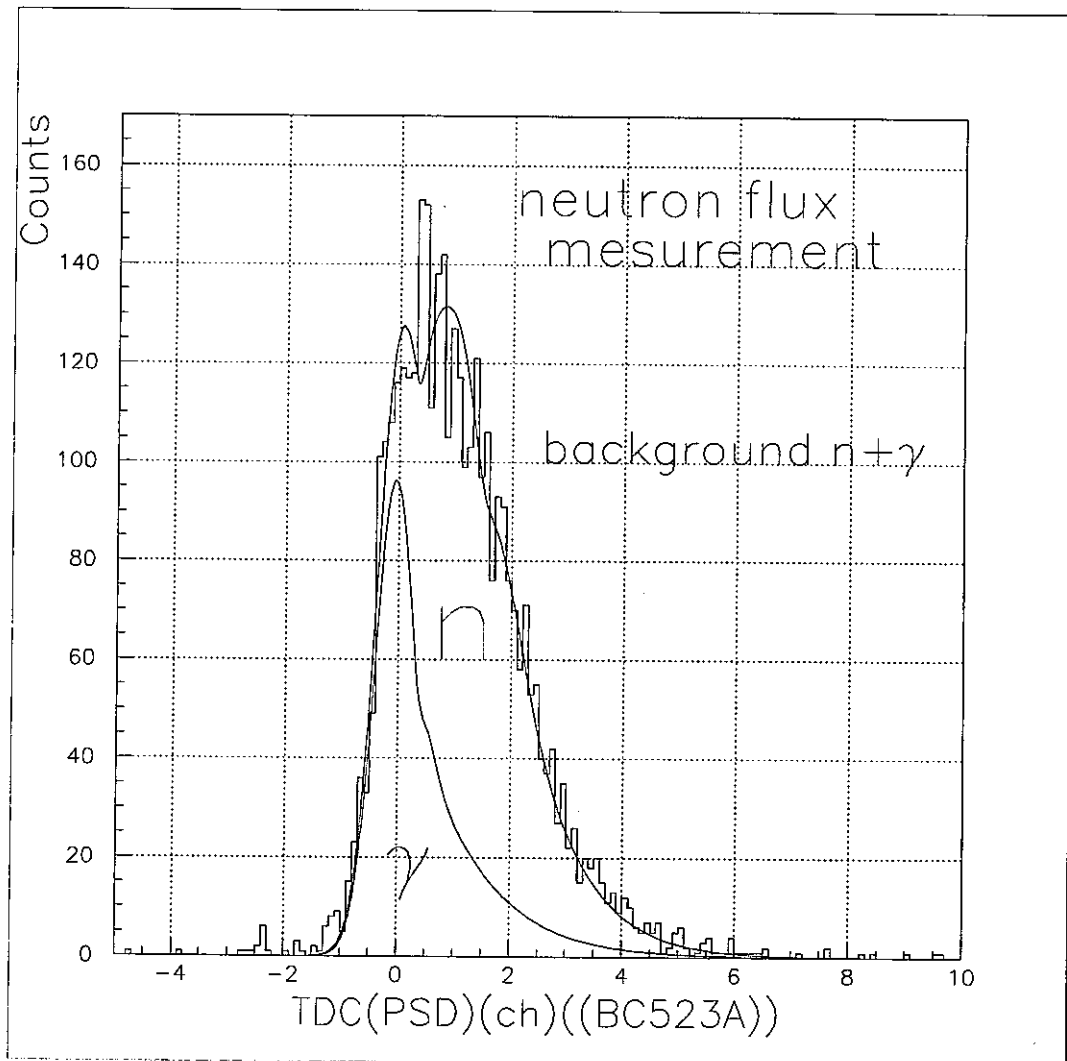


図 16: 中性子線束測定中に得られた、熱中性子事象に対するシフト TDC スペクトル

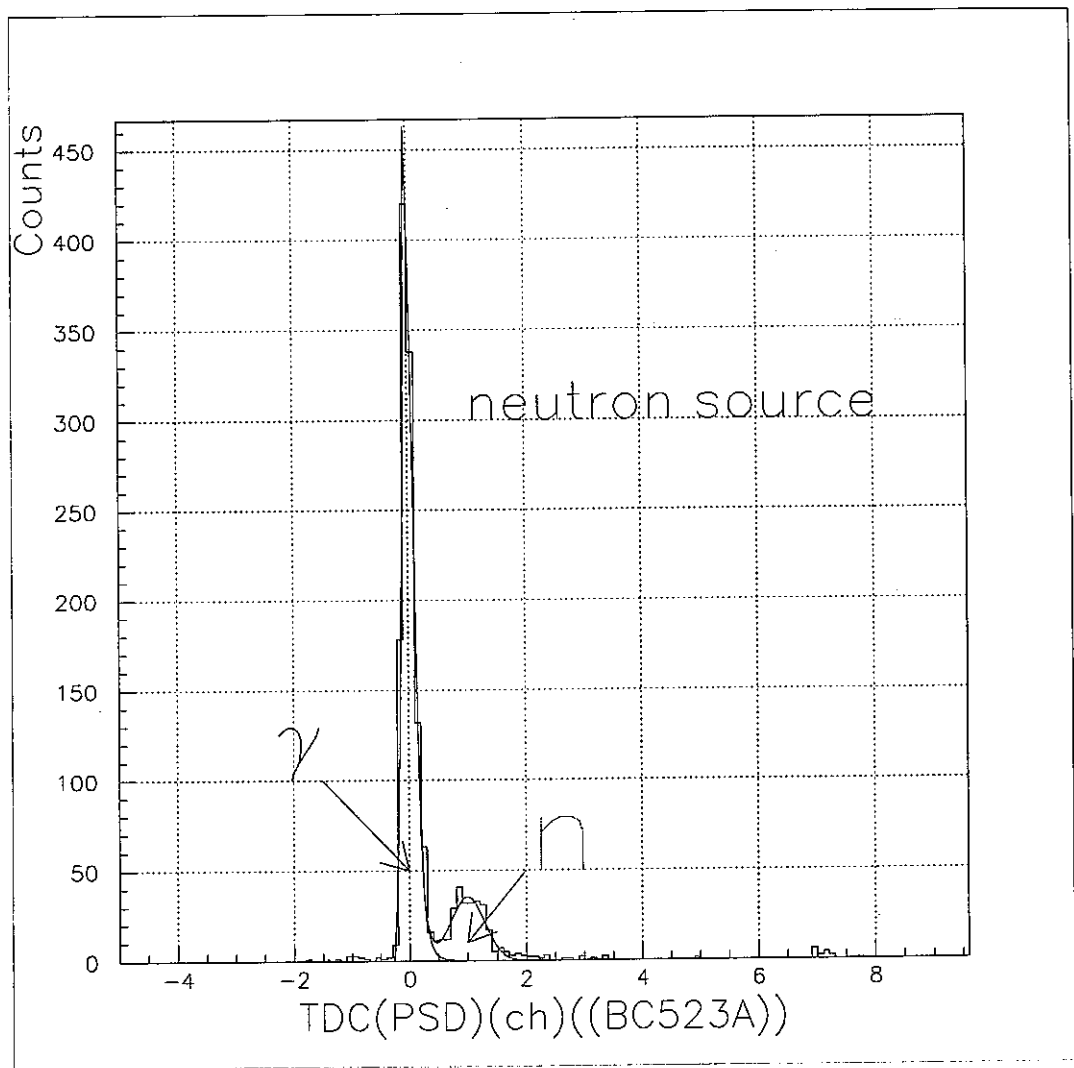


図 17: 中性子線源を用いて得た速中性子に対するシフト TDC スペクトル

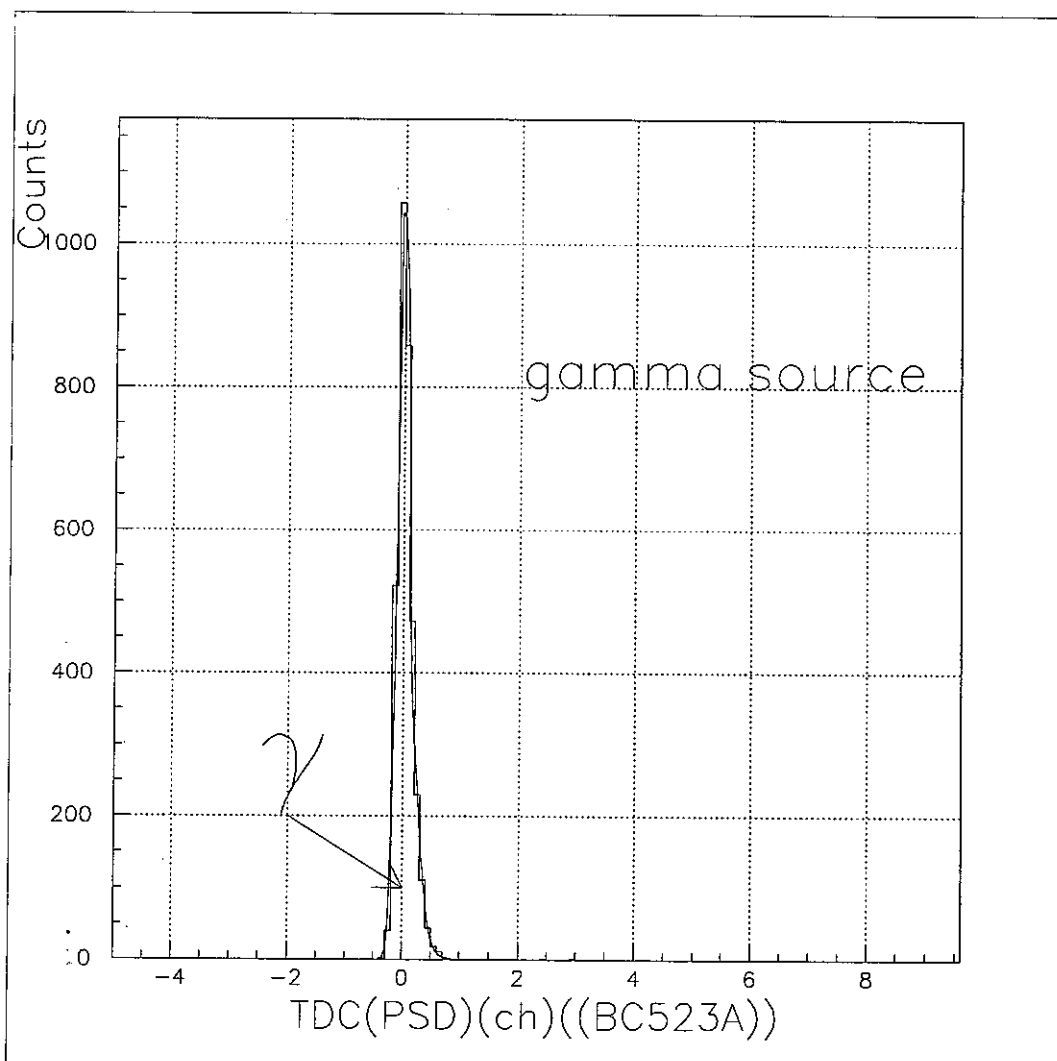


図 18: γ 線源を用いて得た速中性子エネルギー領域事象に対するシフト TDC スペクトル

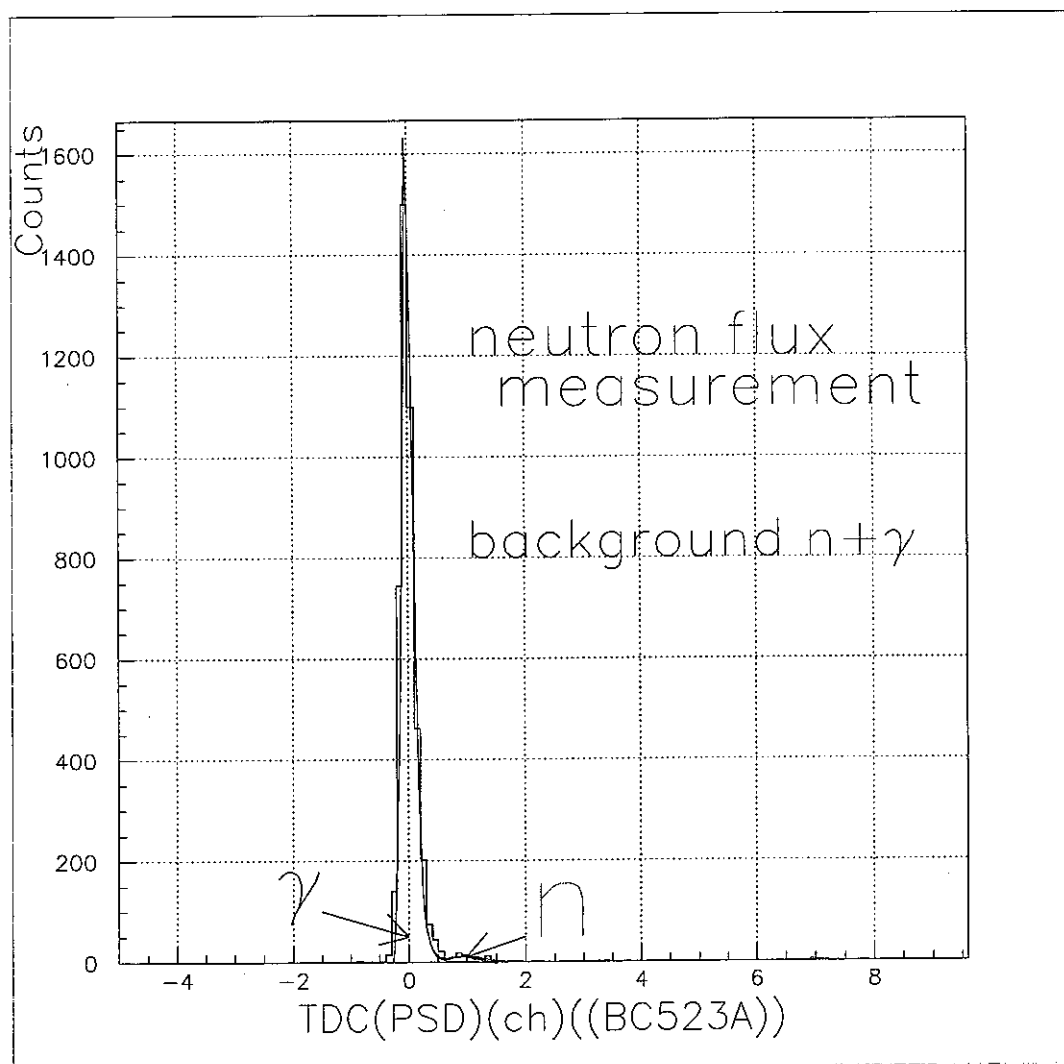


図 19: 中性子線束測定中に得た速中性子エネルギー領域事象に対する典型的なシフト TDC スペクトル

3.6 検出効率の決定

3.6.1 熱中性子

熱中性子のエネルギー領域 ^{10}B 原子核は熱中性子に対する捕獲断面積が極めて大きく、捕獲断面積のエネルギー依存性は入射中性子の広いエネルギー領域に渡って明確になっている。0.25eV から 10^5 eV の範囲においては捕獲断面積は入射中性子の速度 v に対して、 $\propto v^{-\frac{1}{2}}$ である。なお捕獲断面積のエネルギー依存性については図4も参照されたい。液体シンチレータの寸法とそこに混入されている ^{10}B 原子核と中性子に対する全反応断面積とを考慮すると、減速材無で液体シンチレータ中の ^{10}B に捕獲される入射中性子の最大エネルギーは、BC523A に対しては40eV程度、BC523については2eV程度と考えられる。このエネルギーにより、液体シンチレータ中での入射中性子の平均自由行程を考慮し、容器の寸法決定を行っている。

中性子との反応断面積は既知であるが、中性子の検出効率については未知な面が多い。というのも、中性子は中性子検出器である液体シンチレータとその周辺に設置されたパラフィン中で実に複雑に減速されているからである。そのため、熱中性子に対して精度良く検出効率を決定できる計算コードはない。検出効率と入射中性子のエネルギーとの相関を与えることには困難が伴うが、全中性子が液体シンチレータ中で捕獲される最大限の運動エネルギーを持つと仮定すればある程度の類推は可能である。

中性子と陽子との弾性散乱については、パラフィンと液体シンチレータ中での平均自由行程を表3.6.1に示した。ここには、それらの媒質中での弾性散乱の起きる平均的回数も示した。なお、入射中性子のエネルギー範囲が数十eV から数百eVの間では、陽子との弾性散乱の反応断面積は20barn程度である。

平均自由行程と平均衝突回数を計算したので、次に本検出システムにおいて測定可能な熱中性子の最大エネルギーを計算することが可能である。結果については表5に示した。この表中、本研究において測定可能な熱中性子のエネルギー領域を示してある。ここで示した測定可能な中

中性子の最大エネルギー付近での検出効率はあまり大きくないが、液体シンチレータに入射した熱中性子の検出効率はほぼ100%であると仮定した。この仮定は、実際に熱中性子の線束を導出する際に再度用いるものとする。

熱中性子捕獲時に同時放出される478keV γ 線に対する検出効率 図5に示したように、 $^{10}\text{B}+n$ から ^7Li 第一励起状態へ分岐する確率は0.025eVの中性子に対しては94%である。これより高いエネルギー領域においてもこの確率は一定であると仮定した。

放出された478keV γ 線は、液体シンチレータの周囲に配置された4本のCsIに到達し、液体シンチレータ中での α 粒子や ^7Li の反跳現象と同時計測される。478keV γ 線の発生は $^7\text{Li}^*$ 生成の後の崩壊時間0.13psの間に発生するので、中性子の検出とCsIにおける478keV γ 線の同時検出はほぼ100%の検出効率を達成し得ると考えられる。

ただし、放出時に478keVのエネルギーを持っていた光子がCsI結晶内で478keVの応答を与えるかどうかは検出効率に影響を与える問題である。これは、放出 γ 線が検出システムの内部構成内でエネルギーを消耗する過程と関係する。そこで、検出効率算定に対して影響すると考えられる要素をあげる。

- 発生した γ 線が相互作用なしに液体シンチレータを通過する確率 $\sim 85\%$
- 液体シンチレータに対して4本のCsI結晶が覆う立体角 $\sim 85\%$
- γ 線が3cm厚のCsI結晶と一部でも相互作用する確率 $\sim 90\%$
- 全反応断面積中、光電効果をCsI結晶でおこす確率 $\leq 50\%$

上記の要素を全て加味した全検出効率は $\sim 30\%$ 程度以上である。上記のような簡単な計算だけでなく、CERNで開発されたシミュレーションコードであるGEANTを用いたモンテカルロシミュレーションによっても検出効率の決定を行った。GEANTについては後述する。

478keV γ 線のシミュレーションにあたっては、以下の考慮を加えた。

- ^{10}B の熱中性子捕獲断面積が極めて大きいため、478keV γ 線は液体シンチレータ容器の境界から発生していると仮定した。
- CsI 結晶の形状は4本とも均一であると仮定した。

液体シンチレータから発生する全 γ 線に対する CsI 結晶中でのフォトピークを生成する確率は47%であることがシミュレーション計算によって判明した。この数値は前段で簡易に計算した結果よりは大きい結果となっている。その理由の1つは、モンテカルロシミュレーション時には中性子が液体シンチレータ表面から発生すると仮定したことであり、液体シンチレータを通過するように見せかける事象を実際よりも水増しする効果があるものと思われる。

3.6.2 速中性子

入射中性子に対する陽子の反跳確率 液体シンチレータに入射する中性子が陽子と弾性散乱を起こし、陽子が液体シンチレータ容器外へ放出されるのに十分なエネルギーを得る反応の起きる確率は、前節で述べた CERN のシミュレーションコード GEANT により計算した。GEANT は元来、加速器実験に携わる実験者が検出器開発のために用いてきたコードであり、実験で得られた新しい結果や知見を盛り込みつつ発展してきた。そこで GEANT では陽子を含む複数の粒子については中性子の反応断面積の測定結果を盛り込んではいないものの、数 MeV 以下の運動エネルギーについては、GEANT のシミュレーションは実際に測定される事実とは異なる結果を出すこともある。よって、GEANT の精度は、コードを使用する実験者自身がその都度、検証する必要がある。1MeV 以上の運動エネルギーにおいては、GEANT に盛り込まれている反応断面積は、陽子中性子散乱の理論計算による全断面積と矛盾がなく、水素ターゲット中における中性子の検出効率は平均自由行程から出発して計算した検出効率とほぼ一致するように調整されている [4]。

