

平成 20 年度課題研究 P4 レポート

中河徳治、二宮将章、平林肇、森田有哉、山口秀輝

2009 年 3 月 31 日

目次

1	実験の目的・測定原理	2
1.1	実験の目的	2
1.2	測定原理	2
1.3	熱中性子の性質	4
1.4	中性子はなぜ磁気モーメントを持つか～クォークモデルによる説明～	5
2	実験機器	5
2.1	中性子サーベイメータ	5
2.2	比例計数管	6
2.3	シンチレーション検出器	10
2.4	モデレータ	13
2.5	Cd の中性子遮蔽能力	20
3	測定データの解析	21
3.1	中性子サーベイメータによる測定	21
3.2	比例計数管による測定	22
3.3	RPMT による測定	29
4	考察、今後の課題	35
4.1	ノイズの原因・対策	35

Abstract

今年度の課題研究 P4 では、京都大学のタンデム加速器を用いて熱中性子を生成すること、および中性子の磁気モーメントを測定することを主目的として実験を行った。熱中性子源を構築することには成功した一方、S/N 比が非常に小さかったために磁気モーメントを決定するまでには至らなかった。我々は生成された中性子をより多く検出器に入射させるために反射材(グラファイト)を用いていたが、反射材を通りぬけて出てくる熱中性子が大量に存在したために S/N 比が小さくなってしまったのではないかとということが実験結果と事後のシミュレーションによって示唆されている。

1 実験の目的・測定原理

1.1 実験の目的

今回の実験の目的は、

1. タンデム加速器を用いて熱～冷中性子を生成する(小型中性子源を構築する)
2. 中性子の磁気モーメントを測定する
3. 実際に実験を行い、物理の研究をする体験をする

であった。

2に挙げたことが実験の主な目的であったが、これを実現するためにはできるだけ低速の中性子を用いることが望ましかったため1も重要な目的となった。3は京都大学理学部の教育方針である「緩やかな専門化」を実現しようとするもので、理論系志望・実験系志望の別なく実際に実験を行うことで視野を広げる目的がある。

1.2 測定原理

中性子の磁気モーメントを測定するために、我々は次のような段階を経た。

1. 中性子を生成する
2. モデレータ(減速材)を使い減速させる
3. 磁場中を通過させて中性子の軌道を曲げ、検出器に入射させる
4. 測定データから到達位置のずれを決定し、磁気モーメントの値を算出する

1.2.1 中性子の生成

今回の実験ではターゲットに LiF を用い、



という核反応を利用して中性子を生成した。用いた陽子ビームラインは C ライン、ビームエネルギーは 3.0MeV、ビームカレントは最大で 200nA であった。

1.2.2 減速の原理

物質 1 から n までが含まれる混合物質中での中性子の減速の様子を議論する。

物質 $i(i = 1, 2, \dots)$ の粒子密度を N_i 、中性子との散乱断面積を σ_i とすると、混合物質中での中性子の平均自

由行程 λ は

$$\frac{1}{\lambda} = N_1\sigma_1 + N_2\sigma_2 + \cdots N_n\sigma_n \quad (2)$$

で表される。中性子は平均的に λ 進むごとに 1 回散乱し、そのとき物質 k と散乱する確率は

$$\frac{N_k\sigma_k}{N_1\sigma_1 + N_2\sigma_2 + \cdots N_n\sigma_n} \quad (3)$$

となる。

実験室系で中性子が運動量 $P_n^{(lab)}$ で入射し、標的核が運動量 $P_p^{(lab)}$ で運動しているとする。中性子の質量を M_n 、標的核の質量を M_p とすると、重心系での中性子の運動量は

$$P_n^{(cm)} = P_n^{(lab)} - \frac{M_n}{M_n + M_p} (P_n^{(lab)} + P_p^{(lab)}) \quad (4)$$

となる。

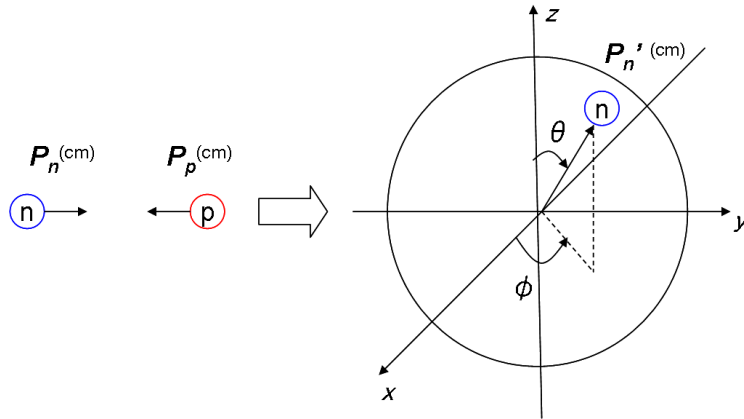


図 1 重心系での散乱

図 1 のように重心系で角度 (θ, ϕ) で散乱したとすると、散乱後の中性子の運動量は

$$P_n'^{(cm)} = \begin{pmatrix} P_{nx}'^{(cm)} \\ P_{ny}'^{(cm)} \\ P_{nz}'^{(cm)} \end{pmatrix} = |P_n^{(cm)}| \begin{pmatrix} \sin\theta\cos\phi \\ \sin\theta\sin\phi \\ \cos\theta \end{pmatrix} \quad (5)$$

となり、これを実験室系に戻せば 1 回散乱後の中性子の運動量を得られる。

中性子は一回の散乱ごとに実験室系で $P_n^{(lab)} - P_n'^{(lab)}$ の運動量を標的核に与え、減速していく。

1.2.3 磁場中での運動

磁場中での中性子の運動を議論する。磁気モーメントは磁場と局所的に平行、または反平行を保って運動すると考えると、運動方程式は

$$M_n \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\nabla(-\boldsymbol{\mu}_n \cdot \mathbf{B}) \quad (6)$$

と書ける。磁場は z 軸周りに軸対称であり、その大きさは半径 10mm の範囲内で $B = \frac{C}{2}(x^2 + y^2)$, $C = 23500[\text{T}/\text{m}^2]$ である。またモデレータと磁石の間の距離、磁石の長さ、磁石と検出器の距離をそれぞれ L_0 、

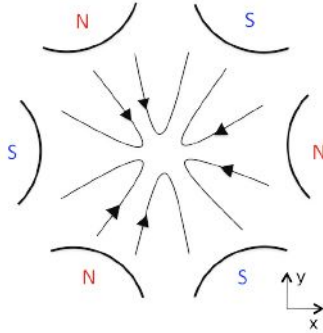


図2 磁場の様子

L_1 、 L_2 とし、磁石入口の穴の中心を座標原点にとっている。六極磁石などの実験機器の詳細については3.3.1節で述べる。

方程式 (6) の x 成分は、磁気モーメントと磁場の相対的な向きを考えると

$$\ddot{x} = \pm\omega^2 x \quad (7)$$

となる。ただし $\omega^2 = \mu_n C / M_n$ である。中性子が $z = 0$ 平面から任意の速度で出てくるとすると、この方程式の $z = L_1 + L_2$ での x の表式は

$$x^{(+)} = \{x_0 + (L_0 + L_2)v_{x0}/v_{z0}\} \cosh(\omega L_1/v_{z0}) + \{x_0 \omega L_2/v_{z0} + v_{x0}(1/\omega + \omega L_0 L_2/v_{z0}^2)\} \sinh(\omega L_1/v_{z0}), \quad (8)$$

$$x^{(-)} = \{x_0 + (L_0 + L_2)v_{x0}/v_{z0}\} \cos(\omega L_1/v_{z0}) + \{-x_0 \omega L_2/v_{z0} + v_{x0}(1/\omega - \omega L_0 L_2/v_{z0}^2)\} \sin(\omega L_1/v_{z0}) \quad (9)$$

で与えられる。 y 成分は上の式で対応する部分を $x \rightarrow y$ とすればよい。添字が 0 の文字は位置および速度の x, y, z 各成分ごとの初期値である。

簡単のために中性子が磁場の軸と平行な速度で出てきた（すなわち v_{z0} 以外は 0）と仮定したときの式

$$x^{(+)} = x_0 \cosh(\omega L_1/v_{z0}) + (x_0 \omega L_2/v_{z0}) \sinh(\omega L_1/v_{z0}), \quad (10)$$

$$x^{(-)} = x_0 \cos(\omega L_1/v_{z0}) - (x_0 \omega L_2/v_{z0}) \sin(\omega L_1/v_{z0}) \quad (11)$$

を使って運動の定性的な説明をする。

各パラメータを $x_0 = 5[\text{mm}]$ 、 $\omega = 378[1/\text{s}]$ 、 $L_1 = 300[\text{mm}]$ 、 $L_2 = 2800[\text{mm}]$ と決め、様々な初速度に対する解をまとめると表 1 のような結果が得られる（ ω の値は μ_n に文献値 [7] を代入して計算してある）。これによると $x^{(+)}$ は外側に、 $x^{(-)}$ は内側にそれぞれ曲がる解を表しており、初速度の小さい方が磁石の中に滞在している時間が長いので曲がり具合も大きくなるのが分かる。このために低速中性子を用いる必要があるのである。

1.3 熱中性子の性質

熱中性子に関する簡単な性質を表 2 にまとめておく（ k_B は Boltzmann 定数）。

v_{z0} [m/s]	$x^{(+)}$ [mm]	$x^{(-)}$ [mm]
2500	5.10	4.90
2000	5.16	4.84
1500	5.28	4.72

温度	$T = 300$ [K]
エネルギー	$k_B T \simeq 1/40$ [eV]
速さ	2200[m/s]
波長	1.8

1.4 中性子はなぜ磁気モーメントを持つか ～ クォークモデルによる説明 ～

中性子は電氣的に中性であるにもかかわらず磁気モーメントを持つが、これをクォークモデルを用いて説明する。このモデルでは、中性子は u クォーク 1 つと d クォーク 2 つからなるスピン 1/2 のフェルミオンである。ただしクォークは Dirac 粒子であると仮定するので、その磁気モーメントは $\mu_x = z_x e \hbar / 2m_x$, $z_d = -1/3, z_u = 2/3$ となる。

波動関数全体はクォークの入れ替えに対して反対称であり符号が変わらなければならないが、カラー部分は常に反対称であり、いま軌道角運動量は 0 の状態を考えることにすれば、結局はスピン \otimes フレーバー部分が対称でなくてはならないことになる。次の一般的な形 (カラーおよび軌道部分は省略してある)

$$|\psi\rangle = \{a|\uparrow\rangle|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle + b|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle|\uparrow\rangle + c|\downarrow\rangle|\uparrow\rangle|\uparrow\rangle\} \otimes \{p|u\rangle|d\rangle|d\rangle + q|d\rangle|u\rangle|d\rangle + r|d\rangle|d\rangle|u\rangle\} \quad (12)$$

に先の条件と規格化条件、および昇演算子をかけると消滅する条件 (スピン 1/2 のため) を課して計算すると、

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{18}} \{2(|u\downarrow d\uparrow d\uparrow\rangle + |d\uparrow u\downarrow d\uparrow\rangle + |d\uparrow d\uparrow u\downarrow\rangle) - |u\uparrow d\uparrow d\downarrow\rangle - |d\uparrow u\uparrow d\downarrow\rangle - |u\uparrow d\downarrow d\uparrow\rangle - |d\uparrow d\downarrow u\uparrow\rangle - |d\downarrow u\uparrow d\uparrow\rangle - |d\downarrow d\uparrow u\uparrow\rangle\} \quad (13)$$

のように係数が決まる。この波動関数で磁気モーメント演算子の期待値をとると

$$\mu_n = \langle \psi | \hat{\mu}_u + \hat{\mu}_d + \hat{\mu}_d | \psi \rangle = \frac{4}{3}\mu_d - \frac{1}{3}\mu_u \quad (14)$$

という結果が得られる。この値を評価するにはクォークの質量を知ることが必要であるが、いまそれを中性子質量の 1/3 程度の 313MeV だと仮定すると^{*1}核磁子を μ_N として

$$\mu_n = -2.0\mu_N \quad (15)$$

となる。文献値 [7] は有効数字 2 桁で $-1.9\mu_N$ であるので、この議論に用いた単純な模型で中性子が磁気モーメントを持つことを比較的よく説明できると言ってよいだろう。

2 実験機器

2.1 中性子サーベイメータ

2.1.1 概要

中性子サーベイメータは、加速器、RI 中性子線源、核融合実験装置や原子炉等の中性子発生装置周辺区域の放射線防護用に設計されたものであり、0.025eV \sim 15MeV のエネルギーを持つ中性子の線量当量を μ Sv/h

^{*1} ここでの取り扱いは不十分であり、本来はもっと真剣な議論をするべきである。

単位で測定できる。

2.1.2 内部構造と特徴

内部は ^3He 中性子検出器の周囲を減速材および遮蔽材で覆った構造になっており、入射した中性子はポリエチレンで減速され検出器で検出される。内部に存在する 2 つのポリエチレン層の間には中性子吸収材としてホウ素化合物が配置されており、サーベイメータが人体の中性子感受性と同様のエネルギー応答特性を持つようになっている。従って入射中性子のエネルギーを知ることなく線量当量の測定が行える。 ^3He 中性子検出器の測定原理は 2.2.3 節で述べる。

0.025eV \sim 15MeV のエネルギー範囲で国際電離放射線防護委員会 (ICRP) の理想的な線量当量換算曲線と一致している。検出器に不感部分の少ない計数管を採用し、かつ不要なポリエチレンを除去することにより感度方向による偏差をほとんどなくしており、どの方向からの中性子に対しても線量当量測定を行うことができる。

