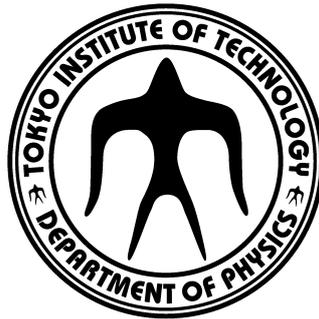


2015 年度

学士論文

不安定核反応実験のための 大立体角中性子検出器の性能評価



東京工業大学 理学部 物理学科

学籍番号 12_10165

氏名 斗米 貴人

指導教官 中村 隆司

2016/02/16

概要

不安定核の分解反応実験で用いる大立体角中性子検出器 NEBULA (NEutron detection system for Breakup of Unstable nuclei with Large Acceptance) の性能評価を目的とし、理化学研究所の RIBF 内にある SAMURAI 施設において ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ 反応実験を行った。SAMURAI は不変質量核分光に適した大型のスペクトロメータであり、超電導双極子電磁石、荷電粒子検出器群、中性子検出器 NEBULA で構成される。NEBULA は中性子検出用プラスチックシンチレータ 120 本と、荷電粒子除去用プラスチックシンチレータ 22 本の計 144 本から構成されており、有感面積 $3.6\text{m} \times 1.8\text{m}$ 、厚さ 48cm の大型中性子検出器である。

NEBULA はこれまでに、非束縛核である ${}^{28}\text{O}$ の共鳴状態探索実験や 2 中性子ハロー核である ${}^{22}\text{C}$ のクーロン分解反応断面積測定実験などに使用されており、NEBULA の性能、特に検出効率はこれらの実験において重要である。

性能評価実験で用いた ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ 反応は準単色中性子を生成し、また 0° 微分断面積が精度よく知られている。このため中性子検出器の検出効率の評価や、エネルギー分解能の評価を行うことが可能である。

実験では核子あたり 294MeV のエネルギーの ${}^{18}\text{O}$ を 1 次ビームとし、 200MeV の陽子ビームを入射核破砕反応により生成した。この 2 次ビームを厚さ $1.09\text{g}/\text{cm}^2$ の ${}^{nat}\text{Li}$ 標的と反応させ準単色中性子を生成し、NEBULA の検出効率を決定した。

本論文では、中性子検出器の検出効率の解析結果について報告する。

目次

第 1 章	序	1
第 2 章	中性子検出器 NEBULA	5
2.1	NEBULA の構造	5
2.2	中性子検出の原理	7
第 3 章	実験	11
3.1	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応	11
3.2	実験セットアップ	12
第 4 章	解析と性能評価	19
4.1	入射ビームの解析	19
4.2	中性子の解析	23
4.3	検出効率の評価方法	26
4.4	評価結果	28
4.5	系統誤差	31
第 5 章	まとめ	37
付録 A		39
A.1	実験のランの詳細	39
A.2	2 体系の運動学	39
A.3	シンチレーション光の両読みによる位置・時間と発光量の検出	44
参考文献		47

目次

1.1	$Z = 1-10, N = 0-24$ までの核図表。灰色が安定核、赤色が陽子過剰核、青色が中性子過剰核を示し、赤線が中性子ドリップラインを示している。また、魔法数 $Z = 8$ および $N = 20$ を緑色の破線で示す。酸素ドリップライン以上が起きている範囲を橙色の破線で示す。破線の枠で示した $^{26,28}\text{O}$ は中性子ドリップラインの外側にあり、いずれも非束縛核である。	1
1.2	酸素同位体の基底状態のエネルギー。(a) は現象論的なシェルモデルで計算したもの、(b),(c) は 2 体相互作用 NN と、3 体相互作用 $3N$ を加味して計算したものである [10]。	2
1.3	^{28}O の生成反応の模式図。	3
2.1	NEBULA の外観。現在は手前 2 架台のみを実験に用いている。VETO が一番手前に見えていて、NEUT は写真からは直接見ることができない。また、シンチレータの下及び右側にエレクトロニクス部の一部が見えている。写真は佐古氏 [15] による。	6
2.2	NEUT および VETO の配置を表した上面図。紙面下側に標的が置かれている。VETO を水色で、NEUT を緑色で示す。シンチレータ一本一本に振られている数字はシンチレータの ID である。	7
2.3	VETO 及び NEUT の構造。	8
2.4	NEBULA の回路図。1 モジュールの上下の PMT をそれぞれ U, D で表す。ディスクリミネータ V895 で、PMT からの信号を元にロジック信号を生成する。また、QDC V792 で、信号の電荷量を取得する。	9
2.5	中性子とシンチレータ中の水素・炭素との反応および散乱断面積 [2]。実線は ^{12}C との反応を表し、“Inelastic” は $(n, np), (n, 2n), (n, \gamma), (n, 3\alpha), (n, \alpha)$ の和である。破線は ^1H との弾性散乱を表す。	10

3.1	${}^7\text{Be}$ のエネルギー準位図。基底状態および第一励起状態より上の準位に遷移した場合は ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ などに分解し、そのしきい値は 1.59 MeV である。図は [1] による。	12
3.2	BigRIPS の概観。F はビームの焦点面 (Focal plane)、D は超伝導双極子電磁石 (Dipole magnet) を意味する。F0 に一次標的を設置してあり、F13 に二次標的を設置してある。	13
3.3	SAMURAI の概観。入射ビームがターゲットと反応し荷電フラグメントを生成すると、荷電粒子は SAMURAI Magnet によって曲げられ荷電粒子検出器 FDC,HODF で検出される。一方中性子は SAMURAI Magnet 中を直進しビーム軸上に置かれた中性子検出器 NEBULA によって検出される。	14
3.4	NEBULA の位置と寸法。NEBULA の上面図を示す。紙面下側に標的があり、標的中心から NEUT 第 1 層の中心軸までの距離が 11,117 mm と測定されている。その他の詳しい寸法も図中に示してある。	16
4.1	陽子ビームのゲートのためのフィッティング。200 MeV の標的有りのランの結果。	21
4.2	陽子ビームのパイルアップの図。横軸は SBT の発光量の平均、縦軸はカウント数である。図 4.1(a) のうち、図 4.1(c) でフィッティングした結果を元に -3σ から $+3\sigma$ までの領域のみ射影した。赤線は、400 ch 付近のパイルアップのピークに対して平均値 μ から -2σ の範囲でガウシアンでフィッティングを行ったもの。黒色の縦線は、 -1σ の位置を表す。	22
4.3	NEBULA の飛行時間と発光量の相関。	24
4.4	速度 β およびエネルギー E の分布。いずれも標的なしのランは差し引いていない。	25
4.5	中性子のエネルギー分布。赤線は (1)、橙線は (2)、緑線は (3)、青線は (5) の成分を表す。黒線はそれらの和である。以下の図においても、断りなく同様の配色を用いる。フィッティングの結果、 $N = 21294(249)$, $E = 194.23(4)$ MeV, $\sigma = 2.66(3)$ MeV, $A = 3396(174)$, $\mu = 186.5(4)$ MeV が得られた。	28
4.6	200 MeV のときのレイヤー毎のフィッティング。フィッティング関数は (4.3.2) を用いた。	30
4.7	ラン毎の検出効率。(4.3.2) によってフィッティングした結果を示した。破線はラン全体をフィッティングした結果 (4.4 節) を表す。特に傾向より大きくずれているようなランは無かった。	32

4.8	入射陽子のカウントレートを横軸、検出効率を縦軸とした図。パイルアップは $\mu - 1\sigma$ で切っている。カウントレートは倍ほど変化があるが、検出効率との相関はなかった。	32
4.9	検出効率が最小と最大のラン。フィッティング関数は (4.3.2) を用いた。 . . .	33
4.10	中性子のエネルギー分布を (4.5.1) によりフィッティングした図。	34

表目次

3.1	^{nat}Li 標的の情報。存在比・原子量・質量比・密度は [17] による。	17
3.2	F7 以降の入射陽子と中性子のエネルギー。値は [20] による。	17
4.1	本解析で用いたデータの概要。	19
4.2	SBT 間の時間差・時間平均とパイルアップについてのガウシアンフィッティングの結果。	20
4.3	ゲートの掛け方によるビームの総量の変化。200 MeV, 標的ありの場合の DSB(gated) の総量 2979723 に対する割合を示す。	22
4.4	200 MeV のときの“DSB”トリガーの情報。“ungated”はデータ収集系に関係なくスケーラーによって計数されたことを表し、“gated”はデータ収集系で計数されたことを表す。“LiveTime”は“gated”/“ungated”の比を表す。“Beam”は、スケーラーで計数された全入射陽子数を表す。“DSF”は、ダウンスケールファクター (Beam/ungated の比) である。	23
4.5	200 MeV のときの“中性子”トリガーの情報。ungated, gated, LiveTime は表 4.4 と同様である。	23
4.6	$^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ 反応および $^6\text{Li}(p, n)^6\text{Be}(\text{g.s.})$ 反応の断面積。総断面積は $\int_0^{40\text{mrad}} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$ を表す。	27
4.7	フィッティングに用いたパラメータ。	28
4.8	レイヤー毎の検出効率とエネルギー分解能の評価。エネルギー分解能は 1σ の値を表す。	29
4.9	パイルアップに対するゲート条件による検出効率とエネルギー分解能の評価。エネルギー分解能は 1σ の値を表す。フィッティング関数は (4.3.2) を用いた。	35
4.10	レイヤー毎の検出効率の評価と誤差。単位は % である。	36
A.1	ラン毎の DSB トリガーの情報。	40
A.2	ラン毎の DSB トリガーの情報。	41

第1章

序

原子核物理学において、非常に中性子過剰な原子核の構造の研究は核力の性質を探るための重要な鍵となる。中性子過剰核の束縛限界である中性子ドリップラインは原子核の安定性を表し、原子核の構造を強く反映する。その中でも特に、酸素 ($Z = 8$) とフッ素 ($Z = 9$) の中性子ドリップラインに興味を持たれている。図 1.1 に軽い原子核の領域の核図表を示す。通常ドリップラインの位置は、陽子数 Z が増大するにしたがって次第に中性子数の多い方へ向かう傾向にある。しかし、図 1.1 の橙線で示したように、酸素におけるドリップラインの位置が ^{24}O ($Z = 8, N = 16$) であるのに対して、それより陽子数が 1 個多いフッ素のドリップラインの位置は ^{31}F ($Z = 9, N = 22$) となっている。この現象は酸素ドリップライン異常と呼ばれており、なぜこのように急にドリップラインが変化するのか、まだその起源は解明されていない。

酸素同位体のドリップラインが実験的に決定 [9, 12] される以前では、多くの理論において

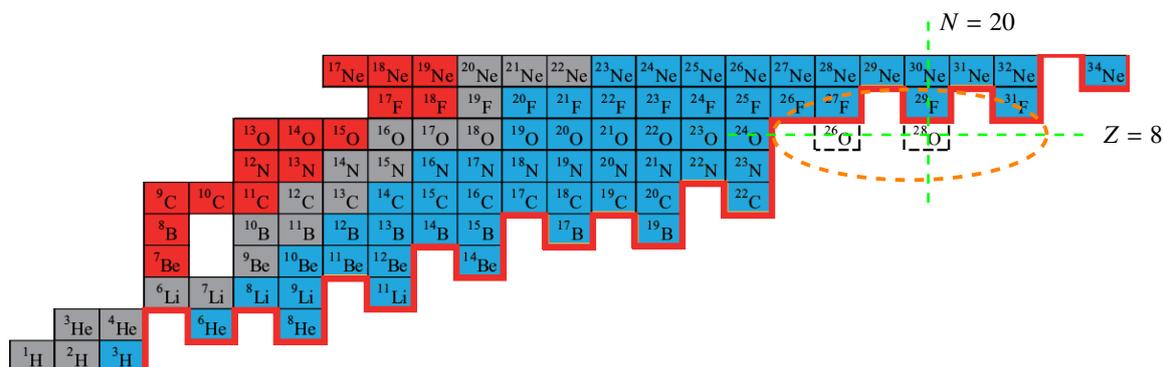


図 1.1 $Z = 1-10, N = 0-24$ までの核図表。灰色が安定核、赤色が陽子過剰核、青色が中性子過剰核を示し、赤線が中性子ドリップラインを示している。また、魔法数 $Z = 8$ および $N = 20$ を緑色の破線で示す。酸素ドリップライン以上が起きている範囲を橙色の破線で示す。破線の枠で示した $^{26,28}\text{O}$ は中性子ドリップラインの外側にあり、いずれも非束縛核である。

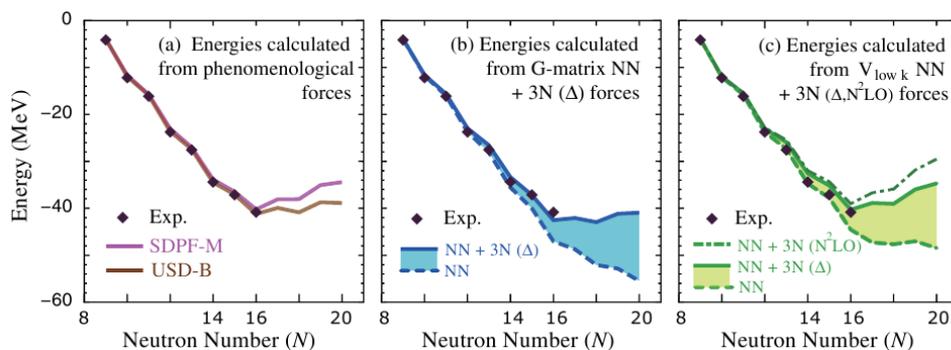


図 1.2 酸素同位体の基底状態のエネルギー。(a) は現象論的なシェルモデルで計算したものの、(b),(c) は 2 体相互作用 NN と、3 体相互作用 $3N$ を加味して計算したものである [10]。

^{26}O や ^{28}O が束縛することを予言していた。特に ^{28}O は $Z = 8$, $N = 20$ の二重魔法数としての性質を持つ可能性があるため、 ^{28}O が束縛することが期待されていた。例えば、S. Goriely らによる平均場理論の Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov 質量公式による計算 [3,4] や、KTUY 質量公式による計算 [14] では、いずれも ^{28}O や ^{26}O が束縛するという結果を得ている。一方で、最近の理論研究によれば、2 体相互作用だけで計算を行うと ^{28}O と ^{26}O は束縛する結果を与えるのに対し、3 体力を含めるとそれらは非束縛となり、実験で知られているドリップライン ^{24}O を説明する (図 1.2)。したがって、 ^{28}O などの中性子ドリップライン近傍核を実験的に調べることは、核力の 3 体力への理解の糸口になると期待されている。

現在理化学研究所の RI ビームファクトリーにおいて、中性子ドリップライン近傍の原子核の研究が精力的に進められている。東京工業大学中村研究室を中心とするグループは、酸素ドリップライン異常の解明を目的とし、2015 年 11–12 月に、 ^{27}O や ^{28}O といった非束縛核を対象とした不変質量法による実験を行った [7]。この実験では、不変質量法によりこれらの非束縛核の質量を決定する。不変質量法とは、核反応により生じる破砕片すべての粒子の運動量ベクトルを測定することにより、目的の原子核の励起エネルギーを求める方法である。 ^{28}O の測定を例にして説明する。 ^{28}O の生成反応では、不安定核ビームとして ^{29}F を用いる。 ^{28}O の生成反応は、