よって、本研究では、中性子の運動エネルギーが 1MeV 以上であれば GEANT の計算結果をそのまま用いるものとする。この仮定のもと、図 10 で示したように、本実験構成で速中性子起源の事象と判定している陽

子の反跳エネルギーが500keV以上となる反応の検出効率を表6に示した。このシミュレーションでは、中性子は等方的に液体シンチレータに入射するものとし、中性子の発生場所は液体シンチレータ容器の表面各点とし、各点から同じ確率で粒子を発生させた。表6中の検出効率は、シミュレーションで発生させた中性子の総数を分母とし、陽子に500keV以上の運動エネルギーを与える事象の発生個数を分子として計算したものである。この表に記載した計算結果により、検出効率は入射中性子の運動エネルギーへの依存性があることがわかる。そこで、入射エネルギー全体について検出効率を平均し、検出効率の平均値を20%と決定した。

中性子捕獲反応で生じる478keV γ 線との同時計数 BF_3 検出器と比較すると、今回使用したホウ素混入液体シンチレータには中性子の減速が可能であるという長所がある。というのも、 ^{10}B の周囲には液体シンチレータの成分中の水素が大量に存在しており、この陽子が弾性散乱を起こして減速材としての役割を担い、時に一度か二度の弾性散乱で速中性子を熱中性子にまでは減速することもあり、反跳陽子の信号と478keV γ 線信号の同時計数でも精度良く速中性子の弁別も可能となる。ただし、今回の構成で速中性子を速中性子にまで減速する確率は非常に低い、次に挙げる理由により、今回は上に述べた同時計数法を利用した。

- S/N比の向上を図ることが可能である。同時計数により信号強度は4%程度に減るが、同時にノイズも5%程度にまで軽減されるため、同時計数を行わない場合に比してS/N比が4/5に低減される。
- 熱中性子測定には同時計数法が有効であり、中性子に対する各種シールド条件の試験実施の時間を確保するために、速中性子測定に最適化した実験条件は模索することを一旦諦めた。なお、第4章において速中性子測定に適した実験条件を模索した。

反跳陽子の信号と、中性子捕獲後の478keV γ 線の光電信号との、同時計数による検出効率は、 ^{252}Cf 中性子線源を利用して得た実験データの解析を通し、以下の理由により0.02であると判定した。

- 本研究の構成で液体シンチレータ中で陽子反跳により中性子が減速されて熱中性子となった後にこの熱中性子が ^{10}B に捕獲される確率を0.05と見積もった。
- 本章で既に示したように、CsI検出器中における478keV γ 線の光電ピークのピーク形成効率は47%である。

さらに、本節で既に示したように、反跳陽子自体の検出効率の平均値を0.2と見積もったので、この同時計数による速中性子の検出効率は0.5%となる。

電磁カスケードに対するモンテカルロシミュレーションコード GEANT 概説 電磁カスケードのモンテカルロシミュレーションコードにはETRAN、EGS4、TIGER、SANDYL、GEANTなどがあり、その中で今回シミュレーションしたエネルギー領域のような比較的低エネルギーの電磁カスケードを精度よく扱えるコードとしてはEGS4、GEANTがあげられる。今回使用したGEANTはヨーロッパ原子核研究所(CERN)において開発されたシミュレーションコードであり、光子・電子とも10keV以上でその輸送が精度よく計算可能である。また、複雑な検出器形状を記述することも比較的容易である。GEANTにおいては、電離損失、制動放射、電子対消滅、シンクロトロン放射、コンプトン散乱、多重散乱が電磁相互作用として考慮されている。GEANTの詳細については文献[5]も参照されたい。

表 4: 本研究で主に使用した機材における中性子の平均自由行程と平均衝突回数

	mean free path	expected number of collision
liquid scintillator	1.0 cm	4
paraffin	0.65 cm	6

表 5: 液体シンチレータで捕獲され得る入射中性子の最大エネルギー

liquid scintillator	maximum capture energy
BC523A	5 - 40 keV
BC523	0.25 - 2 keV

表 6: 反跳陽子の検出効率

energy	efficiency
1 MeV	20 %
2 MeV	25 %
3 MeV	13 %
5 MeV	6 %
10 MeV	2 %

3.7 中性子線束測定実験

計測系の検討と較正用データによる考察は以上で述べたので、本節では中性子線束を次の二箇所、

1. 地上実験として大阪大学理学部 (大阪府豊中市)
2. 極低バックグラウンド実験として大阪大学大塔コスモ観測所 (奈良県大塔村)

において測定した。なお、遮蔽条件とデータ条件については以下に示す通りである。

3.7.1 遮蔽条件

本節では検出システム全系の遮蔽条件について述べる。以下の遮蔽を用い、低バックグラウンド環境を構築するのに適正な遮蔽条件を模索した。

1. LiH とパラフィンの組み合わせ (以下、LiH と略)
2. ホウ素酸化物を混入した水が満載された水タンク (H_2O (H_3BO_3) と略)

遮蔽条件と実験取得データとの関連については表7に記した。

3.7.2 測定データ概要

取得した測定データについて、イベント数、測定時間等の情報を表8、表9に概要を示した。

表 7: 遮蔽条件

shield condition number	shield contents	measured(yes) or not(no)
1	No passive shields	yes
2	Cu only	no
3	Cu+LiH	yes
4	Pb+Cu+LiH	yes
5	Cd+Pb+Cu+LiH	yes
6	H ₂ O+Pb+Cu+LiH	no
7	H ₂ O(H ₃ B ₃ O ₃)+Pb+Cu+LiH	yes
8	H ₂ O(H ₃ B ₃ O ₃)+Pb+Cu	yes

