

2025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開発

東京科学大学大学院 理学院 物理学系

学籍番号 24M00769

氏名 榎村泰都

指導教員 中村隆司

2026年2月2日

## 概要

中性子のみで構成される中性子原子核に対する探索は、未知の中性子間相互作用や中性子星の構造解明に重要である。近年、4中性子系の候補が観測され、中性子原子核の研究に注目が集まっている。しかし、その観測結果には複数の理論的解釈があり、質量分解能等の課題から、結果の確証には至っていない。これは、従来の欠損質量法を用いた測定では、質量分解能が共鳴状態か束縛状態かを判別するに足る精度でなかったことに加え、4中性子系のエネルギー内部構造や多中性子間の相関を直接観測することが不可能であったことに起因する。

そのため、多中性子を直接、同時測定する不変質量法を用いての測定が望まれるが、従来型の検出器では、検出効率や運動量分解能に限界があった。そこで多中性子系の運動量ベクトル及びエネルギーを高分解能で測定するため、中村研究室で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新型中性子検出器 NEOLITH を開発している。これは、従来型の中性子検出器に、反跳陽子の飛跡を追跡するドリフトチェンバーを組み合わせることで中性子の散乱方向を再構成する新方式の検出器である。この検出器を用いることで、特に4中性子系、6中性子系に対し不変質量法を用いた同時測定を行い、より詳細なエネルギー構造を決定することを目的とする。

本研究では、NEOLITHの要素開発として、NEOLITHで用いられるドリフトチェンバー (NEOLITH-DC) と同じカソード・ポテンシャル読み出しの試作機 (NEOLITH-ss, NEOLITH-s) を用いた性能評価を行った。

まず、性能評価に先立ち、シミュレーション及び理論式によって、本検出器の動作原理を検証した。Garfield++シミュレーションの結果、電子雪崩は荷電粒子の通過位置に依存して、アノードワイヤーに対し左右非対称に形成されることを確認した。これにより、電子雪崩が起こったアノードワイヤーの両隣のポテンシャルワイヤーに誘起される電荷を比較することで、左右不定性が解消されることを示した。さらに、理論式を用いてカソード面上の誘起電荷分布を検証し、電子雪崩が起こった中央ストリップの電荷とその両隣の電荷の比を用いることで、位置導出が可能であるとの見通しを得た。以上の読み出し方式では、1層のみのドリフトチェンバーでビーム軸垂直面の2次元情報を取得することが可能となり、中性子検出領域の稠密性を向上させることに寄与する。

以上の原理検証に基づき、宇宙線を用いた NEOLITH-ss の性能試験では、原理実証及び位置導出を行った。また、充填ガスおよびカソードストリップピッチを変更した場合の比較も行った。その結果、本読み出し方式によって  $\sigma_{x,y} \sim 337, 377 \mu\text{m}$  の精度で位置導出が可能であることを確認した。加えて、カソードストリップ変更による、分解能悪化は中性子検出における要求を満たすことが分かった。この結果に基づき、ストリップの数などの検出器全体の最適化も考慮し、NEOLITH-DC のストリップピッチを 10 mm を採用した。

次に、NEOLITH-s とプラスチックシンチレータを組み合わせた、実際の NEOLITH セットアップに近い構成での中性子ビーム動作実証実験を実施した。NEOLITH-s の検出効率は散乱陽子のエネルギーに依存し、低エネルギー領域では効率が低下するが、50 MeV 以上では 93% 以上の検出効率を維持していることを確認した。飛跡導出については、中性子ビーム照射に伴う散乱粒子が広範な角度分布を持つため、角度によるドリフト距離の非一様性や、2箇所での電子雪崩、ドリフト長の扱いを考慮した飛跡導出アルゴリズムを開発した。この飛跡導出法を用いて、NEOLITH-s で得られた飛跡をプラスチックシンチレータへ外挿した結果、外挿位置がプラスチックシンチレータの有感領域に収まることを確認した。また、その境界を誤差関数を用いて評価したところ、 $\sigma \sim 2 \text{ mm}$  という結果を得た。

## Abstract

The search for multineutron nuclei is essential for elucidating unknown neutron-neutron interactions and neutron star structures. While  $4n$  candidates were recently observed, theoretical interpretations remain controversial, and definitive confirmation is hindered by insufficient mass resolution. Conventional missing-mass spectroscopy lacks the precision to distinguish resonant from bound states and cannot directly observe internal energy structures or correlations within multineutron systems.

To address these issues, invariant-mass measurements allowing direct, simultaneous multi-neutron detection are required. However, conventional detectors are limited by detection efficiency and momentum resolution. Consequently, the Nakamura Laboratory is developing NEOLITH, a novel detector combining plastic scintillators and drift chambers to measure multi-neutron momentum vectors and energies with high resolution. NEOLITH reconstructs neutron scattering directions by tracking recoil protons. This study aims to determine the detailed energy structures of  $4n$  and  $6n$  systems using this method.

This thesis focuses on the elemental development of NEOLITH, evaluating the performance of prototype drift chambers (NEOLITH-ss, NEOLITH-s) utilizing the same cathode-potential readout system as the full-scale NEOLITH-DC.

First, the operating principle was verified via Garfield++ simulations and theoretical calculations. Simulations confirmed that electron avalanches form asymmetrically relative to the anode wire depending on the incident position, allowing right-left ambiguity resolution by comparing induced charges on adjacent potential wires. Furthermore, theoretical analysis of cathode charge distributions demonstrated that position reconstruction is feasible by calculating the charge ratio between the central strip and its neighbors. This readout method enables the acquisition of two-dimensional information in the plane perpendicular to the beam axis with only a single drift chamber layer, thereby significantly enhancing the spatial density of the neutron detection volume.

Cosmic-ray tests with NEOLITH-ss validated these principles, achieving position resolutions of  $\sigma_{x,y} \sim 337, 377 \mu\text{m}$ . Furthermore, comparative studies were conducted by varying the filling gas and cathode strip size. It was confirmed that the degradation in resolution resulting from the change in strip size remained within acceptable limits. Based on these findings, and taking into account the optimization of the overall detector configuration—including the total number of strips and readout channels—the strip pitch for the NEOLITH-DC was determined to be 10 mm.

Finally, neutron beam tests using NEOLITH-s with plastic scintillators demonstrated  $\sim 95\%$  detection efficiency for recoil protons above 25 MeV. A dedicated track reconstruction algorithm was developed to account for wide angular distributions, the non-uniform and underlying principles of drift distance, and the occurrence of double avalanches. Extrapolating reconstructed tracks to the scintillator confirmed the method's validity, yielding a spatial consistency of  $\sigma \sim 2 \text{ mm}$ .

# 目次

<b>第1章 序</b>	<b>7</b>
1.1 中性子原子核	8
1.2 中性子原子核探索に向けた新型中性子検出器	12
1.2.1 NEOLITH 開発の目的	13
1.3 本修士論文の目的	14
1.3.1 本修士論文の構成	14
<b>第2章 NEOLITH</b>	<b>15</b>
2.1 多中性子系観測のための NEOLITH	15
2.1.1 散乱陽子飛跡追跡の必要性	15
2.1.2 不変質量測定 of 原理と運動学	17
2.1.3 検出器の構造	18
2.1.4 期待される性能およびシミュレーション結果	21
2.2 NEOLITH で用いられるプラスチックシンチレータ	22
2.2.1 プラスチックと中性子の反応原理	22
2.2.2 プラスチックシンチレータによる位置、タイミングの導出原理	23
2.2.3 エネルギー損失と発光量の導出原理	25
2.3 NEOLITH-DC	27
2.3.1 ドリフトチェンバーの基本原理と NEOLITH-DC	27
2.3.2 ポテンシャルワイヤーからの位置導出原理	28
2.3.3 カソードストリップからの位置導出原理	29
2.4 試作機による実証実験	33
<b>第3章 NEOLITH-ss のテスト実験</b>	<b>35</b>
3.1 実験セットアップ	35
3.1.1 実験の配置	35
3.1.2 各検出器の主要諸元	37
3.1.3 データ収集系 (DAQ)	39
3.1.4 動作ガス	39
3.2 検出効率	39
3.2.1 評価手法と測定条件	40
3.2.2 リファレンスチェンバー	41
3.2.3 NEOLITH-ss	42
3.3 位置導出のための解析手法と原理実証結果	46
3.3.1 リファレンスチェンバーの解析手法	46

3.3.2	NEOLITH-ss の解析手法及び原理実証結果 . . . . .	49
3.4	位置分解能の評価 . . . . .	53
3.4.1	リファレンスチェンバーの結果; ガス種による比較 . . . . .	54
3.4.2	NEOLITH-ss の結果及び考察 . . . . .	56
3.5	まとめ . . . . .	67
<b>第 4 章</b>	<b>NEOLITH-s を用いた実験</b>	<b>68</b>
4.1	実験セットアップ . . . . .	68
4.1.1	本検出器の配置と座標定義 . . . . .	69
4.1.2	用いたビーム条件 . . . . .	70
4.1.3	各検出器の主要諸元 . . . . .	71
4.1.4	トリガー条件 . . . . .	73
4.2	検出効率及び散乱陽子とのエネルギー依存性 . . . . .	73
4.2.1	検出効率の印加電圧依存性 . . . . .	74
4.2.2	粒子の同定と選別 . . . . .	79
4.2.3	中性子ビームにおける散乱陽子のエネルギースペクトル . . . . .	81
4.2.4	検出効率の散乱陽子エネルギー依存性 . . . . .	84
4.3	NEOLITH-s による位置導出法の改善 . . . . .	86
4.3.1	ドリフト距離分布の非一様性と STC の最適化 . . . . .	87
4.3.2	多重度 3 事象の物理的妥当性と解析への導入 . . . . .	89
4.3.3	飛跡導出の最適化 . . . . .	91
4.4	NEOLITH-s による飛跡の評価 . . . . .	94
4.4.1	位置導出効率 . . . . .	94
4.4.2	NEOLITH-s1,s2 における位置分布 . . . . .	94
4.4.3	飛跡の角度分布解析及び評価 . . . . .	97
4.4.4	シンチレータ表面 (深さ 0,30 mm) への外挿分布 . . . . .	102
4.4.5	外挿分布の端部評価と角度依存性 . . . . .	104
4.5	まとめ . . . . .	108
<b>第 5 章</b>	<b>結論及び今後の展望</b>	<b>109</b>
5.1	本研究のまとめ . . . . .	109
5.2	今後の展望 . . . . .	110
5.3	NEOLITH を用いて行う実験 . . . . .	110
5.3.1	${}^9,{}^{11}\text{Li}(p, 2p)$ 反応による 4n 及び 6n 実験 . . . . .	110
	謝辞	114
	付録 A NEOLITH-ss 性能評価テストにおける ID と ch の対応関係	116
	付録 B NEOLITH-s 実験における幾何学的な ID と ch の対応関係	118
	付録 C NEOLITH-s 実験における物質表とトライトンに対するエネルギー損失、ToF	125

付録 D NEOLITH-s 実験におけるトリガーシンチレータ及び Veto シンチレータの光電子増倍管に印加した電圧	127
付録 E NEOLITH-s 実験における NEOTLITH-s2 の検出効率	129
付録 F カソード面の物質 (銅、GFRP) の多重散乱	132
付録 G カソードストリップの解析手法	133
G.1 重心法	133
G.1.1 解析手法	133
G.1.2 実験結果	133
G.2 Charge Ratio Method(CRM)	134
G.2.1 解析原理と手法	134
G.2.2 実験結果	135
G.3 ToT 比法	135
G.3.1 解析原理と手法	135
G.3.2 実験結果	136
付録 H ガス置換	137
付録 I ノイズ対策の指針	138
I.1 ノイズ対策に対する基本方針	138
I.2 劇的な改善に寄与する主要な対策	138
I.3 改善効果が限定的な項目	140
付録 J $V_{th} = 0.35, 0.70$ V における検出効率の印加電圧依存性	141
付録 K 検出効率の統計誤差	142
付録 L SSR や Var 分布による性能評価	143
L.1 理論的背景とフィッティング関数の定義	143
L.1.1 Var 分布のフィッティング関数	143
L.1.2 SSR 分布のフィッティング関数	144
L.2 実験結果	144
L.2.1 ndf 分布の解析結果	144
L.2.2 SSR および Var 分布の解析結果	145

# 目次

1.1	核図表 . . . . .	7
1.2	中性子原子核の模式図 . . . . .	8
1.3	三木らによる ${}^3\text{H}(t, {}^3\text{He}) 3\text{n}, {}^3\text{He}({}^3\text{He}, t) 3\text{p}$ 反応を用いた2つの運動量に対する実験の結果と理論計算の比較図 . . . . .	9
1.4	木佐森らによる ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Be})$ 反応実験の結果と理論との比較図 . . . . .	10
1.5	Duer らによる ${}^8\text{He}(\text{p}, \text{p}\alpha)$ 反応実験で得られた質量スペクトル分布 . . . . .	10
1.6	Faestermann らによる ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C})$ 反応におけるエネルギー分布 . . . . .	11
1.7	Duer らの実験を仮定したときの、発生する相対エネルギースペクトル . . . . .	13
1.8	Duer らの実験を仮定したときの、NEOLITH で想定される相対エネルギースペクトル . . . . .	13
2.1	クロストーク問題の模式図 . . . . .	16
2.2	反跳陽子追跡によるクロストーク解決の模式図 . . . . .	17
2.3	NEOLITH 全体図 (検討案) . . . . .	18
2.4	上から見た NEOLITH の概略図 . . . . .	19
2.5	アノード面の設計図面 . . . . .	20
2.6	カソード面の設計図面 . . . . .	20
2.7	カソード面の外観 . . . . .	21
2.8	4中性子系の相対エネルギーのシミュレーション結果 . . . . .	21
2.9	6中性子系の相対エネルギーのシミュレーション結果 . . . . .	21
2.10	シミュレーションによる中性子の反応断面積 . . . . .	23
2.11	プラスチックシンチレータの時間差 $\Delta T$ 分布 . . . . .	24
2.12	DC から得られる位置と、プラスチックシンチレータの時間差 $\Delta T$ の相関図 . . . . .	25
2.13	プラスチック中通過による、宇宙線のエネルギー損失分布 . . . . .	26
2.14	NEOLITH-DC セル内の電場と電子雪崩のシミュレーション . . . . .	29
2.15	ポテンシャルワイヤーの電荷差による左右判定の原理 . . . . .	29
2.16	電子の拡散を検証するためのシミュレーション模式図 . . . . .	30
2.17	個々の電子の到達位置分布 . . . . .	31
2.18	電子雪崩の重心位置の分布 . . . . .	31
2.19	カソード面に誘起される $q(x)$ 分布 . . . . .	31
2.20	カソードストリップに誘起される $Q_m, Q_r, Q_l$ . . . . .	32
2.21	カソードストリップサイズ、電子雪崩の位置に応じた、 $Q_m, Q_r$ 分布 . . . . .	32
2.22	カソードストリップサイズ、電子雪崩の位置に応じた、 $Q_r/Q_m, Q_m - Q_r$ 分布 . . . . .	33

3.1	NEOLITH-ss テスト実験のセットアップ模式図	36
3.2	実際のセットアップ写真	36
3.3	NEOLITH-ss テスト実験の配置図。	36
3.4	NEOLITH-ss テスト実験での解析における座標系	37
3.5	refDC1 におけるガス種ごとの検出効率	41
3.6	refDC2 におけるガス種ごとの検出効率	42
3.7	NEOLITH-ss ポテンシャル面のガス種ごとの検出効率と $M_{total}$ の比較	42
3.8	NEOLITH-ss ポテンシャル面のガス種ごとの検出効率と $M_{eff}$ の比較	43
3.9	NEOLITH-ss カソード $u$ 面のガス種ごとの検出効率と $M_{eff}$ の比較	43
3.10	NEOLITH-ss カソード $v$ 面のガス種ごとの検出効率と $M_{eff}$ の比較	43
3.11	NEOLITH-ss ポテンシャル面のストリップ幅ごとの検出効率と $M_{total}$ の比較	44
3.12	NEOLITH-ss ポテンシャル面のストリップ幅ごとの検出効率と $M_{eff}$ の比較	45
3.13	NEOLITH-ss カソード $u$ 面のストリップ幅ごとの検出効率と $M_{eff}$ の比較	45
3.14	NEOLITH-ss カソード $v$ 面のストリップ幅ごとの検出効率と $M_{eff}$ の比較	45
3.15	TDC 分布	46
3.16	ToT が最大であるワイヤーのみの TDC 分布	46
3.17	ドリフト距離に対応する TDC 分布の領域	48
3.18	NEOLITH-ss ポテンシャルワイヤーの $\Delta ToT$ の分布	50
3.19	$\Delta ToT$ の分布とリファレンスからの飛跡との比較	50
3.20	カソードストリップの位置と $ToT_m/ToT_l/ToT_r$ 、カソードストリップ $S_m$ からの ずれ $\Delta x$ を示す絵	51
3.21	NEOLITH-ss のカソードストリップにおける $\Delta ToT$ の分布。青く塗られている領 域が積分する範囲であり、位置に相当する。	51
3.22	$\Delta ToT_r$ と電子雪崩が起こった位置、カソードストリップの大きさの関係を表した図	52
3.23	$\Delta ToT_r$ とリファレンスチェンバーによる位置の関係図	52
3.24	$\Delta x_r$ を用いた位置との残差と $\Delta x_r$ との関係図	52
3.25	$\Delta x_{lr}$ によるの位置とのリファレンスとの残差の関係	53
3.26	P10 ガスにおける、リファレンスチェンバーから得られた $z = 0$ での $x_0, y_0$ 分布	54
3.27	P20 ガスにおける、リファレンスチェンバーから得られた $z = 0$ での $x_0, y_0$ 分布	54
3.28	P10 ガスにおけるリファレンスチェンバーの残差分布	55
3.29	P20 ガスにおけるリファレンスチェンバーの残差分布	55
3.30	P10, P20 ガス下で、NEOLITH-ss のポテンシャルから得られた $x$ 分布	57
3.31	P10, P20 ガス下で、NEOLITH-ss のカソード $u$ 面から得られた $u$ 分布。	57
3.32	P10, P20 ガス下で、NEOLITH-ss のカソード $v$ 面から得られた $v$ 分布。	57
3.33	P10, P20 ガス下で、NEOLITH-ss のカソードから得られた $y$ 分布。	58
3.34	P10, P20 ガス下で、NEOLITH-ss のカソードから得られた $x$ 分布	58
3.35	P10 および P20 ガス条件下における NEOLITH-ss のカソード面の $x$ 残差分布	58
3.36	P10 および P20 ガス条件下における NEOLITH-ss のポテンシャル面の $x$ 残差分布	59
3.37	P10 および P20 ガス条件下における NEOLITH-ss のカソード面の $y$ 残差分布	59
3.38	P10, P20 ガスの拡散度と電場依存性を比較したシミュレーション結果	60
3.39	P10, P20 ガスにおける TDC とドリフト距離の関係図	60
3.40	P10 と P20 における TDC とドリフト距離の関係を合成した図	61

3.41	ToT <sub>m</sub> /ToT <sub>l</sub> /ToT <sub>r</sub> と S <sub>m</sub> に対する電子雪崩の位置	61
3.42	P10 と P20 における ToT <sub>m</sub> と S <sub>m</sub> に対する電子雪崩の位置の関係を合成した図	62
3.43	P10 と P20 における ToT <sub>l</sub> (左図),ToT <sub>r</sub> (右図) と S <sub>m</sub> に対する電子雪崩の位置の関係を合成した図	62
3.44	カソードストリップ 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss のポテンシャルから得られた $x$ 分布	63
3.45	カソードストリップ 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss のカソード $u$ 面から得られた $u$ 分布	63
3.46	カソードストリップ 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss のカソード $v$ 面から得られた $v$ 分布	64
3.47	カソードストリップ 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss のカソードから得られた $y$ 分布	64
3.48	カソードストリップ 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss のカソードから得られた $x$ 分布。	64
3.49	カソードストリップ幅 8 mm, 10 mm における NEOLITH-ss のカソード面の $x$ 残差分布	65
3.50	カソードストリップ幅 8 mm, 10 mm における NEOLITH-ss のポテンシャル面の $x$ 残差分布	65
3.51	カソードストリップ幅 8 mm, 10 mm における NEOLITH-ss のカソード面の $y$ 残差分布	65
3.52	ドリフト距離と TDC の関係図、及び ToT と TDC の関係図	66
3.53	カソードストリップピッチ 8, 10 mm における ToT <sub>m</sub> /ToT <sub>l</sub> /ToT <sub>r</sub> と S <sub>m</sub> に対する電子雪崩の位置	67
4.1	NEOLITH-s システムの模式図	69
4.2	実験セットアップ写真	70
4.3	本実験解析における座標の定義図	70
4.4	予想される入射中性子及び散乱陽子のエネルギースペクトル	71
4.5	$E_n = 200$ MeV での前面および後面のトリガーシンチレータの発光量シミュレーション結果	72
4.6	宇宙線に対する NEOLITH-s1 の検出効率の電圧依存性	75
4.7	トライトンビームに対する NEOLITH-s1 の検出効率の電圧依存性	76
4.8	中性子ビームに対する NEOLITH-s1 の検出効率の電圧依存性	77
4.9	トライトンと宇宙線の検出効率比較	79
4.10	QTC と ToF の関係図	80
4.11	ToF と QTC の実測値	81
4.12	ToF とエネルギー損失の計算値	81
4.13	補正前のトライトンビームでの ToF 分布	82
4.14	補正後のトライトンビームでの ToF 分布	82
4.15	散乱陽子の ToF 分布	83
4.16	散乱陽子のエネルギースペクトル	83

4.17 散乱陽子がすべて弾性散乱によって発生したと仮定した場合の中性子のエネルギー スペクトル . . . . .	84
4.18 ToF と $\Delta K_p$ および、 $K_p$ と $\Delta K_p$ の分布 . . . . .	84
4.19 スルー効果依存性の低減閾値での検出効率と散乱陽子 $K_p$ とのエネルギー依存性 . . . . .	85
4.20 NEOLITH 運用想定閾値での検出効率と散乱陽子 $K_p$ とのエネルギー依存性 . . . . .	86
4.21 陽子が P20 ガス中を 1.6 cm 通過した場合のエネルギー損失 . . . . .	86
4.22 1 セルと角度のついた粒子の図 . . . . .	87
4.23 補正前のドリフト距離及び位置分布 . . . . .	88
4.24 反復回数とドリフト距離分布の変化 . . . . .	89
4.25 反復回数 50 回におけるドリフト距離分布と定数関数によるフィッティング . . . . .	89
4.26 角度 $1^\circ$ と制限した場合の飛跡のプラスチックの位置 $y$ へ外挿分布 . . . . .	90
4.27 角度 $1^\circ$ と制限した場合の飛跡のプラスチックの位置 $x$ へ外挿分布 . . . . .	91
4.28 センス面の通過位置をドリフト距離とみなした場合の $\Delta x = x_{s1} - x_{s2}$ の分布 . . . . .	91
4.29 最小二乗法を用いたドリフト円フィッティングの概念図 . . . . .	92
4.30 最小二乗法のみで飛跡導出した場合のセンス面の通過位置分布 . . . . .	93
4.31 本手法により再構成された飛跡に基づく $\Delta x = x_{s1} - x_{s2}$ の分布 . . . . .	93
4.32 NEOLITH-s1,s2 でのポテンシャルから得られた二次元分布 . . . . .	94
4.33 NEOLITH-s1,s2 でのポテンシャルから得られた $x$ 分布 . . . . .	95
4.34 NEOLITH-s1,s2 でのカソードから得られた $y$ 分布 . . . . .	95
4.35 NEOLITH-s1 のカソードから得られる $x$ 分布 . . . . .	96
4.36 カソードから得られた位置 $x$ とアノードワイヤーとの残差分布 . . . . .	97
4.37 特定の 1 本 ( $x = 0$ ) のみを対象とした残差分布 . . . . .	97
4.38 NEOLITH-s による散乱粒子の角度 ( $\alpha, \beta$ ) 分布 . . . . .	98
4.39 上流シンチレータ外挿位置 $x$ と垂直角度 $\beta$ の相関 . . . . .	99
4.40 上流のトリガーシンチレータへの外挿位置に応じた $\beta$ 分布の比較 . . . . .	99
4.41 有効領域 ( $x < 0$ mm) における散乱角 $\alpha, \beta$ の分布 . . . . .	100
4.42 有効領域 ( $x < 0$ mm) における散乱角 $\theta$ および $\cos \theta$ の分布 . . . . .	100
4.43 $0.8 < \cos \theta < 1.0$ における実験結果とシミュレーションの角度分布 . . . . .	101
4.44 $0.5 < \cos \theta < 0.8$ における実験結果とシミュレーションの角度分布 . . . . .	101
4.45 トリガーシンチレータ表面 (深さ 0 mm) への二次元外挿分布 . . . . .	102
4.46 トリガーシンチレータ表面 (深さ 0 mm) への位置 $x$ 外挿分布 . . . . .	102
4.47 トリガーシンチレータ表面 (深さ 0 mm) への位置 $y$ 外挿分布 . . . . .	103
4.48 トリガーシンチレータ中央 (深さ 30 mm) への二次元外挿分布 . . . . .	103
4.49 トリガーシンチレータ中央 (深さ 30 mm) への位置 $x$ 外挿分布 . . . . .	103
4.50 トリガーシンチレータ中央 (深さ 30 mm) への位置 $y$ 外挿分布 . . . . .	104
4.51 有感領域境界を誤差関数でフィッティングした一例 . . . . .	104
4.52 トリガーシンチレータ中央への位置 $x$ 外挿分布に対する $\sigma$ の角度依存性 . . . . .	106
4.53 トリガーシンチレータ中央への位置 $y$ 外挿分布に対する $\sigma$ の角度依存性 . . . . .	106
4.54 幾何的なアクセプタンス変化を表す図 . . . . .	107
4.55 角度 $0^\circ$ と $\sim 2^\circ$ 付近の境界分布 . . . . .	107
4.56 プラスチック中での陽子の多重散乱 . . . . .	108

5.1	NEOLITH 開発の計画表 . . . . .	110
5.2	NEOLITH を用いた $^{11}\text{Li}(p, 2p)$ 反応による 6n 実験の概略図 . . . . .	111
B.1	NEOLITH-s 実験における幾何的マッピング . . . . .	118
E.1	宇宙線に対する NEOLITH-s2 の検出効率の電圧依存性 . . . . .	129
E.2	トライトンに対する NEOLITH-s2 の検出効率の電圧依存性 . . . . .	130
E.3	中性子ビームに対する NEOLITH-s2 の検出効率の電圧依存性 . . . . .	131
F.1	陽子のエネルギーに対する銅、GFRP の多重散乱の影響 . . . . .	132
G.1	$R_-$ と $x_a$ の関係図 . . . . .	134
G.2	実験で得られた $R_-$ と $x_a$ の関係分布 . . . . .	135
G.3	$\text{ToT}_r/\text{ToT}_m$ と電子雪崩の位置とカソードストリップサイズの関係 . . . . .	136
I.1	リボンケーブルや銅によって ASD カードと筐体を繋いでる写真 . . . . .	139
I.2	V1190A 用に作成したデータケーブル . . . . .	140
J.1	$V_{th} = 0.35, 0.70 \text{ V}$ における検出効率の差異 . . . . .	141
L.1	ガス種ごとのリファレンスチェンバー $x$ 方向の ndf 分布 . . . . .	145
L.2	ndf= 5,6 ごとのリファレンスチェンバーの SSR 分布とフィッティング結果 . . . . .	145
L.3	ndf= 5,6 ごとのリファレンスチェンバーの Var 分布とフィッティング結果 . . . . .	146

