

中性子検出器開発

埼玉大学理学部物理学科 4 年

学籍番号 48115 工藤隆

学籍番号 48104 石川和宏

2002 年 2 月 28 日

訂正 2003 年 1 月 27 日

概要

今回、我々は来年に予定されている $^{16}\text{O}(d, d_{\text{singlet}}^*)^{16}\text{O}^*$ (SDR) 実験に必要とされる高分解能中性子検出器の開発を行った。この中性子検出器はエネルギー分解能、位置分解能の両方を要求されている。中性子は Time of Flight でエネルギー測定を行うため非常に時間に敏感でなければならない。

また建物の制限のため ToF 法には短い距離 (22m) での測定となる。我々はこの短い距離でも必要とされている性能を満たすことのできる中性子検出器の開発を目的に Geant4 によるシンチレーション光を含めた細かいシミュレーションを行いまた理化学研究所加速器施設で行われた試作中性子検出器のテストを行い実際に必要とされている性能を満たすことのできる中性子検出器を設計した。

目次

第 1 章	序	3
1.1	開発の目的	3
1.2	$d, d_{singlet}^*$ 反応	3
1.3	実験方法	4
第 2 章	中性子の検出	5
2.1	高速中性子の検出法	5
2.2	シンチレーター	6
2.2.1	有機シンチレーター	6
2.2.2	プラスチックシンチレーター	7
2.2.3	光応答	7
2.2.4	時間応答	8
2.3	光電子増倍管の仕組み	8
2.4	中性子とシンチレーターの反応	9
2.4.1	水素との弾性散乱	9
2.4.2	炭素との反応	10
2.5	中性子の測定	11
2.5.1	中性子のエネルギーの測定	11
2.5.2	中性子の位置の測定	11
第 3 章	Geant4 によるシミュレーション	12
3.1	Geant4 の概要と特色	12
3.2	シミュレーションの条件	12
3.3	シミュレーションの結果	14
3.3.1	エネルギー損失	14
3.3.2	時間情報	16
3.3.3	Efficiency の計算	17
3.3.4	シンチレーションのシミュレート	17
3.3.5	シミュレートによる分解能	18
第 4 章	実験	22
4.1	実験の概要	22
4.2	実験施設	22
4.3	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応について	23
4.4	${}^7\text{Li}$	23
4.5	中性子検出器	24
4.6	データの解析	25
4.6.1	時間の較正	25
4.6.2	エネルギーの較正	25

4.7	実験結果	26
第 5 章	実験とシミュレーションの比較	28
5.1	エネルギー分解能について	28
5.2	位置分解能について	28
5.3	Efficiency について	28
第 6 章	中性子検出器の設計と考察	29
6.1	ノイズの低減	29
6.1.1	γ 線の考慮	29
6.1.2	γ 線の検出	29
6.1.3	非陽子シンチレーター	29
6.2	Veto の素材と形状	29
6.3	Efficiency の増加と分解能	30
6.4	総合	31
付 録 A	解析に用いたプログラム	32
A.1	ToF から中性子のエネルギーを求めるプログラム	32
A.2	個々のエネルギーをヒストグラムへ変換するプログラム	32

第1章 序

1.1 開発の目的

超新星の進化に伴って放出されるニュートリノの反応は、爆発の条件を決めるだけでなく中性子星の初期冷却速度をきめるとされている。このニュートリノを検出する方法としてスピン双極子状態 (SDR) ($\Delta S=1, \Delta T=1, \Delta L=1$) が注目されている。スーパーカミオカンデの水タンク内において $^{16}\text{O}(\nu, \bar{\nu})^{16}\text{O}^*$ (SDR) 反応からの粒子崩壊後のガンマ崩壊を測定することによって、ニュートリノを検出するという方法である。超新星の進化を定量的に議論するためには、実験によってすべての量を定めることが望ましい。非弾性散乱によってSDRだけを選択的に励起する ($d, d_{singlet}^*$) 反応をプローブとして確立するための、 $d_{singlet}^*$ 検出用中性子検出器の開発を行う。

1.2 $d, d_{singlet}^*$ 反応

重陽子の束縛状態は主に 3S_1 の状態である。しかし非束縛状態の陽子-中性子の系は 3S_1 や 1S_0 といった様々な状態が存在する。この中から $\Delta S=1, \Delta T=1, \Delta L=1$ の状態を取り出さなくてはならない。まず $\Delta S=1, \Delta T=1$ を取り出す事を考えると 1S_0 の状態を選びださなくてはならない。ここで pn 系の相対エネルギー ϵ_{pn} に注目する。 pn 系の状態密度分布 $P(\epsilon_{pn})$ を見ると ϵ_{pn} によってどのような状態がそのエネルギーで支配的かを示している。十分に相対エネルギーが小さい領域では 1S_0 が支配的である。図1.1

つまり相対エネルギーの小さな領域に限定して pn を同時検出することによって $d, d_{singlet}^*$ 反応を検出することができる。さらにこの中で $\Delta L=1$ の角度分布を持って散乱しているものを利用することによって $\Delta S=1, \Delta T=1, \Delta L=1$ の状態を取り出すことができる。

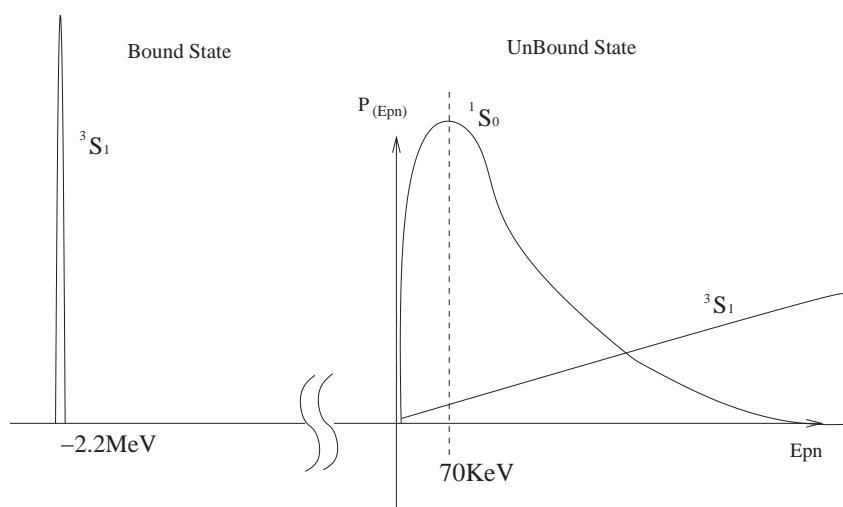


図 1.1: 重陽子の状態密度分布

1.3 実験方法

$(d, d_{singlet}^*)$ 反応による SDR 測定は理化学研究所 E4 実験室において行う。E_d=270MeV にまで加速された重陽子ビームを散乱層にて酸素標的と散乱させ、出射 p ならびに n の運動量ベクトルを同時測定する。陽子はスペクトログラフ SMART の第一焦点面に設置した多芯線比例計数管 (MWDC) にて検出する。中性子は標的から 0 度方向 22m の地点に中性子検出器を設置して検出する。飛行時間からエネルギーを求め、セグメント化された中性子検出器の位置情報から中性子の散乱角度を求める。E4 実験室において 0 度方向にとることのできる飛行距離は 22m であり、立体角は SMART の D1 電磁石の側ヨークに開けられた穴の大きさから 0.82msr(28.6mrad × 28.6mrad) に制限される。陽子の検出分解能と同程度の分解能を得るには以下の様な中性子検出器を開発する必要がある。

10m × 60cm × 3cm^t の大きさのプラスチックシンチレーターを 6 本並べ、60cm × 60cm × 3cm^t の検出面を作る。これを 10 層並べ総体積 60 × 60 × 30cm³ の中性子検出器を作る。この検出器の横方向の位置分解能は角材の幅によって決まる。必要とされている性能は表 1.1 に示す。

エネルギー分解能 (FWHM)	位置分解能	効率
$\delta E/E = 3.7 \times 10^{-3}$	6cm	23 %
$\Delta E = 0.5 \text{MeV}$		

表 1.1: 中性子検出器に求められている性能

第2章 中性子の検出

2.1 高速中性子の検出法

中性子は電荷を持たないため、直接的に検出器で観測するのは不可能である。そこで何らかの方法により、荷電粒子を発生させ、その荷電粒子を検出することで間接的に中性子を検出することになる。しかし中性子はエネルギーが高くなるにつれて有用と思われる大半の反応の断面積が小さくなってしまう。

しかし中性子のエネルギーが増すと、一回の原子核との衝突で入射中性子がかんりのエネルギーを反跳核へ伝達しうようになる。中性子のエネルギーが KeV の領域になると反跳核は直接検出できる。このことから中性子の検出に有用でもっとも重要な過程は弾性散乱である。

この弾性散乱に最も用いられる標的核は水素である。水素の中性子に対する弾性散乱断面積は非常に大きく、エネルギー依存性も精度良く知られている。重要なのは水素では一回の衝突で全エネルギーまでのエネルギーを与えることができるが、重い原子核では一部のエネルギーしか与えることができない。このようなことから反跳陽子は中性子検出の基礎となっている。

中性子の弾性散乱を考える。

- A : (標的核の質量)/(中性子の質量)
- E_n : 入射中性子のエネルギー
- E_R : 反跳核のエネルギー
- θ : 実験室系での反跳核の散乱角

とすると、運動量保存則とエネルギーの保存則から非相対論では

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} (\cos^2 \theta) E_n \quad (2.1)$$

このことから反跳核のエネルギーはその散乱角によって一義的に決まることがわかる。最大の反跳エネルギーは $\theta = 0$ であり次のようなエネルギーになる。表2.1

反跳陽子で中性子を検出する場合、最も簡単な方法は、水素を含んだシンチレーターを用いることである。水素を含むシンチレーターは多数ある。アントラセンやスチルベンなどの有機結晶や、プラスチックシンチレーターや液体有機シンチレーターなどである。アントラセンやスチルベンなどの有機結晶は優れた性質 (アントラセンはシンチレーターでの最大の光出力を得ることができる物質である。スチルベンは発生するパルス波形を弁別することにより励起が荷電粒子によるものか電子によるのかを判別することができる。) を持っているが、大きな寸法を得ることが困難で、熱的、機械的に弱いという欠点を持っている。また荷電粒子の飛程が結晶軸にとる方向によって光出力が違ふという欠点もある。従って一般には大きな寸法を得ることができ、光応答に方向性のないプラスチックシンチレーターが中性子検出用の反跳陽子シンチレーターとして用いられている。

表 2.1: 中性弾性散乱における最大エネルギー移行の比率

標的核	A	$\frac{E_R}{E_n}$
^1_1H	1	1
^2_1H	2	0.889
^3_2He	3	0.750
^4_2He	4	0.640
$^{12}_6\text{C}$	12	0.284
$^{16}_8\text{O}$	16	0.221