と表される。 ^{29}F ビームが液体水素 (陽子) 標的と 1 陽子分離反応を起こすことによって、 ^{28}O を生成する。この原子核は非束縛核のため、すぐに 4 中性子を放出して ^{24}O へ崩壊する (図 1.3)。エネルギー保存則、運動量保存則より

$$E_{^{28}\text{O}} = E_{^{24}\text{O}} + \sum_{i=1}^4 E_{n_i}, \quad p_{^{28}\text{O}} = p_{^{24}\text{O}} + \sum_{i=1}^4 p_{n_i} \quad (1.3)$$

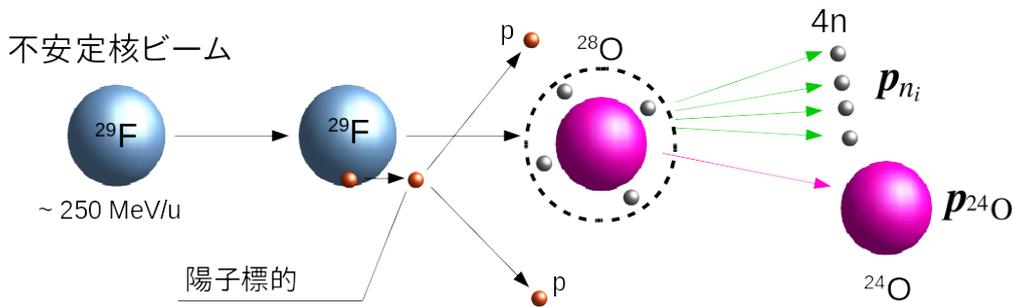


図 1.3 ^{28}O の生成反応の模式図。

が成り立つ。ただし、 ^{28}O の静止質量、エネルギー、運動量ベクトルをそれぞれ $m_{28\text{O}}$, $E_{28\text{O}}$, $\mathbf{p}_{28\text{O}}$ とおき、 ^{24}O と 4 つの中性子についてもそれぞれ $m_{24\text{O}}$, $E_{24\text{O}}$, $\mathbf{p}_{24\text{O}}$, m_n , E_{n_i} , \mathbf{p}_{n_i} ($i = 1, 2, 3, 4$) とおいた。これらの関係より、Lorentz 不変量である不変質量 M は

$$\begin{aligned}
 M &= \sqrt{E_{28\text{O}}^2 - \mathbf{p}_{28\text{O}}^2} \\
 &= \sqrt{\left(E_{24\text{O}} + \sum_{i=1}^4 E_{n_i}\right)^2 - \left(\mathbf{p}_{24\text{O}} + \sum_{i=1}^4 \mathbf{p}_{n_i}\right)^2}
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

で求められ、この場合 ^{28}O の共鳴状態の静止質量と一致する。相対エネルギー E_{rel} は、崩壊前と崩壊後の質量の差で与えられ、

$$E_{\text{rel}} = M - (m_{24\text{O}} + 4m_n) \tag{1.5}$$

で求められる。このように、全ての破砕片の運動量ベクトルを測定することによって、共鳴状態のエネルギーを求めることができる。

不変質量法ではこのように 4 中性子全ての運動量ベクトルを測定する必要がある。中性子検出器 NEBULA は 4 中性子の検出を目的として開発された大型の中性子検出器であり、 ^{28}O 実験にも用いられた。本研究の目的は、この中性子検出器 NEBULA の検出効率を求めることである。検出効率は断面積の導出に不可欠であり、 ^{28}O 実験をはじめ、NEBULA を用いた全ての実験において重要な量である。

本論文の構成について述べる。第 2 章では中性子検出器 NEBULA の構成要素について述べる。第 3 章では検出効率測定のための $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(\text{groundstate} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応実験とその実験セットアップについて述べる。第 4 章では解析方法と結果について述べる。

第2章

中性子検出器 NEBULA

2012年に完成した中性子検出器 NEBULA は、水平方向に 10° 、鉛直方向に 5° の大きな角度アクセプタンスを持つ中性子検出器である。図 2.1 に NEBULA の写真を示す。NEBULA の建設目標として、

- 高い検出効率: $1n$ に対し 60%, $2n$ に対し 20%
- 複数中性子の同時検出: 最終的な目標として 4 中性子の同時検出
- 大立体角: 水平方向に $\pm 10^\circ$ 、鉛直方向に $\pm 5^\circ$ の角度アクセプタンス
- 高いエネルギー分解能: 相対エネルギー $E_{\text{rel}} = 1 \text{ MeV}$ で $\Delta E_{\text{rel}} \sim 300 \text{ keV}$ 程度

の性能を設定し、現在は 120 本の中性子検出器が使用可能であり、検出効率は 30% 程度である [15]。また、フランスの LPC-CAEN のグループによって NEBULA のアップグレードプロジェクト “NEBULA+” が進行中であり、中性子検出器がさらに増強される予定である [8]。

本章では NEBULA の詳細について述べる。

2.1 NEBULA の構造

NEBULA は計 144 本の Saint-Goban 社製プラスチックシンチレータ BC-408 から構成されており、うち 120 本が NEUT と呼ばれる中性子検出器本体のシンチレータ、24 本が VETO と呼ばれる荷電粒子によるイベントを除去するためのシンチレータである。これらのシンチレータは 2 つの架台に分けて配置され、それぞれの架台には、12 本の VETO と 30×2 本の NEUT が図 2.2 に示したように配置されている。その結果、全体の有感面積 $3.6\text{m} \times 1.8\text{m}$ 、厚さ 48cm となり、広いアクセプタンスと高い検出効率を達成している。また、信号処理を行うためのエレクトロニクス部が NEBULA の架台に隣接して設置されている。



図 2.1 NEBULA の外観。現在は手前 2 架台のみを実験に用いている。VETO が一番手前に見えていて、NEUT は写真からは直接見るできない。また、シンチレータの下及び右側にエレクトロニクス部の一部が見えている。写真は佐古氏 [15] による。

2.1.1 中性子検出器部 (NEUT)

NEUT は図 2.3(a) に示すように、大きさ $12\text{ cm(W)} \times 12\text{ cm(D)} \times 180\text{ cm(H)}$ のシンチレータであり、上下に浜松ホトニクス製の PMT (Photo Multiplier Tube) R7724 がライトガイドを介して取り付けられている。

2.1.2 VETO 検出器部

VETO は図 2.3(b) に示すように、大きさ $32\text{ cm(W)} \times 1\text{ cm(D)} \times 190\text{ cm(H)}$ の薄いシンチレータで、NEUT と同様に上下にライトガイドを介して PMT が取り付けられている。

VETO 検出器の役割は、SAMURAI によって曲げきれなかった荷電粒子などの偶発的に入射した荷電粒子によるイベントを取り除くことである。そのため、薄いプラスチックシンチレータ VETO を中性子検出器本体の前に置いてある。VETO として厚さ 1 cm の薄いシンチレータを用いた場合、VETO では中性子が散乱されず直進する。そのため、VETO によって中性子以外の荷電粒子を選択的に検出することができる。また、宇宙線によるバックグラウンドは、ビームとコインシデンスを取って除くことができる。

NEBULA では NEUT と VETO のデータを取得し、解析する際に VETO の波高・時間の情

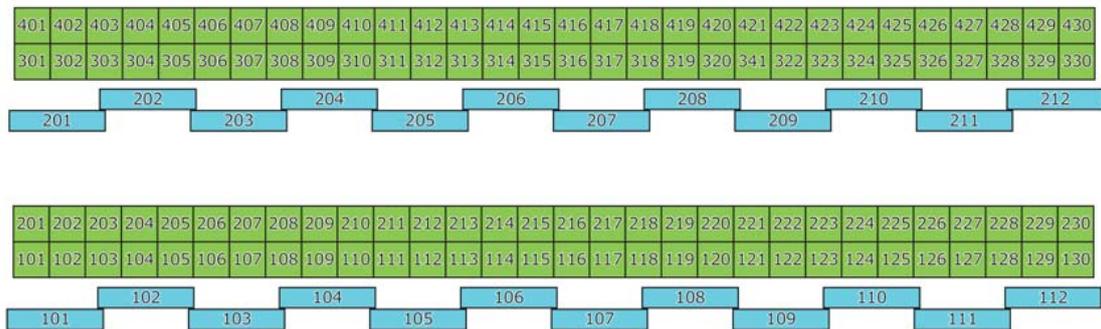


図 2.2 NEUT および VETO の配置を表した上面図。紙面下側に標的が置かれている。VETO を水色で、NEUT を緑色で示す。シンチレータ一本一本に振られている数字はシンチレータの ID である。

報を用いて荷電粒子によるイベントを除去する。

2.1.3 エレクトロニクス部

エレクトロニクス部の回路図を図 2.4 に示す。NEUT および VETO の PMT からの 2 つの信号は、それぞれ CAEN 社製ディスクリミネータ V895 と、500 ns 遅延した後 QDC (CAEN 社製 V792) へ入力される。ディスクリミネータで PMT の信号からロジック信号を作り、ロジック信号を元に NEUT で上下両方の PMT で信号がコインシデンスした場合に NEBULA のトリガーが生成される。また、何本の NEUT が 1 イベントで発光したかを調べるために多重加算器 Σ を用いている。時間の情報は標的から NEBULA までの TOF (Time of Flight) を求めるために用いられる。なお、NEUT のディスクリミネータのスレッシュホールドは 2 MeVee 程度に設定されている。VETO のディスクリミネータのスレッシュホールドは 0.1 MeVee 程度に設定されている。

2.2 中性子検出の原理

中性子は電荷を持たないため電磁相互作用が働かない。そのため、シンチレータ内の原子核との反応により生じる荷電粒子を検出することで、中性子を検出する。プラスチックシンチレータは水素と炭素から構成される。よって、プラスチックシンチレータは水素と中性子の散乱で生じた反跳陽子を検出する陽子反跳法に非常に適している [19]。また、プラスチックシンチレータは大型の検出器を容易に作成できること、シンチレータの時間応答が速い (~ 0.2 ns) ので、TOF 法による中性子のエネルギー測定に適している。

高速中性子とプラスチックシンチレータ中の原子核の反応には以下のような種類がある。

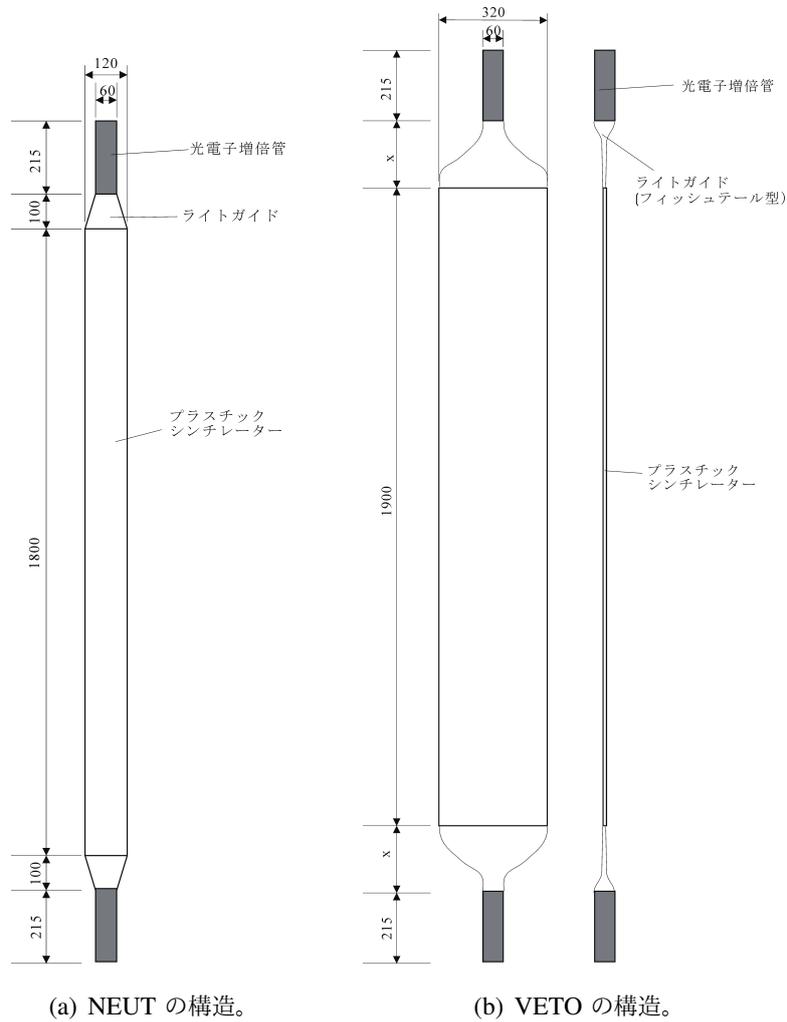


図 2.3 VETO 及び NEUT の構造。

- p との反応
 - (a) (n, p) (主に弾性散乱)
- ^{12}C との反応
 - (b) $^{12}\text{C}(n, np)^{11}\text{B}$
 - (c) $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$
 - (d) $^{12}\text{C}(n, \gamma)^{13}\text{C}$
 - (e) $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$
 - (f) $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$
 - (g) $^{12}\text{C}(n, n)^{12}\text{C}(\text{g.s.})$ (弾性散乱)
 - (h) $^{12}\text{C}(n, n)^{12}\text{C}^*(4.43 \text{ MeV})$ (非弾性散乱)
 - (i) $^{12}\text{C}(n, ^3\text{He})^{10}\text{Be} n$
 - (j) $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$

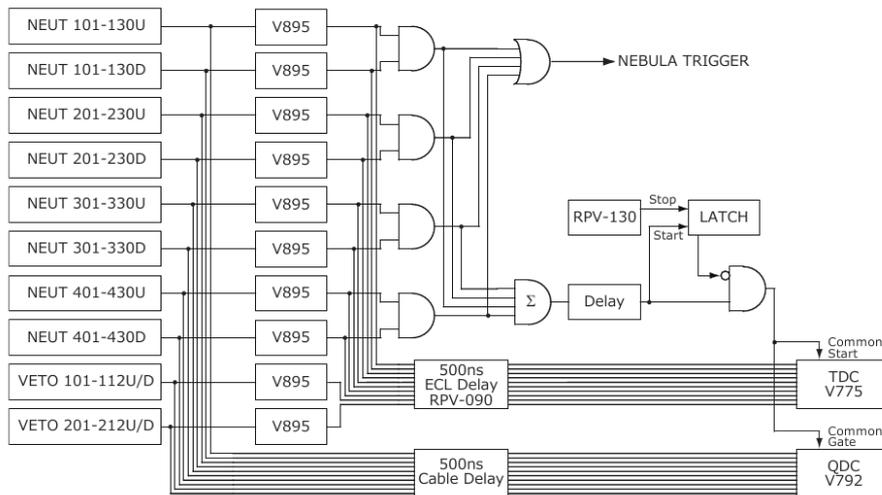


図 2.4 NEBULA の回路図。1 モジュールの上下の PMT をそれぞれ U, D で表す。ディスクリミネータ V895 で、PMT からの信号を元にロジック信号を生成する。また、QDC V792 で、信号の電荷量を取得する。

$$(k) \ ^{12}\text{C}(n, d)^{11}\text{B}$$

$$(l) \ ^{12}\text{C}(n, t)^{10}\text{B}$$

などが知られている。これらの反応チャンネルのうち最も検出効率に寄与する成分は、200 MeV 以上の範囲では (b) の反応であり、およそ 200 mb 程度の断面積をもつ (図 2.5)。水素原子核との弾性散乱の断面積は 20 mb 程度であり、これによって検出される中性子の割合はおよそ 10% 程度である。