# 表 目 次

2.1	試作機 NEOLITH-ss および NEOLITH-s の主要諸元 . . . . .	34
3.1	NEOLITH-ss の主要諸元 . . . . .	37
3.2	NEOLITH-ss の動作条件 . . . . .	37
3.3	リファレンスチェンバー (refDC) の主要諸元 . . . . .	38
3.4	リファレンスチェンバーの動作条件 . . . . .	38
3.5	PMT の動作条件およびディスクリミネータ設定 . . . . .	39
3.6	主要な DAQ モジュールの仕様 . . . . .	39
3.7	NEOLITH-ss の位置導出効率 . . . . .	53
3.8	P10,P20 ガスにおける refDC1,2 の残差の標準偏差 $\Delta r$ . . . . .	55
3.9	伝搬誤差計算による、リファレンスチェンバー各層の位置分解能 . . . . .	55
3.10	SSR 分布の解析により得られた、リファレンスチェンバー各層の位置分解能 $\Delta x_k$ . . . . .	56
3.11	Var 分布の解析により得られた、リファレンスチェンバー各層の位置分解能 $\Delta x_k$ . . . . .	56
3.12	P10,P20 ガスにおける、リファレンスチェンバーの内挿精度 . . . . .	56
3.13	P10, P20 ガスにおける、NEOLITH-ss の分解能 . . . . .	59
3.14	カソードストリップ 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss の分解能 . . . . .	66
4.1	反復回数に伴うドリフト距離分布の一様性 ( $\chi^2/NDF$ ) の変化 . . . . .	89
A.1	AMT-TDC モジュールにおけるマッピング . . . . .	116
A.2	V1190 モジュールにおけるマッピング . . . . .	117
B.1	NEOLITH-s 実験でのマッピングテーブル . . . . .	119
C.1	NEOLITH-s システムの物質テーブルとトライトンに対するエネルギー損失及び ToF の関係 . . . . .	125
D.1	NEOLITH-s 実験でのトリガーシンチレータ用 PMT の印加電圧設定一覧 . . . . .	127
D.2	NEOLITH-s 実験での Veto 検出器用 PMT の印加電圧設定一覧 . . . . .	128
G.1	重心法による位置分解能 . . . . .	133
G.2	CRM 法を用いた位置分解能 . . . . .	135
G.3	ToT 比法を用いた位置分解能 . . . . .	136
L.1	残差分布から得られる refDC1, 2 の位置分解能 . . . . .	146
L.2	SSR 分布のフィッティングによる refDC1, 2 の位置分解能 . . . . .	146
L.3	Var 分布のフィッティングによる refDC1, 2 の位置分解能 . . . . .	146

# 第1章 序

中性子と陽子から構成される原子核は、この宇宙における可視物質の質量の 99% 以上を占め、我々の身の回りから宇宙の果てに至るまで、あらゆる物質の根源として存在する。原子核は、フェルミオンである陽子と中性子が核力によって結合した量子多体系である。自然界において安定に存在する原子核は、核力による引力が陽子間のクーロン斥力等に打ち勝ち、陽子数と中性子数のバランスが保たれた束縛状態にある。一方で、陽子と中性子のバランスが大きく崩れた不安定核の存在も数多く確認されている。

現在の原子核物理学においては、「原子核は中性子をどこまで内包することができるのか」という問いが重要な研究課題となっている。これはすなわち、中性子ドリップライン（ある陽子数に対して中性子が限界まで結合した原子核）領域の探求である。近年、この極限領域の研究において、「中性子のみで構成される原子核（中性子原子核）」の存在可能性が大きな注目を集めている。これらはクーロン斥力を含まず、純粋に強い相互作用のみで記述される系であるため、核力の性質の検証として最適である。

しかし、電荷を持たない複数の中性子を、高いエネルギー分解能を維持しつつ同時に測定することは技術的に極めて困難であり、従来の実験手法では決定的な知見を得るには至っていなかった。この技術的限界を打破するため、本研究では、最大 6 個の中性子を同時計測を目標とする新型中性子検出器「NEOLITH (NEutrOn detector array for muLti-neutron systems using Tracking tecHnology)」の開発を行った。

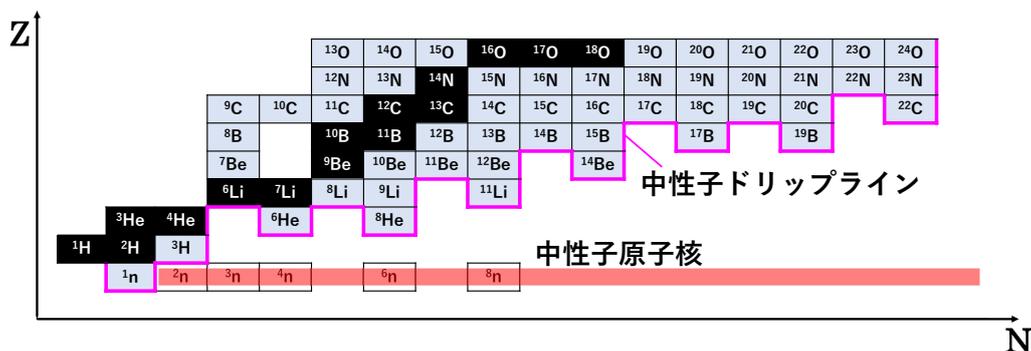


図 1.1: 核図表を表す。ピンクのラインは中性子ドリップラインを表している。赤線は中性子原子核を表しているが、中性子ドリップラインの外側に位置しており、不安定核である。

## 1.1 中性子原子核

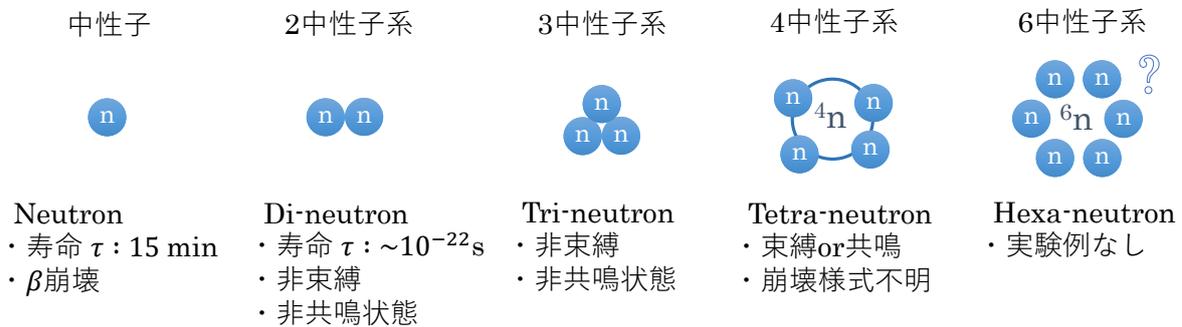


図 1.2: 中性子原子核の模式図。2 中性子系から 6 中性子系までを示す。2,3 中性子系は安定しない。4 中性子系は、近年の観測によって注目されている。6 中性子系は、未だ観測されていないが、一方で 4 中性子系より安定であることが示唆されている。

中性子原子核とは中性子だけで構成される原子核のことである。図 1.2 に、2 中性子系から 6 中性子系までの中性子原子核に関する基本情報を示す。

3 中性子系は、近年、三木らによる  ${}^3\text{H}(t, {}^3\text{He})3n$  反応を用いた実験により、共鳴状態や束縛状態が存在しないことが明らかになった [1]。この結果は、奇数個の中性子系が偶数個の系に比べて不安定であるという、核物理の一般的な理解と整合するものである。本実験結果と理論計算の比較 (図 1.3) からは、多中性子系における相関と核力の性質について重要な知見が得られた。図 1.3 の上段において、相互作用を考慮しない計算 (緑色) に比べ、2 体間力 (2NF) のみを考慮した計算 (黄色) の方が実験結果である低エネルギー側の分布に近づいている。しかし、実験データは 2NF モデルよりも低エネルギー側に位置しており、これは系に 3 体間力 (3NF) が作用していることを示唆している。また、3NF の影響について検証した図 1.3 の中段・下段に注目すると、通常の核力を用いた Faddeev-PWIA 計算 (中段) は、ピーク構造を持たない実験のスペクトル形状を概ね再現している。一方で、4 中性子系の共鳴状態を説明するために導入された「強い 3NF ( $W1 = -32$  MeV)」[2] を用いた計算 (下段) では、実験データと食い違うピーク構造が現れており、このような強い 3NF の存在を否定する結果となった。以上の実験的結論は、3 中性子系は 4 中性子系よりも低エネルギーに共鳴状態が存在すると予測した Gandolfi らや Li らによる理論的予測とは一致しない [3, 4]。

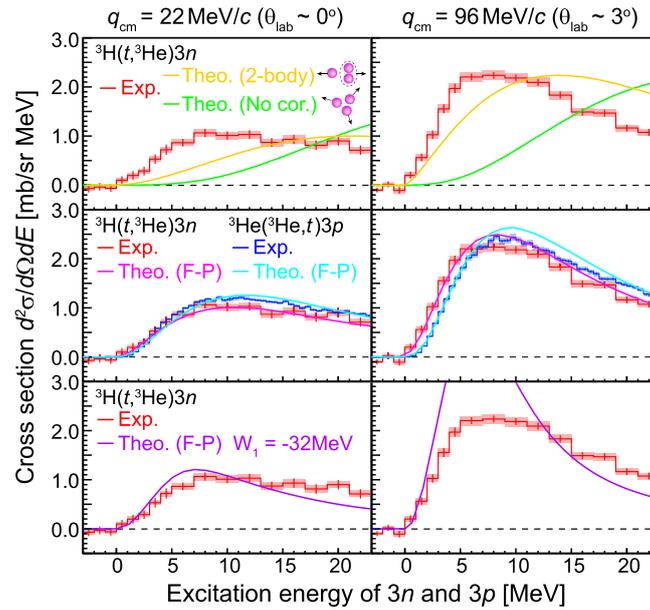


図 1.3: 三木らによる  ${}^3\text{H}(t, {}^3\text{He})3n, {}^3\text{He}({}^3\text{He}, t)3p$  反応を用いた 2 つの運動量に対する実験の結果と理論計算の比較図 [1]。  ${}^3\text{H}(t, {}^3\text{He})3n$  反応による結果は赤、  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, t)3p$  反応による結果は青色。理論計算については、上段は quasi-free 計算、中段は現象論的 3NF を含まない F-P 計算、下段は現象論的 3NF を含む F-P 計算を示している。実験結果は、2NF だけでなく 3NF も考慮した曲線 (中段) に近いことが読み取れるが、一方で相互作用なしまたは 2NF のみだと、低エネルギー状態を説明できず、4 中性子系の共鳴状態を説明するような 3NF による曲線もまた実験結果とは乖離が見られる。

4 中性子系に関する実験研究では、共鳴状態と束縛状態という 2 つの主張がなされている。まず木佐森らによる  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Be})$  反応実験では、4 つのイベントが  $E = 0.83 \pm 0.65$  (stat)  $\pm 1.25$  (syst) MeV,  $\Gamma < 2.6$  MeV という狭い範囲に観測された [5]。これに続く Duer らによる  ${}^8\text{He}(p, p\alpha)$  反応実験では、41 イベントの統計から  $E_r = 2.37 \pm 0.38$  (stat)  $\pm 0.44$  (syst) MeV に  $\Gamma = 1.75 \pm 0.22$  (stat)  $\pm 0.30$  (syst) MeV の明瞭なピークが得られた [6]。Duer らの解析では、標的内で  ${}^8\text{He}$  が一度破碎されて ( ${}^6\text{He}$  や  ${}^4\text{He}$  になり)、その後陽子と散乱する 2 段階反応という背景事象 (図 1.5 の緑線) を考慮してもなお、低エネルギー側に統計的に有意なピークが残ることが示された。一方で、Faestermann らは  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C})$  反応実験の結果に基づき、4 中性子系が束縛状態にあると主張している [7]。彼らは系全体の励起エネルギー  $E^*$  が 2.93 MeV となるピークを観測したが、その崩壊幅  $\Gamma$  は  $\Gamma < 0.24$  MeV に対応しており、極めて小さい値となった。そのため、彼らは  ${}^{10}\text{C}$  が第 1 励起状態 ( $E^* = 3.354$  MeV) となっており、4 中性子系が  $E = -0.42 \pm 0.16$  MeV のエネルギーで束縛状態にあると主張している。

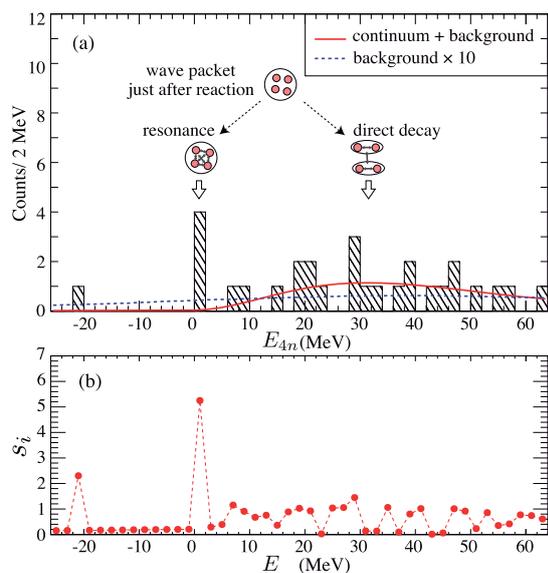


図 1.4: 木佐森らによる  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Be})$  反応実験の結果と理論との比較図。(a)  ${}^4\text{He}({}^8\text{He}, {}^8\text{Be})$  反応の欠損質量スペクトル。赤線は、直接ダイニュートロン相関へと移行して崩壊する成分とバックグラウンドの合計、青点線はバックグラウンドを 10 倍にしたものを示す。(b) 統計的精度の評価。0 ~ 2 MeV 付近の盛り上がりは、単なる直接崩壊 (赤線) では説明できず、共鳴状態を経由している可能性を示唆している [5]。

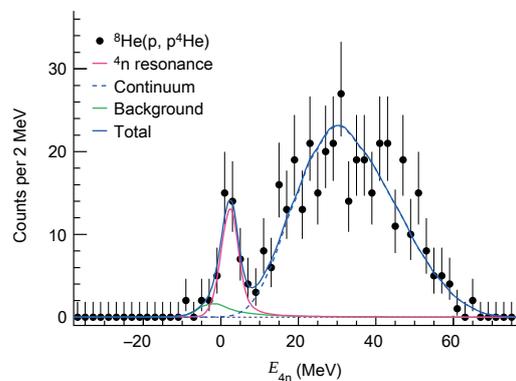


図 1.5: Duerらによる  ${}^8\text{He}(p, p\alpha)$  反応実験で得られた欠損質量スペクトル。ピンク線は Breit-Wigner でフィットした曲線、青破線は直接ダイニュートロン相関へと移行して崩壊する成分を表す。緑線は、ターゲット内で  ${}^8\text{He}$  が破碎されて生じた  ${}^6\text{He}$  や  ${}^4\text{He}$  が散乱する 2 段階反応による背景事象である。この結果、4 中性子系は  $E_r = 2.37 \pm 0.38$  (stat)  $\pm 0.44$  (syst) MeV,  $\Gamma = 1.75 \pm 0.22$  (stat)  $\pm 0.30$  (syst) MeV となった [6]。

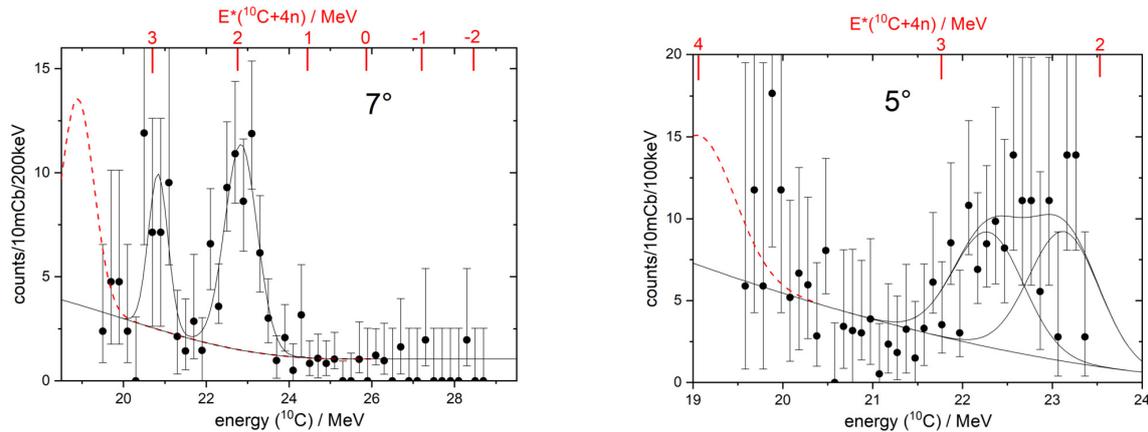


図 1.6: Faestermann らによる  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C})$  反応におけるエネルギー分布 (左: 散乱角  $7^\circ$ 、右: 散乱角  $5^\circ$ )。下軸は実測された  ${}^{10}\text{C}$  のエネルギー、上軸 (赤) は系全体の励起エネルギー  $E^*$  を表す。黒い実線は、4 中性子の位相空間成分、バックグラウンド、および 2 つの反応過程 ( ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C}) 4n$ , バックグラウンド  ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C}) {}^{13}\text{B}$ ) を記述するガウシアンを合算した全フィッティング曲線である。赤破線は、標的中の酸素との副次反応  ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C}^*) {}^{13}\text{B}$  によるピークの予測位置を示す。 $7^\circ$  で観測された 20.8 MeV の鋭いピーク ( $5^\circ$  では 22.3 MeV) は、 ${}^{10}\text{C} + 4n$  系の励起エネルギー 2.93 MeV に相当する。しかし、これを 4 中性子系の共鳴状態と見なすにはピーク幅が狭すぎるため、著者は  ${}^{10}\text{C}$  の第一励起状態 (3.354 MeV) への遷移を仮定し、その差分として 4 中性子系が  $E = 0.42 \pm 0.16$  MeV の束縛状態であると結論付けている [7]。

理論研究において、4 中性子系の共鳴状態の存否に関しては意見が分かれているが、その議論の出発点として、既存の原子核物理の枠組みでこの現象を説明することの困難さが挙げられる。肥山らは、木佐森らによって示唆された 4 中性子系の共鳴状態を再現するために、3 体核力 (3NF) の調整を試みた。その結果、木佐森らの実験値 ( $E_r = 0.83 \pm 0.65$  (stat)  $\pm 1.25$  (syst) MeV) を説明するためにはアイソスピン  $T = 3/2$  成分の 3NF に  $W1(T = 3/2) \simeq -36 \sim -30$  MeV という極端に強い引力を導入する必要があることが判明した。しかし、そのような強い引力は、本来は非束縛であるはずの  ${}^4\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}$  ( $T = 1$ ),  ${}^4\text{Li}$  を束縛状態にしてしまうという、現実と矛盾する帰結を招くことを明らかにした [2]。

共鳴状態を支持する研究としては、以下の報告がある。Shirokov らは、JISP16NN 相互作用を用いた計算により、 $E_r = 0.8$  MeV,  $\Gamma \simeq 1.4$  MeV の共鳴状態を持つと予言した [8]。また、Gandolfi らは量子モンテカルロ法を用い、外部ポテンシャルによる束縛状態からの外挿によって、のちに Duer らが報告する実験値に近い  $E_r = 2.1 \pm 0.2$  MeV の共鳴状態を示唆した [3]。同様に、Wan らは、AV' NN 相互作用を用い、外部ポテンシャルによる束縛状態からの外挿によって、 $E_r = 2.85, 2.49$  MeV,  $\Gamma = 1.39, 1.40$  MeV (Woods-Saxon potential, Gaussian potential) という結果を得ている [9]。加えて、Li らは *ab initio* no-core Gamow shell model を用い、同様に近い値である  $E_r = 2.64$  MeV,  $\Gamma = 2.38$  MeV を報告している [4]。

一方で、共鳴の存在に懐疑的、あるいは別の解釈を与える研究もある。Deltuva らは核力を人為的に強めた場合には共鳴状態が現れるものの、現実的な強度になると仮想状態へ移動してしまい、物理的な共鳴としては残らないと指摘した [10]。また Lazauskas らは、Duer らの  ${}^8\text{He}(p, \alpha)$  反応実験で得られたピークに対し、これが 4 中性子系の共鳴によるものではなく、 ${}^8\text{He}$  からの急激な  $\alpha$

除去という反応に加え、初期状態における中性子の周辺分布と、残された 4 中性子系による  $2n-2n$  間の終状態相互作用によって低エネルギーにピーク構造が形成されると解釈している [11]。

## 1.2 中性子原子核探索に向けた新型中性子検出器

前節 1.1 では、中性子原子核、特に 4 中性子系をめぐる実験的・理論的現状を概観した。現在の議論における最大の問題点は、既存の実験データの解釈に依然として曖昧さが残されていることにある。木佐森ら、Duer ら、Faestermann らによる実験は、それぞれ統計的有意性のある信号を報告している。しかし、これらの実験には共通してイベント数が極めて少ないという課題があり、ピークの存在は示唆されるものの、その詳細な幅や形状を確定的に議論できる段階には至っていない。また、Faestermann らの実験においては、観測されたスペクトルに対するバックグラウンドの評価方法によって結果の解釈が大きく依存するという問題がある。具体的には、 $^{16}\text{O}$  由来のバックグラウンドや多体崩壊の位相空間分布の見積もり次第で、ピークの幅や位置の評価が変動し、それが束縛状態か共鳴状態かという物理的結論を左右しかねない。これは、同実験が大きな系統誤差を孕んでいることを意味しており、結果の受容には慎重な検証が求められる。特に大きな欠点は、これら先行研究が欠損質量法を用いている点である。欠損質量法では、反応で放出された 4 つの中性子そのものを検出していないため、運動量やエネルギーの分配といった内部情報を得ることが原理的に不可能である。そのため、観測されたピークが共鳴状態によるものなのか、あるいは崩壊過程における中性子間の終状態相互作用などの反応機構によるものなのかを区別する方法がない。

この長年の論争に終止符を打つためには、放出されるすべての中性子を検出し、以下の 2 つの物理量を同時に、かつ高精度で測定することが不可欠となる。

- 詳細なピーク形状と幅を決定する質量スペクトル  $E_{4n}$
- 内部構造を解明する 2 粒子間相対エネルギー分布  $E_{nn}$

以下に各測定分布がもつ物理的意義を述べる。

**質量スペクトル分布** 4 中性子系に相関がない場合、質量スペクトルは位相空間分布に従うと考えられる [6]。実験データがこの分布に従うか、あるいは特定のエネルギーにピークを持つかを確認することで、相関の有無を判断することができる。また、得られたピークの位置および幅は、核力モデルを検証する上で重要なデータとなり得る。

**2 粒子間の相対エネルギー分布** 4 中性子間に相関がない場合、相対エネルギー分布は位相空間分布に従う。一方で、観測されたピークが中性子間の終状態相互作用によるものか、あるいは共鳴状態 (Breit-Wigner 型) によるものかの区別は、分布形状を詳細に解析することで可能である。先行研究によると、Duer らの  $^8\text{He}(p, p\alpha)$  反応実験を仮定すると、発生粒子の分布幅は Breit-Wigner 型の方がダイニュートロン相関モデルよりも常に有意に細いことが示されている (図 1.7 参照) [12]。なお、新型中性子検出器 NEOLITH を用いた検出後の分布においても、高エネルギー側の検出効率低下により見かけの幅は狭まるものの、両者の識別性は十分に維持されることが確認されている (図 1.8 参照)。ただし、留意すべきこととして、Lazauskas らの理論では、中性子分布の広がりを表すパラメータ  $\lambda = 2.5$  が  $^{6,8}\text{He}$  同位体を適切に記述できる妥当な値であり、 $\lambda = 4.0$  は核

半径を過大評価している [11]。したがって、現実的なパラメータにおける分布幅やピーク位置の差異に基づき、両者の物理的起源は区別可能である。

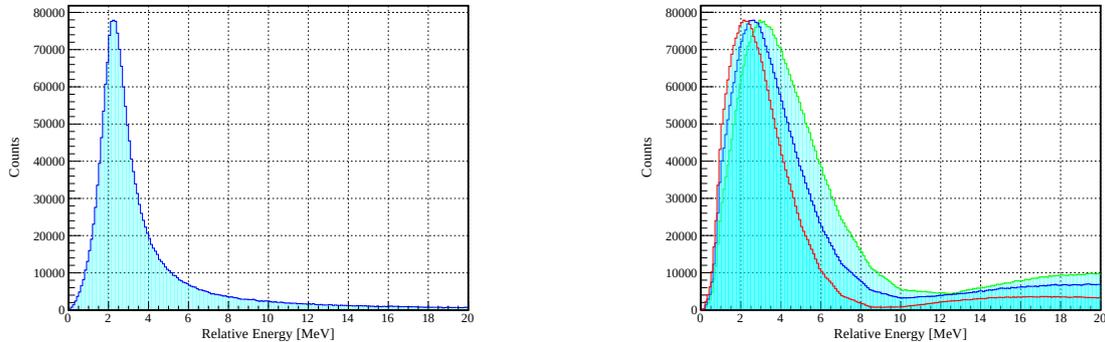


図 1.7: Duer らの  ${}^8\text{He}(p, p\alpha)$  反応実験を仮定した、発生時の相対エネルギースペクトルのシミュレーション結果 [12]。左は共鳴状態を仮定した Breit-Wigner 型、右は Lazauskas らの理論モデルによる終状態相互作用を想定した相対エネルギースペクトル分布である。右図の色分けは、中性子分布の広がりを表すパラメータ  $\lambda$  (または  $\rho_0$ ) の違いに対応しており赤： $\lambda = 4.0$ 、青： $\lambda = 2.5$ 、緑： $\lambda = 1.5$  の場合の結果を表している。発生時の半値幅は Breit-Wigner 型で 1.6 MeV であるのに対し、Lazauskas らのモデルではそれぞれ 4.5, 3.8, 3.2 MeV と有意に広い。

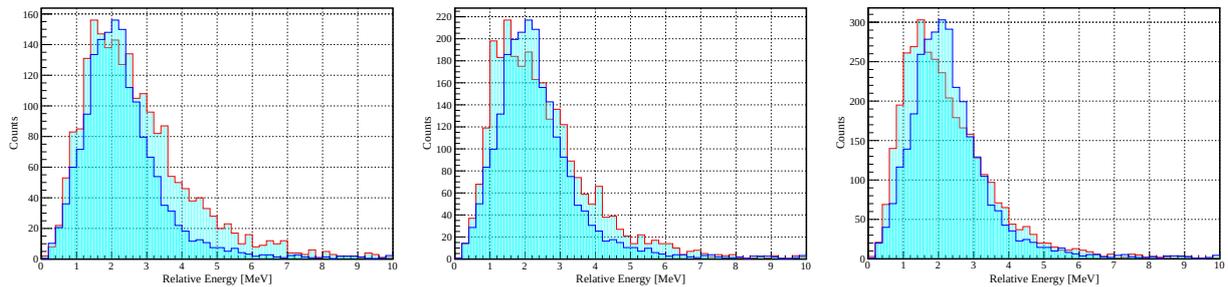


図 1.8: Duer らの  ${}^8\text{He}(p, p\alpha)$  反応実験を仮定した場合、予想される NEOLITH による相対エネルギースペクトルのシミュレーション結果 [12]。青線は Breit-Wigner 型、赤線は左から  $\lambda = 1.5, 2.5, 4.0$  の場合における検出後の分布を表す。検出器のエネルギー依存効率の影響により、検出後の半値幅は、Breit-Wigner 型で 1.6 MeV、Lazauskas らのモデルではそれぞれ 2.6, 2.2, 2.0 MeV となっている。検出後においても、分布幅およびピーク位置の差異から、両者のモデルは識別可能である。

