

2018 年度 課題研究 P3
雷由来の核反応に関する中性子捕獲の断面積測定

京都大学 理学部 4 回生
大橋翼 大畑宏樹 小林蓮 高浦雄大 田中仁海 谷口博紀 豊田峻史 中須賀さとみ

2019 年 4 月 30 日

目次

第 1 章	イントロダクション	2
1.1	序論	2
第 2 章	ニュースバルでの実験	5
2.1	ニュースバルとは	5
2.2	NaI エネルギー分解能の解析	9
第 3 章	Kuans での実験	11
3.1	本実験	11
第 4 章	$^{14}\text{N}(n, \gamma)$ 反応断面積の導出	19
4.1	中性子捕獲反応断面積	19
4.2	中性子フラックス解析	20
4.3	検出した γ の数	27
4.4	NaI シンチレータの検出効率	31
4.5	解析結果	32
4.6	TOF 較正	33
第 5 章	考察	37
5.1	薄膜仮定の妥当性	37
5.2	Toy Model	38
第 6 章	まとめ・謝辞	43
6.1	まとめ	43
6.2	謝辞	43
第 7 章	Appendix	45
7.1	断面積	45
7.2	運動学	47
	参考文献	52

第 1 章

イントロダクション

1.1 序論

1.1.1 背景

雷と原子核物理学

パリティ 2018 年 10 月号 [1] に「雷が起こす核反応」という記事が掲載された。榎戸輝揚氏（京都大学白眉センター）、中澤知洋氏（名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構現象解析研究センター）による記事である。雷雲で発生した γ 線が光核反応をはじめとした原子核反応を起こすことが紹介されていた。論文としては 2017 年 11 月 23 日に Nature に掲載されている。雷の機構については未だ謎が多く、ホットな研究対象のひとつである。原子核物理学からのアプローチで雷の謎に迫れるのではと我々は考えた。

雷の発生機構

雷雲内では 3 極構造を形成し、強電場領域が生まれる (図 1.1)。電場により電子が加速され、放電を起こすことで雷が発生する。同時に、制動放射による γ 線も放出される。雷雲内の電場はおよそ 0.05~0.1 MV/m で、稀に 0.2 MV/m を超える。しかし、雷放電を起こすには電場が小さい。宇宙線により大気分子から叩き出された電子なだれが、強電場領域で加速されることにより雷が発生すると言われている。現在、榎戸氏を中心に「雷雲プロジェクト」として研究が進んでいる。

雷で起こる核反応

光核反応・・・雷により発生した γ 線が大気中の窒素と反応し、中性子を放出して ^{13}N を生成する。



^{13}N は半減期 10 分で β^+ 崩壊し、安定な ^{13}C となる。



β^+ 崩壊で放出された陽電子は直ちに電子と対消滅し、511 keV の γ 線となる。この一連の反応過程は雷で非常に強い γ 線が作られていることを示唆しており、重要な観測対象となっている。一方で、光核反応で放出される中性子も大気中で重要な反応をしており、今回我々はその過程に注目した。

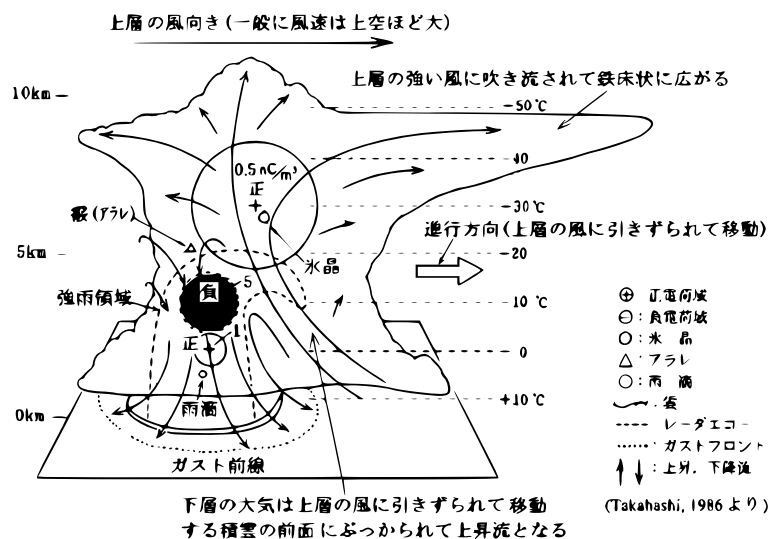


図 1.1: 積乱雲の 3 極構造

注目する過程

光核反応によって放出された中性子のエネルギーは 10 MeV 程度である。50 ms 程の時間に数百 m 移動し、数 eV 以下の熱中性子となる。熱中性子は大気中の ^{14}N に吸収され 2 つの反応を起こす。

1: (n,p) 反応・・・ ^{14}C を生成する。



2: 中性子捕獲・・・励起 ^{15}N を生成→即発 γ 線を放射する。



上の 2 つの反応は反応 1 : 反応 2 = 97:3 くらいの割合で起こると言われている。

1.1.2 実験の動機

窒素の中性子捕獲の断面積のデータがほとんどない。1/v 則 (Appendix 参照) を用いた理論計算はされているものの、 $10^{-3} \sim 10^6$ eV の範囲で測定点が 2 点しかなく、誤差も大きい*1 (図 1.2)。

これを測ることで、雷の核反応のシミュレーションに応用できる。また、(n,p) 反応と中性子捕獲の反応比も計算できる。 ^{14}C は年代測定に利用されており、雷由来の ^{14}C がどのくらい生成されているのか知ることは重要である。 ^{15}N からの即発 γ 線のスペクトルについては、2006 年に論文*2が発表された。そこで我々は、熱中性子と窒素の反応断面積を測定しようと試みた。

*1 45 keV, $(4.1 \pm 6) \times 10^{-5}$ barn (図 1.2 赤点) と (65 ± 7.5) keV, 2×10^{-5} barn (図 1.2 緑点)。

*2 PHYSICAL REVIEW C 93, 054306 (2016), Thermal neutron radiative cross sections for ^6Li , ^9Be , $^{10,11}\text{B}$, $^{12,13}\text{C}$, and $^{14,15}\text{N}$, R. B. Firestone¹ and Zs. Revay^{2,3}.

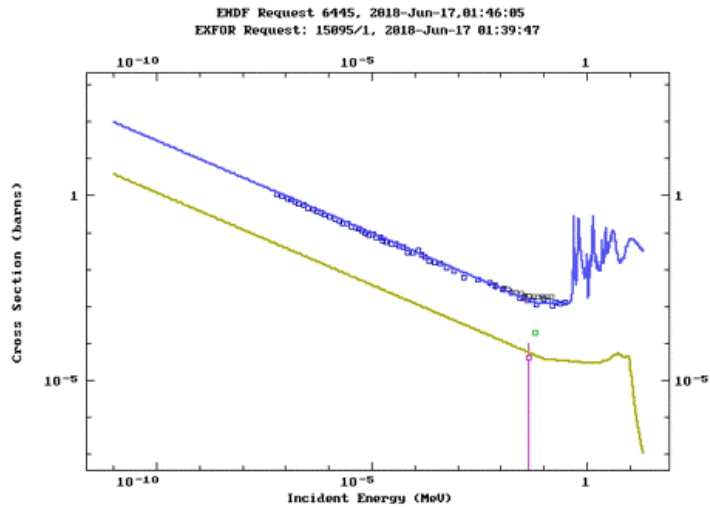


図 1.2: ^{14}N の断面積 (青線が (n,p) 反応, 黄線が中性子捕獲)

1.1.3 実験概要

尿素 $\text{CH}_4\text{N}_2\text{O}$ を箱に詰めて, 中性子ビームを照射し, 尿素中の N と中性子の (n,γ) 反応断面積を測定した. 反応で生じる γ 線は NaI シンチレータで検出した. NaI シンチレータの機能や特徴については後述する.

1.1.4 尿素標的 $\text{CH}_4\text{N}_2\text{O}$

今回我々が標的として尿素を選んだ要因は, 固体で安定に存在すること, 安価で入手可能であること, 簡単な組成かつ N 由来の γ 線が識別可能であることである. 尿素中での主反応は C,H,N,O の弾性散乱, (n,γ) 反応および N の (n,p) 反応の 9 つである. これらの反応の中から, N の (n,γ) 反応を特定する必要があるが, 各構成元素の γ 線最大エネルギーは, ^{12}C : 4.946 ^{1}H : 2.225 ^{14}N : 10.833 ^{16}O : 4.143 (単位は MeV) であるため, 5 MeV 以上の γ 線が観測されれば, それは N の (n,γ) 反応によるものだと考えられる. 実際はエネルギーの広がりを考慮する必要があり, このことについての詳細は解析にて後述する.

1.1.5 実験の流れ

NaI 較正

兵庫県にある実験施設ニュースバルにて, NaI に γ 線を照射し, エネルギー分解能を算出した.

本実験@KUANS

KUANS にて, 尿素無しの空箱を置いてバックグラウンド測定を行った後, 尿素を詰めた箱を置き反応断面積を測定した.

第 2 章

ニュースバルでの実験

2.1 ニュースバルとは

ニュースバルとは、大型放射光施設 SPring-8 の敷地内にある放射光施設であり、電子線形加速器からの 1 GeV のエネルギーの電子を利用する。

2.1.1 様々なビームライン

ニュースバルには図 2.1 が示すように、様々な BL が存在する。我々が今回の実験で用いた BL は BL01 である。BL01 では 10 MeV 程度のエネルギーのガンマ線を発生することができ*1、今回の実験に理想的であると言える。



図 2.1: <http://www.lasti.u-hyogo.ac.jp/NS/newsbaru/img/p03.jpg>

2.1.2 BL01 でのガンマ線生成の流れ

BL01 でのガンマ線生成の流れは以下のようである：

- 電子貯蔵リングを高速回転している電子（最大 $E_e = 1$ [GeV] 程度）にレーザー光を入射する。
- 反対方向に逆コンプトン散乱された光子の一部がコリメータを通りビームになる。
- 遮蔽ハッチ内で利用する。

*1 Nd($\lambda = 1$ [μm]) レーザーを利用した場合

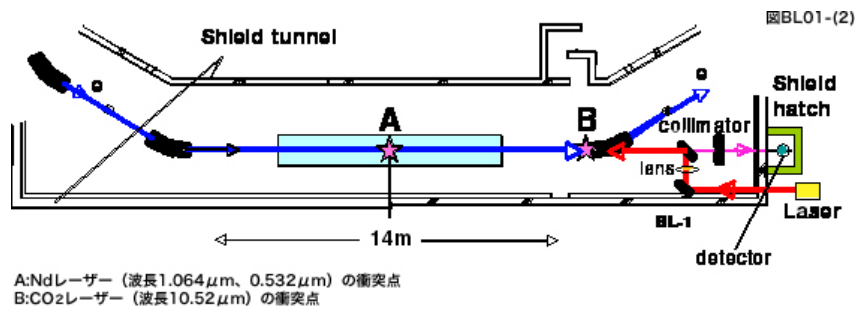
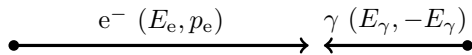


図 2.2: <http://www.lasti.u-hyogo.ac.jp/NS/facility/bl01/> より

2.1.3 逆コンプトン散乱

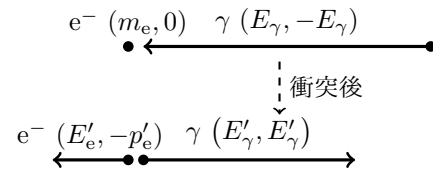
BL01 でのガンマ線生成で起こる逆コンプトン散乱を定量的に評価する。



左図のような、電子と光子の 1 次元上の正面衝突を相対論的に解く。

電子が静止している場合

ひとまず、電子が静止している場合を考える。



4 元運動量の保存より、

$$m_e + E_\gamma = E'_e + E'_\gamma \quad (2.1)$$

$$-E_\gamma = -p'_e + E'_\gamma \quad (2.2)$$

である。

衝突後の光子の方に関心があるので、

$$p_e'^2 = \begin{cases} (E'_\gamma - E_\gamma - m_e)^2 - m_e^2 \\ (E'_\gamma + E_\gamma)^2 \end{cases} \quad (2.3)$$

と変形する。 $E_\gamma'^2$ の項が消え、

$$E'_\gamma = \frac{1}{2 + m_e/E_\gamma} m_e \quad (2.4)$$

と分かる。光子の 4 元運動量は衝突によって、

$$E_\gamma \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \rightarrow E'_\gamma \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad E'_\gamma = \frac{1}{2 + m_e/E_\gamma} m_e \quad (2.5)$$

と変化することが分かった。

元の問題に戻る

電子が動く実験室系から電子の静止系にローレンツ変換することで前少々節の結果を利用する。電子の速さ β および $\gamma := 1/\sqrt{1-\beta^2}$ は

$$p_e = m_e\beta\gamma, \quad E_e = m_e\gamma \quad (2.6)$$

より、

$$\beta = \frac{p_e}{E_e}, \quad \gamma = \frac{E_e}{m_e} \quad (2.7)$$

とわかる。実際,

$$\begin{pmatrix} E_e \\ p_e \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{ローレンツ変換}} \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma \\ -\beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_e \\ p_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_e \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

となることが確認できる。一方で, 光子の方は

$$E_\gamma \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{ローレンツ変換}} \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma \\ -\beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} E_\gamma \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} = \epsilon_e E_\gamma \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}, \quad \epsilon_e := \gamma + \beta\gamma = \frac{E_e + p_e}{m_e} \quad (2.9)$$

となる。(2.5) より, 電子の静止系での衝突後の光子の 4 元運動量は

$$\tilde{E}_\gamma \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \tilde{E}_\gamma = \frac{1}{2 + m_e/(\epsilon_e E_\gamma)} m_e \quad (2.10)$$

である。この 4 元運動量は実験室系では

$$\begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma \\ \beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \tilde{E}_\gamma \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \epsilon_e \tilde{E}_\gamma \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

である。以上より, 正面衝突する場合の衝突後の光子の実験室系でのエネルギー E'_γ は

$$E'_\gamma = \frac{\epsilon_e}{2 + m_e/(\epsilon_e E_\gamma)} m_e = (1 + 2\epsilon_e E_\gamma/m_e)^{-1} \epsilon_e^2 E_\gamma, \quad \epsilon_e = \frac{E_e + \sqrt{E_e^2 - m_e^2}}{m_e} \quad (2.12)$$

である。

今回の実験では, 波長 $1.064 \mu\text{m}$ の Nd レーザー光を用いた。よって, 入射ガンマ線のエネルギーは $E_\gamma = 1.165 \times 10^{-6} [\text{MeV}]$ で一定である。一方, 電子は $E_e = 1 [\text{GeV}]$ から電子貯蔵リングにて減速・管理できる。(2.12) を E_e の関数としてグラフにすると次の通りである。

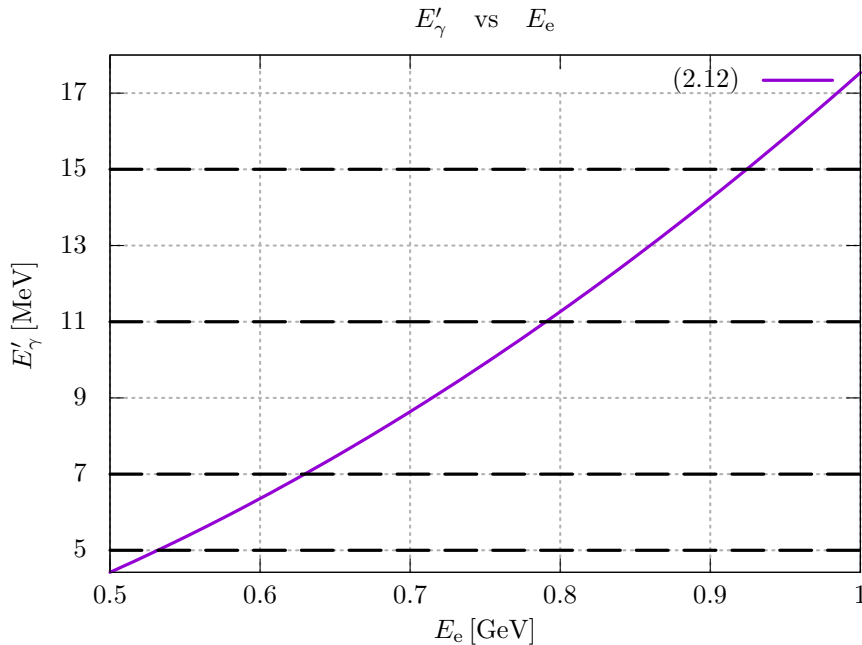


図 2.3: 入射電子のエネルギーと反対方向に散乱されたガンマ線のエネルギーの関係

今回の実験で必要としているガンマ線のエネルギー 15, 11, 7, 5 MeV がカバーされていることが分かる。

2.1.4 実験で得たガンマ線

ガンマ線を得るにあたって、我々が実際に行ったことは電子エネルギーのノミナル値 E_n を過去のパラメーターファイルより選択することであった。ニュースパルの職員より、表 2.1 で表される、 E_n と E_e の関係を受け取った。図 2.4 はこのデータの 1 次関数での fit の様子を表している。