2.2 シンチレーター

2.2.1 有機シンチレーター

有機物質中の蛍光過程は単一分子のエネルギー順位間での遷移によって生じる。従って分子の種類に依存し、その物理的状態には依存しない。例えばアントラセンは固体の多結晶であっても気体でも、あるいは多くの成分からなる溶液にの一部でも蛍光を観測することができる。一方、無機結晶シンチレーターは結晶格子がシンチレーションの基礎過程となっている。

実用的な有機シンチレーターの大半はパイ電子構造として知られるある種の対称的な性質を持った有機分子に基本を置いている。図2.1

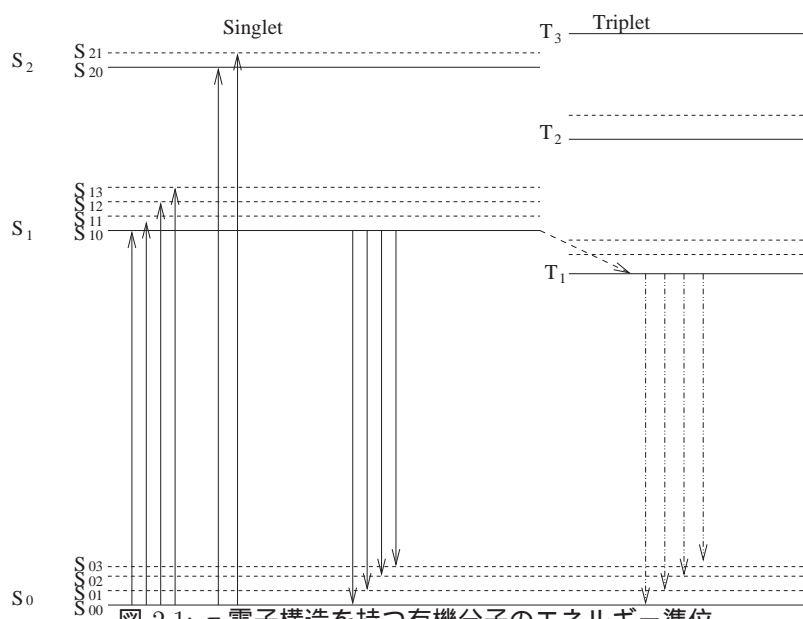


図 2.1: π 電子構造を持つ有機分子のエネルギー準位

スピン 0 状態のシングレット状態の系列を S_0, S_1, S_2, \dots と表わし、同様にスピン 1 のトリプレット状態の系列を T_0, T_1, T_2, \dots と表わす。さらにこれらの電子配列は分子の振動状態に対応してさらに細かい間隔に分離している。これらを区別するためにさらに第二の添字を加えている。

分子のエネルギーの吸収を図の上向きの矢印で示した。シンチレーターの場合はこの吸収は近くを通過した荷電粒子からの運動エネルギーの吸収を表わす。励起された高いシングレット電子状態は放射を伴わない内部転換により ps 程度の高速で S_1 状態へ遷移する。さらに過剰のエネルギーを持つ S_{11} や S_{12} などの状態は近傍の電子

と熱平衡にないので再び短い時間でエネルギーを失ってしまう。従って有機シンチレーター中の励起過程は短い時間で S_{10} の励起分子を生成する。

主要なシンチレーション光はこの S_{10} と基底状態の振動状態間遷移によって発せられる。この遷移を図の下向の矢印で示した。この時の S_{10} 準位に対する蛍光の減衰時間を τ とすると励起時刻 t における蛍光の強度は次式となる。

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad (2.2)$$

ほとんどすべての有機シンチレーターでは τ は 2~3ns でありシンチレーターの即発成分はかなり速いと言える。一方トリプレット T_{10} に対する寿命はかなり長く、系間遷移と呼ばれる幾つかの過程を経てシングレットの励起状態からトリプレット状態へ転換される。 T_{10} の寿命は 1ms 程でありこの遷移で放出される光を燐光と言う。

2.2.2 プラスチックシンチレーター

プラスチックシンチレーターは有機シンチレーターを溶媒に溶かした後、高分子化して固形化したものである。最も一般的な例はスチレン単量体からなる溶媒に適当な有機シンチレーターを溶かし、その後高分子化して固体プラスチックとするものである。プラスチックは製作と成形加工が容易なので有機シンチレーターとして非常に有用である。形も様々であり、その材料も安価なので大体積の固体シンチレーターが必要な場合、プラスチックシンチレーター以外の選択肢はない。このような大体積なシンチレーターの場合、シンチレーション光の自己吸収が無視できない。シンチレーター中における光の強度が 1/2 に減衰する距離は数 m であるがプラスチックによってはもう少し短い。

2.2.3 光応答

シンチレーター中で荷電粒子が失った運動エネルギーのごく一部が蛍光エネルギーに変換され、残りは光にならずに格子振動すなわち熱となって費やされる。変換される粒子のエネルギーの割合がシンチレーションの効率でありその効率は粒子の種類とエネルギーに依存する。シンチレーション効率がエネルギーに依存しないで一定となる場合もある。

電子に対するシンチレーターの応答は、約 125KeV 以上でエネルギーに対して直線的となる。陽子や α といった電子に比べ重い荷電粒子に対する応答は電子に対して常に小さく、入射エネルギーが高い領域では非直線性を示す。有機シンチレーターの荷電粒子に対する応答は、単位飛程当りに放出される蛍光エネルギー dL/dx と荷電粒子の比エネルギー損失 dE/dx の間の関係式で説明できる。シンチレーション効率を S とすると

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad (2.3)$$

となる。粒子の飛程に沿った高い電離密度の部分は損傷を受けた分子によって消光してしまう。これによってシンチレーション効率は低下する。粒子の作用によって損傷を受けた分子の密度は電離密度に比例すると仮定すると、比例定数を B とすれば $B(dE/dx)$ と表わせる。この中的一部分 k が消光を受けるとすると仮定すると先ほどの式は次のように書き換えられる。

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.4)$$

実際には kB の値は実験データに合うように決められる。

高速電子では dE/dx の値は E が十分大きくなると小さくなり単位エネルギー損失当りの光の増加分が一定となる。

$$\frac{dL}{dE} = S \quad (2.5)$$

この場合光出力は入射粒子のエネルギーに比例する。一方 α で考えてみると、 dE/dx が非常に大きくなり飛程に沿って飽和現象が起きるため先ほどの式は

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S}{kB} \quad (2.6)$$

となる。

2.2.4 時間応答

有機シンチレーターの蛍光が発生する準位に励起される時間は約 0.5ns 程である。この有限の立ち上がり時間 τ_1 を考慮し、励起もまた指数関数的であるとすると仮定すると蛍光の強度 I は

$$I = I_0(e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_1}) \quad (2.7)$$

となる。

2.3 光電子増倍管の仕組み

シンチレーターからの光を検出する光電子増倍管 (photomultiplier) は光を金属または半導体により成る光電面にあてて光電子を放出させる部分と、この電子を何段かのダイノード (2次電子放出面) にあてて2次電子を増殖させて電流として取り出す部分より構成されている。光電子増倍管の構造は、真空容器 (ガラス管) の中に半透明の光電面 (photocathode) と何段かのダイノード (dynode) と陽極 (anode) からなり、製造会社と型によって様々な形がある。その他電子を収束させる電極、加速電極、グリッドが必要に応じてとりつけられている。

光電子増倍管の増倍率は、ダイノードの数、その構造、動作電圧により変わる。一段のダイノードで電子が a 倍になるとすれば n 段のダイノードの光電子増倍管では、全増幅度は a^n に比例する。一般に印加電圧を V として、 n 段ダイオードの光電子増倍管の増倍率 G は

$$G = KV^{a^n} \quad (K : constant = 0.7 \sim 0.8) \quad (2.8)$$

となる。現在市販されている光電子増倍管には最大増幅度として約 10^8 (ダイノード数 13) のものもあるが、増幅率として約 10^6 のものが多い。結果としての出力において、負のパルスが必要なときは陽極から、正のパルスがほしいときはダイノードから取り出す。入力と出力の直線性を高めるためには後段のダイノード間の電圧比を高くするとよい。

実際に使用する場合、シンチレータの発光効率、光電子増倍管の量子効率・増倍率は製品によりばらつきがあり、その上、光の集光率が製品により大きく変化するすることに注意する必要がある。したがってシンチレーション検出器は実験に使用する場合、出力を推定すると同時に前もってテストするとよい。このことは他の検出器でも必要な注意事項である。

2.4 中性子とシンチレーターの反応

プラスチックシンチレーターは主に炭素と水素からできている。この水素原子と炭素原子の中性子との反応を考慮に入れなければならない。

水素と炭素の原子比は製品により差が若干あるが約 1:1 である。従って反跳陽子を用いて中性子を検出する場合、炭素の影響を考えなければならない。以下では各反応を考えていく

2.4.1 水素との弾性散乱

一般に中性子とシンチレーター内の水素との弾性散乱を考えるときは、陽子-中性子散乱の問題に帰着することができる。シュレディンガー方程式

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(r) \right\} \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}) \quad (2.9)$$

に対して

$$\psi(\mathbf{r}) \rightarrow e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (\mathbf{r} \rightarrow \infty) \quad (2.10)$$

という漸近解であるとする。ただし $E = \hbar^2 k^2 / 2\mu$ で、 μ は換算質量である。核力ポテンシャル V は角度に依存しないようにおいた。これを解くと

$$\psi(\mathbf{r}) \rightarrow \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \{ S_l e^{ikr} - (-1)^l e^{-ikr} \} P_l(\cos\theta), \quad (r \rightarrow \infty) \quad (2.11)$$

となる。 S_l は散乱係数と言われ弾性散乱の場合、絶対値は 1 である。これによって $l=0,1,2,\dots$ と部分波に分けて解析することができる。ここで $l=0$ の S 波を考えてみると半古典的描像から入射中性子の波束が陽子に最も近づいた距離を衝突パラメータ b とすると

$$l\hbar = b \cdot \hbar k \quad (2.12)$$

となる。 b が核力の作用範囲内に入っていないといけなため $b \leq r_0$ すなわち $l \leq kr_0$ となる。S 波のみであるとする $l=0$ から $kr_0 < 0$ である。核力の及ぶ範囲を $r_0 \approx 2.5\text{fm}$ とすると、 $E \approx 13\text{MeV}$ を得ることができる。従ってこのエネルギー領域では散乱の角度分布は等方的となる。

今回の実験においては、135MeV のエネルギー中性子を用いたので、散乱においては S 波の他にも P 波の寄与も大きい。よって、散乱断面積の角度分布において異方性が示される。