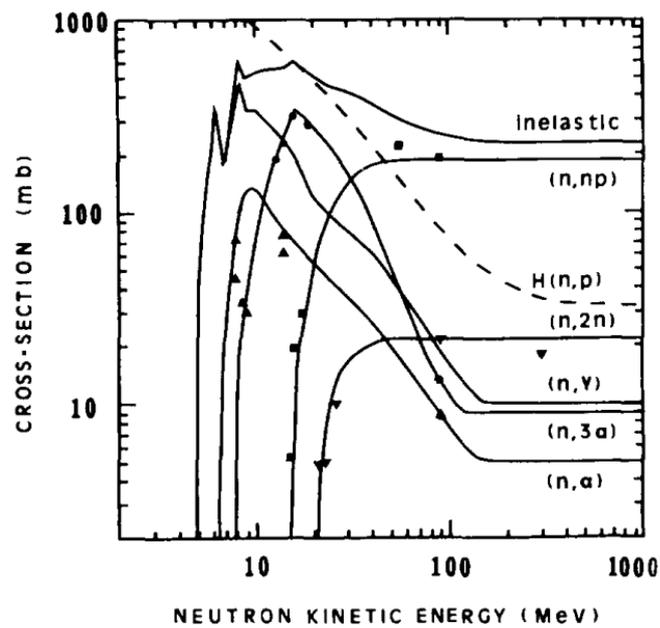


図 2.5 中性子とシンチレータ中の水素・炭素との反応および散乱断面積 [2]。実線は ^{12}C との反応を表し、“Inelastic” は (n, np) , $(n, 2n)$, (n, γ) , $(n, 3\alpha)$, (n, α) の和である。破線は ^1H との弾性散乱を表す。

第3章

実験

2012年3月に理化学研究所のRIBFでNEBULAの性能評価を目的とした ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応実験を行った。本章では、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応の特徴について述べ、実験セットアップ及び実験で用いた一次ビーム・二次ビームと標的について示す。

3.1 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応

この反応の特徴は、以下に示すことが挙げられる。

- (1) 反応微分断面積と角度分布が既知であること。
- (2) 準単色中性子を生成すること。

これらの特徴があるので、この反応を用いることにより中性子検出器の検出効率の測定とエネルギー分解能の評価を行うことができる。

まず(1)について述べる。 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応の微分断面積は、T. N. Taddeucci *et al.* によって詳しく調べられている [13]。角度分布は前方に集中し、 0° にピークを持つ。CM(center of mass)系において微分断面積の運動量移行分布は $q \leq 0.5 \text{ fm}^{-1}$ の範囲で

$$\sigma(q) = \sigma_0 \exp\left(-q^2 \frac{\langle r^2 \rangle}{3}\right) \quad (3.1.1)$$

と近似的に表すことができる。陽子の入射エネルギー 200 MeV における値は、 0° 微分断面積が $\sigma_0 = (25.6 \pm 0.7) \text{ mb/sr}$ 、平均自乗半径が参考文献 [13] の FIG. 5. を読み取ることにより $\langle r^2 \rangle / 3 = (5.28 \pm 0.17) \text{ fm}^2$ と実験的に測定されている。本研究では、これらの値を用いることとする。

これらの値を用いて運動学の計算を行い Lab 系における 0° 微分断面積の値を求めると、35.0 mb/sr となる。この値を、第4章で述べる解析に用いる。

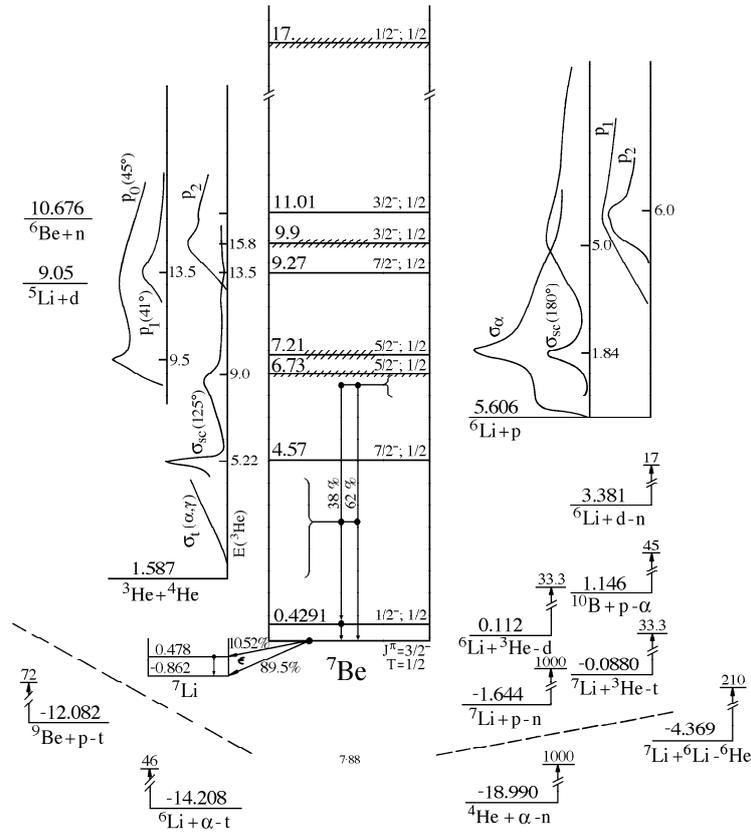


図 3.1 ${}^7\text{Be}$ のエネルギー準位図。基底状態および第一励起状態より上の準位に遷移した場合は ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ などに分解し、そのしきい値は 1.59 MeV である。図は [1] による。

次に (2) について述べる。この反応で生成される ${}^7\text{Be}$ の束縛状態は基底状態または 0.43 MeV の第一励起状態の 2 つのみで、それより上の準位に遷移した場合は分解してしまう (図 3.1)。そのため、反応で放出される中性子のエネルギースペクトルでは、基底状態と第一励起状態に遷移した場合に生成される準単色中性子によるピークとそれより上の準位に遷移した場合に生成される連続的な分布が観測される。

3.2 実験セットアップ

3.2.1 超伝導 RI ビーム生成分離装置 BigRIPS

BigRIPS (**Big RI Particle Separator**) は、一次ビームの核破砕反応により生成した RI ビームを、双極子磁石・エネルギー減衰板・スリットを用いて粒子の磁気硬度とエネルギー損失の違

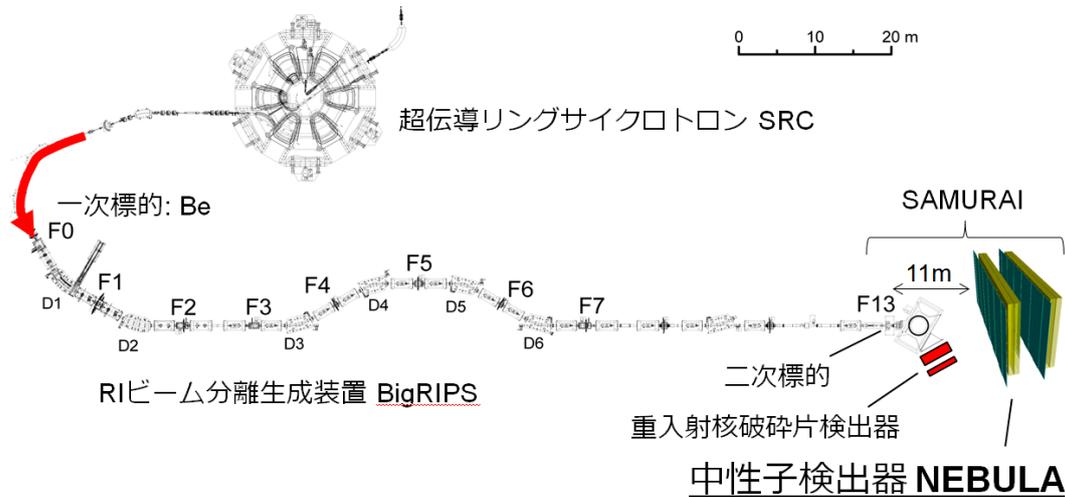


図 3.2 BigRIPS の概観。F はビームの焦点面 (Focal plane)、D は超伝導双極子電磁石 (Dipole magnet) を意味する。F0 に一次標的を設置してあり、F13 に二次標的を設置してある。

いを利用して分離する装置である (図 3.2)。超伝導リングサイクロトロン SRC から送り出された一次ビームは、一次標的と反応して二次ビームを生成する。

本実験では、一次ビームとして 294 MeV/u の ^{18}O を使用し、一次標的として厚さ 30 mm の Be 標的を使用して、陽子ビームを二次ビームとして得た。

3.2.2 SAMURAI

BigRIPS によって生成された二次ビームは、SAMURAI へ輸送される。図 3.2 は、SAMURAI を用いた不変質量核分光実験の標準的なセットアップである。SAMURAI は SAMURAI Magnet を中心として複数の検出器から構成される。二次ビームは SBT と呼ばれるプラスチックシンチレータで検出される。その後、 γ 線検出器 DALI2 の内部に設置された二次標的と反応し、荷電フラグメントや中性子を生成する。荷電フラグメントは SAMURAI Magnet によって曲げられ、ドリフトチェンバー FDC1 および FDC2 による飛跡解析から磁気硬度 $B\rho$ を測定する。次いでその下流に設置されたプラスチックシンチレータホドスコップ HODF により電荷 Z を測定する。中性子は SAMURAI Magnet 中を直進し、ビーム軸上に設置された中性子検出器 NEBULA で検出される。NEBULA の性能評価のために行った $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応の測定では、SBT プラスチックシンチレータと NEBULA を使用した。

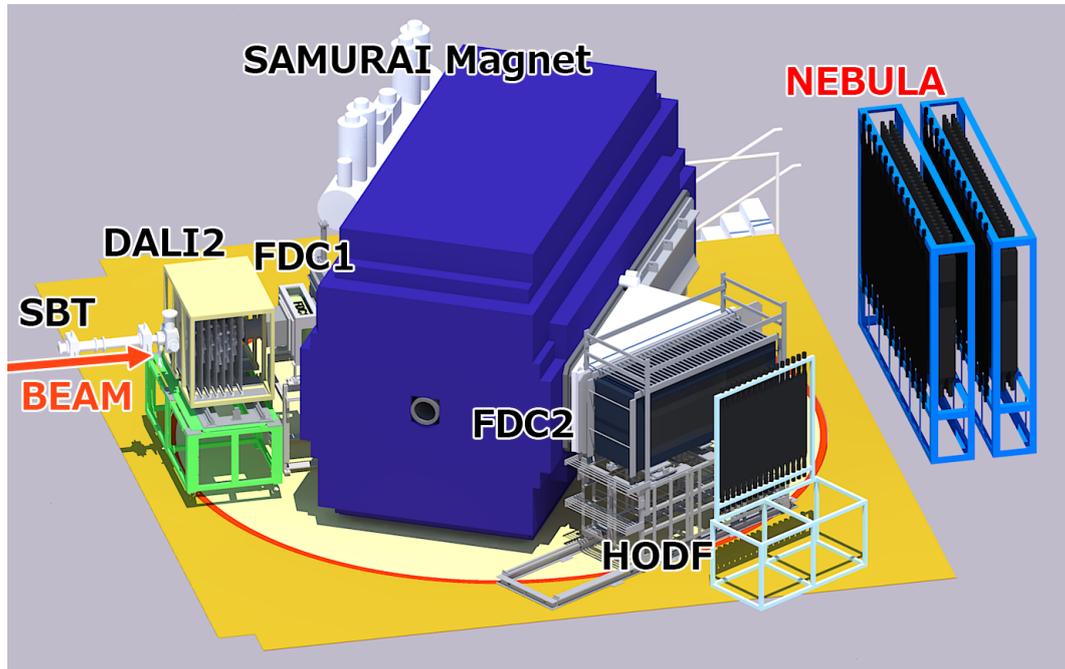


図 3.3 SAMURAI の概観。入射ビームがターゲットと反応し荷電フラグメントを生成すると、荷電粒子は SAMURAI Magnet によって曲げられ荷電粒子検出器 FDC, HODF で検出される。一方中性子は SAMURAI Magnet 中を直進しビーム軸上に置かれた中性子検出器 NEBULA によって検出される。

SBT (Scintillator Beam Trigger)

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 実験では、二次標的から 2280 mm 上流^{*1}に設置された。SBT は厚さ 1 mm の 2 枚組のプラスチックシンチレータであり、2 枚ともライトガイドを介して左右に PMT が取り付けられている。二次ビームのトリガーを生成する役割があり、ここで二次ビームの計数を行い、標的-NEBULA 間の TOF の測定に使用する。

BDC1, BDC2 (Beam Drift Chamber)

BDC は水平方向と垂直方向にそれぞれ 16 本のアノードワイヤーが 5mm 間隔で 4 層ずつ張られたドリフトチェンバーで、標的での位置および角度を測定するために用いられる。実験では BDC が二次標的から 2017 mm 上流、BDC2 が 1018 mm 上流に設置された。カウントレートの高い ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応の測定では使用していない。

^{*1} SBT1 と SBT2 の中点と二次標的の距離。

SBV (Scintillator Beam Veto)

厚さ 10 mm、穴の直径 25 mm の穴あきプラスチックシンチレータであり、左右に PMT が取り付けられている。実験では標的の上流 627 mm に設置された。標的から外れる方向のビームを検出し、トリガーの生成を抑止 (VETO) する役割がある。

DALI2 (Detector Array for Low Intensity radiation2)

二次標的の周囲に設置された NaI(Tl) シンチレータアレイで、荷電フラグメントが励起状態に遷移した場合、脱励起する際に放出する γ 線を検出するために用いる。 γ 線の放出角をモジュール単位で測定することができるよう設計されており、インビーム γ 線分光の際必要となるドップラー補正を行うことができる。本解析では使用していない。

SAMURAI Magnet

SAMURAI Magnet は直径 2m の大口径の超伝導双極子磁石で、荷電粒子を強磁場で曲げることによって荷電粒子と中性子を分離することができる。本実験では、SAMURAI magnet の中心磁場を 3.0 T に設定して実験を行った。

荷電フラグメント検出器

荷電フラグメント検出器群 FDC1, FDC2, HODF の役割を示す。FDC1, FDC2 はそれぞれ SAMURAI Magnet の上流・下流に置かれたドリフトチェンバーで、荷電粒子の運動量ベクトルの分析に使用する。HODF はプラスチックシンチレータを用いたホドスコープと呼ばれる荷電粒子検出器で、荷電フラグメントの電荷 Z および TOF を決定し、FDC と合わせて粒子識別を行う。これらの検出器は本研究では用いていない。

NEBULA

NEBULA は SAMURAI の下流約 11 m のビーム軸上に置かれた中性子検出器である。第 2 章でその詳細を述べた。図 3.4 に詳細な位置を示す。

3.2.3 ビームと標的

二次標的中心での陽子ビームのエネルギーは、プラスチックシンチレータ SBT やドリフトチェンバー BDC1, BDC2 などによるエネルギー損失のため 200 MeV より低くなっている (表 3.2)。そのため、陽子ビームのエネルギーを計算に用いる際は、表 3.2 に示したエネルギーの値を用いる。また、Li 標的は厚さ 1.089 g/cm^2 の金属 Li である。天然 Li を使用しているため、7.59% の ^6Li を含む。Li の同位体存在比と原子量から、 ^7Li と ^6Li の厚さはそれぞれ