E_n [MeV]	E_e [MeV]
974	982.4
915	925
779	790
620	630
522	531

表 2.1: ノミナル値と実際の値の関係

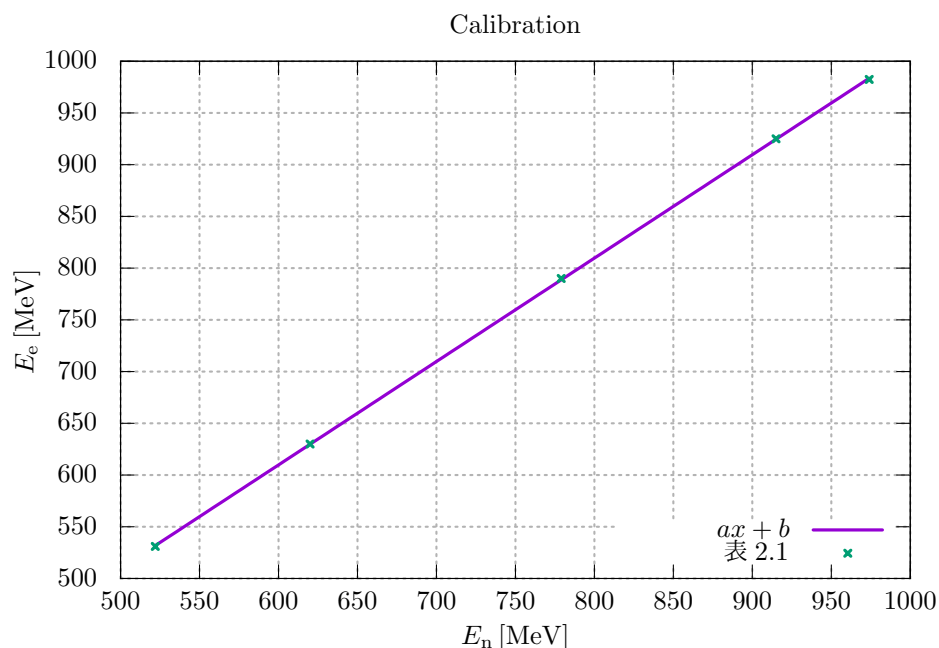


図 2.4: データの 1 次関数での fit

fit 結果は

$$a = 0.999(3) \quad (2.13)$$

$$b = 10(2) \text{ [MeV]} \quad (2.14)$$

であった。これを用いて、得られたガンマ線は次のようだと仮定した。

E_n [MeV]	E_e [MeV]	E'_γ [MeV]
930.0	939.6	15.50
780.0	789.7	10.98
620.0	629.8	7.007
549.0	558.8	5.519

表 2.2: 得られたガンマ線のエネルギー

E_n は私たちが選択したノミナル値であり、 E_e は誤差を無視して (2.13) と (2.14) を用いて得たものであり、 E'_γ は (2.12) に E_e を代入して得たものである。

[8] を参考に、 E'_γ は標準偏差 $E'_\gamma \times 0.0147$ のガウス分布をしていると仮定した。

また、直径 3 mm のコリメータを利用したため、フラックス分布は動径方向には 0 ~ 1.5 mm で一様、偏角方向には 0 ~ 2π で一様だと仮定した。

これらの仮定からの誤差は他の誤差に埋められると考え、これらの仮定の下でのガンマ線ビームを後述する Geant4 にて再現した。

2.2 NaI エネルギー分解能の解析

本実験で用いる 8 本の NaI のエネルギー分解能を調べる。そのために Geant4 上でニュースバルでの実験をシミュレートし、NS 実験のデータを再現した。

2.2.1 Geant4 でのシミュレーション

Geant4 とは γ 線などの素粒子が物質中で起こす様々な振舞や反応をシミュレートするソフトウェアである。Geant4 上で各 NaI にそれぞれ 15.50 MeV, 10.98 MeV, 7.007 MeV, 5.519 MeV のエネルギーの γ 線を入射する。前述の通り入射 γ 線のフラックス分布を動径方向に 0~1.5mm、偏角方向に 0~ 2π で一様だと仮定し、エネルギー分布を標準偏差が各エネルギーの 3% である正規分布とした。

実験データを再現するために、Geant4 上で入射 γ 線の個数、NaI の ADCchannel に対するエネルギー、エネルギー分解能 σ (MeV) の 3 つのデータを調整する。NaI に入射したエネルギーを標準偏差 σ (MeV) で正規分布させたエネルギーを NaI に落とすようにした。

このようにしてシミュレートし、NaI で観測された γ 線のエネルギーとカウント数を得た。例として NaI 2 のものを示す (図 2.5)。

赤線が Geant4 でのシミュレーション、青線が実際にニュースバル実験でとれたデータである。フィッティ

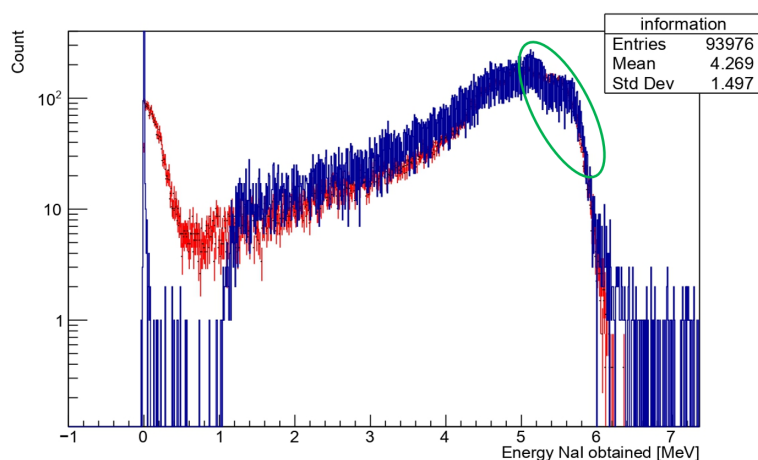


図 2.5: NaI 2 における γ 線カウント

ングする際、ピークの位置から下がり際までの緑で囲んだ部分の形が合うようにした。囲んだ部分が目で見て合っているといえる範囲で Geant4 上で調整する 3 つのデータを変えながら、 σ の最大値と最小値、その時フィッティングした緑の部分のピークのエネルギーを測定した。

2.2.2 σ エネルギー依存性

このようにして得られたエネルギー分解能 σ (MeV) と対応するエネルギー E (MeV) を式 $\sigma = p_0 + p_1 \times E$ でフィッティングし (図 2.6)、各 NaI での p_0, p_1 を得た (表 2.3). NaI 8 はノイズがかなり大きかったため、故障しているとみなし本実験では使わないようにした.

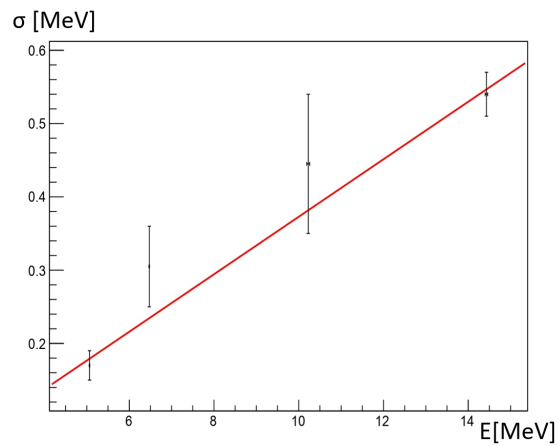


図 2.6: NaI2 の σ エネルギー依存性

NaI 番号	p_0	p_1
NaI2	-0.00866	0.0373
NaI3	0.110	0.0376
NaI4	-0.064	0.0425
NaI5	-0.232	0.0929
NaI6	-0.0311	0.0411
NaI7	-0.0814	0.0512
NaI9	-0.00902	0.0422

表 2.3: 各 NaI におけるフィットパラメータ

第 3 章

Kuans での実験

3.1 本実験

3.1.1 本実験概要

本論文の目的である、熱外中性子と窒素 14 の中性子捕獲反応断面積を算出するため、尿素標的に中性子ビームを照射し、反応で生じる γ 線を NaI シンチレータで検出した。

3.1.2 実験設備

実験は京都大学理学研究科 5 号館東棟にある、京大理学部小型中性子源 (KUANS) を用いて行った。KUANS の中性子ビーム生成の概略図を図 3.1 に示す。図 3.2 に示すような陽子加速器から出た陽子が、 $50 \mu\text{m}$ の厚さの Be 標的と ${}^9\text{Be}(p, n){}^9\text{B}$ 反応をすることで中性子が生成され、ポリエチレンの中で弾性散乱を繰り返す。それにより減速された中性子の中で、垂直方向に飛び出したものを中性子ビームとして実験に使用する。なお、ポリエチレンの中心からビーム射出口までの距離は 1584 mm である。また、Be 標的とポリエチレンは接触している。今回の実験では、加速器から 3.5 MeV の陽子を 10 msec 毎に $60 \mu\text{sec}$ の時間幅で照射し、生成された $100\text{mm} \times 100\text{mm}$ の太さの中性子ビームを標的に当てた。

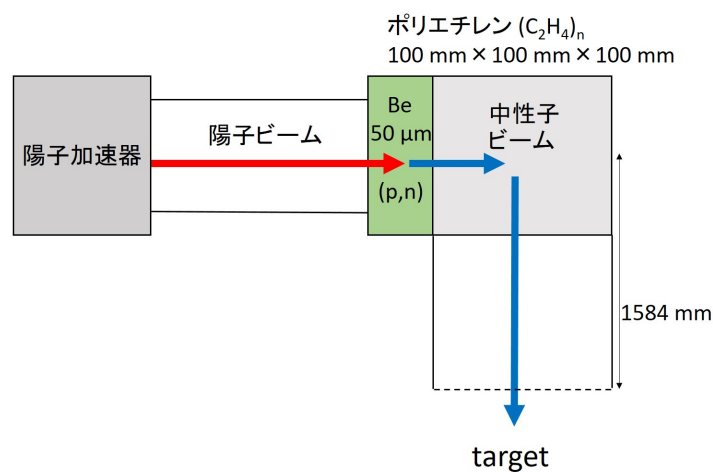


図 3.1: 中性子ビーム生成の様子

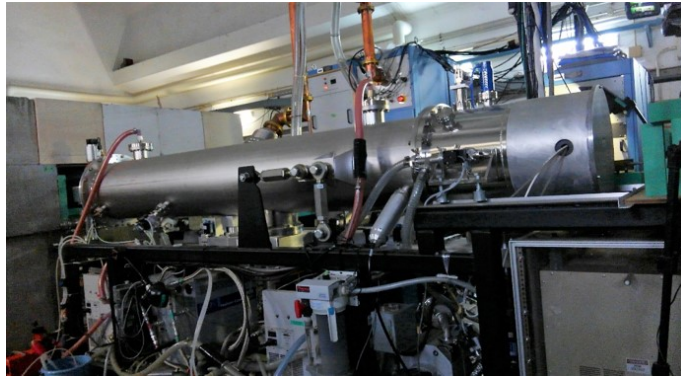


図 3.2: 陽子加速器

3.1.3 測定機器

以下の装置を用いて実験を行った。

- NaI シンチレータ 8 本
- 光電子増倍管 (PMT) 8 本
- Li シンチレータ (2.5mm × 2.5mm × 1mm) 1 本
- ^3He 比例計数管 (^3He 管) (半径 11 mm, 高さ 450 mm の円柱) 1 本
- アクリル製の箱 (空)
- アクリル製の箱 (粉末尿素入り) = 尿素標的

NaI シンチレータおよび PMT は予備実験と同じものを使い、 γ 線データの取得に使用した。Li シンチレータおよび ^3He 管は、中性子ビームのフラックスを計測するために使用した。 ^3He 管は図 3.3 にあるように、縦長の円柱である。また、これらの検出器を用いて、中性子の飛行時間 (TOF) の情報を得た。その詳細な手法は後述する。

実験では、粉末尿素を図 3.4 に示すようなアクリル製の箱に詰め、100mm × 100mm × 300mm の大きさの標的とした。また、蓋として 0.2 mm の厚さの鉛箔を使用した。尿素標的の構造、および実際の様子を図 3.5、図 3.6 に示す。さらに、使用した尿素標的の詳細を表 3.1 にまとめた。



図 3.3: ^3He 管

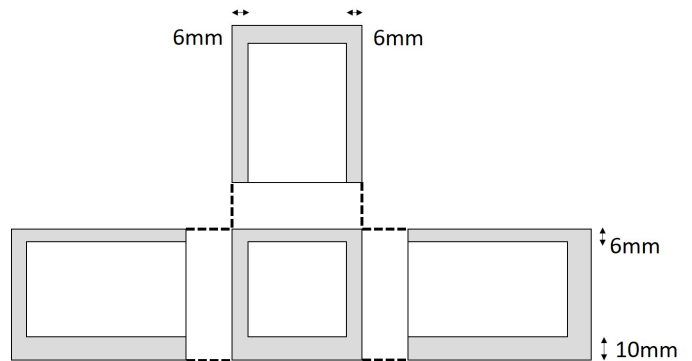


図 3.4: アクリル製の箱

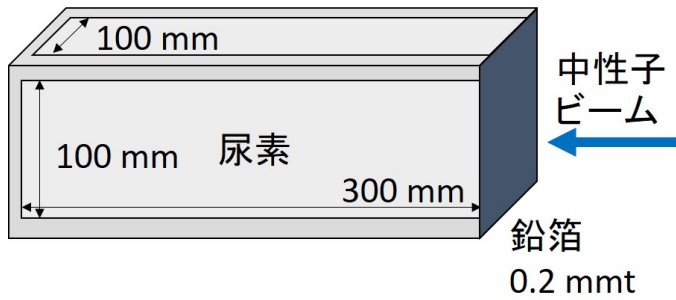


図 3.5: 尿素標的の構造



図 3.6: 実際に使用した尿素標的の様子

表 3.1: 尿素標的のデータ

	体積	質量	密度
計量	$100 \times 100 \times 300 \text{mm}^3$	$2.372 \times 10^3 \text{g}$	$(7.907 \pm 0.002) \times 10^{-4} \text{g/mm}^3$

3.1.4 セットアップ

標的まわりの配置を図 3.7 に示す。図 3.7 右半分は KUANS の内部を表しており、Li シンチレータは中性子のビームライン上に配置してある。図 3.7 左半分が我々が組み立てた部分である。まず尿素標的を、中性子ビームの中心が尿素標的の前面の中央に当たるように配置した。この時、ポリエチレンの中心から尿素標的の前面までの距離は 2844 mm であった。次に、8 本の NaI シンチレータを左右に 4 本ずつ 2×2 の形で配置し、尿素標的の前面を 2 本の NaI シンチレータのちょうど真ん中に置くことで、立体角を最大限確保し取得できるデータを増やした。各番号の NaI シンチレータの配置を図 3.8 に示す。さらに、 ^3He 管を、尿素標的の後方に配置した。この時、ポリエチレン中心からの距離は 3237 mm であった。問題点として ^3He 管の大きさでは、中性子ビームの太さである $100 \text{mm} \times 100 \text{mm}$ の範囲を覆えないため、実験ではその位置を図 3.9 のように 5 回変更し、中性子フラックスの計測を行った。図 3.9 の 0 mm の点はビーム中心の位置を表す。

実際の様子を、図 3.10 に示す。取得データの中のバックグラウンドの影響をできるだけ減らすため、図 3.10 のように NaI シンチレータおよび尿素標的の周りに鉛ブロックを配置し、さらにその周りをボロンブロックで囲み遮蔽を行った。ボロンブロックは中性子の、鉛ブロックは γ 線の遮蔽を目的として使用した。鉛ブロックを配置する際、一番薄いところでも 10 cm 以上の厚さを確保することで、20 MeV 程度以下の γ 線に対し十分な遮蔽が行えるようにした。また、 ^3He 管に関しては中性子の計測に用いたため、鉛ブロックでの遮蔽は行わずボロンブロックでの遮蔽のみを行った。

さらに、中性子ビームの入射口の様子を図 3.11 に示す。中性子ビームがアクリルに当たり余計な反応をしないよう、 $100 \text{mm} \times 100 \text{mm}$ の大きさの窓を作る必要があったため、ボロンブロックに加えてボロンゴムを用いて遮蔽を行った。