表 8: 大阪大学豊中キャンパスにおいて取得した中性子線束測定データの概要

Shield condition number (shield contents)	Number of acquired events	Time of measurement(hours) (Live time on data-taking)
1 (No passive shields)	767605	18.0(94.2 %)
3 (Cu+LiH)	310921	23.0(91.3 %)
4 (Pb+Cu+LiH)	200836	24.0(91.5 %)
5 (Cd+Pb+Cu+LiH)	218979	26.4(91.4 %)
7 (H ₃ B ₃ O ₃ +Cd+Pb+Cu+LiH)	282132	34.8(91.6 %)
8 (H ₃ B ₃ O ₃ +Cd+Pb+Cu)	363582	42.2(92.1 %)

表 9: 大塔コスモ観測所において取得した中性子線束の測定データ概要

Shield condition number (shield contents)	Number of acquired events	Time of measurement(hours) (Live time on data-taking)
1 (No passive shields)	10313472	211.8(94.2 %)
3 (Cu+LiH)	4276452	499.7(96.7 %)
4 (Pb+Cu+LiH)	258810	122.3(96.4 %)
5 (Cd+Pb+Cu+LiH)	276036	137.6(98.2 %)
7 (H ₃ B ₃ O ₃ +Cd+Pb+Cu+LiH)	450034	163.3(98.0 %)
8 (H ₃ B ₃ O ₃ +Cd+Pb+Cu)	328149	117.1(97.0 %)

3.8 中性子線束の測定結果

3.5節に示した通り、シフトTDCスペクトルを関数フィットした結果、環境中性子の計数率を測定した。この結果を表10、表11に示す。3.6節の議論で算出した検出効率により、中性子線束を求め、表10、表11に示した。

図20、図21、図22、図23には大阪大学での地上実験、大塔コスモ観測所における地下実験で得られた中性子線束の遮蔽条件による比較を示した。図20と図21により、BC523（天然同位体比ホウ素混入の液体シンチレータ）とBC523A（濃縮 ^{10}B 混入液体シンチレータ）のそれぞれから熱中性子線束が与えられる。図22と図23では、いずれかの液体シンチレータから速中性子線束が与えられることが示されている。これらの測定結果により、次の2点が明確となる。

1. 超稀現象測定装置 ELEGANT VI において遮蔽条件を同様に変化させて得た計数率と、本研究において遮蔽条件を変化させて得た計数率は、遮蔽条件の変化に対する計数率変化の相対関係が類似している。
2. 地上での測定結果と地下での測定結果を比較すると、熱中性子については地下での測定値は地上の約1/40、速中性子については地下での測定値は地上の約1/50である。

この第一点について得られた知見は、LiH+パラフィンの組み合わせが中性子線束の削減に効果的であるという事である。ELEGANT VIで現在測定されている各種放射線の合計の計数率と今回のシステムで得られた中性子線束との関連については次節で議論する。

表 10: 熱中性子の計数率と線束 (上段:大阪大学で取得した結果(地上), 下段: 大塔コスモ観測所で取得した結果(地下))

detector/shield condition	count rate(cph)	neutron flux(10^{-3} n/sec/cm ²)
BC523A / 1	139. (± 41.3)	1.3 (± 0.4)
BC523A / 3	58. (± 17.1)	0.56(± 0.16)
BC523A / 4	48. (± 10.5)	0.46(± 0.10)
BC523A / 5	45. (± 11.1)	0.43(± 0.11)
BC523A / 7	47. (± 9.5)	0.45(± 0.09)
BC523A / 8	70. (± 10.2)	0.67(± 0.10)
BC523 / 1	110. ($\pm 58.$)	1.1 (± 0.6)
BC523 / 3	45. (± 20.8)	0.43(± 0.20)
BC523 / 4	38. (± 11.0)	0.36(± 0.11)
BC523 / 5	31. (± 10.2)	0.30(± 0.10)
BC523 / 7	27. (± 7.9)	0.26(± 0.08)
BC523 / 8	64. (± 8.7)	0.62(± 0.08)

detector/shield condition	count rate(cph)	neutron flux(10^{-5} n/sec/cm ²)
BC523A / 1	8.7 (± 20.7)	8.3 (± 19.7)
BC523A / 3	1.7 (± 1.1)	1.7 (± 1.0)
BC523A / 4	2.0 (± 4.3)	1.9 (± 4.1)
BC523A / 5	0.99(± 1.24)	0.95(± 1.16)
BC523A / 7	0.37(± 0.40)	0.36(± 0.36)
BC523A / 8	0.56(± 1.34)	0.54(± 1.28)
BC523 / 1	34. ($\pm 46.$)	32. ($\pm 43.$)
BC523 / 3	6.5(± 2.3)	6.2(± 1.3)
BC523 / 4	1.7(± 2.5)	1.6(± 2.4)
BC523 / 5	4.4(± 6.0)	4.3(± 5.7)
BC523 / 7	2.8(± 4.8)	2.7(± 4.6)
BC523 / 8	3.3(± 5.3)	3.1(± 5.0)

表 11: 速中性子の計数率と線束 (上段:大阪大学で取得した結果 (地上), 下段: 大塔コスモ観測所で取得した結果 (地下))

detector/shield condition	count rate(cph)	neutron flux(10^{-3} n/sec/cm ²)
BC523A / 1	15. ($\pm 10.$)	4.0 (± 2.7)
BC523A / 3	17. (± 1.3)	4.4 (± 0.3)
BC523A / 4	13. (± 1.0)	3.4 (± 0.3)
BC523A / 5	11. (± 0.9)	2.9 (± 0.2)
BC523A / 7	9.1(± 0.7)	2.4 (± 0.2)
BC523A / 8	16. (± 0.8)	4.2 (± 0.2)
BC523 / 1	24. ($\pm 12.$)	6.5 (± 3.0)
BC523 / 3	27. (± 1.7)	7.1 (± 0.4)
BC523 / 4	27. (± 1.5)	7.2 (± 0.4)
BC523 / 5	21. (± 1.3)	5.5 (± 0.3)
BC523 / 7	18. (± 1.1)	4.8 (± 0.3)
BC523 / 8	24. (± 1.1)	6.3 (± 0.3)

detector/shield condition	count rate(cph)	neutron flux(10^{-5} n/sec/cm ²)
BC523A / 1	0.48 (± 0.48)	29. ($\pm 29.$)
BC523A / 3	0.18 (± 0.09)	11. (± 5.3)
BC523A / 4	0.17 (± 0.14)	10. (± 8.1)
BC523A / 5	0.13 (± 0.10)	8.0(± 6.2)
BC523A / 7	0.067(± 0.069)	4.0(± 4.1)
BC523A / 8	0.082(± 0.079)	4.9(± 4.7)
BC523 / 1	0.47(± 0.31)	28. ($\pm 19.$)
BC523 / 3	0.13(± 0.12)	7.9(± 7.4)
BC523 / 4	0.18(± 0.14)	11. ($\pm 9.$)
BC523 / 5	0.18(± 0.19)	11. ($\pm 11.$)
BC523 / 7	0.10(± 0.08)	5.7(± 5.1)
BC523 / 8	0.12(± 0.09)	7.4(± 5.5)

