

2024 年度 修士論文

多中性子系観測のための
新型中性子検出器のシミュレーション

東京科学大学 理学院 物理学系 物理学コース

学籍番号 23M00460

氏名 高橋里緒

指導教官 中村隆司

2025 年 2 月 6 日

概要

中性子のみで構成された原子核「多中性子系 (中性子原子核)」は、小数核子系の安定性、中性子過剰核の構造、さらには元素合成の過程や中性子星の構造を解明する上で重要である。中性子原子核の中でも、4 中性子系の観測報告が近年相次いでおり注目されている。先行研究からは共鳴状態の候補が観測されたが、一方で束縛状態の観測を主張する実験もある。さらには観測されたピークが共鳴ではないとする理論研究もあり、4 中性子系の確証実験が求められる。6 中性子系の観測は困難であるため報告例がない。

中性子原子核をより高精度に測定・観測するためには、先行研究のような中性子を検出せずに質量を導出する欠損質量法ではなく、崩壊後に発生する複数の中性を同時に検出して、より精度良く質量を求める不変質量法の導入が効果的である。しかし複数個の中性の同時検出は困難であり、1つの中性子によって複数信号を検出させるクロストーク現象によりバックグラウンドを増加させ、統計量を減少させてしまう。

新型中性子検出器 NEOLITH は、上記の問題を解決し 4 中性子系の高分解能観測および 6 中性子系の初観測を実現するために開発が進められている。NEOLITH は複数層のプラスチックシンチレータの後方に、荷電粒子検出用のドリフトチェンバーを配置して組み合わせたものである。ドリフトチェンバーを用いることで、中性子とプラスチックの反応で生じる反跳陽子の飛跡を観測し、不変質量分解能や位置分解能が飛躍的に向上するとともに、複数中性子を識別する能力の向上が期待される。

本研究では NEOLITH の開発に向けて、Geant4 を用いて多中性子系観測のシミュレーションを行い、多中性子系検出における性能評価と検出器ジオメトリの最適化を行った。4 中性子系および 6 中性子系の相対エネルギーのスペクトルを導出した結果、観測に十分な検出効率と特に 4 中性子系では従来に比べて大幅なエネルギー分解能の向上が示された。さらに検出効率やエネルギー分解能について、中性子検出器の台数依存性やプラスチックシンチレータ厚さ依存性等について本論文で議論する。

Abstract

The multi-neutron system, also called the neutron nucleus, is a nucleus composed only of neutrons. The multi-neutron system is crucial for understanding the stability of few-nucleon systems, the structure of neutron-rich nuclei, the processes of nucleosynthesis, and the structure of neutron stars. Among multi-neutron systems, the four-neutron system has attracted particular attention due to several experiments in recent years. A few studies have observed candidates for resonance states in the four-neutron system, and one experiment even claims the observation of a bound state. There are also theoretical studies suggesting that the observed candidates for the resonance states are not actually resonances, and thus, confirmatory experiments for the four-neutron system are required. Going to the even more exotic, the six-neutron system, while hypothetically possible, remains unreported due to extreme experimental difficulties. To achieve higher precision in measuring and observing neutron nuclei, the invariant mass method is more effective than the missing mass method. In the invariant mass method, to measure mass with greater accuracy, multiple neutrons are simultaneously detected after the decay of the mother nucleus. On the other hand, the missing mass method, which deduces mass without directly detecting neutrons, was employed in previous studies due to the difficulties of multi neutron detection. Simultaneous detection of multiple neutrons is challenging, as the crosstalk phenomenon—where a single neutron generates multiple signals—can increase background noise and reduce statistical accuracy.

The next-generation neutron detector NEOLITH (NEutrOn detector array for muLTI-neutron systems using Tracking tecHnology) is being developed to address crosstalk phenomena and to enable high-resolution detection of the four-neutron system, as well as the first observation of the six-neutron system. The new neutron detector consists of multiple layers where each layer consists of several plastic scintillators placed in front of a drift chamber for detecting charged particles. By utilizing this drift chamber, the trajectory of recoil protons produced by interactions between neutrons and the plastic scintillators can be clearly observed, leading to a significant improvement in invariant mass resolution and position resolution, as well as enhanced capability to identify multiple neutrons.

In this study, I conduct simulations using Geant4 for the observation of multi-neutron systems in preparation for the development of NEOLITH. I evaluate the multi-neutron detection performance of NEOLITH and I optimize its geometry. By deriving the relative energy spectra of the four- and six-neutron systems, I demonstrate sufficient detection efficiency and energy resolution; in particular, the four-neutron system exhibited a significant improvement in energy resolution compared to previous studies. Furthermore, in this thesis, I discuss the

dependence of detection efficiency and energy resolution on factors such as the number of layers and the thickness of the plastic scintillators.

目次

第 1 章	序	7
1.1	中性子原子核とは	7
1.2	中性子原子核の測定法	11
1.2.1	欠損質量法	12
1.2.2	不変質量法	12
1.3	新型中性子検出器 NEOLITH の開発目的	13
第 2 章	新型中性子検出器 NEOLITH の概要	15
2.1	実験セットアップ	15
2.2	NEOLITH の構成	16
2.3	中性子検出部	17
2.3.1	中性子検出器の構造	17
2.3.2	中性子とプラスチックシンチレータの反応	17
2.3.3	物理量	18
2.4	ドリフトチェンバー部	19
2.4.1	基本構造・動作原理	20
2.4.2	DC の構成	20
第 3 章	シミュレーション	22
3.1	シミュレーションのセットアップ	22
3.2	発生粒子	23
3.3	解析手法	24
3.3.1	陽子飛跡の検出	24
3.3.2	クロストークの識別	26
3.3.3	相対エネルギーの導出	29
3.4	性能評価方法	29
3.5	クロストークカットの評価	31
3.5.1	クロストークカット条件	31
3.5.2	マルチプリシティ	32

3.6	反跳陽子のふるまい	34
3.6.1	反跳陽子のエネルギー損失	34
3.6.2	反跳陽子の発生位置分布	35
3.6.3	反跳陽子の運動エネルギー分布	37
第 4 章	シミュレーション結果	40
4.1	DC の大型 1 枚版と中型 2 枚版の比較	40
4.1.1	4n	41
4.1.2	6n	42
4.2	励起エネルギー依存性	43
4.2.1	4n	43
4.2.2	6n	45
4.3	中性子検出器の台数依存性	46
4.3.1	4n	47
4.3.2	6n	50
4.4	プラスチックの厚さ依存性	50
4.4.1	4n	51
4.4.2	6n	53
4.5	中性子検出器のエネルギースレッシュホールド依存性	54
4.5.1	4n	54
4.5.2	6n	57
4.6	4n 実験に対する考察	59
4.7	シミュレーション結果のまとめ	63
4.7.1	DC の大型 1 枚版と中型 2 枚版の比較	63
4.7.2	励起エネルギー依存性	63
4.7.3	中性子検出器の台数依存性	63
4.7.4	プラスチックの厚さ依存性	63
4.7.5	中性子検出器のエネルギースレッシュホールド依存性	64
4.7.6	4n 実験に対する考察	64
第 5 章	まとめと展望	65
	参考文献	66

目次

1.1	陽子数 $Z=1 \sim 9$ の核図表 [1]。縦軸は陽子数、横軸は中性子数を表す。黒色：安定核、赤色：陽子過剰核、青色：中性子過剰核、灰色：中性子過剰な非束縛核を示す。陽子過剰核、中性子過剰核は共に束縛核である。赤線は中性子ドリップラインを示し、束縛核と非束縛核の境界線となる。	7
1.2	2 核子系のエネルギー準位 [1]	8
1.3	^{26}O の崩壊エネルギースペクトル [3]。赤線は 2 中性子崩壊エネルギーのピーク、青線は検出効率を示す。	9
1.4	2016 年、二重荷電交換反応によるテトラニュートロンのエネルギースペクトル [6]。テトラニュートロンの候補が 4 イベント観測された。共鳴エネルギーは $E_r = 0.83 \pm 0.65(stat) \pm 1.25(syst)$ MeV、崩壊幅は $\Gamma < 2.6$ MeV である。	9
1.5	2022 年、 α 粒子ロックアウト反応によるテトラニュートロンのエネルギースペクトル [8]。赤線のピークがテトラニュートロンの共鳴エネルギー $E_r = 2.37 \pm 0.38(stat) \pm 0.44(sys)$ MeV、共鳴幅 $\Gamma = 1.75 \pm 0.22(stat) \pm 0.30(sys)$ MeV を表す。	10
1.6	6 中性子の配位図	11
1.7	$^8\text{He}(p, p^4\text{He})4n$ 反応の模式図。欠損質量法では反応前後の粒子、不変質量法では崩壊後の粒子を測定する。	11
1.8	クロストークイベント	13
2.1	SAMURAI の概観。 $^8\text{He}(p, p^4\text{He})4n$ を例としたセットアップ。新型中性子検出器 NEOLITH は SAMURAI 磁石の下流に設置予定。	15
2.2	新型中性子検出器 NEOLITH の上面図	16
2.3	中性子と ^{12}C または H との反応断面積 [9]。破線：H との反応、実線： ^{12}C との反応を示す。	17
2.4	DC の上面図。左図は DC 1 層分を表し、DC 2 台が 10cm 離れて構成される。右図は DC 1 台の拡大図である。P はポテンシャルワイヤー、A はアノードワイヤーを表す。	19

3.1	プラスチックシンチレータ (NEUT) とドリフトチェンバー (DC)2 層分の上面図。実線の矢印が tra、pla と tra の組み合わせを pair、赤と青の pair が 2.(iii) または (iv) の条件を満たせば Track となり同じ粒子による 1 本の飛跡として構成できる。	26
3.2	角度と速度の定義。 v_1 : 1 個目の Track の速度ベクトル、 v_{12} : 2 つの Track の相対速度ベクトル、 $d\phi$ は xy 平面上での v_1 と v_{12} との角度の差、 $d\theta$ は v_1 と v_{12} のなす角度である。	27
3.3	新型中性子検出器を上から見た時のクロストーク事象。青線: 中性子の飛跡、赤線: 陽子の飛跡であり、点線は実際には観測されない飛跡である。	28
3.4	クロストークカット前の相対エネルギースペクトル	29
3.5	クロストークカット後の相対エネルギースペクトル (4 中性子系)	29
3.6	相対エネルギースペクトルのダブルガウシアンフィッティング (4 中性子系)	30
3.7	クロストークカット後 (条件 1 のみ) の相対エネルギースペクトル	32
3.8	クロストークカット後 (条件 2 のみ) の相対エネルギースペクトル	32
3.9	クロストークカット後 (条件 3 のみ) の相対エネルギースペクトル	32
3.10	クロストークカット後 (条件 1 かつ 3) の相対エネルギースペクトル	32
3.11	クロストークカット前のマルチプリシティ (4n 系)	33
3.12	クロストークカット後のマルチプリシティ (4n 系)	33
3.13	クロストークカット前のマルチプリシティ ($M \geq 4$)	33
3.14	クロストークカット後のマルチプリシティ ($M \geq 4$)	33
3.15	プラスチック内での陽子の飛程	34
3.16	シミュレーションでのセットアップにおける DC 内での陽子のエネルギー損失。緑の縦線は物質の切り替わりを表す。	35
3.17	実際のセットアップにおける DC 内での陽子のエネルギー損失。緑の縦線は物質の切り替わりを表す。	36
3.18	粒子の z 方向発生位置	36
3.19	粒子の z 方向発生位置 (Track 可能)	36
3.20	厚さ 3 cm の場合の粒子の z 方向発生位置 (Track 可能)	37
3.21	厚さ 5 cm の場合の粒子の z 方向発生位置 (Track 可能)	37
3.22	粒子の z 方向発生位置と運動エネルギーの関係	38
3.23	陽子の z 方向発生位置と運動エネルギーの関係 (Track 可能)	38
3.24	厚さ 3 cm での陽子の z 方向発生位置と運動エネルギーの関係 (Track 可能)	38
3.25	厚さ 5 cm での陽子の z 方向発生位置と運動エネルギーの関係 (Track 可能)	38
4.1	DC 大型一枚版の 4 中性子系の相対エネルギースペクトル	41
4.2	DC 中型二枚版の 4 中性子系の相対エネルギースペクトル	41
4.3	DC 大型 1 枚版の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル	42
4.4	DC 中型 2 枚版の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル	42

4.5	4n 系での検出効率の励起エネルギー依存性。赤線が大型 1 枚版、青線が中型 2 枚版の結果を表す。	43
4.6	4n 系のエネルギー分解能 励起エネルギー依存性	44
4.7	4n 系のクロストークカット後割合 励起エネルギー依存性	45
4.8	Erel=3 MeV の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル	45
4.9	Erel=4 MeV の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル	45
4.10	Erel=5 MeV の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル	46
4.11	layer=5 の 4n 系の相対エネルギースペクトル	47
4.12	layer=10 の 4n 系の相対エネルギースペクトル	47
4.13	layer=15 の 4n 系の相対エネルギースペクトル	47
4.14	4n 系の検出効率 台数依存性	48
4.15	4n 系のエネルギー分解能 台数依存性	49
4.16	4n 系のクロストークカット後割合 台数依存性	49
4.17	layer=10 の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル	50
4.18	layer=15 の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル	50
4.19	4n 系の検出効率 プラスチック厚さ依存性	51
4.20	4n 系のエネルギー分解能 プラスチック厚さ依存性	52
4.21	4n 系のクロストークカット後割合 プラスチックの厚さ依存性	53
4.22	pla=3 cm の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル	53
4.23	pla=5 cm の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル	53
4.24	4n の検出効率 中性子検出器のスレッシュヨルド依存性	55
4.25	4n のエネルギー分解能 中性子検出器のスレッシュヨルド依存性	55
4.26	4n 系のクロストークカット後割合 中性子検出器のスレッシュヨルド依存性	56
4.27	4n 系のクロストーク残存率 中性子検出器のスレッシュヨルド依存性	56
4.28	6n 系の検出効率 中性子検出器のスレッシュヨルド依存性	57
4.29	6n 系のエネルギー分解能 中性子検出器のスレッシュヨルド依存性	58
4.30	6n 系のクロストークカット後割合 中性子検出器のスレッシュヨルド依存性	58
4.31	α 粒子ノックアウト反応による実験値と理論によるエネルギー分布の比較 [11]	59
4.32	Breit-Wigner 型の発生粒子の相対エネルギースペクトル	60
4.33	Lazauskas らの発生粒子の相対エネルギースペクトル。赤： $\lambda=4.0$ 、青： $\lambda=2.5$ 、 緑： $\lambda=1.5$ の場合を表す。	60
4.34	相対エネルギースペクトル。青：Breit-Wigner 型、赤： $\lambda=1.5$ の場合である。	61
4.35	相対エネルギースペクトル。青：Breit-Wigner 型、赤： $\lambda=2.5$ の場合である。	61
4.36	相対エネルギースペクトル。青：Breit-Wigner 型、赤： $\lambda=4.0$ の場合である。	62

表目次

2.1	DC 1 枚分の物質の種類	21
3.1	NEUT と DC の寸法、モジュール数	22
3.2	クロストークカットをかけたときのイベント数 ($E_{rel}=0 \sim 5$ MeV) とクロストーク残存率	31
3.3	各マルチプリシティにおけるイベント数	34
3.4	飛程とプラスチック (+DC) 内でのエネルギー損失	39
4.1	DC 大型 1 枚版と中型 2 枚版の DC の横幅、モジュール数	40
4.2	DC 大型 1 枚版と中型 2 枚版のエネルギー分解能・検出効率・クロストークカット後の割合 (4n)	41
4.3	DC 大型 1 枚版と中型 2 枚版のエネルギー分解能・検出効率・クロストークカット後の割合 (6n)	42
4.4	$E_{rel}=2, 3, 4, 5$ MeV でのエネルギー分解能・検出効率・クロストークカット後の割合 (6n)	46
4.5	台数 layer=5,10,15,20 台のエネルギー分解能・検出効率・クロストークカット後の割合 (4n)	48
4.6	台数 layer=10,15,20 台のエネルギー分解能・検出効率・クロストークカット後の割合 (6n)	50
4.7	エネルギー分解能・半値幅 (4n)	52
4.8	pla=3, 4, 5cm でのエネルギー分解能・検出効率・クロストークカット後の割合 (6n)	54
4.9	発生粒子の相対エネルギーと新型中性子検出器で検出後の相対エネルギーの半値幅	62
4.10	4n, 6n 系のエネルギー分解能・検出効率	63

第 1 章

序

1.1 中性子原子核とは

自然界で存在する安定な原子核は中性子と陽子がほぼ同数ずつ含まれる。一方で中性子のみで構成される、多中性子系もしくは「中性子原子核」の存在について、不安定核物理において長年研究されてきた。多中性子系の探索は元素合成の過程や中性子星の構造を解明する上で重要である。多中性子系や原子核内で見られる多中性子クラスターは中性子ドリップライン近傍で見られる。(図 1.1) 中性子ドリップラインとは、強い相互作用で崩壊を起こす非束縛核と束縛核の境界線である。中性子過剰な原子核は不安定であり、中性子原子核が核力による束縛状態をとるか、もしくは非束縛な共鳴状態をとるかは解明すべき問題の一つである。

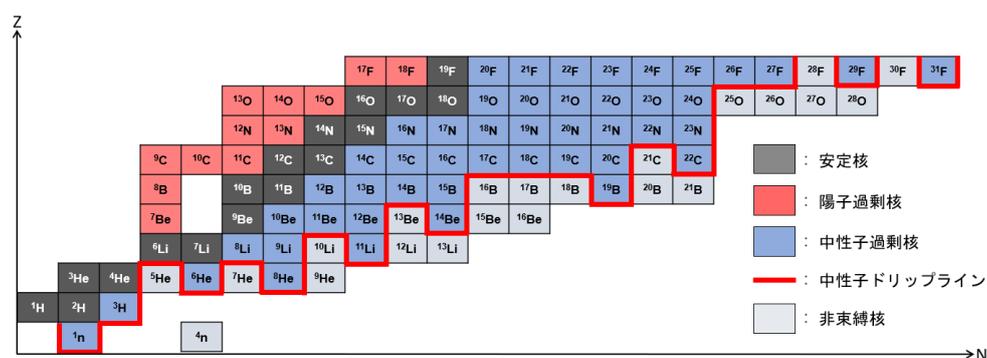


図 1.1 陽子数 $Z=1 \sim 9$ の核図表 [1]。縦軸は陽子数、横軸は中性子数を表す。黒色：安定核、赤色：陽子過剰核、青色：中性子過剰核、灰色：中性子過剰な非束縛核を示す。陽子過剰核、中性子過剰核は共に束縛核である。赤線は中性子ドリップラインを示し、束縛核と非束縛核の境界線となる。

多中性子系について、中性子数が最小となる 2 中性子クラスターはダイニュートロンと呼ばれる。自由空間において、2 核子系はスピン同士が平行である重陽子のみが束縛し、安定核として存在している。ダイニュートロンをはじめ、スピンが反平行の 2 核子系はいずれも非束縛となる。

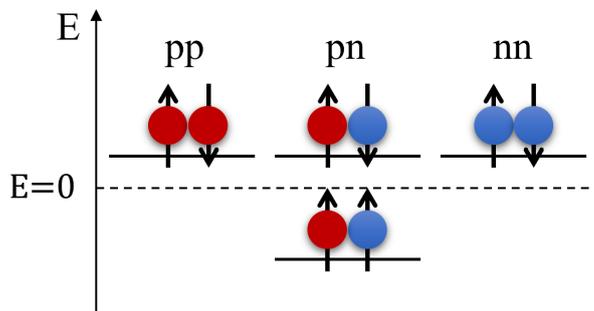


図 1.2 2 核子系のエネルギー準位 [1]

ところが原子核表面や中性子ハローのような低密度環境においては、ダイニュートロン相関が現れる可能性が示されている。

中性子ハローとは、コアとなる原子核のまわりに価中性子が低密度の空間的広がりをもつ構造のことである。中性子ハローが発達する条件の一つ目は、1 中性子分離エネルギー S_n もしくは 2 中性子分離エネルギー S_{2n} が小さいことである。通常安定核における 1 中性子分離エネルギーは 8 MeV 程度であるが、2 中性子ハローとして知られている ^{11}Li の 2 中性子分離エネルギーは $369.28 \pm 0.64\text{keV}$ と 1 桁以上小さい値をとる [1]。二つ目は軌道角運動量が小さい ($l = 0, 1$) ことである。以上の条件を満たすとき、中性子がトンネル効果によって平均ポテンシャルの外に滲み出すことで平均二乗半径が大きくなり中性子ハローが発達する。2 中性子ハローの代表的な例である ^{11}Li では、クーロン分解反応断面積の測定からダイニュートロン相関が発達することが示唆された [2]。