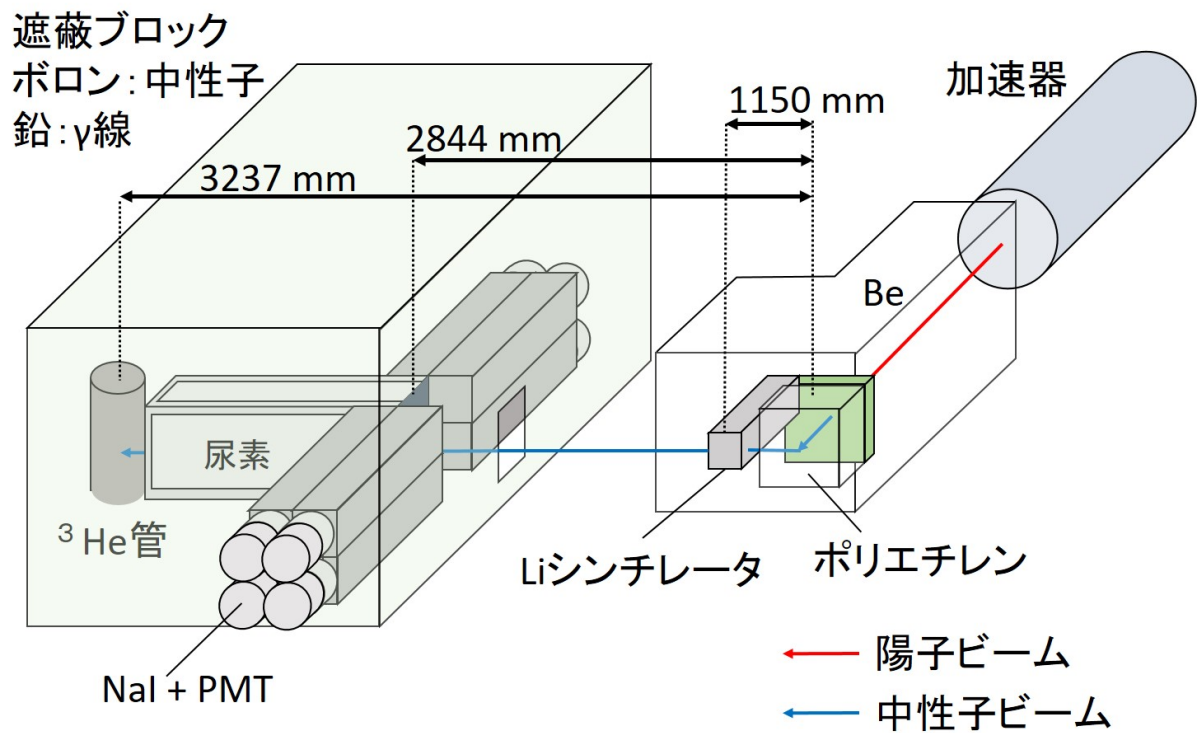
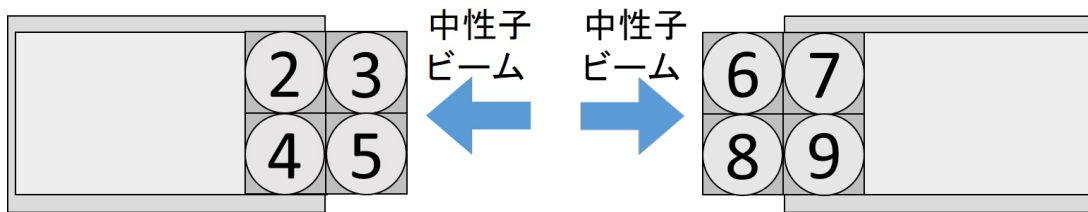


図 3.7: 標的まわりの配置



(a) ビームから見て左側の NaI

(b) ビームから見て右側の NaI

図 3.8: 各番号の NaI の配置

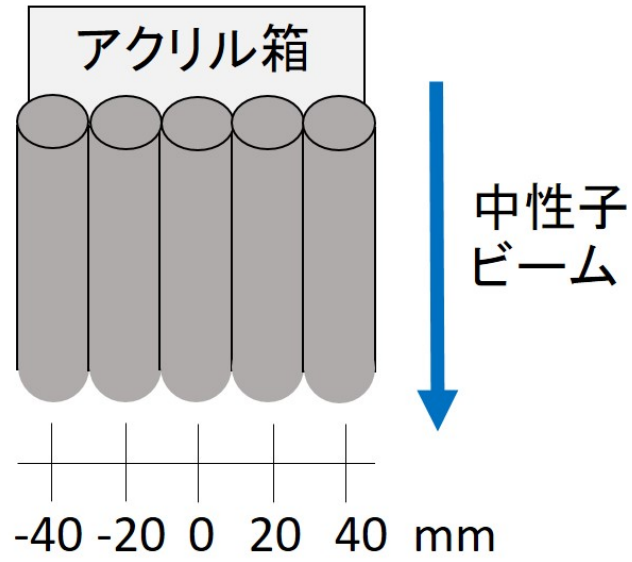


図 3.9: ^3He 管の配置

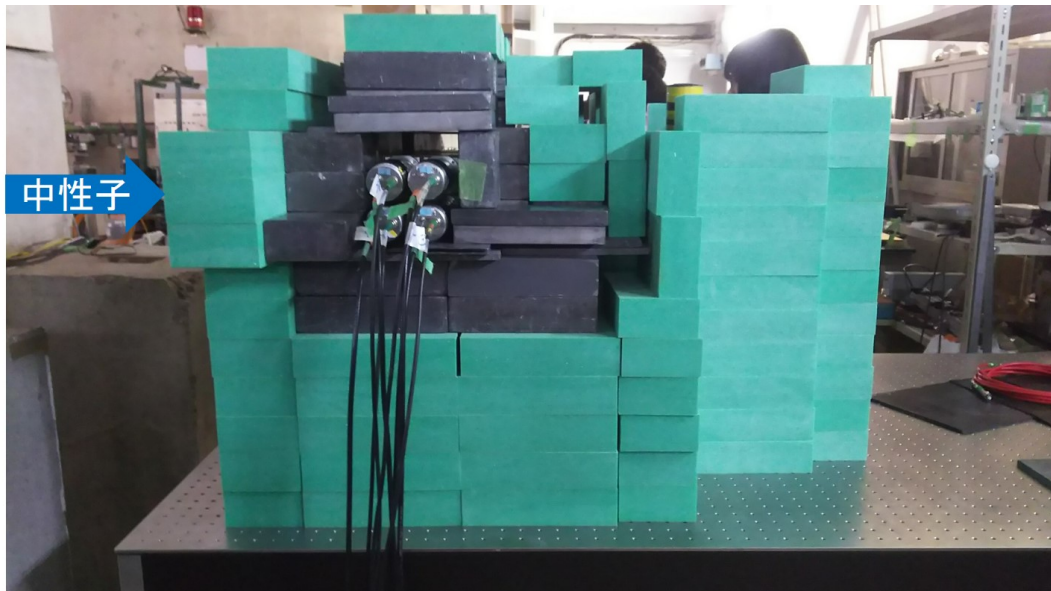


図 3.10: 実際の様子

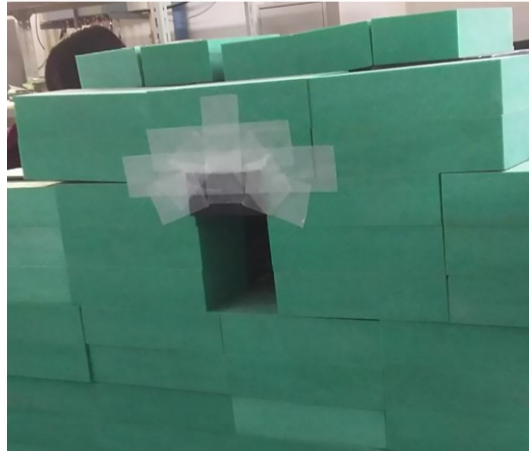


図 3.11: 入射口の様子

3.1.5 回路

データ取得のために用いた回路を図 3.12 に示す。回路の中の $\times 8$ は、8 本の独立した信号を表している。Amplifier を用いることで、NaI8 以外の 7 本の信号を増幅した。また $\Sigma 7$ は、その 8 本から NaI8 の来る信号を除いた 7 本の信号のうち、一つでも信号が来た場合に Discriminator から出てくる信号を表している。NaI8 からの信号を除いた理由は、原因は不明だがノイズが大きかったためデータとして不適だと判断したからである。なお、信号のアナログ・デジタルは Logic Fanin/out を使い適宜変更し、また、Visual Scaler と Clock Generator を使いながら回路の流れを確認し、データの測定が正しく行えるように delay を調整した。

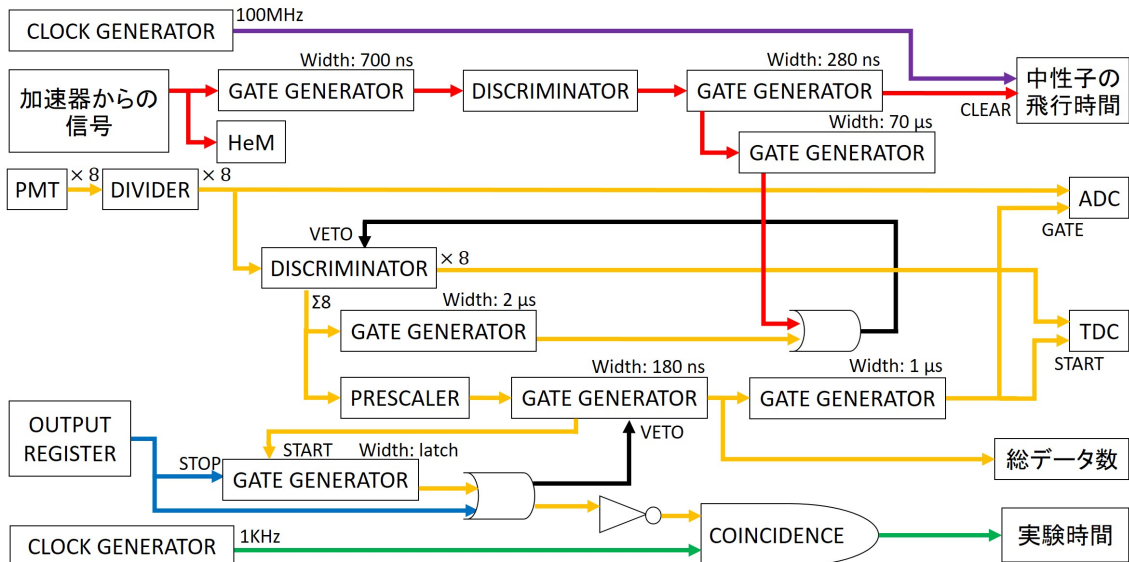


図 3.12: 回路図

実験によりどのようなデータが得られたかについて簡単に説明する。まず、加速器の陽子パルス発射と同時に出てくる信号を clear とし、Clock Generator による count を ADC,TDC に信号が入るまで行うことで、尿素標的に当たった中性子の飛行時間を求めた。この時、中性子と標的との反応、NaI シンチレータでの γ 線検出、および信号の delay は十分小さく無視できるものとして考えた。また ADC を用いることで、NaI シンチレータが検出した信号の、エネルギーについてのデータが得られた。一方 TDC は、信号を検出した NaI シンチレータの番号を判別するために使用した。総データ数・実験時間はそれぞれ、取得したデータ数、データ処理の時間を除いた回路がデータを取ることができた総時間、を意味している。

以下に使用したモジュールを示す。

- LINEAR FAN IN/OUT
- LOGIC FAN IN/OUT
- DIVIDER
- AMPLIFIER
- DISCRIMINATOR
- COINCIDENCE
- GATE GENERATOR
- CLOCK GENERATOR
- PRESCALER
- VISUAL SCALER
- OUTPUT REGISTER
- ADC
- TDC
- HIGH VOLTAGE POWER SUPPLY

各 NaI での PMT の HIV, および PMT からの信号を処理した Discriminator での Threshold の値を表 3.2 に示す。

表 3.2: 各 NaI に対する PMT の HIV, および Discriminator の Threshold の値

	HIV [V]	Threshold [mV]
NaI 2	1040	174
NaI 3	1080	250
NaI 4	1180	228
NaI 5	1000	290
NaI 6	1070	240
NaI 7	1100	259
NaI 8	920	30
NaI 9	920	312

Prescaler の導入について説明する。今回の実験では、Prescaler によって、ADC, TDC の gate を開く回数を 21 分の 1 に間引いた。その理由はデータ取得に際し問題が発生したからである。図 3.13a において、左側にデータが少ない領域がみられる。これはその領域より前の時間の多量のデータが原因となっている。データ処

理において、あるデータを取得した後、CAMAC の処理の関係で数 ms 程度新しいデータの取得ができないので、このようなデータの空白が生まれてしまうのである。この問題を解決するため、そもそものデータ数を間引き、データの処理中に別のデータが入ることをなくした。その結果図 3.13b のようにデータの空白をなくすことができた。

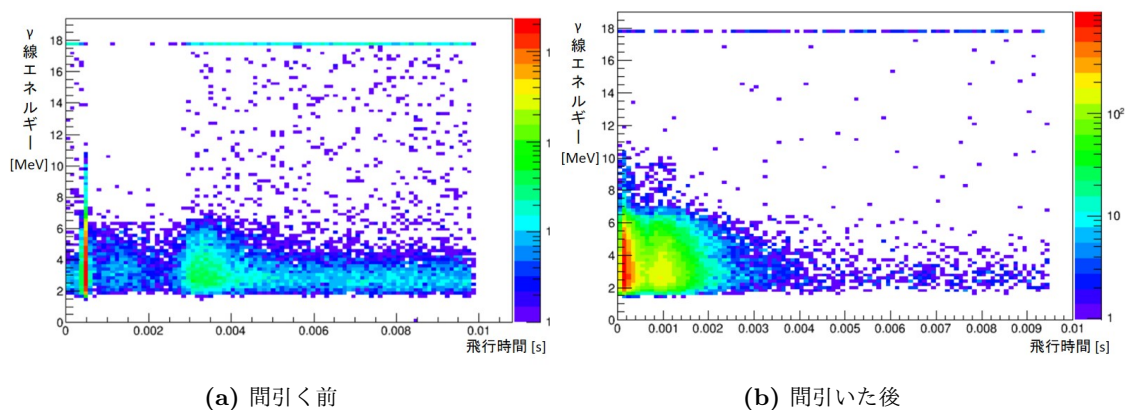


図 3.13: Prescaler の有無によるデータ取得の違い

3.1.6 実験の手順

実験は以下の手順で行った。

1. ^3He 管を 0 mm の位置に設置。
2. 空の亚克力箱を設置し、中性子ビームを約 5 時間照射した。
3. ^3He 管の位置を図 3.9 のように 5 回変更し、それぞれ約 5 分ビームを照射した。
4. ^3He 管を 0 mm の位置に戻した。
5. 尿素が入った亚克力箱を設置し、中性子ビームを約 7 時間照射した。
6. 亚克力箱を置かない状態で、中性子ビームを約 1 時間照射した。
7. ^3He 管の位置を図 3.9 のように 5 回変更し、それぞれ約 5 分ビームを照射した。

第 4 章

$^{14}\text{N}(n, \gamma)$ 反応断面積の導出

4.1 中性子捕獲反応断面積

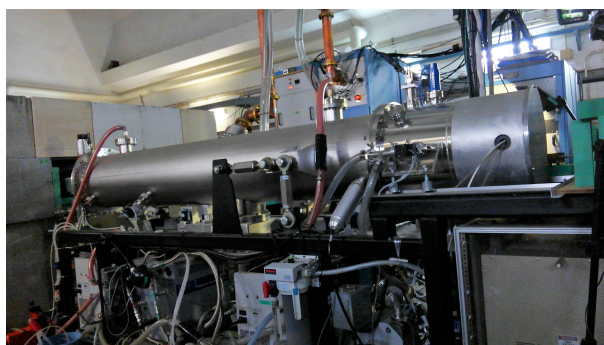
今回の実験の目的は、運動エネルギー 1eV の中性子と窒素 14 の中性子捕獲反応断面積の算出である。この反応断面積は中性子と窒素 14 が衝突した際に捕獲反応が起こる確率であるため、式 4.10 のように表すことができる。

$$\sigma(n, \gamma) = \frac{\text{検出した } (n, \gamma) \text{ 反応の数}}{(\text{入射中性子数}) \times (\text{窒素の面数密度}) \times (\text{シンチレータの検出効率})} \quad (4.1)$$

実験の解析の際には中性子は標的である尿素中の表面から、その平均自由行程 $\lambda = 1.15\text{cm}$ の深さ以内のみで一樣に反応すると仮定した。この仮定の妥当性については考察にて検証する。式 4.10 で用いる尿素内での窒素の面数密度は、実験で使用した尿素標的の体積と重量から算出した以下の値を用いた。

$$\text{窒素の面数密度} = (1.8524 \pm 0.0008) \times 10^{22} \text{個}/\text{cm}^2 \quad (4.2)$$

図 4.1: 実験で使用した、京都大学理学研究科 5 号館東棟にある京大理学部小型中性子源 (KUANS) の線形型陽子加速器。

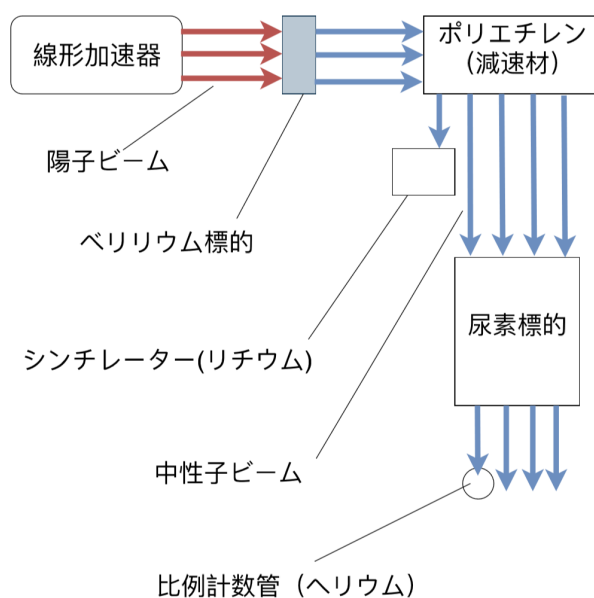


4.2 中性子フラックス解析

4.2.1 中性子の経路

図 4.1 の加速器からは 10msec に一回 60 μ sec の時間幅の陽子ビームパルスが照射される。陽子パルスはまず経路中に設置されたベリリウムと衝突し $^9\text{Be}(p, n)^9\text{B}$ 反応を起こし、中性子が生成される。図 4.2 では便宜的にベリリウム標的とポリエチレンは離して描いてあるが、実際はその 2 つは密接するように設置されている。生成された中性子は減速材であるポリエチレンに入射し、減速され全方向に散乱される。そのうち入射方向に対して直角方向に散乱されて出てきた成分を取り出して、中性子フラックスとして利用し我々が設置した尿素標的に入射させた。

図 4.2: 加速器から尿素標的までの実験装置の配置図。



4.2.2 中性子フラックスのモニター

中性子フラックスは経路中に設置したリチウムシンチレータと ^3He を封入した比例計数管の二種類の計測機器を用いてモニターした。それぞれの計測機器の役割は異なる。リチウムシンチレータは図 4.2 からわかるように標的の有無に影響されずにフラックス測定をすることが出来る。そのため中性子フラックス強度の時間変化をモニターするために使用した。 ^3He を封入した比例計数管は図 4.2 のように標的の後ろに置き、フラックスの空間的な分布を計測するために使用した。比例計数管は直径が 20mm の円柱であり、その本体に入射してきた中性子を検出することが出来る。その大きさに対して尿素標的はフラックスの進行方向に対して 100mm \times 100mm の大きさを持つ正方形であり、中性子ビームも同じ領域に絞って実験に使用した。フラックスの分布を調べるために、尿素標的の代わりに空箱を置いて行ったバックグラウンド測定では比例計数管を標的の空箱の後方に置き、比例計数管を移動させながら計 5 回測定を行った。場所によるフラックスの有意な差がみられなかったためシミュレーションにおいてはフラックス強度とエネルギー分布は一様とし、解析の際に

は各場所で測定した中性子フラックスのエネルギー分布のヒストグラムを基準にして計算を行った。

図 4.3: ^3He を封入した比例計数管. 測定では立てて使用した.