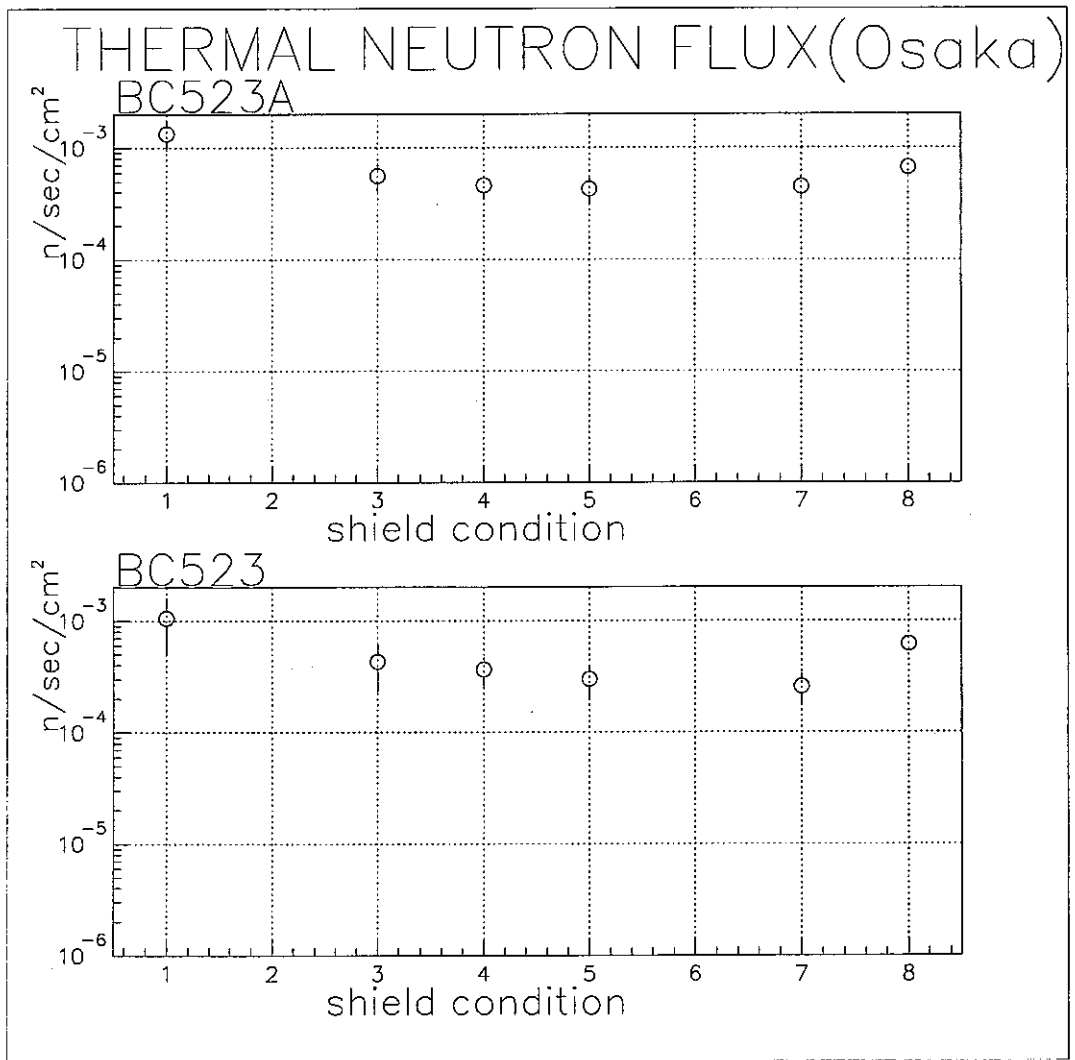


図 20: BC523A で測定された熱中性子線束

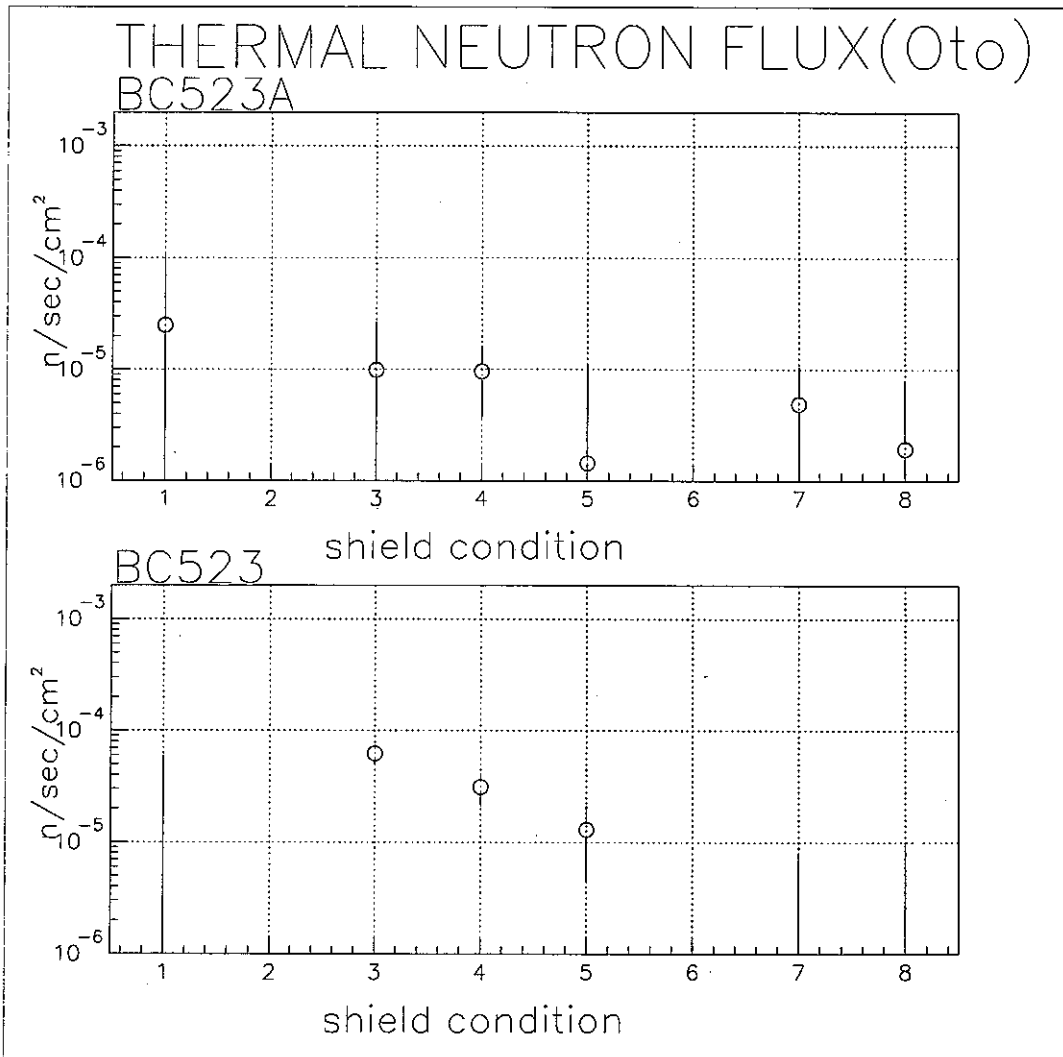


図 21: BC523 で測定された熱中性子線束

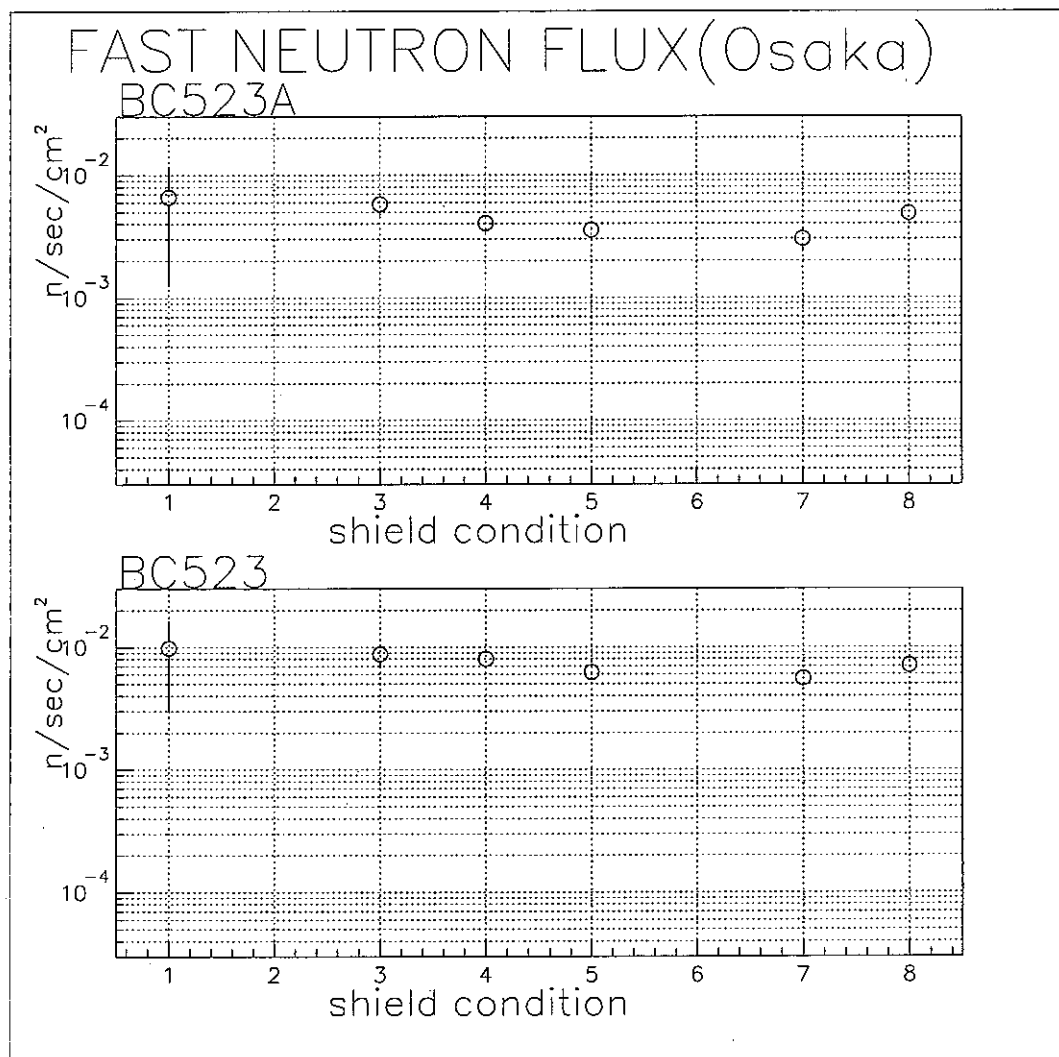


図 22: BC523A で測定された速中性子線束

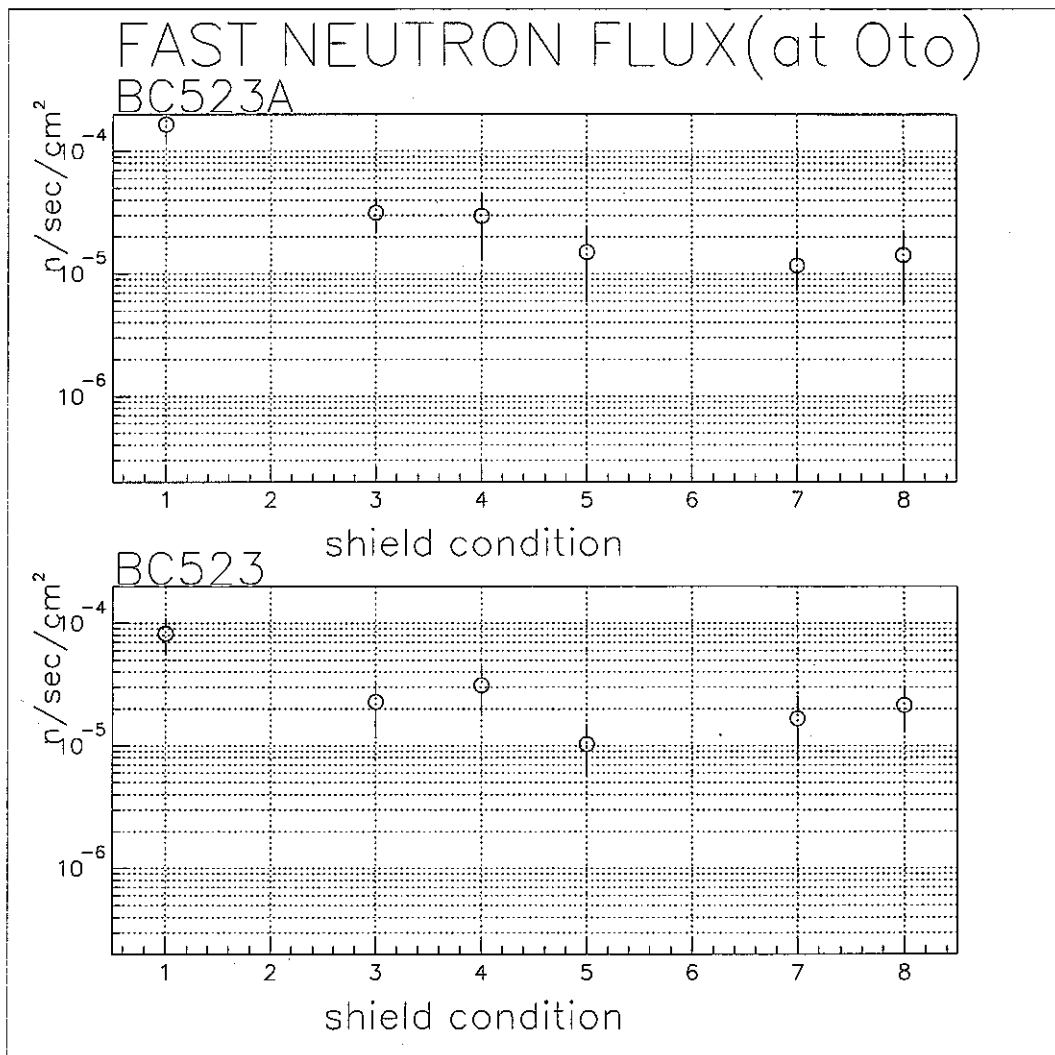


図 23: BC523 で測定された速中性子線束

4 熱中性子測定の結果と課題

前章までの測定により、熱中性子に関しては

- 地上(大阪大学豊中地区)から地下(大塔コスモ観測所)に移動すると中性子束にして少なくとも $\sim 1/40$ 程度に減衰している。
- 幾つかの遮蔽剤の中ではLiHを含んだパラフィン材が有効である。

ということが判明した。装置自体も比較的小型にまとめる事ができ、実際に2ヶ所を移動して測定を行った。

速中性子に関してはしかし、もともと装置が熱中性子測定に適したデザインになっていること等から、十分な精度を持った結果が得られたとは言いがたい。それ故に次章以降で検討を進めることにする。さらに、より小型化・可搬性を考えたデザインも進めていくことにした。

5 高速中性子測定

前章までの測定の結果、開発したシステムは熱中性子測定に最適化されていることが判明した。そこで速中性子測定の最適化条件を模索し、中性子減速イベントと減速後の捕獲反応で生じる γ 線との同時計数法によって、熱中性子測定システムと基本的な回路構成等を変えないまま速中性子測定の可能なことを示唆する結果を得たので、本章においてそれを報告する。なお、本章における検出器の構成は、熱中性子の検出効率を犠牲にして速中性子測定の最適化を模索するため、3章からは変更されている。

5.1 検出装置

本章では高速中性子測定を主目標に、液体シンチレータ (BC-523A) により実施した技術開発の報告を行う。BC-523A の内容物、原子の含有量は表 12、13 に示した。

まず液体シンチレータの中に入って来た高速中性子は陽子を反跳する。高速中性子が何度か液体シンチレータ内の陽子と衝突繰り返した後、エネルギーを失った高速中性子は熱中性子になり ^{10}B に吸収される。

エネルギーを失った高速中性子が ^{10}B に吸収された後、478keV の γ 線と60keV の α 線を放出して ^7Li になる (図 5.1)。これらの二次粒子 (γ, α) との同時計測で高速中性子の測定を進めた。

5.1.1 検出器の構成

実験に使用した液体シンチレーターを入れる容器と液体シンチレーター検出器は図 25、26 に示した。液体シンチレーターを入れるための容器の大きさは、 $4.5 \times 4.5 \times 6.0 \text{cm}^3$ で材質はPyrexで作られている。

現在までに熱中性子測定で使用された液体シンチレーター (BC-523A) は、蒸発などで残っている量はおよそ 64cm^3 であった。このBC-523A

表 12: Properties of BC-523A

^{10}B Content	4.41%
Density	0.916 g/cm ³
Light output	65% anthracene
Decay time, short component	3.7nsec
Wavelength of maximum emission	424nm
Bulk light attenuation	> 4 meters
Refractive	1.415

表 13: Atomic Composition

No. of H atoms per cm ³	4.98×10^{22}
No. of C atoms per cm ³	2.86×10^{22}
No. of O atoms per cm ³	0.811×10^{22}
No. of ^{10}B atoms per cm ³	0.243×10^{22}
No. of ^{11}B atoms per cm ³	0.027×10^{22}

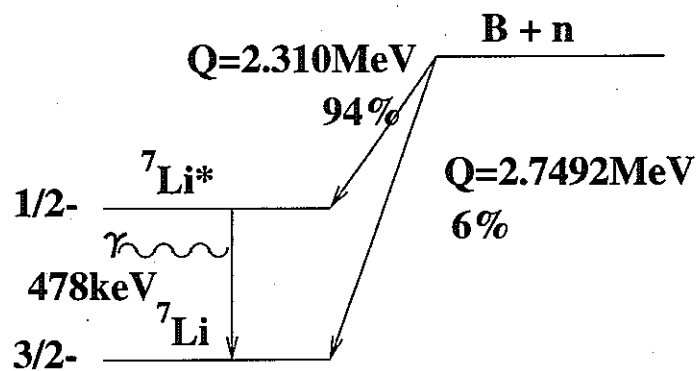


図 24: 熱中性子 (Thermal Neutron) と ^{10}B の反応

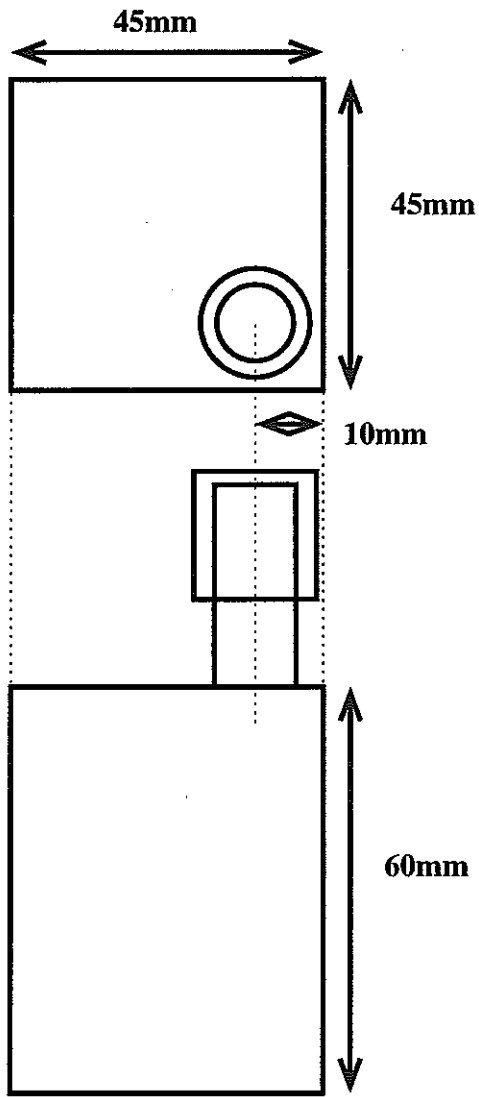


図 25: 液体シンチレーター容器



図 26: 液体シンチレーター検出器

を Pyrex 製の液体シンチレーター容器に入れ、その容器と光電子倍增管 (以下PMT) を Optical Grease(BICRON 製) を使用し接合した。接合した液体シンチレーターの容器と PMT のまわりをテフロンテープで巻き、その上にアルミを巻き、さらにビニールテープで巻いてしっかり固定した。