2.2 比例計数管

2.2.1 概説

比例計数管は Gas Ionization Detector の一つであり、構造を図 3 に示す [3, P128, Fig. 6.1.]。

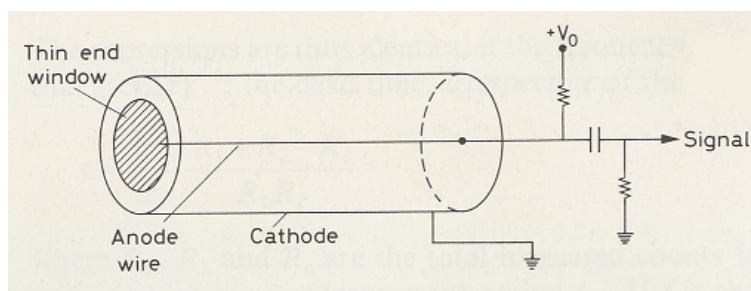


図 3 比例計数管構造図

入射した放射線のエネルギーに比例した波高を持つ信号が得られるのが特徴であり、また安価で構造も単純なためメンテナンスが容易であるという利点を持つ。Gas Ionization Detector はその動作電圧によって内部で起きる物理現象が異なり、それぞれ ionization chamber、proportional counter、Geiger-Muller counter 等の名称が与えられ、様々な用途で用いられている。図 4 にそのグラフを示す [3, P128, Fig. 6.2.]。横軸のスケールは陽極・陰極の径などによって一般に異なる。

領域 II (Ionization chamber) 放射線によって直接生じたイオン・電子 (一次電子とも) が全て陽極と陰極に回収される領域であり、電流は弱い。

領域 III (proportional chamber) 比例計数管の動作領域。一次電子が陽極の近傍で電子なだれを引き起こしはじめる領域であり、電流の強さは一次電子の数に比例する。proportional chamber がシリンダー型であると陽極近傍でのみ強い電場が発生するため、電子なだれは陽極近傍でしか起こらない。

領域 III \sim IV (limited proportionality) 生じたイオン・電子の電荷が陽極周辺の電場を歪ませる領域であり、一次電子の個数と出力される信号の波高は必ずしも比例しなくなる。

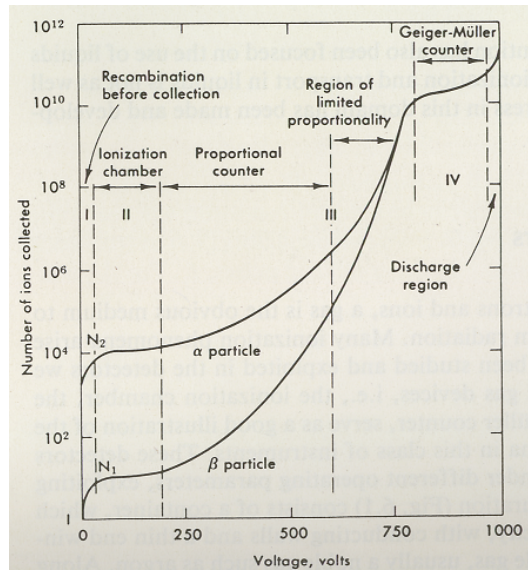


図 4

領域 IV ガイガー-ミュラーカウンターの動作領域であり、十分なエネルギーを持った一次電子が連鎖的電子なだれを起こしはじめる。また、充填ガスが励起されて光子を放出しはじめ、この光子が充填されたガス分子の更なるイオン化を引き起こす現象も起きる。出力される信号の振幅は入射する放射線のエネルギーに無関係な一定値を取る。クエンチングガスを封入して放出される光子を吸収させると、動作を安定させることができる。これ以上に電圧を上げると、放射線の有無に関わらず充填されたガス分子のイオン化が起きはじめ、計数管の損耗をまねく。

直方体の容器に平板陽極が挿入されている箱型計数管ではなく、シリンダーの軸に沿って陽極ワイヤーが張られているシリンダー型計数管が今日の計数管として主に採用されている。その理由は、箱型計数管の場合には入射する放射線粒子が同じエネルギーを持っていたとしても、入射位置および計数管中で粒子のとり経路の長さによって信号の振幅が様々に異なってしまうため、信号とエネルギーの関係が見出せない。一方、Poisson 方程式を解いて得られる

$$E = \frac{V_0}{r \ln(b/a)} \quad (16)$$

- a : 陽極の半径
- b : 陰極の半径
- r : 中心軸からの距離

という式からわかるように、シリンダー型の場合には陽極近傍以外では電場が弱いため、それ以外の領域では電子なだれを引き起こせるほどのエネルギーを一次電子が得られない。したがって、陽極近傍のみでしか電子数が増幅されないため、最終的に陽極に流れ込む電子数の放射線の入射位置による依存性を小さくできるためである。

2.2.2 充填ガスの選定

低電圧動作、高収量、good proportionality、high rate capability の観点から充填ガスは選ばれる。熱中性子・準熱中性子検出用には、 ^3He や BF_3 のように吸収断面積の大きな気体が封入ガスとして用いられる。一般には分子数密度を増すため高圧のガスが用いられる。通常は電子なだれを起こすのに必要な動作電圧が最小である希ガスが選ばれる。アルゴンはその higher specific ionization と低コストのために好まれるが、純粋なアルゴンはその高い励起エネルギー (11.6eV) のために連続的な光子の放出なしでは $10^3\sim 10^4$ 程度の増幅率しかない。これはメタンやアルコールのような多原子分子ガスを添加することによって改善される。($\text{CO}_2 \cdot \text{BF}_3$ 等のいくつかの無機ガスも用いられることがある。) これらが放出される光子を吸収し、弾性散乱や電離によってエネルギーを散逸させることでクエンチングガスとして働く。このガスを少量添加するだけで、増幅率は 10^6 以上にまで引き上げられる。よくある比例計数管は、Ar90%・メタン 10% の混合ガス (P10 ガス) である。フレオン (CF_3Br) は陰極から放出された電子が陽極に到達する前に吸収することができ、増幅率は 10^7 である。ただし有機ガスをクエンチングガスとして用いた計数管で高フラックスの放射を計った場合には、電離した有機ガス分子が重合体を形成し、これが電極表面を覆う。この状態で大きなフラックスの放射が計数管に入ってきた場合、陽イオンが陰極の周囲に溜まり、これが原因となって放射が無くなった後でも光子の放出が続くようになる。これを回避するには無機ガスをを用いるとよいが、増幅率は下がる。またクエンチングガスが動作にともない大量に消費されてしまい、その補充が新たな問題となる。

2.2.3 動作原理

今回用いたのは直径 1 インチ、圧力 3atm、 ^3He が充填ガスとして用いられている ^3He 中性子比例計数管である。



図 5 ^3He 中性子比例計数管



の原子核反応を利用して中性子を検出する。図 6 に反応の概念図を示す。この反応によって生まれた t 粒子と陽子が飛翔する途中で軌道上の ^3He を電離し、一次電子を生成する。

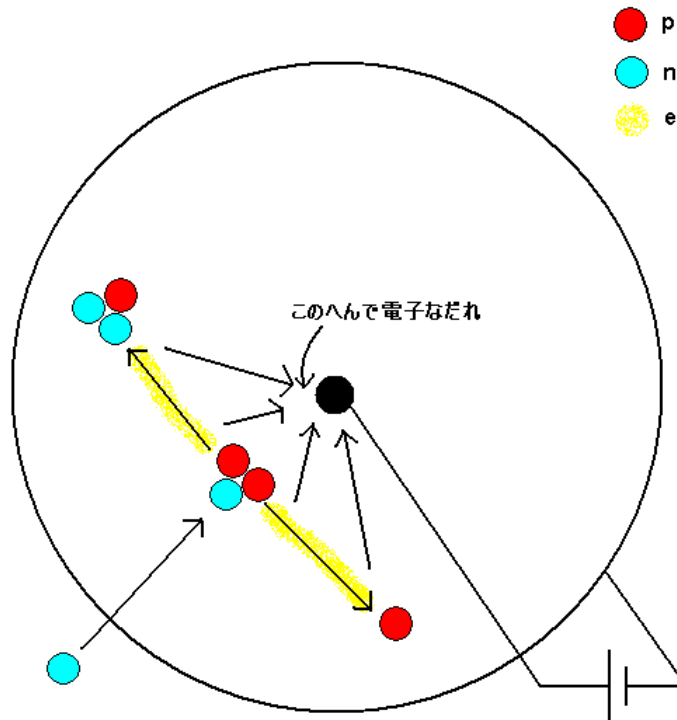


図 6 反応概念図

JENDL [1] に記載されている ${}^3\text{He}$ 原子核の吸収断面積の値を使用し (1/40eV で 5333bn)、 $10^{-2}\sim 10^5$ で $1/v$ 則が成り立っていると仮定すると、計数管に入射する中性子のエネルギー E eV と吸収断面積 $\sigma(E)$ bn の間に

$$\sigma(E) = \frac{5333}{\sqrt{40}} E^{-\frac{1}{2}} \quad (18)$$

という関係が成り立つ。これを用いて検出効率を計算すると、

$$P(E) = \frac{1}{a} \int_0^a 1 - \exp\{-N_A \cdot n \cdot \sigma(E) \cdot 2\sqrt{a^2 - y^2}\} dy \quad (19)$$

より図 7 のようになる。

ただし

$a = 1.27[\text{cm}]$: 比例計数管の半径

N_A : アボガドロ数

n : 計数管内の単位体積中に含まれる ${}^3\text{He}$ ガスの mol 数

R : 気体定数

であり、室温を 300K とした。

実際の測定中の画像が図 8 である (グラフの横軸は pulse height、縦軸は count である)。

32ch 以下に存在する鋭いピークは γ 線によるものである。 γ 線によって生成される一次電子の数は非常に少ないため、 γ 線の pulse height は低い。測定中は測定データへの γ 線の寄与を排除するため、32ch 以下をカットしている。

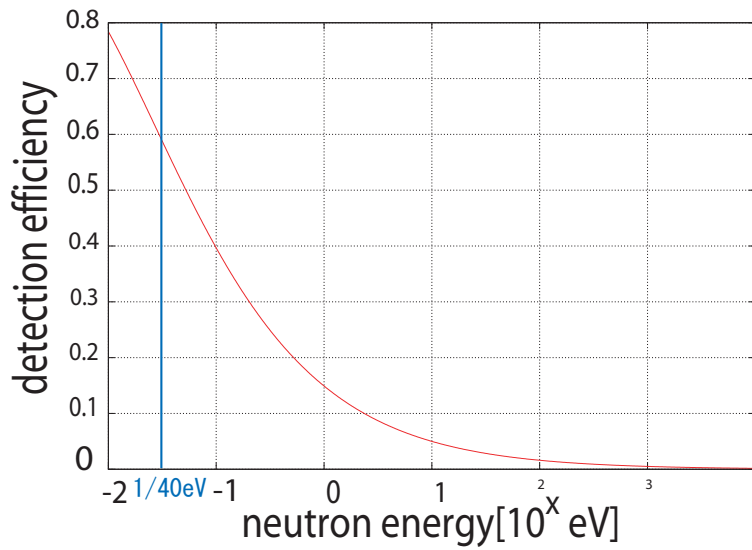


図 7 検出効率

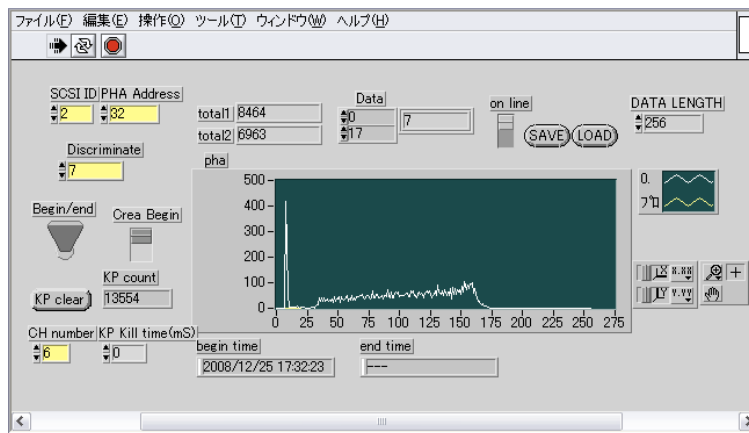


図 8 計測画面

2.3 シンチレーション検出器

2.3.1 概説

シンチレーション検出器は構造の一部にシンチレータを用いているが、シンチレータからの信号は主に次のような利点を持つ。

- シンチレータから放出される光子のエネルギーが構成原子の励起に使われたエネルギーに比例するので、投入したエネルギーに対し線型に近い形で振舞う。光電子増倍管も線型の反応をする装置なので、RPMT 全体から出てくる信号もやはり線型であるため、energy spectrometer として適している。
- 入射中性子に対するシンチレータの反応が早く、デッドタイムも小さいため、信号に優れた時間分解能

と高い count rate を与えることができる。

- ある種のシンチレータにおいては、異なるイオン化能力を持つ粒子による異なる蛍光メカニズムの励起が異なる形のパルスを作るため、パルスの形状によって入射粒子を区別することができる。これは pulse-shape discrimination として知られている。