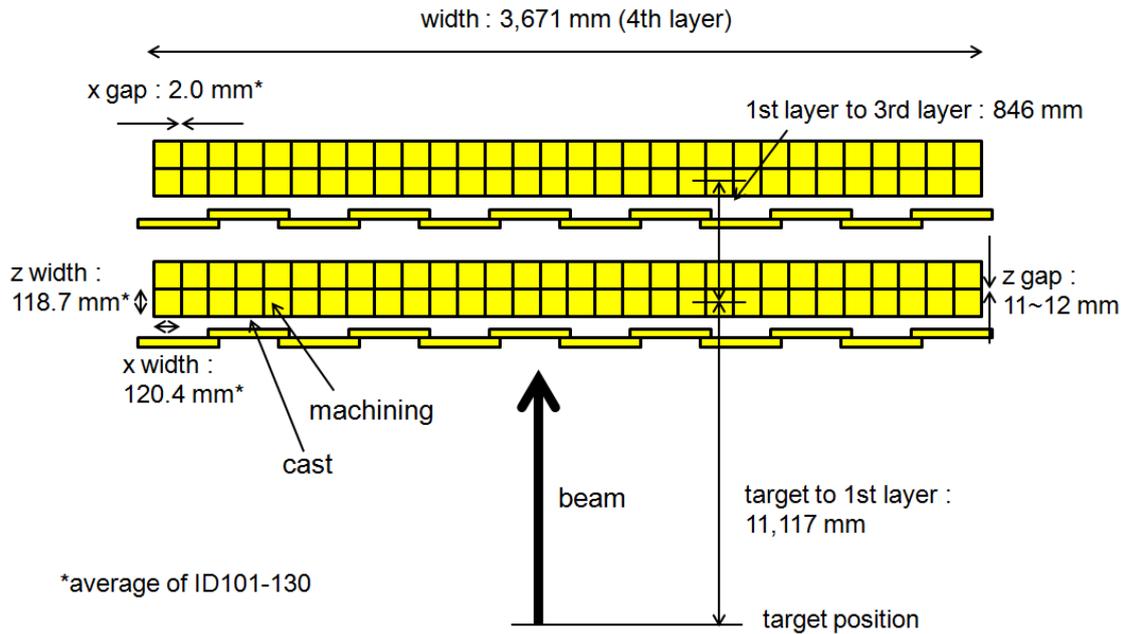


図 3.4 NEBULA の位置と寸法。NEBULA の上面図を示す。紙面下側に標的があり、標的中心から NEUT 第 1 層の中心軸までの距離が 11,117 mm と測定されている。その他の詳しい寸法も図中に示してある。

1.018 g/cm²、0.0717 g/cm² である。

3.2.4 トリガー条件

データ収集のトリガーについて述べる。陽子ビームは、信号処理回路によって $DSB \cup (SBT \cap NEBULA \cap \overline{SBV})$ の条件で定義されている。ここで“DSB”は Down scale beam を意味し、“ $SBT \cap \overline{SBV}$ ”で検出したデータを全て取得するのではなく、一定の割合で取得したものである。本実験では、down scale factor (DSF) = 2000 でデータを取得した。“SBT”は、SBT1 と SBT2 の両方の左右の PMT (計 4 つの PMT) で信号を検出したときカウントするトリガーである。“NEBULA”は、1 本以上の NEUT シンチレータで信号を検出したとき真となる論理である。“ \overline{SBV} ”は二次標的より上流にある穴あきシンチレータ SBV で信号を検出しないという条件である。これらの論理の組み合わせによって、NEBULA で中性子が検出されたイベントのデータを選択的に収集することができる。解析では、“DSB”のトリガー条件を選ぶことにより入射陽子数を求める。以降の記述では、 $SBT \cap NEBULA \cap \overline{SBV}$ の条件を単に“中性子”トリガーと記述する。

表 3.1 ^{nat}Li 標的の情報。存在比・原子量・質量比・密度は [17] による。

	^{nat}Li	^6Li	^7Li
存在比	—	7.59%	92.41%
原子量	—	6.015	7.016
質量比	—	6.58%	93.42%
密度	0.534 g/cm ³	0.0351 g/cm ³	0.499 g/cm ³
厚さ	1.089 g/cm ²	0.0717 g/cm ²	1.018 g/cm ²

表 3.2 F7 以降の入射陽子と中性子のエネルギー。値は [20] による。

	二次ビーム	p (200 MeV)
磁気硬度 (Tm)	F7 前	2.4490
	標的の下流	2.4125
エネルギー (MeV)	F7 前	253.002
	標的中心	248.087
	中性子	246.443
$\beta = \frac{v}{c}$	F7 前	0.61604
	標的中心	0.61185
	中性子	0.61025
SBT-標的 TOF (ns)		13.49

第4章

解析と性能評価

本章では、NEBULA の性能評価を目的とした ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ 反応の実験についての解析について述べる。陽子ビームのエネルギーは 200 MeV である。田中 [20]、西 [18] らにより NEBULA のキャリブレーション (発光量の較正、Slew 補正、y 軸方向の位置の較正、TOF の較正など) は既に行われているため、本解析ではその結果を用いた。解析に使用したランを表 4.1 に示す。

4.1 入射ビームの解析

4.1.1 2つの SBT 間の時間差

陽子ビームのエネルギーは 200 MeV で一定としているので、本来は 2 枚の SBT の時間差 t_{diff} も一定となるべきである。しかし図 4.2 に示すように本来のピークより離れた位置にもピークが存在している。そのため、2.6 ns 付近の陽子ビームのピークの $\pm 3\sigma$ の範囲でガウシアンで再帰的にフィッティングし、ピーク値 $\pm 3\sigma$ の領域を選ぶことにより陽子ビームを定義した。以下では特に断らない限り $\mu - 3\sigma$ から $\mu + 3\sigma$ の範囲でゲートを掛けた場合を示す。このゲートを掛けた上で、次に述べる時間平均に対する解析を行った。

表 4.1 本解析で用いたデータの概要。

標的の有無	run 番号
有り	174, 176, 177, 180–190
無し	178, 179

表 4.2 SBT 間の時間差・時間平均とパイルアップについてのガウシアンフィッティングの結果。

	平均 μ	標準偏差 σ
時間差 (ns)	2.62	0.19
時間平均 (ns)	57.85	0.34
パイルアップ (ch)	382.6	78.1

4.1.2 2つの SBT 間の時間平均

時間差に対しゲートを掛けた状態での時間平均と発光量の相関は、図 4.1(b) に示すようになった。このように、時間差でゲートを掛けたにもかかわらず、時間の早い方にテールを引いていることがわかる。また、55 ns から 57 ns、発光量 300 ch 付近にそのテールとは別のカウント数の多い領域が存在することが分かる。この成分を除くため、 $\mu - 2\sigma < t_{\text{ave}} < \mu + 3\sigma$ の範囲で時間平均に対してガウシアンで再帰的にフィッティングした。以下では特に断らない限り $\mu - 2\sigma$ から $\mu + 3\sigma$ の範囲でゲートを掛けた場合を示す。

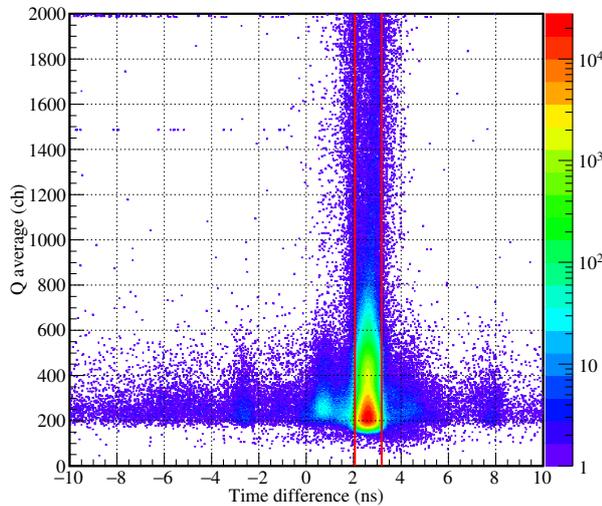
4.1.3 パイルアップイベントの除去

SBT に複数個 (主に 2 個) の陽子が入射した場合、QDC で複数個分のパルスが積分されるため、発光量が整数倍の位置にピークが生じる。これをパイルアップと呼ぶ。パイルアップしたイベントでは回路上では 1 イベントとして記録されているが、実際には複数個の粒子が入射しているため、入射した陽子ビームの個数を実際より少なく見積もってしまう。したがってパイルアップしたイベントを除いて解析を行う必要がある。

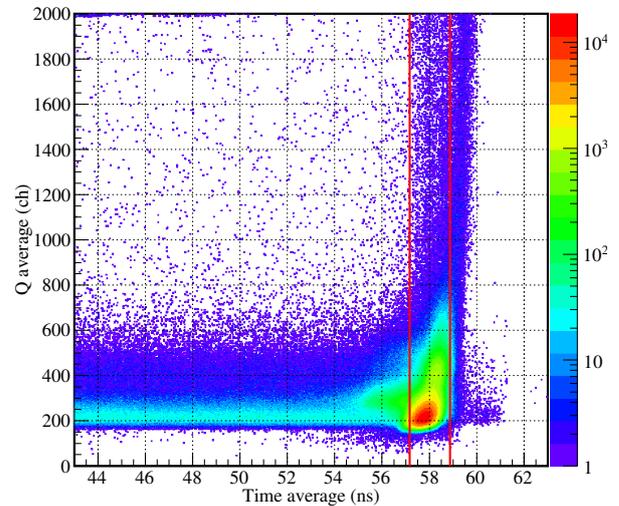
200 MeV のランの場合、200 ch 付近にある大きなピークの他に、400 ch 付近にもピークが見られる。そのため、400 ch 付近のピークに対しガウシアンでフィッティングを行い、その値を用いてパイルアップイベントを除くためのスレッシュホールドを決定した (表 4.2)。本解析では、 -1σ , -1.5σ , -2σ と値を変更した場合の解析も行った。これについては 4.5.4 節で述べる。パイルアップのスレッシュホールドを変更することによってビームの総量は変化する。SBT の時間差・時間平均によるゲートも合わせてゲートを掛けたときの全イベントに対する割合を表 4.3 に示す。以下では特に断らない限り $\mu - 1\sigma$ より小さい範囲でゲートを掛けた場合を示す。

4.1.4 イベント数とライブタイム

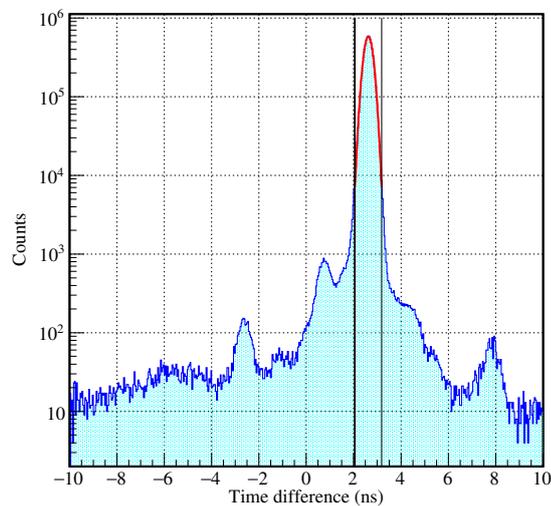
それぞれのトリガーについてスケーラーで計測されるトリガーが発行された数 (ungated trigger) が、データ収集系が取得することができたイベント数 (gated trigger) とは一般に異なる。



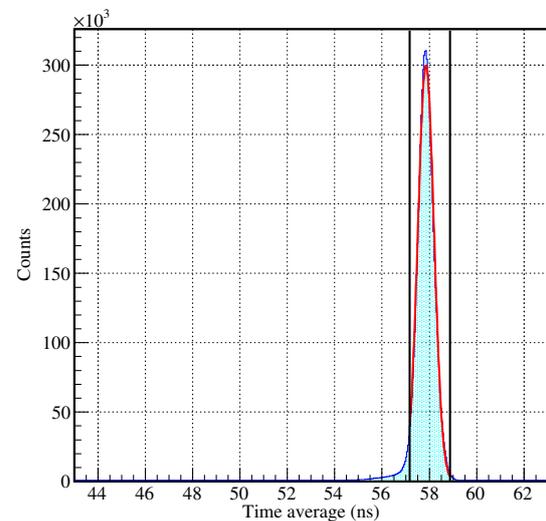
(a) 横軸に 2 枚の SBT の時間差、縦軸に 2 枚の SBT の発光量の平均をとった二次元ヒストグラム。発光量の多い方にテールを引いていることがわかる。赤色の縦線は、時間差について $\pm 3\sigma$ でゲートを掛けた範囲を表す。



(b) 横軸に 2 枚の SBT の時間平均、縦軸に 2 枚の発光量の平均をとったヒストグラム。58 ns 付近のピークから時間の早い方に向かってテールを引いている。赤色の縦線は、時間平均について -2σ から 3σ のゲートを掛けたときの範囲を表す。



(c) 横軸に 2 枚の SBT の時間差、縦軸にカウント数をとったヒストグラム。赤線は、カウント数の多い約 2.6 ns 付近のピークについて、ガウシアンで -3σ から $+3\sigma$ まで再帰的にフィッティングを行ったもの。黒色の縦線は、時間差について $\pm 3\sigma$ でゲートを掛けた範囲を表している。



(d) 横軸に 2 枚の SBT の平均、縦軸にカウント数をとったヒストグラム。赤線は、カウント数の多い約 58 ns 付近のピークについて、ガウシアンで -2σ から $+3\sigma$ まで再帰的にフィッティングを行ったもの。黒色の縦線は、時間平均について -2σ から 3σ のゲートを掛けたときの範囲を表している。

図 4.1 陽子ビームのゲートのためのフィッティング。200 MeV の標的有りのランの結果。

表 4.3 ゲートの掛け方によるビームの総量の変化。200 MeV, 標的ありの場合の DSB(gated) の総量 2979723 に対する割合を示す。

	DSB	割合
μ	2670456	89.6%
$\mu - 0.5\sigma$	2592797	87.0%
$\mu - 1\sigma$	2462429	82.6%
$\mu - 1.5\sigma$	2127385	71.4%
$\mu - 2\sigma$	1230274	41.3%

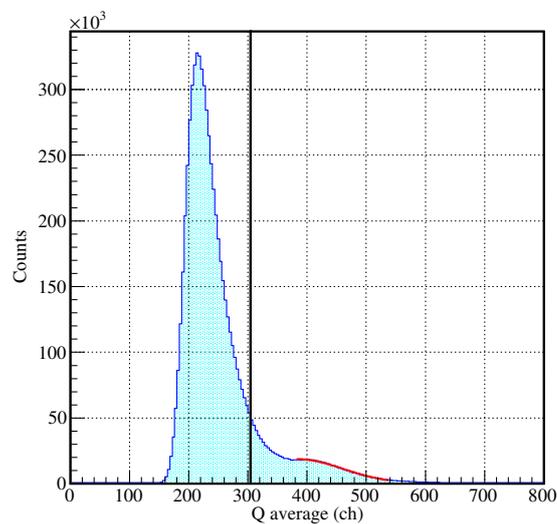


図 4.2 陽子ビームのパイルアップの図。横軸は SBT の発光量の平均、縦軸はカウント数である。図 4.1(a) のうち、図 4.1(c) でフィッティングした結果を元に -3σ から $+3\sigma$ までの領域のみ射影した。赤線は、400 ch 付近のパイルアップのピークに対して平均値 μ から -2σ の範囲でガウシアンでフィッティングを行ったもの。黒色の縦線は、 -1σ の位置を表す。