### 1.2.1 NEOLITH 開発の目的

これら 4 中性子系をめぐる未解決問題を解決するため、我々は新型中性子検出器 NEOLITH (NEutrOn detector array for muLti-neutron systems using Tracking tecHnology) を開発している。NEOLITH は、放出された多中性子の運動量を個別に測定し、不変質量法を用いて多中性子系を再構成する能力を持つ。これにより、従来の欠損質量法では原理的に不可能であった、内部構造の情報 (相対エネルギー分布など) を含む詳細なデータ取得を実現し、4 中性子系の正体に決定的な結論を出すことを目的とする。さらに、本研究は 4 中性子系に留まらず、より多中性子な原子核 (6 中性子系など) の観測も視野に入れている。

### 1.3 本修士論文の目的

前節で述べた通り、不変質量法を用いて 4 中性子系のエネルギー内部構造を解明するためには、個々の中性子の運動量ベクトルを高い分解能で決定しなければならない。第 2 章でも再び詳しく述べるが、NEOLITH ではこの問題に対し、従来型の中性子検出器であるプラスチックシンチレータに、反跳陽子の飛跡を追跡するドリフトチェンバー (NEOLITH-DC) を組み合わせることによって、多中性子系の観測を行う予定である。

しかし、中性子検出器にドリフトチェンバーを導入する際には、検出器全体の性能を左右する構造的な課題が生じる。それは、中性子との反応を担うプラスチックシンチレータの有感体積 (層数) と、ドリフトチェンバーの占有体積がトレードオフの関係にあるという点である。従来のドリフトチェンバーでは多層構造で飛跡を導出する方式となっているため、占有体積が大きくなってしまふ。これにより、プラスチックシンチレータの層数を減少させ、中性子の検出効率が低下する。そのため、NEOLITH-DC には「わずか 1 層のみでビーム軸垂直面の 2 次元座標を導出することによって、検出器の稠密性を極限まで高める」という設計要請が課されている。

本修士論文の目的は、NEOLITH-DC において、検出器の稠密化という要請を満たすカソード・ポテンシャル読み出し方式による位置導出が、理論的検証・原理実証・動作実証の各段階を通じて、NEOLITH の基盤技術として妥当であるかを体系的に検証・評価することにある。本研究では、以下の 3 段階のステップを通じて具体的な評価を行う。

1. 動作原理の理論的・シミュレーション的検証：Garfield++を用いたシミュレーションおよび理論式に基づき、アノードワイヤー周囲の電子雪崩の非対称性による左右不定性の解消、およびカソードストリップ誘起電荷分布による位置導出の妥当性を明らかにする。
2. 試作機による原理実証：宇宙線を用いた性能試験を通じ、この読み出し方式で位置導出が可能であることを確認する。また、充填ガスやカソードストリップのピッチ変更に伴う位置分解能の比較評価を行い、実機設計へのフィードバックを得る。
3. 対中性子動作の確認：実際の NEOLITH に近いセットアップで中性子ビーム試験を実施し、動作実証及び性能評価を行う。またその過程で、広範な散乱角やドリフト距離の非一様性などの複雑な物理現象を考慮した飛跡導出アルゴリズムを開発し、その妥当性を検証する。

以上の多角的な評価を通じて、NEOLITH-DC の要素技術を確立することが本論文の核心である。

#### 1.3.1 本修士論文の構成

本論文の構成は以下の通りである。第 1 章では、研究の背景である多中性子原子核研究の現状と、新型検出器 NEOLITH 開発の目的、本修士論文の目的について述べた。第 2 章では、NEOLITH の全体像と、本研究で評価対象とするドリフトチェンバーの具体的な仕様を記述する。加えて、シミュレーションと理論式を用いた、カソード・ポテンシャル読み出しによる原理検証の結果について詳述する。第 3 章では、プロトタイプ機を用いた宇宙線性能試験による、原理実証、位置分解能の評価結果を報告する。第 4 章では、中性子ビームを用いた実証実験の結果と、開発した飛跡導出アルゴリズムの妥当性について論じる。第 5 章では、本研究で得られた成果を総括し、今後の多中性子系観測に向けた展望を述べる。

## 第2章 NEOLITH

本章では、多中性子系核分光を目的として開発された、新型中性子検出器 NEOLITH (NEutron detector array for muLti-neutron systems using Tracking tecHnology) の設計思想および動作原理について詳述する。

第1章で述べた通り、従来の欠損質量法による多中性子系観測の限界を打破するためには、放出された複数の中性子を同時かつ個別に捉え、その運動量ベクトルを高精度に決定する不変質量法の確立が必要である。NEOLITH は、プラスチックシンチレータと飛跡検出器であるドリフトチェンバーを組み合わせることで、中性子との反応で生じる反跳陽子の飛跡情報から中性子の散乱方向を再構成するという、新しい設計概念に基づいている。

本章ではまず、NEOLITH の全体構造と、反跳陽子のトラッキングに基づく不変質量測定の基本原理について述べる。次いで、中性子反応を担うプラスチックシンチレータの反応原理、およびそれに基づく各種物理量 (位置、時刻、発光量) の同定手法について詳述する。最後に、本研究の核心であるドリフトチェンバー (NEOLITH-DC) に焦点を当て、独自の読み出し方式による位置導出原理と、シミュレーションおよび理論を用いたその妥当性の検証結果について論じる。これらを通じて、次章以降の実機評価に向けた技術的基盤を提示する。

### 2.1 多中性子系観測のための NEOLITH

本節では、多中性子系の観測における技術的課題と、その解決策として開発された新型検出器 NEOLITH について詳述する。まず、従来の中性子検出器の分解能についてまとめる。そして、測定手法において不可避であったクロストーク問題の物理的背景を整理し、反跳陽子の飛跡追跡による課題解決の正当性を論じる。続いて、実測値から各物理量を導出するための運動学、および検出器の具体的な構造を提示する。最後に、先行研究によるシミュレーション結果を整理することで、本設計において予想されるエネルギー分解能について示す。

#### 2.1.1 散乱陽子飛跡追跡の必要性

中性子検出器としては、従来よりプラスチックシンチレータが広く用いられてきた。これは、シンチレータ内の水素あるいは炭素原子核と中性子との相互作用により生成される反跳荷電粒子を検知することで、入射中性子の反応位置  $(x, y, z)$  および飛行時間 (Time-of-Flight; ToF) を特定するものである。

しかし、プラスチックシンチレータ単体で構成される既存の検出器系では、位置分解能がシンチレータの物理的なサイズに制約されるという根本的な問題がある。例えば、理研 RIBF の既存設備である NEBULA のモジュールサイズは  $12(\text{W}) \times 12(\text{D}) \times 180(\text{H}) \text{ cm}^3$  であり、位置分解能は  $(\sigma_x, \sigma_z, \sigma_y) = (\sqrt{12}, \sqrt{12}, \sim 2.8) \text{ cm}$  程度である [13]。また、より小型のプラスチックシンチレー

タを用いる検出器 HIME においても、 $4(W) \times 2(D) \times 100(H) \text{ cm}^3$  のサイズに対し、位置分解能は  $(\sigma_x, \sigma_z, \sigma_y) = (4/\sqrt{12}, 2/\sqrt{12}, < 1.15) \text{ cm}$  程度に留まる [14]。

これに対し、本研究で開発中の NEOLITH は、シンチレータの直後にドリフトチェンバーを配置し、反跳陽子の飛跡を直接観測する設計を採用している。本試作機研究を通じて、ドリフトチェンバーの飛跡情報を用いた外挿精度は  $x, y$  とともに 2 mm 程度 という、従来比で 1 桁以上高い分解能が実現可能であると見込まれる。

### クロストーク問題

従来のプラスチックシンチレータのみの中性子検出器には、図 2.1 に示すようなクロストーク問題が存在する。単一の中性子が複数のモジュールで順次信号を生成した事象なのか、あるいは複数の独立な中性子が個々のモジュールで検知された事象なのかを、信号の有無のみでは判別することが困難であるという課題である。もちろん、既存の研究においても、検出信号の時間差や位置関係を用いることでクロストークイベントを選別・除去する手法は開発されており、少数の中性子系では有効に機能してきた。しかしながら、こうした解析的な手法をもってしても、原理的にクロストークを完全に排除することは困難である。特に 4 中性子系などの多中性子検出においては、検出効率が著しく低下してしまう。さらに 6 中性子系に至っては、必要な統計量を確保することは難しく、これら先行手法では 4 中性子系および 6 中性子系のいずれに対しても、本質的な問題解決には至っていない。

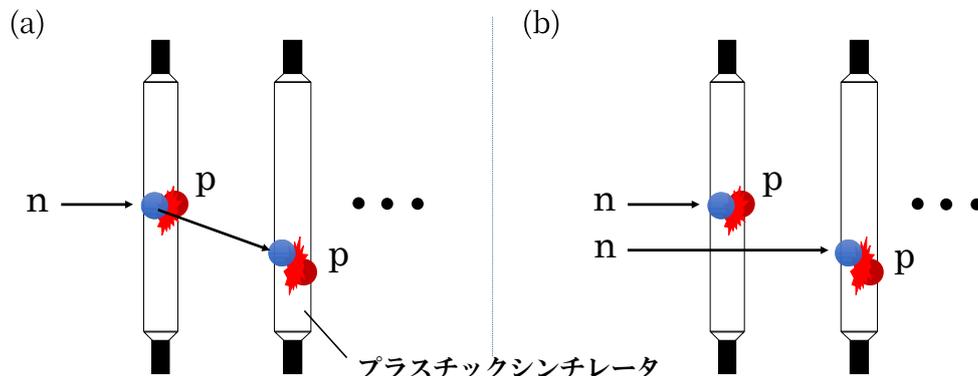


図 2.1: 中性子測定におけるクロストーク問題の模式図。(a) 単一中性子による複数ヒット、(b) 複数中性子による同時ヒットの例を示す。

前述のクロストーク問題は、散乱によって生成された反跳陽子の飛跡を観測することで解決が可能である。具体的には、各プラスチックシンチレータ層の直後に飛跡検出器であるドリフトチェンバーを配置し、反跳陽子の飛跡を追跡することで、シンチレータ内における中性子の反応位置を精密に決定する。同時に、運動学的な制約条件を用いることで、陽子の飛跡情報から散乱後の中性子の飛跡を再構成し、当該事象の起源を同定することでクロストーク問題を解決する。この手法により、個々の中性子に対する初回の反応点を特定し、運動量および ToF の正確な同定を実現する。本原理の概念図を図 2.2 に示す。

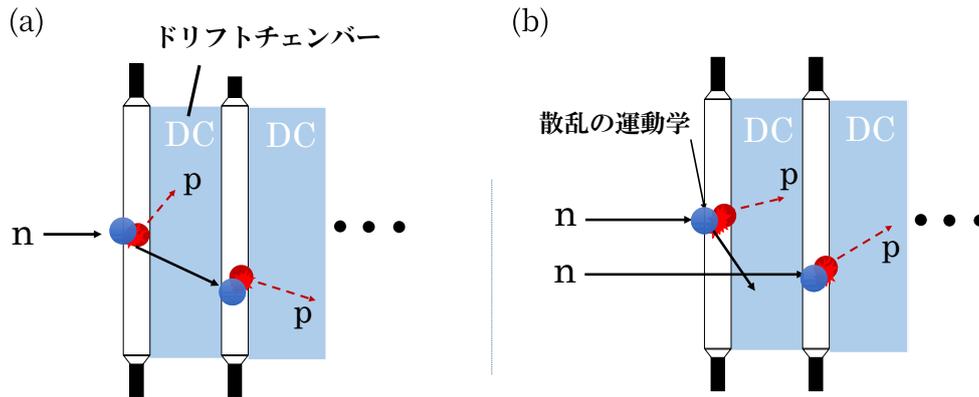


図 2.2: 反跳陽子のトラッキングによるクロストーク解決の原理。ドリフトチェンバーによる飛跡情報と運動学的制約を組み合わせることで、プラスチックシンチレータのみでは判別困難であった事象の起源を同定できる。

### 2.1.2 不変質量測定の原理と運動学

具体的な解析工程においては、まずプラスチックシンチレータで得られた信号位置と、ドリフトチェンバーの飛跡を外挿して得られた位置を比較し、プラスチックからの信号が正当な事象であるかを確認する。これにより、プラスチックで得られた信号の妥当性を確認する。次に、プラスチックシンチレータから得られる時間情報を用いて、標的位置から反応点までの ToF を測定し、入射中性子の速度  $v$  を決定する。これより、以下の相対論的な運動学の式を用いて、個々の中性子の運動量  $P_n$  および運動エネルギー  $K_n$  を導出する。

$$P_n = m_n \gamma \beta c \quad (2.1.1)$$

$$K_n = m_n c^2 (\gamma - 1) \quad (2.1.2)$$

ここで、 $m_n$  は中性子の静止質量、 $c$  は真空中の光速である。また、 $\beta = v/c$  および  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  はそれぞれ速度パラメータおよびローレンツ因子を表す。続いて、算出された  $K_n$  と、ドリフトチェンバーによって同定された反跳陽子の散乱角  $\theta_p$  を用い、散乱直後の陽子の運動エネルギー  $K_p$  を決定する。

多中性子系の崩壊に伴い放出される中性子のエネルギーは、典型的に 100 MeV 程度の高エネルギー領域に及ぶ。このエネルギー域におけるプラスチックシンチレータ内の中性子相互作用は、水素との弾性散乱 ( $H(n,p)$ ) よりも炭素原子核との非弾性散乱 (特に  $^{12}\text{C}(n,np)^{11}\text{B}$ ) が支配的となる。このような準弾性散乱過程では、核内陽子のフェルミ運動や原子核の結合エネルギー ( $^{12}\text{C}(n,np)^{11}\text{B}$  反応における  $Q$  値は約  $-16$  MeV) の影響により、弾性散乱に基づく運動学的な一意性は成立しない。

しかしながら、フェルミ運動は統計的に等方的であるため、その寄与は平均化によって相殺されると見なせる。また、 $Q$  値も入射エネルギーに対して十分に小さい。そのため、支配的なプロセスである準弾性散乱に対しても、以下の弾性散乱に基づく理論式は、 $K_p$  の中心値を記述する上での近似的な基準として扱われる。

$$K_p = \frac{2m_n K_n \cos^2 \theta_p}{2m_n + K_n \sin^2 \theta_p} \quad (2.1.3)$$

加えて、プラスチックシンチレータ内における中性子の反応深さ（ビーム軸方向の座標）の不確かさは、運動学から求められた反跳陽子の運動エネルギー  $K_p$  と、実測されたエネルギー損失  $E_{\text{loss}}$  を比較することで推定が可能である。

以上の反応点推定によって、多中性子系に対して 100 keV 以下のエネルギー分解能で中性子を測定できることが期待される。本研究グループでは、上記の測定原理に基づき、プラスチックシンチレータとドリフトチェンバーの組み合わせからなる中性子検出器 NEOLITH (NEutrOn detector array for muLTI-neutron systems using Tracking tecHnology) を開発している。

### 2.1.3 検出器の構造

NEOLITH は計 20 層の検出器ユニットをビーム軸方向に重畳させた多層構造を採用している (図 2.3)。各ユニットは、15 本のプラスチックシンチレータモジュールからなる壁面と、その直下流に配置された 2 組のカソード・ポテンシャル読み出し型ドリフトチェンバーで構成される (図 2.4)。ユニット間の設置間隔については、スペースの節約と検出効率の最適化のため、最小で約 20 cm まで短縮可能な設計となっている。

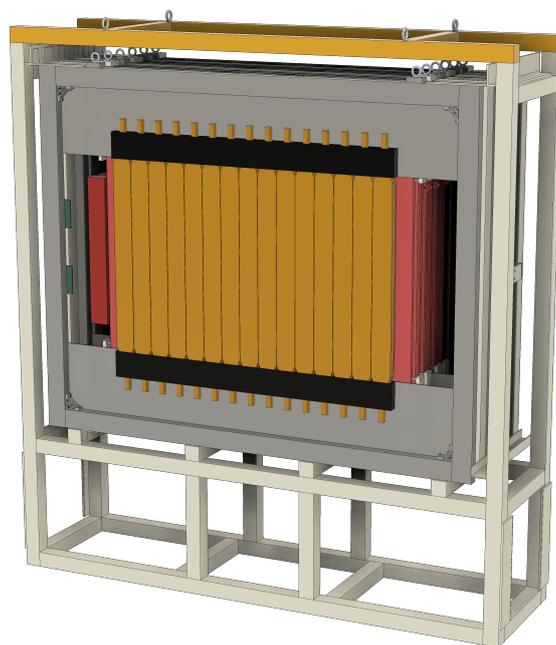


図 2.3: 設計段階における NEOLITH の全体構成案 (3 層分)。

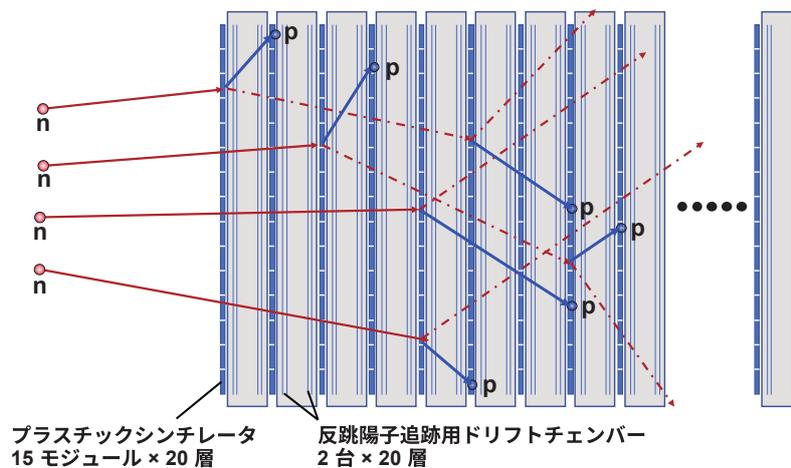


図 2.4: 上から見た NEOLITH の概略図。

本装置は現在開発・製作の途上であり、細部は変更の可能性はあるが、基本的動作原理に関わる主要な仕様は確定している。以下に、現時点における設計の詳述を行う。

プラスチックシンチレータモジュールの単体寸法は  $10(W) \times 90(H) \times 4(D) \text{ cm}^3$  である。各モジュールの上下端には、光電子増倍管 (H7415, 浜松ホトニクス社製) が装着されており、両端への信号の到達時間を利用することで垂直方向の反応位置と ToF を特定する。

シンチレータ壁の直下流に配置されるドリフトチェンバー (NEOLITH-DC) は、 $1500(W) \times 900(H) \text{ mm}^2$  の有感面積を有し、反跳陽子の飛跡を精密に測定する役割を担う。NEOLITH-DC 内部には、水平座標を決定するためのワイヤー面として、93 本のアノードワイヤーと 94 本のポテンシャルワイヤーが交互に配置されている (図 2.5)。アノードおよびポテンシャルワイヤーの間隔は 8 mm である。運用時にはアノードワイヤーに正の高電圧を印加し、ポテンシャルワイヤーおよびカソード面を接地する。

同一ユニット内に配置された 2 台の NEOLITH-DC は、ビーム軸方向から見てワイヤー同士が完全に重なるよう、水平方向のオフセットを設けずに設置されている。一般に、従来型の多層式ドリフトチェンバーでは飛跡の左右不定性を解消するためにワイヤーを半セル分ずらして配置する手法がとられるが、NEOLITH-DC においてはワイヤーをずらすことなく飛跡を一意に決定できるため、このような構成を採用している。

ワイヤー面を挟んで配置される 2 枚のカソード面は、誘起電荷の読み出しにより  $u$  方向および  $v$  方向 (垂直方向  $y$  に対して  $\pm 45^\circ$ ) の座標を抽出するために用いられる (図 2.6, 2.7)。各カソード面には、ピッチ 10 mm の読み出し用ストリップが 169 本配置されている。ワイヤー面から各カソード面までの距離は 8 mm であり、カソード面間のギャップは 16 mm である。同一ユニット内における 2 台の DC は、それぞれの中心面 (ワイヤー面) の間隔が 100 mm となるように配置されている。

カソード基板の材料には、銅や GFRP (FR4) などが用いられるが、これらはその物質の薄さに対して多重散乱の影響が大きい。特にカソードストリップの導体である銅は、その厚みに関わらず誘起電荷の検出が可能であるため、飛跡測定への影響を低減する観点からは、より薄い材質の選定が望ましい。なお、二つの物質における多重散乱については、Appendix F にて述べる。

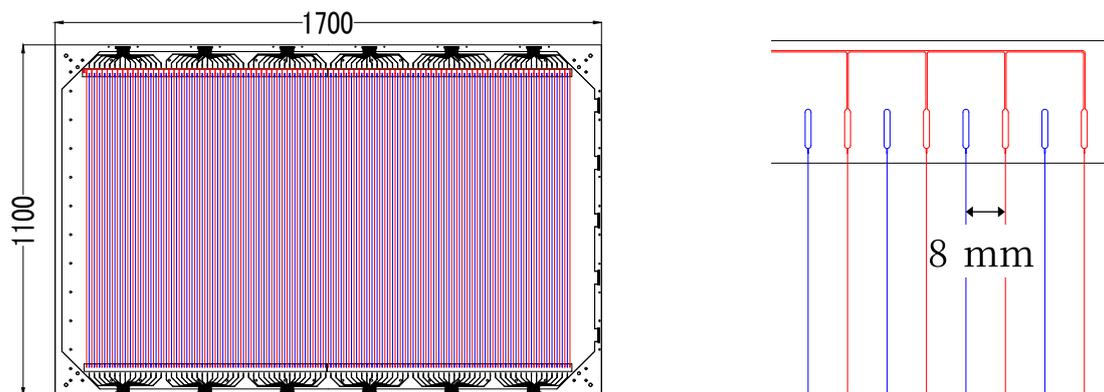


図 2.5: アノード面の設計図面。赤線はアノードワイヤー、青線はポテンシャルワイヤーを表す。(左) 全体図。外寸は  $1700(\text{W}) \times 1100(\text{H}) \text{ mm}^2$  である。(右) 拡大図。ワイヤー間隔は  $8 \text{ mm}$  である。

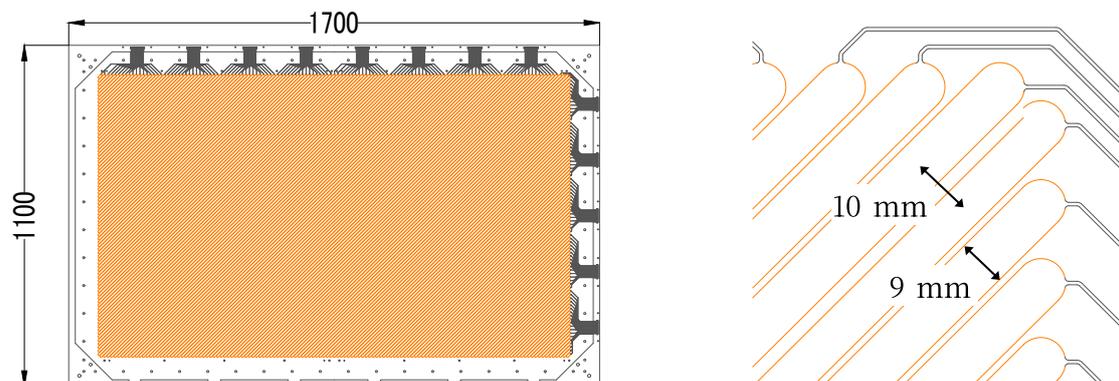


図 2.6: カソード面の設計図面。オレンジ色の箇所は誘起電荷読み出し用のカソードストリップを表す。(左) 全体図。外寸はアノード面と同様に  $1700(\text{W}) \times 1100(\text{H}) \text{ mm}^2$  である。(右) 拡大図。ストリップはピッチ  $10 \text{ mm}$  で構成されている。

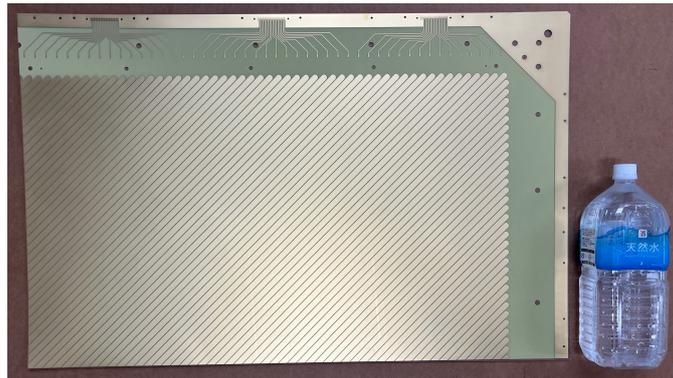


図 2.7: 製作されたカソード面の外観写真。図 2.6 の全体図左下領域に相当する基板であり、これを 4 枚組み合わせることで一面のカソード面を構成する。黄金色の短冊は、誘起電荷読み出し用のカソードストリップである。

#### 2.1.4 期待される性能およびシミュレーション結果

先行研究では、4 中性子系の相対エネルギー  $E_{\text{rel}} = 2.37 \text{ MeV}$  (Duer らによる実験結果 [6] を参照) および崩壊幅  $\Gamma = 0 \text{ MeV}$ 、ならびに 6 中性子系の  $E_{\text{rel}} = 2 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma = 0 \text{ MeV}$  という条件下で GEANT4 シミュレーション [15–17] が行われた [12]。

4 中性子系および 6 中性子系の相対エネルギー分布は、それぞれ図 2.8 および図 2.9 のようになった。得られたエネルギー分解能は、4 中性子系で  $\sigma = 100 \text{ keV}$ 、6 中性子系で  $\sigma = 133 \text{ keV}$  であった。また、検出効率はそれぞれ 0.095% および 0.00256% となり、本検出器を用いることで物理的議論が可能になると考えられる。

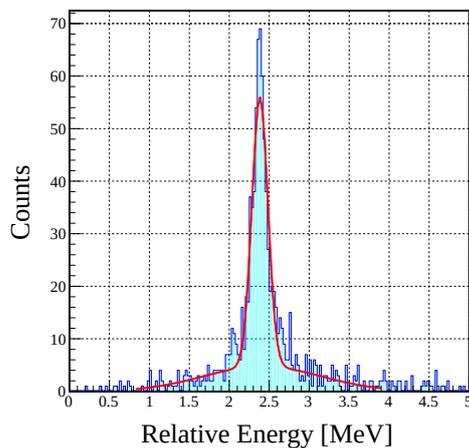


図 2.8: 4 中性子系の相対エネルギー分布のシミュレーション結果 [12]。エネルギー分解能は  $\sigma_{4n} = 100 \text{ keV}$  である。

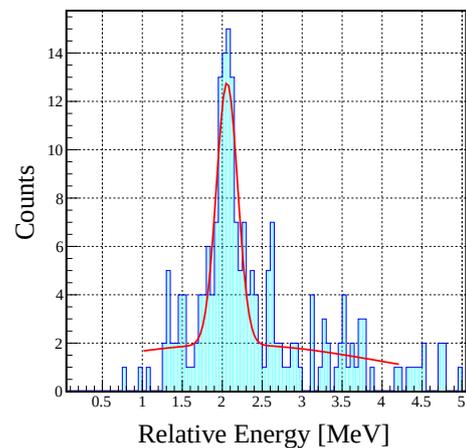


図 2.9: 6 中性子系の相対エネルギー分布のシミュレーション結果 [12]。エネルギー分解能は  $\sigma_{6n} = 133 \text{ keV}$  である。