5.1.2 BC-523 中での高速中性子の平均自由行程

以下においては、BC-523A では高速中性子はそのエネルギーに対してどれだけ進むのかを、前項の式9を使用して評価した。ここでBC-523A(液体シンチレーター)の密度として $n=0.916\text{g/cm}^3$ (表12参照)を代入し計算を行い、その計算結果を表14にまとめた。

このことより、現在使用している液体シンチレーターで高エネルギー(数 MeV) までの高速中性子を測定するためには容積を増やす必要があることが判明した。この検証の続きは「今後の課題」で行う。

5.1.3 高速中性子測定回路

液体シンチレーターのみを使用して、高速中性子を測定した。液体シンチレーターでは含有物のほとんどが C や H、O などがほとんどで、それぞれの原子量が小さい。光電効果の原子当たりの断面積 σ_K は Heitler らにより計算されていて、

$$\sigma_K = \frac{3}{8}\pi\left(\frac{e^2}{m_0c^2}\right)^2\left(\frac{1}{137}\right)^4 2^{5/2}\left(\frac{m_0c^2}{h\nu}\right)^{7/2} Z^5 [\text{cm}^2/\text{atom}] \quad (10)$$

と書ける。この式からも分かるように、断面積は原子番号 Z の5乗に比例して大きくなる。このことから、液体シンチレーターで γ 線を測定するにおいて、光電吸収ピークを測定するにはほとんど向かず、測定できるスペクトルはコンプトンエッジが大部分を占める。

これらのことから、液体シンチレーターのみで測定する時には二次粒子の α 線の方を利用することとした。この α 線のエネルギーは、電子エネルギーに換算すると 60keV に相当する。高速中性子が陽子を何度か反跳した後 $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ 反応により α 線を放出する。高速中性子の測定

は、反跳したときの Pulse と α 線の Pulse を遅延同時計測することで測定するものとした。

高速中性子を測定するための回路を図 27 に示した。

図 27 で使用されている略語は以下の通りである。

- coinc. → coincidence 回路
- Discri. → Discriminator
- G.G. → Gate Generator
- F-in/out → Logic Fan-in/Fan-out
- OP.R. → Output regestor
- Int.G. → Interval Generator
- ADC → Analog to Dezital Converter

それぞれの回路設定を以下に示した。

- Discri. 設定
 - Discri.1(threshold) = 40keV
 - Discri.2(threshold) = 80keV
 - Discri.3(threshold) \Rightarrow Discri.1 の Fan-Out 出力
 - Discri.4(threshold) \Rightarrow Discri.1 の Fan-Out 出力
- Coinc.1 設定
 - Discri.1 からのシグナルを 100ns 遅らせて、G.G.1(Gate Generator) で Coincidence Gate 幅を $1\mu\text{s}$ にして出力させ、もう一つのシグナルと同時計測することで、同じ Pulse どうしで同時計測しないようにした。Coincidence Gate 幅を $1\mu\text{s}$ にしたのは BC-523A の Mean capture lifetime が $0.5\mu\text{s}$ であることから決定した。これらの同時計測を取ることにより、Capture pulse を測定することが可能である。

表 14: 液体シンチレーター中における中性子の平均自由行程

E(Mev)	σ_{SC} (mb)	l(cm)
10	21.87	18
8	24.79	17
6	29.38	15
4	37.95	13
2	61.32	10
1	103.9	7.7
0.025eV	4010b	2.0×10^{-3}

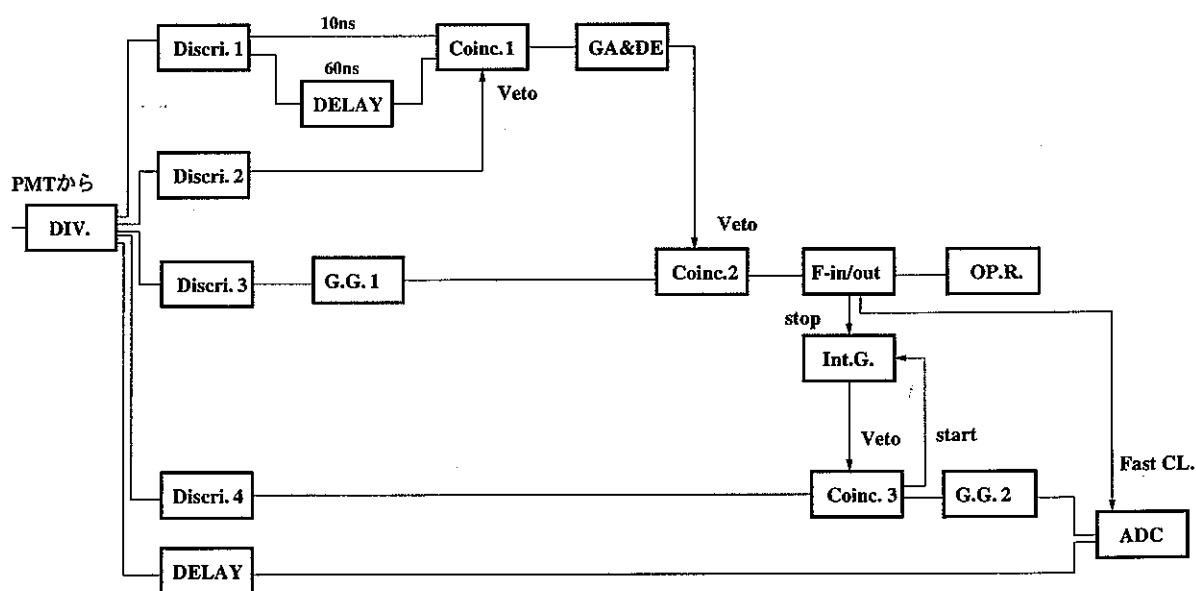


図 27: 高速中性子測定回路図

- 更に、Discri.2からのシグナルで veto をかけた。もし、threshold(80keV)以上のパルスが入ると veto がかかるので Capture Pulse(Second pulse) が

$$40keV \leq threshold \leq 80keV$$

の間であれば、高速中性子が陽子を反跳した時の pulse(Recoil Pulse) を測定することになる。

- Coinc.2 の設定

- ここでは実際にシグナルを取るためのタイミングを整えた。Coinc.1から来たシグナルを veto に入れた。もしこの veto 信号が来れば ADC に Clear 信号を出す Fast Clear を出さないで、Recoil pulse(高速中性子)を測定することになる。

図28にタイミングチャートを示した。

5.1.4 ^{252}Cf 線源による高速中性子測定の結果

まず、単純に γ 線を同時計測せずに α 線との遅延同時計測のみで測定した。測定は約 1 2 時間行ない条件は、

- Time = 42070sec
- Source = ^{252}Cf
- Threshold = 40keV
- Count Rate = 1.1cps

である。このとき測定したスペクトルは図29に示した。

5.2 BC-523A における Mean capture lifetime

$^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ 反応において、散乱断面積は $E \leq 100\text{keV}$ なら中性子の速度の逆数 ($1/v$) に比例するので、

$$\sigma(E_n) = \frac{\sigma_{th} v_{th}}{N(^{10}\text{B}) \sigma(E_n) v} \quad (11)$$