原子核表面では、中性子ドリップラインを超える中性子殻模型にも特異構造が現れることが最近の研究で明らかになってきた。束縛核 ^{24}O と 2 中性子に崩壊する不安定核 ^{26}O は、2016 年の近藤らの実験において不変質量法によって励起エネルギースペクトル測定が行われた。 ^{26}O の崩壊エネルギーは $18 \pm 3(\text{stat}) \pm 4(\text{syst}) \text{keV}$ [3] と求められ、測定されてきた中で最小の 2 中性子崩壊エネルギーであった。3 体モデルの理論計算によれば、こうした非束縛中性子殻模型の共鳴状態においてもダイニュートロン相関が発達していると予想されており [4]、実験による検証が期待されている。

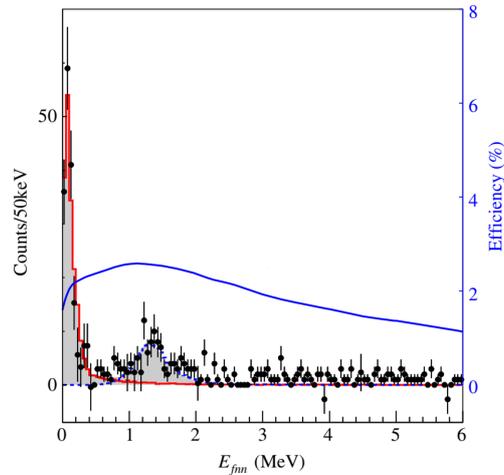


図 1.3 ^{26}O の崩壊エネルギースペクトル [3]。赤線は 2 中性子崩壊エネルギーのピーク、青線は検出効率を示す。

4 個の中性子のみで構成されるテトラニュートロン (4 中性子系) は、1960 年代から束縛もしくは共鳴状態どちらをとるかについて議論され続けてきた。テトラニュートロンの初の観測事例は、2002 年のマルケスらによる ^{14}Be の実験である [5]。ただし、この事象についてはエネルギーが測定されず、また追実験での確認が行われなかったため、テトラニュートロンの存在について確証が得られなかった。

2016 年には、理研 RIBF の SHARAAQ スペクトロメータを用いた木佐森らによる二重荷電交換反応 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Be})4n$ の実験により、共鳴エネルギー $E_r = 0.83 \pm 0.65(\text{stat}) \pm 1.25(\text{syst})$ MeV のテトラニュートロンの候補が発見された [6]。ただし実験内のテトラニュートロンの候補は 4 イベントのみであった。

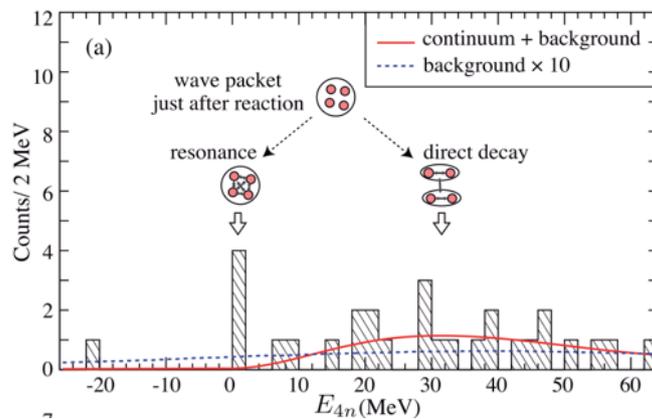


図 1.4 2016 年、二重荷電交換反応によるテトラニュートロンのエネルギースペクトル [6]。テトラニュートロンの候補が 4 イベント観測された。共鳴エネルギーは $E_r = 0.83 \pm 0.65(\text{stat}) \pm 1.25(\text{syst})$ MeV、崩壊幅は $\Gamma < 2.6$ MeV である。

2021 年の Faestermann らの実験では、 ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C})4n$ 反応において、全励起エネルギーが $E^*({}^{10}\text{C}+4n) = 2.93 \pm 0.16\text{MeV}$ と測定され、テトラニュートロンは束縛エネルギー $B(4n) = 0.42 \pm 0.16\text{MeV}$ の束縛状態をとると解釈された [7]。

一方、2022 年に Duer らは理研 RIBF の SAMURAI スペクトロメータを用いて α 粒子ノックアウト反応 ${}^8\text{He}(p, p^4\text{He})4n$ によってテトラニュートロンを生成し、図 1.5 に示すような高い統計精度のデータを得ることに成功した。テトラニュートロンは共鳴エネルギーが $E_r = 2.37 \pm 0.38(\text{stat}) \pm 0.44(\text{sys})\text{MeV}$ 、共鳴幅が $\Gamma = 1.75 \pm 0.22(\text{stat}) \pm 0.30(\text{sys})\text{MeV}$ の共鳴状態であると示された [8]。

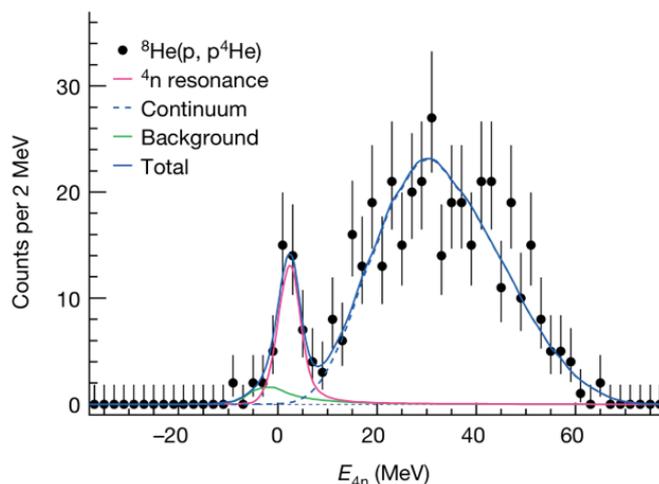


図 1.5 2022 年、 α 粒子ノックアウト反応によるテトラニュートロンのエネルギースペクトル [8]。赤線のピークがテトラニュートロンの共鳴エネルギー $E_r = 2.37 \pm 0.38(\text{stat}) \pm 0.44(\text{sys})\text{MeV}$ 、共鳴幅 $\Gamma = 1.75 \pm 0.22(\text{stat}) \pm 0.30(\text{sys})\text{MeV}$ を表す。

前述した 4 中性子系観測の先行研究はいずれも欠損質量法を用いており、この手法では崩壊後の 4 中性子を直接検出せずに 4 中性子系の質量を決定できる。一方で 4 個の中性子同士の相関などについて調べることはできない。4 中性子の同時検出が可能となれば、不変質量法によってより精度の高い 4 中性子系の測定が実現される。この欠損質量法、不変質量法については、1.2 節 中性子原子核の測定法で詳しく述べる。

6 中性子以上の多中性子クラスターに関しては多中性子観測という点で実験的に困難なため、いまだに研究が行われていない。6 中性子系（ヘキサニュートロン）は図 1.6 のように閉殻構造をとるので、テトラニュートロンに比べて安定化すると予想される。

このように 2, 4, 6 中性子系の研究が進むことで、中性子原子核における多体問題への理解や中性子星の構造といった宇宙物理学にアプローチ可能であると期待される。

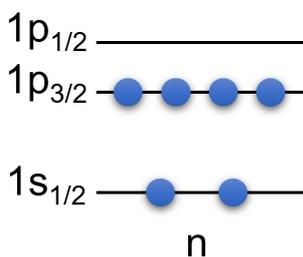


図 1.6 6 中性子の配位図

1.2 中性子原子核の測定法

多中性子系は短寿命ですぐに崩壊するため、反応前後もしくは崩壊後の複数の粒子のエネルギー、運動量を観測し再構成することでその質量が導出可能である。不安定核の有効的な核分光法として欠損質量法、不変質量法の二つが挙げられる。多中性子系において欠損質量法では中性子を検出せずに済む一方、不変質量法では複数個の中性子の同時検出が必要不可欠となる。これまでのテトラニュートロンに関する先行研究では欠損質量法が用いられており、新型中性子検出器を用いた不変質量法によるテトラニュートロン、ヘキサニュートロンの観測を目標としている。以下、それぞれの方法と特徴について説明する。

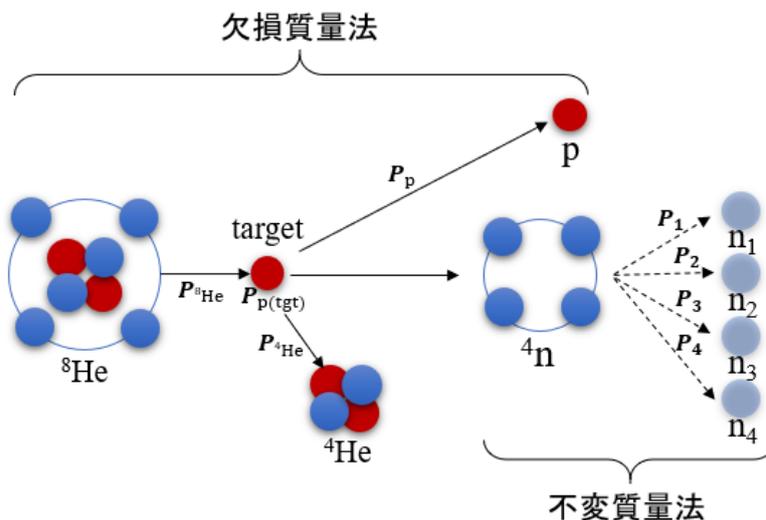


図 1.7 ${}^8\text{He}(p, p^4\text{He})4n$ 反応の模式図。欠損質量法では反応前後の粒子、不変質量法では崩壊後の粒子を測定する。

1.2.1 欠損質量法

欠損質量法は、観測対象の不安定核を検出せずに質量を測定する方法である。4 中性子系を観測した先行研究ではこの手法が用いられている。

欠損質量法では、入射粒子、標的、反跳粒子のエネルギーと運動量を用いて 4 中性子系のエネルギーと運動量を再構成する。 ${}^8\text{He}(p, p^4\text{He})4n$ 反応を例とすると、力学的エネルギー保存則と運動量保存則より、四中性子系のエネルギーと運動量は以下の式が成り立つ。

$$E_{4n} = E_{{}^8\text{He}} + E_{p(\text{tgt})} - E_{{}^4\text{He}} - E_p, \quad (1.1)$$

$$\mathbf{P}_{4n} = \mathbf{P}_{{}^8\text{He}} + \mathbf{P}_{p(\text{tgt})} - \mathbf{P}_{{}^4\text{He}} - \mathbf{P}_p, \quad (1.2)$$

よって 4 中性子の欠損質量と相対エネルギーは

$$M = \sqrt{E_{4n}^2 - \mathbf{P}_{4n}^2}, \quad (1.3)$$

$$E_{rel} = M - 4m_n, \quad (1.4)$$

と表せる。

この手法は崩壊後の不安定核を直接観測する必要がないため、中性子の運動量を計測せずとも多中性子系の質量の導出が可能という利点がある。一方で、不変質量法の場合と比べてエネルギー分解能が 1 MeV 程度と悪くなってしまう。したがってより精度の高いデータを得るためには、実験的な困難さはあるが不変質量法を用いた実験を行うのが望ましい。

1.2.2 不変質量法

不変質量法は、観測対象の不安定核の崩壊後の粒子を検出することで、不安定核の質量を測定する方法である。四中性子系では、崩壊後の 4 つの中性子の運動量ベクトルを直接同時測定することで、四中性子系の質量、相対エネルギーを導出する。自然単位系 $c = 1$ において、4 中性子のエネルギーを $E_i (i = 1, 2, 3, 4)$ 、運動量ベクトルを $\mathbf{P}_i (i = 1, 2, 3, 4)$ 、静止質量を m_n とすると、エネルギー保存則、運動エネルギー保存則から 4n の不変質量 M は

$$M = \sqrt{\left(\sum_{n=1}^4 E_i\right)^2 - \left|\sum_{n=1}^4 \mathbf{P}_i\right|^2}, \quad (1.5)$$

$$, \quad (1.6)$$

と表せる。また崩壊エネルギーに相当する相対エネルギー E_{rel} は

$$E_{rel} = M - 4m_n \quad (1.7)$$

$$, \quad (1.8)$$

と導出することができる。

よって、崩壊粒子の運動量ベクトルを測定することで原子核の不変質量を導出することができる。利点は、欠損質量法に比べてエネルギー分解能が高い ($\sigma \sim 200$ keV) ことである。さらに相対エネルギーは入射ビームのエネルギーとは無関係なので、2 次ビームのようにエネルギーや位置・角度が広がっていても適用しやすい。また厚い標的を使ってもエネルギー分解能が大きく損なわれることはない。一方で、複数中性子が放出される場合には同時検出が必要となり、実験的に困難である。

1.3 新型中性子検出器 NEOLITH の開発目的

従来の中性子検出器では、クロストークによって観測したい中性子数が増えるほど統計量は減少し、バックグラウンドは増加するという問題が生じていた。

クロストークとは、1 個の中性子が別々の検出器で多数信号を出す事象のことである。中性子検出器では、検出器に入射した中性子がプラスチック内の水素または炭素と散乱を起こして叩き出された反跳陽子を検出している。そのため中性子を 1 個入射させた場合でも中性子や反跳陽子が散乱されて、複数個中性子を入射させたときと同じく複数の検出器で検出される可能性がある。複数信号が検出された場合は、1 中性子起源のイベントかもしくは複数の中性子によるイベントか区別することができない。

新型中性子検出器では、中性子検出器に加えて反跳陽子を検出するためのドリフトチェンバーを組み合わせる。ドリフトチェンバーによって反跳陽子の軌跡を捉えることができれば、複数の信号がクロストークイベントか複数個の中性子によるイベントか区別可能となり、従来よりも統計量の向上と位置分解能の向上が期待できる。

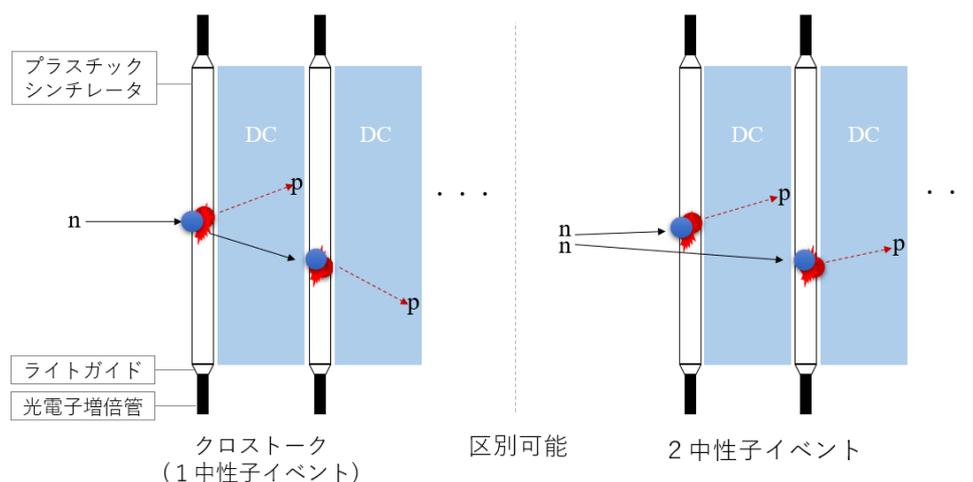


図 1.8 クロストークイベント

我々は新型中性子検出器の製作に向けて現在試作機を製作中である。本研究では新型中性子検出

第 1. 序

器 NEOLITH の開発において Geant4 を用いたシミュレーションを行い、新型中性子検出器の性能評価とジオメトリの最適化を行った。論文の構成は、第 2 章で新型中性子検出器 NEOLITH の概要、第 3 章ではシミュレーションの詳細と解析方法、第 4 章ではシミュレーション結果について述べる。最後第 5 章でまとめと今後の展望について述べる。

第 2 章

新型中性子検出器 NEOLITH の概要

2.1 実験セットアップ

新型中性子検出器 NEOLITH は、将来的に理化学研究所の重イオン加速器研究施設 (RIBF) の多種粒子測定装置 (SAMURAI) に配置される。 ${}^8\text{He}(p, p^4\text{He})4n$ 反応を例として実験セットアップを図 2.1 に示す。

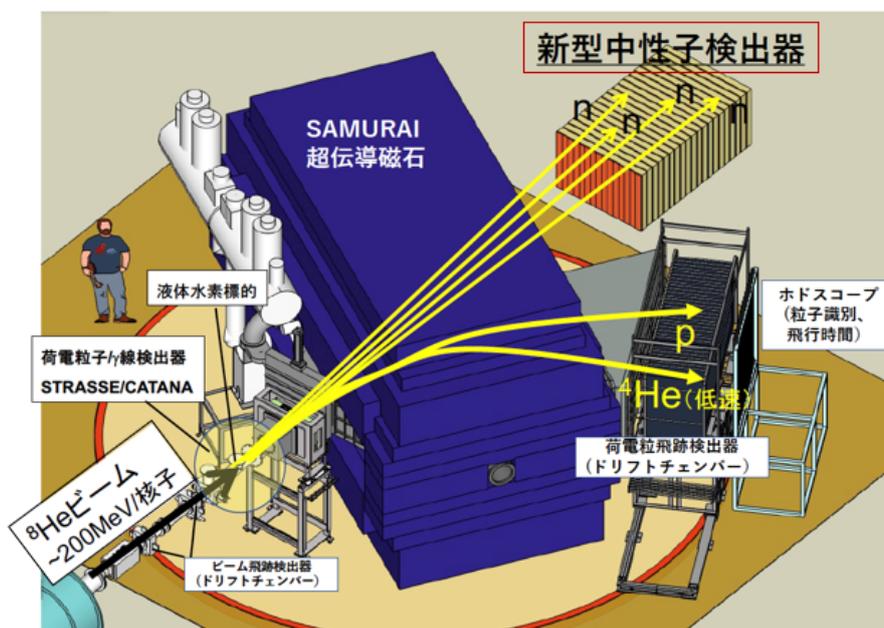


図 2.1 SAMURAI の概観。 ${}^8\text{He}(p, p^4\text{He})4n$ を例としたセットアップ。新型中性子検出器 NEOLITH は SAMURAI 磁石の下流に設置予定。

SAMURAI (Superconducting Analyzer for Multi-particle from Radio Isotope Beams) は、不安定核ビームと標的の原子核反応によって生じた複数の粒子を分離した後検出する装置である。原子核反応に用いる不安定核ビームは、SRC などのサイクロトロンで多段階的に加速された後 (一次ビーム)、BigRIPS と呼ばれる RI ビーム生成分離装置によって目的のビームを得る (二次ビー

第 2. 新型中性子検出器 NEOLITH の概要

ム)。生じた粒子のうち荷電粒子は、超伝導双極子磁石の磁場によって軌道を曲げられ重イオン検出器によって検出される。これらの検出器によって軌道の飛跡、エネルギー損失、飛行時間を測定し、粒子識別を行うとともに運動量ベクトルを測定する。粒子が中性子の場合、電荷を持たないため磁場の影響を受けず直進し、ビーム軸上に置かれた中性子検出器 NEOLITH で測定される。

図 2.1 では 200MeV の ^8He ビームを液体水素標的に衝突させることで中性子原子核 ^4n を生成している。その後四中性子系は 4 つの中性子に崩壊し新型中性子検出器 NEOLITH で検出可能である。

2.2 NEOLITH の構成

NEOLITH(NEutrOn detector array for muLti-neutron systems using Tracking tecHnology) は、多中性子系の高分解能観測のために開発中の新型中性子検出器である。従来の中性子検出器に、中性子とプラスチックシンチレータとの反応で生じる反跳陽子の飛跡を観測するドリフトチェンバーを組み合わせる。

新型中性子検出器 NEOLITH は中性子検出部と反跳陽子検出部を合わせて 1 層とし、計 20 層で構成され設置される予定である。中性子検出部は薄型プラスチックシンチレータが水平方向に 10 枚並べられており、反跳陽子検出部はドリフトチェンバー (DC) を 2 台組み合わせたものを 1 層として、中性子検出部後方に設置している。NEOLITH の上面図を図 2.2 に示す。座標系はビーム軸方向を z 軸とし、 z 軸に垂直な平面に関して水平方向を x 軸、鉛直方向を y 軸とする。