## 2.2 NEOLITH で用いられるプラスチックシンチレータ

本節では、NEOLITH を構成するプラスチックシンチレータにおける中性子の検知原理、および観測信号から反応位置や発光量を解析する手法について詳述する。

まず、中性子とシンチレータとの相互作用プロセスをまとめる。次に、シンチレーション光の到達時間差に基づく位置・タイミングの導出原理を記述し、NEOLITH-DC との相関を用いた校正手法について述べる。最後に、荷電粒子のエネルギー損失分布および発光量の導出過程を整理する。

### 2.2.1 プラスチックと中性子の反応原理

中性子は、プラスチックシンチレータの構成成分である炭素 C や水素 H 原子核と相互作用することで、反応を起こす。想定される代表的な主な反応プロセスとして、以下が挙げられる。

- $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{np})^{11}\text{B}$ : 高エネルギー領域において、主要な反応。炭素原子核内でフェルミ運動する陽子に中性子が衝突するという、準弾性散乱である。
- $^1\text{H}(\text{n}, \text{p})$ : 水素との弾性散乱。
- $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n})$ : 炭素原子核との弾性散乱。
- $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n})^{12}\text{C}^*(2+; 4.44 \text{ MeV})$ : 衝突によって  $^{12}\text{C}$  原子核を励起させ、 $\gamma$  線を放出する。
- $\text{C}(\text{n}, \text{n}_3\alpha)$ ,  $^{12}\text{C}(\text{n}, \alpha)^9\text{Be}$ : 炭素との非弾性散乱。低エネルギー領域では、割合が大きくなる。

図 2.10 左に示す Cecil らのシミュレーション結果 [18] によれば、中性子の入射エネルギー 200 MeV 付近では炭素の非弾性散乱、その中でも主に  $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{np})^{11}\text{B}$  の反応が約 200 mb を占める。一方で、水素との弾性散乱断面積は約 30 mb となっている。

しかし、Cecil らのモデルは 1979 年当時の実測データに基づき、中性子検出効率を再現することを主目的として断面積パラメータを調整したものであることに留意する必要がある [18]。実際、彼らのモデルでは  $(\text{n}, \text{np})$  や  $(\text{n}, 3\alpha)$  などの特定のチャンネルに反応が限定されており、重陽子放出を伴う反応過程などは明示的に考慮されていない。

この点に関し、Anghinolfi らは計算によって 30 MeV 以上での  $(\text{n}, \text{d})$  反応の重要性を指摘している [19](図 2.10 右)。また、Sakai らは液体シンチレータを用いた実測から、重陽子由来と見られる信号成分の観測を報告している [20]。これらの知見は  $(\text{n}, \text{d})$  反応の寄与を示唆するものの、確定しておらず、依然としてシミュレーション上の不確かさの一つとなっている。

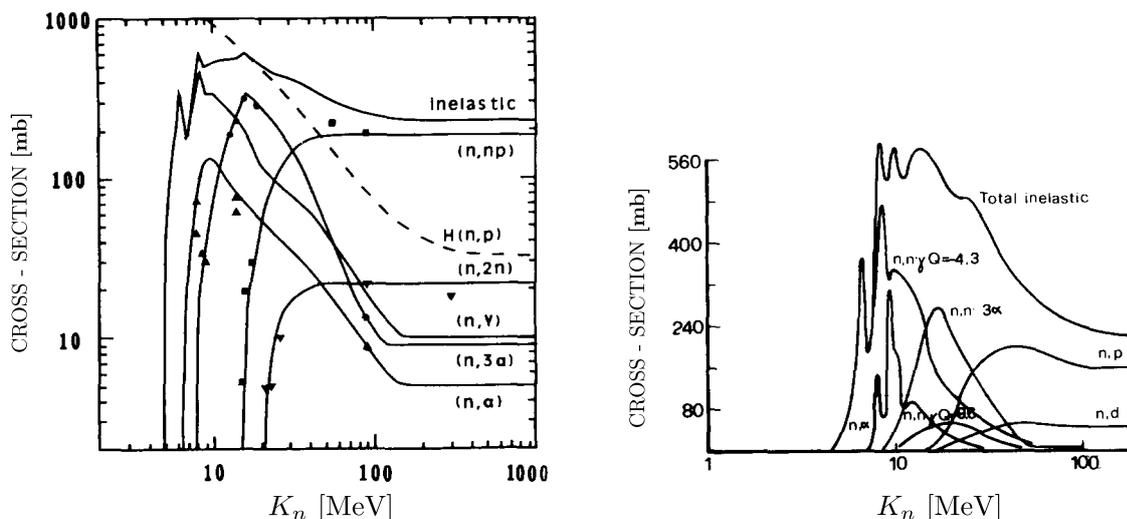


図 2.10: 中性子とプラスチックシンチレータとの反応断面積の比較。(左) Cecil らによる計算値 [18]、(右) 炭素原子核との反応のみを対象とした Anghinolfi らによる計算値 [19]。

このように Cecil らのモデルには不確実性が含まれるものの、依然として中性子検出における標準的な指標として広く用いられている。本研究ではこのモデルを基準とし、NEOLITH で採用される厚さ 4 cm のプラスチックシンチレータにおける中性子の反応確率を見積もる。

主反応である (n, np) 反応の断面積を  $\sigma \approx 200$  mb と仮定する。プラスチックシンチレータの組成を  $C_1H_{1.04}$ 、炭素原子数密度を  $n_C \approx 4.77 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  とすると、厚さ  $x$  における反応確率  $P_x$  は次式で記述される。

$$P_x = 1 - e^{-n_C \sigma x} \approx n_C \cdot \sigma \cdot x \quad (2.2.1)$$

基準となる厚さ 1 cm あたりの反応確率  $P_{1 \text{ cm}}$  は、

$$P_{1 \text{ cm}} \approx (4.77 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}) \times (200 \times 10^{-27} \text{ cm}^2) \times 1 \text{ cm} \approx 0.95\% \quad (2.2.2)$$

となる。この結果から、NEOLITH のプラスチックシンチレータの厚さである 4 cm においては、理論上 約 3.7% の中性子が (n, np) 反応を起こすと算出される。

## 2.2.2 プラスチックシンチレータによる位置、タイミングの導出原理

### 位置導出方法

プラスチックシンチレータを用いた中性子検出器においては、プラスチックシンチレータの両端に取り付けられた光電子増倍管 (PMT) への光の到達時間差 ( $\Delta T = T_d - T_u$ ) から、位置導出を行う。 $\Delta T$  はシンチレータ内における反応位置の分布に対応しており、この時間差分布の最大値および最小値は、シンチレータ有感領域の両端に入射したイベントに相当する。シンチレータ内における実効的な光速を  $v$ 、PMT 内部の走行時間やケーブル長に起因する時間オフセットを  $T_{\text{off}}$  とすると、シンチレータ中心を原点とした垂直方向の反応位置  $y$  は以下の式で表される。

$$y = \frac{v}{2} \cdot \{\Delta T - T_{\text{off}}\} \quad (2.2.3)$$

ここで、時間差分布  $\Delta T$  の最大値および最小値は、シンチレータの有感領域の両端において発生した事象に対応する。したがって、実際の解析においては、この  $\Delta T$  分布の端点を同定することで、未知数である  $v$  および  $T_{\text{off}}$  の校正を行う。

**従来型による位置導出原理**  $\Delta T$  分布の端点を同定するにあたり、特に厚みのあるプラスチックシンチレータでは、光の伝播経路のばらつきや PMT の時間分解能の影響により、分布の端が鈍る。この形状を定量的に評価するため、分布の両端を以下の誤差関数を用いてフィッティングする。

$$f(\Delta T) = \frac{A}{2} \left\{ 1 \pm \operatorname{erf} \left( \frac{\Delta T - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right\} + B \quad (2.2.4)$$

ここで、 $\mu$  はエッジの中心時刻、 $\sigma$  は分布のなだらかさを表す。本研究では、分布の両端における正確な物理的境界を定義することが困難であることを考慮し、フィッティングによって得られた中心位置  $\mu$  から  $2\sigma$  だけ外側に離れた地点を、実効的なシンチレータの端 ( $p1, p3$ ) と定義した。

これらを用いることで、時間オフセット  $T_{\text{off}}$  および実効的な光速  $v$  は以下の通り導出される。

$$T_{\text{off}} = \frac{p1 + p3}{2} \quad (2.2.5)$$

$$v = \frac{L}{\frac{p3 - p1}{2}} \quad (2.2.6)$$

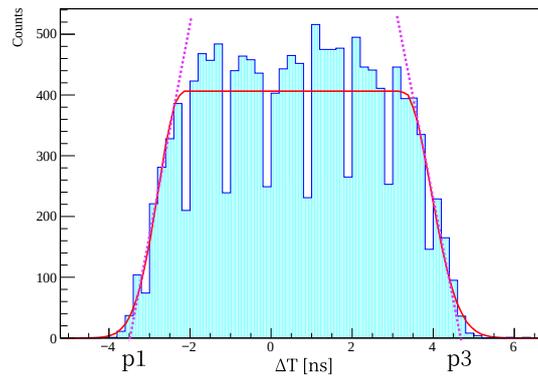


図 2.11: プラスチックシンチレータの時間差  $\Delta T$  分布。誤差関数フィッティングによる  $2\sigma$  位置 (ピンクの点線の延長線上) を幾何学的な端と見なして解析する。

**NEOLITH-DC を用いた位置導出法** NEOLITH においては、NEOLITH-DC からの外挿飛跡をプラスチックシンチレータ上へ投影することで、粒子の入射位置を独立に同定することが可能である。この外挿精度については、第4章でも述べるが、NEOLITH-s (NEOLITH-DC の試作機) において数 mm の精度であることが実証されており、NEOLITH においても同程度の精度が期待される。この値は、シンチレータの時間差  $\Delta T$  から得られる位置精度数 cm を大きく上回るものである。

図 2.12 に示すように、NEOLITH-DC による外挿位置とシンチレータの時間差  $\Delta T$  の相関をとり、直線フィッティングを行うことで、 $y = \frac{v}{2}(\Delta T - T_{\text{off}})$  におけるパラメータ  $v$  および  $T_{\text{off}}$  を直接的に決定できる。これにより、従来法のように、なだらかな端点を推定するという不確定要素を排除できるため、より物理的根拠に基づいた高精度な位置校正および同定が可能となる。

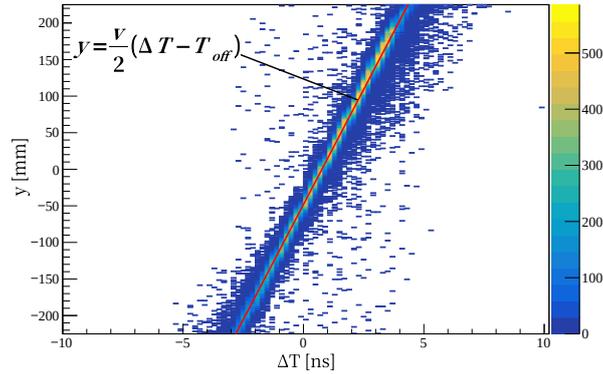


図 2.12: DC から得られる位置と、プラスチックシンチレータの時間差  $\Delta T$  の相関図。赤線は、この図を直線でフィッティングした結果であり、これが  $y = \frac{v}{2}(\Delta T - T_{\text{off}})$  に対応している。

### タイミング導出方法

中性子とプラスチックシンチレータの反応時刻  $t$  は、両端の PMT で観測された時刻  $T_u, T_d$  から、それぞれの反応位置から受光面までの光伝搬時間を補正することで求められる。

$$\begin{aligned} t &= \frac{1}{2} \left\{ T_u - \left( \frac{L}{2} - y \right) \frac{1}{v} + T_d - \left( \frac{L}{2} + y \right) \frac{1}{v} \right\} \\ &= \frac{1}{2} \left\{ T_u + T_d - \frac{L}{v} \right\} \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

上式より、算出される反応時刻  $t$  は反応位置  $y$  に依存しない物理量となる。

また、上下の PMT の時間分解能が同等かつ統計的に独立であると仮定すると、両者の平均をとる本手法により、算出される時刻  $t$  の時間分解能は各 PMT 単体の時間分解能に対して  $1/\sqrt{2}$  倍へと向上する。

### 2.2.3 エネルギー損失と発光量の導出原理

プラスチックシンチレータにおける発光量は荷電粒子のエネルギー損失量に依存するが、エネルギー損失は統計的な揺らぎにより一意には定まらない。加えて、発光量はエネルギー損失量に対して一意に決定されるものではなく、粒子の阻止能に応じた非線形な応答を示す。

#### プラスチックシンチレータにおけるエネルギー損失

荷電粒子が物質を通過する際のエネルギー損失の平均値  $\langle E_{\text{loss}} \rangle$  は、ベータ・ブロッホの式で与えられる。しかし、例えば宇宙線の場合、プラスチックシンチレータのような薄い吸収体を通過する際のエネルギー損失の分布は平均値を中心とした対称な分布ではなく、高エネルギー側に長い裾を引いたランダウ分布に従うことが知られている (図 2.13)。そしてこのランダウ分布では、ピークの位置が  $\langle E_{\text{loss}} \rangle$  とはならない。これは宇宙線という高エネルギーに対して、プラスチックシンチレータの厚さが十分小さいためである。一方で、数百 MeV 程度の陽子の場合、ランダウ分布とはならず、ガウス分布に近い形となる [21]。

この分布の形状を決定するのは、以下の式で定義されるパラメータ  $\kappa, \xi$  である。

$$\kappa = \frac{\xi}{E_M} \quad (2.2.8)$$

$$\xi = 2\pi N_A \frac{e^4}{m_e c^2} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \frac{Z}{A} \rho t \propto \frac{t}{\beta^2} \quad (2.2.9)$$

ここで、 $\beta c$  は入射荷電粒子の速度、 $ze$  はその電荷、 $\rho$  および  $t$  はそれぞれ吸収体の密度と厚さを表す。また、 $N_A$  はアボガドロ定数、 $m_e$  は電子の静止質量、 $Z$  および  $A$  は吸収体の原子番号と質量数である。 $E_M$  は 1 回の衝突で電子へ移行可能な最大エネルギーを指す。一般に、 $\kappa < 0.01$  となる場合、エネルギー損失分布はランダウ分布として記述可能とされる [22]。プラスチックシンチレータにおけるエネルギー損失分布を評価する際は、ベータブロッホによる平均エネルギー損失だけでなく、このようなランダウ分布も考慮しなければならない。

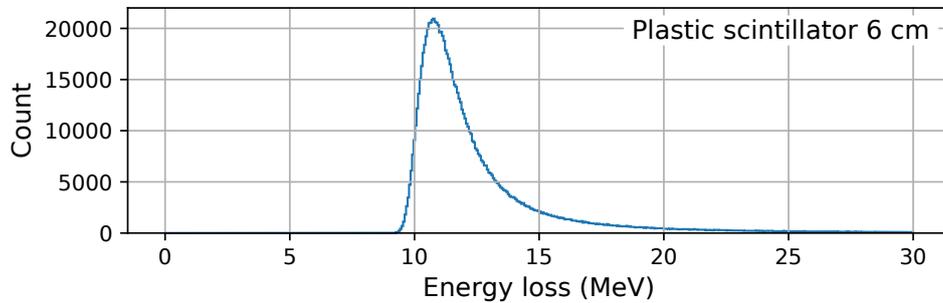


図 2.13: エネルギー 1 GeV のミュオンが、プラスチックシンチレータ 6 cm を通過した場合の、エネルギー損失  $E_{\text{loss}}$  分布。ベータブロッホによるエネルギー損失値  $\langle E_{\text{loss}} \rangle = 12$  MeV のガウシアンではなく、ピークを  $E_{\text{loss}} = 10.8$  MeV とするランダウ分布となる。

### プラスチックシンチレータにおける発光量の原理

荷電粒子がシンチレータ内を通過する際、電離作用や励起作用を通じてエネルギーを失う。そして、この過程で励起された分子が基底状態に戻る際に、シンチレーション光が放出される。基本的にはエネルギー損失  $\langle E_{\text{loss}} \rangle$  に応じた発光量が得られるが、両者の関係は単純な比例関係ではなく、阻止能  $dE/dx$  に依存する。この現象は Birks の法則によって記述され、単位長さあたりの発光量  $dL/dx$  は次式で与えられる。

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.2.10)$$

ここで、 $S$  は発光効率、 $kB$  は Birks 定数と呼ばれ、物質固有のパラメータである。

この性質により、 $\langle E_{\text{loss}} \rangle$  が等しい場合であっても、粒子種やその速度によって発光量に差が生じる。特に、宇宙線においては  $dE/dx$  が小さく一定であるため、エネルギー損失に対して線形に近い効率で発光する。一方、陽子は減速に伴い  $dE/dx$  が急上昇するため、特に飛程末端の高密度な電離領域において発光効率が著しく低下する。この現象は消光効果として知られ、粒子識別やエネルギー同定において考慮すべき重要な要素である。

### 発光量の導出法

エネルギー損失に関して、プラスチックシンチレータで観測可能な物理量は発光量である。この発光量のスケールを定義するため、宇宙線などが落とすエネルギーを基準とした単位 MeVee (MeV electron equivalent) が用いられる。解析においては、この発光量を用いて閾値を設定し、ノイズ除去などを目的としたデータの選別が可能となる。

シンチレータ内において荷電粒子が通過した際に生じる発光量は、PMT に到達するまでの光路長に応じて減衰を受ける。上下の PMT で観測される発光量をそれぞれ  $q_u, q_d$  とし、生成された初期発光量を  $q$  とする。光の減衰長を  $\lambda$ 、シンチレータの全長を  $L$  とすると、各 PMT で得られる信号は次式で記述される。

$$q_u = q \exp\left(-\frac{L/2 + y}{\lambda}\right) \quad (2.2.11)$$

$$q_d = q \exp\left(-\frac{L/2 - y}{\lambda}\right) \quad (2.2.12)$$

ここで、 $y$  はシンチレータ中心を原点とした反応位置である。上式より、上下の信号の幾何平均をとることで、反応位置  $y$  の指数項が相殺され、位置に依存しない  $q$  を導出できる。

$$q = \sqrt{q_u q_d} \exp\left(\frac{L}{2\lambda}\right) \quad (2.2.13)$$

## 2.3 NEOLITH-DC

本節では、新型中性子検出器 NEOLITH の中核を成す飛跡検出器 NEOLITH-DC の動作原理および位置導出手法について詳述する。まずドリフトチェンバーの一般的な物理プロセスを整理した上で、NEOLITH-DC が備える独自の 2 次元座標同定能力について、ポテンシャルワイヤーおよびカソードストリップそれぞれの観点から、その位置決定原理の妥当性を論じる。

### 2.3.1 ドリフトチェンバーの基本原則と NEOLITH-DC

ドリフトチェンバーは、ガス中を通過する荷電粒子の飛跡を測定する位置検出器である。その動作は、以下の物理プロセスに基づいている。

1. 荷電粒子の通過と電離：荷電粒子がドリフトチェンバー内のガスを電離することで、電子が発生。
2. 電子のドリフト：生成された電子が電場に従って、アノードワイヤーへドリフトする。この際、ガスとの衝突と電場による加速が釣り合い、おおよそ一定速度でドリフトする。
3. 電子雪崩：アノードワイヤー付近の強電場によって、電子が十分加速されると、他のガスを電離する。そして、この電離によって発生した電子が再び加速されることで、他の電離を引き起こす。この連鎖反応によって、電子と陽イオンが指数関数的に増幅される。
4. 陽イオンのドリフトと誘起電荷：電子雪崩によって生成された電子はアノードワイヤーへ吸収される。一方で、質量の大きい陽イオンはゆっくりドリフトするが、このドリフトによって、各ワイヤーやカソード面に誘起電荷が発生する。この誘起電荷の変化を検出することで、位置導出を行っている。

一般的なドリフトチェンバーの位置導出では、ワイヤーからの信号からドリフト距離のみを利用する。しかし、単一のワイヤーから得られるのはアノードワイヤーを中心とした半径  $R$  の円情報のみであり、ワイヤーの左右どちらを粒子が通過したか（左右不定性）を単層で解決することはできない。そのため、従来は 3 層以上の複数層を組み合わせ、各層の距離情報を用いた最小二乗法による飛跡再構成を行うことで、粒子の通過位置を同定していた。

これに対し NEOLITH-DC は、以下の二つの独立した読み出し手法を導入することで、この制約を解決している。

- ポテンシャルワイヤーによる電荷・時刻読み出し：アノードワイヤーの両隣にあるポテンシャルワイヤーから、タイミング情報に加えて誘起電荷を読む。電子雪崩の非対称性に起因する左右の電荷差を用いることで、単一層内での左右不定性の解消を実現している。
- ストリップ化したカソード面による位置同定：カソード面をストリップ状に分割し、このストリップからも読み出すことで、ワイヤー軸に平行な方向の座標を導出する。

この読み出し方式により、NEOLITH-DC はアノード面 1 枚とそれを挟むカソード面 2 枚という最小構成単位（1 層）において、粒子のビーム軸に対する垂直面における 2 次元通過座標  $(x, y)$  を一意に同定可能である。従来のドリフトチェンバーが 3 次元的な飛跡の導出に少なくとも 6 層を要したのに対し、この設計では、NEOLITH-DC ではわずか 2 層で同等の情報を再構成できるという極めて高い幾何学的効率を実現しており、検出器全体の稠密化に大きく寄与している。

### 2.3.2 ポテンシャルワイヤーからの位置導出原理

ポテンシャルワイヤーによる位置同定の物理的根拠は、アノードワイヤー近傍で発生する電子雪崩の空間的な非対称性にある。

図 2.14 は Garfield++[23] を用いてシミュレーションした NEOLITH-DC のセル内部の電場分布および電子雪崩の形成過程をそれぞれ示す。荷電粒子の通過によって生成された一次電子は、チェンバー内の電場に従ってアノードワイヤーへとドリフトするが、この際、電子は荷電粒子が通過した側からアノードワイヤーへとドリフトし、電子雪崩を引き起こす。そのため、アノードワイヤー近傍の強電場領域で発生する電子雪崩は、ワイヤー軸に対して必ずしも左右対称には形成されず、ドリフトしてきた方向、すなわち粒子の通過側に偏って成長する。

この電子雪崩の空間的な非対称性は、アノードの両隣に配置された左右のポテンシャルワイヤーに対し、異なる大きさの電荷を誘起する（図 2.15）。左側のポテンシャルワイヤーで観測される誘起電荷を  $Q_L$ 、右側を  $Q_R$  とすると、その差分  $dW = Q_R - Q_L$  を解析することで、電子がアノードワイヤーのいずれの側からドリフトしてきたかを識別できる。

さらにポテンシャルワイヤーからは、電荷差  $dW$  と同時に電子雪崩のタイミング情報が取得される。電子の生成から電子雪崩までのドリフト時間を測定することでアノードワイヤーからの距離を算出し、これを前述の  $dW$  に基づく左右判定と組み合わせることで、粒子の通過座標を同定できる。

これにより、従来のドリフトチェンバーにおいて多層解析を必要とした左右不定性の問題を解消し、単層での位置決定を実現している。

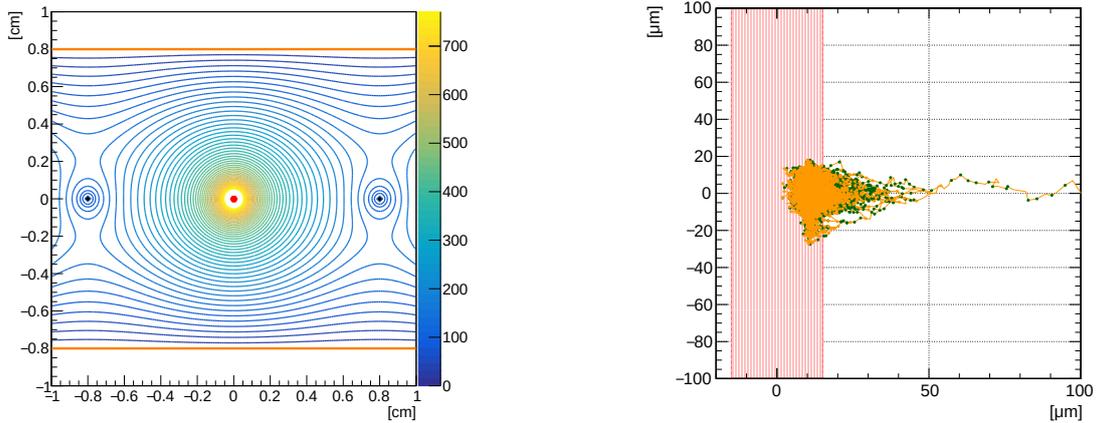


図 2.14: NEOLITH-DC セル内部のシミュレーション結果 (Garfield++ [23] を使用)。(左) 電場分布。赤点はアノード、黒点はポテンシャルワイヤー、橙色の線はカソード面をそれぞれ示す。(右) アノード近傍での電子雪崩の進展。アノード中心から水平方向に  $100\ \mu\text{m}$  離れた地点で発生した一次電子を追跡した結果である。太い赤線は  $\phi = 30\ \mu\text{m}$  のアノードワイヤーを表し、緑および橙の点はそれぞれ励起と電離が生じた位置を示す。ドリフト方向に応じて非対称な雪崩が成長していることが確認できる。

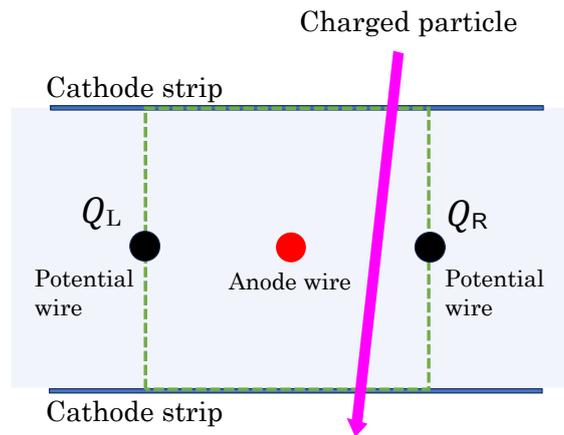


図 2.15: ポテンシャルワイヤーの電荷差を用いた左右判定の概念図。 $Q_L$  および  $Q_R$  はそれぞれ左右のポテンシャルワイヤーにおける誘起電荷、 $dW = Q_R - Q_L$  はその差分を表す。図の例では  $dW > 0$  となり、荷電粒子がアノードワイヤーの右側を通過したイベントとして同定される。

### 2.3.3 カソードストリップからの位置導出原理

ワイヤー軸 ( $y$  軸) に平行な方向の座標同定は、ワイヤーに対して  $\pm 45^\circ$  の角度で配置されたカソードストリップ上の誘起電荷分布を利用して行われる。

## 電子雪崩の位置とカソードストリップで検出される位置

カソード面で得られる信号は、アノードワイヤー近傍で発生した電子雪崩の誘起電荷に基づいている。一次電離によって生成された電子は電場に従ってアノードワイヤーへとドリフトするが、ガス分子との衝突に起因する拡散により、その軌跡には統計的な揺らぎが生じる。そのため、最終的な電子雪崩の発生位置は、入射粒子の通過座標と完全に一致するわけではなく、ある程度の広がりを持つ (図 2.16)。