2.3.2 RPMT(抵抗分割型光電子増倍管)の構造

今回の実験で用いた RPMT の構造概念図を図 9 に示す [2, P1837, Fig. 2]。RPMT は、直径 5 インチの光

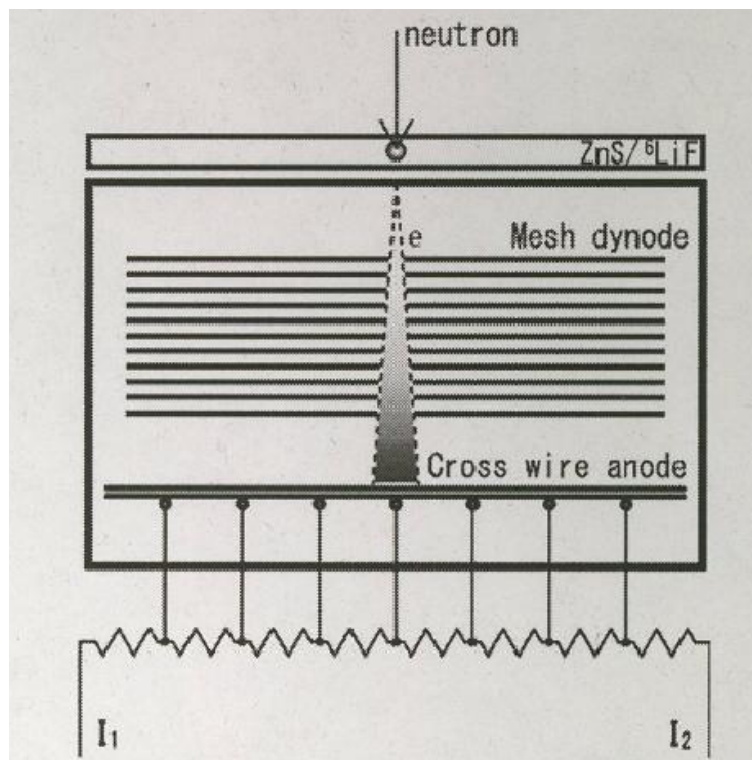


図 9 RPMT 構造概念図

電子増倍管の光電面の前に貼られた厚さ 0.40mm の ZnS(Ag)/⁶LiF シンチレータ (冷～熱中性子 1 個に対し 1000 個以上の光子を出す)、光電子増倍管内部に張られた 12 層の網目状ダイノード、x 軸と y 軸それぞれに対し平行に張られた複数の並列ワイヤー陽極で構成されている。検出効率のわかっている ³He 中性子検出器によって測定済みの波長 0.95nm の冷中性子ビームを用い、この RPMT の冷中性子検出効率は約 30% と測定されている。また、⁶⁰Co 線源 (1.173MeV と 1.333MeV の γ 線を出す) を使用し、 γ 線の検出効率は 10^{-9} と測定されている。

DAQ(Data Acquisition System) については、x と y 両方の出力信号が lower level discrimination(LLD) から 500ns 以内に入った時にだけ入射中性子の座標を計算するようになっている。検出効率は、20kHz あたり dead time 5% である。LLD を高くセットしたため、中性子と γ 線の検出効率は通常のシンチレーション検出器よりも低くなっている。また RPMT の構造に由来する特性として、得られる像の周辺部には必ず歪みが発生する。

2.3.3 動作原理

今回用いた RPMT が動作する原理は、

1. 中性子が $\text{ZnS(Ag)}/^6\text{LiF}$ シンチレータに入射すると



の核反応が起きる。

2. これによって生成された α 粒子と t 粒子が ZnS 中を飛翔する過程で運動エネルギーを失い、その一部が X 線となって放出され、 ZnS 結晶格子中の電子を conduction band または exciton band へと励起する (図 10 を参照) [3, P166, Fig. 7.7.]。

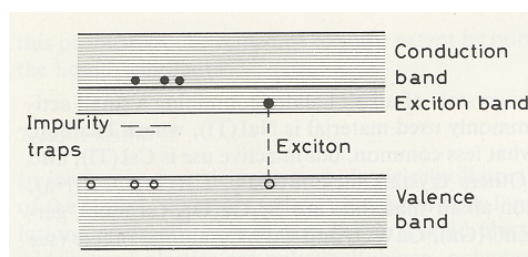


図 10 電子バンド構造概念図

3. exciton band へ励起された電子は元の正孔と対になって exciton band 中を移動し (この対は exciton または励起子と呼ばれる)、やがて valence band へと戻る。 ZnS に添加された Ag によって ZnS 結晶の exciton band と valence band の間に新たなエネルギーレベル (Impurity traps) が出来ており、exciton band にいる電子が valence band に戻る際にそのレベルに捕獲され、そのエネルギー差が光子として放出される。
4. この光子が光電子増倍管の光電面に当たり、光電子が放出され、増倍管で増幅され、ワイヤー陽極に入り電流が流れる。入射中性子の x 座標を知りたい場合には、 x 軸に平行に張られたワイヤー陽極に流れた電流 I_1, I_2 をはかり、 $I_1/(I_1 + I_2)$ を入射中性子の x 座標とすればよい。 y 座標の場合も同様である。

光電子増倍管の周辺部では、増幅された電子の一部が陽極に当たらないため、増倍管中央部との増幅率に差を生じる。これが形成される像の周辺部に歪みが生じる原因である。またシンチレータの厚みが 0.7mm を越えると、放出光子の自己吸収が起こりはじめるため、ノイズと信号の分離は不可能となる (ただし厚ければ厚いほど中性子の検出率は上がる)。

2.3.4 Cd スリットを用いた RPMT の較正

あらかじめ空隙の間隔がわかっている Cd 製スリットを用い、RPMT の 1ch 当たりの長さを決定する。今回の較正では、図 11 の空隙の間隔 5.00mm の Cd スリットを用いた。このスリットを RPMT の表面に貼り付け、中性子を入射させて得られた像が図 12 である。

これを反時計回りに 0.5° ずつ回転させ、その都度 $160\text{ch} \leq Y \leq 200\text{ch}$ の部分を切り取って X 軸に射影し (図 14)、Gaussian で fitting し、ピーク間の距離を求めた。結果を図 13 に示す。これにより最小の間隔となる

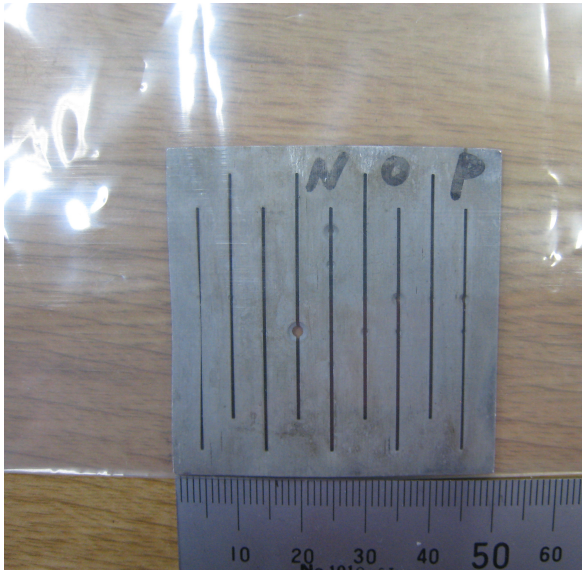


図 11 較正用スリット

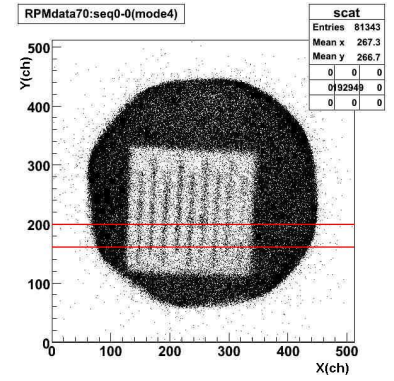


図 12 RPMT の像

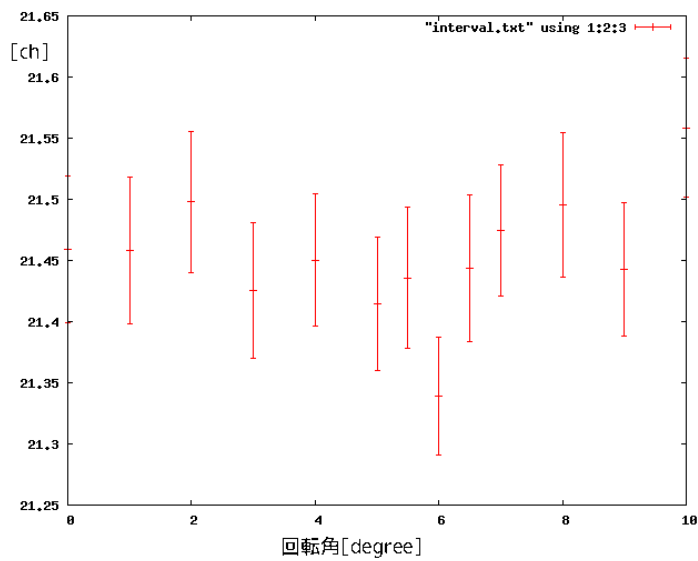


図 13 回転角ごとのピーク間隔

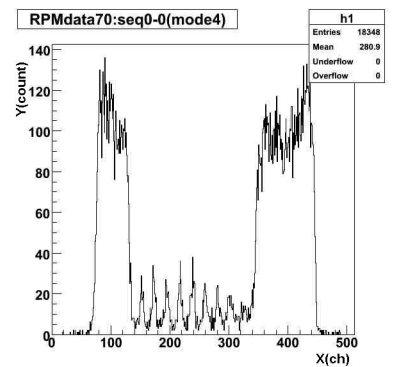


図 14 X 軸への射影図

のは 6.0° 回転させたときであり、 $1ch=0.234\text{mm} \pm 0.001\text{mm}$ と決定された。これは参考文献 [] 三島の結果 $1ch=0.2325\text{mm}$ から大きく外れてはいない。

2.4 モデレータ

ここではモデレータに入射した中性子の減速の過程について議論する。

2.4.1 中性子の速さの見積もり

まず、モデレータに入射する中性子がどの程度のエネルギーを持つか議論する。中性子のエネルギー E_n は、核反応 (1) が起こったときの陽子のエネルギー E_p と生成されて出てくる角度に依存する。生成された中性子と陽子ビームの入射方向とがなす角を θ とする。核反応 (1) の $\theta = 0^\circ$ での微分散乱断面積は、図 15 [4] を見るとわかるように $E_p = 2.25$ [MeV] にするどいピークを持つ。陽子ビームは 3.0 MeV であるが、標的中を飛ぶ間にエネルギーは失われ $E_p = 2.25$ [MeV] で (1) の反応が起こるとする。そのとき生成される E_n の角度依存性を計算した結果が図 16 の赤線であり、緑線は文献値 [4] である。よって $\theta = 0^\circ$ での E_n は 0.52 MeV となる。

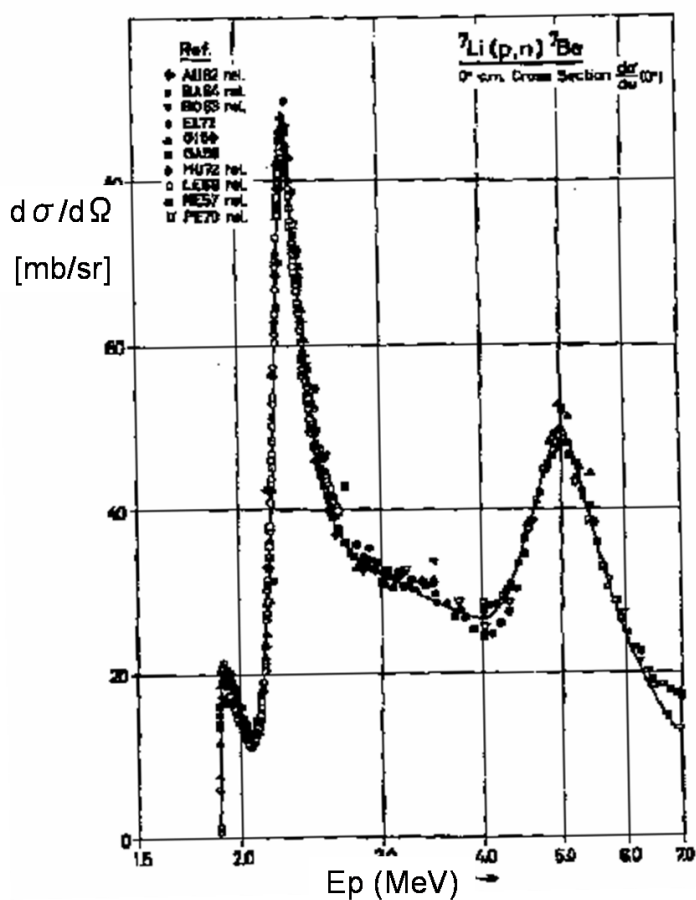


図 15 E_p と微分散乱断面積の関係

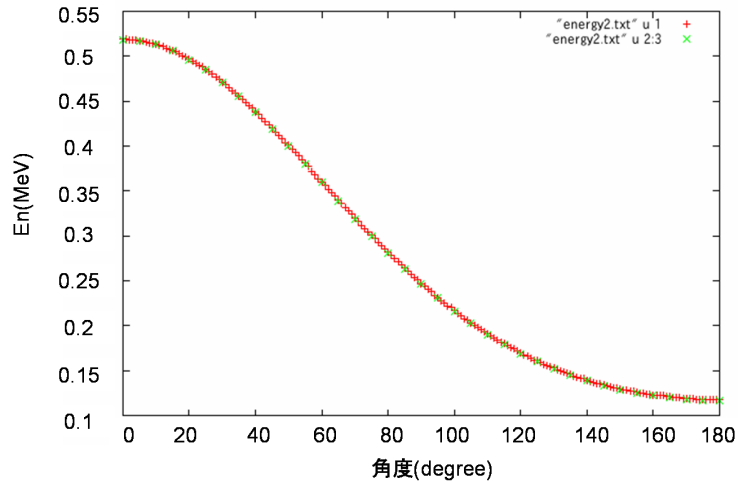


図 16 E_n の角度依存性

2.4.2 概要

今回用いたモデレータはポリエチレン (C_2H_4) である。入射中性子のエネルギーは $\sim 1\text{MeV}$ なので S 波の弾性散乱を繰り返し、散乱するたびに標的核に運動量を与えて減速していく。ポリエチレン中には炭素原子核と水素原子核が存在するが、中性子は主に水素原子核との散乱によってエネルギーを失う。散乱を繰り返しても、標的核自身が熱運動をしているために中性子は $\sim k_B T$ 以下に減速することができず、最終的にはポリエチレンとの熱平衡に達する。