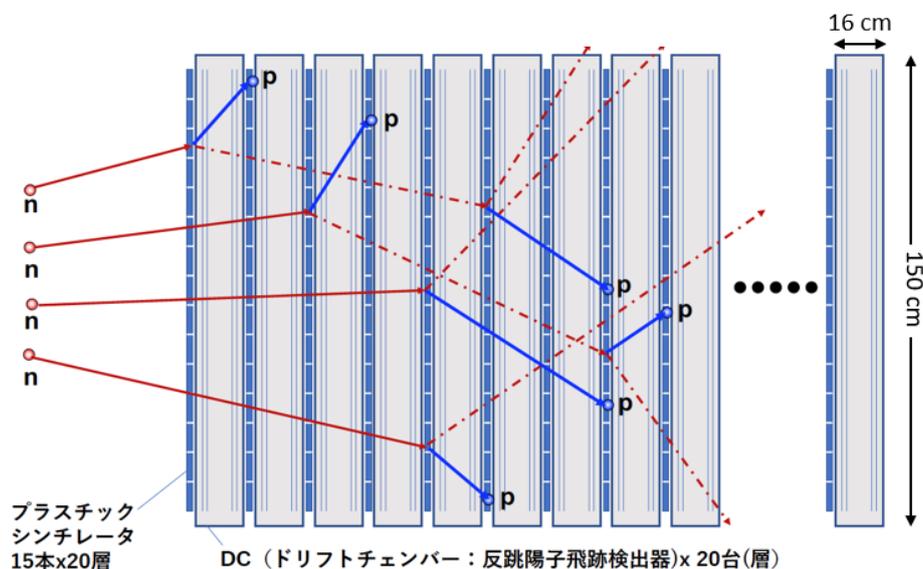


図 2.2 新型中性子検出器 NEOLITH の上面図

プラスチックシンチレータ一枚の寸法は、横幅 10 cm、高さ 90 cm、奥行 4 cm である。また DC 1 層の寸法は、横幅 150 cm、高さ 90 cm、奥行 16 cm であり、内部では同じ構造の DC 2 台

が 10 cm 離れて設置されている。

2.3 中性子検出部

2.3.1 中性子検出器の構造

中性子検出器 1 モジュールはプラスチックシンチレータ、ライトガイド、光電子増倍管 (PMT) の三つの部位から成る。プラスチックシンチレータ側面は遮光シートで覆われており、上下端にはライトガイドを介して PMT を接着している。(図 1.8 参照)

中性子検出器全体では中性子検出用モジュール (NEUT) を複数層配置する。複数層必要とするのは、50 MeV~1 GeV の中性子に対するプラスチックシンチレータの検出効率が 1 cm あたり 1% と小さく、何層も重ねることで検出効率を上げるためである。

2.3.2 中性子とプラスチックシンチレータの反応

中性子は電荷を持たないため、直接検出器で観測することができない。シンチレータに入射した中性子は、強い相互作用によりシンチレータ中の水素や炭素などの原子核と反応することがある。この反応で生じた反跳陽子が電磁相互作用により放出したシンチレーション光をとらえることで間接的に中性子を検出することができる。

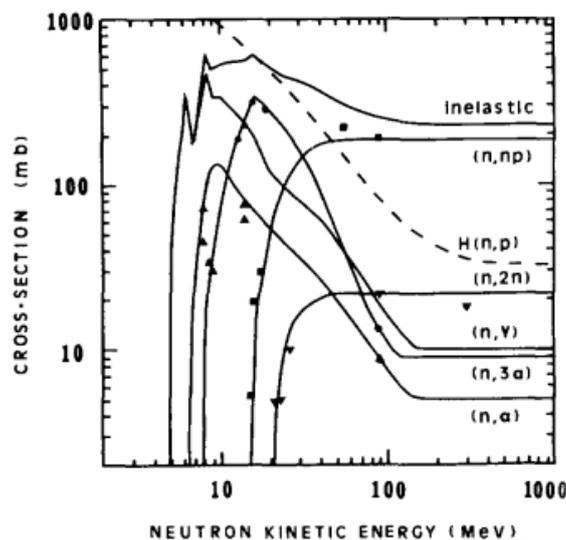


図 2.3 中性子と ^{12}C または H との反応断面積 [9]。破線：H との反応、実線： ^{12}C との反応を示す。

中性子とプラスチックシンチレータ内の C、H との具体的な反応は、図 2.3 より以下の通りである。

- (i) $n+p \rightarrow n+p$ (弾性散乱)
- (ii) $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+p+^{11}\text{B}$ (準弾性散乱)
- (iii) $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+^{12}\text{C}$ (弾性散乱)
- (iv) $n+^{12}\text{C} \rightarrow \gamma(4.4\text{MeV})+X$
- (v) $n+^{12}\text{C} \rightarrow n+n+X$

(i) の反応は陽子との弾性散乱で、(ii) は炭素中の陽子との準弾性散乱である。(i), (ii) の反応によって反跳陽子は散乱し、中性子を検出するための主な反応となっている。(iii), (iv), (v) の反応は検出できないため、エネルギーや検出位置の精度が悪くなる原因となる。

2.3.3 物理量

検出位置・時間

プラスチックシンチレータ上下に取り付けた光電子増倍管がシンチレーション光を信号として検出する。このとき上下の光電子増倍管に到達した光の時間 T_u, T_d を記録する。

中性子の検出位置について、 x, z 座標は検出器のモジュール位置から決定される。 y 座標はシンチレータ上下の PMT の時間差から求められる。シンチレータ内での光の伝播速度を v_s 、プラスチックシンチレータの長さを L とすると、中性子の検出位置 x, y, z と時間 t は

$$x = x_{id}, \quad (2.1)$$

$$y = y_0 + \frac{v_s}{2}(T_d - T_u), \quad (2.2)$$

$$z = z_{id}, \quad (2.3)$$

$$t = \frac{l}{2} \left(T_u + T_d - \frac{L}{v_s} \right), \quad (2.4)$$

と求められる。 y_0 は y 方向の位置のオフセット、 x_{id}, z_{id} は ID ごとの検出器の位置である。

発光量

上下の PMT に到達する光の光路 dy_u, dy_d は

$$dy_u = L/2 + y, \quad (2.5)$$

$$dy_d = L/2 - y, \quad (2.6)$$

なので、上下の PMT での発光量 q_u, q_d はそれぞれ

$$q_u = q \exp\left(-\frac{dy_u}{\lambda}\right), \quad (2.7)$$

$$q_d = q \exp\left(-\frac{dy_d}{\lambda}\right), \quad (2.8)$$

$$(2.9)$$

第 2. 新型中性子検出器 NEOLITH の概要

と表せる。よって発光量 q は q_u, q_d を用いて

$$q = \sqrt{q_u q_d} \exp\left(\frac{L}{2\lambda}\right), \quad (2.10)$$

と求まる。

運動量

中性子の運動量は、二点における位置と時間の差から決定する。二次ビームと標的の反応時と標的的位置を始点、中性子検出器における検出時間と位置を終点とする。始点と終点の距離を r 、飛行時間を tof とすると中性子の相対速度は

$$\beta = \frac{r}{c \cdot tof}, \quad (2.11)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (2.12)$$

なので、相対論における中性子の運動量は

$$P = m\beta\gamma, \quad (2.13)$$

$$P_i = P \frac{r_i}{r} \quad (r_i = x, y, z), \quad (2.14)$$

と与えられる。

2.4 ドリフトチェンバー部

DC 1 層分の上面図を図 2.4 の左図に示す。

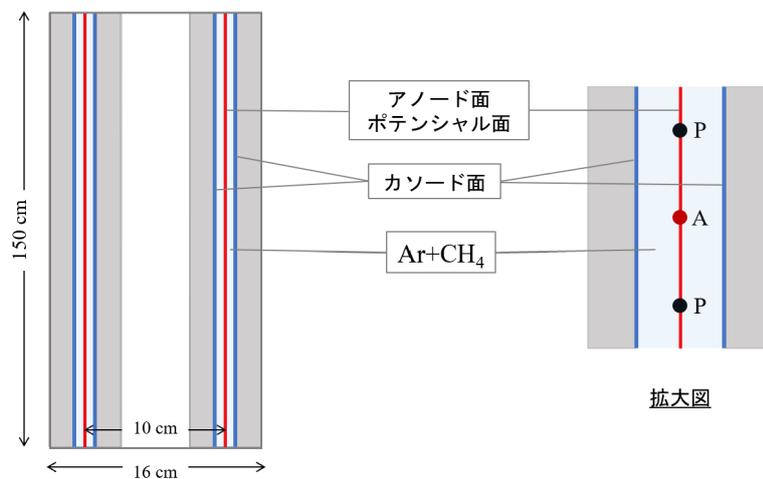


図 2.4 DC の上面図。左図は DC 1 層分を表し、DC 2 台が 10cm 離れて構成される。右図は DC 1 台の拡大図である。P はポテンシャルワイヤー、A はアノードワイヤーを表す。

2.4.1 基本構造・動作原理

ドリフトチェンバー内は、混合ガス (Ar-CH₄ など) で満たされている。また多くの細いワイヤーが張り巡らされている。ワイヤーはアノード (+ 電位) とポテンシャル (接地) のワイヤーが交互に並んだ 1 面と、その面を挟むカソード (接地) 面 2 枚によって構成される。図 2.4 の右図に DC 1 台の拡大図を載せている。

動作原理は、以下の通りである。

1. 荷電粒子の通過

高エネルギーの荷電粒子がドリフトチェンバー内を通過すると、ガス分子と衝突してイオン化を引き起こす。結果、電子とイオンのペアが生成される。

2. 電子のドリフト

生成された電子は、チェンバー内の電場によってアノードワイヤーに向かってドリフトする。この際、電子は一定の速度 (ドリフト速度) で移動し、ドリフト距離と時間が粒子の軌跡情報に対応する。

3. 信号の増幅 (ガス増幅)

アノードワイヤー付近では電場が非常に強いため、ドリフトしてきた電子が加速され、周囲のガス分子をさらにイオン化することで、信号を増幅させる。

4. 信号の読み取り

アノードワイヤーで生成された電気信号を電子回路で検出する。複数のワイヤーの信号を組み合わせることで、粒子が通過した位置を再構築する。

2.4.2 DC の構成

DC 1 層では反跳陽子が通過した位置を高精度で測定できる。よって DC 全体では反跳陽子の飛跡、つまり位置と角度を測定するために同じ構造の DC を 2 台並べている。以下 DC 1 台を構成する物質の種類と厚さ、用途を表 2.1 に示す。物質はビーム上流側から並べた順番となっている。さらにシミュレーションを行う際に代わりに設定した物質の種類も記載する。マイラーは、ポリエステルフィルム的一种であり、耐久性、絶縁性に優れた薄いフィルムである。使用するマイラーにはアルミが蒸着されており、電位を 0V にするために電気的なシールドとして設置する。マイラーの厚さ 0.0045 cm は仮の値として設定した。空気では、実際には紙でできたハニカム構造の物体を置き、両側 GFRP を接着することでチェンバー部分の補強板としている。GFRP (Glass Fiber

第 2. 新型中性子検出器 NEOLITH の概要

Reinforced Plastic) はプラスチック樹脂の基材にガラス繊維を埋め込んだ複合材料であり、強度を増幅させるために使用される物質である。Galactic は Geant4 における真空を定義している。FR4 は GFRP の一種であり Flame Retardant (難燃性) グレード 4 を意味する。基材にはエポキシ樹脂を使用しており、難燃性や絶縁性に優れているためカソード基盤に使用する。P10 はアルゴン (Ar) 90% と メタン (CH₄) 10% の混合ガスであり、メタンは過剰な電子増幅を防ぐクエンチングガスとしての役割がある。

表 2.1 DC 1 枚分の物質の種類

物質名	シミュレーション	厚み [cm]	用途
マイラー	Cu (18 μm)	0.0045	シールド面
GFRP	C	0.02	補強板
空気	Galactic	2.0	
GFRP	C	0.02	
FR4	C	0.02	カソード基盤
銅	Cu	0.0018	カソード
P10	Ar	1.6	充填ガス
銅	Cu	0.0018	カソード
FR4	C	0.02	カソード基盤
GFRP	C	0.02	補強板
空気	Galactic	2.0	
GFRP	C	0.02	
マイラー	Cu (18 μm)	0.0045	シールド面

第3章

シミュレーション

シミュレーションでは Geant4 と呼ばれる物質中における粒子の飛跡をシミュレーション可能な c++ 準拠の測定器シミュレーションのツールキットを使用した。Geant4 内で検出器のジオメトリ、発生粒子、解析のコードを記述することで新型中性子検出器のシミュレーションを行った。

3.1 シミュレーションのセットアップ

新型中性子検出器は標的位置を原点として、検出器は $z = 3037.1$ mm に配置した。

新型中性子検出器を構成する NEUT、DC の寸法とモジュール数、また設定された分解能を表 3.1 に示す。

表 3.1 NEUT と DC の寸法、モジュール数

NEUT	
寸法	100 mm(W) × 900 mm(H)
モジュール数	15 枚 × 20 層
時間分解能	$0.08 \times \sqrt{2}$ ns
DC	
寸法	1500 mm(W) × 900 mm(H) × 16 mm(D)
モジュール数	2 台 × 20 層

3.2 発生粒子

4 中性子系、または 6 中性子系を Phase Space Decay で発生させた。 z 軸をビーム方向とし、発生位置は標的中心として $z = -4678.5$ mm とする。

発生粒子の条件は以下のように定めた。

- 多中性子系の入射エネルギー：200 MeV
- 多中性子系の入射エネルギー：2.37 MeV (4n), 2 MeV (6n)
- 多中性子系の角度分布： xy 方向 $\sigma = 10$ mrad の範囲に球状一様分布
- 入射させる多中性子系の数： 1.0×10^6 counts (4n), 7.5×10^6 counts (6n)

相対エネルギーは 4n 系で先行研究 [8] より $E_{rel} = 2.37$ MeV と定めている。6n 系では、第一章序より 4n 系より安定するとして $E_{rel} = 2$ MeV を仮定している。

発生させる粒子数について、4n 系で 100 万イベントとしたのは、シミュレーションにかかる時間を短縮するためである。6n 系では実験で発生可能なイベント数を設定しており、以下の考察に基づく。

粒子を 750 万発生するために、実際の実験でかかる時間を見積もる。水素標的としたときに 1 秒あたりに発生するイベント数は $N_{event/s}$ は

$$N_{event/s} = N_B \cdot \sigma \cdot t \cdot N_A, \quad (3.1)$$

と表せる。ただし、 N_B [個/s] はビーム強度、 σ は断面積、 t [g/cm²] は標的の厚さ、 N_A はアボガドロ数とする。断面積は $\sigma = 0.1$ [mb] くらいと考えられる [10]。 $N_B = 5.0 \times 10^5$ 、 $\sigma = 0.1$ [mb]、 $t = 1$ を仮定すると

$$\begin{aligned} N_{event/s} &= 5.0 \times 10^5 \times 0.1 \times 10^{-3} \times 10^{-24} \times 1 \times 6.0 \times 10^{23} \\ &= 3.0 \times 10, \end{aligned} \quad (3.2)$$

と計算できる。よって 750 万イベント発生させるのにかかる時間は

$$\frac{7.5 \times 10^6}{3.0 \times 10} = 2.5 \times 10^5 \text{ 秒} = 69.4 \text{ 時間} = \text{約 } 2.9 \text{ 日} \quad (3.3)$$

となり実験可能な日数である。

3.3 解析手法

シミュレーション後の多中性子系の相対エネルギーを導出する解析方法を述べる。崩壊後の中性子の検出には、反跳陽子を検出する必要がある。クロストークによってマルチプリシティは崩壊後の中性子の個数よりも多くなることもある。よって複数の反跳陽子の飛跡の関係を比べてクロストークカットを行い、残った飛跡から多中性子系の相対エネルギーを導出する。以下解析の手順として

1. 陽子飛跡の検出
2. クロストークの識別
3. 相対エネルギーの導出

に分けて説明する。

3.3.1 陽子飛跡の検出

定義

中性子検出器は 20 層から構成されるため、ビーム上流から layer=1 ~ 20 の番号をつける。1 層の DC は 2 台で構成されるため、それぞれ上流から sublayer=1, 2 の番号をつける。

さらに、解析方法を説明するために以下の用語を定義する。

- pla : NEUT 1 本で粒子が検出される事象
- hit : DC 1 台で粒子が検出される事象
- tra : DC 1 層 (=2 台) を通過して構成された飛跡
- pair (pla+tra) : 一つの粒子が同じ layer の NEUT 1 本と DC 1 層で検出される事象
- Track : 同じ粒子起源の 1pair ないし複数の pair をグループ化させて構成される飛跡

手順

反跳陽子が 1 つのプラスチックシンチレータ (pla) と後方の DC2 台を通過 (tra) した場合、一層分の飛跡 (pair) を引くことができる。反跳陽子が複数層突き抜けたときは、複数の pair を繋ぎ合わせることで反跳陽子の飛跡 (Track) を引くことができる。

以下に具体的に tra, pair, Track を構成するための手順とコード上での関数名を括弧内に述べる。

1. tra の構成 (ReconstructzpdstackTracks*¹)

同じ層での 2 台の DC による hit について、すなわち layer 番号が同じでありかつ sublayer 番号が異なるようなイベントの場合、2 つの hit の位置から位置と角度の情報を得て飛跡 tra

*¹ Geant4 で work/pdstack/macros/Analyze/Analyze.cc 内の関数。

が構成される。

2. pair の生成 (MakePair^{*2})

pla と tra の組み合わせを調べて、1 つの pair を作る。pair は以下の条件を満たすとき生成される。

- pla の発光量を Q として $Q > 1$ MeV
- pla の layer と DC の layer 番号が異なる場合は除く
- $|dx| < (\text{プラスチックの } x \text{ 方向の幅}/2)$

dx : プラスチック中心の x 座標と tra から求めたプラスチック中心での x 座標の差とする。(図 3.1 参照)

3. Track の再構成 (MakeTracks^{*3})

2 つの pair に対して、同じ粒子起源と見なせたらグループ化することを繰り返す。2 つの pair を pair1、pair2 として以下グループ化の手順と条件を述べる。

- (i) pair1 の飛跡の位置、角度から、pair2 でのプラスチック中心における座標を求める ($= \mathbf{r}_1$)
- (ii) pair2 の飛跡の位置、角度から、pair2 でのプラスチック中心における座標を求める ($= \mathbf{r}_2$)
- (iii) 条件 : 2 つの pair の layer 番号の差が 1 のとき、 $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| < 10$ mm かつ $\theta_{12} < 60^\circ$ ただし、 θ_{12} : pair1 と pair2 の飛跡のなす角度である。
- (iv) 条件 : 2 つの pair の layer 番号の差が 2 のとき、 $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| < 15$ mm

図 3.1 では $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| = \text{dist}$ と表記している。

^{*2} Geant4 で `pdstack/data/ana/TNEOLITHCrosstalkCut.cc` 内の関数。

^{*3} Geant4 で `pdstack/data/ana/TNEOLITHCrosstalkCut.cc` 内の関数。条件は同じディレクトリ内の `TNEOLITHCrosstalkCut_v2.cc` を参照。

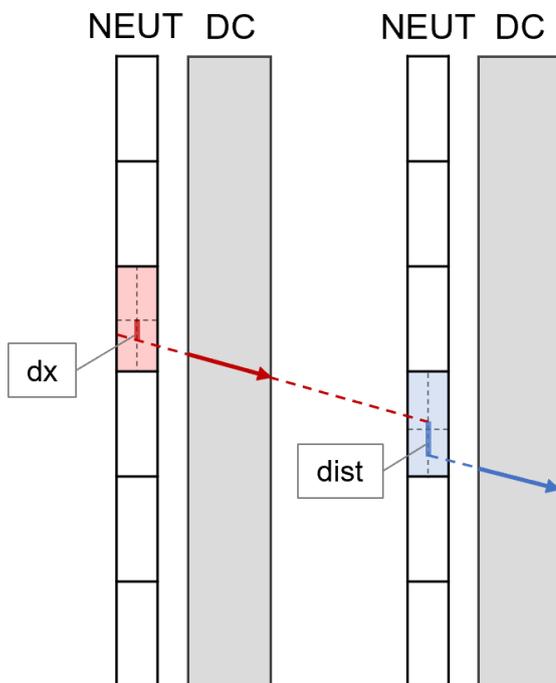


図 3.1 プラスチックシンチレータ (NEUT) とドリフトチェンバー (DC)2 層分の上面図。実線の矢印が tra、pla と tra の組み合わせを pair、赤と青の pair が 2.(iii) または (iv) の条件を満たせば Track となり同じ粒子による 1 本の飛跡として構成できる。

3.3.2 クロストークの識別

クロストークの識別では、クロストークでない条件をかけてクロストークではない事象を確定させた後に、残りの事象についてクロストークカット条件をかけてクロストークイベントを排除する。