さらに交換力が効くために前方に強く散乱される。交換力が働かない散乱もあるためこの 2 つを足し合わせた微分断面積の角度依存性をもつ。これは図 2.2 で簡単に理解することができる。非交換力の場合、中性子は前方に鋭く散乱され陽子はほぼ直角方向へ散乱される。(上)

交換力の場合、衝突の際に陽子と中性子が入れ替わるので陽子が前方へ、中性子はほぼ垂直方向へ散乱される。(下)

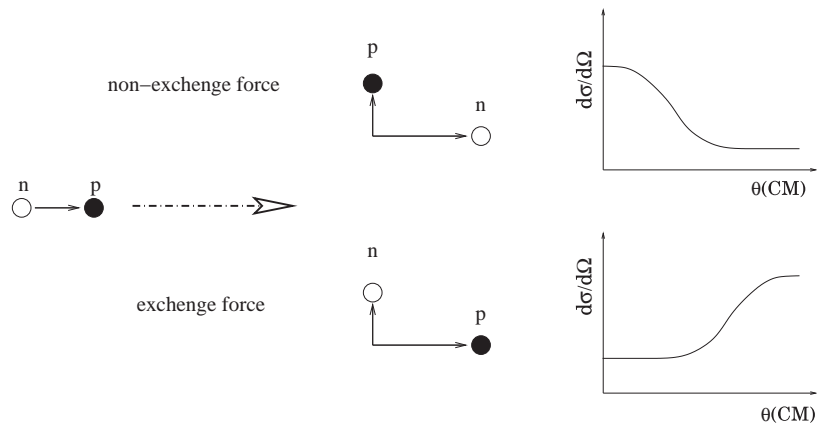


図 2.2: 交換力と非交換力による散乱

2.4.2 炭素との反応

次に中性子と炭素の反応については論文 [4] を参照する。 ^{12}C と炭素との第一反応を表2.2に示す。

反応
$n + ^{12}\text{C} \rightarrow n + ^{12}\text{C}$
$n + ^{12}\text{C} \rightarrow n + ^{12}\text{C}^* (\rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma(4.44\text{MeV}))$
$n + ^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + ^9\text{Be}$
$n + ^{12}\text{C} \rightarrow n' + 3\alpha$
$n + ^{12}\text{C} \rightarrow ^3\text{He} + ^{10}\text{Be}$
$n + ^{12}\text{C} \rightarrow p + ^{12}\text{B}$
$n + ^{12}\text{C} \rightarrow n + p + ^{11}\text{B}$
$n + ^{12}\text{C} \rightarrow n + n + ^{11}\text{C}$
$n + ^{12}\text{C} \rightarrow d + ^{11}\text{B}$
$n + ^{12}\text{C} \rightarrow t + ^{10}\text{B}$
$n + ^{12}\text{C} \rightarrow \gamma + ^{13}\text{C}$

表 2.2: $n + ^{12}\text{C}$ の反応

これらの反応が考えられる。従ってシミュレートする際にこれらの反応を加えなければならない。

2.5 中性子の測定

2.5.1 中性子のエネルギーの測定

中性子は電荷を持たないため通常の荷電粒子の様に Hodoscope を用いて粒子を止めてそこまでのエネルギー損失からエネルギーを求めることや、磁気分析をして運動量を求めることができない。中性子のエネルギーの測定では散乱された時刻を求め、中性子検出器まで飛んできて観測された時間を計測することによって求められた飛行時間からエネルギーが計算される。これを飛行時間法 (ToF, Time of Flight method) という。シンチレーターの両端に光電子増倍管を取り付け中性子がシンチレーター内で散乱した際の信号を読む。信号の時間をそれぞれ T_L, T_R とすると、到達した時間は

$$T_{ToF} = \frac{T_R + T_L}{2} \quad (2.13)$$

となる。 m_n を中性子の質量, c を光速, 飛行距離を l とすると中性子の運動エネルギー E_k は

$$(E_k + m_n c^2)^2 = \frac{c^2 T_{ToF}^2}{c^2 T_{ToF}^2 - l^2} m_n^2 c^4 \quad (2.14)$$

となる。

2.5.2 中性子の位置の測定

中性子の位置はシンチレーターの両端の信号の時間差から求められる。時間差 ΔT は

$$\Delta T = |T_R - T_L| \quad (2.15)$$

であり、シンチレーターの屈折率を n とすれば、その媒質中での光速は c/n となるので、それぞれの信号の時間差から中性子の位置の中心からの距離 Δx はシンチレーター内での散乱を無視すれば

$$\Delta x = \frac{\Delta T c}{2n} \quad (2.16)$$

で与えられる。

第3章 Geant4によるシミュレーション

3.1 Geant4の概要と特色

Geant4は陽子、中性子、原子核、電子、ガンマ線 $\cdot\cdot\pi, \mu$ などの粒子が物質間で起こす様々な反応を正確にシミュレートするための大規模ソフトウェアである。高エネルギー、原子核、宇宙線などの分野の実験に対して活用することが可能である。また医療や放射線遮蔽、宇宙工学などの分野での応用もされている。

前のバージョンである Geant3 は FORTRAN で書かれていたが、シミュレートする実験装置の複雑化、大規模化や応用範囲の拡大などでシミュレートに対する要望が急速に複雑化し、従来のソフトウェア開発の方法で機能拡充し、ソースコードをメンテナンスしていくことが困難になった。

ソフトウェア開発において重要な成果であるオブジェクト指向技術を適用することで予期される拡充や多様な対応性、保守性などを実現できると考えられ、国際共同研究として開発された。

Geant4ではソフトウェア開発はC++で行われている。

特色

Geant4では、Geometry、取り扱う粒子、またその粒子の相互作用、ビームといった事をプログラム内に記述することによって物理現象をプログラム内でシミュレートすることが出来る。

粒子はビームとして射出された後は、プログラムによってその軌道や相互作用などが計算される。またその情報(エネルギー損失や時刻、運動エネルギーなど etc...) はプログラム内にその命令を加えるだけで取り出すことができる。特定の情報を得るためのシミュレートとは違い、物理現象を再現しているため、どの情報を取り出すかをプログラム内に記述することによって Geant4 によって様々な情報を得ることができる。この点が Geant4 の特色であると言える。

3.2 シミュレーションの条件

物理プロセスの定義

今回、シミュレーションで起きうる反応を考慮にいれ次の粒子を入れてシミュレートした。

$$p, n, e^-, e^+, \gamma, \alpha, {}^3\text{He}, {}^{12}\text{C}, {}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}$$

考慮に入れた相互作用は表3.1で示している。またこれに加えて粒子の崩壊も含まれている。

表 3.1: シミュレートしている相互作用

粒子	相互作用
γ	光電効果、コンプトン散乱、対生成
e^-, e^+	多重散乱、電離損失、制動放射、対消滅
p	弾性散乱、非弾性散乱、電離損失、多重散乱
n	弾性散乱、非弾性散乱、中性子捕獲
d, α , ^3H , 各 Ion	弾性散乱、電離損失、多重散乱

Geometry の定義

またシンチレーターは $10\text{cm} \times 3\text{cm} \times 60\text{cm}$ のもの (図3.1) を 6 枚ずつ並べ面を作りその面を 5 枚重ねたものを想定している (図3.2)

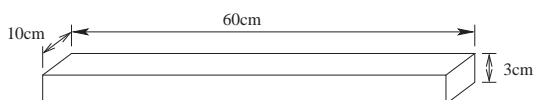


図 3.1: シンチレーター

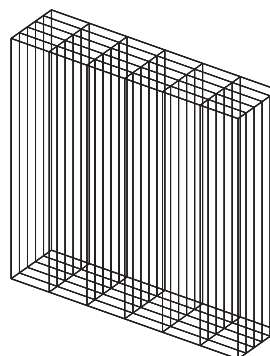


図 3.2: Neutron Counter

Neutron Counter の周りは通常の大気で定義している。シンチレーター は実験で用いるものを考慮にいれ BC408 のデータを用いた。

表 3.2: BC408

密度	1.032g/cm^2
屈折率	1.58
H/C	1.104

一方、中性子は実験に近づくために 20m 先から飛ばしている。(各シンチレーター に当たるようにある程度ビームに幅を持たせてある。)

3.3 シミュレーションの結果

3.3.1 エネルギー損失

全シンチレーターでのエネルギー損失から図3.3のエネルギースペクトルが得られた。

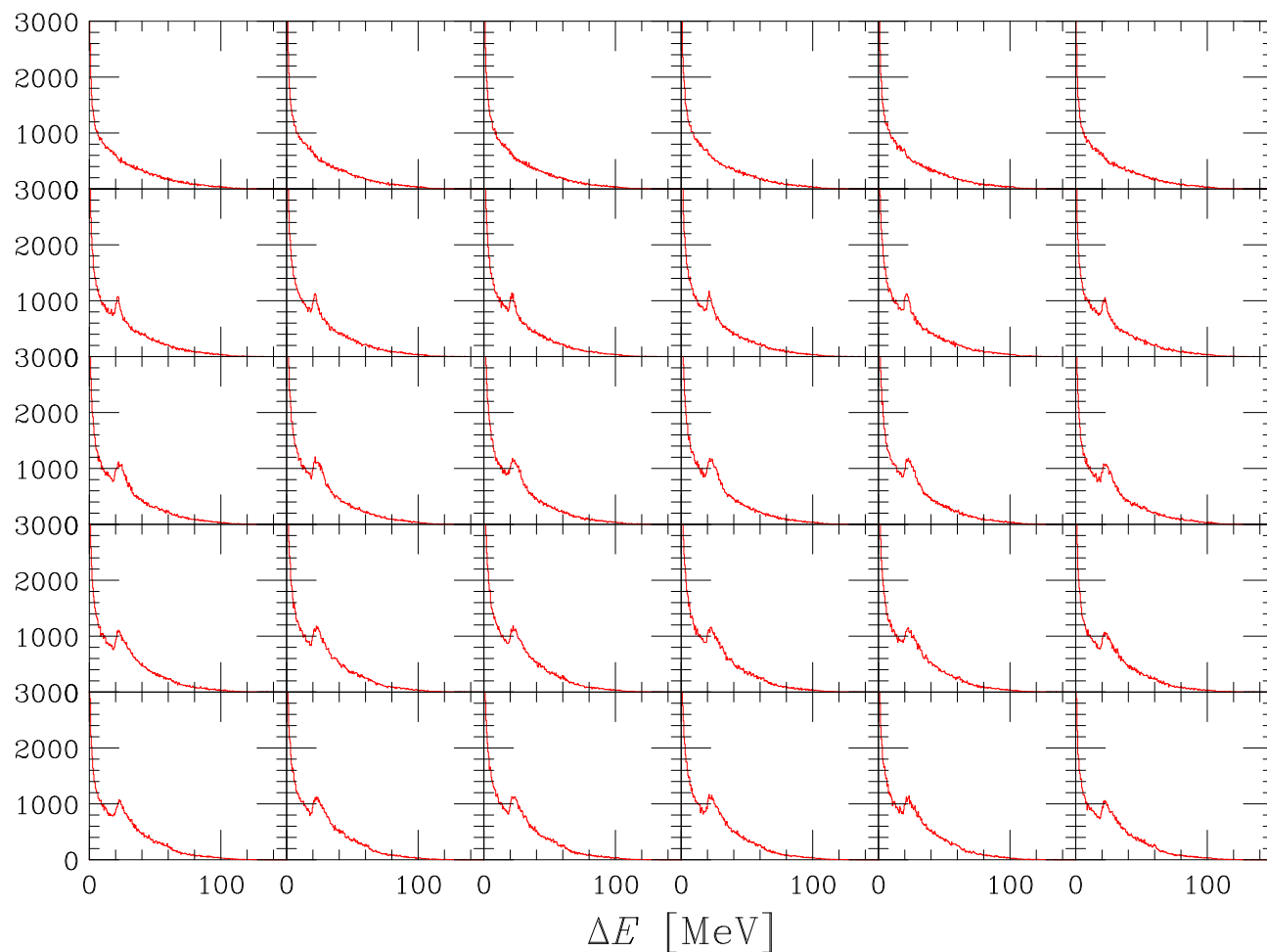


図 3.3: エネルギースペクトル

入射粒子数は 1000 万である。図の上部が中性子検出器のビーム上流側になる。
また、入射粒子 1 つに対して幾つのシンチレーターが反応するかを示す multiplicity は図3.4となった。