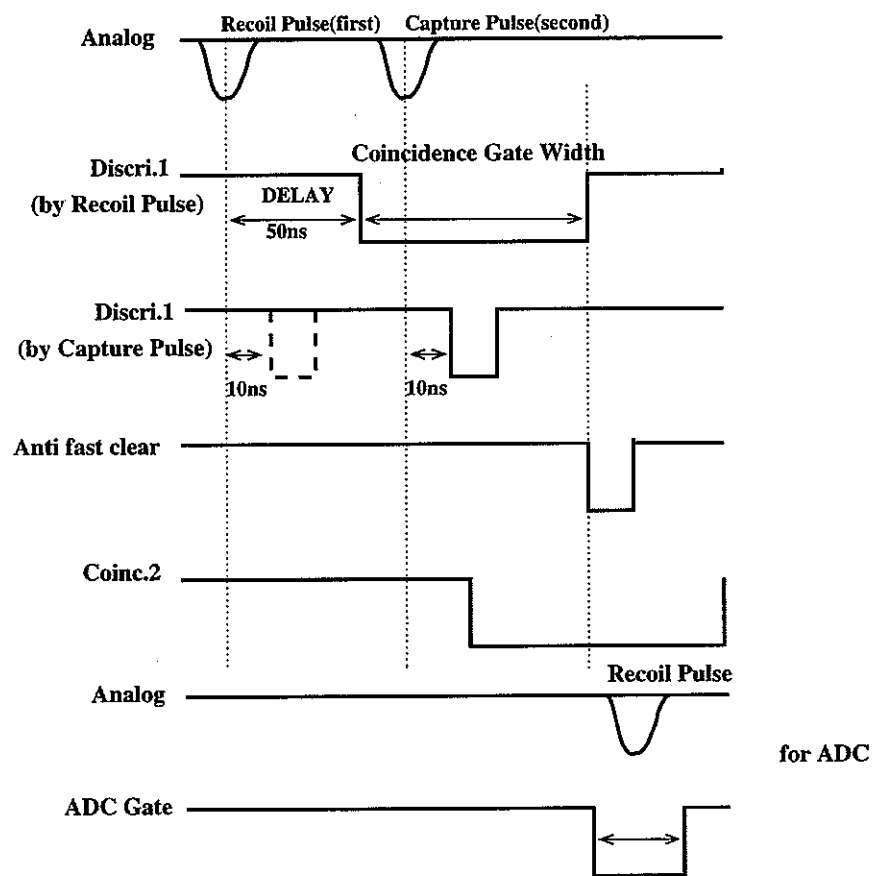


図 28: coincidence のタイミング

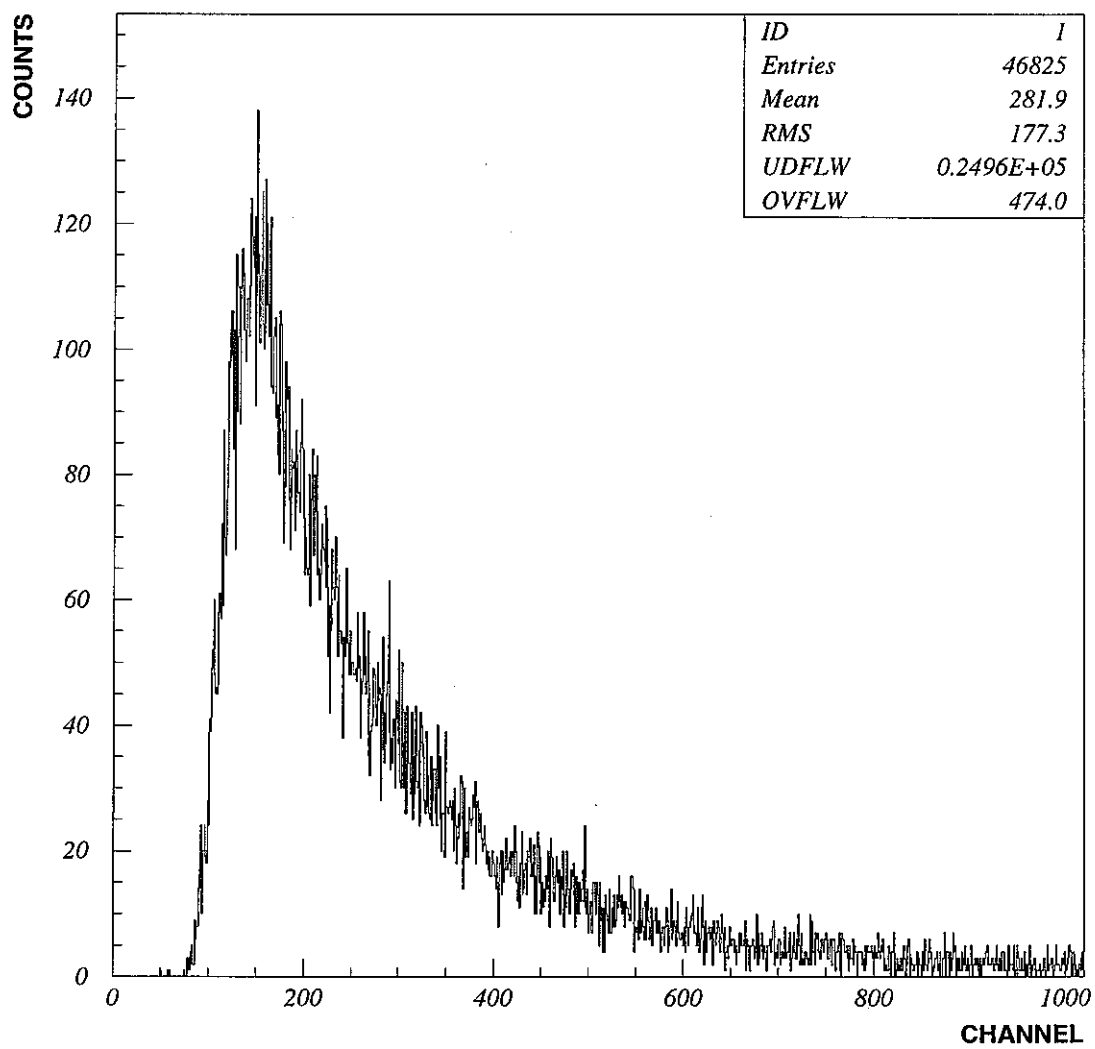


图 29: 高速中性子測定結果

$\sigma(E_n)$: エネルギー E_n を持った中性子の反応断面積

σ_{th} : 熱中性子の反応断面積 = 4010b

v_{th} : 熱中性子の速度

ここで、 $N(^{10}B)$ は ^{10}B の密度、 $0.243 \times 10^{22}/cm^2$ 、また熱中性子の速度は $v = 2.2 \times 10^5 cm/s$ 。このときの mean capture lifetime τ は

$$\tau = \frac{1}{N(^{10}B)\sigma(E_n)v} \quad (12)$$

$N(^{10}B)$: 液体シンチレーターの密度 = $0.243 \times 10^{22} cm^{-3}$

これらより BC-523A における mean capture lifetime は、

$$\tau_{BC-523A} = 0.466 \mu s \quad (13)$$

である。

5.2.1 Coincidence の gate 幅を変えての測定

Coincidence する数をゲート幅の適正な値を与えるため、ゲート幅を変えて測定した (図 30)。測定時間は 600s 行なった。

この測定結果により、Gate Width が $0.5 \mu s$ から一定になっていることが判明した。

5.2.2 Coincidence の Delay を変えての測定

さらに詳しく Coincidence rate と recoil pulse との関係を調べるために、First pulse と Coincidence gate との Delay を変化させて測定した [図 32]。実験は Coincidence gate を $0.5 \mu s$ 、測定時間を 1200s で行った。図 31 の DELAY の部分を変化させて測定を行なった。

この測定結果を見ると、Mean capture lifetime τ が

$$A = A_0 e^{-4.126t} \quad (14)$$

A: coincidence rate (cps)

より

$$\tau = 0.24 \mu s \quad (15)$$

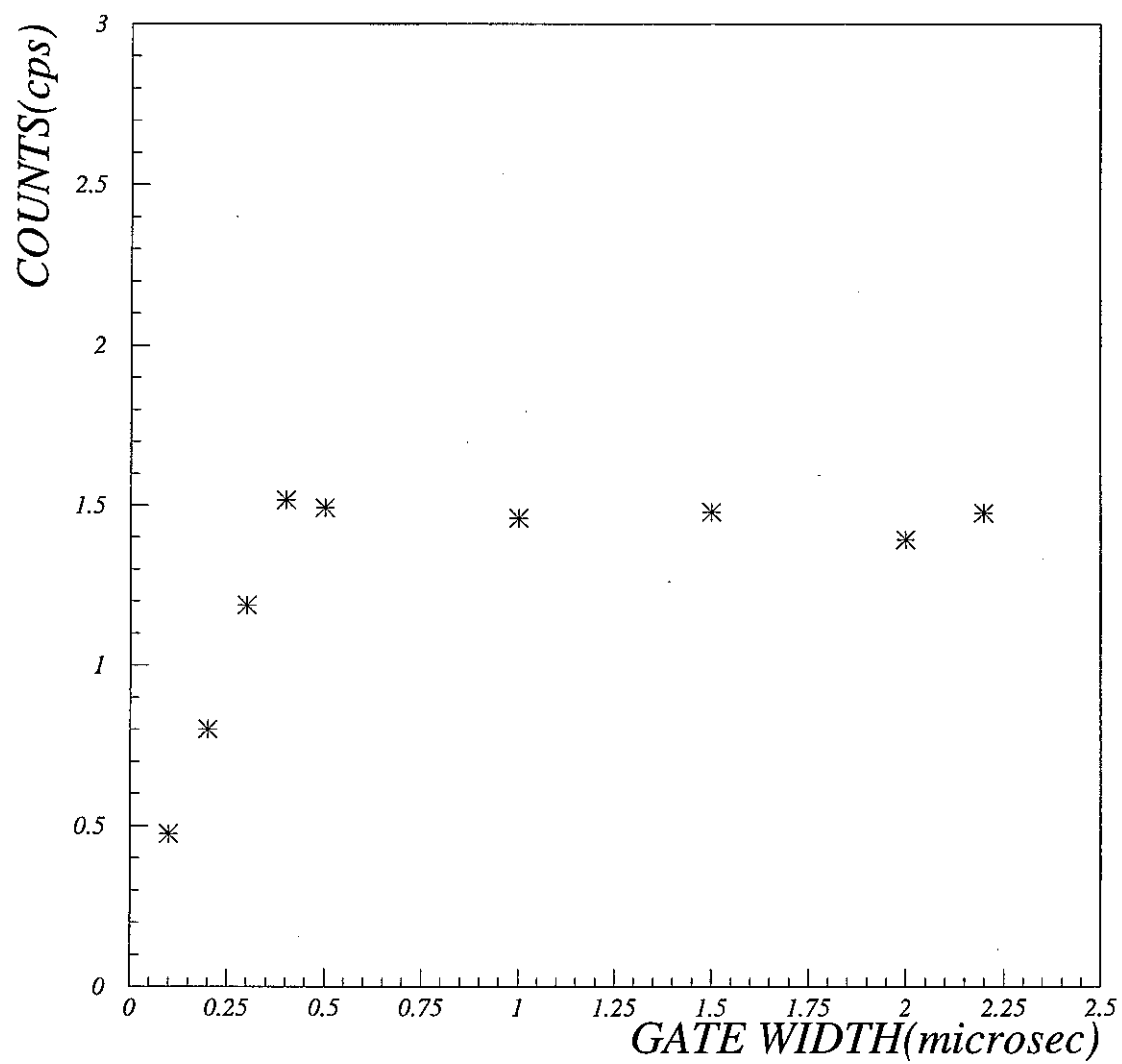


図 30: Coincidence gate 幅を変えての測定

となる。これは、液体シンチレーター中の ^{10}B の密度が $0.47 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ であることになる。BC-523A中の ^{10}B の密度はもともとは $0.243 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ であるので、それから比べると倍の密度になっている。原因としては溶媒が蒸発などで ^{10}B の密度が増えたことが考えられる。また、得られた結果を計算すると Delayed Capture Pulses の90%が $0.54 \mu\text{s}$ の間にくることになる。このことを考慮し、これ以降の実験では Coincidence Gate 幅を $0.6 \mu\text{s}$ に設定した。

5.3 二次粒子との同時測定をとまなう中性子測定

CsI結晶により $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ 反応によって放出される α 線や γ 線を高速中性子の測定にからめることで、高速中性子測定の信頼性を向上させていくことを目標とした。

5.3.1 α 線の計測による高速中性子判別

二次粒子として放出される α 線の測定を行った。前項の中性子測定で使用した回路を少し変更して Capture Pulse(Second Pulse)の方を測定した。この時測定された Second Pulse が α 粒子であれば、60keV付近を中心にピークを描くはずである。また、Discr.1(40keV)を下げ Discr.2(80keV)を上げることで、ピークの端が Threshold の影響を受けないように広げた。二次粒子測定用の回路図とその測定結果次にを示した(図33,34)。

- Time = 92424sec
- Source = ^{252}Cf
- Threshold = 30keV
- Count Rate = 0.84cps

得られたグラフから、60KeV付近にピークが観測できるが両端が Threshold よりも低いところで閉じており、Threshold によってできたピークではないことが分かる。よって、Second Pulse が α 線であることが言える。さらに、CsIシンチレーターを使って γ 線を同時計測することにより、よ

り確実にこれらの回路 [図 27] で測定されたのが高速中性子であるという推察に対する検証を行った。

5.3.2 γ 線との同時計測による高速中性子判別

CsIシンチレーターを使用して二次粒子として放出される γ 線を同時計測することにより、液体シンチレーターで測定されている放射線が中性子であることを同定した。今回の測定で使用される測定回路は図 35 に示した。

^{10}B と熱中性子が反応しその 94%が $^7\text{Li}_*$ に移行する。それから 70fs の間に ^7Li に落ち、478keV に相当する γ 線を放出する。液体シンチレーターでは、内容物はCやH、Oがほとんどなので、 γ 線を測定することは難しい。そこで、CsIによりこれらの γ 線を計測した。本章の測定では、 $3.0 \times 6.0 \times 10.0\text{cm}$ のCsI計測器を一本使用した。これらの装置の立体角の関係より、同時計測したカウント数の約20%またはそれ以上の γ 線を捕らえられると思われる。また、CsIに入ってくる γ 線が20%ぐらい(または以上)であれば、液体シンチレーターで測定しているものが高速中性子であることが裏付けられる。

まず、高速中性子と γ 線との同時計測測定前にCsIのエネルギーキャリブレーションを ^{22}Na 、 ^{60}Co 、 ^{137}Cs で行なった。現在は γ 線の測定中である。

5.4 今後の予定

1. 液体シンチレーターに溶媒であるキシレンを加えたときの発光量変化

高速中性子の測定において、統計量は液体シンチレーターの体積に依存する。反応断面積が $1/v$ に比例していることから、体積が大きいほど液体シンチレーター検出器に入って来た高速中性子が熱中性子に変換される量が増え、検出される量が増える。BC-523Aを購入して増やすことは、非常に高価である。そこで、比較的安価なシンチ

レーター溶媒であるキシレンを BC-523AO と混ぜることで体積を増加させる。しかし、注意しなければならないことがクエンチングである。有機シンチレーターの発光機構は構成している分子内の電子が励気または基底状態へ遷移する時に発光する。クエンチングはいくつかの要因により発光が吸収され、液体シンチレーターから検出できる発光量が減ることである。クエンチングが起こる原因は、シンチレーターが着色している、多量の酸素が混入している場合などが考えられる。BC-523A にキシレンを混ぜたとき、混ぜなかったときに比べて発光量がどのように変化するかを調べる必要がある。これらのことからキシレンの濃度を色々変化させての実験を行なう予定である。

2. シンチレーター容器の容積変化による高速中性子の測定量変化

高速中性子測定のための容器を作成する。現在使用している容器は容積が小さく、もともと Neutron flux の小さい地下で測定するには統計を貯める意味では向かない。容器の形状は Neutron flux を求めやすいように円筒型にし、さらに統計量を増やすために容積の増加をする。

図 36 で容器の簡略図を示している。図では大きさは直径が x cm、深さが y cm となっているが、いくつか容器の大きさを変えて実験することで、高速中性子を測定する最適な条件を求めることを考えている。

3. 検出効率とエネルギー分解能の測定

検出器に入ってくる高速中性子の全てを測定できるわけではないので、高速中性子測定で得られた Neutron flux と実際の Neutron flux は異なる。この補正をするために、入ってくる中性子とその中で検出できる中性子の比率を表す検出効率 (Detection efficiency) とどのくらい得られたエネルギーがもっともらしいかを表すエネルギー分解能 (Energy resolution) を測定する必要がある。

4. 実際の測定

実際に Neutron flux を測定する場所は、テスト実験として地上と地

下(奈良県大塔村)で測定をする。また、地下での実験は放射線が少なく、統計量をためるためには多くの時間測定する必要がある。

5. シュミレーション

モンテカルロ計算により、実験によって得られたデータを検証する。本章の検出システムでは検出効率の算定を行っていないため、モンテカルロ計算による検証及び検出効率の決定が重要である。