本手法における位置導出の妥当性および物理的限界を検証するため、Garfield++を用いたシミュレーションを実施した。本計算では NEOLITH-DC のセル構造を再現し、アノードワイヤーに対して垂直に通過する荷電粒子軌跡を想定した。粒子の通過位置 (最短接近距離) については、セルの全域にわたって一様に分布させている。ここで議論する拡散の「広がり」とは、粒子の通過位置からアノードワイヤーへ下ろした垂線の足を原点とした、ワイヤー軸方向におけるドリフト電子の到達座標の分布幅と定義する。

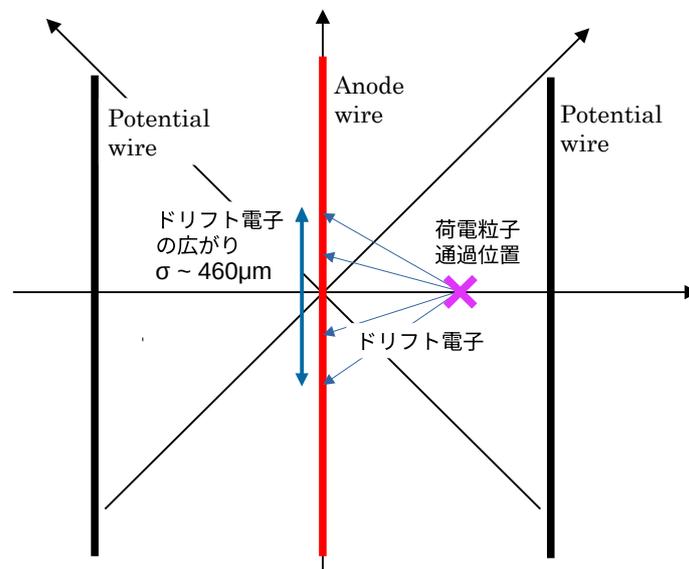


図 2.16: 電子のドリフトによる空間的な広がりを検証するための、シミュレーション模式図 (Garfield++ [23] を使用)。ワイヤーに垂直な軸方向の位置はポテンシャルワイヤーにより同定され、ワイヤー軸に対して  $\pm 45^\circ$  傾斜したカソードストリップにより、ワイヤーと平行な方向の座標が導出される。

1,000 イベントのシミュレーションを実施した結果、一次電離によって生成された個々の電子がアノードワイヤーへ到達する際の分布は、図 2.17 に示す通り、ワイヤー軸方向に  $\sigma \sim 460 \mu\text{m}$  の広がりを持つことが確認された。一方で、これら電子雪崩の重心位置を確認すると、図 2.18 となり、その広がりには  $\sigma \sim 46 \mu\text{m}$  に留まることが確認できた。

カソード信号は、電子雪崩に伴って生成された個々の陽イオンが形成する誘起電荷の総和として観測される。そのため、実質的な検出位置は個々の電荷分布そのものではなく、電荷群の重心位置に対応する。以上の物理プロセスから、本検出器におけるワイヤー軸方向の位置分解能、すなわちカソード面による位置決定精度は、この重心の揺らぎ (約  $46 \mu\text{m}$ ) による物理的制約を受ける。しかし、この限界値は本研究が目標とする位置分解能に対して十分に小さい。そのため、カソー

ドストリップを用いた電荷比による位置導出は、本研究の目的に対して有効であると考えられる。

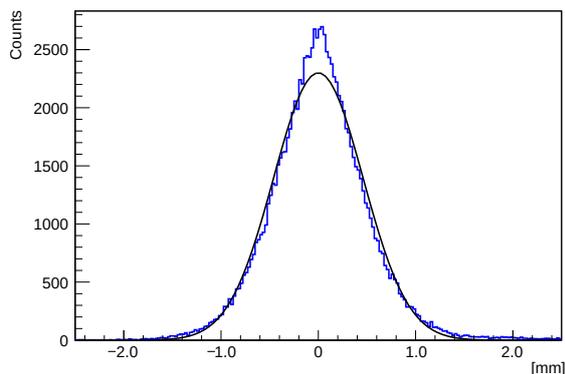


図 2.17: アノードワイヤーに到達した個々の一次電子のワイヤー軸方向の分布。 $\sigma \sim 460 \mu\text{m}$  のガウス分布を示し、ガス中での衝突に起因する拡散によりドリフト電子が統計的な広がりを持つことが確認できる。

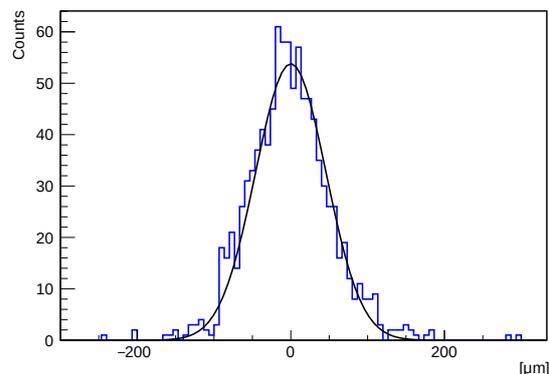


図 2.18: イベントごとの電子雪崩の重心位置の分布。分布の広がりには  $\sigma \sim 46 \mu\text{m}$  であり、これがカソードストリップ読み出しにおける物理的な位置分解能の限界を規定する。

### カソード面に誘起される誘起電荷

カソード面における具体的な位置特定は、ストリップ上に現れる誘起電荷の分布を利用して行われる。 $x = x_a$  にあるアノードワイヤーで電荷  $Q$  が誘起されたとき、カソード面に誘起される電荷密度分布  $q(x)$  は次式で記述される [24]。

$$q(x) = \frac{-Q}{4D_{\text{eff}}} \operatorname{sech} \frac{\pi(x - x_a)}{2D_{\text{eff}}} \quad (2.3.1)$$

ここで、 $D_{\text{eff}}$  は、有効ギャップと呼ばれるパラメータである。本パラメータは理想的な条件においては物理的なアノード・カソード間距離に一致するが、実際の検出器系では電子回路のクロストーク等の影響を含んだフィッティング変数として機能する。本解析においては、NEOLITH-DC の設計仕様に基づき、 $D_{\text{eff}} = 8 \text{ mm}$  と設定して以降の電荷分布の議論を行う。

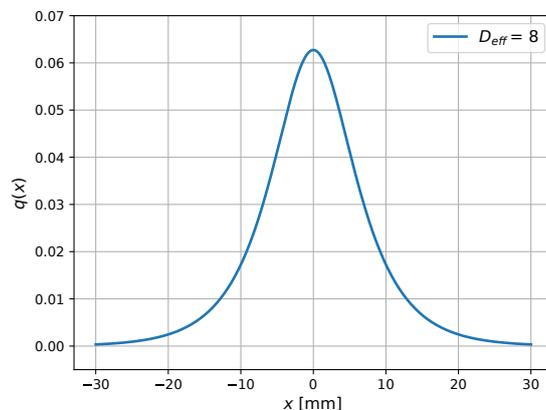


図 2.19: 式 2.3.1 で表される、カソード面に誘起される電荷  $q(x)$  分布。全電荷量で規格化を行い、NEOLITH-DC のギャップ長である  $D_{\text{eff}} = 8 \text{ mm}$  とした。

式 2.3.1 で与えられる分布  $q(x)$  (図 2.19) を各ストリップ幅  $w$  で積分することで、各ストリップで観測される電荷量  $Q$  が決定される。ここで、信号強度が最大となる中央のストリップの電荷量を  $Q_m$ 、その右隣および左隣をそれぞれ  $Q_r, Q_l$  と定義し、これらの応答を評価した。

図 2.21 および 図 2.22 に、算出された誘起電荷量とストリップサイズの関係を示す。図中の各曲線は、電荷分布の中心位置（粒子の通過座標）がストリップ中心から  $\Delta x = 0, w/4, w/2$  だけ変位した場合をそれぞれ表している。

図 2.22 右から、隣接ストリップ間の電荷差  $Q_m - Q_r$  は、電荷分布の中心位置を一意に決定しないと確認できる。すなわち、単純な電荷差を用いる直感的な方法では、特に NEOLITH で用いられるストリップサイズにおいて、正確な位置導出を行えない。一方で、電荷の比  $Q_r/Q_m$  は中心位置と明確な一対一対応を示し、位置情報を定量的に再現できることが確認された。したがって、本研究では、式 2.3.1 によって解釈された電荷比に基づく位置導出法を採用した。

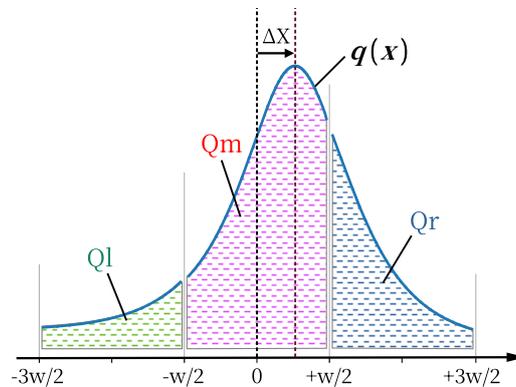


図 2.20: カソードストリップに誘起される  $Q_m, Q_r, Q_l$  を表す。ここで  $w$  とはカソードストリップのサイズを表す。また  $\Delta x$  とは、中央のストリップの中心からのずれを表し、 $\Delta x \in [-w/2, w/2]$  と定義する。

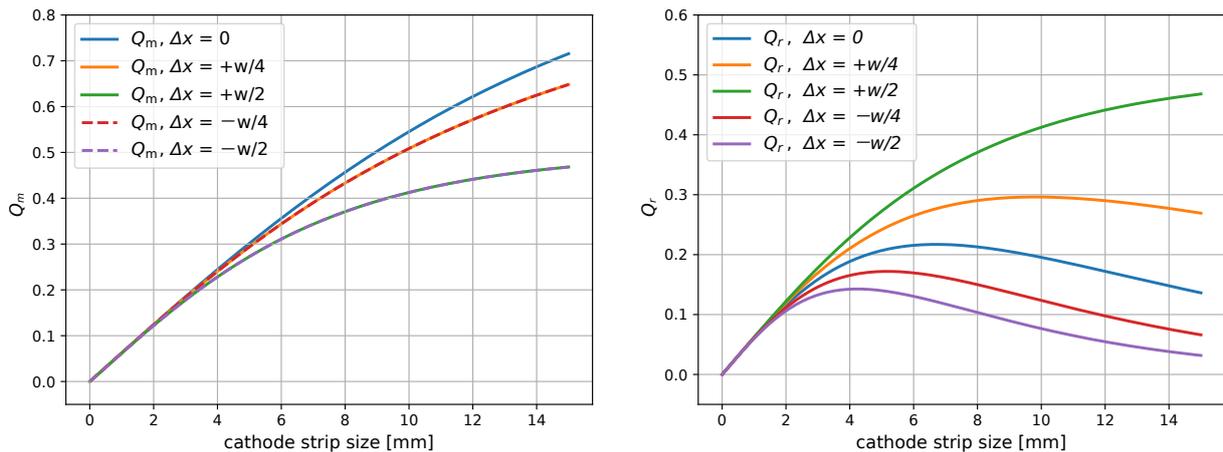


図 2.21: カソードストリップサイズ、電子雪崩の位置に応じた、(左)  $Q_m$ 、(右)  $Q_r$  分布。

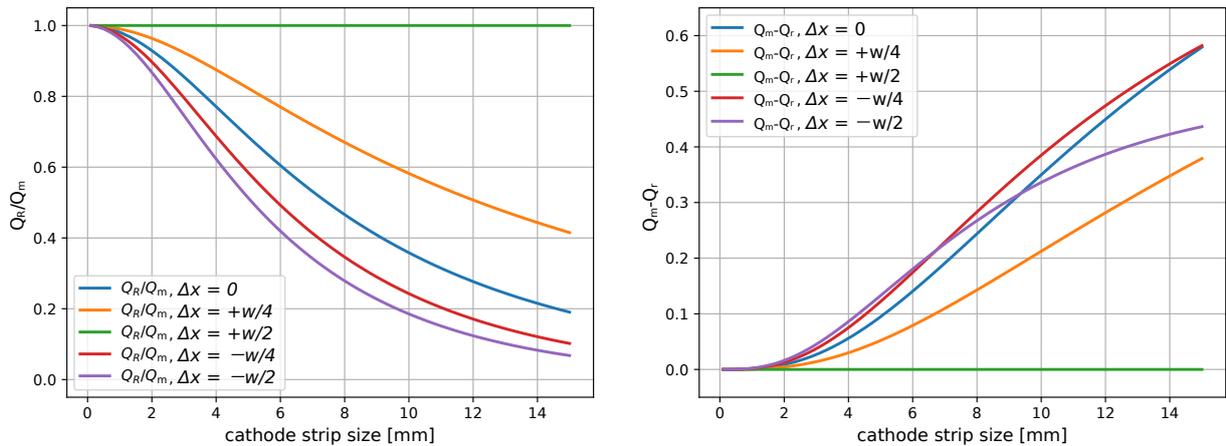


図 2.22: カソードストリップサイズ、電子雪崩の位置に応じた、(左)  $Q_r/Q_m$ , (右)  $Q_m - Q_r$  分布。この図から、 $Q_r/Q_m$  の値が定まれば、電子雪崩の位置を決定できると考えられる。一方で、 $Q_m - Q_r$  は、特に NEOLITH-DC のストリップサイズでは、一意性が失われている。

### カソードストリップ幅の最適化

上述の通り位置導出には少なくとも2本のストリップ電荷の情報が不可欠である。図 2.21 の右に示した  $Q_r$  の電荷量のストリップサイズ依存性をみると、 $0 < \Delta x < w/2$  の範囲で  $Q_r$  が最小になる場合、つまり粒子位置が  $\Delta x = 0$  の場合、ストリップサイズ  $w = 6.72$  mm で極大になっていることがわかる。このことから、本検出器のカソード誘起電荷の広がりに対して、ストリップサイズ 6.72 mm のとき、良い S/N 比で位置導出が行えると予想される。

NEOLITH-DC で採用されたカソードストリップ幅は 10 mm であり、この理論的な最適値とは一致しない。しかしながら、ストリップ幅を細分化することは、読み出しチャンネル数の膨張を招き、製作コストを著しく押し上げる要因となる。そこで NEOLITH-DC では、後述する性能評価実験(第3章)において、ストリップ幅が 8 mm と 10 mm とで位置分解能に有意な悪化が見られなかったという実測結果に基づいて、十分な性能を維持しつつコストを下げる可以采用するに至った。

## 2.4 試作機による実証実験

NEOLITH-DC の開発にあたり、位置導出原理の妥当性、および目的としている中性子ビームでの動作実証評価を行うため、2種類の試作機 (NEOLITH-ss および NEOLITH-s) を製作した。これらはいずれも、実機と同じ読み取り方式、ドリフト距離、およびギャップ長を採用しているが、読み取りチャンネル数やサイズを小型化したものである。各試作機の主要な仕様を表 2.1 に示す。

表 2.1: 試作機 NEOLITH-ss および NEOLITH-s の主要諸元

	NEOLITH-ss	NEOLITH-s
読み取り方式	カソード / ポテンシャル	カソード / ポテンシャル
有感領域	$130 \times 130 \text{ mm}^2$	$577 \times 342 \text{ mm}^2$
ドリフト長 $s$	8 mm	8 mm
ハーフギャップ $d$	8 mm	8 mm
ストリップピッチ $w$	8 mm/10 mm	8 mm
カソードストリップ数 $(u, v)$	各 16 本	各 80 本
ポテンシャルワイヤー数	8 本	36 本
カソード面の銅の厚さ	18 $\mu\text{m}$	18 $\mu\text{m}$
行ったテスト実験	充填ガス：P10 vs P20 カソードストリップ：8 mm vs 10 mm	中性子ビームを用いた 反跳陽子の飛跡導出

NEOLITH-ss では、宇宙線を用いて、位置導出原理実証を行った。第 3 章では、これらの内容に関して述べる。

- ポテンシャルワイヤーによる左右判別：アノードワイヤーの左右に配置されたポテンシャルワイヤー上の誘導電荷差  $dW = Q_R - Q_L$  を測定することで、粒子がワイヤーのどちら側を通過したかを識別可能であることを示した。
- 充填ガスの影響：P10、P20 ガスの 2 種類を用いて、検出効率や位置分解能の評価を行った。
- ストリップピッチの選定：カソードストリップピッチ 8 mm と 10 mm という異なるカソード面を用いて、位置分解能の比較を行った。

一方で、NEOLITH-s では、NEOLITH-ss で実証された導出原理を用いて、実際の中性子ビームに対し実験を行った。第 4 章ではこれらの内容に関して述べる。

- 反跳陽子の飛跡導出：中性子とプラスチックシンチレータとの反応で生成される反跳陽子の飛跡を測定し、中性子に対する有用性を確認した。

## 第3章 NEOLITH-ss のテスト実験

本章では、NEOLITH-ss を用いた位置導出原理の実証、および検出器の各種条件 (充填ガスやカソードストリップ幅) を変更した際の性能評価について述べる。

本実験では、宇宙線を用い、NEOLITH-ss の飛跡再構性能を評価した。従来型の Multi-Wire Drift Chamber (以下、リファレンスチェンバー、refDC) を併設し、両者から得られる飛跡情報をもとに検証を行った。

本章の構成は以下の通りである。まず第 3.1 節にて、実験全体の配置、および NEOLITH-ss を含む各検出器の仕様やデータ収集系の概要について説明する。続いて第 3.2 節では、検出効率の印加電圧依存性について述べる。第 3.3 節では、位置導出手法及び、原理実証について述べる。これをもとに、第 3.4 節で本実験の主要な結果である位置分解能の評価を行う。リファレンスチェンバーから得られる内挿位置を用いて、NEOLITH-ss におけるガス依存性およびカソードストリップ幅依存性について議論を行う。最後に、第 3.5 節にて本章の内容をまとめる。

### 3.1 実験セットアップ

本節では、宇宙線を用いた NEOLITH-ss の原理実証および、充填ガス、カソードストリップ幅の比較試験におけるセットアップについて述べる。

本節の構成は以下の通りである。まず、各検出器の幾何学的配置および座標系を定義する。次に、NEOLITH-ss を含む各検出器の主要諸元について詳述し、最後にデータ収集系の構成と動作ガスについて述べる。

#### 3.1.1 実験の配置

本実験のセットアップ概略図を図 3.1 に、実際の実験写真を図 3.2 に示す。本システムは鉛直方向に一直線上に構成されており、中央に設置した NEOLITH-ss を挟み込むように、その上流および下流にリファレンスチェンバーを 1 台ずつ配置した。さらに、プラスチックシンチレータを設置し、これらのコインシデンス信号をデータ収集のトリガーとした。なお、プラスチックシンチレータの設置位置は測定目的によって異なり、検出効率の測定では NEOLITH-ss の直上および直下に、位置分解能の評価ではリファレンスチェンバーを含めた測定系全体を挟み込む位置にそれぞれ配置した。

本実験における座標系は、宇宙線の入射方向である鉛直下向きを  $z$  軸の正方向 (ビーム軸) とした (図 3.3)。また、 $z$  軸に垂直な水平面内において、NEOLITH-ss のアノードワイヤー、ポテンシャルワイヤー方向を  $x$  軸、それに直交する方向を  $y$  軸と定義した。この座標系を基準として、位置導出などを行った。図 3.4 に座標系を示す。

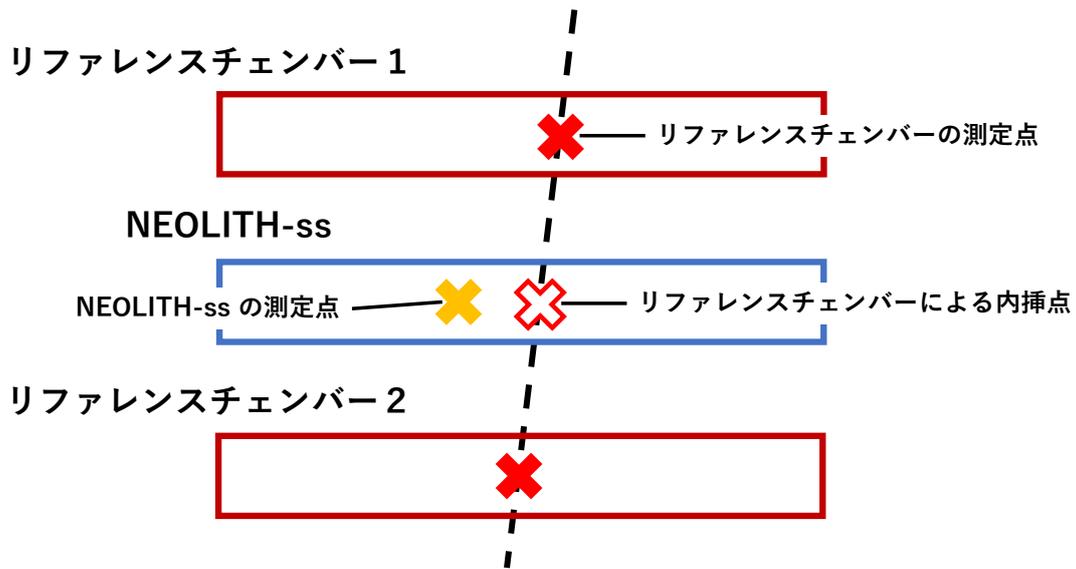


図 3.1: NEOLITH-ss テスト実験のセットアップ模式図。

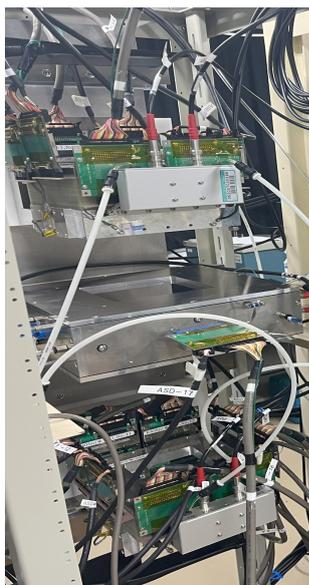


図 3.2: 実際のセットアップ写真。真ん中の銀色の箱が NEOLITH-ss で、その上下の銀色の箱がリファレンスチェンバーである。NEOLITH-ss、リファレンスチェンバーのサイズはそれぞれ、 $300 \times 300 \times 100 \text{ mm}^3$ ,  $200 \times 200 \times 74 \text{ mm}^3$  である。

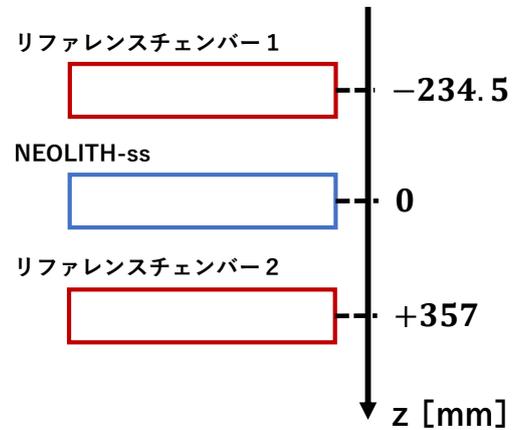


図 3.3: NEOLITH-ss テスト実験の配置図。

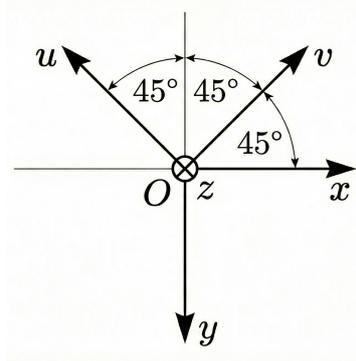


図 3.4: NEOLITH-ss テスト実験での解析における座標系

### 3.1.2 各検出器の主要諸元

#### NEOLITH-ss

NEOLITH-ss は、カソードおよびポテンシャルワイヤー読み出しを採用した試作ドリフトチェンバーである。本検出器は、アノードワイヤーの両隣に配置されたポテンシャルワイヤーへの誘起信号を読み出すことで、飛跡の左右不定性を解消し、単層のみで位置導出を行える。

本検出器は、アノード/ポテンシャル面 (Ax 層) を 2 層のカソードストリップ面 (Ku, Kv 層) で挟み込んだ構造を持つ。各層の諸元を表 3.1 に示す。アノード面とカソード面の間隔は 8 mm であり、全層を貫通する宇宙線の飛跡を再構成可能とした。NEOLITH-ss の開口サイズは  $130 \times 130 \text{ mm}^2$ 、有感領域は  $112 \times 112 \text{ mm}^2$  である。

$x$  方向の位置情報は、アノード/ポテンシャル面のポテンシャルワイヤー (計 8 ch) から取得する。一方、 $y$  方向の位置情報は、 $\pm 45^\circ$  の角度を持つ 2 層のカソードストリップ (各 16 ch) から得られる  $u, v$  座標を組み合わせて導出する。なお、本実験では性能評価の一環として、カソードストリップ幅を 8 mm および 10 mm の 2 種類準備し、その応答の違いを比較した。各条件に応じた具体的な動作電圧と ASD 閾値の設定を表 3.2 にまとめる。

表 3.1: NEOLITH-ss の主要諸元

Layer		z 座標 [mm]	角度 [deg.]	読み出し項目
カソードストリップ	Kv 面	+8.0	-45	誘起電荷 ( $v$ )
アノード/ポテンシャル	Ax 面	0.0	0	ドリフト時間 & 誘起電荷 ( $x$ )
カソードストリップ	Ku 面	-8.0	+45	誘起電荷 ( $u$ )

表 3.2: NEOLITH-ss の動作条件

ガス	カソードストリップ幅	印加電圧	ASD 閾値
P10	8 mm	+1800 V	+0.40(検出効率)/ +0.35(位置決定) V
P20	8 mm	+2050 V	+0.35 V
P20	10 mm	+2050 V	+0.35 V

## リファレンスチェンバー (refDC)

NEOLITH-ss の飛跡再構成の基準として、2 台の従来型多層式ドリフトチェンバー (refDC1, refDC2) を NEOLITH-ss を挟み込むように配置した。各検出器は、 $x$  方向および  $y$  方向にそれぞれ 4 層、計 8 層のセンス面を有しており、2 台の情報を組み合わせることで高精度な飛跡導出を行う。

refDC の主要諸元を表 3.3 に示す。センス面内には、信号読み出し用のアノードワイヤーと電場形成用のポテンシャルワイヤーが 3mm 間隔で交互に張られており、アノードワイヤー間隔は 6mm である。各方向のセンス面は、互いにワイヤー間隔の 0.5 ピッチ分 ( $\pm 0.25$  ピッチ) だけずらして配置されている。この幾何学的なオフセットを設けることで、ドリフトチェンバー特有の左右不定性を解消し、位置決定精度を向上させている。

各ガス種に応じた具体的な動作電圧と ASD 閾値の設定を表 3.4 にまとめる。

表 3.3: リファレンスチェンバー (refDC) の主要諸元

項目	仕様
検出器型式	多線式ドリフトチェンバー (MWDC)
構成層数	計 8 層 ( $x, y$ 方向にそれぞれ 4 層)
開口サイズ	$110 \times 110 \text{ mm}^2$
有感領域	$96 \times 96 \text{ mm}^2$
セルサイズ	6 mm
層間オフセット	0.5 ピッチ ( $\pm 0.25$ ピッチ)

表 3.4: リファレンスチェンバーの動作条件

ガス	印加電圧 (refDC1, 2)	ASD 閾値
P10	-1400 V	-0.55 V
P20	-1525 V	-0.55 V

## プラスチックシンチレータ

本実験では、宇宙線の通過タイミング (トリガー信号) を生成するため、2 枚のプラスチックシンチレータ (上流・下流) を使用した。各シンチレータのサイズは  $80 \times 80 \text{ mm}^2$ 、厚さは 5 mm であり、それぞれ光電子増倍管 (PMT) を接続して運用した。