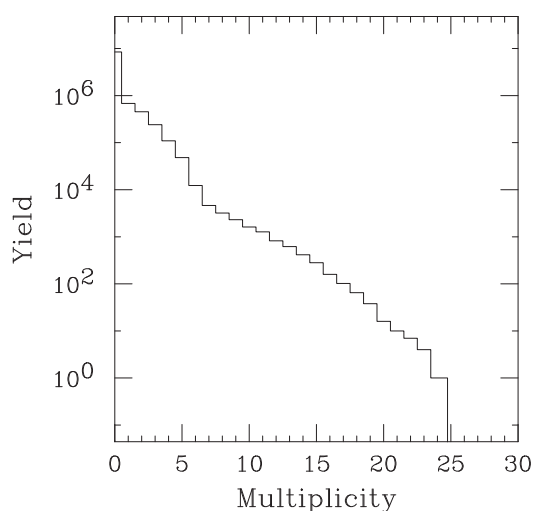


図 3.4: multiplicity

シミュレーションでは実際には見えない 25MeV 付近にピークがみられた。このピークは一面目では見られないため一面目の陽子もしくは炭素原子が反応していると推定されたので、シンチレータを水素のみと炭素のみに置換したものでシミュレートした。

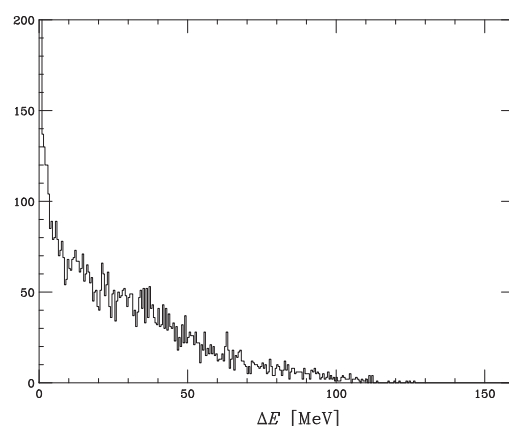
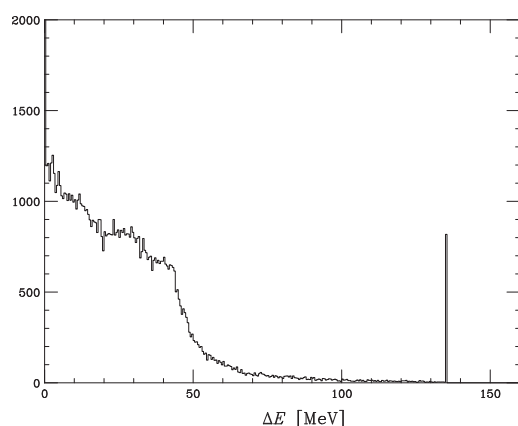


図 3.5: 水素を標的としたときのエネルギー損失 図 3.6: 炭素を標的としたときのエネルギー損失

このシミュレートは水素は入射粒子数 100 万、炭素は 10 万である。また第一面目の中の一枚 (真ん中のもの) のデータである。これを見ると 135MeV を持った陽子が多数発生していることがわかる。このシミュレーションでは、シンチレータ内の全ての粒子は水素原子だが密度はシンチレータの値を用いたため実際の物質 (気体、液体、固体水素) よりも、はるかに電離損失が強い。このため 135MeV のエネルギーを持った陽子を止めてしまうものと考えられる。

しかし、交換力でもこれだけ鋭いピークは出ないため、このピークは多重散乱により、中性子の全てのエネルギーがシンチレータに与えられた。もしくは、Geant4 の中性子-陽子散乱の断面積によるものと考えられる。この陽子が一枚のシンチレータで損失するエネルギーは Geant4 の結果から 20MeV 前後であることが分かっている。図 3.3 で見られたピークは、この反跳陽子のものと思われる。

3.3.2 時間情報

各シンチレーターでの電離損失は入射粒子が中性子のため、反応するまでの時間はシンチレーターの厚さの分の不確定さがある。この不確定さは中性子検出器のエネルギー分解能に直接関わる。図3.7は各シンチレーターでの電離損失の時刻(時刻0は入射粒子が飛び出す時刻)を計測したものである。

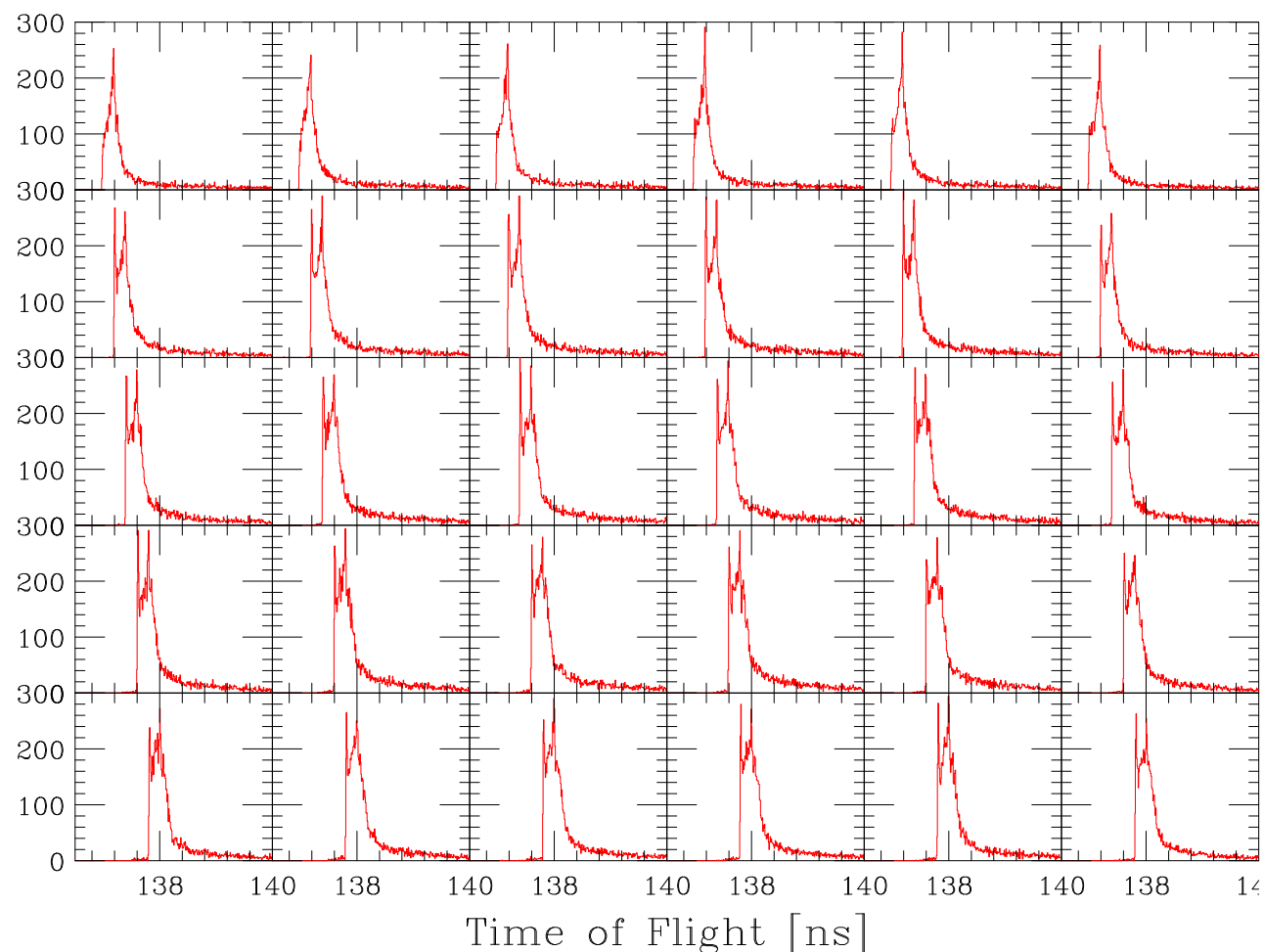


図 3.7: 各シンチレーターでの電離損失の時刻

各ヒストグラムに見えるピークの幅が中性子検出器のシンチレーターの厚さ 3cm から来る時間幅であると考えられる。135MeV の中性子が 3cm を通るのに必要な時間は $0.4ns$ となる。実際のヒストグラム3.7の幅が $0.4ns$ 程度であるため、この幅はやはりシンチレーターの厚さから来るものと考えられる。また tail が見られるのは低いエネルギーを持った反跳核によるものである。

3.3.3 Efficiency の計算

実際の実験では Efficiency23% を必要とされている。これについてもシミュレートした。入射粒子には中性子を使い、各シンチレーターでのエネルギー損失に対して threshold(閾値) を定めてその閾値を超える反応をする粒子数をカウントした。これにより以下のデータを得た。