り、gated triggerの方が少なくなる。 $\frac{(\text{gated trigger})}{(\text{ungated trigger})}$ をライブタイムと呼ぶ。表 4.4 に観測したイベント数とライブタイムの情報を示す。4.1.1–4.1.3 節で議論して定義したビームの個数を N_{gated} とすると、そのゲート条件で実際に入射したビームの個数 N は、ライブタイム (LiveTime) とダウンスケールファクター DSF を用いて

$$N = \frac{N_{\text{gated}}}{\text{LiveTime}} \cdot \text{DSF} \quad (4.1.1)$$

で求められる。本解析では、 $\text{DSF} = 2000$ として計算を行った。

表 4.4 200 MeV のときの“DSB”トリガーの情報。“ungated”はデータ収集系に関係なくスケーラーによって計数されたことを表し、“gated”はデータ収集系で計数されたことを表す。“LiveTime”は“gated”/“ungated”の比を表す。“Beam”は、スケーラーで計数された全入射陽子数を表す。“DSF”は、ダウンスケールファクター (Beam/ungated の比) である。

	ungated	gated	LiveTime	Beam	DSF
標的あり	3251921	2979723	91.63%	6503716909	1999.96
標的なし	510866	472538	92.50%	1021707853	1999.95

表 4.5 200 MeV のときの“中性子”トリガーの情報。ungated, gated, LiveTime は表 4.4 と同様である。

	ungated	gated	LiveTime
標的あり	4780092	4013119	83.95%
標的なし	625934	521789	83.36%

4.2 中性子の解析

NEBULA における中性子イベントの解析は、以下に示すアルゴリズムを用いて行った。

- (1) シンチレーション光を検出した各モジュールに対して、位置・飛行時間・発光量、中性子と仮定したときの速度・エネルギー・散乱角などの情報を計算
- (2) 光速を超えるヒットと発光量に対するスレッシュホールドを超えないヒットを棄却
- (3) 1 架台目の VETO のヒットがあればイベントを棄却
- (4) 準単色中性子の作る飛行時間のピークよりも 2 ns 以上早いヒットを棄却
- (5) 飛行時間の最も小さいヒットを選択

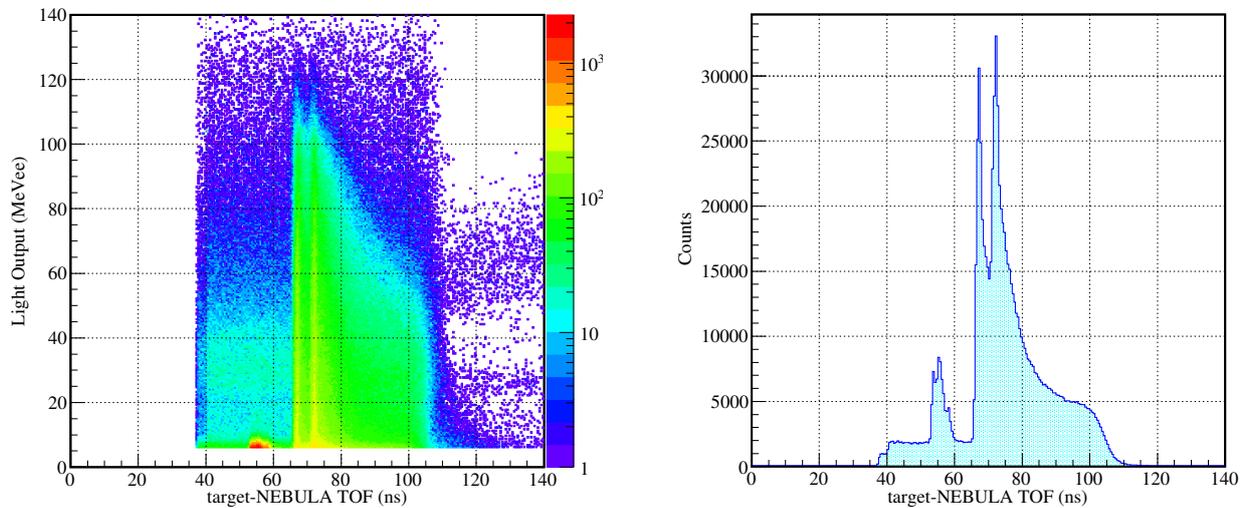
以下でその詳細を述べる。

ビーム軸を z 軸、鉛直方向を y 軸にとった座標系を用いた位置 (x, y, z) ・飛行時間 TOF・発光量 Q は、本章の序文で述べた通り較正済みである。速度 $\beta = \frac{v}{c}$ ・エネルギー E ・散乱角 θ は、これらの情報を元に

$$\beta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{\text{TOF} \cdot c} \quad (4.2.1)$$

$$E = m_n c^2 (\gamma - 1) \quad (4.2.2)$$

$$\theta = \arctan \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z} \right) \quad (4.2.3)$$



(a) 飛行時間と発光量の相関。横軸は標的-NEBULA の TOF、縦軸は発光量である。光速を超えるイベントは除外している。

(b) 飛行時間について射影したヒストグラム。

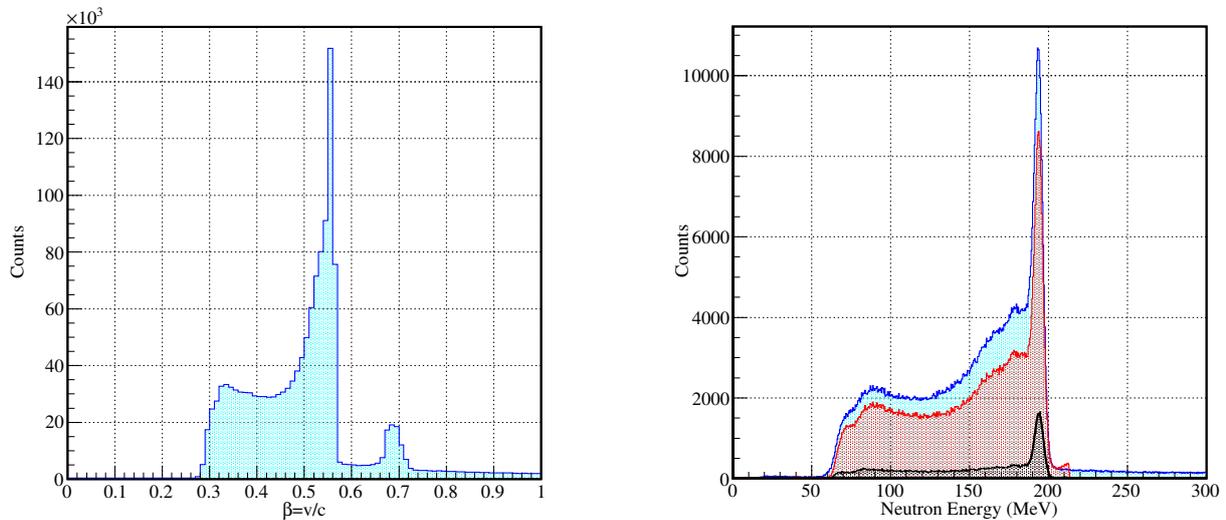
図 4.3 NEBULA の飛行時間と発光量の相関。

で求められる。ただし、 $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 、中性子の静止質量 m_n を用いた。標的-NEBULA 間の飛行時間と発光量の相関を図 4.3 に示す。解析の際、NEBULA の発光量のスレッシュホールドは γ 線によるヒットを除去するため 6 MeVee に設定した。飛行時間が 53–60 ns 付近の発光量の小さい ($Q < 10$ MeVee) ピークは、標的と反応せずに通過して SAMURAI で曲げられた陽子と、SAMURAI のヨークが反応して生じた γ 線である。66 ns 付近および 72 ns 付近のピークは ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応に対応し、それぞれ NEBULA の 1 架台目と 2 架台目で中性子を検出した場合である。中性子の速度およびエネルギーの分布を図 4.4 に示す。

4.2.1 1 中性子イベントの選択と VETO の扱い

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応では 1 個の中性子しか放出しない。そのため、Li 標的と反応したイベントでは、NEBULA のシンチレータと反応した場合は理想的には必ず 1 つのシンチレータで検出されるべきである。しかし、反跳陽子などの荷電粒子が複数の NEUT シンチレータを通過したり、NEBULA によって散乱または二次的に生成した中性子が再び NEBULA で観測されることにより、NEBULA において 1 中性子の入射に対し複数のシンチレータでヒットが観測される場合がある。これをクロストークと呼ぶ。そのため、ソフトウェア側で入射中性子によるヒットを選択する必要がある。

入射中性子のヒットを選択するため、NEUT の最速のヒットを入射中性子によるヒットで



(a) 速度 β の分布。縦軸はカウント数である。 $\beta = 0.56$ にピークが存在する。 $\beta = 0.7$ 付近のピークは SAMURAI のヨークからの γ 線である。

(b) 中性子のエネルギー分布。横軸はエネルギー、縦軸はカウント数である。194 MeV 付近に準単色中性子のピークが観測されている。(水色)2ns 以上早く最速でないイベントも含めている。(赤色)2ns 以上早く最速でないイベントを除外している。(黒色)2ns 以上早く最速でないイベントを除外し、かつ中性子が 40 mrad 以内のシンチレータに入射した場合のみプロットしている。

図 4.4 速度 β およびエネルギー E の分布。いずれも標的なしのランは差し引いていない。

あるとするアルゴリズムを適用した。ただし、前述したヨークからの γ 線によるヒットや、バックグラウンドの影響を除くため、200 MeV の実験では観測されている ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ のピークより 2 ns 早い 64 ns というスレッシュホールドを適用した。

次に、VETO の扱いについて述べる。VETO では 2.1.2 節で述べたように荷電粒子によるイベントを除去することを目的としている。本解析では、1 架台目の VETO で 1 MeVee 以上の信号を検出した場合は、そのイベントを棄却した。1 架台目の VETO のヒットによって棄却されたイベントの割合は、ソフトウェアによってビームの定義を行った後の“中性子”トリガーを選択したイベントとの比で 11.8% であった。また、1 架台目の VETO が反応せず、2 架台目の VETO が反応した場合は 1 架台目で二次的に生成された陽子によるクロストークであると考えられるので、2 架台目の全ての NEUT でのヒットを棄却した。

4.3 検出効率の評価方法

4.3.1 異なるエネルギー成分の寄与

本実験では ${}^{nat}\text{Li}$ 標的を用いている。そのため ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ 反応により検出効率を求めるためには、以下の寄与を考慮する必要がある。

- (1) ${}^7\text{Li}$ の基底状態・第一励起状態による成分。
- (2) 標的に当たる前に厚さ 2 mm の Al ターゲットホルダーを通過して ${}^7\text{Li}$ と反応した成分。
- (3) 標的に含まれる ${}^6\text{Li}$ による ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(\text{g.s.})$ 反応の成分。
- (4) 標的に当たる前にターゲットホルダーを通過して ${}^6\text{Li}$ と反応した成分。
- (5) ${}^7\text{Li}$ の第一励起状態より上の準位に励起した成分。
- (6) 以上の反応の角度分布。

まず、(1) と (2) について述べる。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ 反応による準単色中性子を選択するためには、(1) と (2) の 2 つのエネルギーの異なる成分を考慮しなければならない。ただし、0.43 MeV の励起状態に遷移した場合の中性子のエネルギーはその分だけ低くなるが、NEBULA のエネルギー分解能に比べて十分小さいため単一のエネルギーであるとみなして解析を行った。田中氏 [20] による BDC を含むランの解析結果から、200 MeV の場合は 8.1% の陽子ビームがターゲットホルダーを通過していることが分かっている。ターゲットホルダーを通過する際のエネルギー損失 ΔE_h は、ターゲットホルダーに対し垂直に通過したと仮定すると、200 MeV の場合 $\Delta E_h = 1.93\text{ MeV}$ である。

次に、(3) と (4) について議論する。 ${}^{nat}\text{Li}$ 標的中に不純物として含まれる ${}^6\text{Li}$ による ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(\text{g.s.})$ 反応によっても中性子は放出される。このとき、 ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(\text{g.s.})$ 反応によって生じた中性子のエネルギーは ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ 反応による中性子のエネルギーより $\Delta E_{6\text{Li}} = 3.432\text{ MeV}$ だけ低くなる。ホルダーに当たった成分はさらに ΔE_h だけ低くなる。

次に、(5) について議論する。高い励起準位に遷移した場合、 ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^3\text{He} + \alpha$ の分解により連続的な分布となる。このスレッシュホールドは 1.587 MeV であり (図 3.1)、中性子のエネルギースペクトル上において ${}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.34\text{ MeV})$ によるピークよりだけ低いエネルギーの位置から現れる。(1)–(4) によって説明できない成分はすべて (5) により構成されていると考え、フィッティングを行うこととした。

最後に、(6) について議論する。用いた式 (3.1.1) は角度分布が小さい範囲のみで有効であり、そのためこの式の適用範囲を超える大きい散乱角に対しては (3.1.1) を用いることができない。また、散乱角が大きい場合は ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ 反応以外の寄与が大きく、バックグラウンドが相対的に大きくなってしまふ。そのため、散乱角が大きいイベントは使用せず

表 4.6 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ 反応および ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(\text{g.s.})$ 反応の断面積。総断面積は $\int_0^{40\text{mrad}} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$ を表す。

	${}^7\text{Li}$	${}^6\text{Li}$
0° 微分断面積 (mb/sr)	35.0	21.8
総断面積 (mb)	0.169	0.105
反応確率	1.473×10^{-5}	7.558×10^{-7}

$\theta < 40 \text{ mrad}$ の円形の領域のヒットのみを選んで解析を行った。

4.3.2 断面積・反応確率の評価

原子量 A と厚さ $d(\text{g/cm}^2)$ 、および $40(\text{mrad})$ 以内の総断面積 $\sigma(\text{mb})$ から反応確率 P は

$$P = \sigma \frac{N_A d}{A} \quad (4.3.1)$$

と求められる。ここで、 N_A はアボガドロ定数である。陽子の入射エネルギー 200 MeV における値は、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ 反応の場合、T. N. Taddeucci *et al.* [13] により CM 系で 0° 微分断面積が $\sigma_0 = 25.6(7) \text{ mb/sr}$ 、平均自乗半径が $\langle r^2 \rangle / 3 = 5.28(17) \text{ fm}^2$ と測定されている。一方 ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(\text{g.s.})$ 反応の場合、CM 系における 0° 微分断面積 σ_0 と平均自乗半径 $\langle r^2 \rangle$ の値は J. Rapaport *et al.* [11] の Fig. 2(a) により $\sigma_0 = 14.8 \text{ mb/sr}$ 、 $\langle r^2 \rangle / 3 = 5.45 \text{ fm}^2$ と測定されている。なお、文献中のデータ点の読み取りの際にグラフ数値読取システム GSYS [16] を用いた。表 3.1 に示した原子量・厚さを用いて断面積・反応確率を計算すると、 ${}^7\text{Li}$ および ${}^6\text{Li}$ について表 4.6 となった。また、 $r_{6\text{Li}}$ を ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ 反応に対する ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(\text{g.s.})$ 反応の成分の割合とすると、これらの結果から、値は 200 MeV の場合 $r_{6\text{Li}} = 5.13\%$ となった。また、(4) の成分は十分小さく無視できる。そのためフィッティング関数には含めなかった。

4.3.3 フィッティング

図 4.5 は、4.3.1 節の (1), (2), (3), (5) の寄与を考慮してフィッティングを行ったものである。フィッティング関数は、上記の要素を反映したガウシアンとの和とし、フィッティングパラメータを N, E, σ, A, μ の 5 つとした。 N, E は ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43\text{MeV})$ 反応で生じた中性子の個数およびエネルギー、 A, μ は (5) の連続的なスペクトルをガウシアンで近似した場合の個数およびエネルギーである。標準偏差 σ は全てのガウシアンについて共通のパラメータとした。(4.3.2)を用いてフィッティングを行い、中性子の個数を得た。なおフィッティングの際