クロストークでない条件

クロストークでない条件は 2 本の Track1, Track2 に対して以下のように定める。

1. $\beta_{12} < 0.7$ かつ $Q_2 < 6 \text{ MeVee}$
2. $Q_{\text{sum}1} + Q_{\text{sum}2} > 100 \text{ MeVee}$ かつ $20^\circ < d\theta < 80^\circ$
ただし、 $d\theta$ は Track1 の速度ベクトル \mathbf{v}_1 と Track1 と、Track2 の相対速度ベクトル \mathbf{v}_{12} のなす角度である (図 3.2 参照)。

1 つ目の条件では、相対速度が 0.7 より大きく、Track2 の最上流のプラスチックシンチレータの発光量 Q_2 が 6 MeVee よりも大きい場合、 γ 線イベントではないと見なして、クロストークでないとする。

2 つ目の条件では、Track1 の発光量の総和 Q_{sum1} と Track2 の発光量の総和 Q_{sum2} の和が 100 MeVee よりも大きく、かつ 2 本の Track のなす角度が $20^\circ < d\theta < 80^\circ$ の場合、別々の中性子によるイベントと見なしてクロストークではないとする。

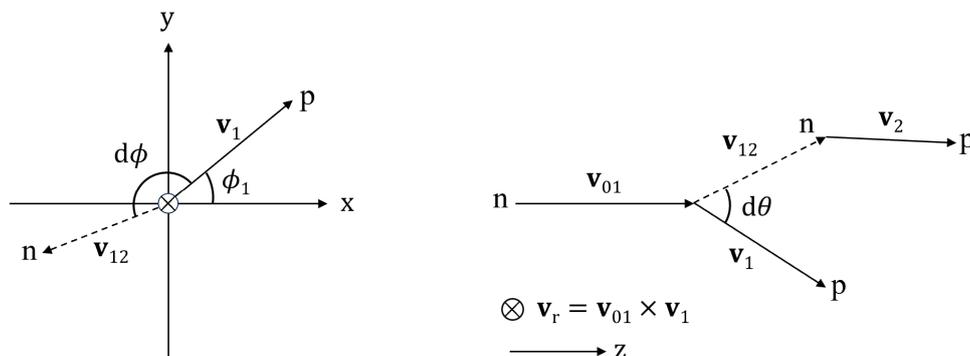


図 3.2 角度と速度の定義。 v_1 : 1 個目の Track の速度ベクトル、 v_{12} : 2 つの Track の相対速度ベクトル、 $d\phi$ は xy 平面上での v_1 と v_{12} との角度の差、 $d\theta$ は v_1 と v_{12} のなす角度である。

クロストークカット条件

2 本の Track に対してクロストークである条件をかけて識別する。主に図 3.3 のような 3 つのクロストーク事象について排除する。

クロストーク事象は図 3.3 において上から順に

1. 中性子が 1 つの NEUT 内で 2 つの反跳陽子を散乱させる場合
2. 中性子が陽子を散乱させた後さらに突き進み、別の NEUT 内で陽子を散乱させる場合
3. 反跳陽子が複数層突き進む場合

を表している。

2 本の Track1, Track2 について、上の 3 種類の事象にそれぞれ対応するクロストーク条件を以下のように定める。

条件 1 Track 最上流の NEUT の ID 番号が同じ

以下、Track 最上流の layer が異なる場合

条件 2 $d\phi > 160^\circ$

条件 3 $d\theta < 20^\circ$ かつ $|r_1 - r_2| < 20 \text{ mm}$

ただし、 $d\phi$ は xy 平面上において v_1 と v_{12} との角度の差、 $d\theta$ は v_1 と v_{12} のなす角度として定義する (図 3.2 参照)。 $|r_1 - r_2|$ について、Track1 を構成する最下流の pair を pair1、Track2 を構成する最上流の pair を pair2 として r_1, r_2 を計算する。

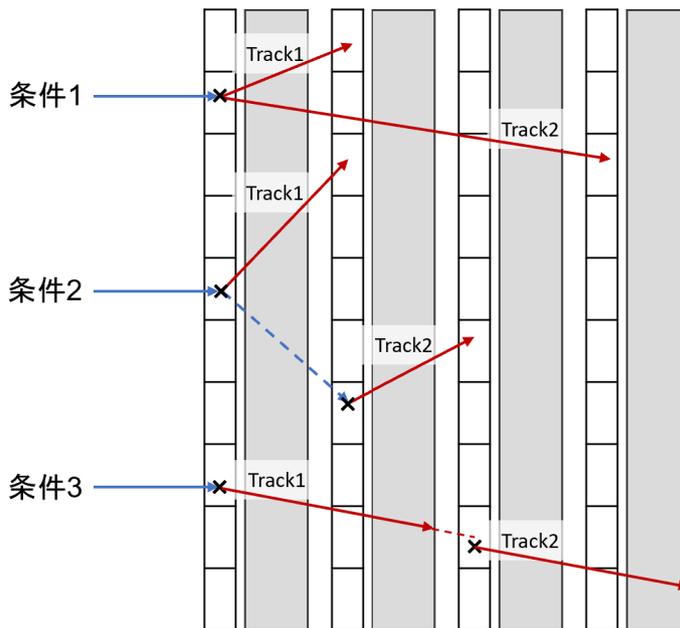


図 3.3 新型中性子検出器を上から見た時のクロストーク事象。青線：中性子の飛跡、赤線：陽子の飛跡であり、点線は実際には観測されない飛跡である。

条件 1 について、NEUT の ID 番号が同じということは 2 個の反跳陽子の発生場所が同じ layer かつ同じプラスチックシンチレータモジュールであることを意味する。この場合 1 個の中性子によって同じプラスチックシンチレータ内で反跳陽子が 2 個発生し、2 つの Track が観測されたと考えられるため、この事象はクロストークである。

条件 2 は、1 個の中性子によって反跳陽子が検出されるが、散乱された中性子がもう一度反跳陽子を中性子と陽子の弾性散乱によって散乱後の中性子が検出される事象を排除するために設定している。中性子と陽子が弾性散乱した場合、中性子と陽子はほぼ同質量であるため、散乱後の中性子の速度 v_{12} と陽子の速度 v_1 は約 180° 反対方向に飛ぶはずである。観測したい中性子は、実験標的内で発生した多中性子系崩壊後の中性子とプラスチックシンチレータの一次反応のみなので、二次反応以降はこの条件によって排除する。

条件 3 は、2 本の Track のなす角度が小さく、かつ 2 つ目の Track 最上流の layer において 2 本の Track 間の距離の差が 20 mm より小さければ、同じ粒子起源の飛跡として見なす。この事象では dist が 10 ~ 15 mm よりも離れており、Track の再構成においてグループ化できなかった事象がクロストークとして見なされているはずである。

3.3.3 相対エネルギーの導出

相対エネルギーの具体的な計算は、第 1 章 1.2 節の 1.2.2 不変質量法と第 2 章 2.3 節の 2.3.3 物理量における運動量の式を用いて導出可能である。Track が格納された配列に対して、Track がクロストークでなければ運動量を導出する。この操作を 4n 系であれば 4 回、6n 系であれば 6 回繰り返した時点でループをやめる。導出した運動量の合計から個数分の中性子の質量の合計を引くことで相対エネルギーを導出できる。

3.4 性能評価方法

相対エネルギーを導出する際に 3.3.2 で説明した 3 つの条件によりクロストーク除去を行う。クロストークカット前の 4 中性子系の相対エネルギースペクトルを図 3.4 に示す。これは 3.3.1 で示した Track の再構成は行ったのち、マルチプリシティ 4 以上のイベントについて、時間的に最も早い 4 つの Track を選んで相対エネルギーを組んだスペクトルである。このスペクトルに対してクロストークカットをすると、図 3.5 のように共鳴ピークが見える。

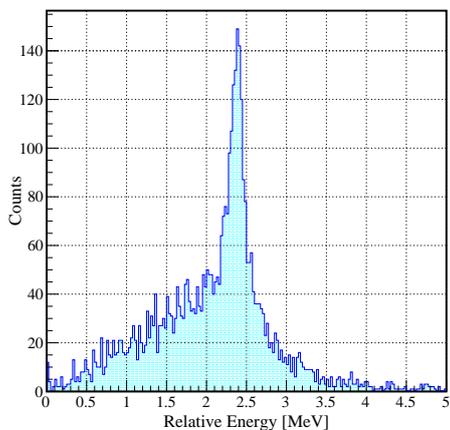


図 3.4 クロストークカット前の相対エネルギースペクトル

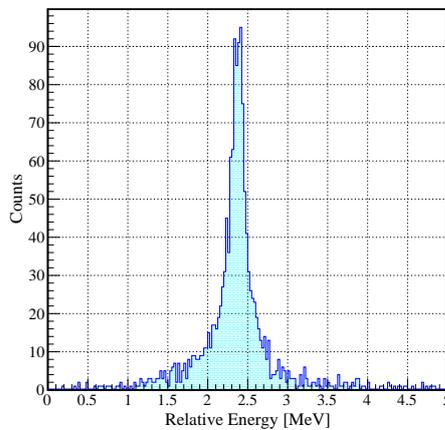


図 3.5 クロストークカット後の相対エネルギースペクトル (4 中性子系)

エネルギー分解能

多中性子系の相対エネルギー分布に対してダブルガウシアンでフィッティングを行う。すなわちフィッティングした関数は

$$f(x) = A_1 \exp\left(-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{(x - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right), \quad (3.4)$$

とした。フィッティング範囲は発生させた多中性子系の相対エネルギーを中心として、イベント数がヒストグラム内の全積分のうち 95% となる範囲を選択した。先ほどの 4 中性子系のクロストー

クカット後のヒストグラムにダブルガウシアンでフィッティングしたものを図 3.6 に示す。

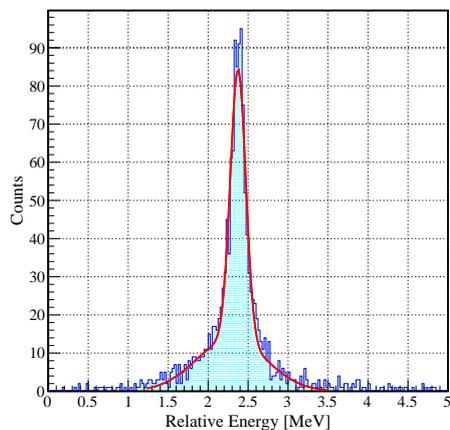


図 3.6 相対エネルギースペクトルのダブルガウシアンフィッティング (4 中性子系)

2つのガウシアンのうち、狭い方のピークの分解能をエネルギー分解能とする。

検出効率

相対エネルギー分布において、フィッティング範囲と同様に相対エネルギーを中心としてヒストグラム内全積分 (Integral) のうち 95% となるイベントをピークを構成する有意なイベントと見なし、そのイベント数の発生粒子数に対する割合を検出効率とここでは定義する。したがって検出効率は

$$\text{検出効率 [\%]} = \frac{\text{Integral} \times 0.95}{\text{発生粒子の総数}} \times 100, \quad (3.5)$$

と表せる。

特に明記がない限り、発生粒子の総数は 4 中性子系のとき 100 万イベント、6 中性子系のときは 750 万イベントである。

クロストークカット後の割合

クロストークカット後の割合は、クロストークカット後の全積分/クロストークカット前の全積分とする。

クロストーク残存率

クロストーク残存率は、クロストークカット後のヒストグラムの全積分に対し、ダブルガウシアンの狭いピークの分解能 σ を用いて $\pm 3\sigma$ 以外の範囲を積分した範囲の割合とする。この場合ヒストグラムごとで範囲が変わってしまうため、比較する際には基準となる条件のヒストグラムを選び

σ を定める。

$$\text{クロストーク残存率 [\%]} = \frac{\text{Integral}(\pm 3\sigma \text{以外})}{\text{Integral}} \times 100. \quad (3.6)$$

3.5 クロストークカットの評価

クロストークカットの評価では、クロストークカット条件 3 つに対する評価とクロストークカット前後のマルチプリシティについて述べる。

3.5.1 クロストークカット条件

3.3 節 3.3.2 クロストークカットより、以下クロストークである条件 1 ~ 3 でそれぞれの条件のクロストークカットへの寄与を調べる。4n 系を例としてクロスカット前のヒストグラムは図 3.4、クロストークカット後のヒストグラムは図 3.5 に載せている。クロストークカット後の相対エネルギースペクトルについて、条件 1 のみ、条件 2 のみ、条件 3 のみ、条件 1 かつ 3 をかけたヒストグラムを図 3.7~3.10 に示す。

このときのヒストグラム内のイベント数とクロストーク残存率を表 3.2 に示す。

表 3.2 クロストークカットをかけたときのイベント数 (Erel=0 ~ 5 MeV) とクロストーク残存率

カット条件	Integral	残存率 [%]
カット前	4225	56.1
条件 1 ~ 3 全て	1433	28.8
条件 1 のみ	3145	47.4
条件 2 のみ	2299	57.6
条件 3 のみ	2915	48.1
条件 1 かつ 3	2056	35.1

クロストークカットにおいて条件 1 ~ 3 全てをかけるとクロストーク残存率はクロストークカット前より約 1/2 の値となった。条件 1 ~ 3 のうち最もクロストークカットに寄与しているのは、クロストーク残存率が最も小さい条件 1 である。図 3.7 より、条件 1 によって Erel=0 MeV 付近のイベントを除去できることが分かる。条件 2 のみをかけると、相対エネルギー全体のイベント数が減少してしまいクロストーク残存率がわずかに増えてしまう。よって条件 2 を除き条件 1 かつ 3 をかけた場合を確かめると、それぞれ単独で条件をかけたときよりも残存率は減少した。図 3.10 のヒストグラムから、条件 1 かつ 3 でクロストークカットをかけただけでも十分に 4n 系の相対エネルギーピークを観測可能であることが確認できた。条件 2 のクロストークカットへの寄与について、条件 1 かつ 3 の場合と条件全ての場合を比べて残存率を 6.3% 減らすことができるので、条件を組み合わせることで十分に寄与することがわかる。

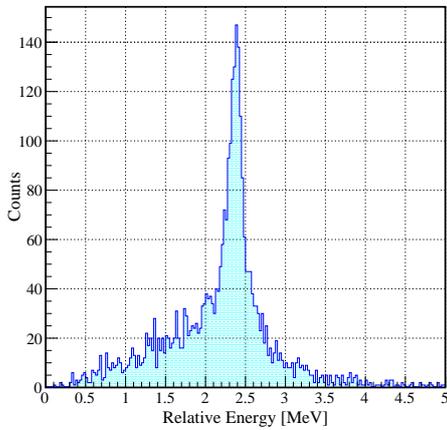


図 3.7 クロストークカット後 (条件 1 のみ) の相対エネルギースペクトル

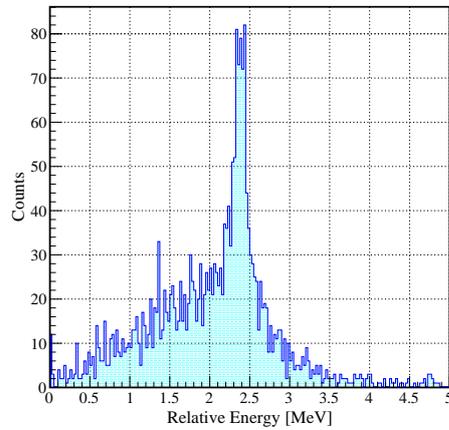


図 3.8 クロストークカット後 (条件 2 のみ) の相対エネルギースペクトル

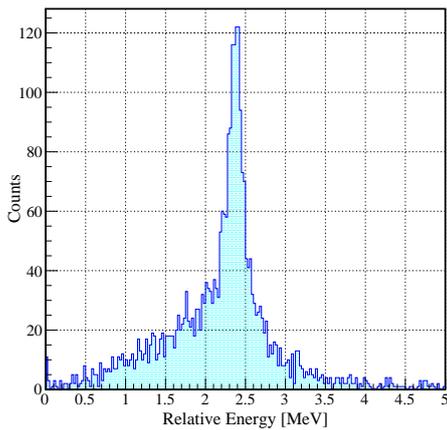


図 3.9 クロストークカット後 (条件 3 のみ) の相対エネルギースペクトル

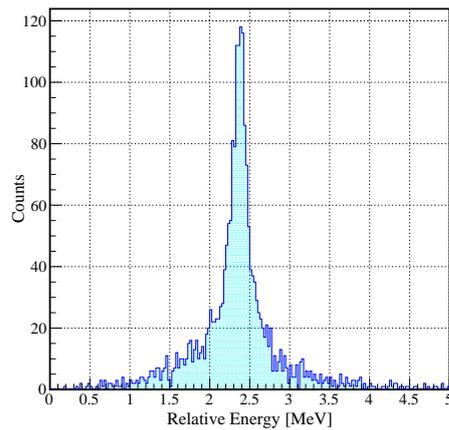


図 3.10 クロストークカット後 (条件 1 かつ 3) の相対エネルギースペクトル

3.5.2 マルチプリシティ

4n系において、Track を構成した後のクロストークカット前のマルチプリシティとクロストークカット後のマルチプリシティを縦軸対数スケールで表したものを図 3.11, 3.12 に示す。

マルチプリシティを M とすると、クロストークカット前では $M \geq 7$ まで見えていたが、クロストークカット後には $M \geq 5$ まで絞ることができた。さらにクロストークカット前後において $M \geq 4$ の範囲でイベント数が大幅に減っており、クロストークである Track が排除されていることがわかる。

第 3. シミュレーション

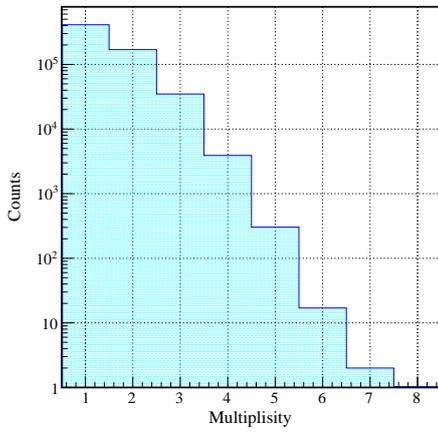


図 3.11 クロストークカット前のマルチプリシティ ($4n$ 系)

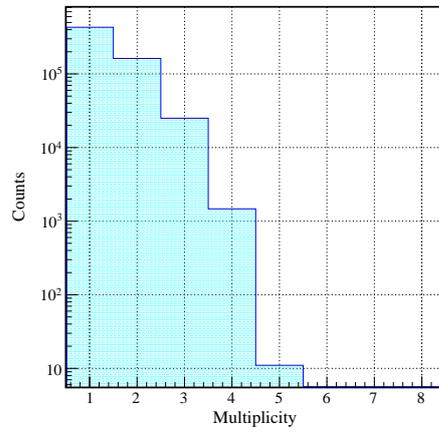


図 3.12 クロストークカット後のマルチプリシティ ($4n$ 系)

$4n$ 系の相対エネルギーを導出するためにマルチプリシティは $M \geq 4$ 必要である。以下 $M \geq 4$ のマルチプリシティ分布を図 3.13, 3.14 に示す。

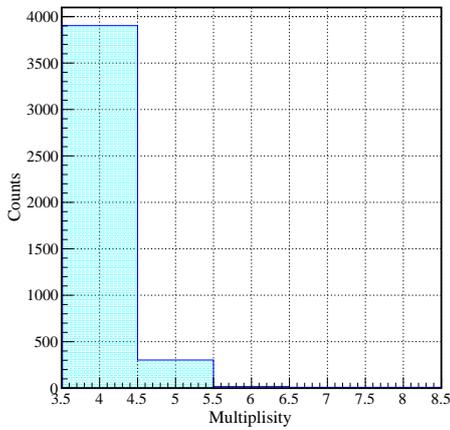


図 3.13 クロストークカット前のマルチプリシティ ($M \geq 4$)

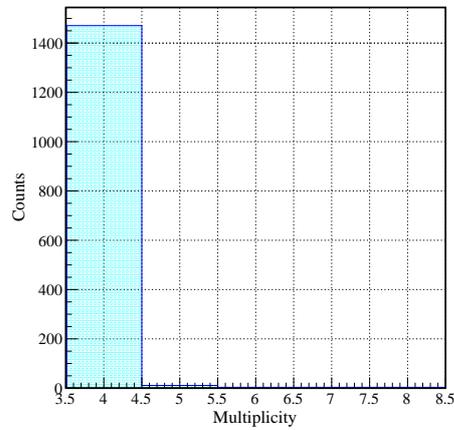


図 3.14 クロストークカット後のマルチプリシティ ($M \geq 4$)