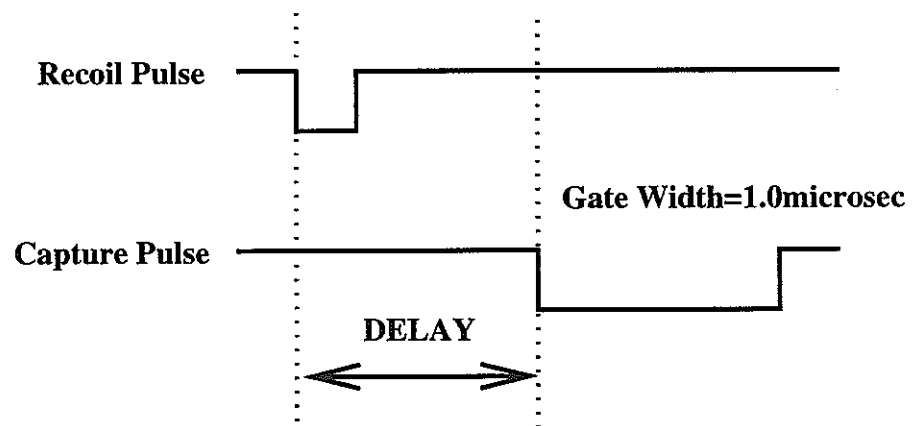


図 31: Coincidence ゲートと recoil pulse のタイミング

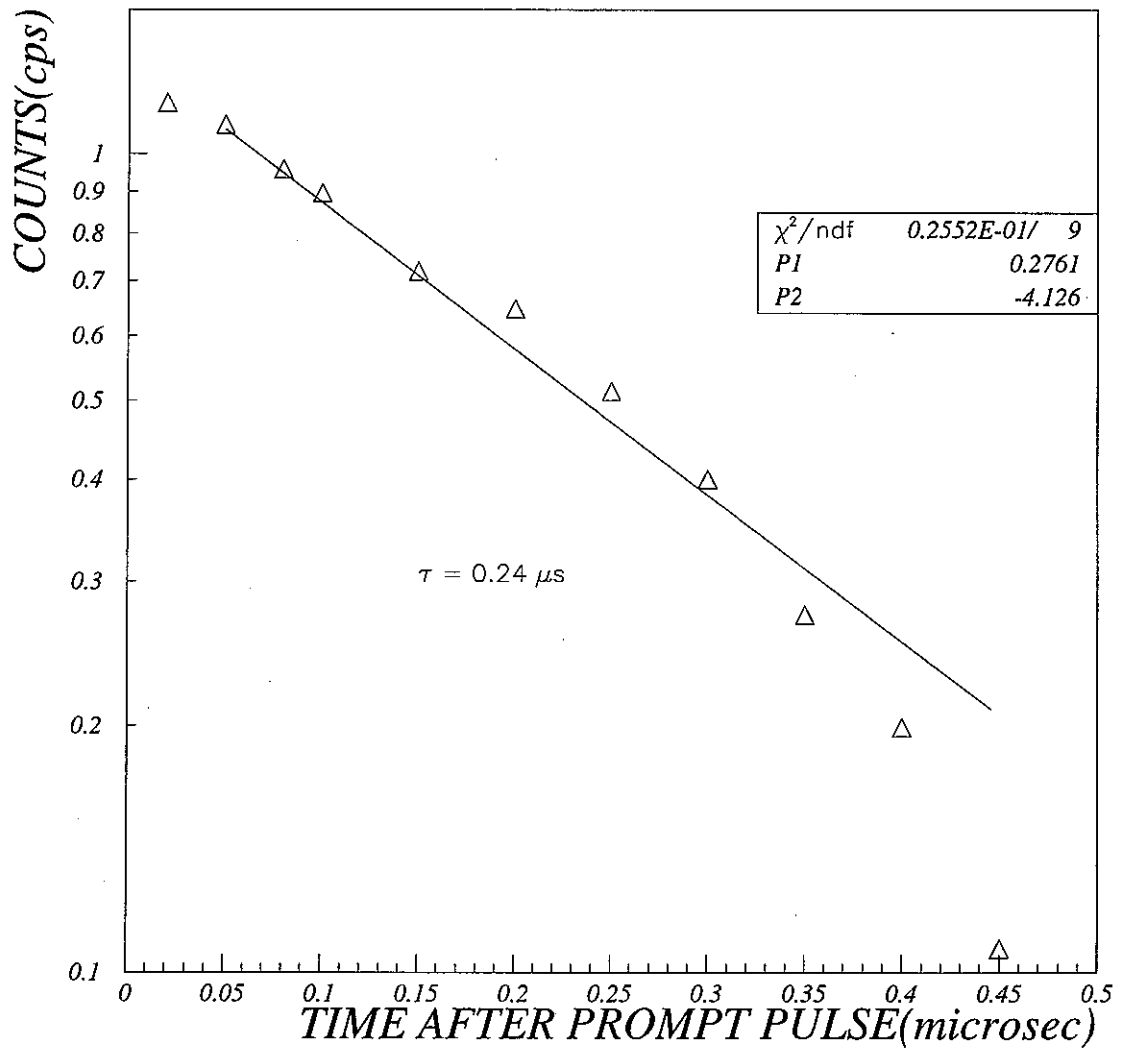


図 32: Mean capture lifetime の測定

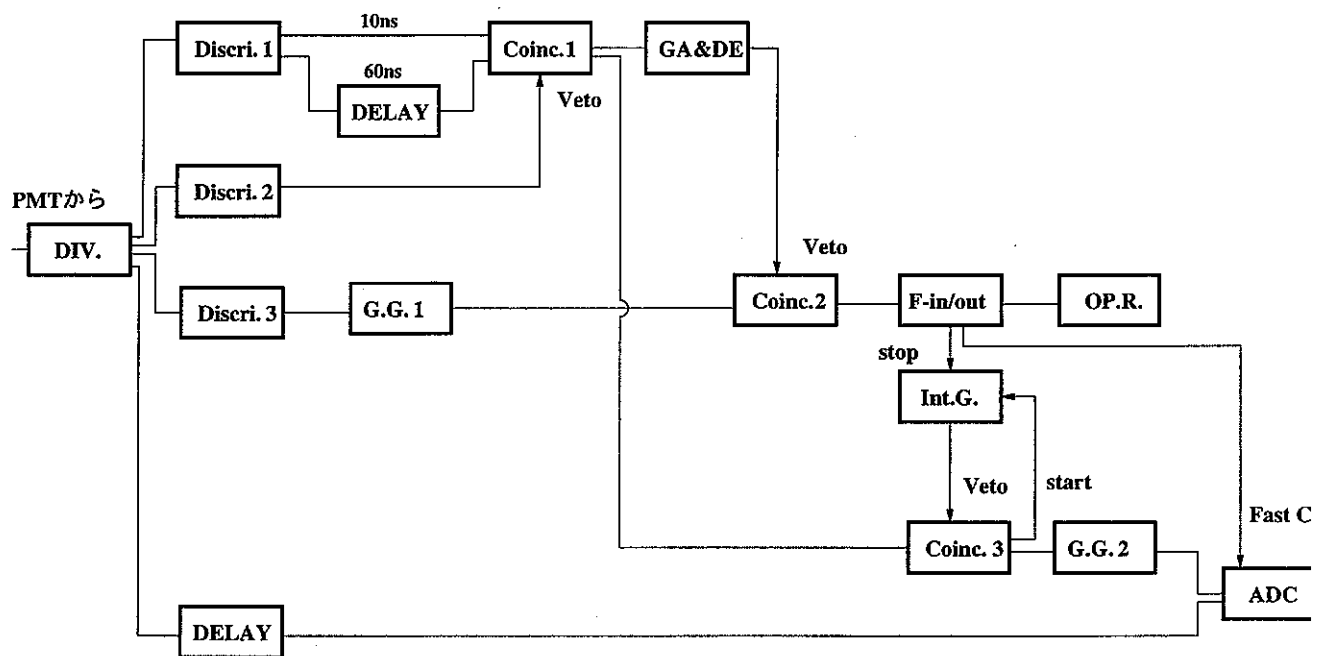


図 33: アルファ粒子 (二次粒子) 測定回路図

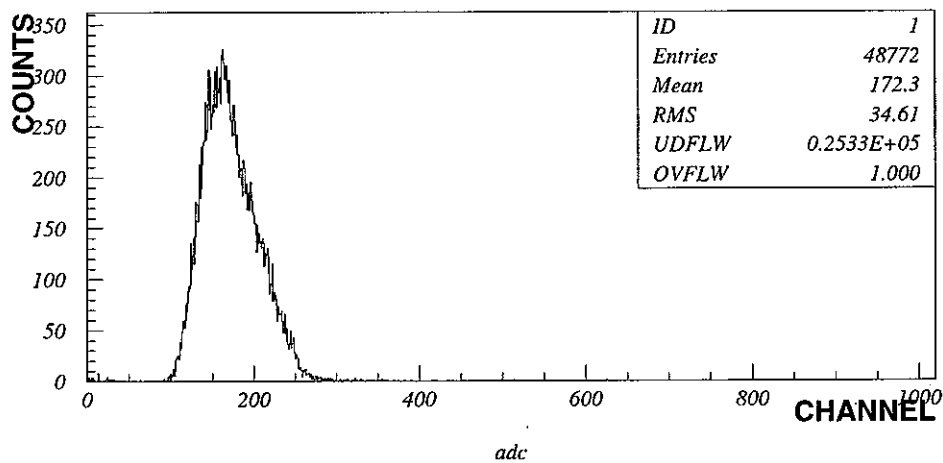
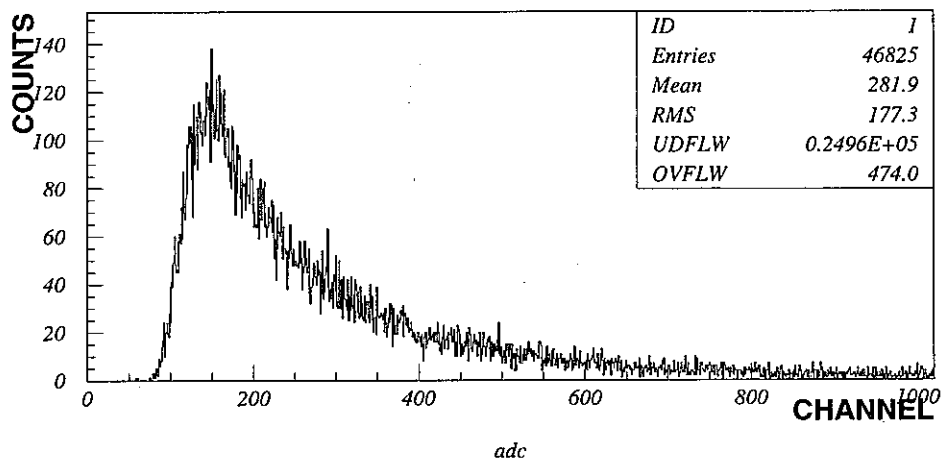


図 34: α 線の測定結果 上: ^{252}Cf 下: α 線

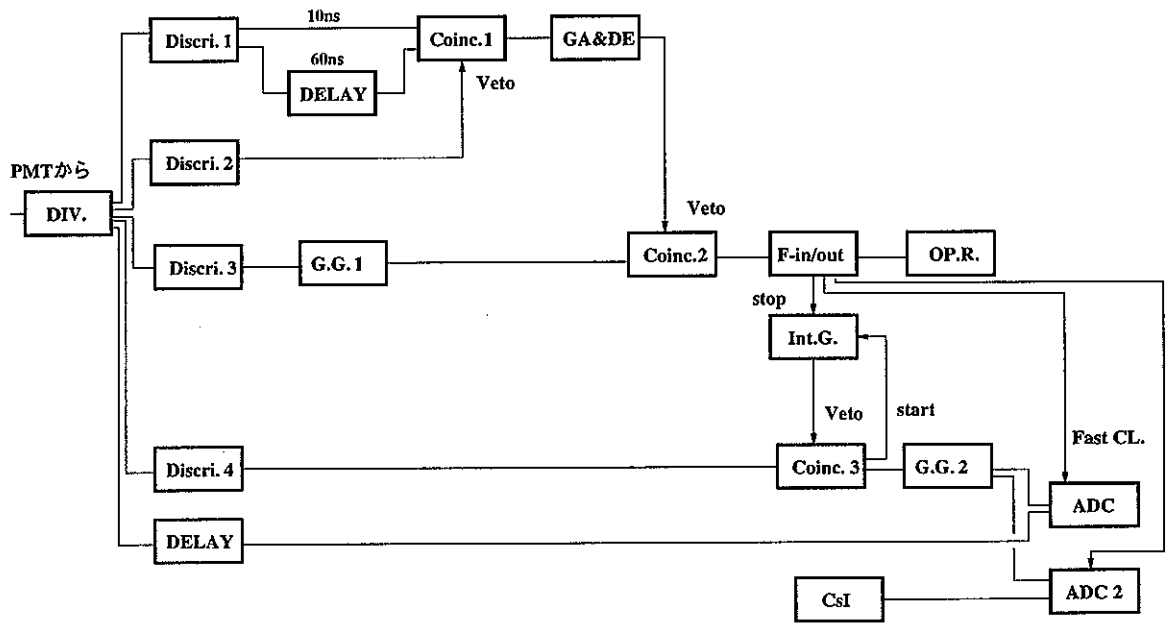


図 35: ガンマ粒子測定回路図

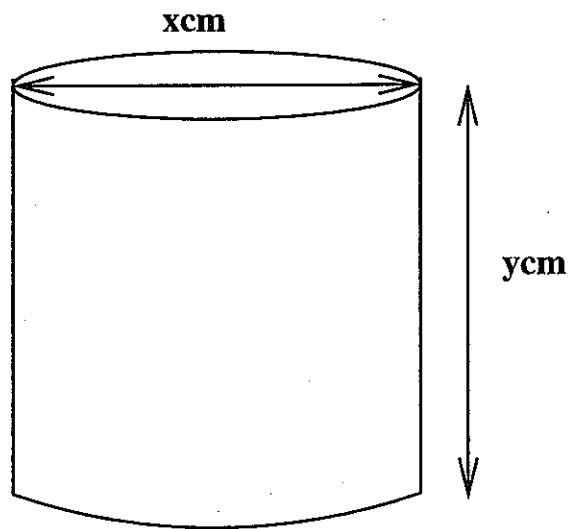


図 36: 液体シンチレーター容器簡略図

6 今後の展開

本章においては、前章までに得られた知見を元に、今後の展開を考察する。

6.1 検出システムの精度向上化

本システムは熱中性子に対してはシミュレーション等を使った検証も済み、熱中性子線束の同定も可能であることが判明した。速中性子については精度の高い線束同定は至らなかったものの、同時計数法や波形弁別法を用いた γ 線事象との弁別法についても可能性を見いだした。今後は、速中性子検出に対して定量性を与えることが第一の課題となる。定量性を与える手段としては前章末に述べた手法が考えられる。