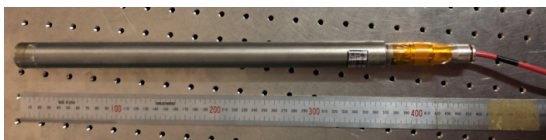
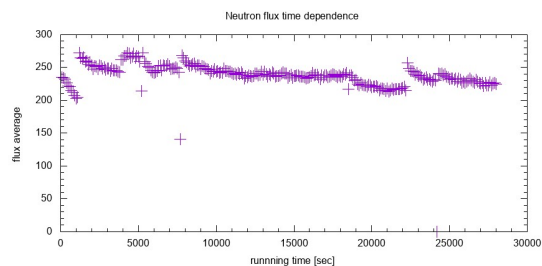


図 4.4: リチウムシンチレータで計測した, フラックス強度の時間変化. 横軸がビームの稼働時間, 縦軸が各時間に検出した中性子の平均値. 時間によってフラックスの強度が変動していることが分かる.



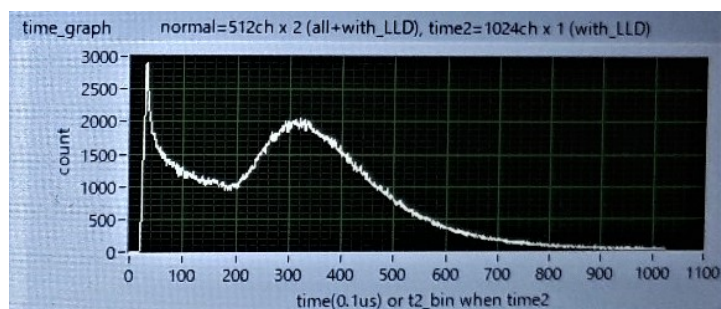
4.2.3 比例計数管での観測

線形加速器から陽子パルスが照射されると加速器から PC に信号が送信される. また中性子が比例計数管に入り, 検出されると比例計数管から信号が PC に送信される. PC ではその時間差 (中性子の飛行時間:TOF) を検出し TOFvs カウント数のヒストグラムを専用のソフトウェアを通じて出力される. ソフトウェア上ではヒストグラムの bin の幅を設定することができ, 今回は 1bin を $3\mu\text{sec}$ とした.

図 4.5: 気体 ^3He を封入した比例計数管を標の後方に設置した際の模様.



図 4.6: 比例計数管専用のソフトウェアから出力された TOF のヒストグラム. 横軸が中性子の飛行時間, 縦軸がその総カウント数である.



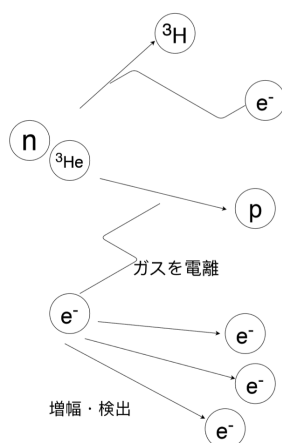
^3He を封入した比例計数管の検出原理

一般的に比例計数管は電荷をもつ粒子が内部に封入されたガスを電離させた際に生じる電子を増幅させて信号として取り出す装置である. 電離された電子 (一次電子雲) を加速させて他のガスを電離させることで二次電子雲を発生させる. この反応機構を繰り返し, 雪崩的に電子を増幅させ中心の陰極線で電流として検出する. 中心と円柱の側面には, 電子を加速させるための高電場の形成のために高電圧 (1000~1500V) が印可されている

る。今回の実験のように電荷を持たない中性子などを検出する際には、比例計数管内部のガスと入射する粒子との原子核反応を通じて生じたイオンがガスを電離させた際に生じる電子を増幅させ検出する。今回用いた比例計数管には 6atm の ^3He ガスが封入されている。式 4.3 は ^3He を封入した比例計数管内で、イオンを生じさせるために利用されている原子核反応である。



図 4.7: ^3He 比例計数管内部で起こる反応機構。



4.2.4 中性子フラックスの導出 (標的無し:バックグラウンド測定)

横軸が TOF のヒストグラムでは中性子フラックスのエネルギー分布が非常にわかりにくいため、root を用いてそのヒストグラムを横軸が中性子の運動エネルギーのヒストグラムに変換した。その際減速材から比例計数管までの核子の飛行距離は一定であることを用いて中性子の飛行速度を導出し、運動エネルギーの算出に用いた。この飛行速度の算出の妥当性は次節にて考察を述べた。今回解析で使用した中性子の運動エネルギー帯は 0eV から 7eV 程度であるため、その速さは光速に比べれば十分に遅い。そのため計算は古典的に行った。つまり古典論での運動エネルギーの表式

$$E = \frac{1}{2}mv^2 \quad (4.4)$$

を用いた。式 4.4 を用いて 1eV の中性子の速さを計算すると $v \approx 5 \times 10^{-5}c$ であるため、相対論的效果は無視できることが確認できる。ここで E は中性子の運動エネルギー、 m は中性子の質量、 v は中性子の速度である。中性子の質量は $m = 939\text{MeV}/c^2$ であり、また減速材から比例計数管までの距離を L 、飛行時間を T と置くと上式は

$$E = \frac{mL^2}{2T^2} \quad (4.5)$$

となる。TOF のヒストグラムは 1bin が $3\mu\text{sec}$ に相当するため、実際に計算を行う際には

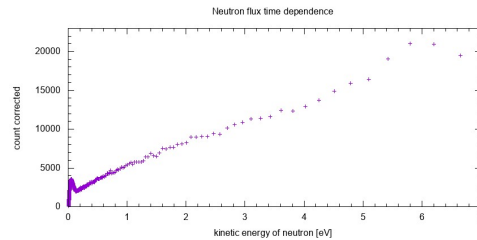
$$T = (\text{TOF ヒストグラムの bin 番号}) \times 3\mu\text{sec} \quad (4.6)$$

とした。ヒストグラムの変換の際には比例計数管の検出効率も考慮に入れた。比例計数管から出力された中性子フラックスの強さは実際のフラックスに検出効率をかけたものであり、実際の値よりも小さいはずである。そのためヒストグラムの変換の際には出力されたフラックスの強さを検出効率で割り戻した。検出効率の導出は別章参照のこと。中性子の運動エネルギーは

$$E \propto \frac{1}{(\text{TOF ヒストグラムの bin 番号})^2} \quad (4.7)$$

が成り立つため新しいヒストグラムの bin 幅を等間隔の中性子の運動エネルギーで区切ると、エネルギーの小さい領域程データ点が多くなりエネルギーが大きい領域ではデータ点は非常に少なくなる。このようにデータ

図 4.8: ^3He を封入した比例計数管から出力されたデータ。横軸が中性子の運動エネルギー [eV] であり 0eV から 7eV まで表示している。縦軸がそのカウント数。特に 0eV から 0.3eV 領域にデータ点が密集していることが分かる。



点の密度がエネルギー帯によって大きく異なるのは TOFvs カウント数のヒストグラムを生成する際に同じ時間間隔で bin 幅を決めたためであり、もちろん実際のフラックスがこのように低エネルギー領域程多く存在する離散値であることを示しているわけではない。前節でも述べたように加速器から照射される陽子ビームパルスは $60\mu\text{sec}$ の幅を持っている。そのため TOF のヒストグラムでは bin の分解能を $3\mu\text{sec}$ で設定したが、ソフトウェア上で表示された時間情報は実際に表示されている精度がある訳ではなく、時間分解能の下限はパルスの時間幅に制限されることに注意した。TOF を離散的に表現した bin の値をそのまま用いて root のヒストグラムに変換すると、エネルギー帯によっては中性子カウント数が 0 の bin を多く含んだ歯抜け型のヒストグラムになってしまう。実際の中性子フラックスのエネルギー分布はそうではない。よって TOF から中性子の運動エネルギーを計算する際に $\pm 0.5\text{bin}$ の間で TOF を一様分布させた。すべての bin に対してその bin が示すカウント数の回数分一様分布を用いて bin 番号に分布を与え、各 bin でのカウント数の回数分運動エネルギーを再計算し新しいヒストグラムに格納するのが理想的であったが PC の計算時間の制約上それはできなかった。そのため bin 番号が 1 の時に 1 カウントにつき 1 回計算し bin の番号が 1024 の時に 50 カウントにつき 1 回計算するように、二次関数的に単調に計算回数が増加するようなプログラムを用いて新しいヒストグラムを計算した。

飛行時間 (TOF) についての補足

図 4.2 を見る限りでは、TOF から中性子の飛行速度の計算式として式 (4.5) は適してないように見える。飛行時間を正しく計算するには陽子加速器から陽子フラックスが照射されてから、中性子が減速材で散乱されるまでの時間も考慮しなければならない。図 4.2 では便宜的にベリリウム標的と減速材は離して描いてあるが、実際はベリリウム標的は減速材であるポリエチレンに密接して設置されてある。考慮すべき時間は次の 4 つの時間であり、TOF はこれらの 4 つの時間の和で表される。

T_1	陽子パルス照射からベリリウム標的に入るまでに必要な時間
T_2	ベリリウム内での ${}^9\text{Be}(p, n){}^9\text{B}$ 反応に必要な時間
T_3	減速材内部で中性子が散乱され、外部に出てくるまでに必要な時間
T_4	中性子が減速材を出てから、比例計数管で検出されるまでに必要な時間

$$\text{TOF} = T_1 + T_2 + T_3 + T_4 \quad (4.8)$$

T_4 は数 eV の中性子運動エネルギーを考える限りでは数百 μsec オーダーである。 T_1 について考える。陽子パルスは加速器から数 MeV のエネルギーで照射される。中性子が減速材で散乱されてから標的に入射するエネルギーはそれに対して数 eV であるため、非相対論的に式 4.4 を用いて考える限りでは、陽子パルスの速さは最終的な中性子フラックスの 10^3 倍程度大きく、中性子パルスの移動速度は $v \approx 5 \times 10^{-2}c$ である。そのため相対論的効果は無視できるほど小さいと考えた。ゆえに T_4 に対して T_1 は無視できる。 T_2 について考える。ベリリウム内で起こる ${}^9\text{Be}(p, n){}^9\text{B}$ 反応は強い相互作用によっておこるため、その時間スケールは $10^{-16}\mu\text{sec}$ 程度である。そのため T_2 も T_4 に対して無視することができる。 T_3 について考える。ベリリウム標的で (p, n) 反応をして生じた熱外中性子は減速材であるポリエチレンに入射して減速・散乱されるがその反応も強い相互作用によって引き起こされるため反応自体にかかる時間は無視できる。また減速材中で弾性散乱した中性子が減速材の中でどれ程の時間滞在するかについては検討の余地があるが、少なくとも減速材内部での中性子の速さは最終的に得られた結果よりも大きいはずである。しかも今回の実験では、中性子 TOF の不定性がパルスの幅 $60\mu\text{sec}$ 存在している。そのため、各中性子の運動エネルギーを正確に知ることが難しく、減速材内部での弾性散乱に必要な時間を結果に反映することは非常に難しい。そのためここでは T_3 は T_4 に大きく寄与はしないという仮定を置いた。最終的な結果においては、シミュレーションを用いて中性子の運動エネルギーの代表値を算出する際にはここでは考慮しなかった減速材内部での弾性散乱の TOF に対する影響を考慮した。以上より

$$\text{TOF} \approx T_4 \quad (4.9)$$

が成り立つ。

4.2.5 中性子フラックスの導出 (標的あり:本実験)

節 4.2.4 では尿素標的を置いていない状態でのバックグラウンド計測での中性子フラックスを求めた。尿素標的を設置して行った本実験でも同様の操作で中性子フラックスを導出するのが理想的であったが、尿素による中性子フラックスの吸収と散乱の影響が非常に大きかったため、 ${}^3\text{He}$ を封入した比例計数管では標的に入射した中性子フラックスを十分な精度で測定することができなかった。リチウムシンチレータは尿素標的より手前に設置されていたため、シンチレータで計測されたフラックス強度は尿素標的の有無に影響を受けない。本実験の解析でも 5 か所分の比例計数管のヒストグラムが必要だが、上で述べたように本実験では比例計数管が実質使用できなかった。そのためバックグラウンド測定から本実験のフラックスを推定した。具体的には中性子フラックスのエネルギースペクトルが時間によって大きく変化しないと仮定し、バックグラウンド実験と本実験でのリチウムシンチレータの総カウント数の比をバックグラウンド実験で得られた比例計数管のヒストグラムに掛け、また本実験とバックグラウンド測定の間時間の比を掛けることで本実験において比例計数管から出力されるヒストグラムを推定した。

図 4.9: TOF のヒストグラムから算出した ^3He を封入した比例計数管でのヒストグラムの例. 横軸は中性子の運動エネルギー. 縦軸はそのカウント数.bin の数は 4000, 横軸の下限は 0eV, 上限は 7eV に設定した.

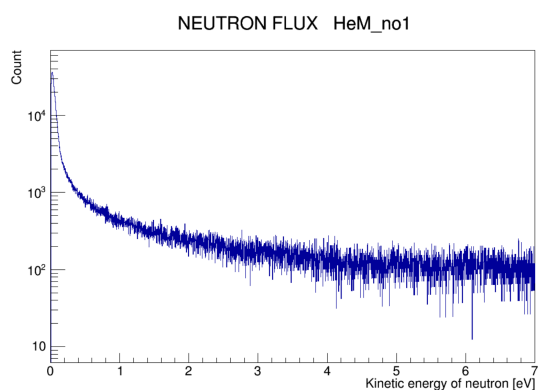


図 4.10: TOF のヒストグラムから算出したリチウムシンチレータでのヒストグラムの例. 横軸は中性子の運動エネルギー. 縦軸はそのカウント数.bin の数は 4000, 横軸の下限は 0eV, 上限は 7eV に設定した. 高エネルギー領域での検出効率の推定値の精度がよくないため, 3eV 以上でのカウント数が 0 に近い値となっている.

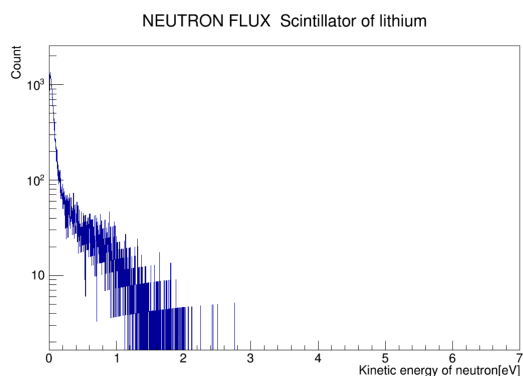
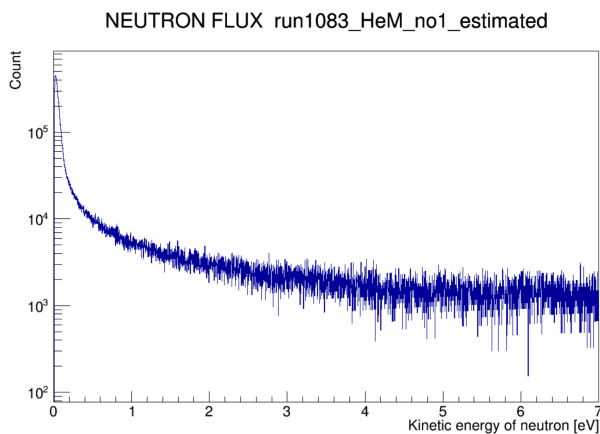


図 4.11: 計算で求めた, 尿素標的を置いて行った本実験中での ^3He を封入した比例計数管から得られたヒストグラムの例. 横軸は中性子の運動エネルギー. 縦軸はそのカウント数.bin の数は 4000, 横軸の下限は 0eV, 縦軸の上限は 7eV に設定した.



4.2.6 中性子フラックス校正 (ボロンゴム)

実験終了後の撤収中に, 中性子フラックスを絞るために標的の入り口上部に貼り付けていたボロンゴムが剥がれて標的に入射していたフラックスを遮蔽していたことを発見した. ボロンゴムは中性子フラックスを遮蔽するのに非常に優れているため, 遮蔽材として用いられている. ここではボロンゴムによる遮蔽が中性子フラックスに対して及ぼした影響についてを考察する. 図 4.12 のように剥がれかけたボロンゴムが中性子フラックスを途中で遮蔽していた. daq での解析から, ボロンゴムが剥がれたタイミングを推測することが出来た. 比較できるように単位時間で規格化された 5MeV 以上の γ 線の数, そのタイミングの前後で 9.00% 減ってい

図 4.12: フラックスの入り口を邪魔するボロンゴム. 写真手前側から中性子フラックスが入射し, 穴の中にある尿素標的によって散乱が起る.