またクロストークカット前後のそれぞれのマルチプリシティでのイベント数を表 3.3 に示す。
表 3.3 より、マルチプリシティが $M > 4$ であるイベントはクロストークカット前で 322 イベントあり全体の 7.6% を占めていたが、クロストークカット後には $M=5$ の 11 イベントのみとなり全体の 0.74% まで減少した。

表 3.3 各マルチプリシティにおけるイベント数

M	カット前	カット後
4	3903	1471
5	303	11
6	17	-
7	2	-
計	4225	1482

3.6 反跳陽子のふるまい

反跳陽子のふるまいでは、エネルギー損失のコードからプラスチック中、DC 中での陽子のエネルギー損失を見積もる。さらに 1n 系のシミュレーションから、反跳陽子の発生位置分布と発生位置での運動エネルギー分布について、エネルギー損失の結果と合わせて考察する。

3.6.1 反跳陽子のエネルギー損失

反跳陽子はプラスチックシンチレータ、DC 内でエネルギー損失をする。以下エネルギー損失の計算コードを用いて、陽子の入射エネルギーに対するプラスチック、DC での内のエネルギー損失を求めた。さらに Track を引くために必要な反跳陽子の運動エネルギーについて議論する。

図 3.15 は陽子の運動エネルギーとプラスチック内での飛程の関係図である。

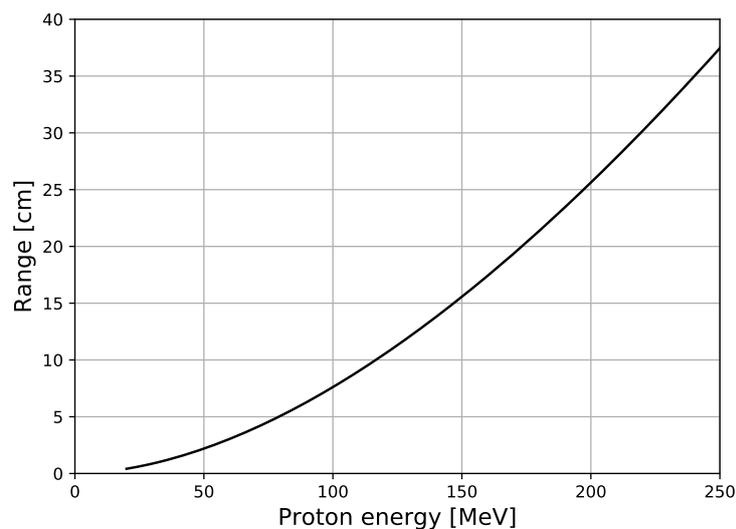


図 3.15 プラスチック内での陽子の飛程

図 3.15 より陽子の運動エネルギーについて、プラスチックを突き抜けるためには 2 cm の場合で 48 MeV、3 cm では 60 MeV、4 cm では 70 MeV、5 cm では 80 MeV、6 cm では 88 MeV 必要である。

図 3.16, 3.17 は DC 内での陽子のエネルギー損失の段階図である。図 3.16 において DC はシミュレーションにおけるセットアップ、図 3.17 は実際に使用する物質を想定してエネルギー損失を確認した。(具体的な物質の種類は表 2.1 を参照) 入射する陽子の運動エネルギーは 20, 30, 40 MeV の場合を想定した。どちらの場合でも 30, 40 MeV のときは DC 2 台を貫く。シミュレーションのセットアップの場合、20 MeV のときは DC 2 台目を貫く直前で全エネルギーを損失し止まってしまう。シミュレーションのセットアップにおいて、DC 全体を貫くために陽子の運動エネルギーは 22 MeV 以上必要であることが判明した。

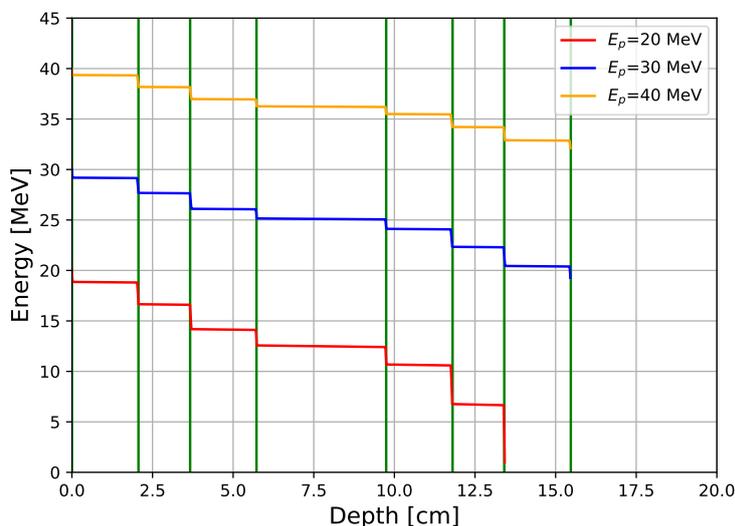


図 3.16 シミュレーションでのセットアップにおける DC 内での陽子のエネルギー損失。緑の縦線は物質の切り替わりを表す。

3.6.2 反跳陽子の発生位置分布

プラスチック内で反跳陽子などの粒子が発生する z 方向の位置分布を調べた。さらには Track 可能な粒子の発生位置の分布について議論する。反跳陽子以外には、プラスチックと中性子の反応によってアルファ粒子や電子などが検出される。プラスチックの厚さが 4cm、1 中性子を 100 万イベント発生させたときの layer=1 における粒子の z 方向発生位置の分布を図 3.18 に示す。さらにも Track を構成できる粒子の発生位置分布を図 3.19 に示す。

プラスチックの厚さが 4 cm なので、ヒストグラムの幅は 40 mm となっている。

図 3.18 より layer=1 で検出されたイベント数は 48089 イベントであり、図 3.19 より Track 構成可能なイベント数は 16595 イベントでそのうち陽子は 16088 イベントとなった。よって Track

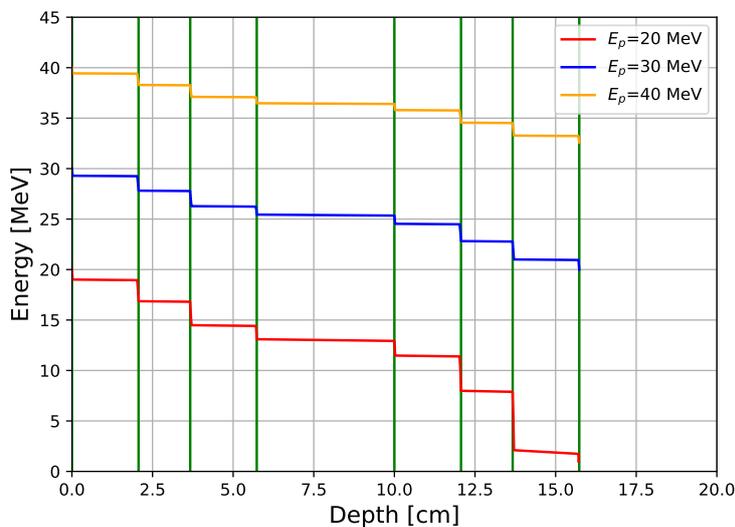


図 3.17 実際のセットアップにおける DC 内での陽子のエネルギー損失。緑の縦線は物質の切り替わりを表す。

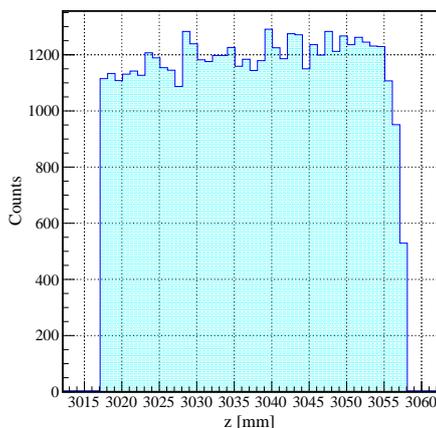


図 3.18 粒子の z 方向発生位置

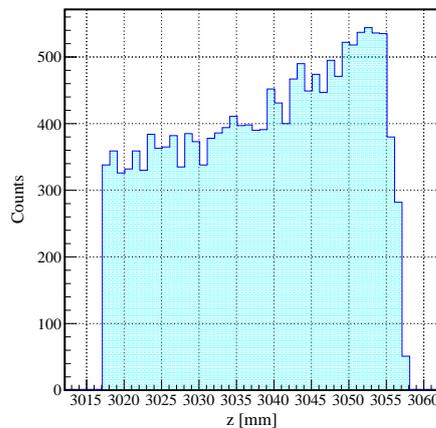


図 3.19 粒子の z 方向発生位置 (Track 可能)

を構成できる粒子数は検出される粒子数の 1/3 程度である。

図 3.18 では、プラスチックの厚さ範囲内で z 方向一様に粒子が発生することが確認できる。一方図 3.19 では、プラスチック前方にいくほど Track 可能な粒子数が減っている。粒子の発生位置が 1 本のプラスチック内で上流側であるほど、DC に到達するまでプラスチック内での飛程が長くなり、エネルギー損失も大きくなる。粒子の発生位置は一様分布であり、発生したときの粒子の運動エネルギーは位置に依存しない (図 3.22 参照)。よって発生位置がプラスチック前方にいくほど、粒子がプラスチック内で全エネルギーを落とすことや、プラスチック出口で 3.6.1 より DC 1 層を貫くために必要な最小のエネルギー 22 MeV に満たないことがより起こり得る。よってプラ

第 3. シミュレーション

スチック内を通過した後 DC 2 台を貫き、Track を構成することが可能な粒子数はプラスチック前方にいくほど減少する。

Track を構成可能な粒子について、プラスチックの厚さ 3 cm, 5 cm の場合の layre=1 での z 方向発生位置の分布を図 3.20, 3.21 に示す。

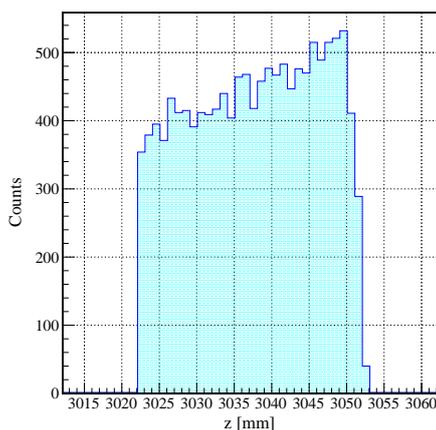


図 3.20 厚さ 3 cm の場合の粒子の z 方向発生位置 (Track 可能)

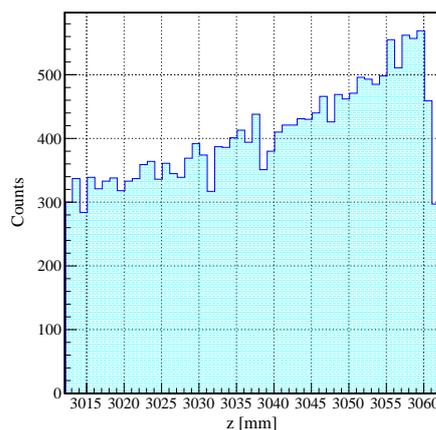


図 3.21 厚さ 5 cm の場合の粒子の z 方向発生位置 (Track 可能)

どの厚さに関してもプラスチック後方で発生する粒子数は 500 イベントを超えて同じくらいである。また Track を構成可能な粒子数はプラスチック前方にいくほど減少するため、プラスチックの厚みを一定の厚みごと増やしても全体のイベント数の増加率は小さくなる。

3.6.3 反跳陽子の運動エネルギー分布

Track 可能な反跳陽子の発生位置での運動エネルギー分布とエネルギー損失について議論する。図 3.18 と同様に、プラスチックの幅 4 cm で 1 中性子を 100 万イベント発生させたときの発生位置での運動エネルギーを縦軸、z 方向発生位置を横軸としたものを図 3.22 に示す。また Track 可能な反跳陽子のみを選択した場合を図 3.23 に示す。

発生させた 1 中性子の運動エネルギーが 200 MeV であるため、検出される粒子の最大の運動エネルギーは 200 MeV である。図 3.22 について、発生した粒子の運動エネルギーに z 方向の位置依存性は見られず、運動エネルギーが高くなるほど粒子数は少なくなっている。図 3.23 について、全イベントは 16088 イベントであり、22 MeV 以下では 574 イベントで全体の 3.6% 程度であった。3.6 節より DC 1 層を貫くのに必要なエネルギー 22 MeV より小さいエネルギー領域は本来 Track を構成できないはずなので、0 ~ 22 MeV 付近に見られるイベントはクロストークであると考えられる。具体的にどのような反応が起こっているかについては調査中である。22 MeV 以上の領域では、Track 可能な反跳陽子の運動エネルギーの最小値について右肩下がりの曲線が描ける。

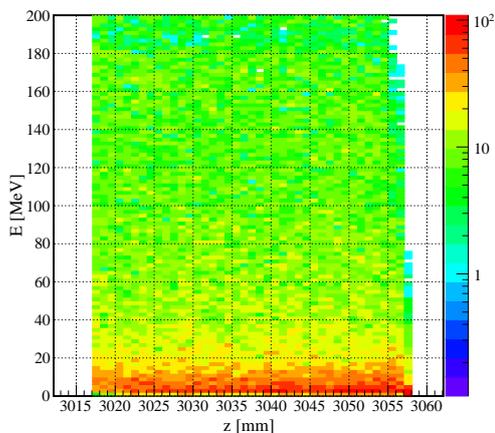


図 3.22 粒子の z 方向発生位置と運動エネルギーの関係

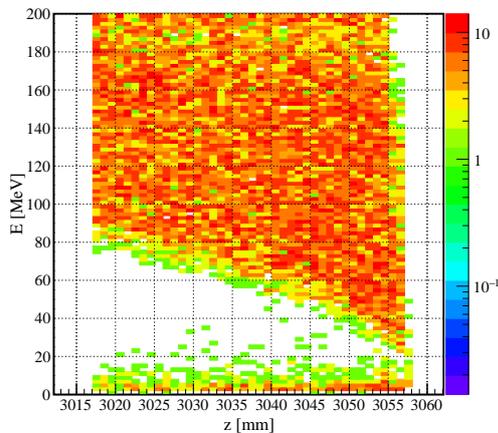


図 3.23 陽子の z 方向発生位置と運動エネルギーの関係 (Track 可能)

Track を構成可能な陽子について、プラスチックの厚さ 3 cm, 5 cm の場合についても発生位置での運動エネルギー分布を図 3.24, 3.25 に示す。

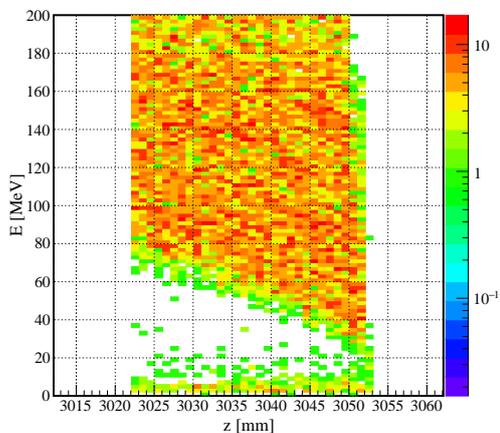


図 3.24 厚さ 3 cm での陽子の z 方向発生位置と運動エネルギーの関係 (Track 可能)

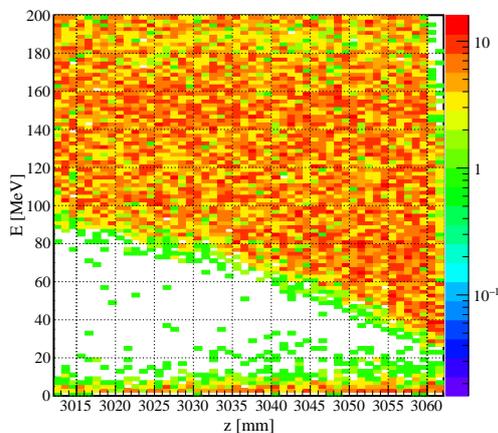


図 3.25 厚さ 5 cm での陽子の z 方向発生位置と運動エネルギーの関係 (Track 可能)

厚さ 3 cm, 5 cm の場合についても 4 cm の場合と同様の傾向が見られた。これはプラスチック上流側の方が反跳陽子が DC に到達するまでの飛跡が長くなり、その分多くプラスチック内でエネルギー損失するためである。よって運動エネルギーの最小値はプラスチックシンチレータ内でのエネルギー損失に DC でのエネルギー損失を足し合わせた値と解釈できる。

3.6 節よりエネルギー損失の計算コードによるプラスチック内での飛程とエネルギー損失、そし

て DC でのエネルギー損失 22 MeV を足し上げた値を表 3.4 に示す。

表 3.4 飛程とプラスチック (+DC) 内でのエネルギー損失

飛程	NEUT 内のエネルギー損失	+ DC でのエネルギー損失
2 cm	48 MeV	70 MeV
3 cm	60 MeV	82 MeV
4 cm	70 MeV	92 MeV
5 cm	80 MeV	102 MeV

図 3.23 ~ 図 3.25 において z が最も小さいプラスチック前面に着目すると、それぞれの厚さでイベントが複数確認できるようになる運動エネルギーが 3 cm のときは 80 MeV、4 cm のときは 90 MeV、5 cm のときは 100 MeV 付近のため、プラスチックと DC でのエネルギー損失を足し上げた結果とほぼ一致している。

第4章

シミュレーション結果

本章は4中性子系, 6中性子系の多中性子系について、GEANT4を用いたシミュレーション結果について述べる。シミュレーションは以下の項目について検出効率、エネルギー分解能、クロストークカット率など性能評価を行い比較した。

1. DCの大型1枚版と中型2枚版の比較
2. 励起エネルギー依存性
3. 中性子検出器の台数依存性
4. プラスチックの厚さ依存性
5. 中性子検出器のエネルギースレッシュホールド依存性
6. 4n実験に対する考察

4.1 DCの大型1枚版と中型2枚版の比較

大型のDC1枚は横幅が1.5 mと長く、製作が比較的困難である。そのため大型1枚の代わりに横幅を一回り小さくした中型のDCを2枚並べる案がある。DC大型1枚版と中型2枚版のDCの横幅、モジュール数を表4.1に示す。ただし、DCの縦幅、奥行は双方とも同じで、シミュレーションで用いるNEUTの奥行は4 cmとする。中型2枚は中心に10 mmの不感領域がある。

表 4.1 DC 大型1枚版と中型2枚版のDCの横幅、モジュール数

DC	大型一枚版	中型二枚版
横幅	1500 mm	1097 mm
モジュール数 (1層あたり)	1枚 (DC)、15枚 (NEUT)	2枚 (DC)、22枚 (NEUT)

4.1.1 4n

大型一枚版と中型二枚版における 4n の相対エネルギースペクトルを図 4.1, 4.2 に示す。

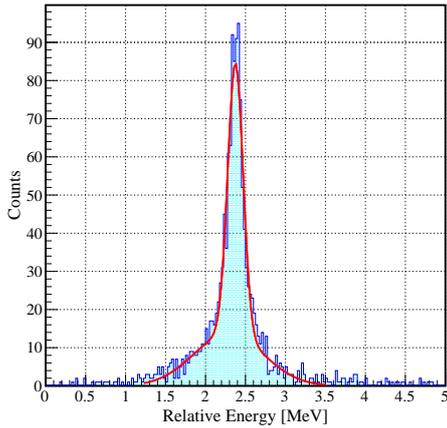


図 4.1 DC 大型一枚版の 4 中性子系の相対エネルギースペクトル

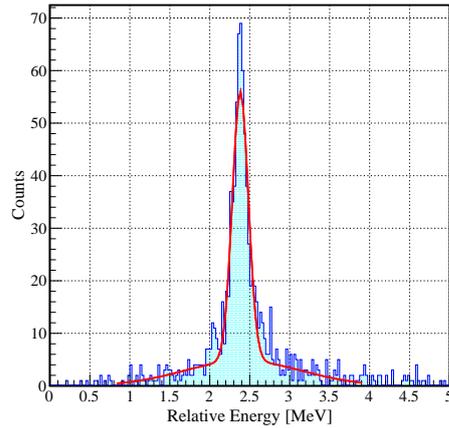


図 4.2 DC 中型二枚版の 4 中性子系の相対エネルギースペクトル

このとき、検出効率、エネルギー分解能、クロストークカット後は表 4.2 のようになった。 x_0 は中型 2 枚版において検出器全体を中心から x 方向にずらした距離であり、単位は mm である。

表 4.2 DC 大型 1 枚版と中型 2 枚版のエネルギー分解能・検出効率・クロストークカット後の割合 (4n)