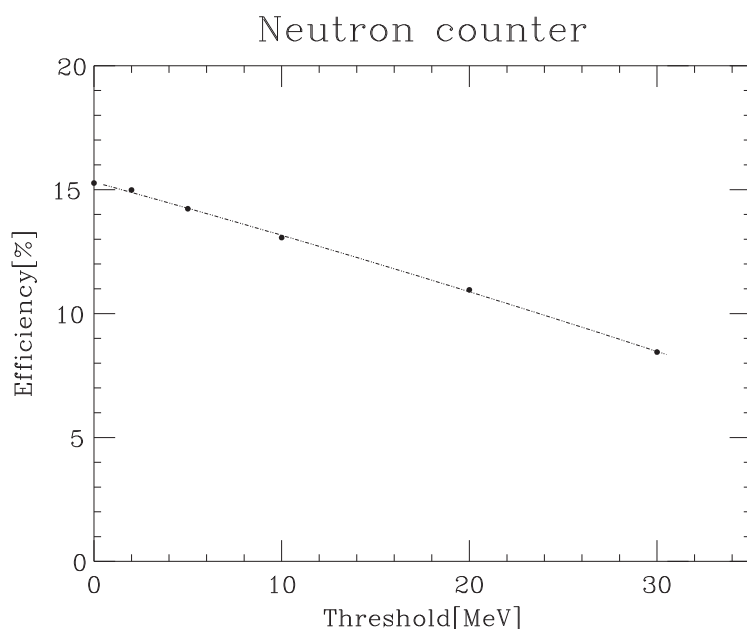


図 3.8: Efficiency のシミュレート

3.3.4 シンチレーションのシミュレート

Geant4 ではシンチレーションもシミュレートすることができる。シンチレーターの厚さや ToF の距離などは計算できるが、シンチレーターの中でのシンチレーション光が内部をどのように通りその経路による光出力の時間的なばらつきがどのようになるか、といった計算は困難である。Geant4 のシンチレーションのシミュレートでは発生した光子は、与えられた反射、吸収などのパラメータによってその経路が計算され光の出力を光子数という形で出力することができる。Geant4 のシンチレーションでは、そのシンチレーターに固有のパラメータ (シンチレーション減衰時間、シンチレーション効率) を与えることができ、また光子の経路の計算では減衰距離、屈折率、物体の表面の状態などの設定を組み入れることによって計算することができる。今回のシミュレートでは実際のシンチレーターを考慮にいれ各パラメータを与えた。これを表3.3に記す。

シンチレーション効率	10000 個/1MeV
シンチレーション (減衰) 時間	2.1ns
シンチレーター内での光子の減衰距離	210cm
シンチレーターの屈折率	1.58

表 3.3: Geant に与えたシンチレーションのためのパラメータ

シンチレーション効率は一般にプラスチックシンチレーターでは 100eV 当り一個である。また効率以外のデータは実際に使う BC408 のデータを元としている。

これにより得られたシグナルは以下のヒストグラムであった。これは実際の実験では放射線がシンチレーターに入ってきたときの光電子増倍管のシグナルとして測定される。これらのデータを複数回とってそこからエネルギースペクトルの幅や位置分解能を出すことが望ましい。図3.9は上記の方法によって得られた光出力のシミュレート結果である。上下のヒストグラムはシンチレーターの左右の出力に対応する。このシミュレーション方法は後述の位置分解能を出すために行われた。

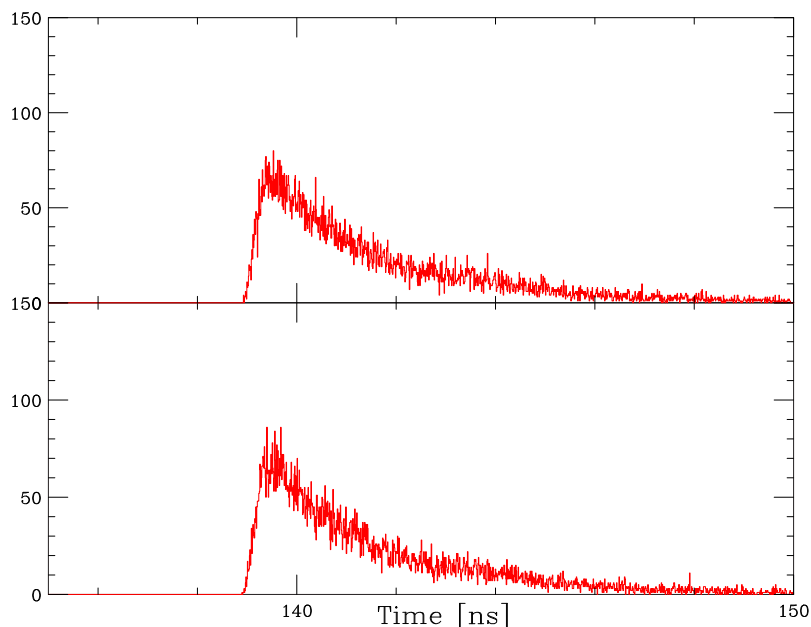


図 3.9: シンチレーション光の再現

3.3.5 シミュレートによる分解能

まず検出器の厚さから来る分解能を時間情報のデータから得た。図3.7で用いたデータの時刻をエネルギーに変換した。

このデータの半値幅より検出器の厚さから来る固有なエネルギー分解能、0.4MeV を得た。

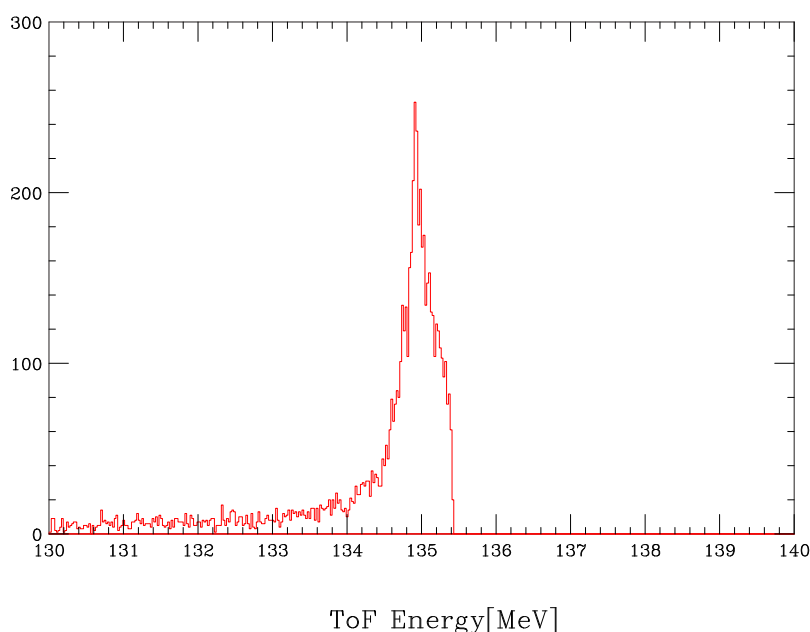


図 3.10: 検出器固有のエネルギー分解能

次にシンチレーションのシミュレートによって得られた各シグナルを用いて ToF によるエネルギースペクトルを求め、また位置情報を得た。

図3.11の様にシンチレーターの中心からずらした場所へ陽子を打ち込みその反応を見た。中心からの距離は0cm,5cm,15cm,25cm と4点のデータを各10個ずつ取った。中心からビームがずれることによって光子の伝搬に影響があるかと位置情報と ToF が再現できるかを見るためである。これによる ToF によるエネルギーのばらつきと位置の情報は以下ようになった。

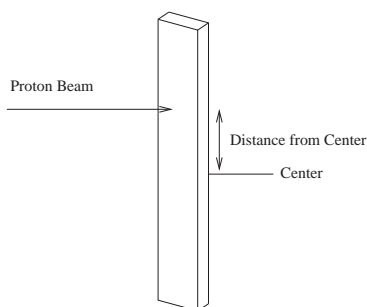


図 3.11: シミュレーションのセッティング

なおシミュレートは反応の数を設定するために陽子ビームを用いた。(中性子は粒子一つの入射で確実に陽子と散乱するわけではないので意図的にシンチレーションさせる事ができない。) これにより以下のデータを得た

この情報と図3.10で示した情報を用いて分解能を求めるとエネルギー分解能は0.403MeVとなった。表3.4 また粒子が来た位置、(図3.11における Distance from Center) とエネルギーの相関は見られなかった。

位置は図3.13に再現された

位置に関してはデータ数が少ないので分解能についてまでは求めることができない。図3.13の実線は光速から計算される光子の到達時間差の線である。シミュレートされた値は点でプロットしている。これを見ると端では光速から考えたものと異なって来るのが分かる。これは端で発生した光子が反対側の端へ到達する際、直接到達す

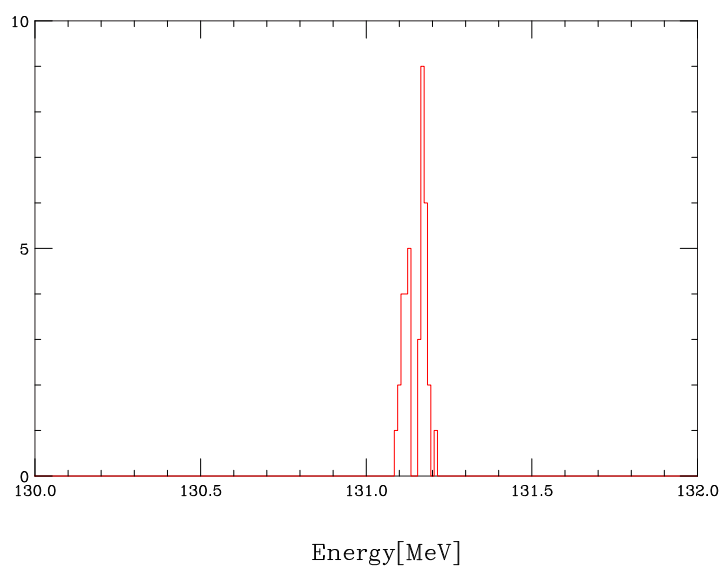


図 3.12: シンチレーション光による ToF エネルギーへの影響

要因	シンチレータの厚さ	光応答	合計
分解能	0.4MeV	0.05MeV	0.403MeV

表 3.4: エネルギー分解能の各要因とその値

るものよりも一回以上シンチレーターの側面で散乱された光子が多いため、光速と屈折率から考えた光路よりも長い距離を発生した光子が走るためだと考えられる。

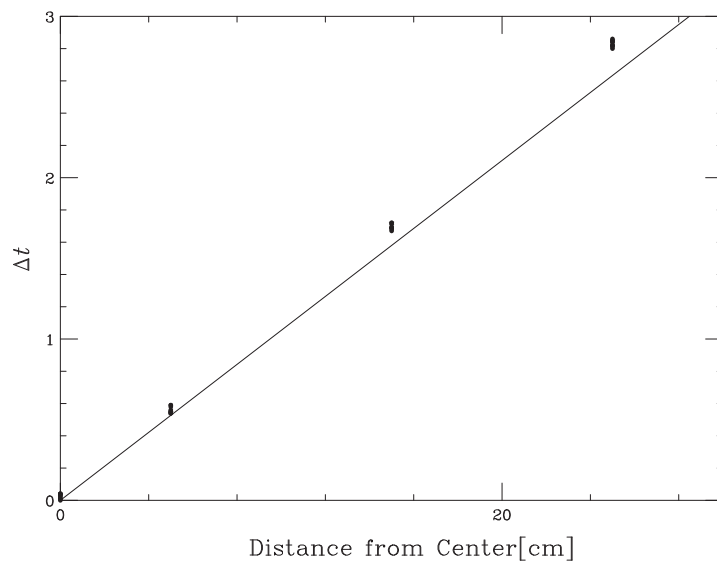


図 3.13: 光の到達時間差からの位置の再現

第4章 実験

4.1 実験の概要

理化学研究所、加速器研究施設内の E4 実験室に置いて中性子検出器を試作しエネルギー分解能を得るための実験を行った。

実験は ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応を用いて n を発生させ、バンチされたビームのタイミングと中性子検出器で信号を得た時間から飛行時間を得る。また ${}^{16}\text{O}(d, d_{\text{singlet}}^*){}^{16}\text{O}^*$ (SDR) の実験ではシンチレーターの両端からの信号の時間差から位置情報も得る。