たためである. 他のビーム時間に対しての比較でもこれ程大きな γ 線の数の変化はなかったためボロンゴムが剥がれたのはこのタイミングであったと考えた. 図 4.14 を用いて計算すると標的全体の面積が 10000mm^2 で

図 4.13: ボロンゴムとフラックスの通渠道の図.

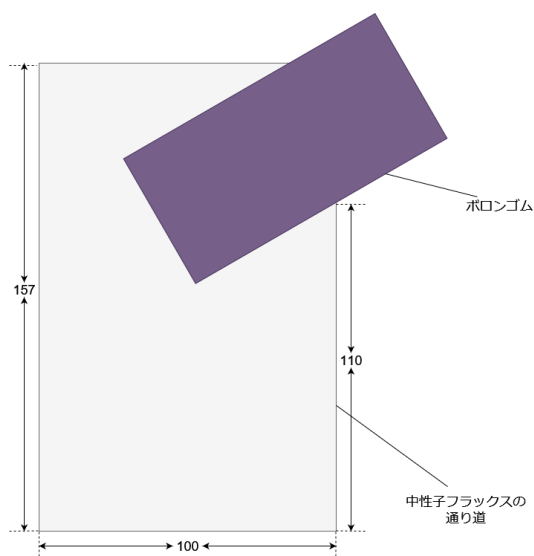
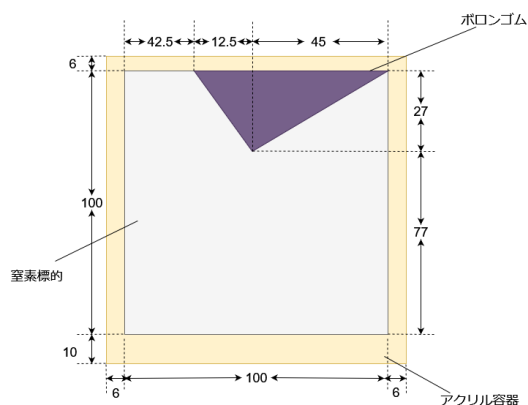


図 4.14: 尿素標的とボロンゴムの図. 標的の右側上部をボロンゴムが覆っていることが分かる.



あり, そのうちボロンゴムが覆う面積が 776.25mm^2 であるから, 中性子フラックスがボロンゴムを通過せずに標的に到達できる領域は 7.76% 減っていたことになる. この二つの数字がかなり近い数字を示していることから, 結果的に今回取り扱った熱外中性子はボロンゴムをほとんど通過しなかったと結論付けた.

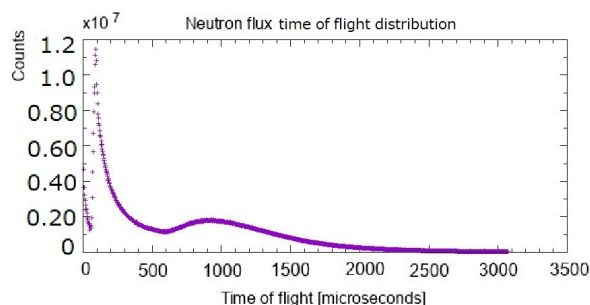
4.2.7 入射中性子数

式 4.10 に代入する入射中性子数を算出する. 前々節 4.2.5 で求めたヒストグラムは物理的な考察には適しているが, パルス幅の不定性などが分かりにくく入射中性子数の算出には適していない. そこで図 4.15 を出力す

るようなデータファイルを準備した。運動エネルギーが 1eV の中性子の TOF は $233.3\mu\text{sec}$ であるから、そのパルス幅 $60\mu\text{sec}$ の中心に合わせるように図 4.15 を $234\mu\text{sec}$ から $294\mu\text{sec}$ までを積分し、入射中性子数とした。この計算では入射中性子数を $60\mu\text{sec}$ 相当多くカウントしているため、式 4.10 の検出した (n, γ) 反応の数の数をカウントする際にも $60\mu\text{sec}$ 分数えた。つまり、入射中性子数は次のように計算した。

$$\begin{aligned} (\text{入射中性子数}) &= \int_{234\mu\text{sec}}^{294\mu\text{sec}} dt \text{NeutronCounts}(t) \\ &= (4.140 \pm 0.005) \times 10^7 \text{ 個} \end{aligned}$$

図 4.15: 横軸が TOF, 縦軸が検出効率も考慮したカウント数。尿素標的を置いて行った 7 時間分の本実験のすべての和を出力してある。



4.3 検出した γ の数

DAQ のデータを解析して、本実験によって発生した γ 線の数を見積もった。

4.3.1 入射中性子のエネルギー

前節で考えたように、入射中性子の運動エネルギーは一定ではなく、数 eV から熱中性子領域ぐらいまでの幅を持っている。そのため、中性子の TOF を用いて入射中性子のエネルギーが 1eV 付近となるような領域を切り出す。

標的前面で中性子のエネルギーが 1eV 付近となるのは、TOF が $204\mu\text{s}$ から $264\mu\text{s}$ の間であるときである。中性子が標的に入ってから (n, γ) 反応が起こるまでの時間が TOF に比べて十分に短く無視できるとして、DAQ のデータを TOF が $204\mu\text{s}$ から $264\mu\text{s}$ の範囲で切り出す。

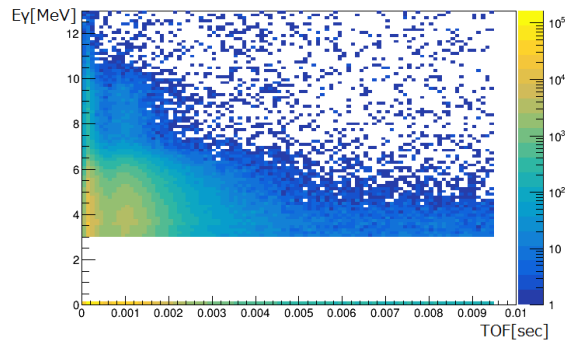


図 4.16: 中性子の TOF (横軸) と γ 線のエネルギー (縦軸) の相関.

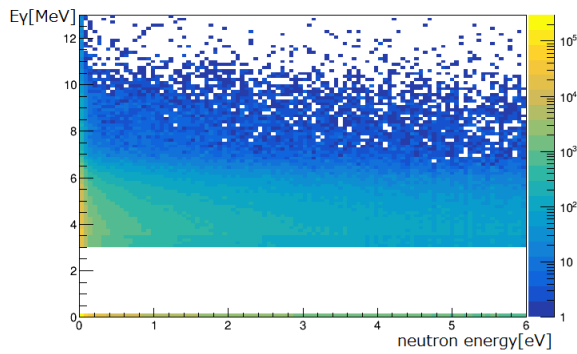


図 4.17: 標的入射時の中性子エネルギー (横軸) と γ 線のエネルギー (縦軸) の相関.

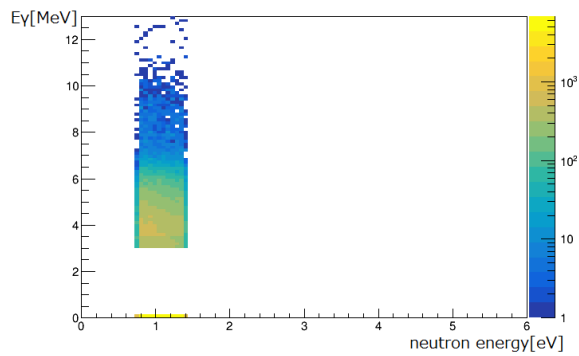


図 4.18: 図 4.17 から 1eV 付近の領域を抜き出したもの.

陽子加速器から照射されるパルスに $60\mu\text{s}$ の幅があるため、1eV 付近とみられる中性子も $60\mu\text{s}$ の幅を持って存在する (図 4.18 参照). 今回の解析ではこの範囲のデータを用いる.

4.3.2 実験室由来 BG の除去

実験は、尿素を詰めた標的を置いた場合 (本測定) と、空箱を置いた場合 (BG 測定) の 2 通り行った. BG 測定を適切な規格化をして本測定から引くことで、実験室及び箱由来の BG を除くことができる. 図 4.19, 4.20,

4.21 は実際に取得したデータである.

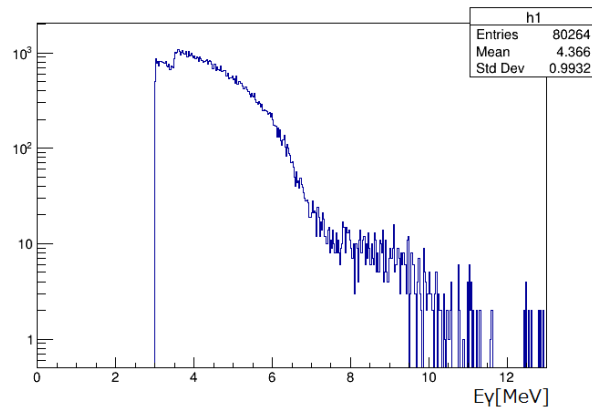


図 4.19: 本測定. 横軸は計測した γ 線のエネルギーである. ディスクリミネータのスレッシュホールドの影響を見ないようにするために, 3MeV 付近で人為的なカットを入れている. また ADC チャンネルの制約のため, 横軸の 13MeV 以上の範囲は表示していない.

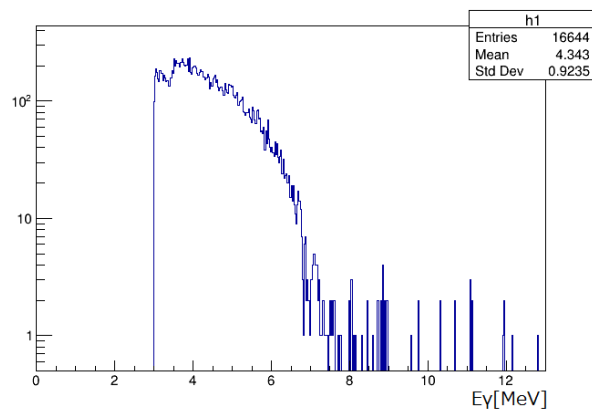


図 4.20: BG 測定.

なお規格化定数は, 計測中に入ってきた中性子の総数と, トリガーレイトを用いて決定した. 表 4.1 に具体的な数値をまとめる.

表 4.1: 規格化定数を求めるために用いた数値.

run	トリガーレイト	入射中性子数	規格化定数
本測定	1.032 ± 0.001	$(7.1513 \pm 0.0003) \times 10^8$	-
BG 測定	1.000 ± 0.002	$(4.4353 \pm 0.0002) \times 10^8$	1.664 ± 0.003

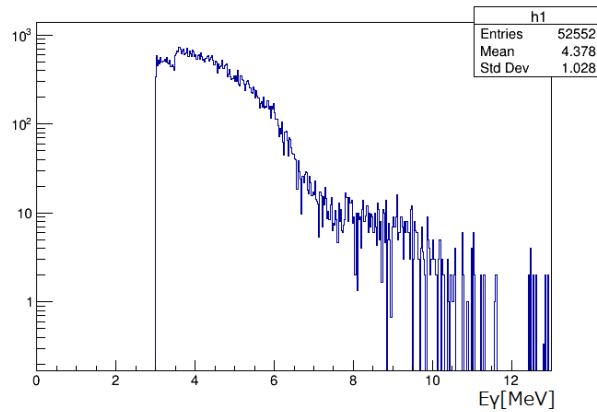


図 4.21: 本測定の実データ (図 4.19) から規格化した BG 測定の実データ (図 4.20) を引いたもの。

4.3.3 尿素由来 BG の除去

尿素中には N 以外にも C, H, O が存在するため、これらから出る γ を考慮する必要がある。これらから出る γ は最大でも 4.95MeV である一方, N から出る γ は最大で 10.8MeV である。よってここでは 4.95MeV 以上の γ は N 由来とみて、その領域のみを解析に用いる。

測定に用いた NaI のエネルギー分解能によって、4.95MeV の γ は測定データ上ではある広がりを持つ。そのため 2.2 節で求めたエネルギー分解能を用いて Geant4 でシミュレーションを行い、4.95MeV の γ が実際の NaI でどんな挙動をするか調べる。

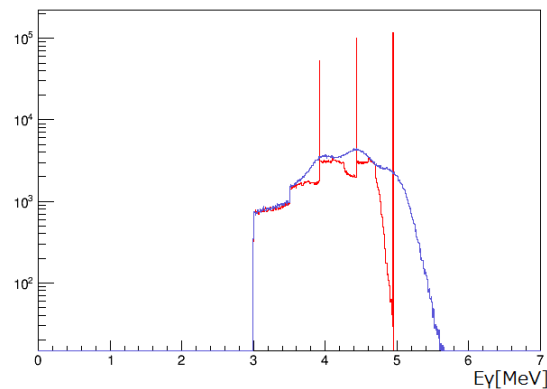


図 4.22: Geant4 によるシミュレーション結果。赤が NaI のエネルギー分解能を考慮する前、青が後のヒストグラムである。

図 4.22 より、4.95MeV の γ を打ったとき、データ上では最大 5.7MeV まで広がってしまうことが読み取れる。

シミュレーションでは 10^7 発の γ を打った。これは統計量として十分に多いとみなして、5.7MeV 以下の γ をカットすると BG (N 以外由来の γ) を切り取ることができるとした。これより、図 4.21 を 5.7MeV から 13MeV の領域で積分しトリガーレイトをかけることで、本実験で計測した γ の数を求めることができる。

以上より求めた γ の計測数を表 4.2 にまとめる. また参考値として, 本測定, BG 測定それぞれの統計数も掲載する.

表 4.2: 今回の実験で計測した γ の数. 値はすべて γ のエネルギーが 5.7MeV から 13MeV の領域を積分したものである.

本測定	7308 ± 85
BG 測定	1464 ± 38
BG 測定規格化	2437 ± 64
本測定 - BG 測定	4871 ± 107
(本測定 - BG 測定) \times トリガーレイト	105568 ± 2315

4.4 NaI シンチレータの検出効率

断面積を求めるには, 例えば発生した γ に対して NaI が覆う立体角や, NaI と γ 線の相互作用などを考慮しなければならない. そこで以下のように Geant4 でシミュレーションを行い, NaI シンチレータの検出効率を求めた.

- Geant4 上で物質 NaI を定義し, 実験時と同じように配置する
- γ 線を標的前面 1.15cm で一様, 当方に発生させる (1.15cm は 1eV 中性子の尿素内平均自由行程)
- 発生させる γ 線のエネルギーは, 既存の論文^{*1}を参照に (n, γ) 反応が起こった際に出るものを設定
- 10^7 回 (n, γ) 反応が起こったとしたときに出る γ 線を打ち出し, NaI 中で落としたエネルギーを記録
- γ のエネルギーが 5.7MeV 以上のものの個数を数え上げ, 10^7 で割ったものを検出効率とする

シミュレーションのようすを図 4.23 に, シミュレーション結果を図 4.24 に示す.

^{*1} PHYSICAL REVIEW C 93, 054306 (2016) ,Thermal neutron radiative cross sections for 6,7Li, 9Be, 10,11B, 12,13C, and 14,15N ,R. B. Firestone¹ and Zs. Revay^{2,3}.

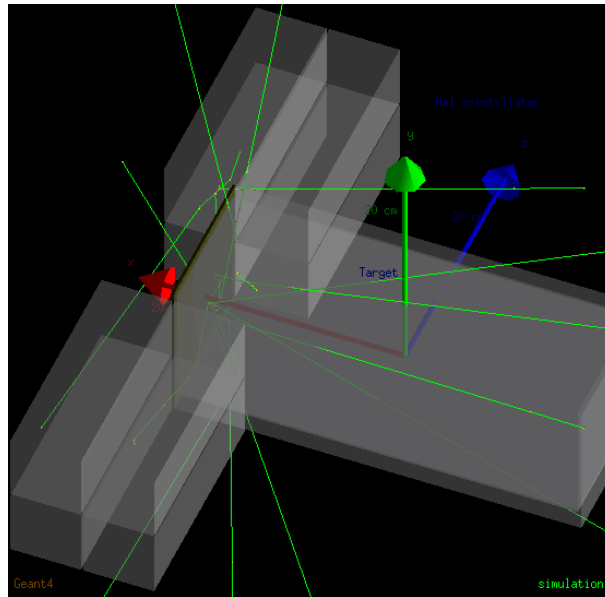


図 4.23: Geant4 でのシミュレーションのようす. 緑線が γ 線.

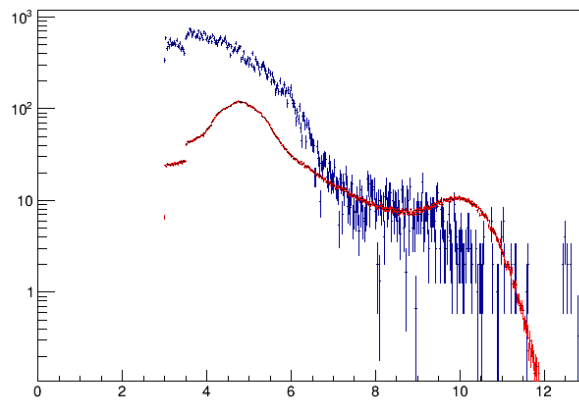


図 4.24: Geant4 のシミュレーション結果と図 4.21 を重ねたもの. 赤が Geant4 シミュレーションである. 5.7MeV 以上の領域は統計数も少なく, シミュレーションと本実験の形の一致を見ることは難しい.