PMT からの出力信号はディスクリミネータに入力され、閾値  $-20 \text{ mV}$  にてロジック信号に変換された。これら 2 つの信号の同時計数 (コインシデンス) をデータ収集のトリガーとした。各 PMT への印加電圧は、 $^{60}\text{Co}$  線源を用いたガンマ線のコンプトンエッジに基づいて、宇宙線に対して十分な検出効率が得られるよう調整を行った。決定された各 PMT の動作条件を表 3.5 に示す。

表 3.5: PMT の動作条件およびディスクリミネータ設定

Channel	印加電圧 [V]	閾値 [mV]	備考
PMT1 (Top)	-1440	-20	$^{60}\text{Co}$ による校正済
PMT2 (Bottom)	-1260	-20	$^{60}\text{Co}$ による校正済

### 3.1.3 データ収集系 (DAQ)

本実験におけるデータ収集系 (Data Acquisition; DAQ) の構成について述べる。各検出器からの信号は、初段の増幅および整形を行う ASD (Amplifier Shaper Discriminator) カードを介して、VME 規格の TDC (Time-to-Digital Converter) に入力される。

本実験で使用した主要なモジュールの仕様を表 3.6 にまとめる。また、詳細なチャンネルマッピングについては Appendix A を参照されたい。TDC には、高い時間分解能を持つ V1190A (0.1 ns/ch) および AMT-TDC (0.78 ns/ch) を用いた。NEOLITH-ss および refDC の一部 (中心付近の層) の信号は、位置分解能を確保するため優先的に V1190A へと割り振った。なお、V1190A への入力に際しては、信号品質の維持とノイズ抑制のため自作したケーブルを用いた (Appendix I 参照)。これにより ASD の閾値を低く抑えることが可能となり、微小信号の検出効率向上を実現している。

表 3.6: 主要な DAQ モジュールの仕様

Module	Model	性能・役割
TDC	CAEN V1190A	128 ch, 時間分解能 0.1 ns/ch
TDC	AMSC AMT-TDC	64 ch, 時間分解能 0.78 ns/ch

### 3.1.4 動作ガス

本実験では、ドリフトチェンバー (NEOLITH-ss および refDC) の動作ガスとして、P10 ガス (Ar 90% + CH<sub>4</sub> 10%) および P20 ガス (Ar 80% + CH<sub>4</sub> 20%) の 2 種類を使用した。本実験の目的の一つは、これらガスの違いによる各検出器の応答性能の比較である。

測定に際しては、検出器容積の 20 倍以上のガスを用いた置換を十分に行った後、流量 10 cc/min、圧力 1 atm の一定条件下で運用した。置換に関する詳細は Appendix H を参照されたい。

## 3.2 検出効率

本節では、宇宙線を用いた NEOLITH-ss およびリファレンスチェンバーの検出効率の印加電圧依存性について述べる。本評価は、新型検出器である NEOLITH-ss がドリフトチェンバーとして標準的な応答を示すかという基本特性の検証、および解析に用いる最適な動作電圧領域の決定を目的としている。

本節では、まず検出効率の定義について述べる。次に、基準となるリファレンスチェンバーの応答を確認する。最後に、本実験の主目的である NEOLITH-ss の性能評価として、充填ガス (P10, P20) およびカソードストリップ幅 (8 mm, 10 mm) の変更が検出効率に与える影響を詳述する。

### 3.2.1 評価手法と測定条件

#### 検出の定義と効率の算出

本解析において、各検出器のチャンネルにおける信号の検出 (Hit) とは、以下の 2 条件を同時に満たすことと定義する。

1. 時間情報 (TDC データ) が正常に取得されていること。
2. 信号幅 (Time-over-Threshold; ToT) が正の値であること。

これに基づき、検出効率  $p$  を次式で算出する。

$$p = \frac{N_{\text{hit}}}{N_{\text{trig}}}, \quad \Delta p = \sqrt{\frac{p(1-p)}{N_{\text{trig}}}} \quad (3.2.1)$$

ここで、 $N_{\text{trig}}$  はプラスチックシンチレータの同時計数によって生成された総トリガー数であり、 $N_{\text{hit}}$  は 1 チャンネル以上の Hit が記録されたイベント数である。リファレンスチェンバーについては、全 8 面の平均値をその代表値として扱う。

また、本節の結果に示す各測定値には、統計誤差を付与している。本評価における検出効率は二項分布に従う試行とみなせるため、これに基づいた統計誤差の算出を行っている。具体的な計算式については Appendix K に詳述する。

#### 多重度の定義

NEOLITH-ss およびリファレンスチェンバーの特性評価を行うにあたり、多重度に関して以下の 2 つの指標を導入する。

- **Total hit** ( $M_{\text{total}}$ ) : 1 イベントにおいて検出条件を満たした全チャンネル数。主に、ガス増幅に伴う過剰な二次電子雪崩や放電現象の有無を監視するために用いる。異常な放電が生じた場合、飛跡と無関係な領域でヒットが誘発され、 $M_{\text{total}}$  が増大する。
- **Effective hit** ( $M_{\text{eff}}$ ) : 最大の ToT を持つチャンネルを基準とし、そこから空間的に連続して検出されたチャンネル数。後述する位置導出アルゴリズムでは、ノイズ等による不連続なヒットを除外したこの  $M_{\text{eff}}$  の情報のみを使用する。

NEOLITH-ss のポテンシャルワイヤーに対する多重度の評価では、 $M_{\text{total}}$ 、 $M_{\text{eff}}$  の二つを用いた。一方、NEOLITH-ss のカソードストリップとリファレンスチェンバーに対しては、 $M_{\text{total}}$  のみを用いた。

#### 幾何学的なアクセプタンス

本実験では、統計精度向上のためプラスチックシンチレータを NEOLITH-ss に近接して配置した。この幾何学的配置に起因して、以下の特性が生じる。

リファレンスチェンバーについては、トリガー条件を満たす飛跡の一部がその有感領域外を通過するため、幾何学的な上限により検出効率は 100% に達しない。一方、NEOLITH-ss について

は、トリガーを構成する全飛跡が有感領域内を通過する配置となっており、幾何学的アクセプタンスは 100% である。したがって、NEOLITH-ss における効率の欠損は、検出器自体の不感として評価可能である。

### 3.2.2 リファレンスチェンバー

refDC1 および refDC2 における、ガス種 (P10, P20) ごとの検出効率を、図 3.5, 3.6 に示す。

図より、いずれのガス条件においても、印加電圧の増加に伴い検出効率が上昇し、その後一定の値をとる動作プラトー領域が確認された。P10 ガスと P20 ガスの結果を比較すると、P20 ガスを用いた際の検出効率曲線は、P10 ガスの場合と比較して高電圧側へシフトする傾向が見られた。

この現象は、混合ガス中のクエンチャーガスであるメタンの濃度差に起因すると考えられる。多原子分子であるメタンは、振動・回転準位の励起による電子のエネルギー吸収断面積が大きいため、ドリフト電子の平均エネルギーの上昇を抑制する作用を持つ。そのため、P20 ガスのようなメタン含有率の高い条件下では、電子雪崩を開始させるのに必要な電場強度が高くなり、結果として同等の検出効率を得るためにより高い印加電圧を要したと解釈できる。

前述の通り、幾何学的アクセプタンスの制約により最大効率は 100% には達していないものの、両リファレンスチェンバーにおいて安定したプラトー領域が確認されたことは、検出器自体がガス増幅プロセスを経て運用されていることを示している。以上の結果より、本実験系は、次節以降の NEOLITH-ss の性能評価における基準飛跡導出に用いることが可能であると判断した。また、この結果に基づき、次節以降の位置導出解析に用いる印加電圧を、P10 ガスでは  $-1400\text{ V}$ 、P20 ガスでは  $-1525\text{ V}$  と決定した。

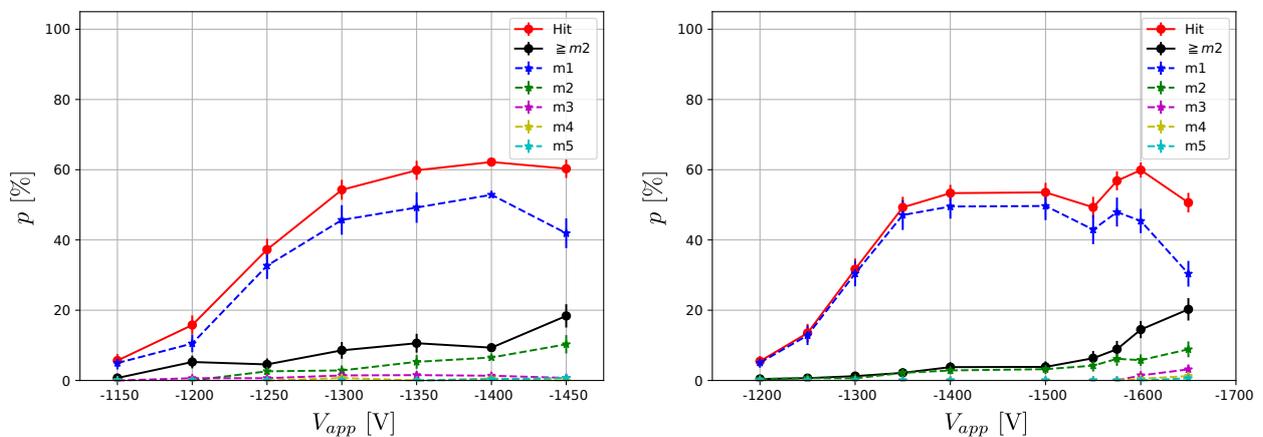


図 3.5: refDC1 の検出効率の印加電圧依存性。(左) P10 ガス、(右) P20 ガス。m は多重度を表す。

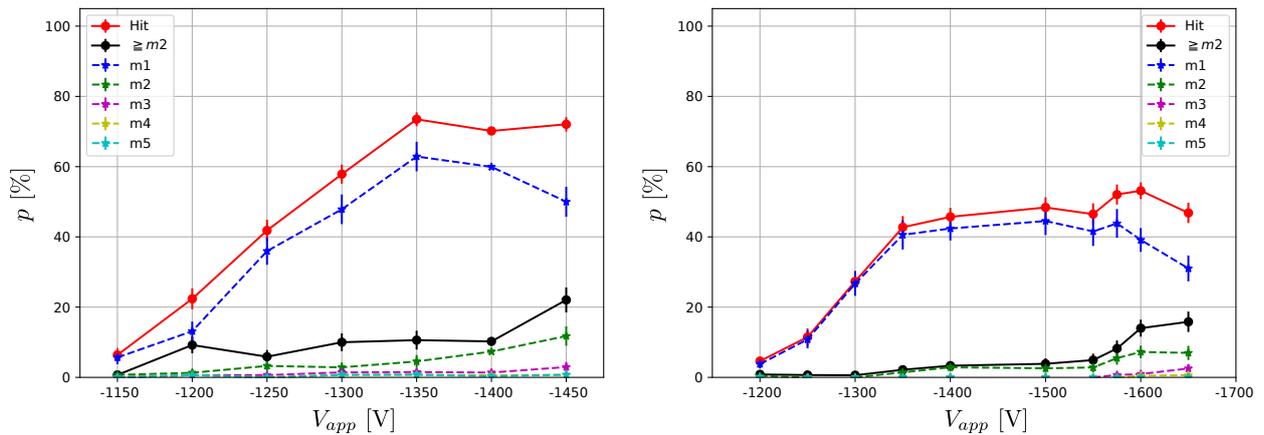


図 3.6: refDC2 の検出効率の印加電圧依存性。(左) P10 ガス、(右) P20 ガス。m は多重度を表す。

### 3.2.3 NEOLITH-ss

#### P10 ガスと P20 ガスの比較

カソードストリップ幅を 8 mm に固定し、ガス種の違いが NEOLITH-ss の諸特性に与える影響を比較した。

図 3.7 - 3.10 にポテンシャルワイヤーおよびカソードストリップにおける検出効率と多重度の印加電圧依存性を示す。

いずれの読み出し要素においても、リファレンスチェンバーの結果と同様に、P20 ガスを用いた際の検出効率曲線は P10 ガスの場合と比較して高電圧側へシフトしていることが確認された。これは、メタン含有率の高い P20 ガスにおいて電子のエネルギー吸収が促進され、電子雪崩の開始に必要な電場強度が上昇したことに起因する。

各条件において検出効率が最大かつ安定し、かつ過剰な  $M_{total}$  の増加が見られない領域を安定したプラトー領域とみなし、次節以降の位置導出解析に用いる印加電圧を、P10 ガスでは +1800 V、P20 ガスでは +2050 V と決定した。

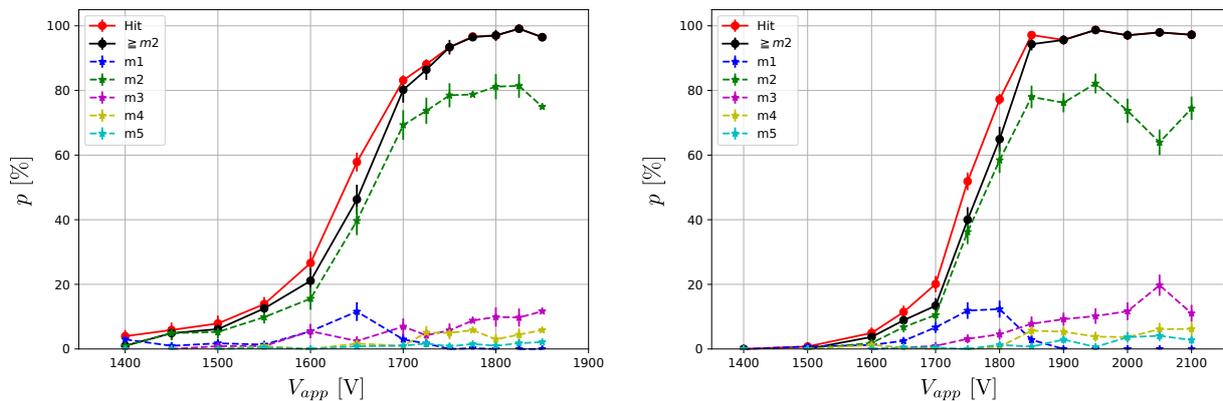


図 3.7: ポテンシャルワイヤーにおける検出効率および  $M_{total}$  の比較 (ストリップ幅 8 mm)。(左) P10 ガス、(右) P20 ガス。m は多重度を表す。

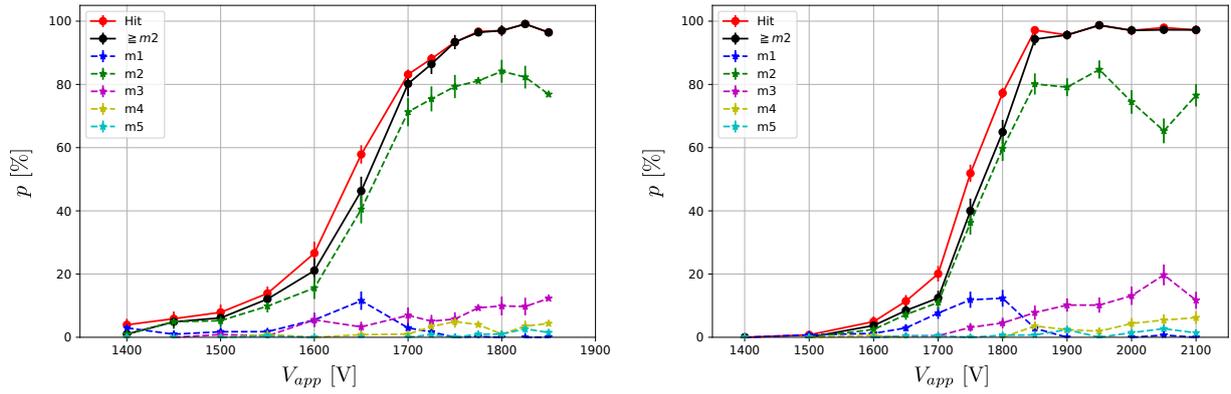


図 3.8: ポテンシャルワイヤーにおける検出効率および  $M_{\text{eff}}$  の比較 (ストリップ幅 8 mm)。 (左) P10 ガス、 (右) P20 ガス。 m は多重度を表す。

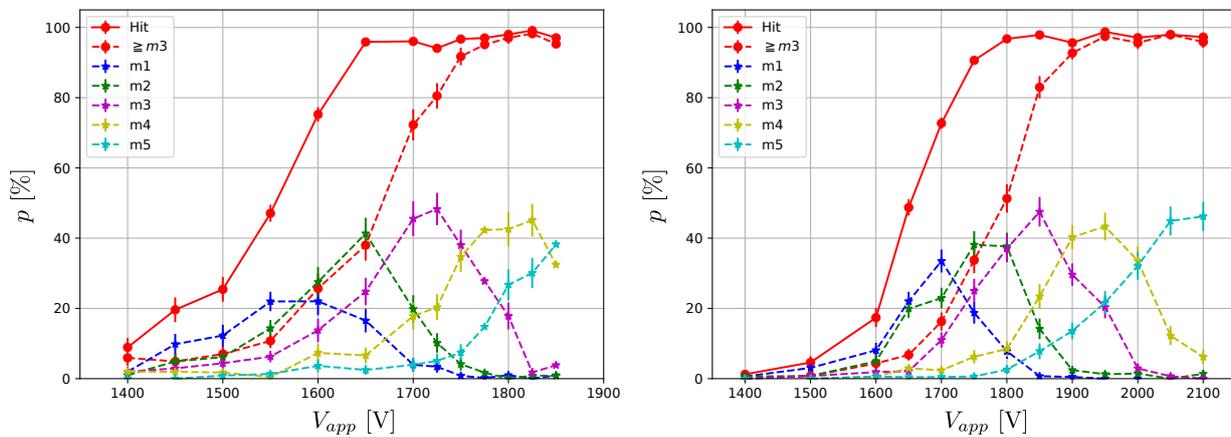


図 3.9: カソード  $u$  面における検出効率および  $M_{\text{eff}}$  の比較 (ストリップ幅 8 mm)。 (左) P10 ガス、 (右) P20 ガス。 m は多重度を表す。

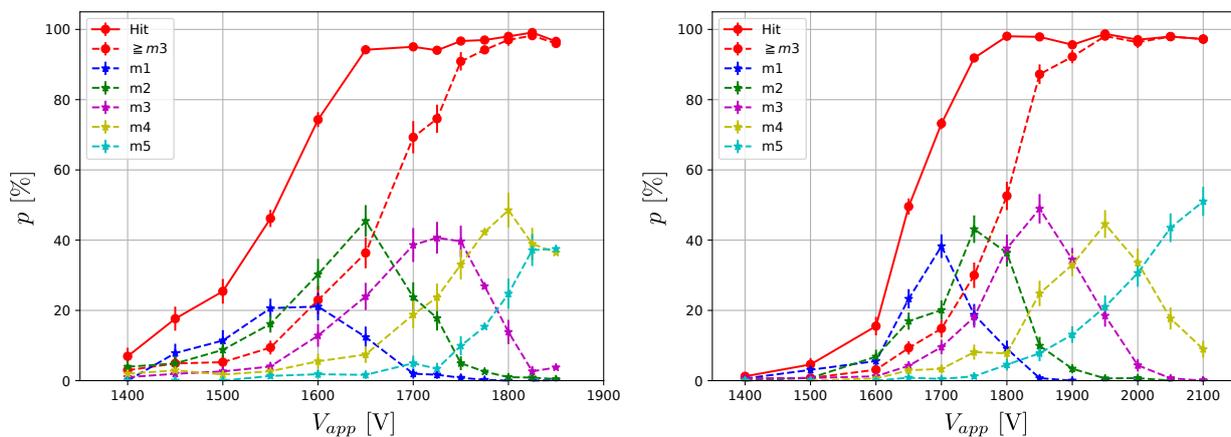


図 3.10: カソード  $v$  面における検出効率および  $M_{\text{eff}}$  の比較 (ストリップ幅 8 mm)。 (左) P10 ガス、 (右) P20 ガス。 m は多重度を表す。

## カソードストリップ幅 8 mm と 10 mm の比較

カソードストリップ幅 (8 mm および 10 mm) が検出効率に及ぼす影響について検証を行った。充填ガスは共通して P20 ガスである。図 3.11 - 3.14 に、それぞれの比較結果を示す。

ポテンシャルワイヤーの検出効率を比較すると、ストリップ幅を 8 mm から 10 mm に拡大した際、効率曲線が高電圧側へシフトする傾向が観測された。このシフトの物理的要因については現時点で特定できていない。しかし、いずれの条件においても、プラトー領域が確認されており、検出器としての全体的な応答傾向は同一であることを確認した。

一方、カソードストリップの応答については、検出効率そのものに大きな変化は見られないものの、印加電圧の上昇に伴う多重度の増加が 10 mm 幅において緩やかになることが確認された。カソード面上に現れる誘起電荷の空間的な広がり幅が一定であると仮定した場合、ストリップ幅の拡大により、単一のチャンネルが捕捉する電荷の割合が増大する。その結果、閾値を超える電荷を受け取る隣接ストリップの数が幾何学的に抑制され、結果として多重度が小さく算出されたものと解釈できる。

以上の結果より、カソードストリップ幅の変更は検出器の動作プラトー領域にわずかなシフトをもたらすものの、適切な動作電圧を選択することで、いずれの仕様においても安定した検出効率を維持できることが確認された。

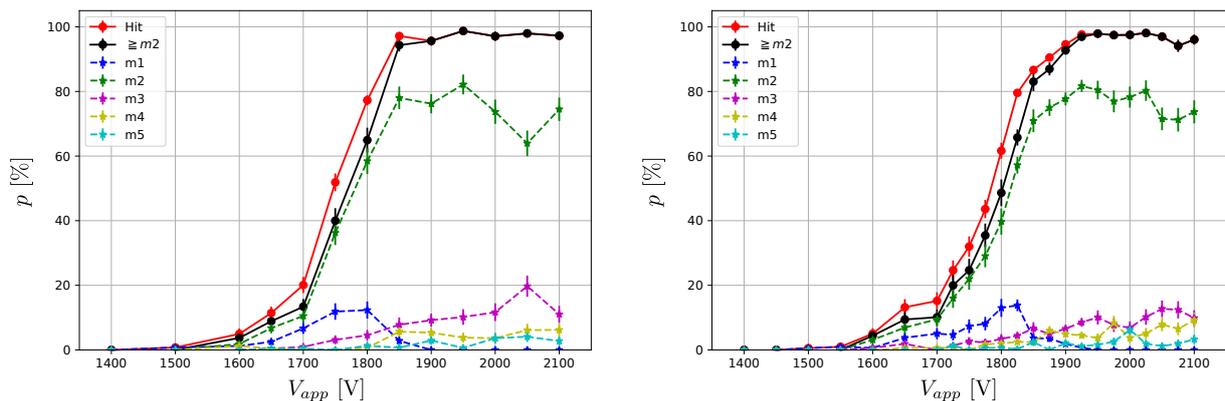


図 3.11: ポテンシャルワイヤーにおける検出効率および  $M_{\text{total}}$  の比較 (P20 ガス)。(左) ストリップ幅 8 mm、(右) ストリップ幅 10 mm。m は多重度を表す。

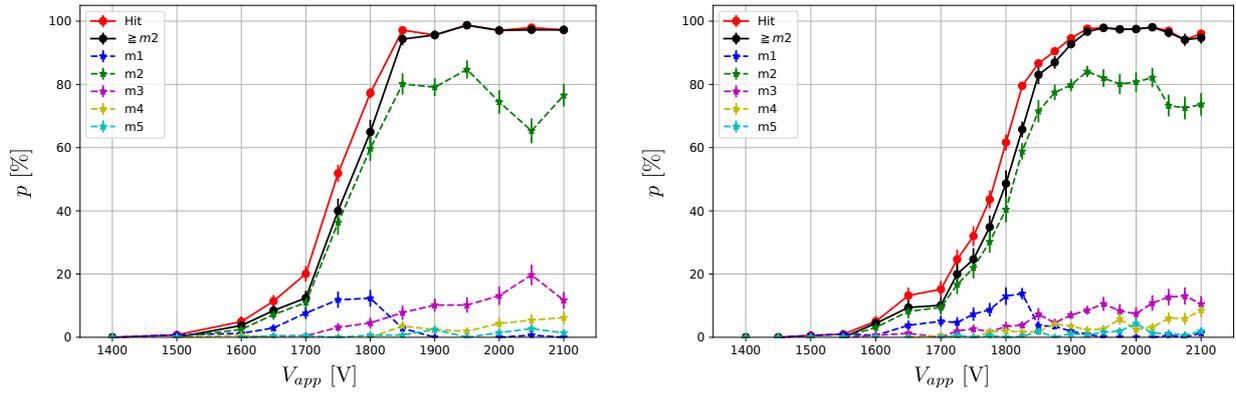


図 3.12: ポテンシャルワイヤーにおける検出効率および  $M_{\text{eff}}$  の比較 (P20 ガス)。(左) ストリップ幅 8 mm、(右) ストリップ幅 10 mm。m は多重度を表す。

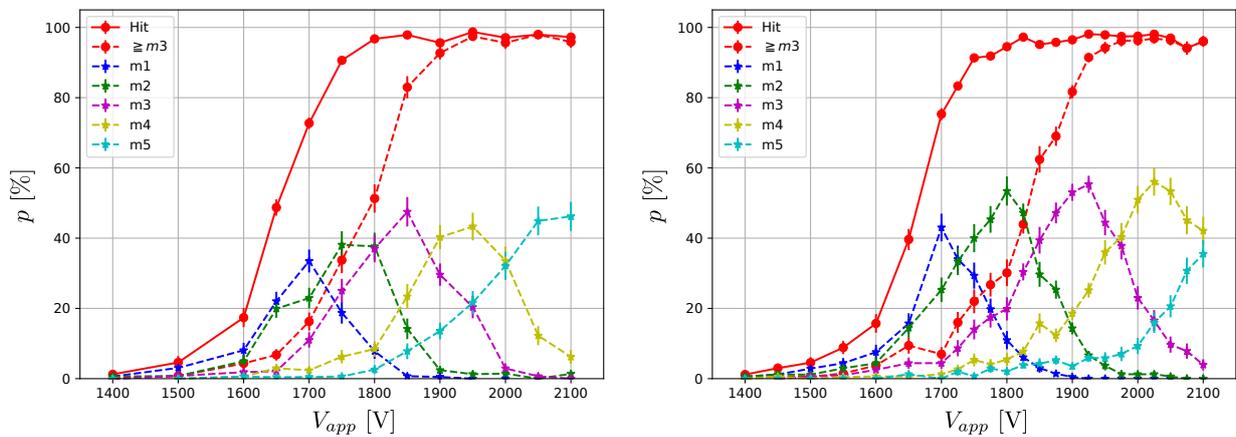


図 3.13: カソード  $u$  面における検出効率および  $M_{\text{eff}}$  の比較 (P20 ガス)。(左) ストリップ幅 8 mm、(右) ストリップ幅 10 mm。m は多重度を表す。