4.2 実験施設

理化学研究所加速器研究施設 (図4.1) と高分解能磁気測定装置 SMART (図4.2) の図を次にのせる。実験では SMART の散乱槽で中性子が発生し 0° の方向へ飛び E4 実験室の端に置かれた中性子検出器で測定される。

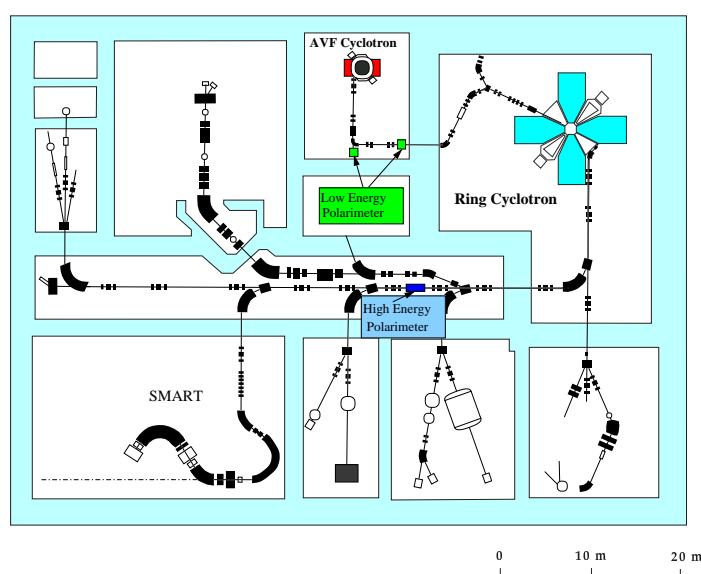


図 4.1: 理化学研究所加速器施設

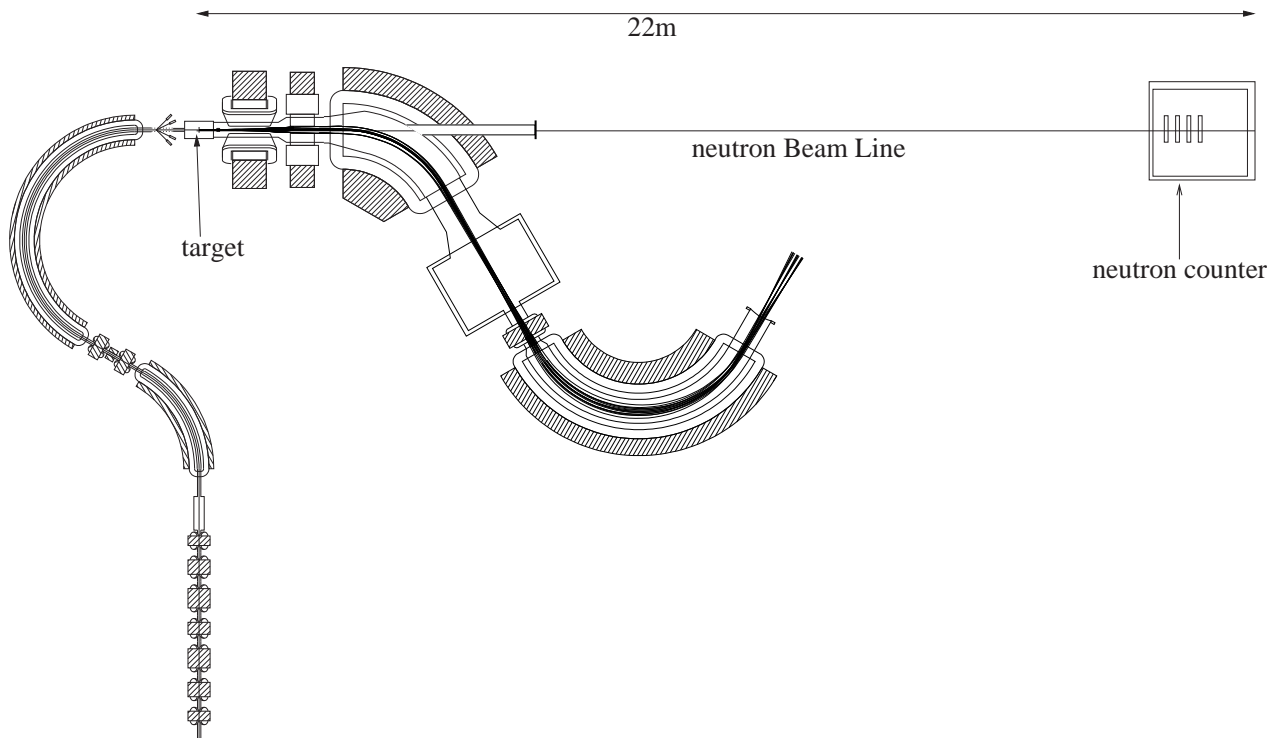


図 4.2: 高分解能磁気測定装置 SMART

4.3 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ 反応について

${}^7\text{Li}$ はその単位飛程当りのエネルギー損失が良く知られている。このためエネルギー分解能を求める本実験には最適であると推測される。

ビームソースには H_2^+ を用いた。サイクロトロンでは加速は Z/A に依存する。実験の直後に d を用いるため同じ Z/A を持つ H_2^+ を用いて作業の効率化をはかった。水素分子のイオンビームだが原子間に働く引力は入射エネルギーに比べると圧倒的に小さいためターゲットに当たると陽子と同様に見なすことができる。このため実際の測定に用いた反応は ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ となる。

4.4 ${}^7\text{Li}$

実験で用いたの ${}^7\text{Li}$ ターゲットは 2 つの異なる厚さの物を用意した。エネルギー分解能を求める場合、ターゲットの厚さによってその分解能の上限が決まってしまうため厚さの測定が重要になる。ターゲットの厚さの測定は以下の方法を用いた。

- 直接測定。直接マイクロメーターを用いて 3 点の厚さを測定した。
- 質量と面積を測定し計算。この測定は実験終了後に行われた。質量は ${}^7\text{Li}$ を酸化防止のために用いていた流動パラフィンをトリクロロエチレンを用いて完全に落としてから測定した。また面積は方眼紙から測定した。
- エネルギー損失から計算。先ほども述べたように ${}^7\text{Li}$ はその単位飛程当りのエネルギー損失が良く知られているため、 ${}^7\text{Li}$ を通した場合と通さない場合のビームの運動量をワイヤーチェンバーで測定することから計算された。

これらの測定方法による ${}^7\text{Li}$ ターゲットの厚さは以下の通りである。

この測定法による結果の差の起因は様々考えられるが、 ${}^7\text{Li}$ の表面が酸化されていたことと、表面の細かい凹凸

測定法	(mm)	
直接測定	1.923	3.247
面積と質量からの計算	1.74	2.93
ビームのエネルギー損失からの計算	2.295493	3.70514

表 4.1: ${}^7\text{Li}$ の厚さ

が主な原因と考えられる。酸素は ${}^7\text{Li}$ よりも電離損失が大きいことから ${}^7\text{Li}$ の表面の酸化が起因でビームを用いた厚さ測定の結果が他の測定法の結果よりも厚くなっていると考えられる。

4.5 中性子検出器

今回の測定で用いた中性子検出器は $10\text{cm} \times 60\text{cm} \times 3\text{cm}$ のシンチレーターを 6 枚用いて面を作りその面を 4 枚ならべて中性子検出器としている。各シンチレーターの両端には光電子増倍管がついている

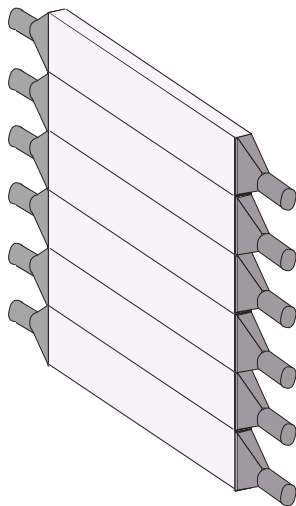


図 4.3: 中性子検出器の面

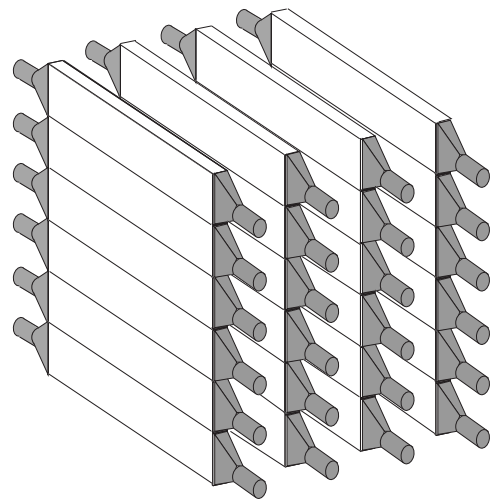


図 4.4: 中性子検出器の全体像

この検出器はシンチレーターに BC408 プラスチックシンチレーターを使っている。

4.6 データの解析

4.6.1 時間の較正

実験で得られるデータは時間情報をデジタルのチャンネル情報 (TDC) として取っている。このため時間になおす作業が必要である。

各回路は反応時間にばらつきがある。このばらつきの修正には Time calibrator から出ている 20ns 間隔の信号を用いて修正する。ばらつきの例として中性子検出器の一面目のすべての TDC を重ね合わせた物を図4.6に載せる。また比較のため一面目のある一つの TDC を単体で載せる。