	分解能 [keV]	検出効率 [%]	カット後の割合 [%]	残存率 [%]
大型 1 枚版	96.1	0.136	34.7	28.8
中型 2 枚版				
$x_0 = 0$	123	0.0835	32.1	36.8
$x_0 = 100$	97.8	0.0884	33.4	35.4
$x_0 = 200$	100	0.0950	35.7	33.4
$x_0 = 300$	104	0.0941	32.9	34.4
$x_0 = 400$	93.0	0.0981	33.6	35.8
$x_0 = 500$	118	0.1061	34.2	34.8
$x_0 = 600$	98.5	0.0931	33.2	30.9
$x_0 = 700$	134	0.0814	31.8	37.1
$x_0 = 800$	91.3	0.0536	28.5	37.4

大型 1 枚版と中型 2 枚版 ($x_0 = 200$ mm の場合) を比較すると、エネルギー分解能とクロストークカット後の割合はほぼ変わらなかった。検出効率は大型 1 枚版の方が 1.4 倍程度大きいという結

第 4. シミュレーション結果

果が得られた。またクロストーク残存率についても大型 1 枚版の方が残存率が少なく、中型 2 枚版の方がクロストークが残存することがわかった。

中型 2 枚版のオフセット x_0 は、不感領域を考慮して検出器を中心位置からずらすために $x_0 = 0 \sim 800$ mm の範囲で値を変えてシミュレーションを行った。 $x_0 = 500$ までは x_0 を大きくするとわずかに検出効率は上がったが、 $x_0 = 500$ 以降は移動させた方向と反対側の領域で検出できなくなるため検出効率は下がる。よって検出器を中心からずらす場合の限界値は $x_0 = 500$ である。分解能については大きな違いは出なかった。 $x_0 = 200$ のときクロストークカット後の割合が最も高く、残存率も比較的小さいため、6n 系で中型 2 枚版は $x_0 = 200$ の場合で比較する。

4.1.2 6n

6n の大型 1 枚版と中型 2 枚版の相対エネルギースペクトルを図 4.3, 4.4 に示す。中型 2 枚版の中心位置からのオフセットは $x_0 = 200$ mm とした。検出効率、エネルギー分解能、クロストークカット後の割合は表 4.3 に示す。

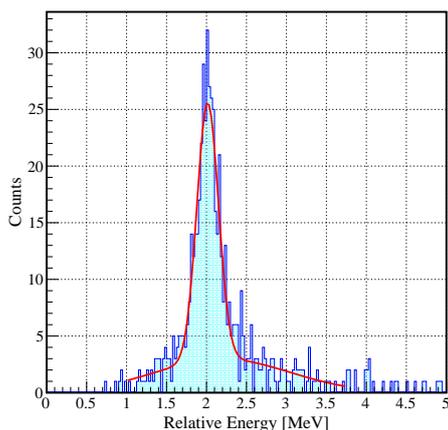


図 4.3 DC 大型 1 枚版の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル

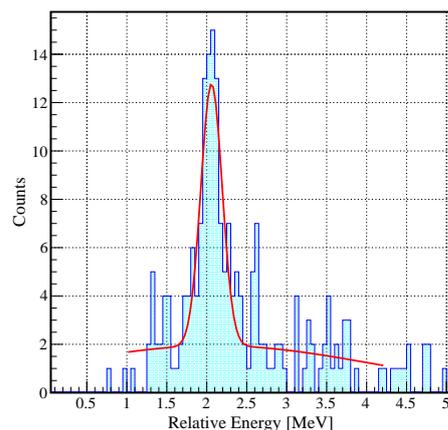


図 4.4 DC 中型 2 枚版の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル

表 4.3 DC 大型 1 枚版と中型 2 枚版のエネルギー分解能・検出効率・クロストークカット後の割合 (6n)

DC	エネルギー分解能 [keV]	検出効率 [%]	クロストークカット後割合 [%]
大型 1 枚版	135	0.00737	10.2
中型 2 枚版	133	0.00256	10.1

エネルギー分解能は双方ともほぼ変わらなかった。検出効率は大型 1 枚版の方が 2 倍以上大きい結果が得られた。クロストーク残存率はほぼ変わらなかった。中型 2 枚版において統計量が少ないため、bin 幅を 1bin あたり 25keV から 50keV に変更している。

4.2 励起エネルギー依存性

多中性子系の励起エネルギー (相対エネルギー) は、励起エネルギーが高くなるほど検出器のアクセプタンスによって検出効率下がることが予想できる。そのため新型中性子検出器で検出可能な励起エネルギーの限界値を評価する。

4.2.1 4n

励起エネルギーを $E_{rel}=1\sim 8$ MeV として検出効率、エネルギー分解能、クロストークカット率を調べた。

検出効率

検出効率では、DC の中型 2 枚版 ($x_0 = 200$ mm) の場合の検出効率もグラフに加えて表示させた。

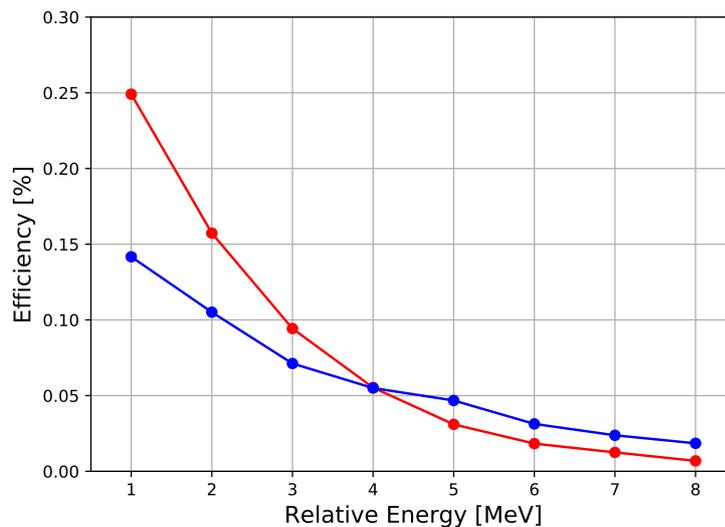


図 4.5 4n 系での検出効率の励起エネルギー依存性。赤線が大型 1 枚版、青線が中型 2 枚版の結果を表す。

グラフより大型 1 枚版と中型 2 枚版ともに励起エネルギーが高くなるほど検出効率は下がる。これは検出器のアクセプタンスに限界があるためである。中型 2 枚版の方が検出器全体のアクセプタンスは大きいため、励起エネルギーが 4MeV を超えたあたりから大型よりも中型の方が検出効率は上回る。

エネルギー分解能

以降は大型 1 枚版のみの結果を示す。Erel=8 MeV の結果は統計量が少なくフィッティングできなかつたため、エネルギー分解能を導出できなかつた。

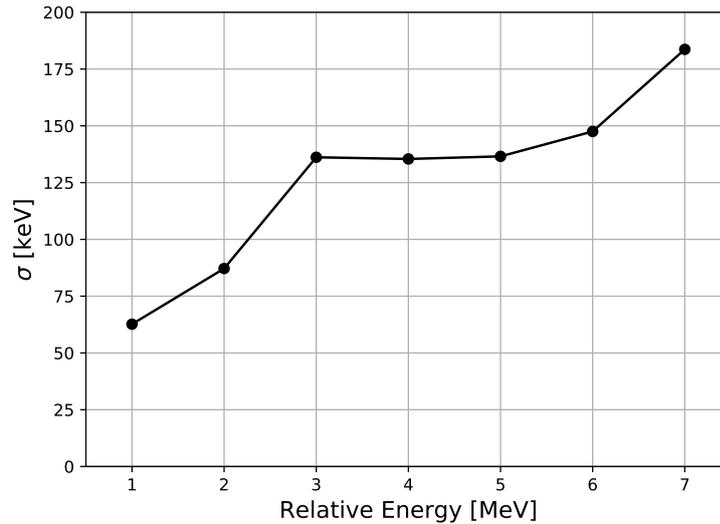


図 4.6 4n 系のエネルギー分解能 励起エネルギー依存性

エネルギー分解能は励起エネルギーが大きくなるほど悪くなるが、Erel=3~5 MeV ではほぼ変わらなかつた。ピークに対してフィッティング可能なのは Erel=7 MeV までであった。Erel=8 MeV についてピークは観測できたため、4n 系で観測可能な励起エネルギーの限界値は Erel=8 MeV である。

クロストークカット後の割合

クロストークカット後の割合は、励起エネルギーが大きくなるほどクロストークカット後のイベント数が少なくなった。つまり、励起エネルギーが大きくなるほどクロストークの数が増える傾向にある。

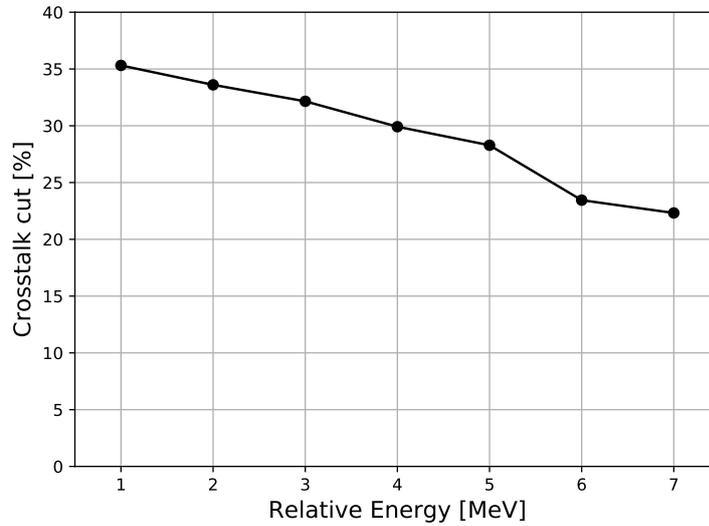


図 4.7 4n 系のクロストークカット後割合 励起エネルギー依存性

4.2.2 6n

6n 系では、相対エネルギー Erel=2, 3, 4, 5 MeV についてシミュレーションを行った。Erel=2 MeV は図 4.3 に記載済みである。Erel=3, 4, 5 のときの相対エネルギースペクトルを図 4.27, 4.28, 4.29 に示す。Erel=2 MeV では 1bin あたり 25 keV としているが、Erel=3, 4, 5 MeV では統計量が少なかったため 1bin あたり 50 keV としている。

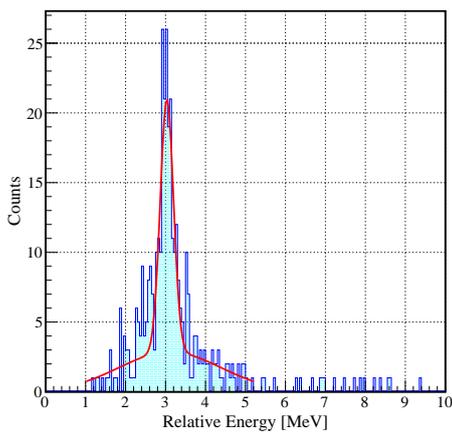


図 4.8 Erel=3 MeV の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル

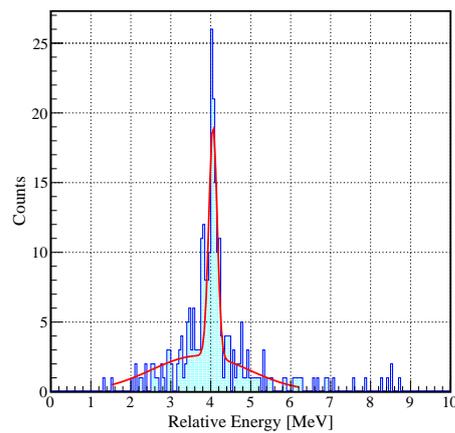


図 4.9 Erel=4 MeV の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル

クロストークカット後の割合

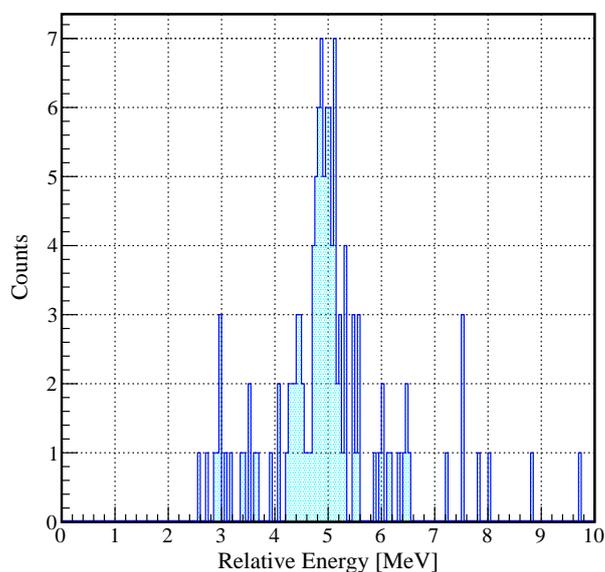


図 4.10 Erel=5 MeV の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル

Erel=5 では統計量が少なくフィッティングできなかった。Erel=2, 3, 4, 5 MeV でのエネルギー分解能、検出効率、クロストークカット後の割合を表 4.4 に示す。

表 4.4 Erel=2, 3, 4, 5 MeV でのエネルギー分解能・検出効率・クロストークカット後の割合 (6n)

Erel [MeV]	エネルギー分解能 [keV]	検出効率 [%]	クロストークカット後の割合 [%]
2	135	0.00737	10.2
3	165	0.00476	9.54
4	103	0.00335	10.5
5	-	0.00153	7.46

表 4.4 より 6n 系についても励起エネルギーが高くなるほど検出効率は下がった。エネルギー分解能、クロストークカット後の割合について励起エネルギー依存性は見られなかった。ピークが見られてかつフィッティング可能なのは Erel=4 MeV までであり、6n 系での観測可能な励起エネルギーの限界値は 4 MeV である。

4.3 中性子検出器の台数依存性

新型中性子検出器は 20 層から構成される。層を増やすほどプラスチックシンチレータの厚さの合計が増えて検出効率が大きくなる。しかし SAMURAI エリアに置くことが可能な台数には限界

第 4. シミュレーション結果

があるため、4n, 6n 系の観測に必要な台数をシミュレーションを通して確認する。

4.3.1 4n

台数が layer=5, 10, 15 のときの 4n 系の相対エネルギースペクトルを図 4.11, 4.12, 4.13 に示す。layer=20 のときの相対エネルギースペクトルは図 4.1 と同じである。layer=5 ではカウント数が少ないためピークが見えなかった。

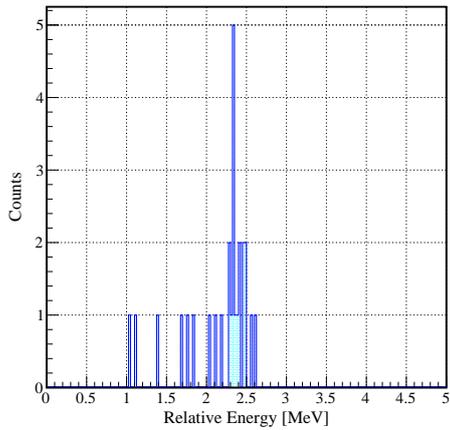


図 4.11 layer=5 の 4n 系の相対エネルギースペクトル

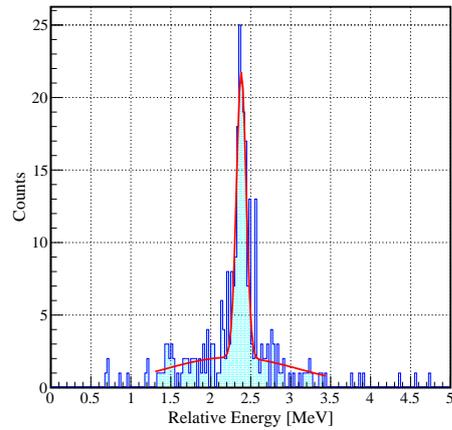


図 4.12 layer=10 の 4n 系の相対エネルギースペクトル

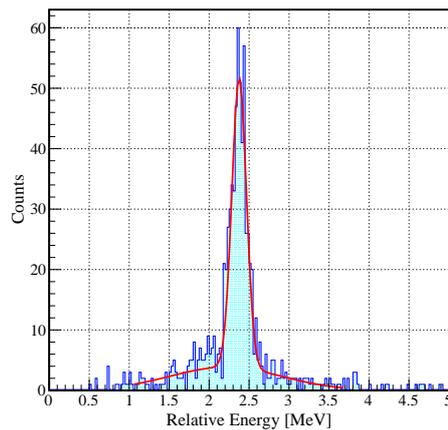


図 4.13 layer=15 の 4n 系の相対エネルギースペクトル

このときのエネルギー分解能、検出効率、クロストークカット後の割合を表 4.5 に示す。

第 4. シミュレーション結果

表 4.5 台数 layer=5,10,15,20 台のエネルギー分解能・検出効率・クロストークカット後割合 (4n)

台数	エネルギー分解能 [keV]	検出効率 [%]	クロストークカット後割合 [%]
5	-	0.0026	15.0
10	59.9	0.0275	26.1
15	91.1	0.0766	31.3
20	96.1	0.136	34.7

検出効率

検出効率の台数依存性を図 4.15 に示す。台数は layer=5, 10, 15~20 についてプロットした。

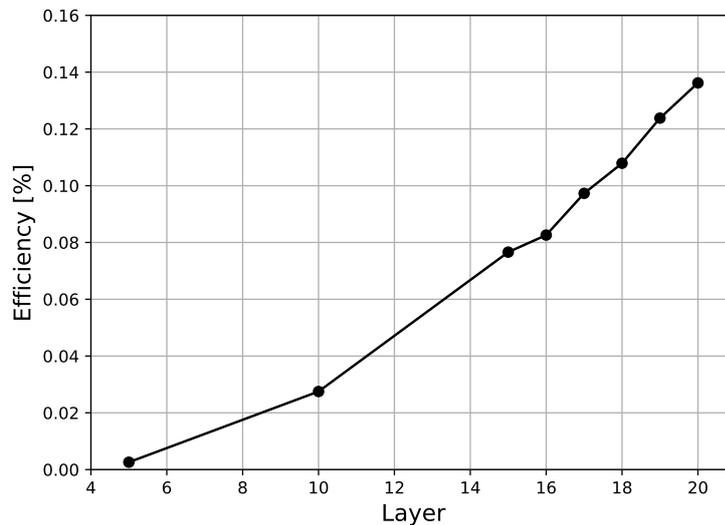


図 4.14 4n 系の検出効率 台数依存性

グラフより、台数を増やすほど検出効率は高くなることが確認された。4n 系では台数を 15 台から 20 台に増やすと、検出効率は約 1.8 倍上がる。

エネルギー分解能

エネルギー分解能の台数依存性を図 4.16 に示す。

エネルギー分解能について台数依存性は見られなかった。layer=10 で分解能が比較的良いのは、統計量が少ないためである。台数 layer=15 ~ 20 において分解能 90 ~ 110 MeV で変動しているのは、フィッティングの精度によって σ の値が変化してしまうためである。