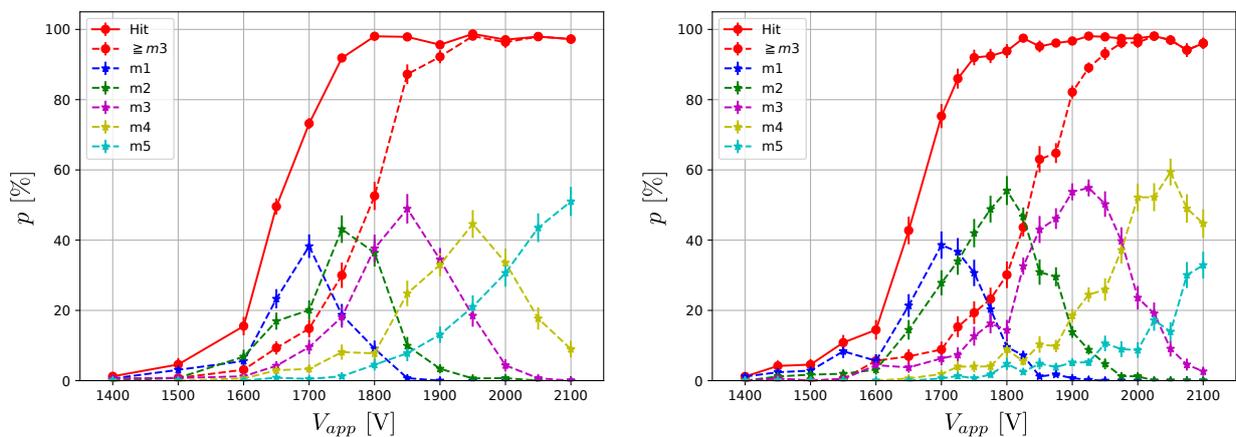


図 3.14: カソード  $v$  面における検出効率および  $M_{\text{eff}}$  の比較 (P20 ガス)。(左) ストリップ幅 8 mm、(右) ストリップ幅 10 mm。m は多重度を表す。

### 3.3 位置導出のための解析手法と原理実証結果

本節では、本実験で取得したデータから荷電粒子の通過位置を再構成するための具体的なアルゴリズム、およびその妥当性の検証結果について述べる。特に、本節の目的は、新型検出器である NEOLITH-ss が設計原理通りに動作していることを実験データに基づき実証することにある。

本節の内容は以下の通りである。まず、NEOLITH-ss の性能評価において基準となるリファレンスチェンバーの飛跡再構成プロセスについて述べる。ここでは、 $\chi^2$  法を用いた飛跡導出と、NEOLITH-ss への内挿精度の評価手法を確定させる。次に、NEOLITH-ss において、ポテンシャルワイヤーおよびカソードストリップの信号を用いた位置導出アルゴリズムを詳述する。ここでは、ポテンシャル読み出しによる左右不定性判別の実証、およびカソードストリップにおける電荷分布を用いた位置決定の最適化に焦点を当て、解析手法の妥当性を検証する。

#### 3.3.1 リファレンスチェンバーの解析手法

##### (i) イベント選別とカット条件

本解析では、リファレンスチェンバーから得られた生データに対し、バックグラウンド事象を除去し信頼性の高い飛跡を選別するため、以下の手順でカット条件を適用した。

(a) 信号の選定 (ToT が最大のワイヤー (maxTOT wire) の採用) まず、各ワイヤーからの信号のうち、タイミングが妥当かつ、ToT の値が正であるものを有効なヒットとして扱った。飛跡の導出において、1つのレイヤーに対するマルチヒットを全て考慮して  $\chi^2$  法を行う手法も考えられる。しかし、本測定における TDC 分布には二次電子雪崩に起因すると考えられる二山の構造 (図 3.15) が見られ、これを含む TDC 分布を用いて正しくドリフト距離を求めることが困難であることが判明した。そのため、本解析では各層において最大の ToT 値を持つワイヤーのみを、そのレイヤーを代表する信号として採用することとした。そのようなワイヤーによる TDC 分布は図 3.16 のようになるが、二山構造が消えているということが確認できる。

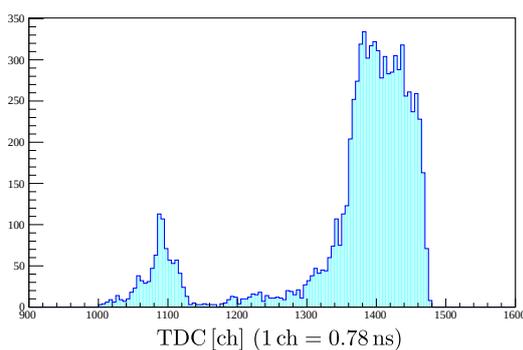


図 3.15: 全ワイヤーの TDC 分布。

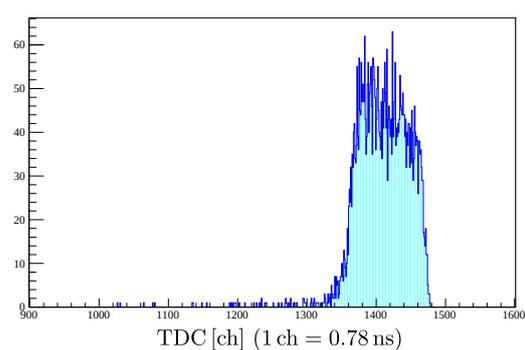


図 3.16: ToT が最大であるワイヤーのみの TDC 分布。

(b) ヒットの選別 次に、採用したワイヤーのヒット情報を用いて、同一の座標系を共有する検出器群 (refDC1, 2 の各  $x/y$  面) における飛跡候補の選別を行った。リファレンスチェンバーは各層が互い違いに半セル (3 mm) ずれて配置されている。ここでプラスチックシンチレータの位置

から、宇宙線は少なくともセルサイズに対してはほぼ直線に通過したとみなせることから、各層でのワイヤー位置のずれは、幾何学的に半セル分である 3 mm 以内に収まるはずである。そこで本解析では、互いのワイヤー位置が半セル以内の領域に近接しており、かつ 4 層中 3 層以上で信号が確認された事象のみを有効な飛跡候補として採用した。このように条件付けによって、環境放射線などの偶発的なバックグラウンド事象を排除した。

(c) 層間の連続性確認 前項の選別条件では、各ヒット間の局所的な近接性は保証されるものの、層を追うごとに位置ずれが累積し、全体として許容範囲を超える広がりを持つ場合が考えられる。より具体的には、全体としてワイヤー間隔が 1.5 セル (9 mm) になる可能性もある。しかし、本実験の幾何学的条件において、そのような大きな広がりを持つ飛跡は物理的にあり得ない。そこで、各リファレンスチェンバーの同一座標系を共有するヒット全体に対し、その座標の最大値と最小値の差 (空間的な広がり) を評価した。解析では、この最大乖離幅が 1.5 セル分以上となる場合については、直進する粒子の飛跡として幾何学的に不相当であると判断し、これを除外した。

(d) リファレンスチェンバー間のコインシデンス 最後に、位置精度向上のため、refDC1 と refDC2 の両方における検出を要求した。本解析では、2 つのリファレンスチェンバー間を直線で結び、その内挿によって NEOLITH-ss 位置での飛跡を定義する。そのため、片方のチェンバーのみの情報では十分な精度で飛跡を再構成することができない。したがって、同一の座標系 ( $x$  面または  $y$  面) において、リファレンスチェンバー 1 と 2 の双方で前述の 1~4 の条件を満たす場合のみを、正しく飛跡トラックできたイベントとみなした。一方のリファレンスチェンバーのみでしか飛跡導出が行われていないイベントは除外した。

## (ii) ドリフト距離

ドリフト時間と等しい TDC 分布が、例えばコモンストップモードで TDC データを取得した場合、図 3.17 のような TDC 分布となる。コモンストップモードでデータ取得した場合、実際の時間は TDC が大きい値ほど過去であるため、 $t_0$  がアノードワイヤー付近 (ドリフト距離最短) を通過した粒子による TDC であり、 $t_{\max}$  がポテンシャルワイヤー付近 (ドリフト距離最長) を通過したときの TDC となる。このとき、TDC の値が  $t$  であるイベントのドリフト距離は以下の式で書き直せる。ただし、アノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの間隔を  $A$  とした。

$$x_{\text{drift}}(t) = A \times \frac{\int_t^{t_0} \frac{dN(t)}{dt} dt}{\int_{t_{\max}}^{t_0} \frac{dN(t)}{dt} dt} \quad (3.3.1)$$

解析では、この式を用いることで、TDC 分布からドリフト距離を求める。

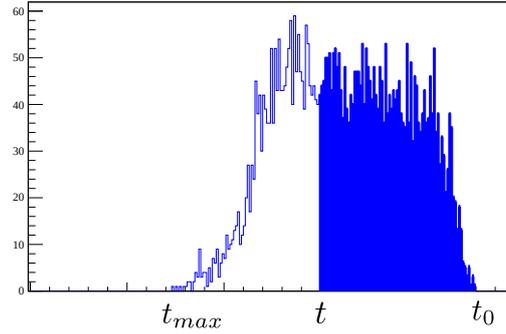


図 3.17: TDC 分布における青い領域の面積が、ドリフト距離に対応する。

### (iii) 飛跡決定と内挿精度の導出

上記の手法によりアノードワイヤーからの距離を求めることができるが、これだけでは荷電粒子がワイヤーの左右どちらを通過したか判別できない（左右不定性）。そのため、リファレンスチェンバーの解析では、最小二乗法 ( $\chi^2$  法) を用いることで飛跡を決定した。

荷電粒子の飛跡を  $x = az + x_0$  と仮定する。ここで、 $a$  は傾き、 $x_0$  は切片 ( $z = 0$  での位置) である。位置が導出できた各層のインデックスを  $k$  とし、測定位置を  $x_k$  とし、ビーム軸方向の位置を  $z_k$  とする。各層の分解能  $\sigma_k$  がすべて等しいと仮定した場合、 $\chi^2$  は以下のように定義される。

$$\begin{aligned}\chi^2 &= \sum_k \left\{ \frac{x_k - (a \cdot z_k + x_0)}{\sigma_k} \right\}^2 \\ &\propto \sum_k \{x_k - (a \cdot z_k + x_0)\}^2\end{aligned}$$

この時、 $\chi^2$  が最小となる場合の  $a, x_0$  成分を最適な飛跡として採用する。

$$\begin{aligned}a &= \frac{N \sum_k x_k z_k - \sum_k x_k \sum_k z_k}{D} \\ x_0 &= \frac{\sum_k z_k^2 \sum_k x_k - \sum_k x_k z_k \sum_k x_k}{D} \\ D &= N \sum_k z_k^2 - \left( \sum_k z_k \right)^2\end{aligned}$$

ここで、 $N$  は位置が導出できた面の総数である。リファレンスでは、このような方法を用いて、NEOLITH-ss における位置  $x_0$  を内挿した。

$x_0$  の誤差は、変数が  $x_k$  であることを考慮すると、誤差伝搬の法則により以下の式が成り立つ。

$$\Delta x_0 = \sum_k \left( \frac{\partial x_0}{\partial x_k} \right)^2 \Delta x_k^2 \quad (3.3.2)$$

また、各面ごとの分解能  $\Delta x_k$  と導出した飛跡に対する残差の標準偏差  $\Delta r_k$  には次のような関係式

が成り立つ。

$$\begin{aligned}\Delta r_k^2 &= \sum_k \left( \frac{\partial}{\partial x_k} r_k \right)^2 \Delta x_k^2 \\ \Delta r_k &= \Delta x_k \sqrt{1 - \frac{1}{D} \left( \sum_k z_k^2 - 2z_k \sum_k z_k + N z_k^2 \right)}\end{aligned}\quad (3.3.3)$$

なお、位置分解能評価としては、 $\chi^2$  分布の確率密度関数を、残差平方和 (SSR) や分散 (Var) の分布へフィッティングする手法もあるが、本文では結果のみを示す (Appendix L 参照)。

#### (iv) 飛跡導出効率

トリガー数 (イベント数) に対して、(ii) のカット条件を適用し、最終的に 2 次元 ( $xz$  平面,  $yz$  平面) の飛跡導出に成功したイベントの割合は、P10 ガスを用いた測定において 67%、P20 ガスを用いた測定において 69% であった。

### 3.3.2 NEOLITH-ss の解析手法及び原理実証結果

本節では、NEOLITH-ss を用いて取得したデータの解析手法について述べる。NEOLITH で用いられるドリフトチェンバーの検出原理については前章で述べた通りであるが、実際の実験データ解析においては、ASD の特性や実験環境に応じた具体的な信号処理が必要となる。以下に、本実験における設定と、ポテンシャルワイヤーおよびカソードストリップの具体的な解析方法と原理実証の結果について詳述する。

#### (i) ポテンシャルワイヤーによる解析法

ポテンシャルワイヤーにおける解析では、複数のポテンシャルワイヤーの中で最大の ToT を持つワイヤー ( $P_{\max}$ ) を特定し、電子雪崩はそのワイヤーを含む左右のセル内で発生したとみなす。次に、その両隣のワイヤーのうち、信号が大きい方のワイヤー ( $P_{2\text{nd}}$ ) を選定し、電子雪崩は  $P_{\max}$  と  $P_{2\text{nd}}$  の間で生じたと仮定して解析を行った。

**1. アノード左右の非対称性の確認 (原理実証)** NEOLITH-DC のポテンシャル読み出しを成立させる基礎は、電子のドリフト方向 (アノードの左右) に応じて電子雪崩の形状が異なり、それがポテンシャルワイヤーへの誘起信号差として現れるという点である。図 3.19 に、ポテンシャルワイヤーの ToT 差と、リファレンスチェンバーによる飛跡の入射位置の相関図を示す。ただし、 $\Delta\text{ToT}$  の定義を式 3.3.4 に示す。例えば、 $\Delta\text{ToT}$  が正であることはすなわち、 $P_{\max}$  から見て電子雪崩が起こった位置は正方向ということである。 $x$  はワイヤーの位置である。

$$\Delta\text{ToT} = \begin{cases} \text{ToT}_{P_{\max}} - \text{ToT}_{P_{2\text{nd}}} & (x_{P_{2\text{nd}}} < x_{P_{\max}}) \\ \text{ToT}_{P_{2\text{nd}}} - \text{ToT}_{P_{\max}} & (x_{P_{\max}} < x_{P_{2\text{nd}}}) \end{cases}\quad (3.3.4)$$

図 3.18, 3.19 より、アノードワイヤーの位置 ( $\Delta x = 0$ ) を境界として、左右で ToT 差の符号が反転していることがわかる。この結果は、第 2 章で仮定した「電子のドリフト方向に依存して電

子雪崩の形状が異なる」という物理現象を裏付けるものであり、ポテンシャルワイヤー一層のみで左右不定性識別および位置導出が可能であることを示している。

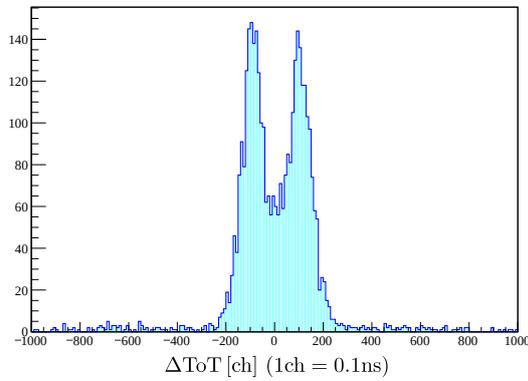


図 3.18:  $\Delta\text{ToT}$  の分布。 $\Delta\text{ToT} = 0$  に対し、二山できている。これは  $P_{\max}$  に対し、左右に個所の位置で電子雪崩が起こっていることを示す。

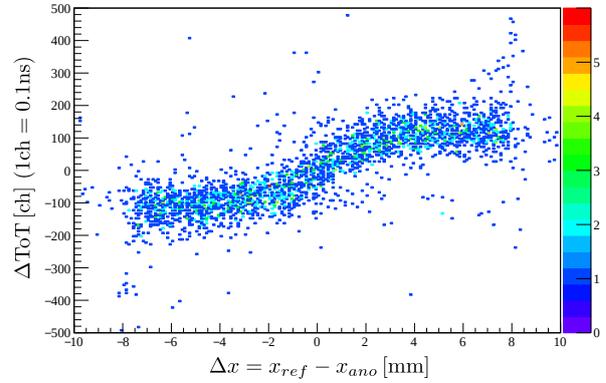


図 3.19:  $\Delta\text{ToT}$  の分布とリファレンスからの飛跡との比較。 $\Delta\text{ToT} > 0$  で、 $\Delta x > 0$  となっており、また逆も同様である。このグラフからポテンシャルワイヤー一面のみで左右不定性が解消されていることが分かる。

**2. ドリフト距離と位置決定** 次に、 $P_{\max}$  の TDC データから、アノードまでの電子のドリフト距離を導出した。この際、TDC からドリフト距離を求める解析法はリファレンスチェンバーと同様である。このように、電子のドリフト方向とドリフト距離を解析することで、ポテンシャルワイヤーから位置導出を行うことができる。

### (ii) カソードストリップによる位置導出

カソードストリップに誘起された電荷分布からアバランチ位置を特定する手法としては、重心法や CRM (Charge ratio method)、左右の ToT の差 ( $\Delta\text{ToT}$  法と呼ぶ) や比 (ToT 比法と呼ぶ) を用いる方法などがある。しかし、本論文では  $\Delta\text{ToT}$  法を採用し、その解析結果について記述する。理由としては、本解析において最も良好な位置分解能が得られたためである。各手法の原理および評価の詳細は、Appendix G に記す。

**1.  $\Delta\text{ToT}$  を用いた位置導出法** 本解析で用いる  $\Delta\text{ToT}$  法では、まず最大の ToT をもつストリップ ( $S_m$ ) を特定し、電子雪崩の位置をカソード面に射影した場合、そのストリップ内で起こったと仮定する (図 3.20)。そして、そのストリップの左右のストリップを  $S_l, S_r$  とおくと、

$$\Delta\text{ToT}_{l,r} = \text{ToT}_m - \text{ToT}_{l,r} \quad (3.3.5)$$

と定義される  $\Delta\text{ToT}$  の値を、電子雪崩の位置に一对一に対応することを前提とした方法である。

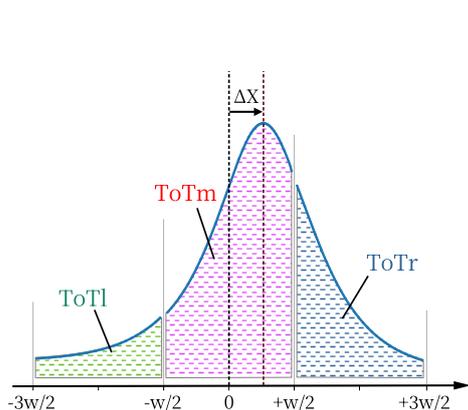


図 3.20: カソードストリップの位置と  $ToT_m/ToT_l/ToT_r$ 、カソードストリップ  $S_m$  からのずれ  $\Delta x$  を表している。

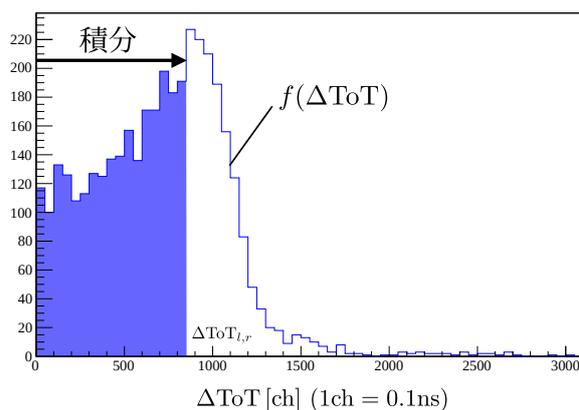


図 3.21: NEOLITH-ss のカソードストリップにおける  $\Delta ToT$  の分布。青く塗られている領域が積分する範囲であり、位置に相当する。

$\Delta ToT$  の分布を図 3.21 に示す。この分布を積分することで、求める電子雪崩の位置を導出した。ただし、 $\Delta x_{l,r}$  はどちらも、カソードストリップ  $S_m$  中心からのずれを表しており、 $S_r$  方向を正とした。

$$\Delta x_l = w \times \left\{ \frac{\int_0^{\Delta ToT_l} f(\Delta ToT) d(\Delta ToT)}{\int f(\Delta ToT) d(\Delta ToT)} - 1/2 \right\} \quad (3.3.6)$$

$$\Delta x_r = w \times \left\{ -\frac{\int_0^{\Delta ToT_r} f(\Delta ToT) d(\Delta ToT)}{\int f(\Delta ToT) d(\Delta ToT)} + 1/2 \right\} \quad (3.3.7)$$

**2. 理論的実証と感度特性** 上述の前提条件である、 $\Delta ToT$  の値と電子雪崩の位置との一対一対応の妥当性を確認する。 $ToT$  と  $Q$  の関係は、経験的におおよそ式 3.3.8 に従う。

$$Q = \int q(x) dx \propto \exp\{ToT/\tau\} \quad (3.3.8)$$

この関係式を用いることで  $\Delta ToT$  は  $Q$  の比に対応すると分かる。

$$\Delta ToT = ToT_m - ToT_{l,r} = \tau \ln\{Q_m/Q_{r,l}\} \quad (3.3.9)$$

図 3.22 は、文献 [24] による理論的な  $q(x)$  の式を用いて、 $\Delta ToT_{l,r} = ToT_m - ToT_r$  と  $S_m$  中でのアバランチが起こった位置との関係を表している。この関係図より、 $\Delta ToT$  の値と、電子雪崩が起こった位置に相関がみられる。

一方で、図 3.22 から、電子雪崩の位置が  $S_r$  側 ( $0 < \Delta x < +w/2$ ) に近いほど、 $\Delta ToT_r$  の値は変化が大きいと分かる。このことは、 $\Delta ToT_r$  の値を用いて位置を導出する際に、 $S_r$  側での位置決定精度が高くなると示唆している。これはまた逆に、 $\Delta ToT_l$  の値を用いて位置導出する際に、 $S_l$  側で位置精度が高くなるということも示唆している。

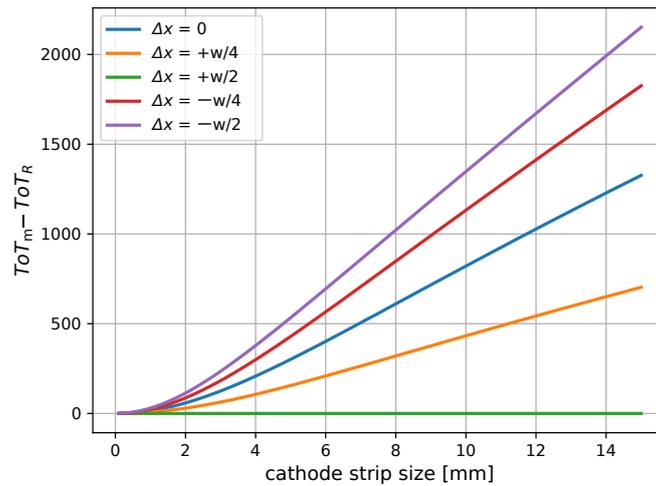


図 3.22:  $\Delta ToT_r$  と電子雪崩が起こった位置、カソードストリップの大きさの関係を表した図。ただし、3.3.9 式のパラメータ  $\tau$  を  $\tau = 800$  とし、なるべく測定値と一致するようにした。この理論的なグラフから  $\Delta ToT_r$  の値が定まれば電子雪崩の位置は一意に定まると分かる。また  $\Delta ToT_r$  を用いると電子雪崩が  $S_r$  に近い程、分解能が良くなることを示唆している。加えて、カソードストリップピッチが大きいほうがより、 $\Delta ToT_r$  の値が大きいことから、同じ  $\Delta ToT_r$  の広がりを持つ場合、よりカソードストリップ幅が大きいほうが位置導出精度が良くなることが示唆される。

**3. 位置導出の最適化** 図 3.23 は、 $\Delta ToT_r$  と、カソードストリップ  $S_m$  に対するリファレンスチェンバーからの位置との関係を表している。ただし、カソードストリップが読み取る場所は電子雪崩の位置であることから、リファレンスチェンバーによる NEOLITH-ss における通過位置  $x_0$  をアノードワイヤーへ射影した点をここではリファレンスとした。このグラフから、理論からの予想通り、電子雪崩の位置が  $S_r$  から離れるほど、 $\Delta ToT_r$  の傾きは緩やかになっていると分かる。加えて、 $\Delta ToT_r$  の分布は広がっていると分かる。図 3.24 は  $\Delta ToT_r$  を用いて位置導出を行ったグラフであり、横軸は  $\Delta x_r$ 、縦軸は残差である。この図も、先ほどの理論グラフの結果を支持する。

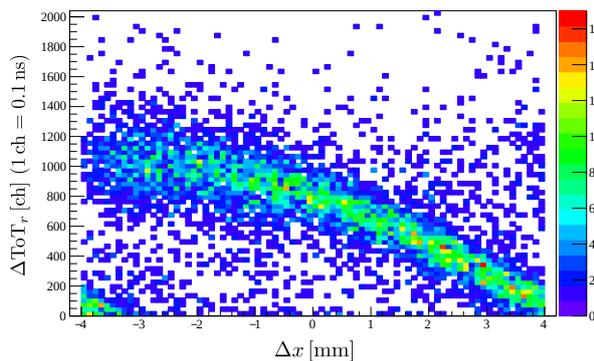


図 3.23:  $\Delta ToT_r$  とリファレンスチェンバーによる位置の関係図。電子雪崩が起こった位置が  $S_r$  から離れるほど、 $\Delta ToT_r$  の値が広がっていると分かる。

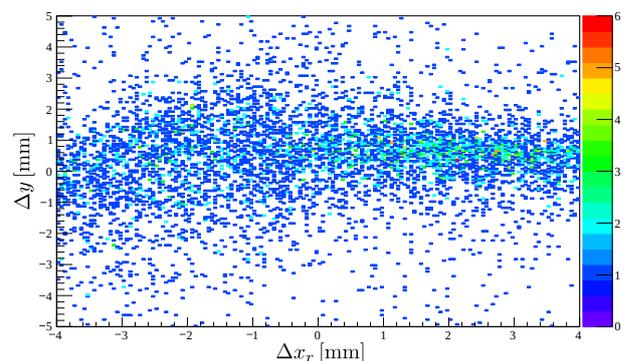


図 3.24:  $\Delta x_r$  を用いた位置との残差と  $\Delta x_r$  との関係図。 $\Delta x_r$  が  $S_r$  から離れるほど、 $\Delta ToT_r$  の値が広がっていると分かる。

この結果を受けて、式 3.3.10 を用いて位置導出を行うことにした。この式では、電子雪崩が  $S_l$  に近づくほど、 $\Delta T_o T_r$  の値が大きくなり、 $\Delta x_l$  の精度が良くなる一方で、逆に電子雪崩が  $S_r$  に近づくほど、 $\Delta T_o T_l$  の値が大きくなり、 $\Delta x_r$  の精度が良くなるということを考慮した。

$$\Delta x_{lr} = \frac{\Delta T_o T_r \times \Delta x_l + \Delta T_o T_l \times \Delta x_r}{\Delta T_o T_r + \Delta T_o T_l} \quad (3.3.10)$$

そして、図 3.25 が式 3.3.10 を用いて位置導出を行った際のグラフであり、横軸は  $\Delta x$ 、縦軸は残差である。この図から、電子雪崩の位置によらず、位置分解能が変化しなくなったと分かる。この結果を受けて、カソードストリップからの位置導出は式 3.3.10 を用いた。