S 波散乱

最初にこの中性子-陽子散乱が S 波散乱とみなせることを確認する。

運動量 $\hbar k$ を持って中性子が入射したとする。入射平面波 e^{ikz} を軌道角運動量 $l\hbar$ を持った部分波に分けて考え、中性子の波束の中心が陽子に最も近づいたときの距離を b とすると

$$l\hbar = b \times \hbar k \quad (21)$$

となる。一方、入射中性子と陽子が相互作用を行うためには b が核力の到達距離 r_0 より小さくなければならないので

$$b \leq r_0$$

(21) 式と合わせて

$$l \leq kr_0$$

となる。 $r_0 \sim 2.5\text{fm}$ であるので、S 波散乱となる条件は $l = 0$ すなわち $kr_0 < 1$ より

$$\begin{aligned} E_{lab} = 2E_{cm} &= \frac{2\hbar^2 k^2}{M} \\ &< \frac{1\hbar^2}{r_0^2 M} \\ &\sim 13[\text{MeV}] \end{aligned} \quad (22)$$

となる。ただし $M \sim M_n \sim M_p \sim 939[\text{MeV}/c^2]$ としている。よって入射中性子のエネルギーが実験系で 13MeV より低ければ、ほぼ S 波散乱である。今回の実験で生成された中性子のエネルギーは $\sim 1\text{MeV}$ 程度なので、陽子との散乱は S 波散乱とみなすことができる。

減速

次に主に水素原子核との散乱でエネルギーを失うことを確認する。まず中性子と陽子の散乱断面積 σ_p は

$$\sigma_p = \frac{3}{4} \times \frac{4\pi}{k^2 + \{1/R_0 - \frac{1}{2}r_{et}(k^2 + 1/R_0^2)\}^2} + \frac{1}{4} \times \frac{4\pi}{k^2 + (1/a_s - \frac{1}{2}r_{es}k^2)^2} \quad (23)$$

ただし

$k [1/\text{fm}]$: 中性子の波数

$R_0 \sim 4.31 [\text{fm}]$: 重陽子の大きさ

$a_s \sim -23.806 \pm 0.028 [\text{fm}]$: 1 重状態の散乱長

$r_{es} \sim 2.49 \pm 0.24 [\text{fm}]$: 1 重状態の有効距離

$r_{et} \sim 1.704 \pm 0.028 [\text{fm}]$: 3 重状態の有効距離

で与えられる [8, 式 (7.51)]。(23) 式に従って計算すると図 17 のようになる。文献 [8] に記載されているグラフを図 18 に示す。計算結果は $\sim 1\text{eV}$ までは図 18 とよく一致するが、 1eV より低いところでは差を生ずる。

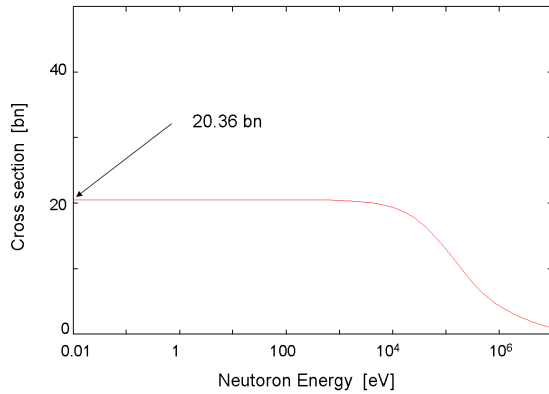


図 17 陽子-中性子散乱断面積 (計算結果)

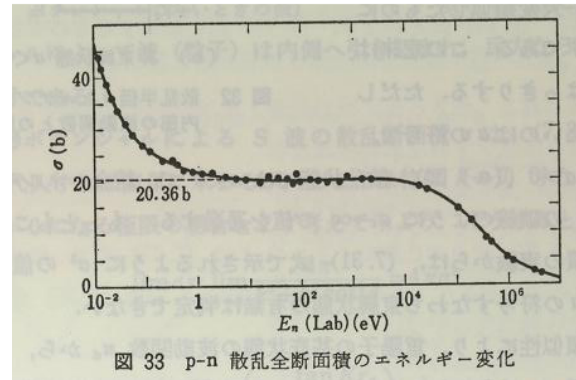


図 33 p-n 散乱全断面積のエネルギー変化

図 18 文献による陽子-中性子散乱断面積

一方、中性子と炭素原子核との散乱断面積 σ_C は図 19 [1] のようになる。 σ_p を 20.36bn 、 σ_C を 5bn とおき、ポリエチレンの密度の測定値 $0.954\text{g}/\text{cm}^3$ を用いると、平均自由行程 λ は

$$\lambda = \frac{1}{N_p\sigma_p + N_C\sigma_C} \sim 0.532 [\text{cm}] \quad (24)$$

となる。中性子は平均的に λ 進むごとに 1 回散乱し、そのとき陽子と散乱する確率は

$$\frac{N_p\sigma_p}{N_p\sigma_p + N_C\sigma_C} \sim 0.888 \quad (25)$$

である。

運動エネルギー 1MeV の入射中性子が水素原子核・炭素原子核と散乱してエネルギーを失っていく様子をシミュレーションに基づきプロットしたものが図 20 である。横軸が散乱回数、縦軸はその時の平均エネルギー

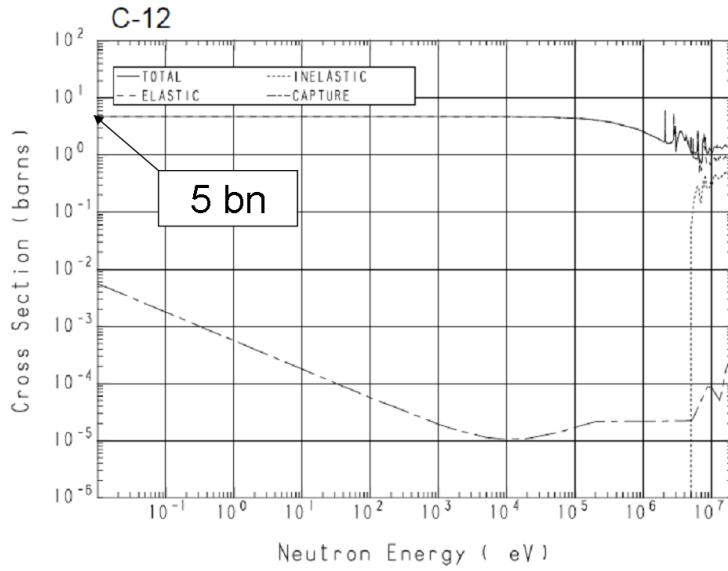


図 19 中性子-炭素原子核散乱断面積

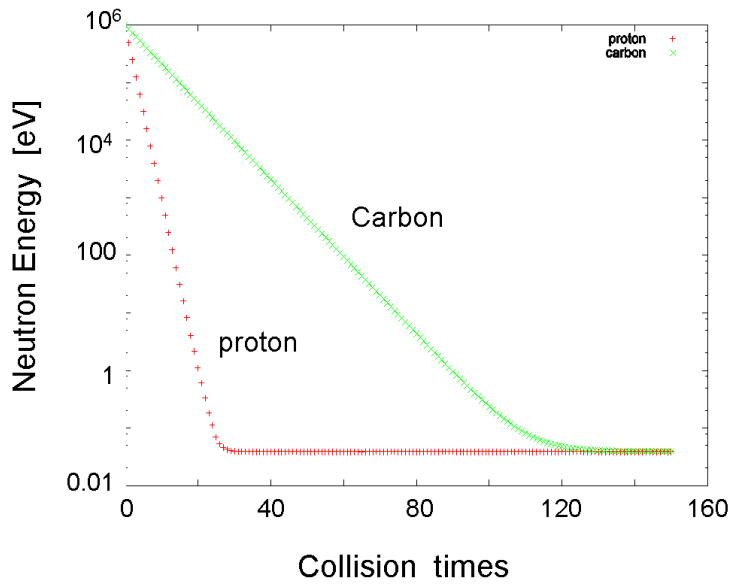


図 20 散乱回数と平均エネルギー

ギーである。炭素原子核に比べて水素原子核の質量の方が中性子の質量に近いので、水素原子核との散乱の方が中性子のエネルギーを大きく奪うことがわかる。また、水素原子核や炭素原子核自身が 300K の熱運動をしているため、最終的には熱平衡に達することも見て取れる。

反射材

図 21 のようにポリエチレンの周りをグラファイトで囲った。このグラファイト中での中性子の平均自由行

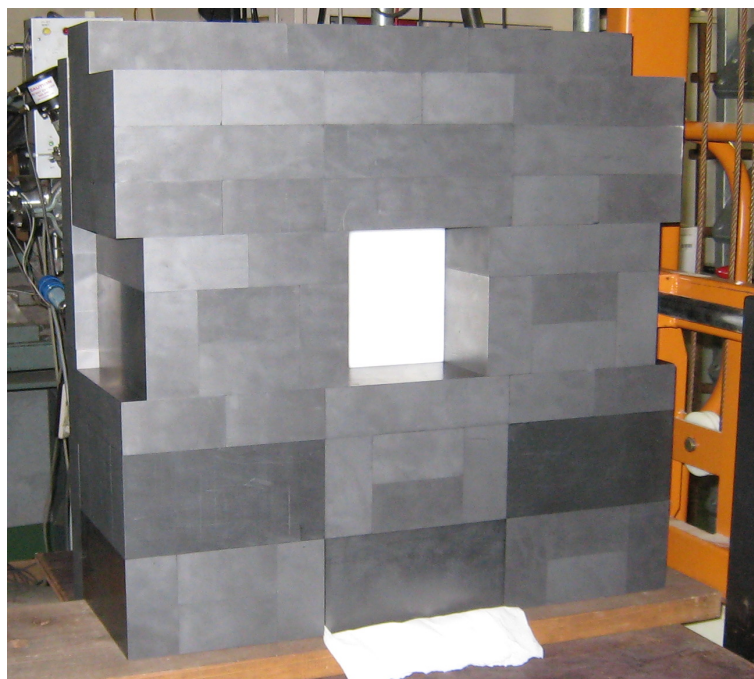


図 21 反射材グラファイト

程は約 2.26cm である。グラファイトは安価で比較的高い散乱断面積とそれに比して低い吸収断面積を持つため、ポリエチレンの側面から出た中性子をポリエチレンに戻す反射材として使えると期待される。

2.4.3 厚さの最適値

ここでは、もっとも多くの熱中性子を得られるポリエチレンの厚さをシミュレーションにより求める。

以降は座標原点をポリエチレン上流側の面の中心とし、ビーム上流側向かって右手を x 軸、鉛直上向きを y 軸、ビーム下流方向を z 軸にとることとする。図 22 に示すように、シミュレーションではポリエチレンの大きさを縦横 15cm、厚さ L の直方体とし、反射材(グラファイト)はポリエチレンの上 15cm、下 20cm、左右 20cm、ビーム上流側 20cm を囲む直方体としている。2.4.2 節の考察に基づき、シミュレーションではすべて式 (24) と (25) において $N_C \sigma_C$ を無視して計算している(すなわち $\lambda = \lambda_p$ である)。また σ_p は (23) 式にしたがって計算している。中性子はエネルギー 0.6MeV を持って原点から z 軸に平行に入射するとする。実験ではポリエチレンの中心 ($x = y = 0, z = L$) 付近から出た中性子束を用いているので、中心から半径 1cm の円内から出た中性子のみをカウントすることにする。

以上の条件でシミュレーションをおこない、 10^4m/s 以下に減速した中性子の速度分布を得た。結果を図 23 に示す。図 23 より $L=8[\text{cm}]$ のときに最も多くなること、また速度分布はほぼ 300K の Maxwell 分布に従っ

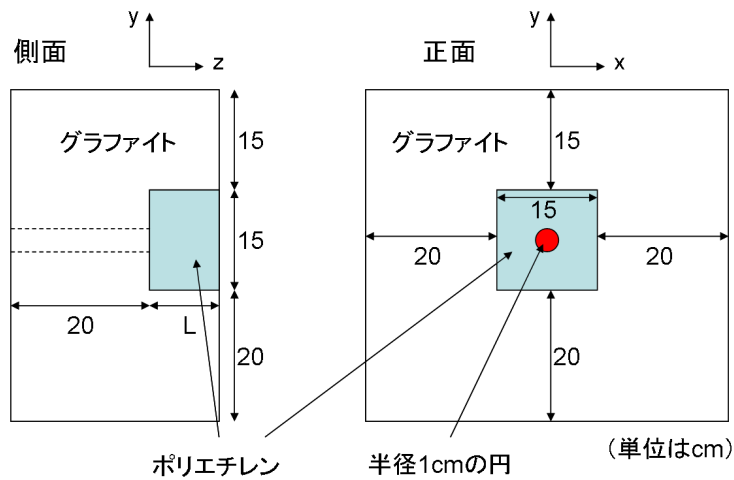


図 22 シミュレーション設定

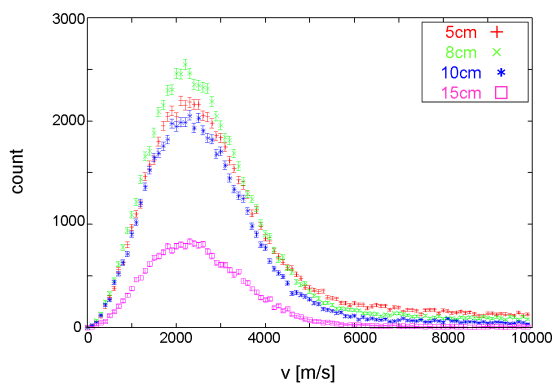


図 23 それぞれの L での速度分布

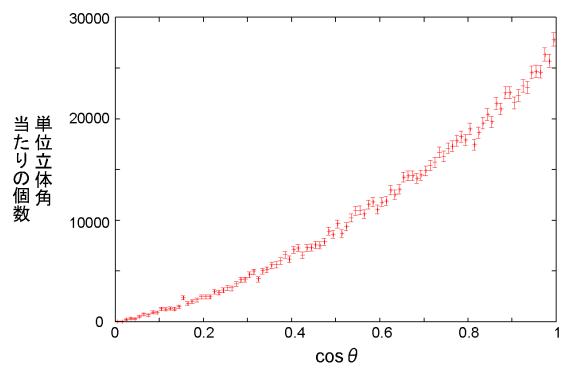


図 24 半径 2cm の円内から出てくる中性子の角度分布

ていることが分かる。ただし実験前のシミュレーションでは 3MeV の陽子ビームが LiF に当たって 1.5MeV の中性子が作られるとしていたため、以降はその場合の最適値である $L=10$ [cm] を基本的に用いている。また、中心から半径 2cm の円内から出てくる単位立体角当たりの中性子数の角度分布を図 24 に示す。ただし z 軸方向を $\theta = 0$ としている。図 24 から、 z 軸と平行に出てくる中性子が最も多いことがわかる。よって実験では z 軸に検出器・スリット等の中心を合わせた。