シミュレーション結果 (図 4.24 の赤線) を 5.7MeV 以上で足しあげると 308001 個であった. よって検出効率は $(3.08 \pm 0.06) \times 10^{-2}$ と求まる.

4.5 解析結果

表 4.3 に解析の結果をまとめる.

$$\sigma(n, \gamma) = \frac{\text{検出した } (n, \gamma) \text{ 反応の数}}{(\text{入射中性子数}) \times (\text{窒素の面数密度}) \times (\text{シンチレータの検出効率})} \quad (4.10)$$

表 4.3: 断面積を求めるために必要な値 (実験値) .

入射中性子数	$(4.140 \pm 0.005) \times 10^7$
検出した (n, γ) 反応の数	$(1.05568 \pm 0.02315) \times 10^5$
シンチレータの検出効率	$(3.08 \pm 0.06) \times 10^{-2}$
窒素の面数密度	$(1.8245 \pm 0.0008) \times 10^{22}$

表 4.3 の値を式 4.10 に用いて, 断面積は

$$\sigma(n, \gamma) = (4.5 \pm 0.1) \times 10^3 [\text{mbarn}] \quad (4.11)$$

と求めることができる.

既存の断面積のグラフにこの点を打つと, 図 4.25 のようになる. これは理論予想の直線からは大きく外れるものとなった.

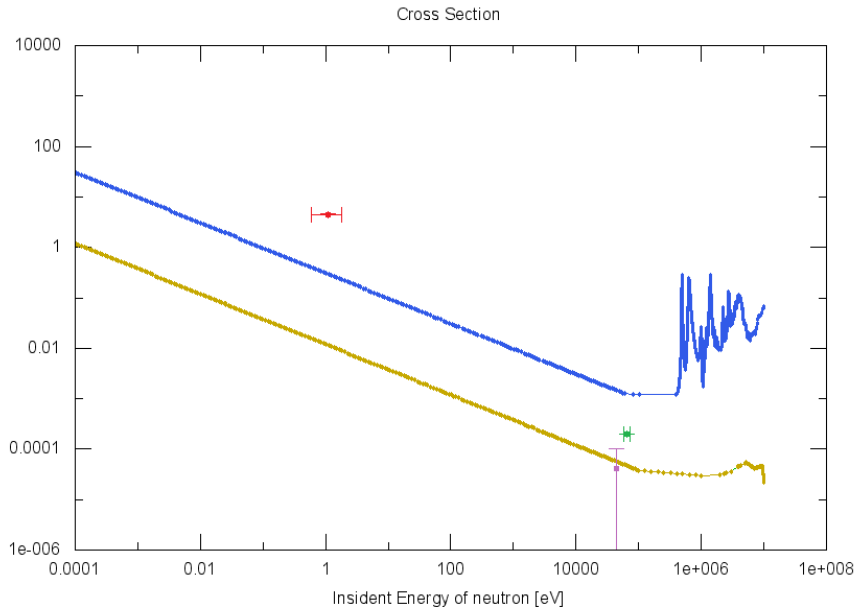


図 4.25: 今回測定した断面積を赤でプロット. 黄線は (n, γ) 反応断面積の理論予想である.

4.6 TOF 較正

前節では, 入射中性子のエネルギーを TOF を用いて式 (4.5) から求めている. 但し, この TOF は陽子加速器から陽子が出始めるタイミングを $T = 0$ としたものである. 実際は $\text{Be}(p, n)$ 反応で中性子が出来る時間と, ポリエチレンの減速材中で減速され, 減速材を出るまでの時間を考慮しなくてはならない. 現在は,

$$\begin{aligned} T(\text{現在の TOF}) = & t_1(\text{陽子が打ち出されてから中性子が } (p, n) \text{ 反応で生成されるまでの時間}) \\ & + t_2(\text{中性子が減速材に入ってから出るまでの時間}) \\ & + t_3(\text{減速材を出てから He 管に入るまでの時間} = \text{真の TOF}) \end{aligned} \quad (4.12)$$

のうち $t_1 = t_2 = 0$ と扱われている。つまり、実験で得られる T と真の TOF である t_3 を $T = t_3$ としている。この妥当性を検証する。また、電気信号の伝播時間は 10 nsec オーダーで、 μsec オーダーでは無視できる。

4.6.1 t_1 :陽子飛行時間

陽子が加速器内を飛行し、Be target に当たるまでの時間を検証する。加速器は 3.5 MeV の陽子を照射している。簡単の為、非相対論でこの時間 t を計算すると、

$$t = L \sqrt{\frac{m_p}{2K_p}}$$

L : 飛行距離 K_p (陽子運動エネルギー) = 3.5 [MeV] m_p : 陽子質量

陽子加速器のどの位置から陽子が照射されるかは不明だが、十分長く $L = 2$ [m] としても、 $t \sim 80$ [nsec] であり、He 管 TDC の時間分解能 3 μsec に比べて無視できる。

4.6.2 t_1 :Be(p,n) 反応

陽子は厚さ 50 μm の Be target で (p,n) 反応する。その結果中性子が生成される。この反応は強い相互作用によるものである。強い相互作用の典型的時間スケールは 10^{-23} sec であり、He 管 TDC の時間分解能 3 μsec に比べて十分に短い。その為、(p,n) 反応に要する時間は無視してよい。

以上より $t_1 \sim O(10)$ nsec であり、本実験において $t_1 = 0$ とすることは妥当である。

4.6.3 t_2 :中性子減速時間

(p,n) 反応により生成された中性子は、ポリエチレンの減速材中で弾性散乱を繰り返し減速する。1 度の弾性散乱による運動エネルギー変化は式 (7.13) で表される。ポリエチレン $(\text{C}_2\text{H}_4)_n$ 中には ^{12}C , ^1H が存在し、それぞれの原子核と弾性散乱を行う。

この減速過程をモンテカルロシミュレーションによって再現を試みた。置いた仮定は以下のようである。

1. 先述のように $t_1 = 0$ とし、3.5 MeV の陽子の (p,n) 反応により中性子が生成される。
2. 減速材中で、完全に静止した (絶対零度下の) ^1H , ^{12}C 原子核と弾性散乱により、減速する。
3. 減速材を出た中性子はいかなる反応もせず、飛行し続ける。

?? はそのシミュレート結果である。入射中性子エネルギー $E = 1$ [eV] では式 (4.5) より $t_3 = 233.5$ [μsec] となることより、 $E = 1$ [eV] 以上の範囲ではよい一致が見られる。シミュレーションでは式 (4.12) の T を知ることができる。ここから t_2 が評価できる。実験結果の TDC = 900 [μsec] 付近のピークは熱領域である。この領域は減速材の熱運動を取り入れることで再現できると考えられる。

4.6.4 中性子エネルギー分布

先に述べたように、我々の実験で扱う 1eV 付近の入射中性子はシミュレーションで再現できたとして以降は議論を進める。我々がとった daq のデータタイミングに対応する中性子の入射エネルギーを見積もる。

前節で述べた方法で中性子のエネルギーを求める時、以下の問題が生じる。

1. 減速材中で中性子が減速される時間が考慮されていない。

HeMcount:time_simulate

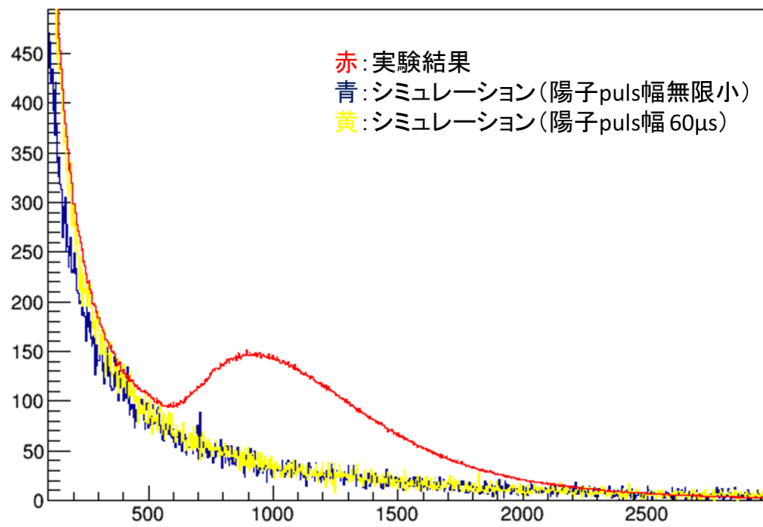


図 4.26: He 比例計数管に入射した中性子数 vsTOF のヒストグラム. 赤は解析の章で述べた方法で算出した実験結果. 青は陽子 puls 幅が無限小であるとした時のシミュレーション結果. ヒストグラムは $200\mu\text{sec}$ の count でそろっように等倍されてある. 黄は陽子 puls に $60\mu\text{sec}$ の幅があるとした時のシミュレーション結果. 熱外領域での一致が見られる.

2. 加速器陽子 puls が $60\mu\text{sec}$ の幅を持つので, あるタイミングに標的に入射した中性子の中でも, その不定性が生じ, さらにその個数分布はわからない.

1. については第 4.6.3 節で触れたように解決できた. 2. については, simulation が正しいという仮定を置けば求めることが出来る. データをとったタイミングでの中性子の入射エネルギー分布は図?? の赤のヒストグラムのようなになる. 分布が非対称であるのは, エネルギーが飛行時間の 2 乗に反比例し, 加速器の陽子 puls により生成される中性子の割合がが puls 幅の時間で一定であることによる.

この分布より入射中性子のエネルギーは

$$1.1^{+0.8}_{-0.5} \text{ eV} \tag{4.13}$$

となる. ただし, 平均値を代表値にとり, 誤差範囲は最小値から最大値とした.

以上より, 解析結果は図??のようになり, 理論値より 3 桁程度大きくなった.

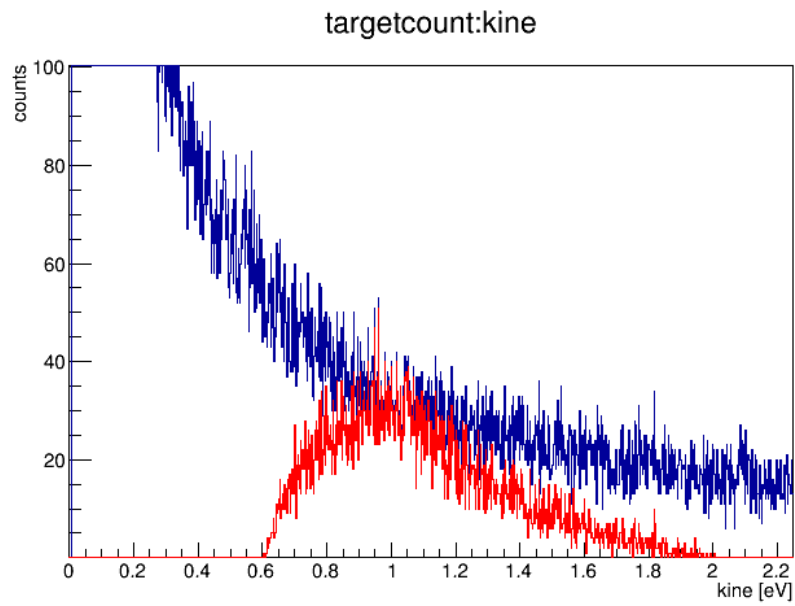


図 4.27: 入射中性子運動エネルギーのシミュレーション結果. 青は全てのタイミング, 赤はデータをとったタイミングのヒストグラムである.

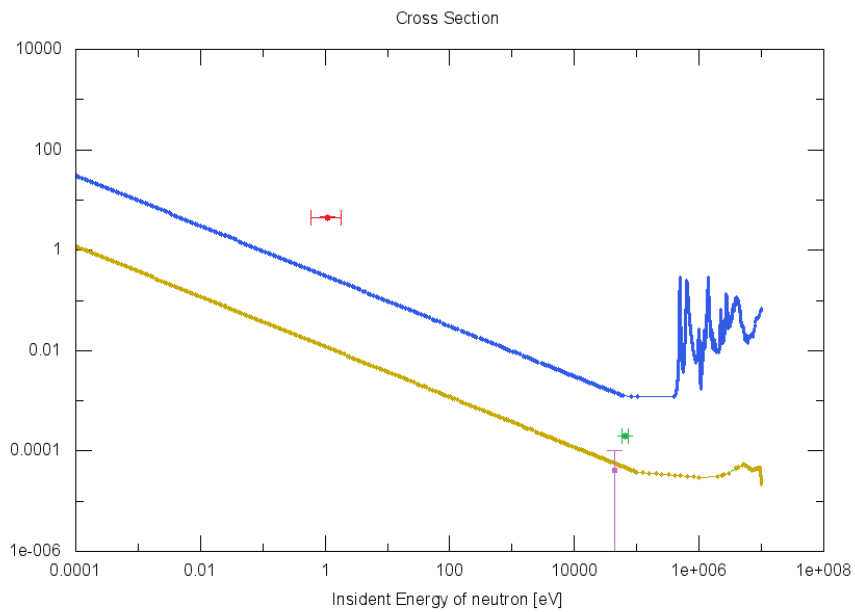


図 4.28: 解析結果の plot(赤の点)

第 5 章

考察

5.1 薄膜仮定の妥当性

解析の章で述べたように、現在の解析法は以下の仮定の下で行ったものである。

薄膜仮定

入射された中性子は尿素標的の平均自由行程である $\lambda = 1.15 \text{ cm}$ の範囲のみで一様に (n, γ) 反応をする。それより深い位置では反応は起こらない。

この仮定は実際に起こり得る以下の点を考慮していない。

1. 中性子が弾性散乱をしてから非弾性散乱する
2. 標的中のより深くで (n, γ) がおきる

以下では、この仮定の妥当性を評価する。

5.1.1 尿素標的中 弾性散乱 vs 非弾性散乱

1. の寄与を考慮するために、尿素標的中の弾性散乱と非弾性散乱の確率比を算出する。尿素標的中には ^1H , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O が存在する。図??~??はそれぞれの原子核の弾性散乱, (n, γ) 反応の中性子エネルギー 1 eV 付近での断面積である。[5] ^{14}N については (n, p) 反応も記載している。 ^{12}C , ^{16}O は (n, p) 反応は中性子エネルギーが 10 MeV 以上の範囲でしか起こらない。 $^{14}\text{N}(n, \gamma)$ については introduction で述べたように $1/v$ 則による推定値である。

図に示されるように、断面積は弾性散乱の方が (n, γ) や (n, p) よりおよそ 2 桁大きい。その為、尿素標的内では (n, γ) , (n, p) などの非弾性散乱より弾性散乱の方が起こりやすい。1. の寄与は無視できない。

5.1.2 弾性散乱の寄与

解析では, daq データをとるタイミングに入射した中性子のみが反応に関わるとした。しかし、先に述べたように弾性散乱は無視できない。これにより、データタイミング以前に入射した中性子が標的内で弾性散乱を繰り返す、データタイミングに (n, γ) 反応をする可能性がある。その寄与を議論する。

中性子が原子核と弾性散乱すると式 (7.13) に従って運動エネルギーが変化する。

弾性散乱を繰り返すことで、中性子は尿素標的の内を進み続ける。もし、標的を出る前に (n, γ) や (n, p) 反応が

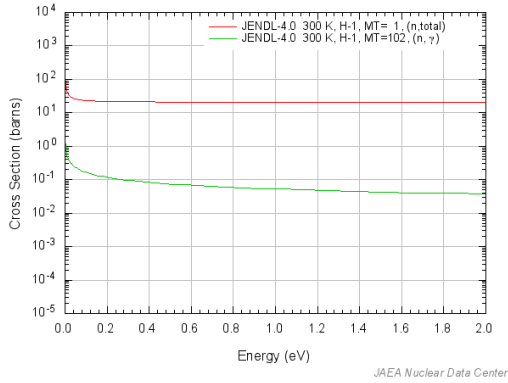


図 5.1: ^1H の弾性散乱, (n,γ) の断面積

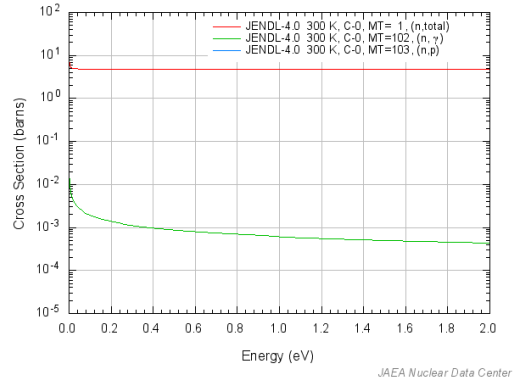


図 5.2: ^{12}C の弾性散乱, (n,γ) , (n,p) の断面積

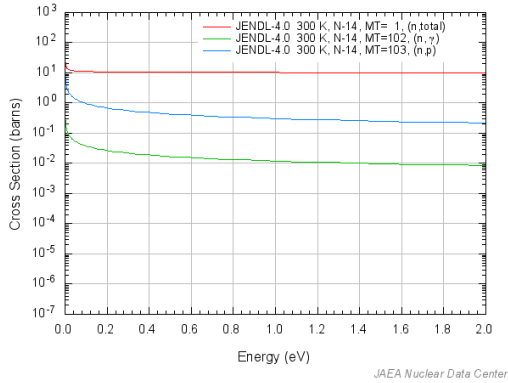


図 5.3: ^{14}N の弾性散乱, (n,γ) , (n,p) の断面積

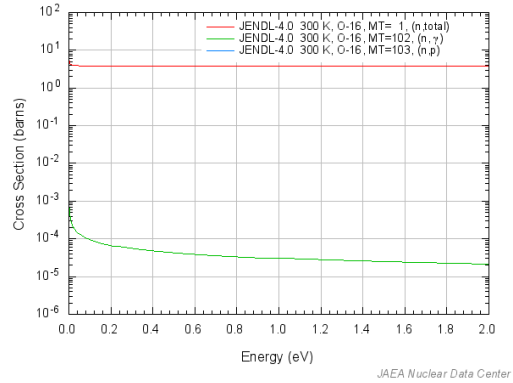


図 5.4: ^{16}O の弾性散乱, (n,γ) , (n,p) の断面積

起これば、反応点より二次粒子が放出される。我々はこのうち γ 線を観測した。

弾性散乱の回数が増えるほど中性子の速さは遅くなり、次の散乱までに要する時間は長くなることが考えられる。しかしながら、弾性散乱回数が増えるほど、飛行距離が長くなるため、非弾性散乱をする前に標的を出る可能性が高くなる。その確率は中性子の入射位置によって変わる為、解析計算を行うのは難しい。

5.2 Toy Model

先に述べたように、本実験の現象を解析的に解くのは困難である。そこで、以下の仮定を置きモデル計算を行う。

Toy Model

1. 尿素標的を無限に大きいとする (捕獲される前に尿素標的を出ることはない).
2. 平均自由行程である 1.15 cm だけ進むと散乱する.
3. 散乱比は中性子エネルギーに依存しないとし, 1eV 付近のものを以下のように採用する.
(弾性散乱) : (非弾性散乱) = 98 : 2
4. 弾性散乱時にそれぞれの原子核と以下の確率で散乱する.
H : C : N : O = 73.4 : 4.6 : 18.3 : 3.7
5. 1 回弾性するたびに減少するエネルギーを重心系の散乱角について平均化する.
6. 非弾性散乱時に $^{14}\text{N}(n, \gamma)$ 反応が起こるのは 1.6%
7. 図 (Takaflux) にあるように, ある飛行時間以下の中性子 count は求まっていない為, 標的までの飛行時間が $82\mu\text{sec}$ 以上の中性子のみ限定し, それ以前のは寄与しない.
8. あるタイミングで標的表面に入射した中性子の個数は, 第 (高浦君の節) 節で述べたものを用い, そのタイミングの入射中性子は全て, 式 (4.13) に表される平均値をとっている.