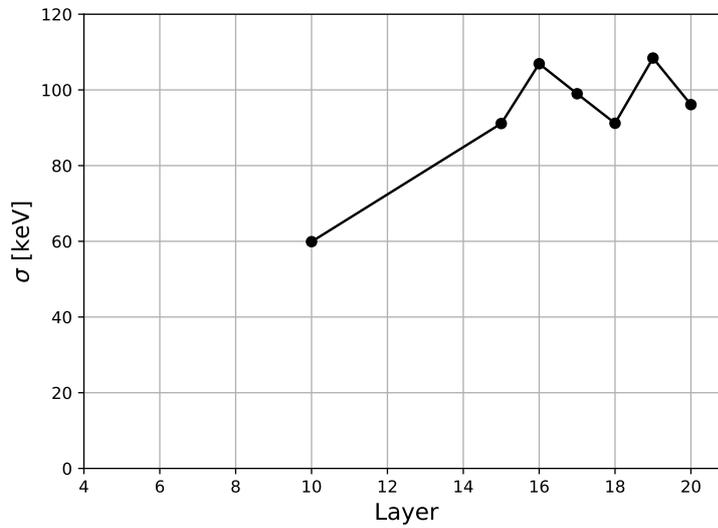


図 4.15 4n 系のエネルギー分解能 台数依存性

クロストークカット後の割合

クロストークカット後の割合の台数依存性を図 4.9 に示す。

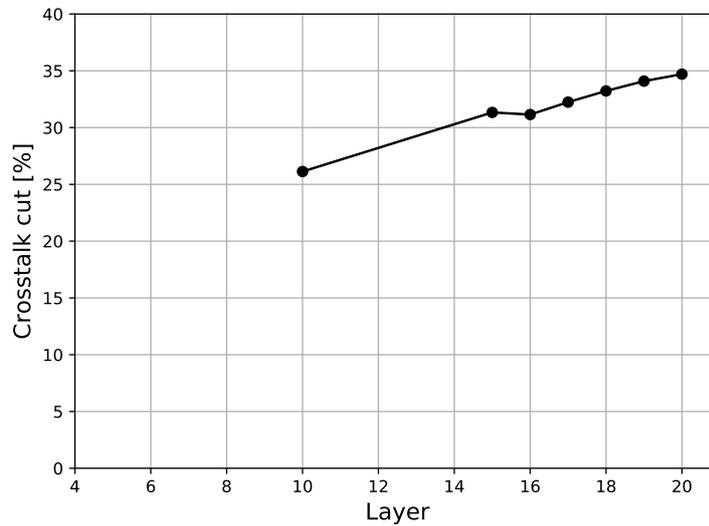


図 4.16 4n 系のクロストークカット後割合 台数依存性

台数を増やすほどクロストークカット後の割合は徐々に増えることが分かった。これは台数が増えるほどクロストークが減ると解釈できる。

4.3.2 6n

6n 系において、layer=10,15 の相対エネルギースペクトルを図 4.17, 4.18 に示す。

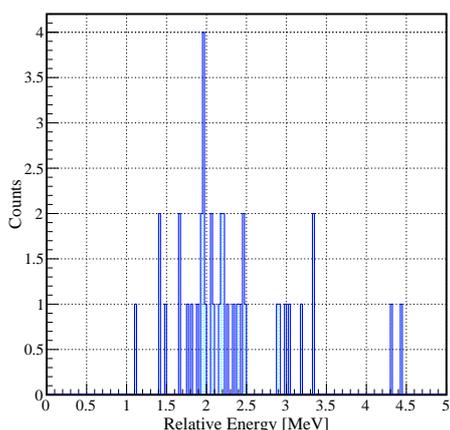


図 4.17 layer=10 の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル

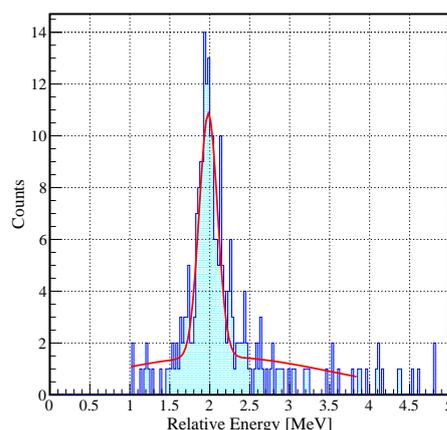


図 4.18 layer=15 の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル

layer=20 のときのグラフは図 4.3 に同様の図を載せてある。layer=10 のときは統計量が少なくピークは見られなかったが、layer=15 以降は十分に統計量が得られてピークも確認できた。

このときのエネルギー分解能、検出効率、クロストークカット後の割合を表 4.6 に示す。

表 4.6 台数 layer=10,15,20 台のエネルギー分解能・検出効率・クロストークカット後の割合 (6n)

台数	エネルギー分解能 [keV]	検出効率 [%]	クロストークカット後の割合 [%]
10	-	0.00051	5.5
15	114	0.00305	8.9
20	135	0.00737	10.2

台数を増やすほど検出効率、クロストークカット後の割合ともに値が大きくなることが確認できた。6n 系では台数を 15 台から 20 台に増やすと、検出効率は約 2.4 倍上がる。

したがって 4 中性子系、6 中性子系を観測するためには中性子検出器の台数は 15 台以上必須である。さらに 6n 系観測において十分に検出効率を得るには 20 台が望ましい。

4.4 プラスチックの厚さ依存性

プラスチックの厚さは厚いほど高い検出効率を得ることができる。一方で厚いほど反跳陽子検出の位置やタイミングの不定性が大きくなってしまふ。そのためプラスチックの厚さの最適化を行い

たい。

4.4.1 4n

4n 系ではプラスチックの厚さを 1~7cm に変えて検出効率、エネルギー分解能、クロストークカット後の割合についてプロットした。

検出効率

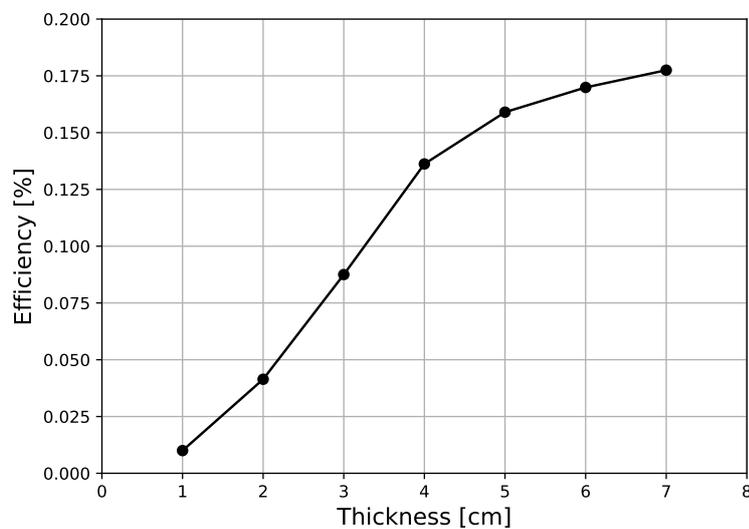


図 4.19 4n 系の検出効率 プラスチック厚さ依存性

検出効率はプラスチックの厚さが大きくなるほど、検出効率も上がることが確認できた。プラスチックが 5 cm を超えたあたりから検出効率の上昇率は小さくなっている。プラスチックの厚さが増すと中性子とプラスチックの反応率は上がる一方で、反跳陽子のプラスチック内でのエネルギー損失が大きくなり、ドリフトチェンバーで Track を引くことができる反跳陽子の数が減り検出効率の上昇が抑えられると考えられる (3.6 節参照)。

エネルギー分解能

エネルギー分解能について厚さ依存性は見られなかったが、 $\text{pl}a=3 \sim 5$ cm 以外の範囲で全体の傾向としては、プラスチックの厚さが増すほど分解能が悪くなっている。分解能 σ はフィッティングの精度によって値がばらつくため、フィッティングに依存しない値としてピークの半値幅を求める。半値幅はヒストグラムにおいて横軸 1 目盛りあたり 25 keV もしくは 20 keV の場合について調べる。以下得られた分解能とピークの半値幅を表 4.7 に示す。

半値幅は bin 幅が 25keV と 20 keV のときで比べると、3 cm と 7 cm の場合に大きく違いが出てしまった。よって bin 幅もピーク幅を評価する際に影響を与えてしてしまう。

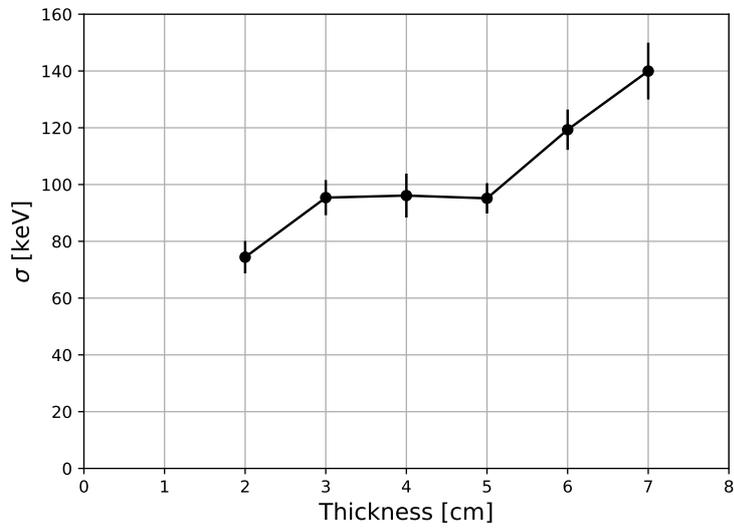


図 4.20 4n 系のエネルギー分解能 プラスチック厚さ依存性

表 4.7 エネルギー分解能・半値幅 (4n)

厚さ [cm]	エネルギー分解能 [keV]	半値幅 [keV] (25 keV)	半値幅 [keV] (20 keV)
2	74	150	140
3	95	150	200
4	96	175	180
5	95	200	200
6	119	225	240
7	140	275	320

クロストークカット後の割合

プラスチックの厚さが大きくなるほどクロストークカット後の割合は高くなるが、40% に収束するように見える。

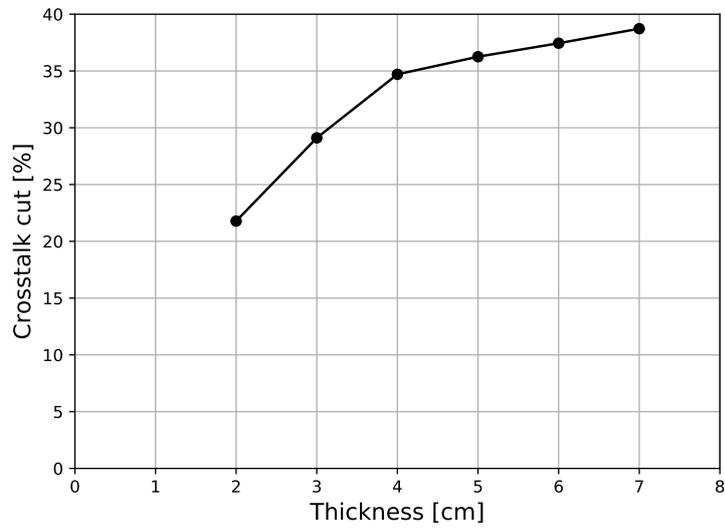


図 4.21 4n 系のクロストークカット後割合 プラスチックの厚さ依存性

4.4.2 6n

6n 系での pla=3, 5 cm のときの相対エネルギースペクトルを図 4.22, 4.23 に示す。pla=4 cm のときのグラフは図 4.3 と同じである。

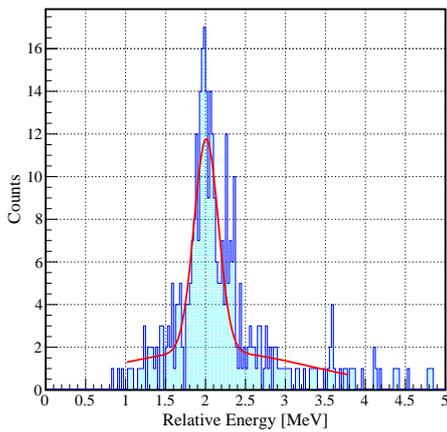


図 4.22 pla=3 cm の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル

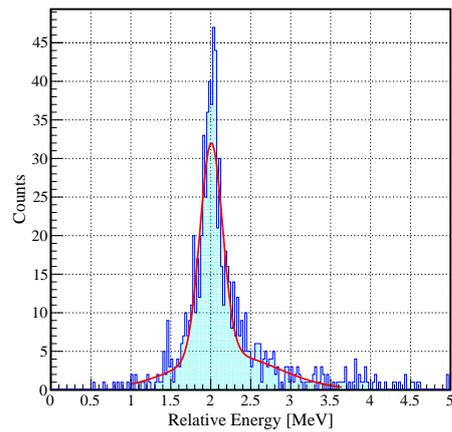


図 4.23 pla=5 cm の 6 中性子系の相対エネルギースペクトル

またこのときのエネルギー分解能、検出効率、クロストークカット後の割合を表 4.8 に示す。

第 4. シミュレーション結果

表 4.8 pla=3, 4, 5cm でのエネルギー分解能・検出効率・クロストークカット後の割合 (6n)

厚さ [cm]	エネルギー分解能 [keV]	検出効率 [%]	クロストークカット後の割合 [%]
2	-	0.00155	5.03
3	152	0.00450	8.55
4	135	0.00737	10.2
5	140	0.00995	11.6

6n 系についてもプラスチックの厚さが大きくなるほど、検出効率が高くなる傾向が見られた。プラスチックの厚みを pla=3 cm から 4 cm に変化させた際に検出効率は 1.64 倍上昇するのに対して、pla=4 cm から 5 cm に変化させると検出効率は 1.35 倍と上昇率は小さくなった。またどの厚さでもエネルギー分解能の差が 20 keV より小さい範囲でほぼ変わらないため、厚さ依存性は見られなかった。クロストークカット後の割合について、厚さが増すとカット率はわずかに良くなった。

以上より、プラスチックの厚さは 4 cm あれば十分な検出効率とエネルギー分解能を得ることができる。

4.5 中性子検出器のエネルギーレスショルド依存性

中性子検出器の発光量のレスショルドを 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2, 2.0, 3.0 MeVee と変えたときの相対エネルギースペクトルを出し、それぞれの場合について検出効率、エネルギー分解能、クロストークカット後の割合、クロストーク残存率を求めた。本節以外の発光量のレスショルドは 1.0 MeVee に設定している。

4.5.1 4n

検出効率

グラフより、検出効率はレスショルドを上げるほど低くなることがわかる。レスショルドが 1.0 MeVee の場合と比較して、2.0 MeVee のときは 0.0073%、3.0 MeVee のときは 0.015% 検出効率が減少している。4n 系の相対エネルギースペクトルの全イベントのうち約 1 割がレスショルドによって 4n 系以外のバックグラウンドの事象が排除されていると考えられる。

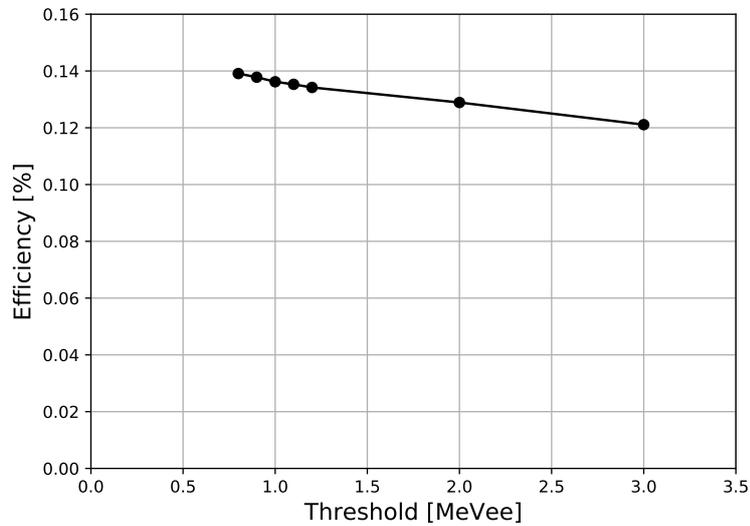


図 4.24 4n の検出効率 中性子検出器のスレッシュホールド依存性

エネルギー分解能

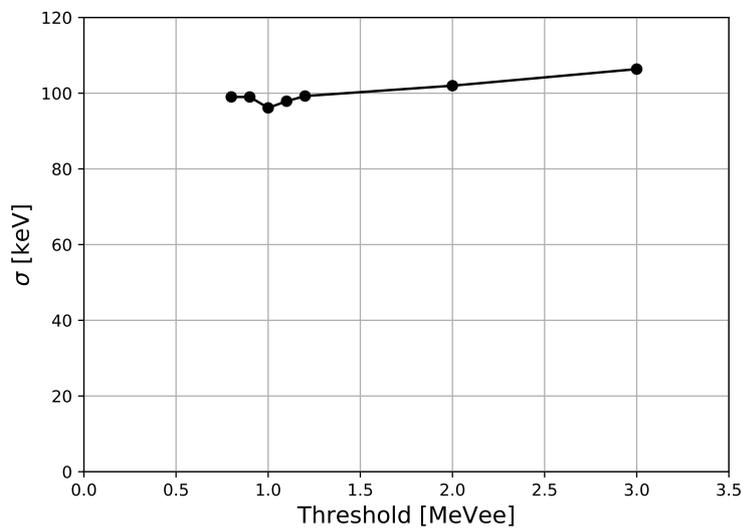


図 4.25 4n のエネルギー分解能 中性子検出器のスレッシュホールド依存性

グラフより、エネルギー分解能はスレッシュホールドの値を変えてもほぼ変わらなかった。分解能がほぼ変化しないということは、2つのダブルガウシアンのうち狭いピークはほぼ変化しないと解釈できるため、スレッシュホールドによってクロストークのようなバックグラウンド事象を排除していると考えられる。