2.4.4 反射材の効果

反射材 (グラファイト) を配置することにより、得られる中性子の数がどのように変化するかをシミュレーションによって調べる。

ポリエチレンの厚さを 10cm とし、半径 1cm の円内から出てくる中性子の速度分布をグラファイトありとなしで比較した結果が図 25 である。また、ポリエチレン全体から出てくる中性子の速度分布をグラファイトありとなしで比較したのが図 26 である。図 25 と図 26 を比べると、ポリエチレン全体から出てくる中性子数はグラファイトで囲むことで確かに増えているが、半径 1cm の円内から出てくる中性子数はグラファイトで

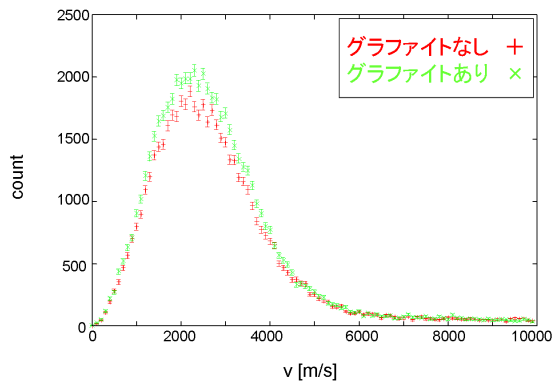


図 25 グラファイト有無の比較 (半径 1cm の円内)

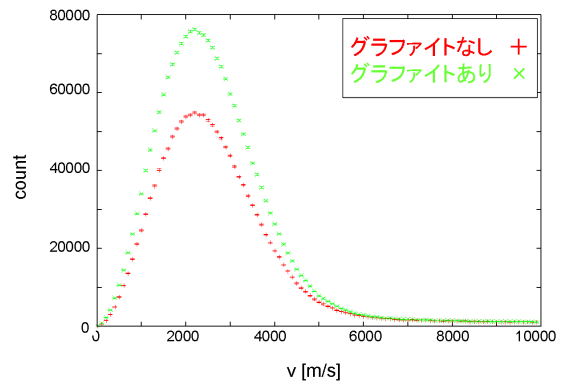


図 26 グラファイト有無の比較 (ポリエチレン全体)

囲んでもほとんど増えないことがわかる。ただしこれは実験後におこなわれたシミュレーションでわかったことであるので、実験では反射材を配置している。

2.5 Cd の中性子遮蔽能力

今回の実験で使用した Cd スリットは、ノギスによる測定では厚さ 0.67mm であった。図 27 は厚さ 0.67mm の Cd の中性子透過率のグラフである。

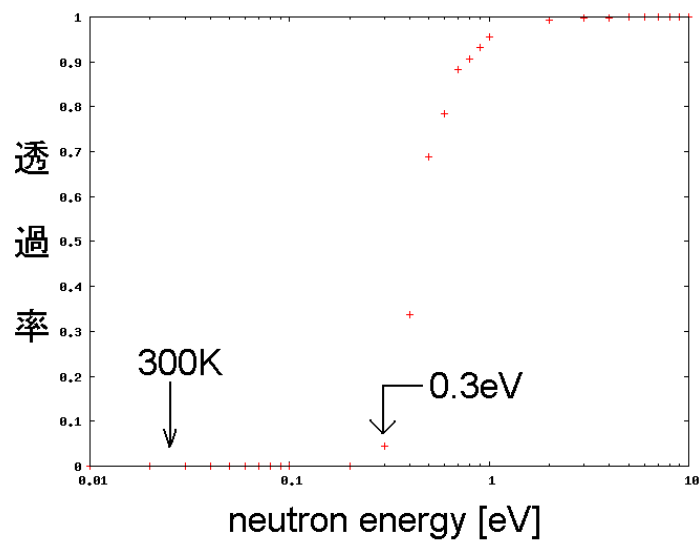


図 27 Cd の透過率

これより、Cd が熱中性子に対し十分な遮蔽能力を持つことがわかる。

3 測定データの解析

3.1 中性子サーベイメータによる測定

サーベイメータと標的の距離を一定 (170.5cm) に保ち、図 28 のように配置を変えて中性子生成の角度依存を測定した。測定した角度は

$$\theta = 0, 45, 90, 135[\text{degree}] \quad (26)$$

の 4 点である。

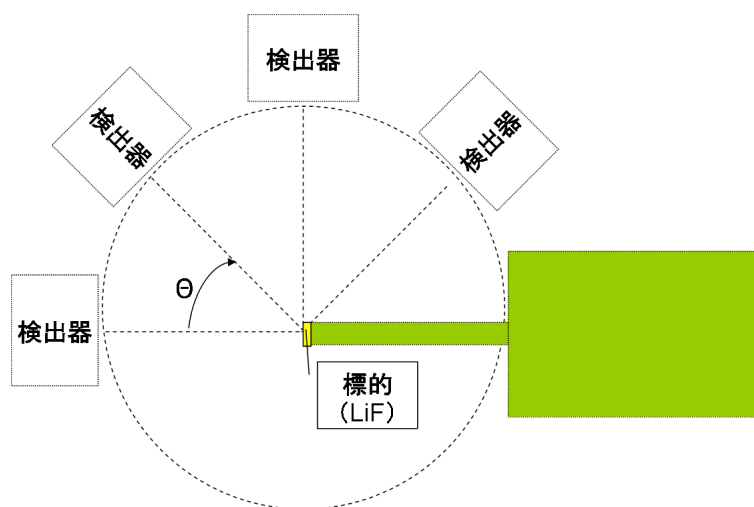


図 28 サーベイメータの位置関係

生成された中性子数は次式のように表される。

$$\frac{dN}{d\Omega} \propto \rho \frac{d\sigma}{d\Omega} dz \quad (27)$$

ただし

Ω : 実験室系での立体角

σ : 散乱断面積

ρ : Li の数密度

dz : 陽子が LiF 中を進んだ距離

である。

つまり、生成された中性子の単位立体角あたりの個数は微分散乱断面積に比例する。実験で得られた中性子数 (図 29) と微分散乱断面積の文献値 (図 30) [4] を実際に比較すると、同じような傾向を示していた。よって $\theta = 0^\circ$ の方向に出る中性子の個数をもっとも多いことがわかるため、正面に出てきた中性子を減速させて用いることにした。

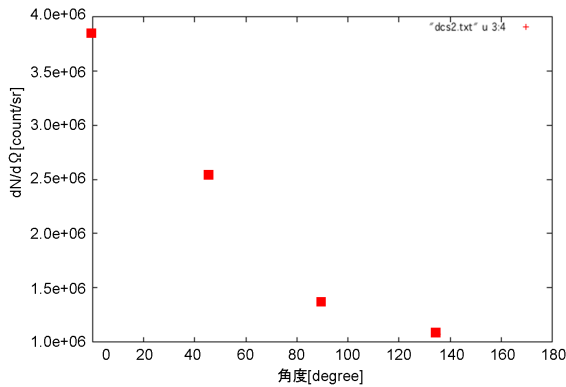


図 29 生成された中性子数

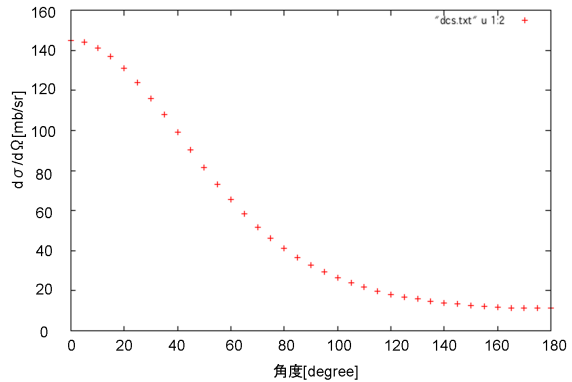


図 30 微分散乱断面積の文献値

3.2 比例計数管による測定

3.2.1 TOF

生成された中性子の速度分布を知るために、図 31 のように実験機器を配置し、中性子の飛行時間を調べた。比例計数管で検出された時刻を t_{ob} とし、中性子が作られた時刻を t_{pr} とすると、 $t_{ob} - t_{pr}$ が中性子の Time

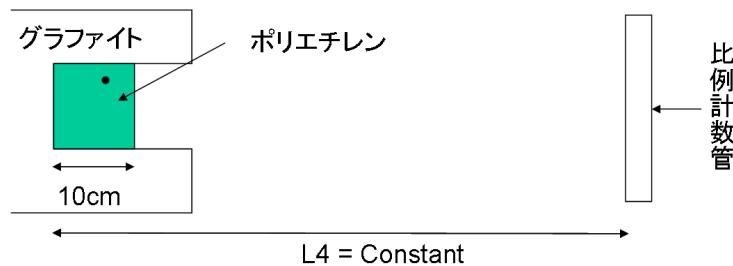


図 31 実験機器の配置図

of Flight (TOF) となる。今 t_{ob} は観測できるので t_{pr} を見積もればよい。そこで図 32 のように矩形波を作り、chopper と検出器へ送る。chopper では電圧をかけることで陽子ビームを曲げ、一定時間だけ LiF に当たるようにしている。検出器ではパルスの立ち上がりから次のパルスの立ち上がりまでを 1 周期として計測するようにしている。

矩形波の幅を open time と呼ぶ。パルスの立ち上がりとともにかかっていた電圧が下がりはじめ、電圧が 0 になるまでの時間を t_1 とする。電圧が 0 になっている間であればいつでも中性子は生成される。よって $t_{pr} \neq t_0$ を考慮すると真の飛行時間と計測された飛行時間は異なってしまいが、以降は計測された飛行時間をもって中性子の TOF とする。

図 33 は比例計数管で観測される TOF の分布の例である。例えば 2200m/s で出てきた中性子は図の点線の中に入りうる。速度と TOF が一意に定まらないのはさまざまな t_{pr} が許されるためである。また、左側のピークは熱中性子よりも速い中性子であり、この速度は $10^4 \sim 10^6$ m/s とばらつきがある。

今回の測定では 5 本の比例計数管を用いたので、これらのデータを平均し、LiF へ入射した陽子の電荷の総

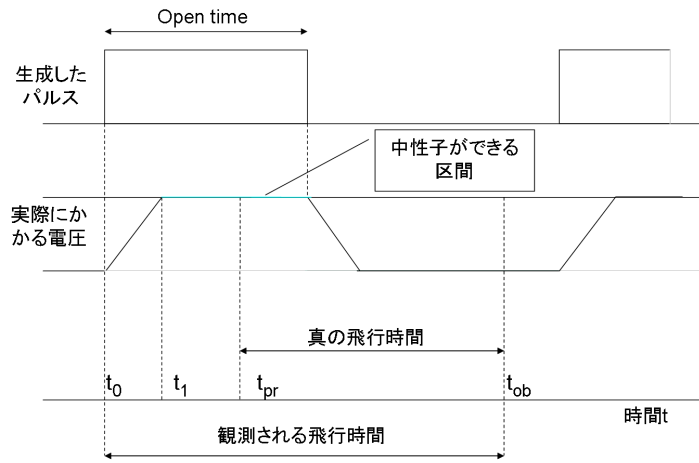


図 32 測定のダイアグラム

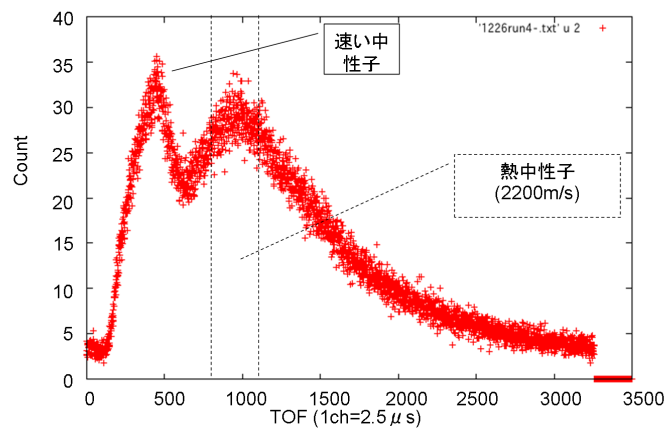


図 33 比例計数管による測定の例

量が 10^{-5} Coulomb となるように規格化した。ただし図 33 の横軸では $1\text{ch}=2.5\mu\text{s}$ である。

また、次のように t_1 を見積もった。まず open time を徐々に短くし、中性子が検出されなくなったときの open time を t_1 とした。実際の値は $200\mu\text{s}$ 程度である。