RUN-9003 Time Calibrator (20 nsec) all

RUN-9003 Time Calibrator (20 nsec) all

26-Feb-02 18:49

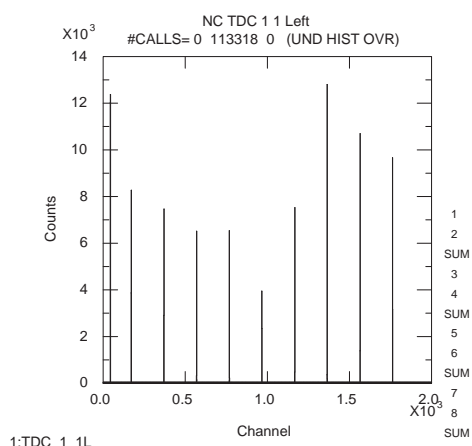


図 4.5: Time Calibrator による TDC

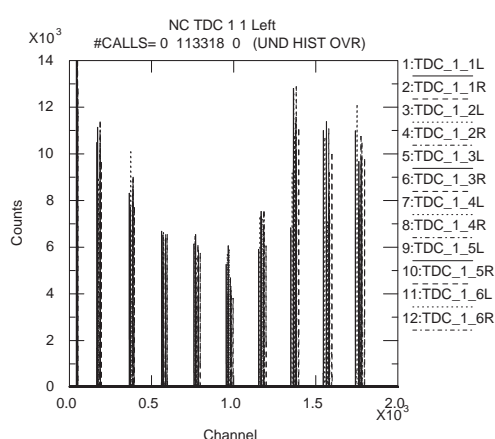


図 4.6: 一面目のすべての TDC

このばらつきをすべての回路について読みその TDC を時間に変えることによってばらつきを補正することができる。

4.6.2 エネルギーの較正

各シンチレーターでは TDC と同時にシグナルの大きさもデジタル信号 (ADC) として取っている。これはシンチレーターでの発光の大きさに比例し各シンチレーターでのエネルギー損失の情報となっている。この ADC はコンプトンエッジの分かっている放射線源と宇宙線を用いてエネルギーへ較正される。

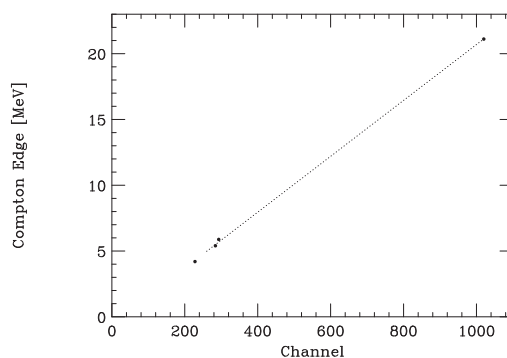


図 4.7: エネルギーの較正

4.7 実験結果

実験によって得られたデータをキャリブレーションしさらにこれを ToF を用いてエネルギースペクトルにしたものをのせる。

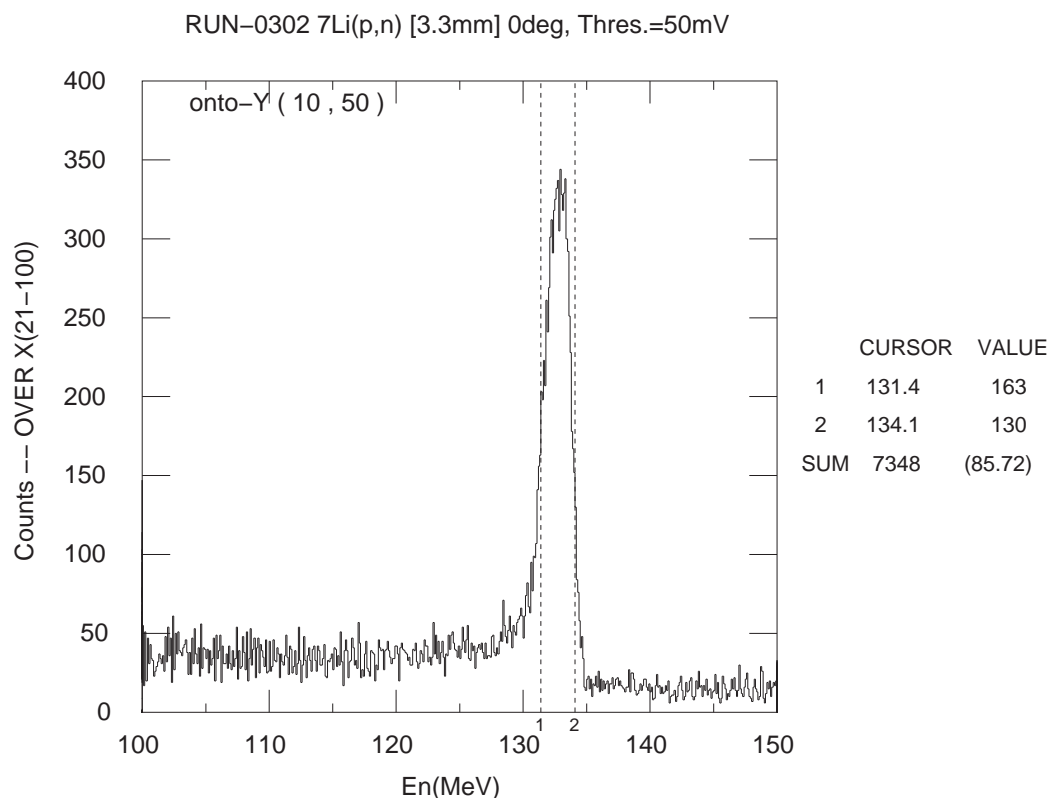


図 4.8: エネルギースペクトル

これにより得られたエネルギー分解能は 2.6MeV であった。また Efficiency は次のようになった。図4.9
また Threshold を変えたエネルギースペクトルは次のようになった。図4.10

Threshold を上げていくと本来見えるはずの ${}^7\text{Li}$ の励起状態と思われるピークが見えてくる。これはノイズが非常に多く入っているため Threshold を上げなければならないことを示していると考えられる。また位置分解能については今回解析はしなかった。

Neutron counter

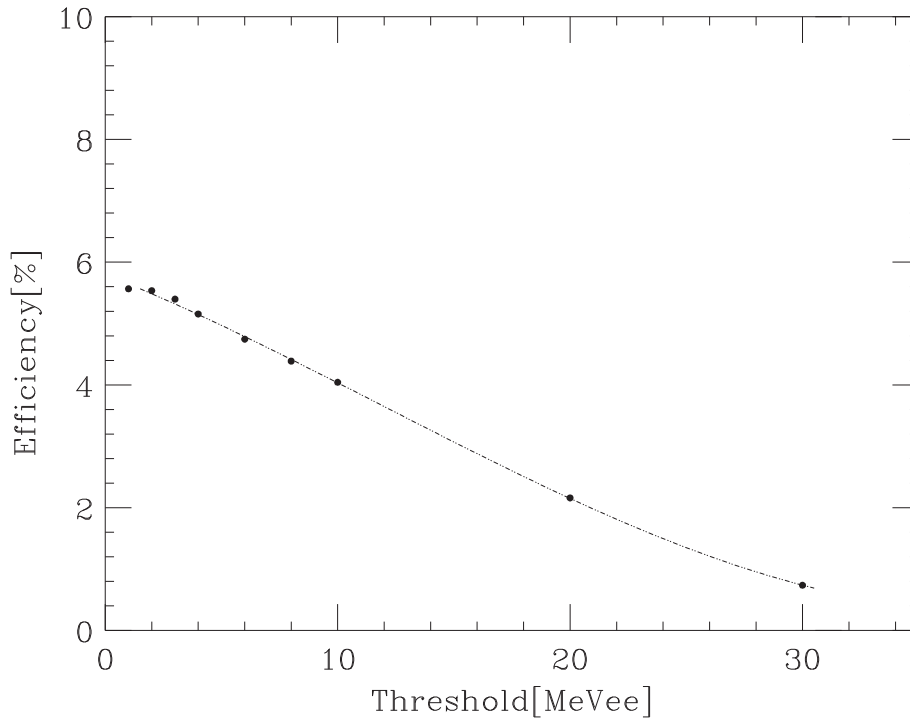


図 4.9: Efficiency

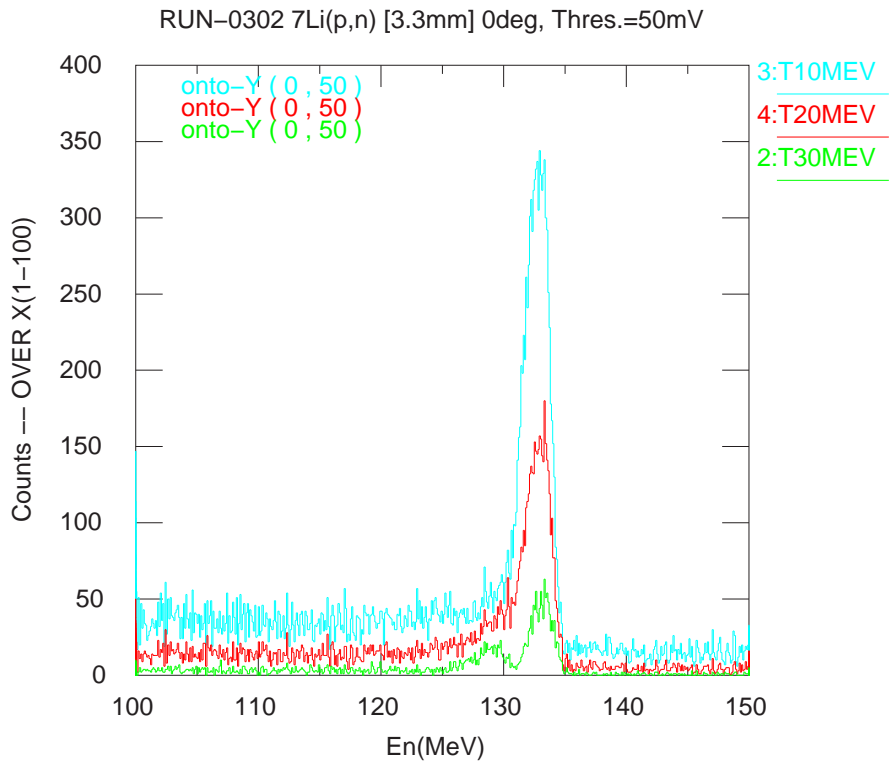


図 4.10: Threshold を変えた際のエネルギースペクトル

第5章 実験とシミュレーションの比較

5.1 エネルギー分解能について

実験からのエネルギー分解能はシミュレーションのもの比べて非常に悪い。実験でのエネルギー分解能はターゲットの厚さ、検出器の厚さ、ビームのエネルギー分解能、ビームの時間分解能、さらに検出器の光出力の揺らぎが考えられる。実験では今回製作した物とは異なる市販の中性子検出器を用いて測定したがエネルギー分解能に変化はなかった。またターゲットの厚さを変えた測定も行ったが変化はなかった。従ってビームのエネルギー分解能、もしくは時間分解能が非常に悪かったと考えられる。