このモデルでは, 弾性散乱による寄与は次のように計算できる.

標的に入射する際の中性子の運動エネルギーは, 非相対論で扱えるほど小さい. その為, 1 度の弾性散乱で平均して運動エネルギーが r 倍されるとする. 式 (7.13) より H は 0.5 倍, C は 0.86 倍, N は 0.88 倍, O は 0.89 倍される. 1 回あたり平均 r 倍されるとすると

$$r = 0.5^{73.4/100} \times 0.86^{4.6/100} \times 0.88^{18.3/100} \times 0.89^{3.7/100} = 0.58$$

となる. 尿素標的に K_0 で入射した中性子の n 回散乱後の運動エネルギー K_n は

$$K_n = K_0 r^n \quad (5.1)$$

となり, この時の速さ v_n は中性子質量 m_n を用いて

$$v_n = \sqrt{\frac{2K_n}{m_n}} = A\sqrt{K_0 r^{n/2}} \quad (5.2)$$

$$\left(A = \sqrt{\frac{2}{m_n}} \right)$$

と表せる. n 回目の弾性散乱から $n+1$ 回目の弾性散乱までにかかる時間を t_n とすると, Toy Model では平均自由行程 $\lambda = 1.15$ cm 飛行するごとに 1 度散乱するので,

$$t_n = \frac{\lambda}{v_n} = \frac{\lambda}{A\sqrt{K_0}} r^{-n/2} = \frac{C}{\sqrt{K_0}} r'^n \quad (5.3)$$

$$\left(r' = \frac{1}{\sqrt{r}}, C = \frac{\lambda}{A} \right)$$

と表され, 入射してから $n+1$ 回目の散乱までにかかる時間 T_n は

$$T_n = \sum_{k=0}^n t_k = \frac{C}{\sqrt{K_0}} \sum_{k=0}^n r'^k = \frac{C}{\sqrt{K_0}} \frac{1 - r'^{n+1}}{1 - r'} \quad (5.4)$$

と表せる. これを n について逆解きすることで

$$n(T_n) = \frac{\ln \left[1 - \frac{\sqrt{K_0}}{C} (1 - r') T_n \right]}{\ln r'} - 1 \quad (5.5)$$

となり, 入射エネルギー K_0 の中性子が尿素標的内で時間 T_n の間に弾性散乱する回数が式 (5.5) で表せる.

解析段階で, ある時刻 t に入射した中性子の平均入射エネルギー $K_0(t)$ と入射数 $N(t)$ はわかっている. データタイミングが時刻 $t_1 \sim t_2$ であったとすれば, 時刻 t に入射した中性子は尿素標的内に入射してから $t_2 - t \sim t_1 - t$ の間に非弾性散乱すれば, 我々のデータに影響を及ぼす. この間に非弾性散乱する中性子は $n_1 \sim n_2$ 回弾性散乱した後に非弾性散乱したものである. この回数は式 (5.5) を用いて以下のように計算できる.

$$n_1 = n(t_1 - t) \quad n_2 = n(t_2 - t) \quad (5.6)$$

また, 時刻 t に入射した中性子が n 回弾性散乱した後, 非弾性散乱する確率 $P(n)$ は

$$P(n) = \frac{2}{100} \left(\frac{98}{100} \right)^n \quad (5.7)$$

である.

よって時刻 t に入射した $N(t)$ 個の中性子のうちデータタイミングで非弾性散乱し, かつ $^{14}\text{N}(n, \gamma)$ 反応をする個数 $N_\gamma(t)$ は,

$$N_\gamma(t) = N(t) \sum_{n=n_1}^{n_2} P(n) \times \frac{1.6}{100} \quad (5.8)$$

個である. 図?? は上記のように計算した, 本モデルでのある時刻 t で入射した中性子に対する, 式 (5.8) で表さ

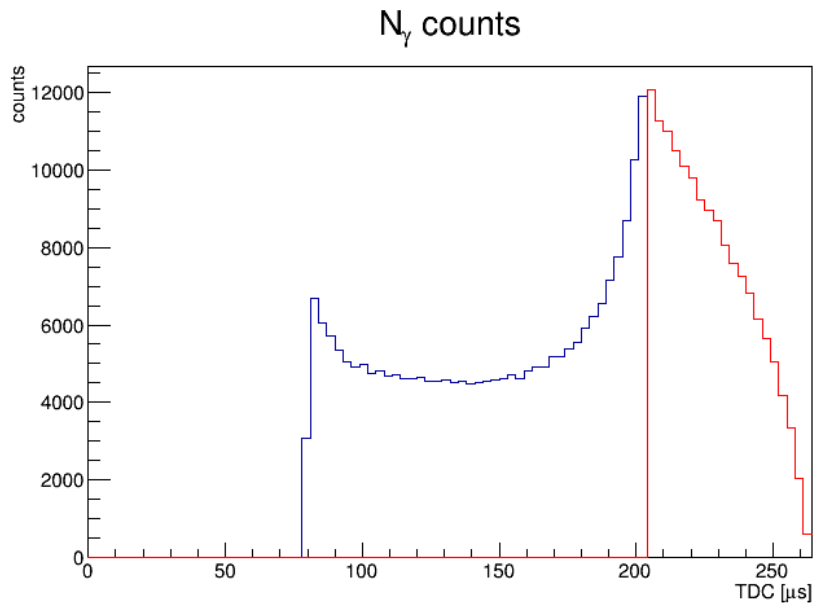


図 5.5: daq のデータタイミング (TDC) に対する $N_\gamma(t)$ counts. 青は Toy Model で寄与している中性子全体であり, 赤は解析段階で (n, γ) 反応を起こすと想定していた中性子 (データタイミングと同時に入射した中性子). Toy Model では, 想定していた中性子以外にも多くの中性子が (n, γ) 反応をしていたと考えられる.

れる $N_\gamma(t)$ である. 観測した $^{14}\text{N}(n, \gamma)$ の γ は解析段階ではデータタイミングと同時に入射した中性子のみ由来すると考えていたが, Toy Model では, 標的内で中性子が留まる効果を考慮した為, それ以前に入射した中性子もデータタイミング中に $^{14}\text{N}(n, \gamma)$ 反応を引き起こしている. これより, 断面積を算出する際の入射中性子

項を補正する必要がある。 $^{14}\text{N}(n,\gamma)$ の断面積がエネルギーに依存しない為、入射中性子数を

$$\frac{\text{赤のヒストグラムの面積}}{\text{青のヒストグラムの面積}} = (3.92 \pm 0.02) \times 10^{-1} \quad (5.9)$$

倍する。

また、これらの中性子の (n,γ) 反応時のエネルギーは式 (5.1) を用いて計算でき、図?? のようになる。尿素標的内で弾性散乱を繰り返すことで、低エネルギー側に偏っていることが見て取れる。このエネルギーは

$$0.0096^{+1.4565}_{-0.0092} \text{ eV} \quad (5.10)$$

となった。但し、中央値を代表値とし、範囲は現在の計算での最大値から最小値をとった。

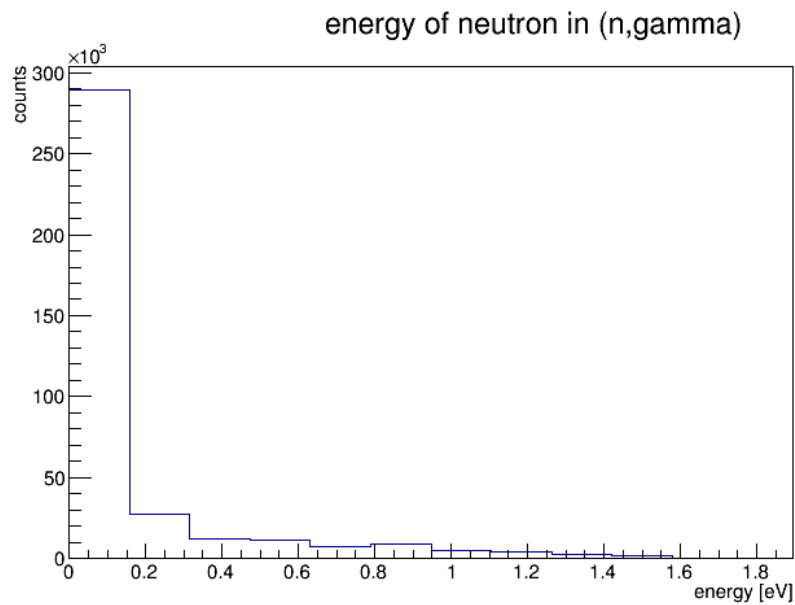


図 5.6: Toy Model での、データタイミングで (n,γ) 反応した中性子のエネルギー

以上より, Toy Model では断面積に式 (5.9) の補正, 中性子エネルギーは式 (??) を用いて, 図?? に点が打てる。

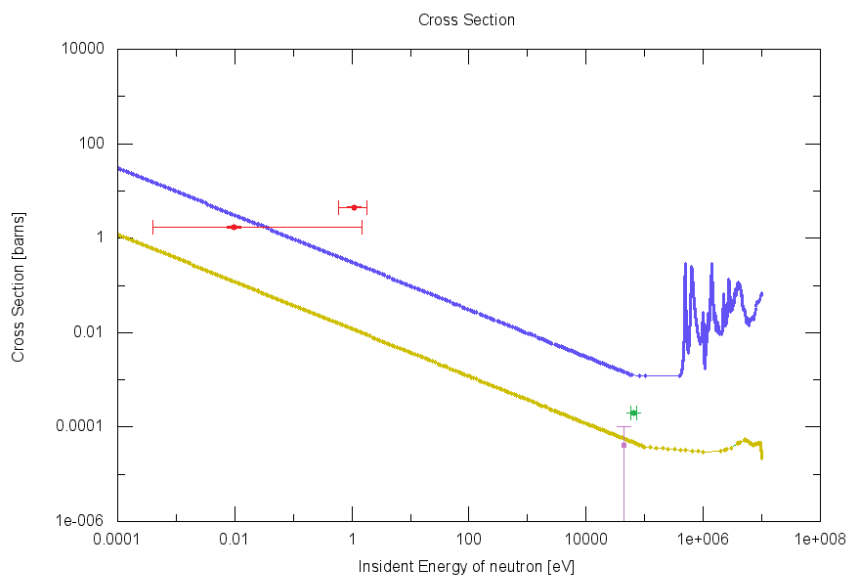


図 5.7: 薄膜仮定と Toy Model.2 点のうち, 断面積が大きい方が薄膜仮定, 小さい方が Toy Model での解析結果である.

第6章

まとめ・謝辞

6.1 まとめ

中性子エネルギー 1 eV 付近での $^{14}\text{N}(n, \gamma)$ 断面積を測定する為に尿素標的に中性子を入射したが、標的が厚すぎて弾性散乱で減速した中性子が多く尿素中に残ることになり、中性子エネルギー分解能が悪くなってしまった。実験手法は、標的を薄くする、純粋窒素標的を用いるなど、改善が必要である。

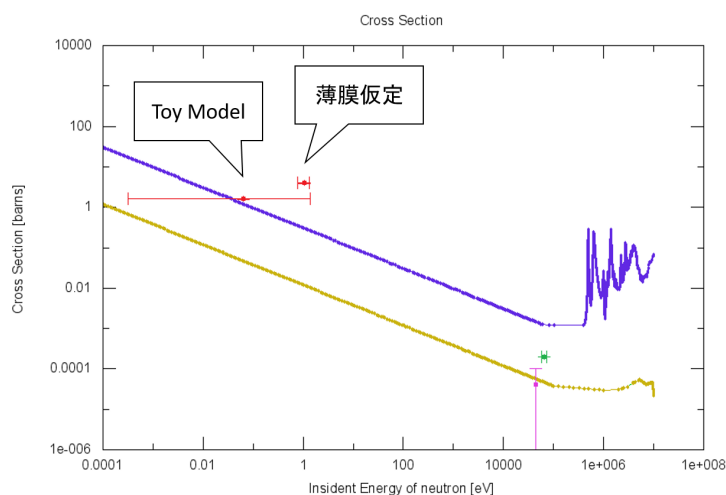


図 6.1: まとめ

6.2 謝辞

本実験では、誠に多くの方々の助力を頂きました。1年間を通してお世話になった皆様に深く感謝しております。

課題研究 P3 において理論のご指導を賜りました京都大学理学研究科物理学第二教室原子核理論研究室の菅沼秀夫准教授, 同研究室修士課程の堀敬一朗さん (TA), 実験のご指導を賜りました京都大学理学研究科物理学第二教室原子核・ハドロン物理学研究室成木恵准教授, 同研究室博士課程 (当時) の村田求基さん (TA), 同研究室修士課程の関屋涼平さん (TA) に厚く御礼申し上げます。

また、実験テーマ選びについては京都大学白眉センターの榎戸輝揚特定准教授にアドバイスを頂きました。NaI シンチレータの較正におきましては兵庫県立大学高度産業科学技術研究所ニュースバル放射光施設を利用させて頂き、KUANS での実験では京都大学理学研究科物理学第二教室原子核・ハドロン物理学研究室タンデム技官の広瀬昌憲氏、京都大学工学研究科の田崎誠司准教授にご協力頂きました。実験に用いた NaI シンチレータは京都大学理学研究科高エネルギー物理学研究室より拝借いたしました。皆様に心より御礼申し上げます。

第 7 章

Appendix

7.1 断面積

7.1.1 $1/v$ 則

中性子断面積は散乱断面積と吸収断面積に分けられる。吸収断面積は Breit-Wigner の公式

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (7.1)$$

に従う。 E, E_r は中性子と共鳴のエネルギー、 λ は中性子波長、 Γ は共鳴の全幅、 Γ_n は全幅のうち中性子幅である。 $E \ll E_r$ の低エネルギー領域では、

$$\sigma \propto 1/\sqrt{E} \propto 1/v \quad (7.2)$$

となり、吸収断面積は中性子速度に反比例する。

7.1.2 検出効率

数密度 n [1/cm³] の中性子が、速度 v [cm/s] で原子核密度 N [1/cm³] の単体物質を微小距離 dx [cm] だけ通過することを考える。物質の中性子断面積が σ [1/cm²] の時、中性子が dx の幅で原子核と反応する確率は $N\sigma dx$ で与えられる。化合物の場合は、 $\sum_i N_i \sigma_i dx \equiv \Sigma dx$ となる。 i は核種を表すインデックスであり、 Σ [1/cm] は巨視的断面積と呼ばれるものである。中性子が dx 通過するときの数密度変化は $dn = -n\Sigma dx$ であるから、微分方程式

$$\frac{dn}{dx} = -\Sigma n \quad (7.3)$$

が得られる。これを解くと、

$$n(x) = n(0)e^{-\Sigma x} \quad (7.4)$$

がとなる。 $x \sim x + dx$ の範囲で反応する確率 $p(x)dx$ は、 x まで生き残る確率と dx の幅で反応する確率の積

$$p(x)dx = e^{-\Sigma x} \times \Sigma dx \quad (7.5)$$

で与えられる。よって、

$$p(x) = \Sigma e^{-\Sigma x} \quad (7.6)$$

となる。厚さ x [cm] の物質を中性子が通過するときの反応率（検出効率） η は、式 (7.6) を $0 \sim x$ で積分することで得られ、

$$\eta = 1 - e^{-\Sigma x} \quad (7.7)$$

である。

7.1.3 円柱標的での検出効率

今回の実験では円柱標的である ^3He 管を扱った。 ^3He の (n,p) 反応の断面積が $1/v$ 則に従うとして、JENDL のデータを fit した結果、入射された中性子のエネルギー E と反応断面積 σ の間には、

$$\sigma = \frac{10^{2.92708 \pm 0.0001495}}{\sqrt{E}} \text{ [barn]} \quad (7.8)$$