クロストークカット後の割合

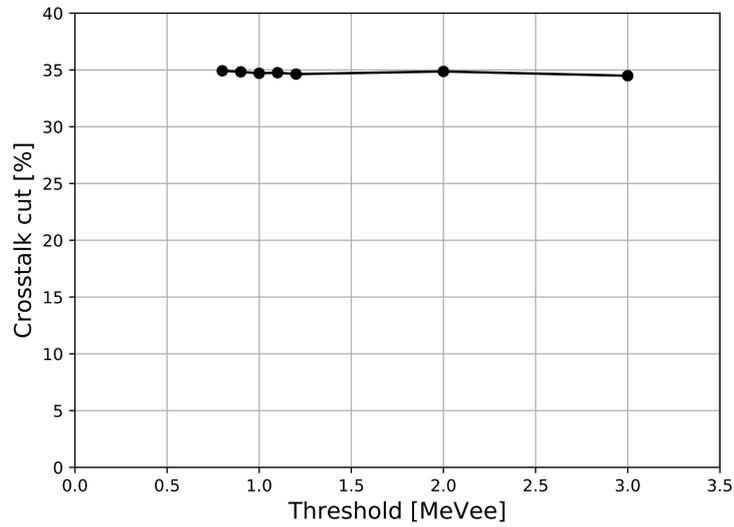


図 4.26 4n 系のクロストークカット後割合 中性子検出器のスレッシュヨルド依存性

クロストークカット後の割合はスレッシュヨルドの値を変えてもほぼ変わらなかった。

クロストーク残存率

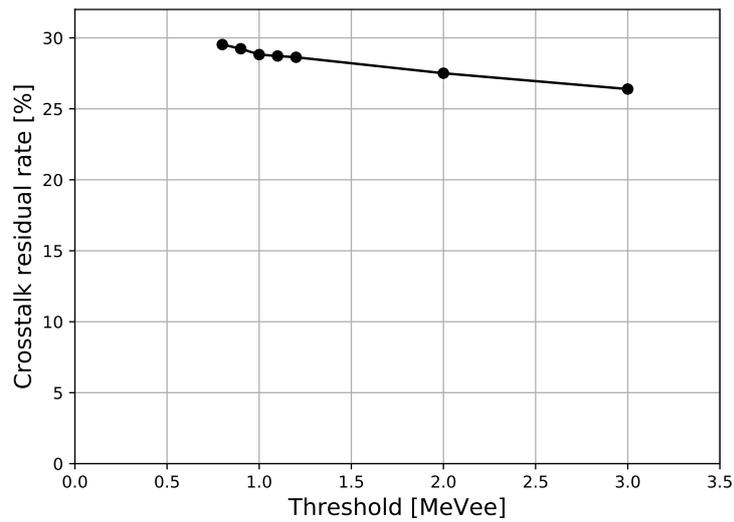


図 4.27 4n 系のクロストーク残存率 中性子検出器のスレッシュヨルド依存性

スレッシュヨルドを上げるほどクロストーク残存率は低くなる。スレッシュヨルドを 1.0 MeVee か

第 4. シミュレーション結果

ら 3.0 MeVee にあげたとき検出効率の減少は 12% 程度であり、スレッシュホールドによりクロストークをカットできている。

4.5.2 6n

検出効率

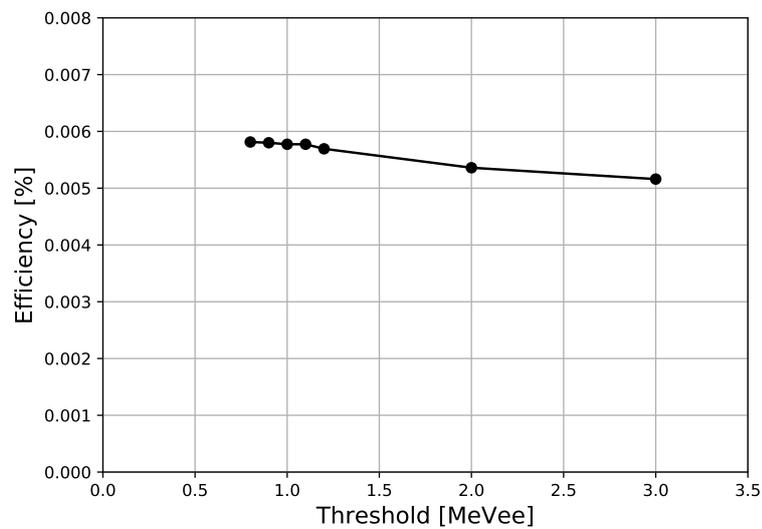


図 4.28 6n 系の検出効率 中性子検出器のスレッシュホールド依存性

4n 系と同様に、スレッシュホールドの値を上げると検出効率は低くなる。

エネルギー分解能

4n 系と同様に、エネルギー分解能はスレッシュホールドの値を変えてもほぼ変わらなかった。

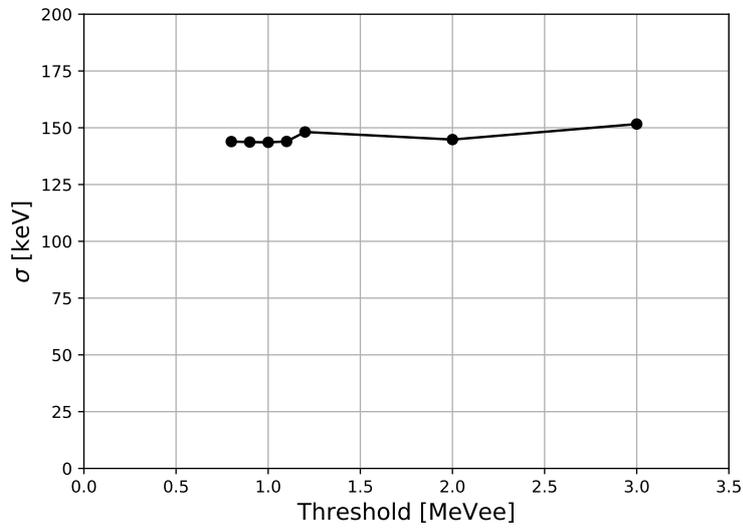


図 4.29 6n 系のエネルギー分解能 中性子検出器のスレッシュホールド依存性

クロストークカット後の割合

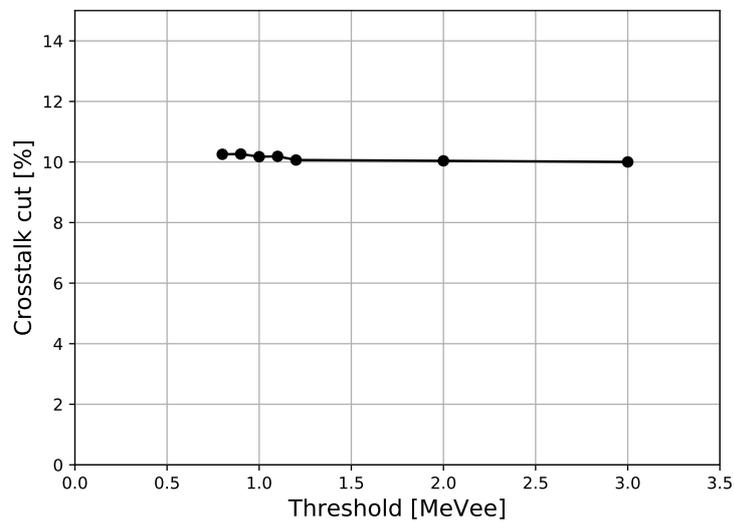


図 4.30 6n 系のクロストークカット後割合 中性子検出器のスレッシュホールド依存性

4n 系と同様にクロストークカット後の割合はスレッシュホールドの値を変えてもほぼ変わらなかった。

4.6 4n 実験に対する考察

本節では 2022 年の Duer らの実験で観測された 4n 系スペクトル [8] と、Duer らの実験を再現する理論の 4n 系スペクトルについて、新型中性子検出器で検出可能かどうかを検証した。理論は 2023 年の Lazauskas らの論文で Duer らの 4n 系スペクトルの実験値との比較が行われている [11]。

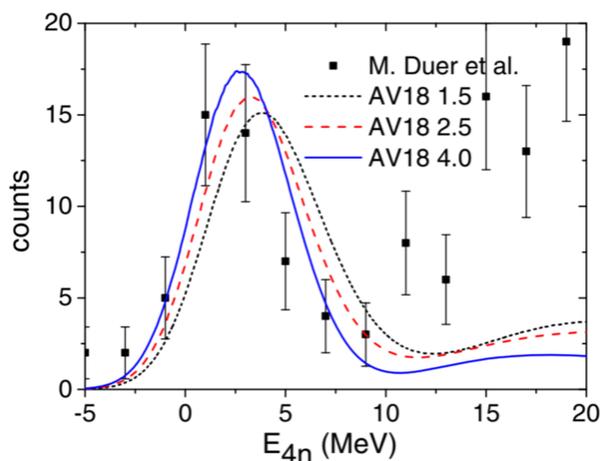


図 4.31 α 粒子ノックアウト反応による実験値と理論によるエネルギー分布の比較 [11]

実験で得られた低エネルギーのピークは、4n 系が束縛状態もしくは共鳴状態でもなく、ダイニュートロン-ダイニュートロン相関をもつことで説明可能であると結論づけられた。

実験値を再現するスペクトルは以下の Breit-Wigner 分布に従うとする。

$$\sigma(E) = \frac{\Gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4} \quad (4.1)$$

E は相対エネルギーであり、このとき

$$\Gamma = \frac{P_l(E)}{P_l(E_r)} \Gamma_r \quad (4.2)$$

$$P_l = \frac{\rho^3}{1 + \rho^2} \quad (l = 1 \text{ の場合}) \quad (4.3)$$

$$\rho = \frac{\sqrt{2Em_u}}{\hbar} R \quad (4.4)$$

と表せる。実験値より共鳴エネルギー $E_r = 2.37$, 崩壊幅 $\Gamma_r = 1.75$, $R = 4.0$ を用いた。 m_u は ${}^4\text{He}$ と 4n の換算質量、 \hbar はディラック定数、 c は光速である。

理論では、パラメータ $\lambda = 1.5, 2.5, 4.0$ の 3 つの場合について考える。実験と理論両方とも相対エネルギーは 0 ~ 20 の範囲で 300 万イベント生成した。発生させた 4n 系の相対エネルギースペ

第 4. シミュレーション結果

クトルを図 4.32, 4.33 に示す。図 4.32 が Breit-Wigner 分布であり、図 4.33 の理論によるスペクトルでは赤： $\lambda=4.0$, 青： $\lambda=2.5$, 緑： $\lambda=1.5$ の場合を表す。

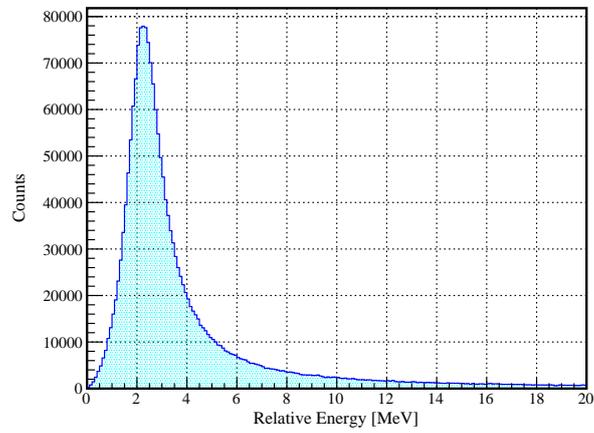


図 4.32 Breit-Wigner 型の発生粒子の相対エネルギースペクトル

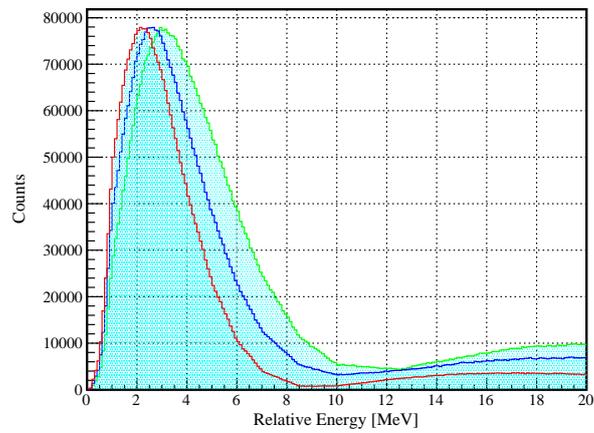


図 4.33 Lazauskas らの発生粒子の相対エネルギースペクトル。赤： $\lambda=4.0$, 青： $\lambda=2.5$, 緑： $\lambda=1.5$ の場合を表す。

第 4. シミュレーション結果

シミュレーション後の $4n$ 系の相対エネルギースペクトルの比較を図 4.34, 4.35, 4.36 に示す。

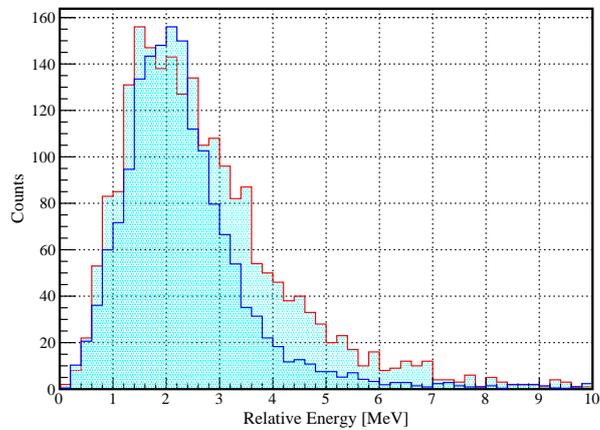


図 4.34 相対エネルギースペクトル。青：Breit-Wigner 型、赤： $\lambda=1.5$ の場合である。

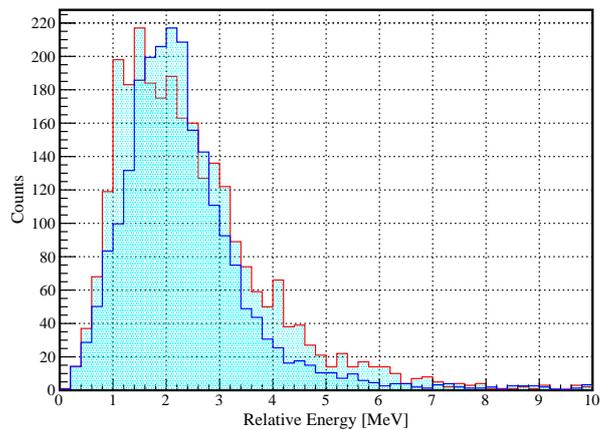


図 4.35 相対エネルギースペクトル。青：Breit-Wigner 型、赤： $\lambda=2.5$ の場合である。

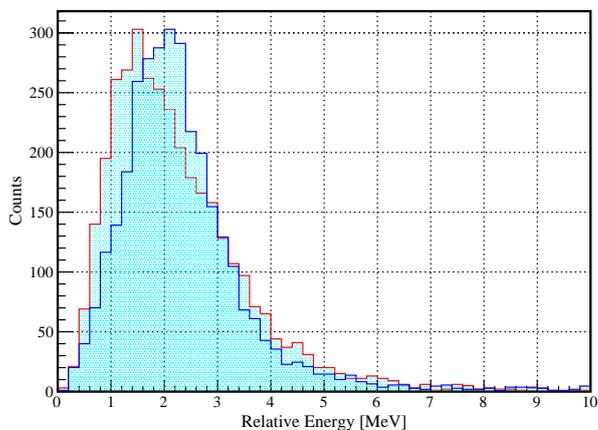


図 4.36 相対エネルギースペクトル。青：Breit-Wigner 型、赤： $\lambda=4.0$ の場合である。

発生粒子の相対エネルギーの半値幅と新型中性子検出器で検出後の相対エネルギーの半値幅を表 4.9 に示す。

表 4.9 発生粒子の相対エネルギーと新型中性子検出器で検出後の相対エネルギーの半値幅

	発生粒子の半値幅 [MeV]	検出後の半値幅 [MeV]
Breit-Wigner 型	1.6	1.6
$\lambda = 1.5$	4.5	2.6
$\lambda = 2.5$	3.8	2.2
$\lambda = 4.0$	3.2	2.0

発生粒子の半値幅は、Breit-Wigner 分布で最も狭い幅をとり、 λ が大きいほど半値幅は小さい。検出後の半値幅でも Breit-Wigner 分布が最も半値幅が小さく、 λ の値が大きいほど半値幅が小さいという関係性は変わらなかった。よって半値幅の大小関係で実験と理論のスペクトルは区別可能である。

4.2 節励起エネルギー依存性の結果より、励起エネルギーが大きくなるほど検出効率は下がるため、高エネルギー側で検出可能な粒子数が発生粒子のスペクトルと比べて比較的少なくなってしまう。よって全ての結果で検出後の半値幅は発生粒子の場合よりも小さくなってしまった。

Breit-Wigner 分布と特に最も幅が狭く実験値をよく再現している $\lambda = 4.0$ の理論スペクトルについて比較したい。励起エネルギーが低い領域では検出効率が高いため、エネルギースペクトルの立ち上がりの違いをシミュレーション後も再現できており違いが確認できる。さらにピーク位置が $\lambda = 4.0$ の方が 0.6 MeV 程度小さいことから、Breit-Wigner 分布と理論のスペクトルは区別可能である。

4.7 シミュレーション結果のまとめ

本節では、これまでのシミュレーション結果のまとめを述べる。

シミュレーションより 4n, 6n 系の検出効率と分解能は、大型 1 枚版で中性子検出器の台数が 20 台、プラスチックの厚さが 4cm の場合を選択して表 4.9 に示す。

表 4.10 4n, 6n 系のエネルギー分解能・検出効率

	エネルギー分解能 [keV]	検出効率 [%]
4n	96.1	0.136
6n	135	0.00737

4.7.1 DC の大型 1 枚版と中型 2 枚版の比較

4n, 6n 系両方についても大型 1 枚版の方が検出効率が高いという結果が得られた。4n 系についてはクロストーク残存率から、中型 2 枚版の方がバックグラウンドの数が多いことがわかる。よって中型 2 枚版よりも大型 1 枚版の方が性能が良いと言える。

4.7.2 励起エネルギー依存性

4n, 6n 系について励起エネルギーが高くなるほど検出効率は低くなり、励起エネルギー依存性を確認できた。4n 系では励起エネルギー $E_{rel}=8$ MeV、6n 系では励起エネルギー $E_{rel}=4$ MeV が観測限界である。大型 1 枚版と中型 2 枚版では、励起エネルギー 4 MeV 以下では大型の方が検出効率は良いが、4 MeV を超えると中型の方が高くなる結果が得られた。

4.7.3 中性子検出器の台数依存性

中性子検出器の台数が 4n 系では 5 台、6n 系では 10 台でピークを観測することができなかった。4n, 6n 系の相対エネルギーのピークを決定するためには、中性子検出器は 15 台以上必要であることが判明した。さらに十分に検出効率を得るためには 20 台必要である。

4.7.4 プラスチックの厚さ依存性

プラスチックの厚さを大きくするほど検出効率は大きくなったが、相対エネルギーが 5 MeV を超えたあたりから検出効率の上昇率は小さくなっている。よってプラスチックの厚みは十分に検出効率を得ることができる厚さとして 4 cm が適切である。

4.7.5 中性子検出器のエネルギースレッシュホールド依存性

中性子検出器の発光量のスレッシュホールドを上げるほど検出効率は低くなり、スレッシュホールドによりクロストークをカットできていることを確認した。スレッシュホールドによる検出効率、エネルギー分解能の大幅な変化は見られなかったため、スレッシュホールドは当初の 1 MeVee で設定を行うが、3 MeVee まで変化させても問題ない。

4.7.6 4n 実験に対する考察

2022 年 Dure らの実験データを再現する Breit-Wigner 分布と 2023 年 Lazauskas らの論文の理論スペクトルをもつ 4n 系を発生させて、新型中性子検出器で検出するシミュレーションを行った。クロストークカット後の相対エネルギースペクトルの半値幅、スペクトルの立ち上がり、ピーク位置を比較することで実験値と理論スペクトルを区別することができた。

第5章

まとめと展望

本研究では、新型中性子検出器 NEOLITH の開発において Geant4 を用いたシミュレーションを行い、多中性子系検出における性能評価と検出器ジオメトリの最適化を行った。開発目的は4中性子系の高分解能観測および6中性子系の初観測である。NEOLITH はプラスチックシンチレータとドリフトチェンバーを組み合わせたものを1層として計20層で構成される。ドリフトチェンバーを用いて中性子とプラスチックの反応で生じる反跳陽子の飛跡を特定し、より多くのクロストークの除去が可能となった。シミュレーションでは、4中性子系および6中性子系を発生させ新型中性子検出器による相対エネルギーの導出を行った。その結果、相対エネルギー 2.37 MeV の4中性子系のエネルギー分解能は 96 keV、検出効率は 0.136 %、相対エネルギー 2.0 MeV の6中性子系のエネルギー分解能は 135 keV、検出効率は 0.0737 % となり、観測に十分な検出効率とエネルギー分解能が得られた。4中性子系では従来の欠損質量法によるエネルギー分解能が約 1 MeV であったのに対し、新型中性子検出器では約 100 keV という大幅なエネルギー分解能の向上が示された。DC の大型1枚版と中型2枚版の比較では、大型1枚版の方が検出効率が高くクロストークも少ないことから、大型1枚版の方が性能が良いという結果が得られた。励起エネルギー依存性では、ピーク観測の限界値が4n系では励起エネルギー 8 MeV、6n系では励起エネルギー 4 MeV であることが判明した。中性子検出器の台数依存性では、6n系観測のために15台以上必要であり、さらに十分な検出効率を得るためには20台必要である。プラスチックの厚さ依存性では、4n系において厚さが増すほど検出効率は増えたが、5 cm を超えるあたりから検出効率の上昇率が小さくなるため、最適なプラスチックの厚さは4 cm とした。中性子検出器のエネルギーレスショルド依存性は、レスショルドを大きくすると検出効率は少し下がるが大幅な変化は見られないため、1~3 MeV までは変化させても問題ない。最後に4n実験に対する考察では、先行研究の実験データおよび理論モデルを再現する4中性子系を生成し、シミュレーションを通じて検出後の相対エネルギー分布を比較したところ、実験と理論のスペクトルが明確に区別可能であることが確認された。

NEOLITH は現在 DC の試作機が製作されており、データ取得も行われている。今後 NEOLITH を用いる実験としては、理化学研究所重イオン加速器施設 RIBF において不変質量法を用いたテトラニュートロン、ヘキサニュートロンの探索実験が計画されている。

参考文献

- [1] 中村隆司, 不安定核の物理 中性子ハロー・魔法数異常から中性子星まで, 共立出版 (2016).
- [2] T. Nakamura et al., Phys.Rev.Lett.**96**, 252502 (2006).
- [3] Y. kondo et al., Phys.Rev.Lett.**116**, 102503 (2016).
- [4] K. Hagino, H. Sagawa, Phys.Rev.C, **89**, 014331 (2014).
- [5] F. M. Marques et al., Phys.Rev.C **65**, 044006 (2002).
- [6] K. Kisamori et al., Phys. Rev. Lett. **116**, 052501 (2016).
- [7] T. Faestermann et al., Phys. Lett. B **824**, 136799 (2022).
- [8] M. Duer et al., Nature Vol 606 (2022).
- [9] R.A.Cecil et al.,Nucl.Instr.and Meths. **161**,439 (1979).
- [10] A. Frotscher et al. Phys. Rev. Lett., **125**, 012501, (2020).
- [11] R.Lazauskas et al., Phys.Rev.Lett.**130**, 102501 (2023).

謝辞

本研究を進めるにあたり多くの方々にご指導、ご協力いただきました。指導教官である中村隆司教授には、三年間手厚くご指導いただき心より感謝申し上げます。シミュレーションでは何度もご助言いただき、原子核物理学から研究に対する姿勢、その他プレゼンテーションの方法など多くのことを学ばせていただきました。特任准教授の佐藤義輝氏には、試作機立ち上げの際には一から教えていただき、解析においても丁寧な資料を共有していただき研究の助けとなりました。元助教の近藤洋介氏には、データ解析やシミュレーション、研究が行き詰まった際には何度もご教授いただきました。原子核物理や解析のことに限らず、研究を進めていく上での様々なことをご助言してください深く感謝いたします。松井智樹氏、大澤悠真氏の先輩方には、毎週のミーティング内の議論から学ぶことも多く、日々の雑談など楽しく研究生活を送ることができました。同期の石黒宗一郎氏とは研究内容が違くとも存在が心強く、励まし合いながら研究を進めることができました。後輩の池田旭輝氏、楨村泰都氏、Malladi Sisir 氏、白壁暁氏、武内悠仁氏からは、実験やデータ解析、試作機のデータ取得・解析など懸命に取り組む姿が伺えて自身の研究の励みとなりました。理化学研究所など学外でお世話になった皆様、大学院まで支えてくれた家族に感謝いたします。最後に本研究に関わってくださった方、サポートしていただいた方々に心より感謝申し上げます。