5.2 位置分解能について

位置分解能の測定は今回行わなかったがシミュレートの結果から屈折率を考慮した光速からの計算とはずれる事が予想される。これは端からの光出力が光が発生した端とは逆の端へ到達した際信号の立ち上がり直線的ではなくカーブが丸くなるためである。実際の実験の際には宇宙線等を用いてフィットすることが必要である。

5.3 Efficiency について

実際の実験では Efficiency はシミュレートに比べて大幅に低くほぼ $1/2$ であった。実際の実験では面数が4枚であることを考慮にいれても低い。

この原因については以下のことが考えられる。

- Optical Guide の効果 実際はシンチレーターと光電子増倍管の間には光を伝達するための Optical Guide というものがついていて若干だが屈折率がシンチレーターとは異なる。これによる屈折やシンチレーターと Optical Guide との接合面や Optical Guide と光電子増倍管の接合面での散乱などはシミュレートには入っていないためこの効果が原因として考えられる。
- 光電子増倍管の断面積 今回の中性子検出器に用いた光電子増倍管の光を受ける窓の断面積は 20cm^2 である。これに対してシンチレーターの断面積は 30cm^2 である。この差はできるだけ無い方が望ましいことは当然である。Geant でのシミュレートではシンチレーターの端に来た時点の光子を検出しているため光電子増倍管と見なす事のできる面積は 30cm^2 である。
- Threshold 実際の実験では光電子増倍管からの信号に Threshold をもうけてその閾値以下のデータは取っていない。一方の Geant はすべてのエネルギー損失に対してデータを取っている。図3.3を見ると各シンチレーターでのエネルギー損失は損失が小さくなればなるほど数は増えていく。この部分のデータをカウントしなければ大幅にシミュレートの Efficiency の値も下がると思われる。

第6章 中性子検出器の設計と考察

6.1 ノイズの低減

6.1.1 γ 線の考慮

実際の実験では非常に高い γ 線量の中で中性子を検出しなければならない。 γ 線の発生原因は様々であるが発生個所をすべて遮蔽することは困難である。そこで γ 線を中性子と分離して計測する手段を考えた。

6.1.2 γ 線の検出

プラスチックシンチレーターでは中性子と γ 線の両方を検出してしまう。また中性子は反跳陽子によって検出するためプラスチックシンチレーター以外での検出は不可能に近い。そこで γ 線のみを検出する検出器を設置しシンチレーターからの信号が中性子と γ 線のどちらであるかを分離する検出器を考案する。

6.1.3 非陽子シンチレーター

中性子は先で述べたように反応相手の粒子が重くなればなるほど反応率が下がる。そこで γ 線のみを検出する検出器には陽子が入っていない事が望ましい。また中性子検出器の面を覆えるくらいの大面積の検出器が必要となる。そこで非陽子液体シンチレーターを使う事を考えた。有機液体シンチレーターの中でも溶媒にヘキサフルオロベンゼンを用いたものがある。一般にはBICRON社からBC509という製品として販売されている。

表 6.1: BC509 非陽子液体シンチレーター

主成分	ヘキサフルオロベンゼン
密度	1.61g/cm ³
屈折率	1.38
水素の割合	0.174 %
炭素の割合	49.99 %
フッ素の割合	49.98 %
融点	10 °C
沸点	80 °C

6.2 Vetoの素材と形状

Vetoとは中性子検出器の前面に置く薄い検出器のことで、荷電粒子を検出する働きをする。今回の実験でも厚さ3cmのプラスチックシンチレーターを置いた。中性子はその厚さで反応率が決まるために中性子に対して十分薄く反応を考え無くても支障のない厚さのものを使う。荷電粒子は反応は電離損失が主なため検出器が薄くても

飛程分のエネルギーを損失する。これを利用して荷電粒子が中性子検出器に入った場合にそれを見つける事ができる。

今回は実験の結果を受けて γ に対しても同様に中性子と識別できる検出器を考案し、これをシミュレートした。素材には BC509 液体シンチレーターを使う。BC509 を用いた Veto は厚さを 3cm としてシミュレートした。また比較として厚さ 5mm の BC408 を用いた Veto のシミュレート結果も示す。

シンチレーター	中性子 (135MeV) に対する Efficiency	γ 線 (1MeV) に対する Efficiency
BC509	4.627%	11.044%
BC408	0.227%	3.635%

表 6.2: BC509 と BC408 の比較 (Threshold=0MeV)

BC509 は γ に対して敏感な方ではあるが実際に Veto としての機能は果たせないことが分かった。またこれ以上厚さを増やす事は中性子に対しても Efficiency が上がってしまうので望ましくはない。 γ 線用 Veto としての機能を持たせれる厚さまで増やすと中性子が遮られてしまう。

6.3 Efficiency の増加と分解能

先の設計での Efficiency は 15.6% であった。実際に必要とされる性能は 23% であるため Efficiency を上げなければならない。中性子の陽子との反応確率は厚さが増せば上がることは明確だが、シンチレーターの厚さを上げるとその厚さからくるエネルギー分解能の悪化が無視できない。そのため現在 4 枚の面数を上げなければならない。

面数の増加

シンチレーターの面数を 10 枚にすると中性子の反応率ほぼ二倍になる。この時の Efficiency を Threshold を変えつつシミュレートした。面数を 10 枚とすると必要とされている 23% という Efficiency を超えることが分かる。

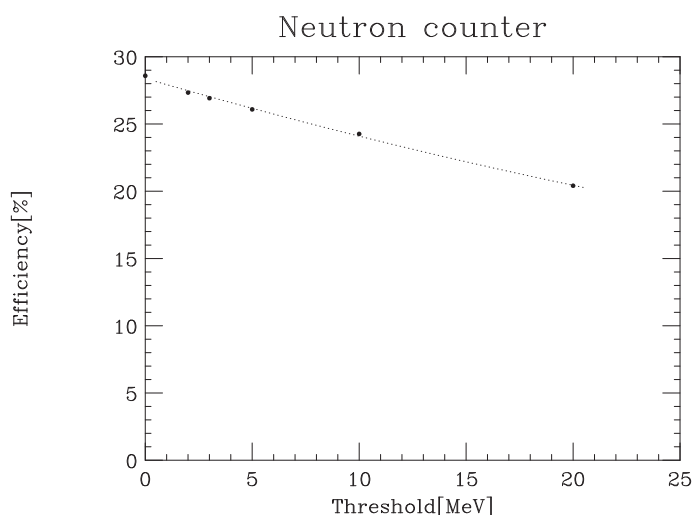


図 6.1: 面数 10 の中性子検出器の Efficiency

コンパレーターの採用

これに関してのシミュレートは出来ていないが鉄等の金属の薄い板をシンチレーターのビーム上流側につける事で中性子が金属原子内で散乱し荷電粒子を発生させることが期待できる。この荷電粒子は直後にあるシンチレーターに捕らえられるので Efficiency の向上が期待できる。

しかし金属の厚さが中性子のエネルギーに対して厚すぎると金属が中性子を吸収する効果が現れるため、この中性子のエネルギーと金属の厚さの関係を Geant を用いたシミュレートや実際の実験などで定める事によってこの方法を用いる事ができるようになれば、このコンパレーターを用いて Efficiency を上げることも可能であろう。

6.4 総合

これらの点を踏まえて新たな中性子検出器と、検出器を用いた実験について考察すると、次の点が改良点としてあげられる。

- 面数の増加 Efficiency をあげる事も必要だが分解能を落とすことはできない。従って面数を増やして Efficiency をあげるしかない。
- γ 線の除去 実際の実験で明らかになったが、実験室の中はビームが通っている間、多量の γ 線が飛び交っていてこれを無視することはできない。Efficiency を上げるという点から考えると Threshold を上げてノイズを減らすと言うのは望ましくない。また BC509 を用いた Veto でもやはり γ 線を検出する効率はかなり低い。従って実際の実験の前に一度実験室内にビームを通して γ 線が特に強く発生している個所を特定して部分的に遮蔽することが必要であろう。ビームバンチを利用した時間差の測定を複数の場所で同時に測ることによって γ 線の発生個所を特定できると考えられる。
- ビームの質 今回の実験で明らかになったのはビームのエネルギー分解能または時間分解能が非常に悪い事である。ビームのエネルギー分解能、時間分解能は検出器の信号の時間分解能に直接影響を与えるため非常に分解能が高くてはならない。Geant でシミュレートした分解能が実際の実験の分解能であると仮定するとビームのエネルギー分解能と時間分解能からくる中性子検出器のエネルギーへの誤差は 0.295MeV 以下でなくてはならない。

付録A 解析に用いたプログラム

A.1 ToF から中性子のエネルギーを求めるプログラム

```
#include <stdio.h>
#include <math.h>
#define N 500
void main()
{
    int n=0,i;
    double t[N],l=20,En=939.5; //t[N]:中性子の飛行時間,l:飛行距離,En:中性子の質量
    double Ek,E2,c=0.2999,A;//c:光速

    while (scanf ("%lf\n",&t[n]) !=EOF) n++ ;
    for (i=0; i<n; i++){
        A=0;
        E2=0;
        Ek=0;
        t[i] = t[i];
        A=c*c*t[i]*t[i] / (c*c*t[i]*t[i]-l*l);
        E2=En*En*A;
        Ek= sqrt(E2)-En;
        printf ("%7.3f\n", Ek);
    }
}
```

A.2 個々のエネルギーをヒストグラムへ変換するプログラム

```
#include <stdio.h>
#include <math.h>

#define N 5000
#define M 1000

void main()
{
    double E[M],Ebin[N],count[N];
```

```

int j,k=0,l=0,i;

while (scanf ("%lf\n",&E[k]) !=EOF) k++ ;
for(j=0; j<2000; j++){
    Ebin[j] =125.50 + 0.01*j ;//ピンの作成
    count[j]=0.;           //ヒストグラムの各カウント数
}

for(k=0; k<100; k++)
{
for(j=0; j<2000; j++)
{
    if(Ebin[j]<E[k])
    {
        if(Ebin[j+1]>E[k])
        }
        count[j] = count[j] + 1. ;
    }
}
}

for(j=0;j<2000;j++)
{
    printf("%7.3f %7.0f\n", Ebin[j],count[j]);
}
}

```

参考文献

- [1] 八木浩輔 原子核物理 (朝倉書店)
- [2] F.Knoll 木村逸郎・阪井英次 訳 放射線計測ハンドブック (日刊工業新聞社)
- [3] 池田宙 高効率中性子開発のための予備実験 (東京工業大学 学士論文 2000)
- [4] 黒川三奈子 不安定核ビーム実験用中性子検出器のためのシミュレーション (東京工業大学 学士論文 2000)