の関係があった。厚さ x の標的の検出効率は式 (7.7) で求められるが、標的が円柱標的の場合 (図 7.1) は、入射位置によって厚さが変わることを考慮する必要がある。 ^3He で満たされた半径 a の円柱標的に入射された中性

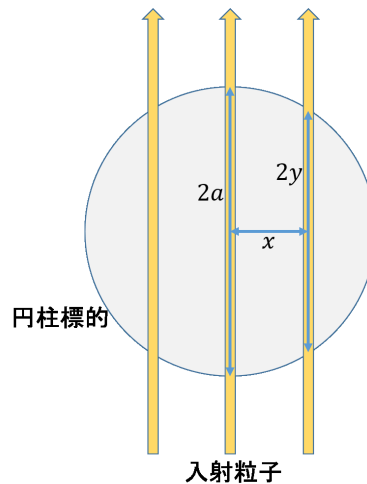


図 7.1: 円柱標的

子の検出効率は、

$$\eta = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a (1 - e^{-\Sigma \times 2y}) dx \quad (\text{ただし } x^2 + y^2 = a^2, y \geq 0) \quad (7.9)$$

で求められる。 $2y$ が中心からの横方向のずれ x での標的の厚さに対応する。 ^3He 標的の半径は $a = 1.1$ [cm] である。この積分は解析的に行えず、モンテカルロ積分も時間がかかる。そこで、円柱を内接する正 $4N$ 角柱で近似することを考える。正 $4N$ 角形を平面座標系の中心に置いたとき (図 7.2)、ある 2 つの頂点 $(a \sin \frac{(n-1)\pi}{2N}, a \cos \frac{(n-1)\pi}{2N})$, $(a \sin \frac{n\pi}{2N}, a \cos \frac{n\pi}{2N})$ の間の辺は、

$$y = \frac{c_n - c_{n-1}}{s_n - s_{n-1}} (x - a s_n) + a c_n \quad (7.10)$$

で与えられる。この時積分は解析的に行うことができ、 ^3He 数密度 N_{He} [1/cm³] のもとで、

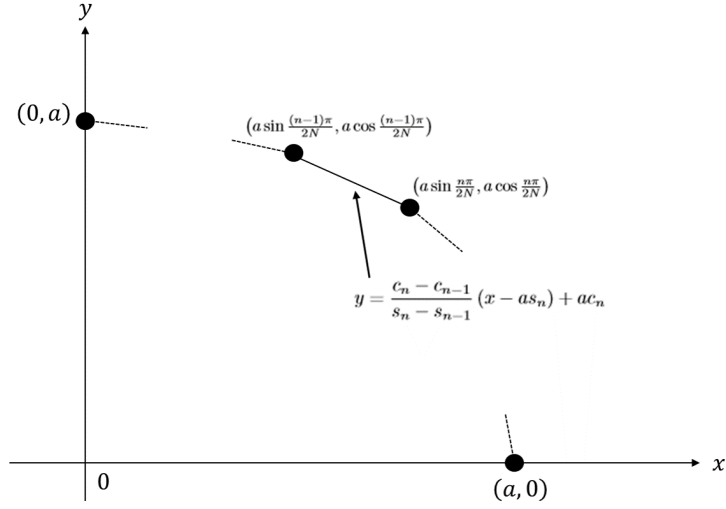


図 7.2: 正 $4N$ 角形近似

$$\varepsilon \equiv 2\Sigma a = \frac{2.2N_{\text{He}} \times 10^{-27.07292}}{\sqrt{E}}, \quad c_n \equiv \cos \frac{n\pi}{2N}, \quad s_n \equiv \sin \frac{n\pi}{2N} \quad (7.11)$$

とおくと、検出効率

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{1}{a} \sum_{n=1}^N \int_{a s_{n-1}}^{a s_n} \left[1 - \exp\left(-2\Sigma \left(\frac{c_n - c_{n-1}}{s_n - s_{n-1}} (x - a s_n) + a c_n\right)\right) \right] dx \\ &= \frac{1}{a} \sum_{n=1}^N \left[x + \frac{1}{2\Sigma} \frac{s_n - s_{n-1}}{c_n - c_{n-1}} \exp\left(-2\Sigma \left(\frac{c_n - c_{n-1}}{s_n - s_{n-1}} (x - a s_n) + a c_n\right)\right) \right]_{a s_{n-1}}^{a s_n} \\ &= \frac{1}{a} \sum_{n=1}^N \left[a (s_n - s_{n-1}) + \frac{1}{2\Sigma} \frac{s_n - s_{n-1}}{c_n - c_{n-1}} (e^{-\varepsilon c_n} - e^{-\varepsilon c_{n-1}}) \right] \\ &= 1 + \frac{1}{\varepsilon} \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{n=1}^N \frac{s_n - s_{n-1}}{c_n - c_{n-1}} (e^{-\varepsilon c_n} - e^{-\varepsilon c_{n-1}}) \end{aligned} \quad (7.12)$$

で与えられる。円柱を正一万角柱 ($N = 2500$) で近似した場合で、 ^3He 標的の中性子エネルギー [eV] 依存性を図 7.3 に示す。正一万角形は外接円の 99.99999% 以上の面積をカバーしており、充分良い近似と考えられる。

7.2 運動学

散乱理論は、重心系で議論される。しかし、実際の実験においては散乱は実験室系で観測される。従って、実験室系と重心系、さらには始状態と終状態の変換を行う必要がある。この章ではその変換を導出する。ここでは、粒子 1 が、実験室系において静止している粒子 2 に弾性散乱される場合を扱う。以下、粒子 i の質量と実験室系における運動量をそれぞれ m_i, \mathbf{p}_i で表現し、重心系の量には * を、終状態の量には ' を付けて表す。

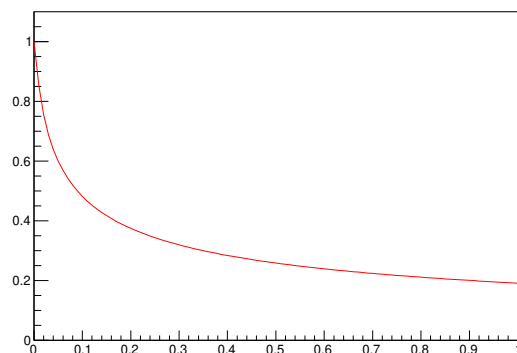


図 7.3: ${}^3\text{He}$ の検出効率 (正一万角柱近似)

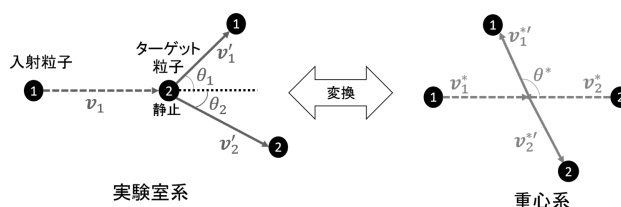


図 7.4: 実験室系と重心系の変換

7.2.1 非相対論

図 7.4 のように散乱角 $\theta_1, \theta_2, \theta^*$ をおく。実験室系において粒子 i の運動エネルギーを K_i とする。運動量は保存するので

$$\begin{aligned} p_1 &= p_1' + p_2' \\ p_2 &= p_1 - p_1' \end{aligned}$$

ここで、 $p^2 = 2mK$ と $K_1 = K_1' + K_2'$ より $n = \frac{m_2}{m_1}$ とおくと

$$\begin{aligned} 2(K_1 K_1')^{\frac{1}{2}} \cos \theta_1 &= (1+n)K_1' + (1-n)K_1 \\ K_1' &= \frac{K_1}{(1+n)^2} \left[\cos \theta_1 \pm \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1} \right]^2 \equiv K_1'_{\pm} \end{aligned} \quad (7.13)$$

のように終状態の運動エネルギーの角度分布が得られる。次に、実験室系と重心系の散乱角の角度変換を考える。重心系では、

$$|p_1^*| = |p_2^*| = |p_1^{*'}| = |p_2^{*'}|$$

重心の速さを v_c とすると、 $v_c = v_2^*$ であり、

$$\begin{aligned} \frac{v_1'}{v_c} &= \frac{v_1^*}{v_2^*} = \frac{m_2 |p_1^{*'}|}{m_1 |p_2^*|} = \frac{m_2}{m_1} = n \\ \frac{v_2'}{v_c} &= \frac{v_2^*}{v_2^*} = \frac{|p_2^{*'}|}{|p_2^*|} = 1 \end{aligned}$$

より

$$\tan \theta_1 = \frac{v_2^* \sin \theta^*}{v_c + v_1^* \cos \theta^*} = \frac{\sin \theta^*}{\frac{1}{n} + \cos \theta^*} \quad (7.14)$$

対応する立体角あたりに散乱される粒子数は観測する系に依らないので、実験室系、重心系でのそれぞれの微分断面積 $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{lab}$, $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{CM}$ には以下の関係がある。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} d\Omega_{lab} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} d\Omega_{CM}$$

式 (7.14) より

$$\cos \theta_1 = \frac{\frac{1}{n} + \cos \theta^*}{\sqrt{1 + \frac{2 \cos \theta^*}{n} + \frac{1}{n^2}}} \quad (7.15)$$

$$\frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} = \frac{d(\cos \theta_1)}{d(\cos \theta^*)} = \frac{1 + \frac{\cos \theta^*}{n}}{\left(1 + \frac{2 \cos \theta^*}{n} + \frac{1}{n^2}\right)^{\frac{3}{2}}}$$

$$\therefore \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} = \frac{\left(1 + \frac{2 \cos \theta^*}{n} + \frac{1}{n^2}\right)^{\frac{3}{2}}}{1 + \frac{\cos \theta^*}{n}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} \quad (7.16)$$

7.2.2 相対論

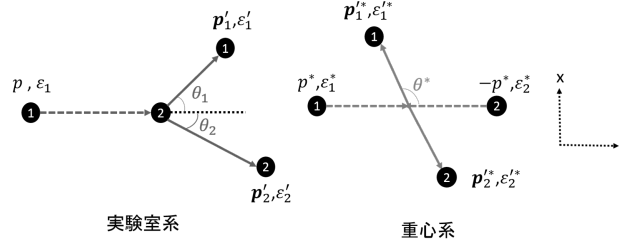


図 7.5: 実験室系と重心系の変換

次に、相対論を用いて議論する。図 7.5 のように始状態の粒子 1 の運動方向を z 軸にとり、 xz 平面内での弾性散乱を取り扱う。 $|\mathbf{p}_1| = p$, $|\mathbf{p}_1^*| = |\mathbf{p}_2^*| = p^*$ とおく。また、 i 番目の粒子のエネルギーを ϵ_i とおくと、実験室系と重心系でのそれぞれの 4 元運動量の保存より

$$\begin{pmatrix} \epsilon_1/c \\ 0 \\ 0 \\ p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_2 c \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_1'/c \\ p_{1x} \\ 0 \\ p'_{1z} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \epsilon_2'/c \\ p_{2x} \\ 0 \\ p'_{2z} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \epsilon_1^*/c \\ 0 \\ 0 \\ p^* \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \epsilon_2^*/c \\ 0 \\ 0 \\ -p^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_1^*/c \\ p_{1x}^* \\ 0 \\ p_{1z}^* \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \epsilon_2^*/c \\ p_{2x}^* \\ 0 \\ p_{2z}^* \end{pmatrix}$$

である。重心系での一般化運動量について

$$|\mathbf{p}_1^*| = |\mathbf{p}_2^*| = |\mathbf{p}_1^*| = |\mathbf{p}_2^*| = p^*$$

より

$$\epsilon_1^* = \epsilon_1^{*'} = \sqrt{(m_1 c^2)^2 + (p^* c)^2} \quad (7.17)$$

$$\epsilon_2^* = \epsilon_2^{*'} = \sqrt{(m_2 c^2)^2 + (p^* c)^2} \quad (7.18)$$

重心系は実験室系を重心の速さ $v_c = \beta c$ で z 軸方向に boost したものである

$$\begin{aligned} \epsilon &\equiv \epsilon_1 + m_2 c^2 \\ \epsilon^* &\equiv \epsilon_1^* + \epsilon_2^* \end{aligned}$$

とすると

$$\begin{pmatrix} \epsilon^*/c \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon/c \\ 0 \\ 0 \\ p \end{pmatrix}$$

$$\left(\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right)$$

$$\begin{aligned} \therefore \gamma &= \frac{\epsilon}{\epsilon^*} = \frac{\epsilon_1 + m_2 c^2}{\epsilon^*} \\ \beta &= \frac{pc}{\epsilon} = \frac{pc}{\epsilon_1 + m_2 c^2} \end{aligned} \quad (7.19)$$

終状態の粒子 1 が静止している系を考える。この系は重心系を p_1^* の方向に $v_1'^* = \tilde{\beta} c$ で boost したものである、同様にして

$$\begin{aligned} \epsilon_1'^* &= \tilde{\gamma} m_1 c^2 = \frac{p^* c}{\tilde{\beta}} \\ \left(\tilde{\gamma} &= \frac{1}{\sqrt{1-\tilde{\beta}^2}} \right) \end{aligned} \quad (7.20)$$

次に、 θ_1 と θ^* の関係を導く。粒子 1 の終状態について

$$\begin{pmatrix} \epsilon_1'^*/c \\ p_{1x}'^* \\ 0 \\ p_{1z}'^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_1^*/c \\ p_{1x}^* \\ 0 \\ p_{1z}^* \end{pmatrix}$$

これと、式 (7.17)、式 (7.20) より

$$\begin{aligned} \tan \theta_1 &= \frac{p_{1z}'^*}{p_{1x}'^*} = \frac{p^* \sin \theta^*}{\frac{\beta\gamma}{c} \epsilon_1'^* + \gamma p^* \cos \theta^*} \\ &= \frac{\sin \theta^*}{\gamma \left(\cos \theta^* + \frac{\beta}{\tilde{\beta}} \right)} \end{aligned} \quad (7.21)$$

$$\therefore \cos \theta_1 = \frac{\gamma \left(\cos \theta^* + \frac{\beta}{\tilde{\beta}} \right)}{\sqrt{\sin^2 \theta^* + \gamma^2 \left(\cos \theta^* + \frac{\beta}{\tilde{\beta}} \right)^2}} \quad (7.22)$$

微分断面積の変換は非相対論と同様に

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} d\Omega_{lab} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} d\Omega_{CM}$$

を用いる。式 (7.22) より

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} &= \frac{d(\cos\theta_1)}{d(\cos\theta^*)} \\ &= \frac{\gamma\left(1 + \frac{\beta}{\tilde{\beta}}\cos\theta^*\right)}{\left[\sin^2\theta^* + \gamma^2\left(\cos\theta^* + \frac{\beta}{\tilde{\beta}}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}} \\ \therefore \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} &= \frac{\gamma\left(1 + \frac{\beta}{\tilde{\beta}}\cos\theta^*\right)}{\left[\sin^2\theta^* + \gamma^2\left(\cos\theta^* + \frac{\beta}{\tilde{\beta}}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} \end{aligned} \quad (7.23)$$

非相対論的極限 ($\gamma \rightarrow 1$) をとると、

$$\frac{\beta}{\tilde{\beta}} = \frac{v_1^{*'}}{v_{CM}} \rightarrow \frac{1}{n}$$

より、式 (7.21)(7.23) は

$$\begin{aligned} \tan\theta_1 &= \frac{\sin\theta^*}{\gamma\left(\cos\theta^* + \frac{\beta}{\tilde{\beta}}\right)} \rightarrow \frac{\sin\theta^*}{\cos\theta^* + \frac{1}{n}} \\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} &= \frac{\gamma\left(1 + \frac{\beta}{\tilde{\beta}}\cos\theta^*\right)}{\left[\sin^2\theta^* + \gamma^2\left(\cos\theta^* + \frac{\beta}{\tilde{\beta}}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} \\ &\rightarrow \frac{1 + \frac{\cos\theta^*}{n}}{\left(1 + \frac{2\cos\theta^*}{n} + \frac{1}{n^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} \end{aligned}$$

となり、非相対論の場合の式 (7.14),(7.16) と一致する。

参考文献

- [1] 榎戸輝揚, 中澤知洋 (2018)「雷が起こす核反応」,『パリティ』 2018年10月号,p.64-67,丸善出版
- [2] 「雷雲プロジェクトの概要」 <https://thdr.info/>
- [3] 「雷の科学」 fnorio.com/0089thunderbolt1/thunderbolt1.html
- [4] PHYSICAL REVIEW C 93, 054306 (2016) ,Thermal neutron radiative cross sections for 6,7Li, 9Be, 10,11B, 12,13C, and 14,15N ,R. B. Firestone¹ and Zs. Revay^{2,3}
- [5] JENDL-4.0 https://www.ndc.jaea.go.jp/jendl/j40/J40_J.html
- [6] 中性子と原子核との反応断面積
http://roko.eng.hokudai.ac.jp/studentadm/chiba_data/seminar/xs2.pdf
- [7] 「ニューズバル放射光施設 施設概要」, <http://www.lasti.u-hyogo.ac.jp/NS/facility/bl01/>, 2019年1月13日アクセス
- [8] "Energy Calibration of the NewSUBARU Storage Ring for Laser Compton Scattering Gamma Rays and Applications", IEEE Transaction on Nuclear Science, June 2014