表 4.7 フィッティングに用いたパラメータ。

固定パラメータ	
ΔE_h	1.93 MeV
r_h	8.1%
$\Delta E_{6\text{Li}}$	3.432 MeV
$r_{6\text{Li}}$	5.13%

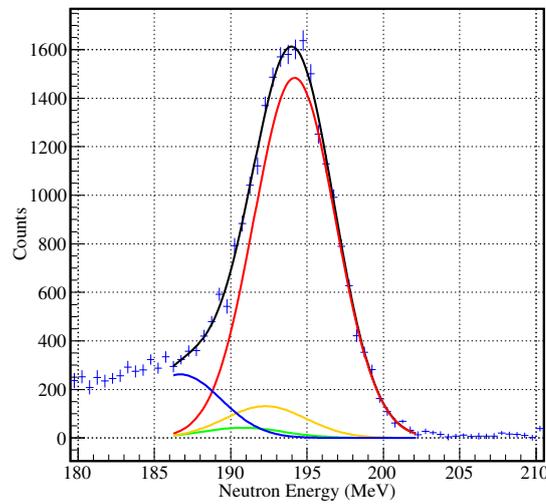


図 4.5 中性子のエネルギー分布。赤線は (1)、橙線は (2)、緑線は (3)、青線は (5) の成分を表す。黒線はそれらの和である。以下の図においても、断りなく同様の配色を用いる。フィッティングの結果、 $N = 21294(249)$, $E = 194.23(4)$ MeV, $\sigma = 2.66(3)$ MeV, $A = 3396(174)$, $\mu = 186.5(4)$ MeV が得られた。

は、(4.3.2)第 1 項について $\pm 3\sigma$ の範囲で再帰的にフィッティングを行った。

$$f_1(x; N, E, \sigma, A, \mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \left[N(1 - r_h) \exp\left(-\frac{(x - E)^2}{2\sigma^2}\right) + Nr_h \exp\left(-\frac{(x - (E - \Delta E_h))^2}{2\sigma^2}\right) \right. \\ \left. + Nr_{6\text{Li}} \exp\left(-\frac{(x - (E - \Delta E_{6\text{Li}}))^2}{2\sigma^2}\right) + A \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \right] \quad (4.3.2)$$

4.4 評価結果

本節では、NEBULA の検出効率およびエネルギー分解能・時間分解能の評価について報告する。SBT 間の時間差について $\mu - 3\sigma$ から $\mu + 3\sigma$ 、SBT の時間平均について $\mu - 3\sigma$ から

表 4.8 レイヤー毎の検出効率とエネルギー分解能の評価。エネルギー分解能は 1σ の値を表す。

レイヤー	エネルギー (MeV)	エネルギー分解能 (MeV)	検出効率
1	194.20(9)	2.95	9.65(21)%
2	194.04(7)	2.77	8.70(17)%
3	194.42(7)	2.52	7.47(15)%
4	194.35(16)	2.34	6.09(33)%
計	194.25(10)(平均値)	2.65 (平均値)	31.91(45)%

$\mu + 3\sigma$ 、陽子ビームのパイルアップについて $\mu - 1\sigma$ 以下で定義した場合の具体的な計算を示す。

標的無しのランの差し引きは、入射陽子に対するゲート条件を同じにした上で入射陽子数を正規化することによって行った。4.3.3 節によるフィッティングの結果、NEBULA で検出した準単色中性子の個数は 21294(249) となった*¹。NEBULA のライブタイム 84.0% を考慮すると、 $\frac{21294(249)}{84.0\%} = 25350(296)$ 個となる。一方、SBT で計測した入射ビーム (DSB) の個数は 2462429 であった。SBT のライブタイム 91.6% およびダウンスケールファクター 2000 を考慮すると、入射陽子数は $\frac{2462429 \cdot 2000}{91.63\%} = 5.374 \times 10^9$ である。これに反応確率 1.473×10^{-5} を掛け、入射中性子の個数を、79160 個と求めた。ただし、入射中性子数の統計誤差は中性子の検出数の統計誤差に比べて十分小さいため無視し、SBT や標的で失われるビームは考慮していない。以上より、検出効率は $25350(296)/79160 = 32.02(37)\%$ となった。また、エネルギー分解能は本実験のセットアップでは 2.66 MeV となった。

4.4.1 レイヤーごとの検出効率

NEBULA は第 2 章で説明したように NEUT のレイヤー 4 層から構成されている。下流側のレイヤーに入射する中性子数は、上流側のレイヤーが中性子を検出したことによって減少する。また、TOF 法によるエネルギー測定では標的から検出器までの距離が長いほどエネルギー分解能が良くなる。そのため、レイヤーごとの検出効率やエネルギー分解能も求める必要がある。図 4.6 に各レイヤーのフィッティング結果を示す。また、各レイヤーの検出効率とエネルギー分解能を表 4.8 に示す。各レイヤーの検出効率の総和は、同ゲート条件で全レイヤーをまとめて解析しフィッティングした結果 (32.02(37)%) と統計誤差の範囲で一致した。また、各レイヤーのエネルギー分解能の平均も統計誤差の範囲で一致した。

*¹ () の中の数字は統計誤差を示し、21294(249) は 21294 ± 249 を意味する。

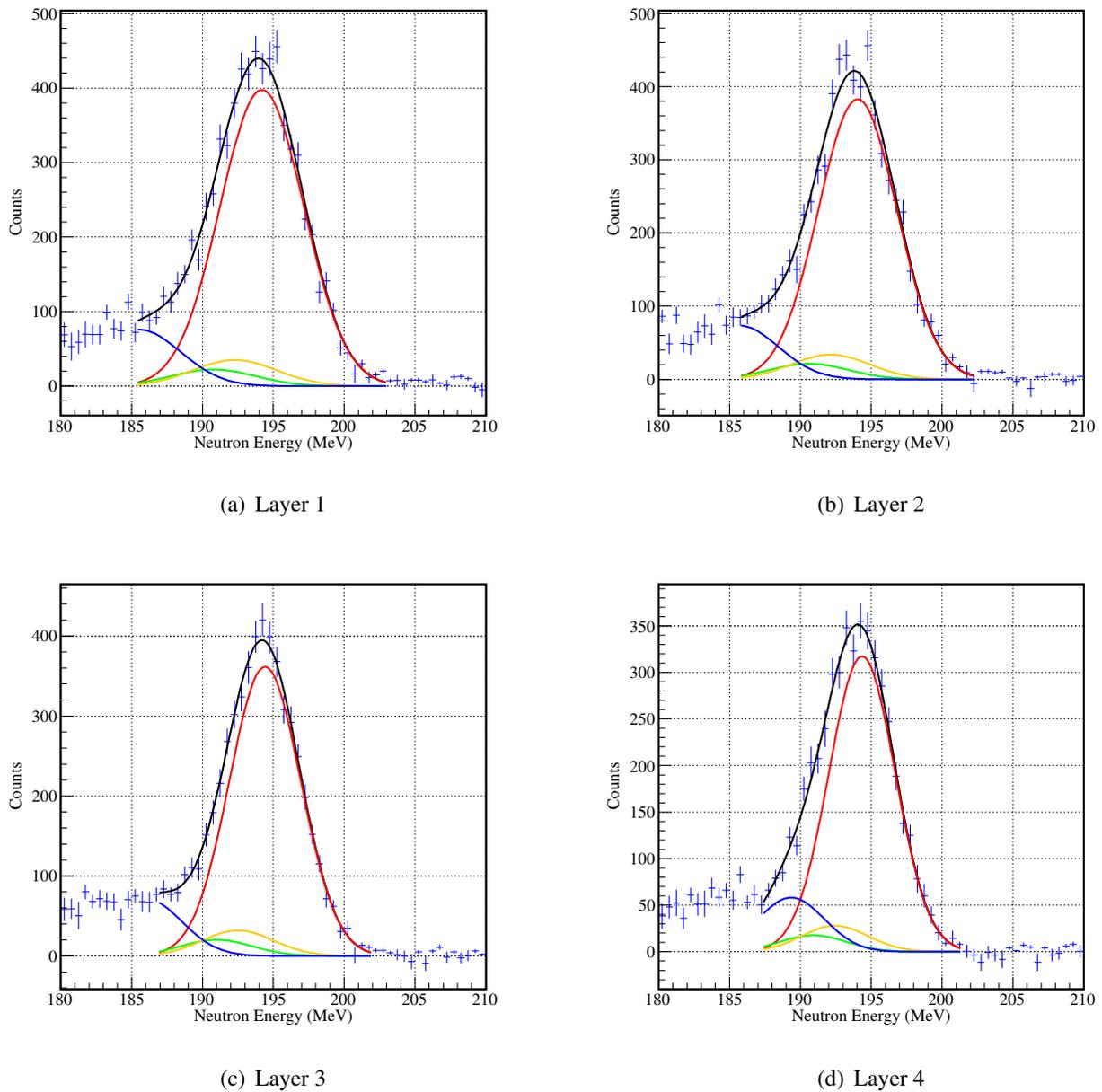


図 4.6 200 MeV のときのレイヤー毎のフィッティング。フィッティング関数は (4.3.2) を用いた。

4.4.2 実験のランごとの変動

本実験では表 4.1 で示したように 200 MeV の標的有りのランを 14 本取得している。理想的には検出効率は全てのランにおいて誤差の範囲内でほぼ一致するはずであるが、全体に比べて統計量が少ないためフィッティングパラメータの取り方に依存する。図 4.9 にラン毎の検出効率の評価を行った結果を示す。実験の前半で 2% ほど検出効率が小さく得られているランがあ

るが、それ以上の特に大きくずれているようなランは無かった。

次に、カウントレートとの相関を考える。実験のランにより、入射陽子のカウントレートが大きく変わっており、DSBにして最も弱い場合で 60 cps, 最も強い場合で 120 cps 程度でおおよそ倍の差があった。理想的にはカウントレートと検出効率の間に相関は無いはずであるが、カウントレートが大きいほどパイルアップの割合が大きくなるため、その影響により検出効率が増加する傾向が現れて見えるはずである。図 4.8 に、パイルアップについて $\mu - 1\sigma$ で切った場合のカウントレートと検出効率をプロットした図を示す。この図から、カウントレートと検出効率の間に相関が無いことが示された。したがって、パイルアップはほぼ完全に排除されていると考えられる。

4.5 系統誤差

本節では系統誤差の評価を行う。系統誤差には、

- (i) 用いた断面積の値によるもの、
- (ii) 用いたフィッティング関数によるもの、
- (iii) 実験で取得したランごとの値の変動によるもの、
- (iv) 入射陽子のゲート条件によるもの、

の要因が考えられる。本節でこれらの要因について考察する。

4.5.1 断面積の値による検出効率の変動

(i) について考える。 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応について用いた値は 0° 微分断面積が 25.6 mb/sr であるが、誤差として 0.7 mb/sr が含まれている。断面積を大きく見積もると、入射中性子数を多く見積もることになるため、検出効率は小さく評価される。同様に断面積を小さく見積もると、検出効率は大きく見積もられる。計算の結果、これにより断面積は最大で 0.88% だけ変化する可能性があることが示された。

${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}(\text{g.s.})$ 反応の断面積の考慮も同様に行わなければならないが、 ${}^6\text{Li}$ の存在比が ${}^7\text{Li}$ に比べて十分小さく、断面積も小さいので無視できるとし、評価は行わなかった。

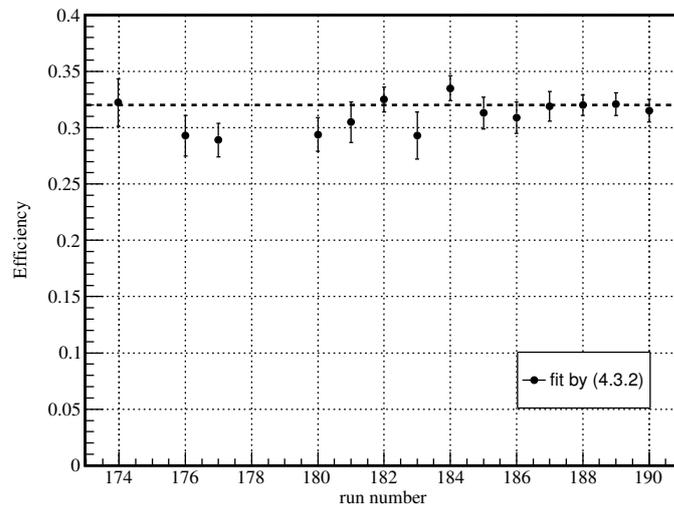


図 4.7 ラン毎の検出効率。(4.3.2) によってフィッティングした結果を示した。破線はラン全体をフィッティングした結果 (4.4 節) を表す。特に傾向より大きくずれているようなランは無かった。

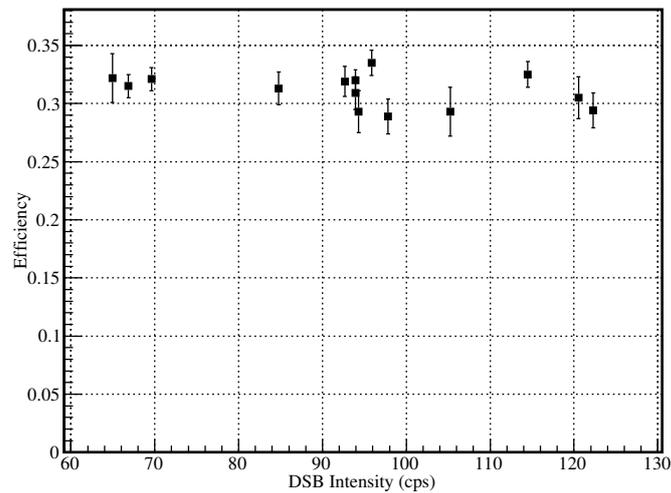
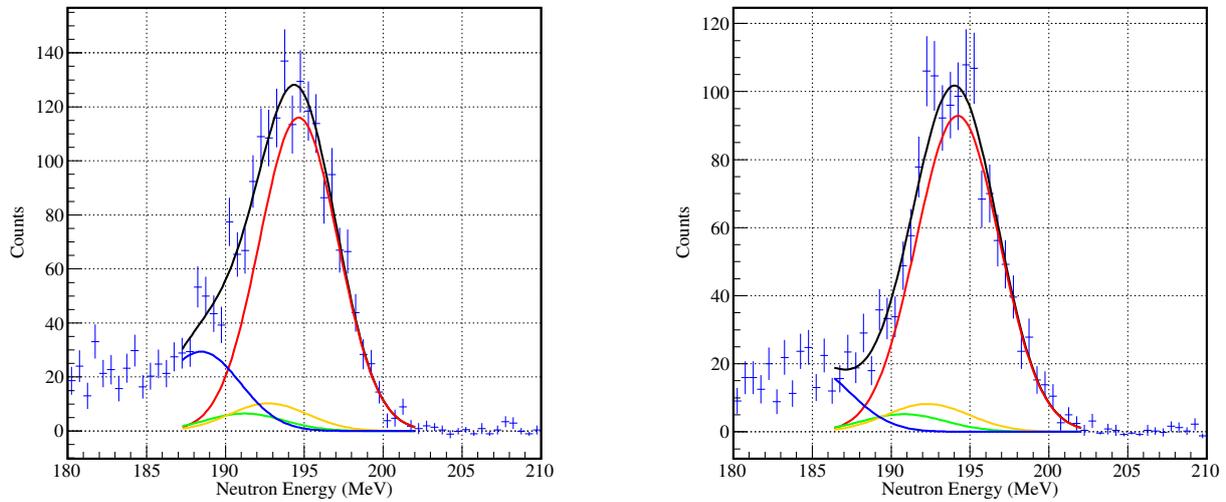