3.2.2 シミュレーションと実験結果の比較

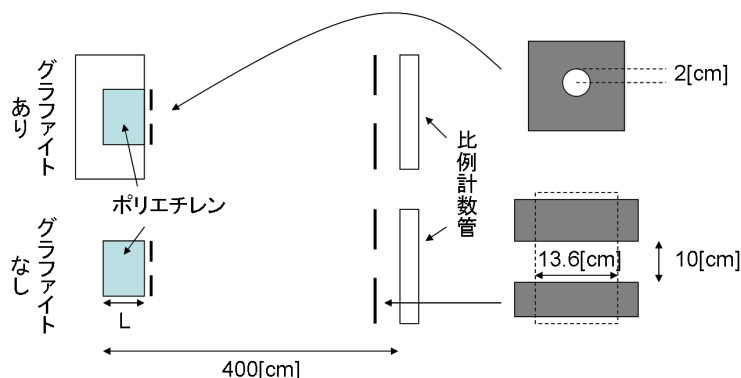


図 34 シミュレーション・実験設定

ここではポリエチレンの厚さ L を 5cm、10cm、15cm と変化させ、実験結果とシミュレーション結果を比較する。 ^3He 比例計数管を使用して、中性子の TOF を測る。open time は 1ms である。シミュレーションでは、電圧が 0 になるまでの時間 t_1 と open time も考慮している。LiF と比例計数管の距離 L_4 は 400cm であり、このとき 2200m/s は TOF の 970ch に相当する。ポリエチレン、グラファイトの大きさは 2.4.3 節と同じとし、ポリエチレンの下流に半径 2cm の円形スリット、比例計数管の上流に幅 10cm の長方形スリットを置いた。これら 2 つのスリットを通り、比例計数管に入る中性子を観測する。

グラファイトありで L を 5cm、10cm、15cm と変化させたシミュレーション結果を図 35、実際の実験結果を図 36 に示す。図 23 と同様に、図 35 から中性子数は 5cm と 10cm では同じくらいで 15cm では少なくなっていること、また 300K の Maxwell 分布にほぼ従っていることがわかる。しかし、図 36 の実験結果では 10cm のときだけ明らかに多くなっている。

次に、グラファイトなしで L を変化させたときのシミュレーション結果を図 37、実験結果を図 38 に示す。図 35 と図 37 から、シミュレーションではグラファイトの有無による変化はあまりなかった。しかし図 36 と図 38 を比較すると、実際の実験ではグラファイトを置かなかった場合熱中性子の数が減少していることがわかる。

さらに、 $L=10\text{[cm]}$ に固定してグラファイトありとなしとを比較したものを図 39,40 に示す。図 25 と同様に、図 39 より中心付近から出てくる中性子数はグラファイトの有無による変化はあまりないことがわかる。しかし、図 40 ではグラファイトありとなしで大きな差が見られた。この差の原因は何であるのか、その考察は 4.1 節で述べる。

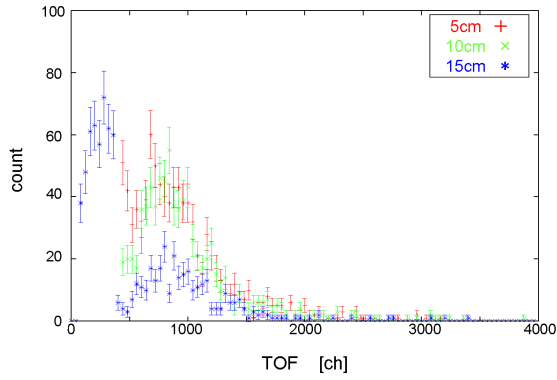


図 35 グラファイトありでのシミュレーション結果

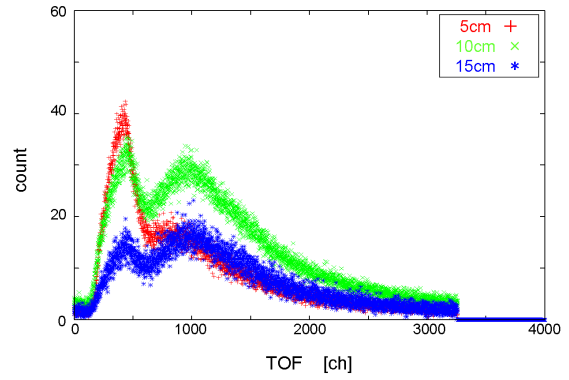


図 36 グラファイトありでの実験結果

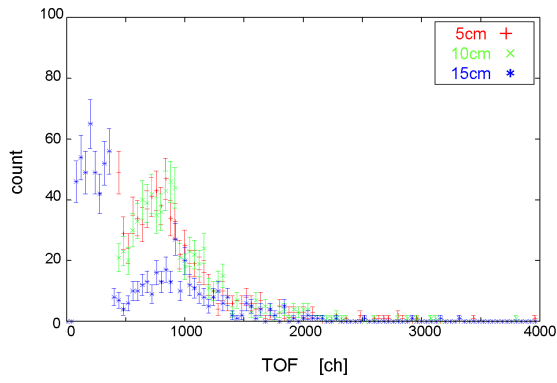


図 37 グラファイトなしでのシミュレーション結果

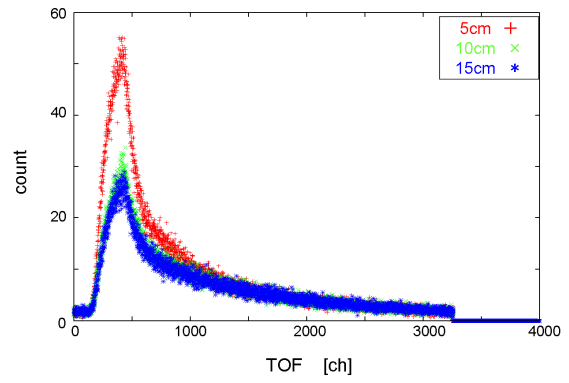


図 38 グラファイトなしでの実験結果

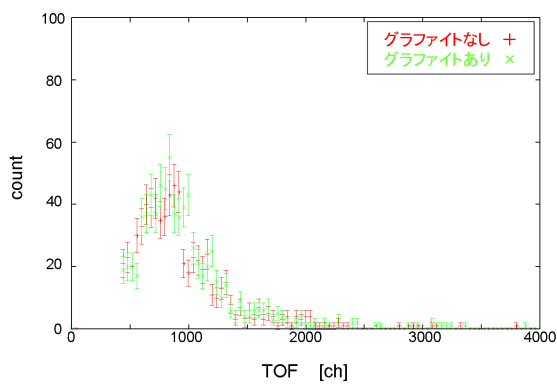


図 39 シミュレーションにおけるグラファイト有無の比較

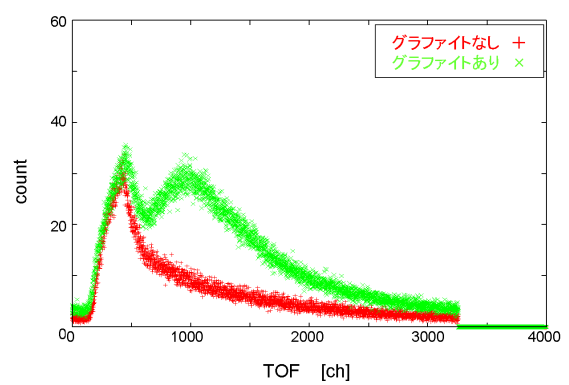


図 40 実験結果におけるグラファイト有無の比較

3.2.4 ポリエチレンとメシチレンの比較

open time を $500\mu\text{s}$ とし、図 43 のような配置で実験した。

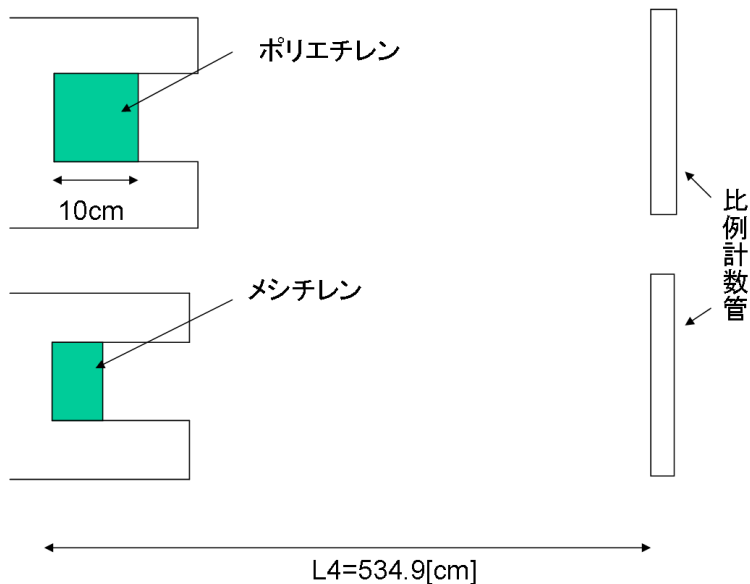


図 43 実験設定

メシチレンとポリエチレンの TOF を比較したものが図 44 である。 $L_4=534.9[\text{cm}]$ なので 2200m/s の TOF は 1130ch に相当する。赤がメシチレン、緑がポリエチレンの分布である。予想と異なり低速域の中性子数は

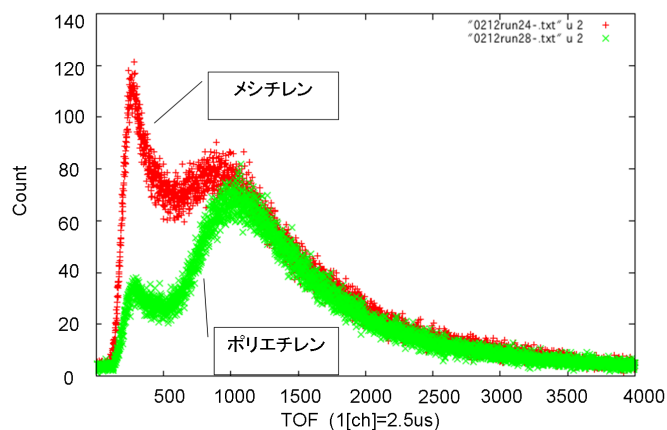


図 44 メシチレンとポリエチレンの比較

変化しなかった。メシチレンはポリエチレンやアルミで外側が覆われているためメシチレンから直接出てきたのではない中性子が原因となっている可能性が考えられる。そこで図 45 のような Cd 製の口の字型のスリットを入れて、その部分を遮蔽することでメシチレンから出てくる中性子のみを測った。

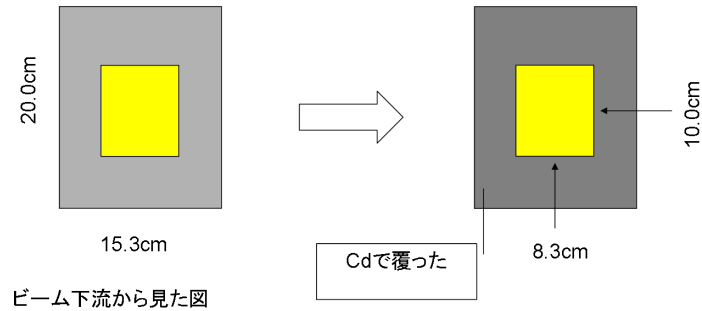


図 45 メシチレンにいられた口の字型スリット

口の字型スリットを入れたメシチレンとポリエチレンを比較したものが図 46 である。赤がスリットありのメシチレン、緑がポリエチレンの分布である。低速域の中性子数を調べると、メシチレン側の方が少なく

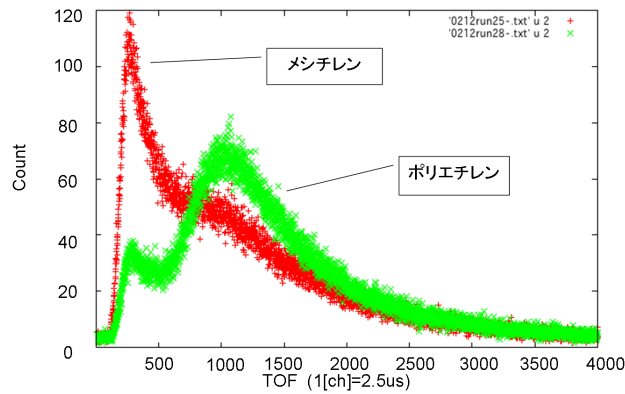


図 46 口の字型スリット有りのメシチレンとポリエチレンの比較

なっている。ポリエチレンの面積が $15 \times 15 = 225[\text{cm}^2]$ であるのに対し、メシチレンのスリットなしは $20 \times 15.3 = 306[\text{cm}^2]$ 、スリットありは $10 \times 8.3 = 83[\text{cm}^2]$ であり、面積に大きな差がある。単位面積当たりから出てくる中性子の個数は、周辺部より中心付近のほうが多いので単純に比較はできないが、面積比ほどは減少していない。

また中性子はメシチレンによって減速されたはずであるが、図 44,46 を見ると 300K の Maxwell 分布からそれほど変化していないように見える。

さらにメシチレンとポリエチレンで速い中性子の数に差が生じているが、これはモデレータの厚さに差があるためである。メシチレンをモデレータとして用いたときの厚さは、ポリエチレン 1.5cm + メシチレン 2.5cm の 4cm であり、ポリエチレンだけを用いたときは 10cm であった。モデレータが薄いほどほとんど減速しないまま出てくる中性子数は多くなるので、速い中性子の数はメシチレンのほうが多くなっている。

3.3 RPMT による測定

3.3.1 実験の配置

- スリット

中性子の磁気モーメントを計算するためには、RPMT を用いて磁場によって中性子がどの程度曲がるのかを測定する必要がある。したがって軸対称で中心からの距離を考察しやすい円環型のビームを使うことにした。円環型中性子ビームを作るために円環型の Cd スリットを 2 つ使った。2 つとも円環の外径が 1.0cm、内径が 0.8cm で、厚さが 0.67mm である。これらをモデレータの下流面と、磁石の上流面に取り付けた。円環の中心は図 48 のように z 軸に合わせて設置した。