今後、加速器を用いて単色の速中性子線を発生させ、本システムに入射することにより、各種検証が可能である。実験実施の可能性のある施設候補として図37に、福井県若狭湾エネルギー研究センターに整備された多目的イオン加速器システムの全系図をあげた。当該施設は主イオン源、初段加速を行う最大電圧5MVのタンデム加速器、そして後段加速器として、陽子の場合最大200MeVまで加速可能なシンクロトン加速器を有する。この施設の最大の特徴は、後段で加速されるイオンビームを実験に使用可能なこと、そして初段タンデム加速器から出射されたイオンビーム自体もビームラインに引き出して実験に使用可能なことである。

この施設において今回の測定システムの検証を行う場合、次の二種類の実験が可能である。

1. 最大5MeV/uの ${}^4\text{He}^{2+}$ ビームを初段加速器からBeターゲットに入射し、 (α, n) 反応で発生した単色中性子ビームを今回開発した検出システムに入れ、正確な検出効率の算定を行うことが可能である。
2. 最大200MeVの陽子ビームを後段加速器から鉄等のターゲットに入射して中性子線を発生させる。発生される中性子のエネルギーはプラスチックシンチレータによって構成する飛行時間(TOF)検出器により同定し、その後段に今回開発した検出システムを配置して、TOF

検出器との同時計数により、速中性子に対する検出効率の高精度な同定を行う。

この2種類の実験実施の可能性を以下に簡潔に考察する。

前者の実験については、現在建設整備中のビームラインを使用することで実施可能と思われる。このビームラインは高精度に入射ビームのエネルギーを分析する装置を組み込む予定であるために本目的には適合するものであるが、詳細については建設を待ってからの判断が必要である。また、単色中性子ビーム発生機構が設置されていないため、これから開発する必要がある。

後者の実験については、図38にビームライン全体図を示した。加速器から出射される陽子ビーム強度は、1pA程度から5nA程度まで可変であり、 $(10^6 \sim 10^{10})/\text{cm}^2/\text{sec}$ 程度の陽子出射が可能である。陽子ビームのエネルギーは可変であり、またTOF検出器の配置も可能であるので、生成される中性子線強度の評価を行った後に実験を開始することは可能である。

6.2 技術の応用

今回の検出システム開発においては、速中性子測定に関する定量評価の必要性や熱中性子・速中性子双方の測定に最適化した条件を模索する必要性は残しているものの、原理的には双方の測定が可能であることは示した。今節では、このシステムの応用範囲について述べる。

1. 原子力施設周辺の中性子線束モニタとして応用する。通常時には原子力施設の運転状況の安定性を一般に示す手段となり、異常臨界事故時には速中性子線束をモニタ可能となる。
2. 加速器の医学利用現場における環境中性子モニタとして応用する。粒子線がん治療では二次粒子として速中性子の放出とそれによる患者の被曝が懸念されるため、このモニタの設置は有用である。
3. 基礎科学分野での環境中性子線束モニタとして応用する。低バックグラウンド環境においても測定が可能である。また、最近急速に展

多目的イオン加速器システムW-MAST 福井県若狭湾エネルギー研究センター

(平成13年11月現在)

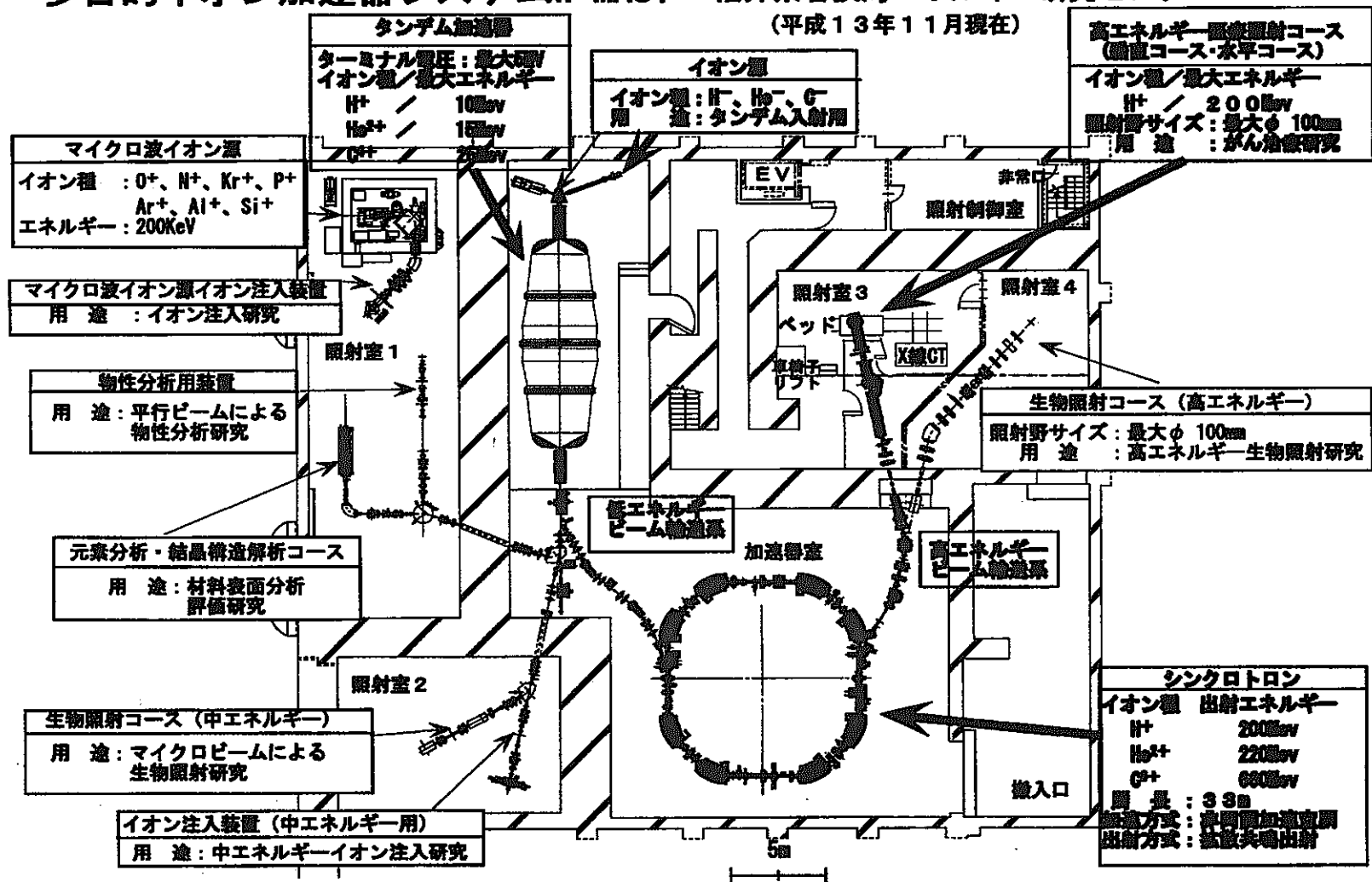


図 37: 福井県若狭湾エネルギー研究センター多目的加速器システム (W-MAST) 全系図。

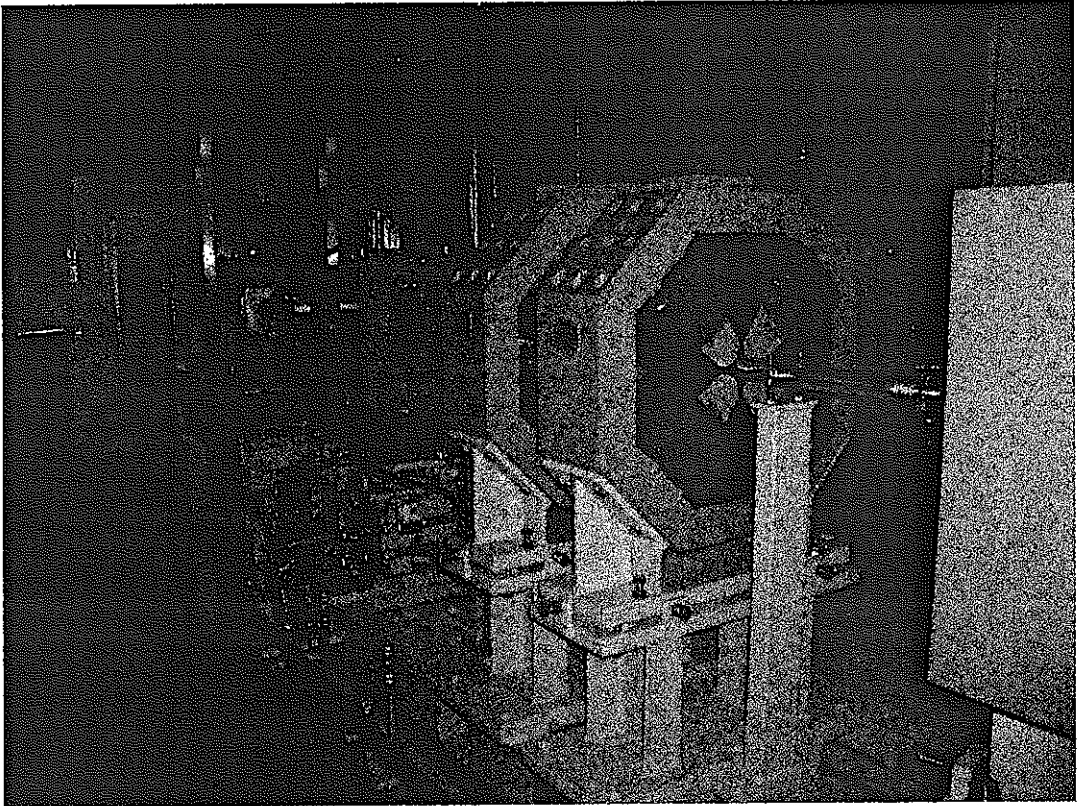


図 38: 若狭湾エネルギー研究センター高エネルギービームライン全景

開の進んでいる中性子ラジオグラフィとの関係も考えられる。

7 結語

以下が今回の業務で得た知見である。

1. 環境放射線測定技術の開発は、原子力分野にとどまらず、放射線を利用する他の産業分野や基礎科学分野と相互に影響を与えあう、一定の波及効果が見込める技術分野であると考えられる。今回の業務においては、基礎科学分野の測定手法を用い、環境中の熱中性子と速中性子を同一システムで検出できるシステムの開発を目標とした。
2. 検出システムの中心には熱中性子に特に感度の高い原子核 ^{10}B を混入した液体シンチレータを採用し、液体シンチレータ自身が中性子に反応して発するシンチレーション光と外部の γ 線検出器との同時計数による精度良い熱中性子測定が可能なシステム構築を行った。
3. 前述のシステムに若干の改良を加えることにより、速中性子についても線束測定の最適化が可能であることを示した。特に、同時計数法は γ 線と中性子の弁別に有効である。なお検出効率向上のためには、検出器の大型化等の方策も模索する余地がある。
4. 熱中性子に特化した検出システムにおいても速中性子や γ 線の弁別が可能であることを示したが、今後においては改良の余地も残されており、精度検証の観点からは加速器を用いた中性子源の開発も必要となる。

参考文献

- [1] Richard B. Firestone et al. *Table of isotope, 8th ed.* John Wiley & Sons Inc., 1998.
- [2] T. Aoyama, K. Honda, C. Mori, K. Kubo, and N. Takeda. Energy response of a full-energy-absorption neutron spectrometer using boron-loaded liquid scintillator bc523. *Nucl. Inst. Meth. A*, 333:492–501, 1993.
- [3] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, 2nd ed.* Springer-Verlag, 1994.
- [4] T. A. Gabriel. A monte carlo program package for the design and analysis of calorimeter systems. Ornl/tm-1185, Oak Ridge, 1989.
- [5] CERN Application Software Group. Geant, 1993. http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant_html3/geantall.html.