図 4.8 入射陽子のカウントレートを横軸、検出効率を縦軸とした図。パイルアップは $\mu - 1\sigma$ で切っている。カウントレートは倍ほど変化があるが、検出効率との相関はなかった。



(a) 検出効率が最小のラン (run177) のフィッティング結果。検出効率は 28.9% であった。

(b) 検出効率が最大のラン (run184)。検出効率は 33.6% であった。

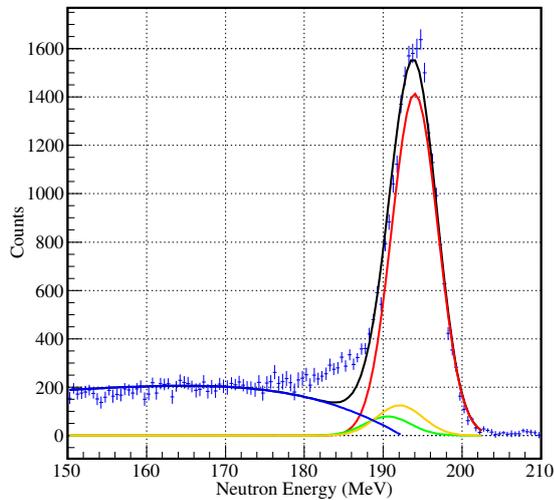
図 4.9 検出効率が最小と最大のラン。フィッティング関数は (4.3.2) を用いた。

4.5.2 フィッティング関数の変更

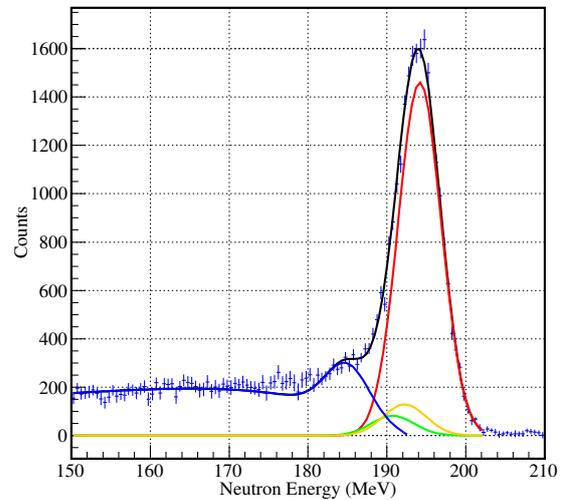
(ii) について考察する。これまではフィッティング関数として (4.3.2) を用いていたが、4.3.1 節における (5) の連続的な分布の評価方法は他にも考えられる。参考文献 [6] では

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = A \frac{1 - \exp\left(\frac{x - E_0}{T}\right)}{1 + \left(\frac{x - E_{QF}}{W}\right)^2} \quad (4.5.1)$$

を用いて連続的な分布のフィッティングを行っている。本研究においても、(4.3.2) の第 4 項を (4.5.1) で差し替えた式を用いてフィッティングした。フィッティングパラメータは A および E_{QF} とした。参考文献では本研究と同様の反応において固定パラメータ T および W を $T = 90 \text{ MeV}$, $W = 32 \text{ MeV}$ としている。そのため、本研究においても同じ固定パラメータを用いた。 E_0 は高い励起準位による連続的な分布のスレッシュホールドのエネルギーであり、フィッティングで得られた ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応のエネルギー分布の平均値より 1.587 MeV だけ低い位置とした (図 3.1)。(4.5.1) によるフィッティング結果を図 4.10(a) に示す。フィッティングの際、フィッティングの範囲は ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応のピークの σ を基準にして $E - 10\sigma$ から $E + 3\sigma$ までの範囲とし、再帰的にフィッティングを行った。フィッティング関数の変更により、パイルアップに対するゲート条件が $\mu - 1\sigma$ の場合の検出効率は $33.84(25)\%$ となり、ガウシアンの場合より 1.82% 大きく見積もられた。また、統



(a) (4.5.1) の場合。



(b) (4.5.1) と、スペクトルの差をガウシアンで埋めた場合。

図 4.10 中性子のエネルギー分布を (4.5.1) によりフィッティングした図。

計誤差はガウシアンの場合よりこれは、関数形からガウシアンの場合よりバックグラウンドとなっている (5) の成分を少なく見積もることになることから理解できる。また図 4.10(a) から分かるように 180–188 MeV 付近でフィッティングが合っていない。この原因は、まだ見積もりきれていない成分があるためであると考えられる。そこで、第 5 項としてさらにガウシアンを入れ、フィッティングを行った。第 5 項のガウシアンの面積および平均値をフィッティングパラメータとし、標準偏差は ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応によるピークの標準偏差と一致させた。そのときのフィッティング結果を図 4.10(b) に示す。パイルアップに対するゲート条件が $\mu - 1\sigma$ の場合の検出効率 $32.65(27)\%$ 、エネルギー分解能は $2.72(3) \text{ MeV}$ であった。また、パイルアップを切るスレッシュホールドによる変化は統計誤差の $1/10$ にも満たず、ほとんど変化はなかった。

4.5.3 実験のラン毎の変化

(iii) について考える。図 4.7 を参照すると、実験のラン毎の統計誤差を考慮して少なくとも 1.6% の誤差が存在する。しかしこれは統計量が少ないことに起因する誤差であると考えられ、十分に統計量を取ればこの要因は次第に減少すると考えられる。そのため、この要因は統計誤差には取り入れなかった。

表 4.9 パイルアップに対するゲート条件による検出効率とエネルギー分解能の評価。エネルギー分解能は 1σ の値を表す。フィッティング関数は (4.3.2) を用いた。

スレッシュヨルド	検出効率	エネルギー分解能 (MeV)
$\mu - 1\sigma$	32.02(37)%	2.66
$\mu - 1.5\sigma$	32.06(42)%	2.65
$\mu - 2\sigma$	32.45(46)%	2.65
平均値	32.18(42)%	2.65

4.5.4 入射陽子のゲート条件による変化

(iv) について考察する。同様にして、入射陽子の入射陽子のパイルアップのゲート条件を $\mu - 1\sigma, \mu - 1.5\sigma, \mu - 2\sigma$ に変更したときの検出効率に変化があるかどうかを調べた。その結果を表 4.9 に示す。パイルアップの成分の存在によって、データ収集系で数えた入射陽子数は実際よりも少なくなる。そのため、検出効率は実際より高く見積もられてしまうことになる。つまりパイルアップを切ることによって検出効率は小さく見積もられるはずであるが、表 4.9 ではその傾向に反してパイルアップを切るほど検出効率が上がるような結果が得られた。これは、パイルアップの成分を切る効果よりも、統計が少なくなることによる誤差が大きくなる効果の方が大きくなっていると考えられる。また、上述した他の系統誤差の要因よりも変化の幅が小さいため、入射陽子のゲート条件による変化を系統誤差には取り入れなかった。

4.5.5 系統誤差の評価

以上の見積もりから、系統誤差を評価する。断面積に起因する誤差は $\pm 0.88\%$ であった。また、フィッティング関数に起因する誤差は、ガウシアンのみの場合 (4.3.2) の場合 (32.18(42)%) と、(4.5.1)+ ガウシアンでフィッティングした場合 (32.64(27)%) の 2 通りの値の平均からのずれを取り、 0.23% とした。なお、このときの値はパイルアップについて $\mu - 1\sigma, -1.5\sigma, -2\sigma$ で切ったときの平均値である。2 通りのフィッティング方法で得られた検出効率の平均値は 32.41(37)% であり、これを検出効率の値とする。また、関数形による誤差より、断面積に起因する誤差の方が大きいため、系統誤差として $\pm 0.88\%$ を採用する。以上より、検出効率として $32.41 \pm 0.88(\text{sys}) \pm 0.37(\text{stat})\%$ を得た。また、本実験のセットアップ条件でのエネルギー分解能として $2.67 \pm 0.04(\text{sys}) \pm 0.03(\text{stat}) \text{ MeV}$ を得た。

同様に、レイヤー毎に対して検出効率の評価を行った結果について図 4.10 に示す。全レイヤーについての和を取った場合 $32.33 \pm 0.93(\text{sys}) \pm 0.37(\text{stat})\%$ という値が得られた。これは上記の検出効率の値と誤差の範囲でコンシステントであり、本解析の妥当性が確認された。

表 4.10 レイヤー毎の検出効率の評価と誤差。単位は % である。

レイヤー	検出効率	系統誤差	統計誤差
1	9.68	± 0.28	± 0.18
2	8.75	± 0.25	± 0.16
3	7.51	± 0.21	± 0.13
4	6.39	± 0.19	± 0.24
total	32.33	± 0.93	± 0.37

第5章

まとめ

本研究では、中性子検出器 NEBULA の検出効率とエネルギー分解能の評価を ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応を用いて行った。その結果、エネルギー 194 MeV の中性子に対し、検出効率は $32.41 \pm 0.88(\text{sys}) \pm 0.37(\text{stat})\%$ 、エネルギー分解能は $2.67 \pm 0.04(\text{sys}) \pm 0.03(\text{stat}) \text{ MeV}$ と評価された。

本研究で中性子検出器 NEBULA の検出効率を求めたことにより、NEBULA を用いて行う実験において中性子を観測することによる断面積の導出が可能となった。本研究で得た NEBULA の検出効率の値は、これまでに行われた ${}^{22}\text{C}$ 実験や ${}^{28}\text{O}$ 実験などの NEBULA を用いた実験の他、将来行われる実験においても使用される値であり、本研究の意義は大きい。

付録 A

A.1 実験のランの詳細

実験で取得したランのデータを表 A.1, A.2 に示す。

表 A.1 ラン毎の DSB トリガーの情報。

run number	ungated	gated	LiveTime	Beam	DSF
174	124344	114147	91.80%	248683036	1999.96
176	204860	188064	91.80%	409713602	1999.97
177	270475	246571	91.16%	540939533	1999.96
178(empty)	266787	248536	93.16%	533560882	1999.95
179(empty)	244079	227237	93.10%	488146971	1999.95
180	225305	201337	89.36%	450600364	1999.96
181	268850	240763	89.55%	537687798	1999.95
182	213923	192907	90.18%	427837398	1999.96
183	193257	177082	91.63%	386505610	1999.96
184	194269	180210	92.76%	388530915	1999.96
185	156934	146795	93.54%	313862286	1999.96
186	170817	158458	92.76%	341626439	1999.96
187	341858	317982	93.02%	683702738	1999.96
188	341045	316747	92.88%	682076764	1999.96
189	253595	240009	94.64%	507182549	1999.97
190	292389	277441	94.89%	584767877	1999.97
標的有り	3251921	2998513	92.21%	6503716909	1999.96
標的無し	510866	475773	93.13%	1021707853	1999.95

表 A.2 ラン毎の DSB トリガーの情報。

run number	ungated	gated	LiveTime
174	183304	154135	84.09%
176	299656	253155	84.48%
177	401042	330828	82.49%
178(empty)	326707	268896	82.30%
179(empty)	299227	246946	82.53%
180	348107	280401	80.55%
181	414195	335036	80.89%
182	325568	265660	81.60%
183	290929	238161	81.86%
184	286124	238448	83.34%
185	225809	191626	84.86%
186	248850	208674	83.86%
187	498562	417768	83.79%
188	498736	417192	83.65%
189	352566	307280	87.16%
190	406644	355657	87.46%
標的有り	4780092	3994021	83.56%
標的無し	625934	515842	82.41%

A.2 2体系の運動学

加速器を用いた原子核反応の実験では、一般に光速に対し数 % から数十 % の速度まで原子核を加速させる。そのため、原子核の運動は相対論的に扱う必要がある。本節では、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.43 \text{ MeV})$ 反応に対し適用できる 2 体系の運動学について述べる。

以下の議論において、単位系は $c = \hbar = 1$ とした自然単位系を用いる。質量を m 、運動量ベクトルを \mathbf{p} (大きさ p)、エネルギーを E と表し、粒子の種類を下付き添字で、系を上付き添字で表す。なお一般に、どのような慣性系を選んでも

$$E^2 = m^2 + \mathbf{p}^2 \quad (1.2.1)$$

が成立する。また、ビーム軸方向を z 軸、標的の位置を原点とした円筒座標 (z, ρ, ϕ) を用いる。

A.2.1 CM系とLab系

CM系

CM系 (center-of-mass frame, 重心系) とは、

$$\mathbf{p}_p^{\text{CM}} + \mathbf{p}_{7\text{Li}}^{\text{CM}} = \mathbf{p}_n^{\text{CM}} + \mathbf{p}_{7\text{Be}}^{\text{CM}} = \mathbf{0} \quad (1.2.2)$$

を満たす系である。この系においては運動量保存則が自動的に満たされている。また、エネルギー保存則は

$$E_p^{\text{CM}} + E_{7\text{Li}}^{\text{CM}} = E_n^{\text{CM}} + E_{7\text{Be}}^{\text{CM}} \quad (1.2.3)$$

となる。

Lab系

Lab系 (laboratory frame, 実験室系) とは、

$$\mathbf{p}_{7\text{Li}}^{\text{Lab}} = \mathbf{0} \quad (1.2.4)$$

を満たす系である。この条件から

$$E_{7\text{Li}}^{\text{Lab}} = m_{7\text{Li}} \quad (1.2.5)$$

が得られる。運動量保存則およびエネルギー保存則は、

$$\mathbf{p}_p^{\text{Lab}} = \mathbf{p}_n^{\text{Lab}} + \mathbf{p}_{7\text{Be}}^{\text{Lab}} \quad (1.2.6)$$

$$E_p^{\text{Lab}} + m_{7\text{Li}}^{\text{Lab}} = E_n^{\text{Lab}} + E_{7\text{Be}}^{\text{Lab}} \quad (1.2.7)$$

となる。

CM系とLab系の変換

系を変換するには Lorentz 変換を行えば良い。Lab系での重心速度 $\beta = \frac{v}{c}$ と $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ を用いると、Lab系からCM系への変換は

$$\begin{pmatrix} E_p^{\text{CM}} \\ \mathbf{p}_p^{\text{CM}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta \\ -\gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_p^{\text{Lab}} \\ \mathbf{p}_p^{\text{Lab}} \end{pmatrix} \quad (1.2.8)$$

$$\begin{pmatrix} E_{7\text{Li}}^{\text{CM}} \\ \mathbf{p}_{7\text{Li}}^{\text{CM}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta \\ -\gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{7\text{Li}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.2.9)$$

となる。これより、重心速度 β は

$$\beta = \frac{p_p^{\text{Lab}}}{E_p^{\text{Lab}} + m_{7\text{Li}}} \quad (1.2.10)$$

と求められる。重心速度は反応前と反応後で変わらないので、反応後の中性子と ${}^7\text{Be}$ も同様に変換する。

一方、CM 系から Lab 系へは、Lorentz 変換の逆行列 $\begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta \\ \gamma\beta & \gamma \end{pmatrix}$ を用いて変換すればよい。

A.2.2 不変質量 M

Lorentz 不変量である不変質量 M は、

$$M = \sqrt{(E_p + E_{7\text{Li}})^2 - (\mathbf{p}_p + \mathbf{p}_{7\text{Li}})^2} \quad (1.2.11)$$

$$= \sqrt{(E_n + E_{7\text{Be}})^2 - (\mathbf{p}_n + \mathbf{p}_{7\text{Be}})^2} \quad (1.2.12)$$