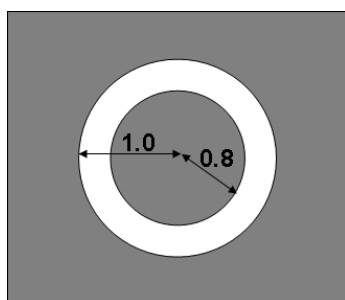


図 47 スリットの概形

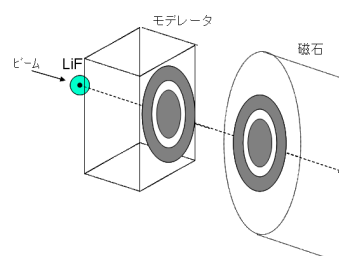


図 48 スリットの配置

- 磁石

永久六極磁石を使用した。口径が 25mm で長さが 300mm、外径 110mm、中心からの半径 10mm 以内では磁場勾配強度は 23500T/m^2 で一定である。

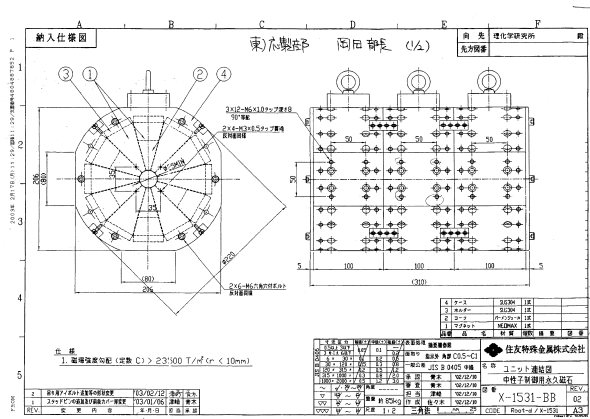


図 49 磁石の設計図

- 全体の配置

以上の装置の配置は図 50 の通りである。

ここで L_0 は二つのスリット間の距離、 L_3 はモデレータ下流面から RPMT までの距離である。

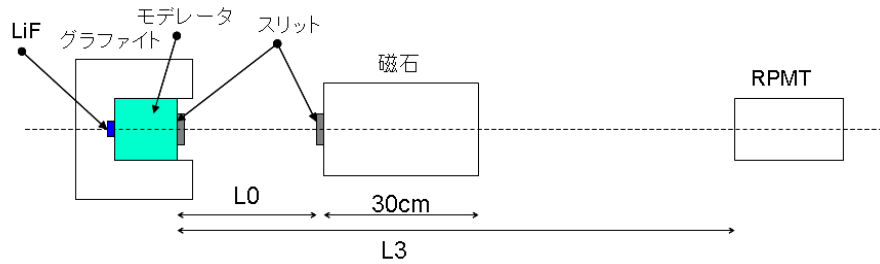


図 50 全体の配置

3.3.2 軌道計算

ここでは、円環型スリットを通った中性子が RPMT でどのように観測されるか、また、スリット間距離 L_0 を何 cm にすればよいかをシミュレーションで求める。 L_0 の最適値とは、磁石の有無による中性子の軌道の差を RPMT で検出でき、かつ現実的な実験時間内に十分な中性子数を検出できる距離とする。

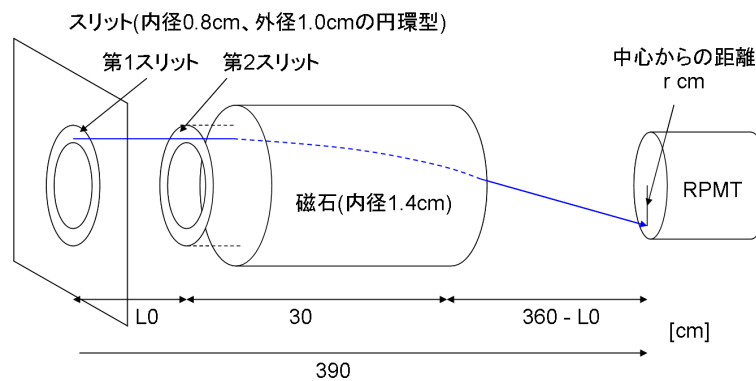


図 51 シミュレーション設定

ポリエチレンと RPMT の距離を 390cm、ポリエチレンの厚さを 10cm、グラファイトありとしてシミュレーションをおこなった。ポリエチレン下流の第 1 スリットから、300K の Maxwell 分布に従う中性子が図 24 の角度分布を持って出てくるとし、1000m/s 以下の速度で出てきたもののみについて計算している。 L_0 を変化させ、磁石上流の第 2 スリット、磁石下流の穴 (半径 1.4cm) を通った中性子が RPMT においてどのように観測されるかをシミュレーションした結果を図 52,53,54 に示す。ただし z 軸に関して軸対称なので、RPMT の検出窓中心からの距離 r を変数としている。また単位面積当たりの個数に換算してある。

最初に中性子の軌道の差を調べる。図 52 を見ると、 $r = 7[\text{cm}]$ の付近に磁石ありと磁石なし両方のグラフの立ち上がり部分が存在しているが、その位置がわずかに異なっているのがわかる。これは磁場と平行な磁気モーメントをもつ軌道が磁石によって外側に曲げられたためである。また $r = 0[\text{cm}]$ の部分を見ると、磁場と反平行な磁気モーメントをもつ中性子が内側に曲げられ、 $r = 0[\text{cm}]$ でも観測されるようになることがわかる。

図 52 と図 53 を比較すると、磁石ありとなしとの立ち上がり位置の差が大きくなっていることがわかる。これは L_0 を長くしたために磁石に入射する中性子束がより z 軸方向に収束し、磁石ありと磁石なしの差が顕著に表れるようになったことが原因である。しかし L_0 をいっそう長くしたにもかかわらず、図 53 と図 54 と

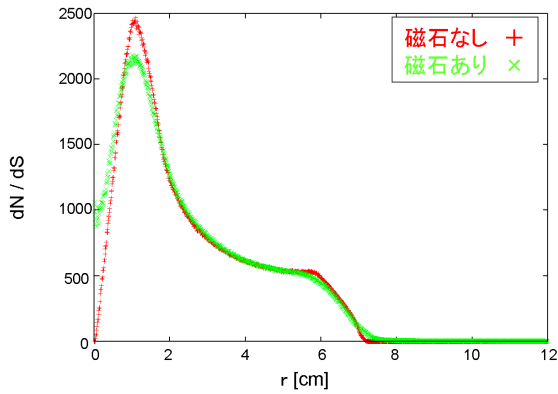


図 52 $L_0 = 80[\text{cm}]$

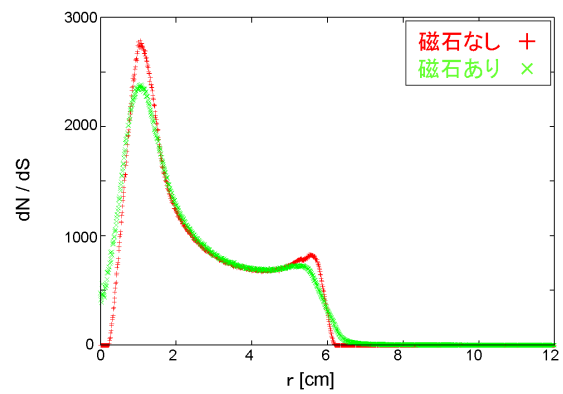


図 53 $L_0 = 100[\text{cm}]$

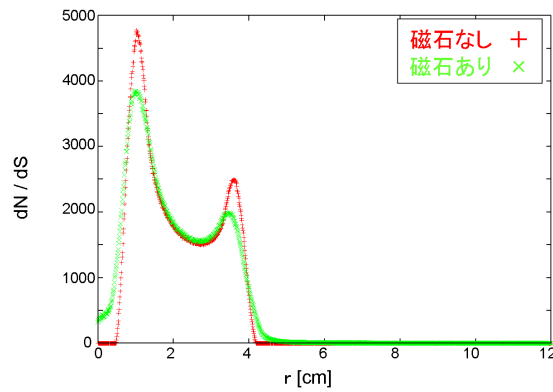


図 54 $L_0 = 150[\text{cm}]$

で立ち上がり位置の差はあまり変化していない。これは立ち上がり位置の差が磁石と RPMT との距離にも大きく依存しているためである。例えば中性子の速度を 2000m/s としたときに磁石ありとなしでの z 軸からの距離の差を考えると、磁石から出た直後では $\sim \mu\text{m}$ であり、中性子が RPMT に到達するときにはこれが $\sim 100\mu\text{m}$ にまで広がっている。したがって L_0 を長くすると必然的に磁石と RPMT の距離が短くなるため、立ち上がり位置の差は単純に大きくなるわけではない。

以上の考察より、磁石ありとなしの軌道の差を調べるには L_0 を 100cm または 150cm にすればよいことがわかる。

次に RPMT まで到達する中性子の個数を調べる。条件は今までと同じで、第 1 スリットを通過して出てくる中性子数を N 個、そのうち第 2 スリットと磁石下流の穴を通過して RPMT に到達した中性子数を n 個とする。 L_0 を変化させ、RPMT に到達する割合 n/N を調べると図 55 のようになる。 L_0 が小さいほど RPMT に届く中性子数が多くなっている理由は、 L_0 が小さくなればなるほど、中性子が z 軸に対してより大きな角度をもっているにもかかわらず両方のスリットを通過できるようになるからである。RPMT に到達する中性子数は 150cm より 100cm の方が多いため、 L_0 の最適値は 100cm である。しかし事前にここまでシミュレーションできていなかったため、以下の実験・シミュレーションでは $L_0 = 80[\text{cm}]$ としている。

$L_0 = 80[\text{cm}]$ と $L_0 = 100[\text{cm}]$ で傾きが変わっているのは、幾何学的にそれまで許されていなかった軌道が現れたり、許されていた軌道が禁じられたりするためであると考えられる。

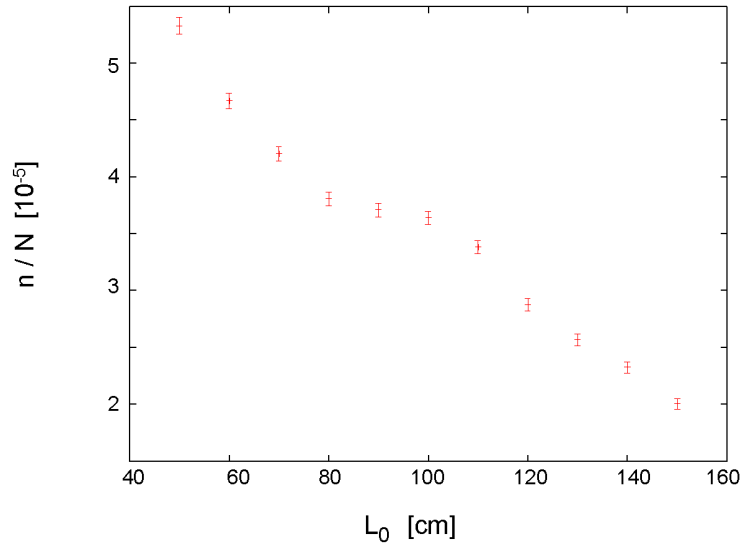


図 55 RPMT に届く中性子数の割合

3.3.3 解析

ここでは RPMT で得られたデータの解析を行う。

計測は以下の 8 つの状況でおこなった。

run No.	モデレータ	磁石	遮蔽	L3	規格化後の中性子数
32	ポリエチレン	あり	なし	165cm	9.8105×10^4
34	ポリエチレン	あり	あり	165cm	8.4422×10^4
37	ポリエチレン	あり	なし	390cm	8.4296×10^4
40	ポリエチレン	あり	あり	390cm	7.4419×10^4
56~61	メシチレン	あり	なし	390cm	8.6221×10^4
62	メシチレン	あり	あり	390cm	8.4425×10^4
64,67	メシチレン	なし	なし	390cm	1.0477×10^5
68,69	メシチレン	なし	あり	390cm	1.0284×10^5

規格化は 10^{-4} Coulomb でおこなっている。2 つずつセットになっており、下のデータは磁石の下流面あるいは磁石がない場合では第 2 スリットの下流面を Cd で塞ぎシグナルをカットしたデータとなっているので、これをバックグラウンドとした。よって以下の解析では上のデータから下のデータを差し引いて図示する。

以降では次の 3 つの点について解析を行った。

1. 熱中性子より遅い中性子の位置分布
2. 1 つのデータで速い中性子と遅い中性子を分け、それらの位置分布の比較
3. S/N 比の比較

1. 熱中性子より遅い中性子の位置分布

RPMT で測定した中性子を TOF から大まかに速度ごとに分け、そのうち考察対象である冷～熱中性子のみを取り出して図示する。バックグラウンドは除いてある。Cd で作られた 2 つのスリットで冷～熱中性子は平行ビームとなっているので、磁石の有無で図 52 のような位置分布が得られ、その差を比較することで中性子の磁気モーメントが分かるはずである。