で定義される。CM 系および Lab 系で具体的に書き下すと以下のようになる。

$$\begin{aligned} M &= E_p^{\text{CM}} + E_{7\text{Li}}^{\text{CM}} \\ &= E_n^{\text{CM}} + E_{7\text{Be}}^{\text{CM}} \end{aligned} \quad (1.2.13)$$

$$\begin{aligned} M &= \sqrt{(E_p^{\text{Lab}} + m_{7\text{Li}})^2 - (\mathbf{p}_p^{\text{Lab}})^2} \\ &= \sqrt{(E_n^{\text{Lab}} + E_{7\text{Be}}^{\text{Lab}})^2 - (\mathbf{p}_n^{\text{Lab}} + \mathbf{p}_{7\text{Be}}^{\text{Lab}})^2} \end{aligned} \quad (1.2.14)$$

したがって不変質量 M は、重心系における全エネルギーに等しい。条件 (1.2.2) および (1.2.13) より、

$$E_n^{\text{CM}} = \frac{M^2 + m_n^2 - m_{7\text{Be}}^2}{2M} \quad (1.2.15)$$

$$E_{7\text{Be}}^{\text{CM}} = \frac{M^2 - m_n^2 + m_{7\text{Be}}^2}{2M} \quad (1.2.16)$$

$$p_n^{\text{CM}} = p_{7\text{Be}}^{\text{CM}} = \frac{1}{2M} \sqrt{(m_{7\text{Be}}^2 - m_n^2)^2 - 2M^2(m_{7\text{Be}}^2 + m_n^2) + M^4} \quad (1.2.17)$$

が得られる。

A.2.3 散乱角

Lab系での散乱角は $\tan \theta^{\text{Lab}} = \frac{p_{n,\rho}^{\text{Lab}}}{p_{n,z}^{\text{Lab}}}$ で与えられるため、CM系からLab系へのローレンツ変換

$$\begin{pmatrix} E_n^{\text{Lab}} \\ p_{n,z}^{\text{Lab}} \\ p_{n,\rho}^{\text{Lab}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_n^{\text{CM}} \\ p_n^{\text{CM}} \cos \theta^{\text{CM}} \\ p_n^{\text{CM}} \sin \theta^{\text{CM}} \end{pmatrix} \quad (1.2.18)$$

を用いると散乱角の変換式は

$$\gamma \tan \theta^{\text{Lab}} = \frac{\sin \theta^{\text{CM}}}{\cos \theta^{\text{CM}} + \beta E_n^{\text{CM}} / p_n^{\text{CM}}} \quad (1.2.19)$$

と求められる。また、Lab系からCM系へ変換するには、 $a = \gamma \tan \theta^{\text{CM}}$ および $b = \beta E_n^{\text{CM}} / p_n^{\text{CM}}$ を用いて

$$\cos \theta^{\text{CM}} = \frac{-a^2 b \pm \sqrt{a^4 b^2 - (a^2 + 1)(a^2 b^2 - 1)}}{a^2 + 1} \quad (1.2.20)$$

とすればよい。複号について+は前方散乱、-は後方散乱を表している。

A.2.4 運動量移行

運動量移行 q^{CM} を

$$\mathbf{q}^{\text{CM}} = \mathbf{p}_p^{\text{CM}} - \mathbf{p}_n^{\text{CM}} \quad (1.2.21)$$

で定義する。このとき、大きさは

$$q^{\text{CM}} = \sqrt{(p_p^{\text{CM}})^2 + (p_n^{\text{CM}})^2 - 2p_p^{\text{CM}} p_n^{\text{CM}}} \quad (1.2.22)$$

で与えられるが、 $p_p^{\text{CM}} \sim p_n^{\text{CM}}$ (ただし $p_p^{\text{CM}} \neq p_n^{\text{CM}}$) の場合は、

$$q^{\text{CM}} \sim 2p^{\text{CM}} \sin \frac{\theta^{\text{CM}}}{2} \quad (1.2.23)$$

と近似できる。ここで、 $p^{\text{CM}} = \frac{p_p^{\text{CM}} + p_n^{\text{CM}}}{2}$ とおいた。Taddeucci, Rapaport [11, 13] らはこの近似式で計算を行なっていると考え、本研究において運動量移行を計算するときは(1.2.23)を用いた。

A.2.5 微分断面積の変換

CM 系での微分断面積と Lab 系での微分断面積の変換は次のようにして行うことができる。まず、CM 系、Lab 系において微小断面積 $d\sigma$ を通過する散乱粒子の個数は等しいので、

$$d\sigma(\theta^{\text{Lab}}, \phi^{\text{Lab}}) = d\sigma(\theta^{\text{CM}}, \phi^{\text{CM}}) \quad (1.2.24)$$

である。これより、

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{Lab}} d\Omega^{\text{Lab}} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{CM}} d\Omega^{\text{CM}} \\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{Lab}} &= \frac{d\Omega^{\text{CM}}}{d\Omega^{\text{Lab}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{CM}} \end{aligned} \quad (1.2.25)$$

が成り立つ。ここで、 $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ である。また、入射陽子のビーム軸対称性を考慮すると、 $\phi^{\text{Lab}} = \phi^{\text{CM}}$ なので、

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega^{\text{CM}}}{d\Omega^{\text{Lab}}} &= \frac{\sin\theta^{\text{CM}} d\theta^{\text{CM}}}{\sin\theta^{\text{Lab}} d\theta^{\text{Lab}}} \\ &= \frac{d(\cos\theta^{\text{CM}})}{d(\cos\theta^{\text{Lab}})} \end{aligned} \quad (1.2.26)$$

(1.2.19)を θ^{CM} で微分して整理することにより、

$$\frac{d(\cos\theta^{\text{CM}})}{d(\cos\theta^{\text{Lab}})} = \frac{(\gamma^2(\beta E_n^{\text{CM}}/p_n^{\text{CM}} + \cos\theta^{\text{CM}})^2 + \sin^2\theta^{\text{CM}})^{\frac{3}{2}}}{\gamma(1 + \cos\theta^{\text{CM}}\beta E_n^{\text{CM}}/p_n^{\text{CM}})} \quad (1.2.27)$$

を得る。したがって、(3.1.1)を用いれば、

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{Lab}} = \sigma_0^{\text{CM}} \exp\left(-\frac{(q^{\text{CM}})^2 \langle r^2 \rangle}{3}\right) \frac{(\gamma^2(\beta E_n^{\text{CM}}/p_n^{\text{CM}} + \cos\theta^{\text{CM}})^2 + \sin^2\theta^{\text{CM}})^{\frac{3}{2}}}{\gamma(1 + \cos\theta^{\text{CM}}\beta E_n^{\text{CM}}/p_n^{\text{CM}})} \quad (1.2.28)$$

と変換することが導かれる。

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{Lab}} = \int_0^{\theta_{\text{max}}^{\text{Lab}}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{Lab}} d\Omega^{\text{Lab}} \quad (1.2.29)$$

を数値積分すれば、総断面積が得られる。

A.3 シンチレーション光の両読みによる位置・時間と発光量の検出

本節では、位置・時間と発光量の検出について議論する。この節では、長さ $2l$ のシンチレータの中心を原点として上下方向に y 軸をとり、反応点を $y = y_0$ 、発光した時間を $t = t_0$ 、発光量を $Q = Q_0$ とした場合を考える。上下の PMT に到達する時間をそれぞれ t_u, t_d 、上下の PMT で検出される発光量をそれぞれ Q_u, Q_d とする。

A.3.1 位置・時間の検出

光はシンチレータ中を速さ $v = \frac{c}{n}$ (n は屈折率) で飛行するため、上下の PMT に到達する時間は

$$t_u = t_0 + \frac{l - y_0}{v} t_d = t_0 + \frac{l + y_0}{v} \quad (1.3.1)$$

で与えられる。したがって、この平均をとると

$$\langle t \rangle = \frac{t_u + t_d}{2} = t_0 + \frac{l}{v} \quad (1.3.2)$$

となり、 y 方向の位置に依らない値になる。よって時間平均を取ることににより発光した時間を求めることができる。

また、上下の時間差をとれば

$$t_d - t_u = \frac{y_0}{v} \quad (1.3.3)$$

となり、 t_0 に依らない y_0 に比例する値になる。よって時間差を取ることににより反応した位置を求めることができる。

A.3.2 発光量の検出

光はシンチレータ中を一定の割合で減衰しながら飛行するため、指数関数的に減少し

$$Q(y) = Q_0 e^{-\frac{y}{\lambda}} \quad (1.3.4)$$

ここで λ はシンチレータに固有の減衰長である。したがって、上下の PMT で検出される発光量は

$$Q_u = Q_0 \exp\left(-\frac{l - y_0}{\lambda}\right) \quad (1.3.5)$$

$$Q_d = Q_0 \exp\left(-\frac{l + y_0}{\lambda}\right) \quad (1.3.6)$$

となる。この相乗平均を求めると、

$$\langle Q \rangle = \sqrt{Q_u Q_d} = Q_0 \exp\left(-\frac{l}{\lambda}\right) \quad (1.3.7)$$

となり、位置に依らない値になる。したがって、相乗平均によって Q_0 を求めることができる。ただし、実際には反射による光強度の減衰により、シンチレータの端の方でヒットした場合のほうが発光量が高くなる傾向があるため、4 次でフィットすることが多い。NEBULA でも 4 次でフィットを行なっている。TeX

参考文献

- [1] ${}^7\text{Be}$ の準位図.
http://www.tunl.duke.edu/nuclldata/figures/07figs/07_04_1988.pdf.
- [2] R. A. Cecil, B. D. Anderson, and R. Madey. Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1MeV to about 300MeV. *Nucl. Instr. and Meths.*, Vol. 161, pp. 1920–1931, May 1990.
- [3] S. Goriely. Hfb24. <http://www-astro.ulb.ac.be/bruslib/nucdata/hfb24-dat>.
- [4] S. Goriely, M. Samyn, and J. M. Pearson. Further explorations of skyrme-hartree-fock-bogoliubov mass formulas. vii. simultaneous fits to masses and fission barriers. *Phys.Rev.C*, Vol. 75, p. 064312, 2007.
- [5] Y. Iwamoto, M. Hagiwara, D. Satoh, S. Araki, H. Yashima, T. Sato, A. Masuda, T. Matsumoto, N. Nakao, T. Shima, T. Kin, Y. Watanabe, H. Iwase, and T. Nakamura. Characterization of high-energy quasi-monoenergetic neutron energy spectra and ambient dose equivalents of 80-389 mev ${}^7\text{Li}(p, n)$ reactions using a time-of-flight method. *Nucl.Instrum.Methods Phys.Res.*, Vol. A804, p. 50, 2015.
- [6] J. Jänecke, T. Annakkage, G. P. A. Berg, B. A. Brown, J. A. Brown, G. Crawley, S. Danczyk, M. Fujiwara, D. J. Mercer, K. Pham, D. A. Roberts, J. Stasko, J. S. Winfield, and G. H. Yoo. Structure of the neutron-halo nucleus ${}^6\text{He}$. *Phys.Rev.C*, Vol. 54, p. 1070, 1996.
- [7] Y. Kondo, editor. *Spectroscopy of unbound oxygen isotopes II*, 2013.
- [8] LPC-CAEN. *Explorations autour de la dripline neutron (NEBULA+ proposal)*, 2013.
- [9] E. Lunderberg, P. A. DeYoung, Z. Kohley, H. Attanayake, T. Baumann, D. Bazin, G. Christian, D. Divaratne, S. M. Grimes, A. Haagsma, J. E. Finck, N. Frank, B. Luther, S. Mosby, T. Nagi, G. F. Peaslee, A. Schiller, J. Snyder, A. Spyrou, M. J. Strongman, and M. Thoennessen. Evidence for the ground-state resonance of ${}^{26}\text{O}$. *Phys.Rev.Lett.*, Vol. 108, p. 142503, 2012.
- [10] T. Otsuka, T. Suzuki, J. D. Holt, A. Schwenk, and Y. Akaishi. Three-body forces and the limit of oxygen isotopes. *Phys.Rev.Lett.*, Vol. 105, p. 032501, 2010.

- [11] J. Rapaport, C. C. Foster, C. D. Goodman, C. A. Goulding, T. N. Taddeucci, D. J. Horen, E. R. Sugarbaker, C. Gaarde, J. Larsen, J. A. Carr, F. Petrovich, and M. J. Threapleton. (p, n) reaction on li isotopes for $e_p=60-200$ MeV. *Phys. Rev. C*, Vol. 41, pp. 1920–1931, May 1990.
- [12] H. Sakurai, S. M. Lukyanov, M. Notani, N. Aoi, D. Beaumel, N. Fukuda, M. Hirai, E. Ideguchi, N. Imai, M. Ishihara, H. Iwasaki, T. Kubo, K. Kusaka, H. Kumagai, T. Nakamura, H. Ogawa, Yu. E. Penionzhkevich, T. Teranishi, Y. X. Watanabe, K. Yoneda, and A. Yoshida. Evidence for particle stability of ^{31}f and particle instability of ^{25}n and ^{28}o . *Phys.Lett.*, Vol. 448B, p. 180, 1999.
- [13] T. N. Taddeucci, W. P. Alford, M. Barlett, R. C. Byrd, T. A. Carey, D. E. Ciskowski, C. C. Foster, C. Gaarde, C. D. Goodman, C. A. Goulding, E. Gülmez, W. Huang, D. J. Horen, J. Larsen, D. Marchlenski, J. B. McClelland, D. Prout, J. Rapaport, L. J. Rybarcyk, W. C. Sailor, E. Sugarbaker, and C. A. Whitten. Zero-degree cross sections for the $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}(\text{g.s.}+0.43\text{-MeV})$ reaction in the energy range 80-795 MeV. *Phys. Rev. C*, Vol. 41, pp. 2548–2555, Jun 1990.
- [14] 小浦寛之, 橘孝博, 宇野正宏, 山田勝美. 日本原子力研究開発機構.
http://wwwndc.jaea.go.jp/nuclldata/mass/ktuy04_j.html.
- [15] 佐古貴行. 不安定核二次反応のための大型中性子検出器の開発, 2009.
- [16] 北海道大学大学院理学研究院附属原子核反応データ研究開発センター. グラフ数値読取システム gsys
<http://www.jcprg.org/gsys/gsys-j.html>.
- [17] 国立天文台編. 理科年表. 丸善出版, 2012.
- [18] 西征爾郎. 重イオンビームを用いた大立体角中性子検出器 NEBULA のテスト実験, 2012.
- [19] 山崎文男. 実験物理学講座 26 放射線. 共立出版, 昭和 48 年.
- [20] 田中隆己. 不安定核反応実験における高速中性子の検出, 2012.

謝辞

指導教員の中村隆司先生と、研究室のスタッフである近藤洋介先生、梶野泰宏先生、武内聡先生には、研究を進める上で多くの助けを頂きました。特に近藤先生には親身になって論文の添削などをして頂きました。中村研究室の四方さん、坪田さん、尾崎さん、斉藤さんと、同期の平山さんとは物理だけでなく日常の事柄にも多くの助けを頂きました。また、旭研の皆様とは合同ミーティングを毎週開催し、情報交換をして頂きました。この場を借りて感謝の意を表します。

同期の友人として、岩崎さん、小泉さん、江田さん、佐々木さん、高山さん、徳武さん、長塚さん、芳賀さん、濱部さん、東さん、松本さんとはよく議論をしたり励ましてくれたりと、非常にお世話になりました。

また、家族や親戚は普段から心の支えとなりました。9日前に亡くなった祖母もきっと、私の卒業論文の完成を喜んでいるだろうと思います。