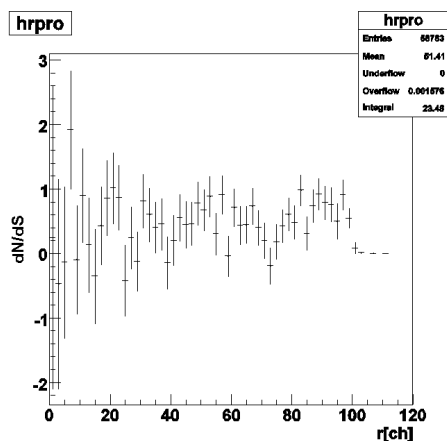


図 56

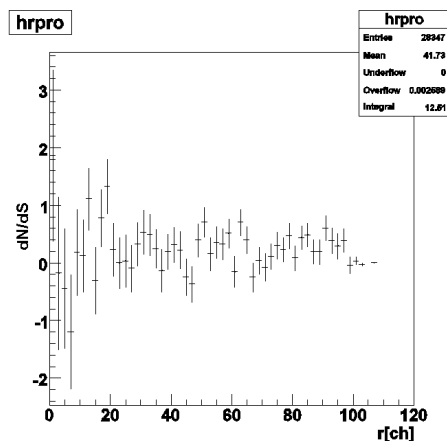


図 57

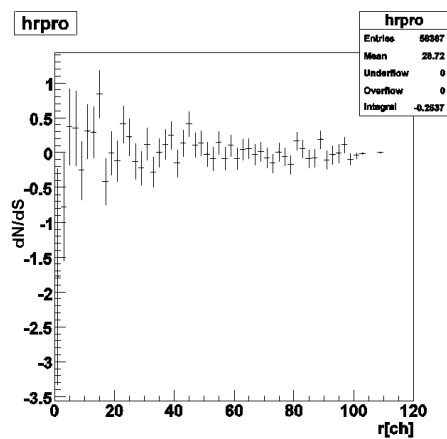


図 58

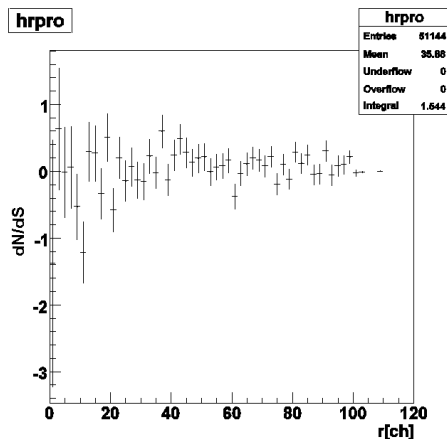


図 59

	モデレータ	磁石	L3
図 56	ポリエチレン	あり	165cm
図 57	ポリエチレン	あり	390cm
図 58	メシチレン	あり	390cm
図 59	メシチレン	なし	390cm

以上が解析の結果である。横軸は中心からの距離である。これら全ての図において 2.3.4 節の結果より $1[\text{ch}] = 0.468[\text{mm}]$ である。ただしここでは計測機器のメモリ容量の関係で時間分解能を上げるために位置分解能を半分下げているため、1ch 当たりの幅が 2.3.4 節での値の倍となっている。上から分かるようにバックグラウンドを除いた結果は count 数が少なく、非常に S/N 比が小さいことが分かり、同時に中性子の位置分布として有効なデータが得られていないことが分かる。

- 1 つのデータで速い中性子と遅い中性子を分け、それらの位置分布の比較
次に個々の実験状況で RPMT に届いた中性子を、速いほうと遅いほうとでその数が等しくなるように 2 つに分け、それらを重ねて図示する。バックグラウンドは除いてある。

速い中性子 ⇒ 磁場による曲がり小さい
遅い中性子 ⇒ 磁場による曲がり大きい

これによって磁場による中性子の位置分布の変化を見る。

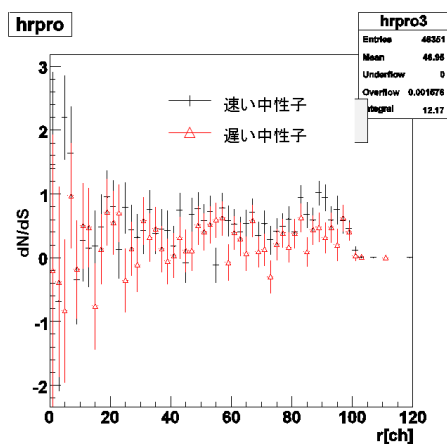


図 60

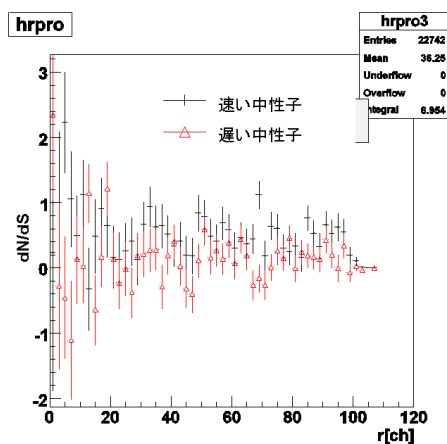


図 61

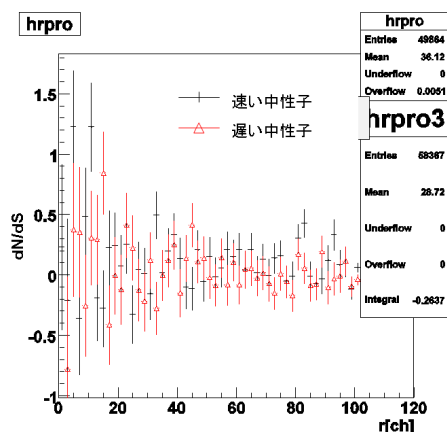


図 62

	モデレータ	磁石	L3
図 60	ポリエチレン	あり	165cm
図 61	ポリエチレン	あり	390cm
図 62	メシチレン	あり	390cm

これも同様にノイズが多く有効なデータを得られておらず、速い方、遅い方で位置分布に有意な差が見られるとは言いがたい。

3. S/N 比の比較

最後にこれらの S/N 比を計算してみる。考察対象となる中性子は Cd で遮蔽される冷～熱中性子のみである。前述のように

磁石、または第 2 スリットの下流に遮蔽物を置いたデータ ⇒ ノイズ
 遮蔽物を置いていないデータ ⇒ ノイズ + シグナル

$$\frac{\text{「遮蔽なし」}-\text{「遮蔽あり」}}{\text{「遮蔽あり」}} = \frac{S}{N}$$

として各実験状況での S/N 比を求める。

run No.	モデレータ	磁石	遮蔽	L3	規格化後の中性子数	S/N 比
32	ポリエチレン	あり	なし	165cm	6.6676×10^4	1.421×10^{-1}
34	ポリエチレン	あり	あり	165cm	5.8380×10^4	
37	ポリエチレン	あり	なし	390cm	4.7925×10^4	9.121×10^{-2}
40	ポリエチレン	あり	あり	390cm	4.3919×10^4	
56~61	メシチレン	あり	なし	390cm	4.6200×10^4	4.57×10^{-3}
62	メシチレン	あり	あり	390cm	4.5990×10^4	
64,67	メシチレン	なし	なし	390cm	5.2305×10^4	2.551×10^{-2}
68,69	メシチレン	なし	あり	390cm	5.1004×10^4	

ここでの規格化後の粒子数とは考察対象である冷～熱中性子のみの値である。S/N 比は上記のような値となっており、この値から本実験はノイズが非常に多く、有意なデータは取れていないことが分かる。以降ではこのノイズの原因とそれを除くための方法を検討していく。

4 考察、今後の課題

4.1 ノイズの原因・対策

3.2.2 節でグラフィットありとなしを比較すると、シミュレーションと実験結果で大きく違いが出た (図 39,40 参照)。また 3.3.3 節で RPMT のデータを解析すると、ノイズが非常に多く S/N 比が 10^{-2} になってしまった。これらの原因がグラフィット下流面から出て検出器に入る中性子ではないかと考え、シミュレーションをおこない調べてみた。

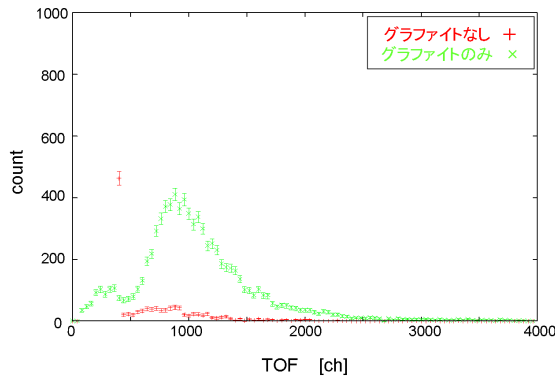


図 63 中性子数の比較

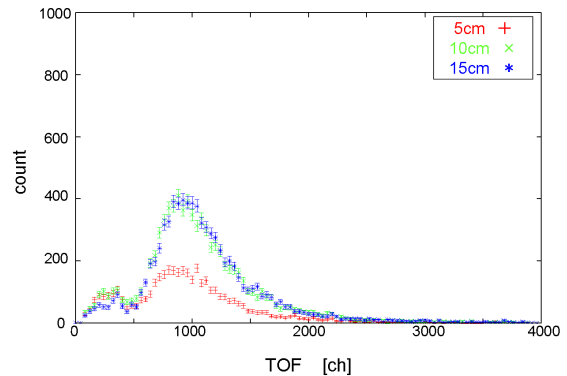


図 64 グラファイトからとどく中性子の TOF

まず 3.2.2 節のときと同じ条件かつ $L=10[\text{cm}]$ でグラファイトから出て比例計数管に到達する中性子の TOF を調べると図 63 の緑線のようになり、2cm の円内から出てくる中性子数の約 10 倍の中性子が来ていることがわかった。L を 5cm、10cm、15cm にしたときにグラファイトから出て比例計数管に到達する中性子数を調べると図 64 のようになり、やはり円内から出てくる中性子数の約 5~20 倍になっている。これらの考察から、図 40 におけるグラファイトの有無の差は主にグラファイトから出てきた中性子によるものと考えられる。

グラファイトありの実験結果では、図 36 を見ると 10cm のときが最も多い。しかし図 64 を見ると、10cm と 15cm であまり変化が見られない。この原因の 1 つとして、実際の実験とシミュレーションではグラファイトの配置に違いがあることが考えられる。実際の実験では、図 21 のようにポリエチレンの厚さによらずビーム下流側にグラファイトが突出している。しかしシミュレーションではビーム下流側でポリエチレンとグラファイトの面を一致させている。この差が実験結果とシミュレーション結果の差に寄与している可能性がある。

次に 3.3.3 節の測定の際にグラファイトから出てくる中性子がどの程度ノイズとして検出されていたかを調べる。

ポリエチレンの厚さは 10cm、ポリエチレンから RPMT までの距離を 390cm、スリット間の距離 L_0 を 80cm とする。ポリエチレンに中性子を 10^8 個入射させたとき、2 つの円環型スリットと磁石下流の穴を通り RPMT に到達する中性子数は 33 個であった。一方グラファイトから出て半径 10cm の磁石に当たらず RPMT に到達した中性子数は 10700 個であった。

33 個それぞれの速度をプロットしたのが図 65 であり、グラファイトから出てきた中性子の速度分布をプロットしたのが図 66 である。図 65 より、スリットを通して RPMT に到達した中性子のうち 10^4m/s 以下にまで減速している中性子は 8 個しかないことがわかる。一方図 66 より、グラファイトから出てきた中性子はほぼ 300K の Maxwell 分布に従っており、そのうち 10^4m/s 以下に減速している数は 9880 個であった。

このとき S/N 比は

$$\frac{S}{N} = \frac{8}{9880} \sim 10^{-3} \quad (28)$$

となる。よって、実験で観測されたノイズの主な原因はグラファイトから出てきた中性子であると考えられる。

ノイズを軽減するために、Cd で細長いパイプを作り中性子が入るようにする、また、酸化ポロン

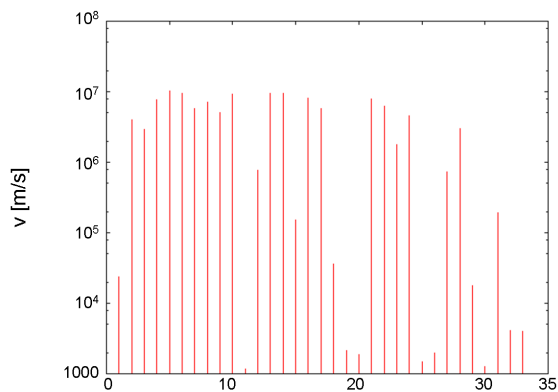


図 65 スリットを通過してきた中性子の速度

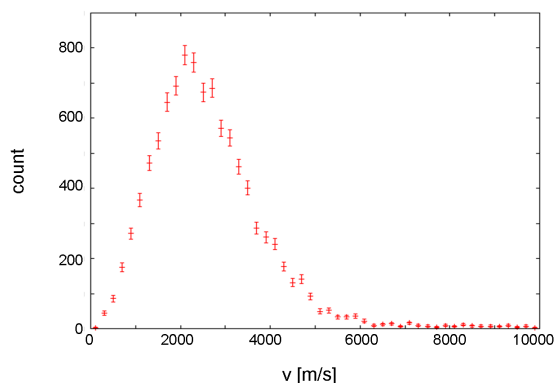


図 66 グラファイトから到達した中性子の速度分布

などで遮蔽材を作りグラファイトのビーム下流側を覆う、といった対策が考えられる。熱中性子に対するホウ素の断面積は $\sim 10^3 \text{bn}$ であり、Cd と同程度の高水準である。

謝辞

最後に、今回実験をするにあたり御指導を賜った以下の方々に謝辞を申し上げる。

北海道大学の鬼柳善明氏。

KEK の清水.M. 裕彦氏、三島賢二氏。

理研の広田克也氏。

タンDEM加速器の廣瀬昌憲氏、中濱治和氏、松本博氏。

京都大学の今井憲一氏、国広悌二氏、藤岡宏之氏、浅野秀光氏、須原唯広氏。

参考文献

- [1] 日本原子力研究開発機構核データ評価研究グループ : Japanese Evaluated Nuclear Data Library-3.2 ((独)日本原子力研究開発機構原子力基礎工学研究部門核データ評価研究グループ,1994) (Academic Press,1975)
- [2] Katsuya Hirota 他 : Development of a neutron detector based on a position-sensitive photomultiplier, Physical Chemistry Chemical Physics Vol. 7, P1836-1838 (The Owner Societies,2005)
- [3] W.R.Leo : Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (Springer-Verlag,1987)
- [4] Horst Liskien,Arno Paulsen : Neutron Production Cross Sections and Energies for the Reactions ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ and ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}^*$, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol.15, No.1, P57-84
- [5] 三島賢二 : RPMT の VCN に対する応答 位置情報編 (2009)
- [6] 岡崎孝則 : 小型陽子加速器による $\text{Li}(p,n)$ 反応を用いた冷中性子源中性子工学に関するシミュレーション結果 (2008)
- [7] Particle Data Group その他編 : Physics Letter B Vol.592 (ELSEVIER,2004)
- [8] 八木浩輔 : 原子核物理学 (朝倉書店、1971)