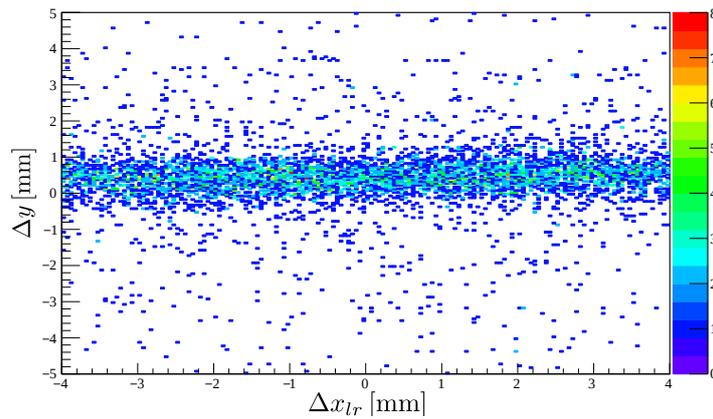


図 3.25:  $\Delta x_{lr}$  によるの位置とリファレンスチェンバーとの残差の関係図。残差が導出位置によらないことが確認できる。

### (iii) イベント選別と検出効率

ポテンシャルでは多重度が 2 以下、カソードストリップはカソードストリップ幅によって分け、多重度 (8 mm, 10 mm) = (7, 6) 以下という条件を課した。このとき、トリガーに対する位置導出できた割合は、以下ようになった。

Condition	ポテンシャルワイヤーからの $x$	カソードストリップからの $y$
① P10 gas & cathode strip 8 mm	73%	69%
② P20 gas & cathode strip 8 mm	74%	70%
③ P20 gas & cathode strip 10 mm	72%	69%

表 3.7: NEOLITH-ss の位置導出効率

## 3.4 位置分解能の評価

本節では、ガス種 (P10 ガスと P20 ガス) とカソードストリップサイズ (8 mm と 10 mm) における NEOLITH-ss の位置分解能について述べる。

まず、リファレンスチェンバーの位置分解能について述べる。その後、NEOLITH-ss のそれぞれの条件における位置分解能を算出し、その特性について議論する。

### 3.4.1 リファレンスチェンバーの結果; ガス種による比較

#### ヒット位置分布

図 3.26 および図 3.27 に、再構成された飛跡の  $z = 0$  における  $x_0, y_0$  分布を示す。分布は概ね  $x_0, y_0 \in [-45 \text{ mm}, 45 \text{ mm}]$  の範囲に収まる形状となっているが、これは本実験で使用したプラスチックシンチレータ ( $8 \times 8 \text{ cm}^2$ ) の有感領域および、2 台のリファレンスチェンバーの幾何学的な配置によるアクセプタンスを反映したものである。いずれのガス条件においても、設計された有感領域内で飛跡が正しく導出されていることが確認できる。

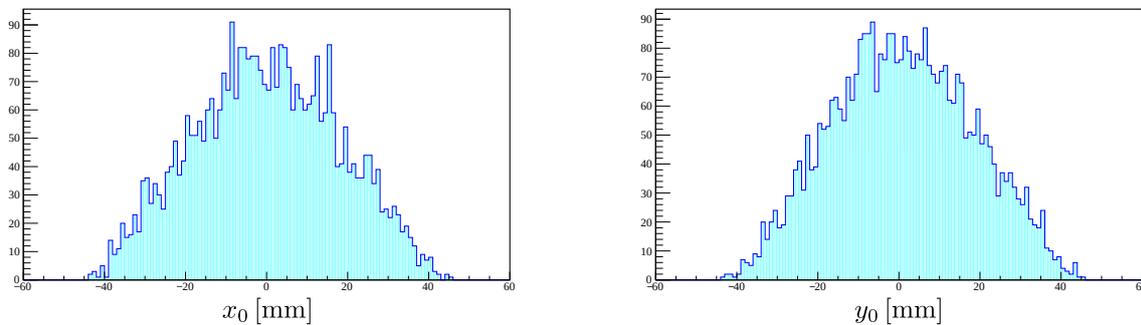


図 3.26: P10 ガスにおける、リファレンスチェンバーから得られた  $z = 0$  での  $x_0$  分布 (左) と  $y_0$  分布 (右)。

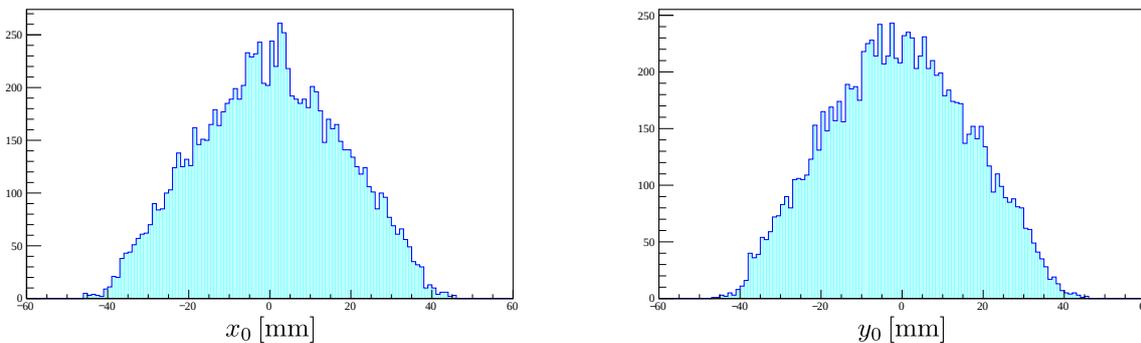


図 3.27: P20 ガスにおける、リファレンスチェンバーから得られた  $z = 0$  での  $x_0$  分布 (左) と  $y_0$  分布 (右)。

#### 各層の位置分解能

飛跡直線に対する各層の測定値の残差分布を図 3.28、3.29 に示す。また、残差の標準偏差  $\Delta r$  を表 3.8 に、それをもとに算出した一層あたりの位置分解能  $\Delta x_k$  を表 3.9 にまとめる。統計的な検証として、SSR および Var 分布の  $\chi^2$  フィッティングによる評価も実施したが (表 3.10, 3.11)、いずれの手法においても矛盾しない結果が得られた。

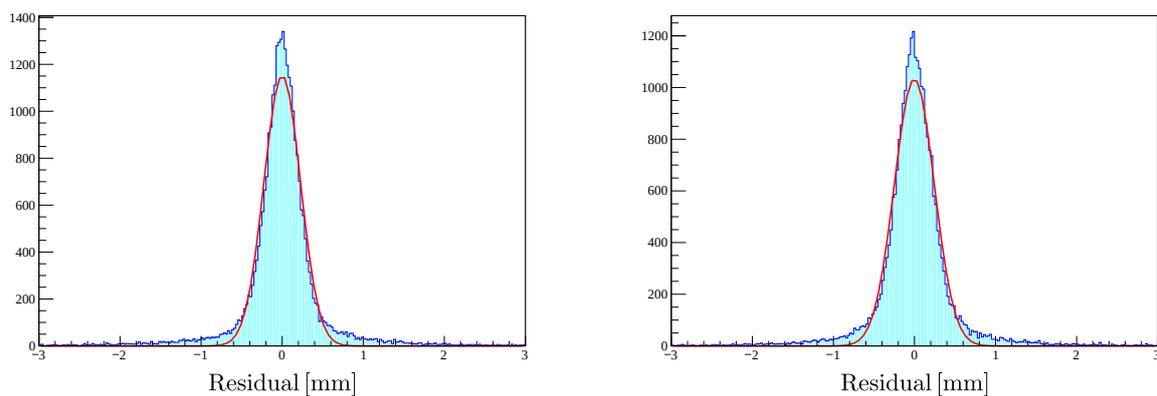


図 3.28: P10 ガスにおけるリファレンスチェンバーの残差分布。(左)refDC1、(右)refDC2。

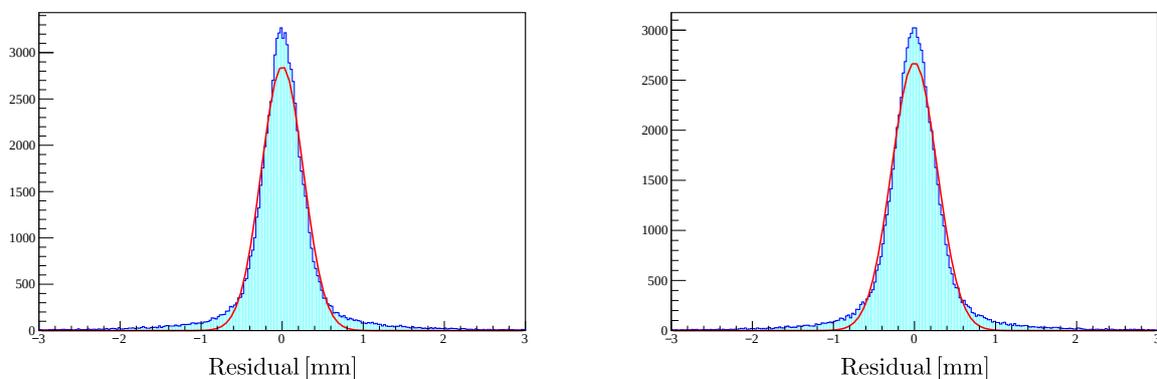


図 3.29: P20 ガスにおけるリファレンスチェンバーの残差分布。(左)refDC1、(右)refDC2。

Gas	refDC1	refDC2
P10	225 $\mu\text{m}$	246 $\mu\text{m}$
P20	260 $\mu\text{m}$	280 $\mu\text{m}$

表 3.8: P10,P20 ガスにおける refDC1,2 の残差の標準偏差  $\Delta r$

Gas	refDC1	refDC2
P10	262 $\mu\text{m}$	288 $\mu\text{m}$
P20	306 $\mu\text{m}$	328 $\mu\text{m}$

表 3.9: 式 3.3.3 を用いた、リファレンスチェンバー 1,2 の各層における位置分解能  $\Delta x_k$ 。

Gas	SSR(ndf=5)	SSR(ndf=6)
P10	250 $\mu\text{m}$ , 260 $\mu\text{m}$	247 $\mu\text{m}$ , 239 $\mu\text{m}$
P20	281 $\mu\text{m}$ , 289 $\mu\text{m}$	281 $\mu\text{m}$ , 275 $\mu\text{m}$

表 3.10:  $\chi^2$  分布を用いた SSR 分布の解析により得られた各層の位置分解能  $\Delta x_k$ 。値は  $x$  面,  $y$  面の順に示す。

Gas	Var(ndf=5)	Var(ndf=6)
P10	247 $\mu\text{m}$ , 239 $\mu\text{m}$	245 $\mu\text{m}$ , 259 $\mu\text{m}$
P20	281 $\mu\text{m}$ , 289 $\mu\text{m}$	281 $\mu\text{m}$ , 275 $\mu\text{m}$

表 3.11:  $\chi^2$  分布を用いた Var 分布の解析により得られた各層の位置分解能  $\Delta x_k$ 。値は  $x$  面,  $y$  面の順に示す。

### NEOLITH-ss 設置位置における内挿精度

以上の結果から、NEOLITH-ss 設置位置 ( $z = 0$ ) における飛跡の内挿精度  $\Delta x_0, \Delta y_0$  を算出した結果を表 3.12 に示す。内挿精度はおよそ 100  $\mu\text{m}$  であり、単層の分解能 (約 300  $\mu\text{m}$ ) と比較して大幅に向上している。これは、リファレンスチェンバー 1 および 2 のコインシデンスを要求したことで、飛跡決定に寄与する有効な測定点数が増加したことと整合的である。本解析において飛跡決定に用いられた平均層数は  $\langle N \rangle \sim 7$  であり、期待される向上係数  $1/\sqrt{7}$  を考慮した理論値 ( $\sigma \sim 113 \mu\text{m}$ ) は実測値とよく一致している (Appendix L 参照)。

以上の結果から、本解析により得られた飛跡内挿精度を、以降の NEOLITH-ss の位置分解能評価に用いる。

Gas	$\Delta x_0$	$\Delta y_0$
P10	102 $\mu\text{m}$	100 $\mu\text{m}$
P20	116 $\mu\text{m}$	115 $\mu\text{m}$

表 3.12: P10, P20 ガスにおける、リファレンスチェンバーから得られた NEOLITH-ss での内挿点  $x_0$  の誤差  $\Delta x_0$ 。

### 3.4.2 NEOLITH-ss の結果及び考察

#### ガス種 (P10 ガス、P20 ガス) の比較

**実験結果** P10 および P20 ガスを用いた際の、NEOLITH-ss の各面における導出位置分布を図 3.30 - 3.34 に示す。また、各座標の残差分布を図 3.35 - 3.37 に示す。

ポテンシャル面およびカソード面から得られた  $x, y$  分布は、いずれも本実験系の幾何学的なアクセプタンスと概ね一致する広がりを示した。カソード面から導出した  $x$  分布については、アノードワイヤーの配置を反映した構造が確認された。カソード面による  $x$  方向の解析においては、リ

ファレンス飛跡に最も近いアノードワイヤーの位置を基準とし、測定値との差を残差として評価した。この残差分布をガウシアンでフィッティングした結果、どちらも概ね  $\sigma \sim 400 \mu\text{m}$  となった。

得られた  $x, y$  の残差分布の標準偏差は、P10 で  $(431 \mu\text{m}, 509 \mu\text{m})$ 、P20 で  $(354 \mu\text{m}, 377 \mu\text{m})$  となった。これらの値を用い、NEOLITH-ss 固有の位置分解能  $\Delta x, \Delta y$  を  $\Delta = \sqrt{\sigma_{residual}^2 - \sigma_{ref}^2}$  の関係式に基づき算出した。その結果を表 3.13 に示す。算出した分解能は、P10 ガス条件下で  $\Delta x = 419 \mu\text{m}$ 、 $\Delta y = 499 \mu\text{m}$ 、P20 ガス条件下で  $\Delta x = 334 \mu\text{m}$ 、 $\Delta y = 359 \mu\text{m}$  となり、P20 ガスにおいて性能が向上する結果が得られた。

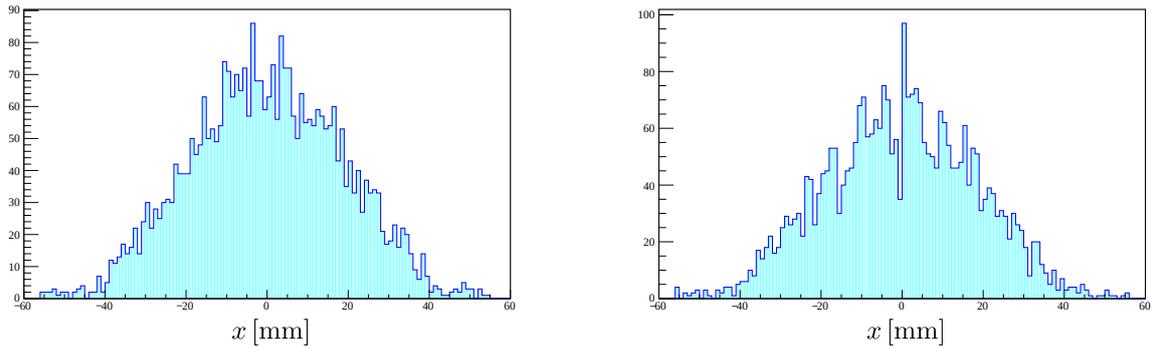


図 3.30: P10, P20 ガス下で、NEOLITH-ss のポテンシャルから得られた  $x$  分布。

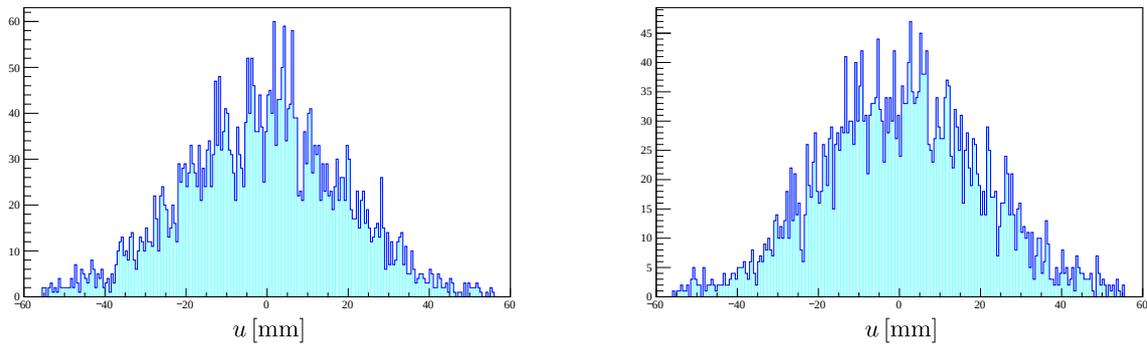


図 3.31: P10, P20 ガス下で、NEOLITH-ss のカソード  $u$  面から得られた  $u$  分布。

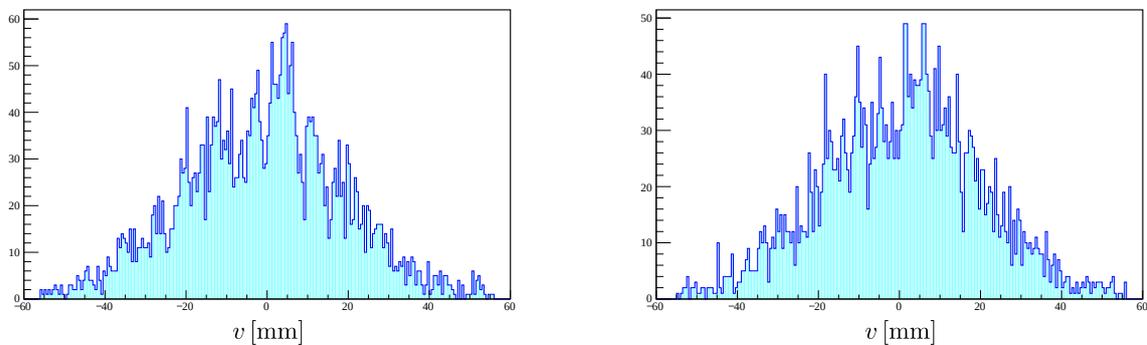


図 3.32: P10, P20 ガス下で、NEOLITH-ss のカソード  $v$  面から得られた  $v$  分布。

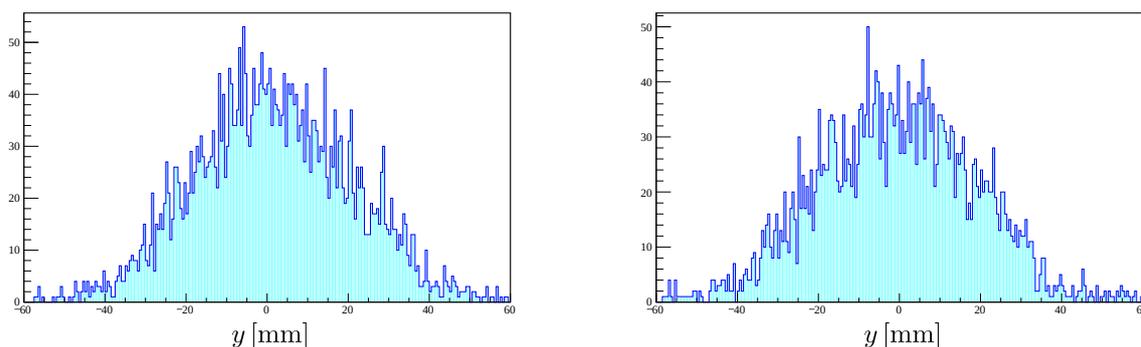


図 3.33: P10, P20 ガス下で、NEOLITH-ss のカソードから得られた  $y$  分布。

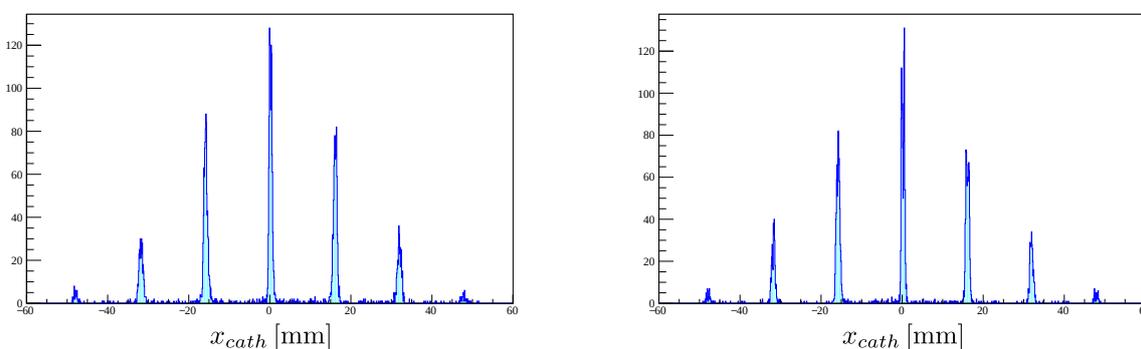


図 3.34: P10, P20 ガス下で、NEOLITH-ss のカソードから得られた  $x$  分布。アノードワイヤーの位置にピークが立っている。

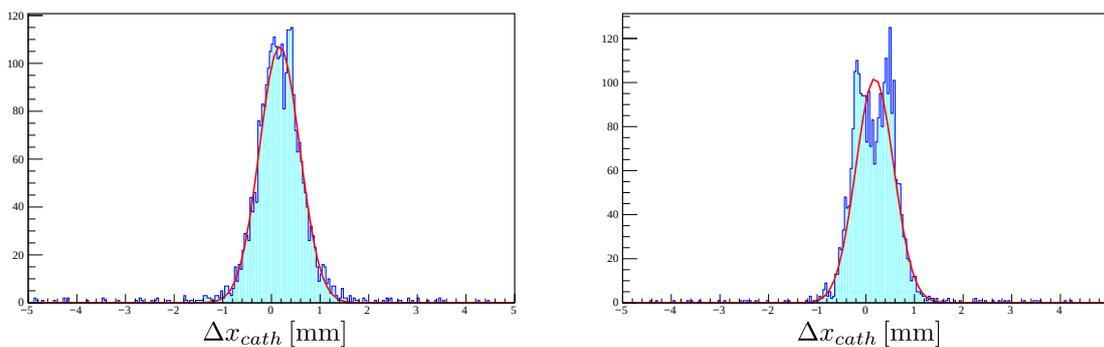


図 3.35: P10 および P20 ガス条件下で、NEOLITH-ss のカソードストリップから得られた  $x$  の残差分布。ガウシアンフィッティングによる標準偏差  $\sigma$  は、左図 (P10) で  $413 \mu\text{m}$ 、右図 (P20) で  $390 \mu\text{m}$  である。

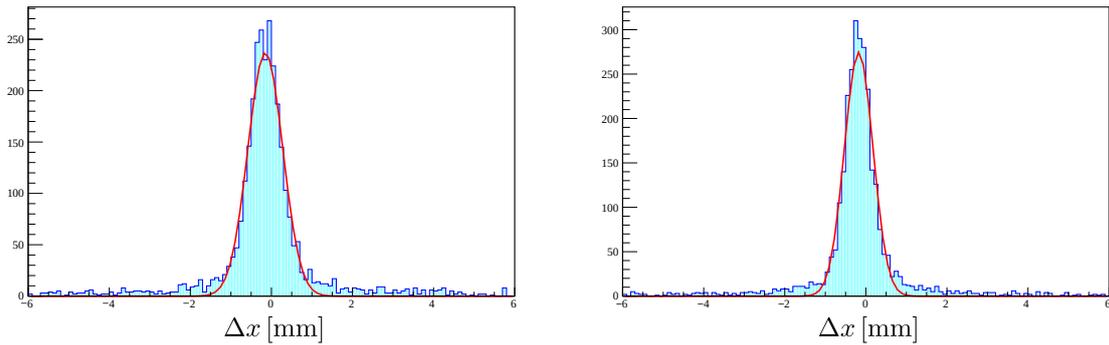


図 3.36: P10 および P20 ガス条件下で、NEOLITH-ss のポテンシャルワイヤーから得られた  $x$  の残差分布。ガウシアンフィッティングによる標準偏差  $\sigma$  は、左図 (P10) で  $431 \mu\text{m}$ 、右図 (P20) で  $354 \mu\text{m}$  である。

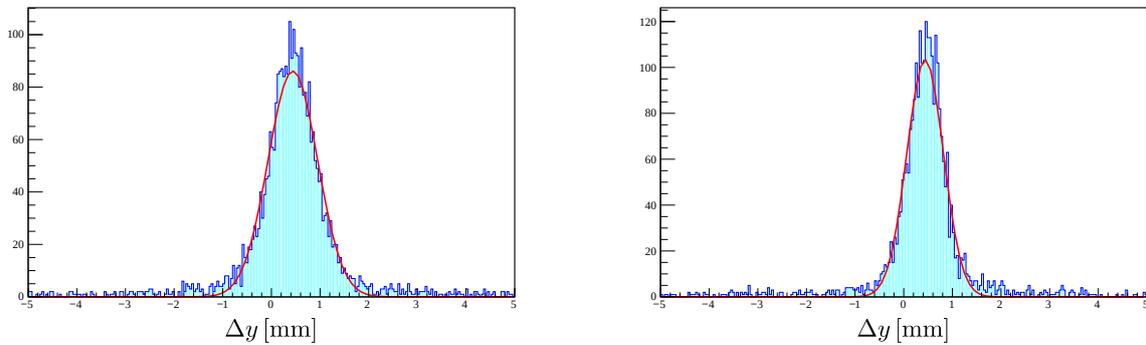


図 3.37: P10 および P20 ガス条件下で、NEOLITH-ss のカソードストリップから得られた  $y$  の残差分布。ガウシアンフィッティングによる標準偏差  $\sigma$  は、左図 (P10) で  $509 \mu\text{m}$ 、右図 (P20) で  $377 \mu\text{m}$  である。

Gas	$\sigma_x$	$\sigma_y$
P10	$419 \mu\text{m}$	$499 \mu\text{m}$
P20	$334 \mu\text{m}$	$359 \mu\text{m}$

表 3.13: P10, P20 ガスにおける、NEOLITH-ss の分解能

考察 図 3.38 に Garfield++[23] による P10, P20 ガスの拡散度と電場依存性を比較したシミュレーション結果を示す。本計算結果からワイヤーの軸方向および径方向に対し、P20 ガスの方が拡散の影響が小さいと確認できる。

拡散の抑制は、ドリフト過程における電子の空間的な広がり低減を意味する。これにより、位置導出の基本物理量である TDC (ドリフト時間) や ToT (誘起電荷量) の測定値における統計的なゆらぎが抑えられ、決定精度の向上が示唆される。

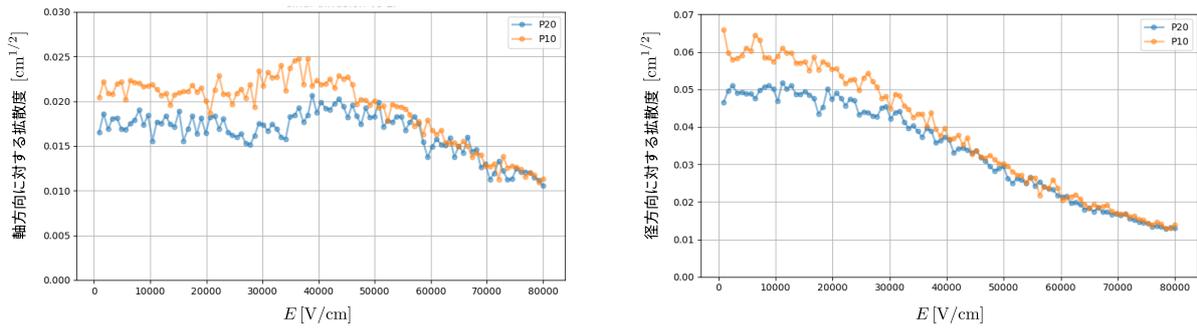


図 3.38: 半径 8 mm、アノードワイヤーの太さ  $20 \mu\text{m}$  の同軸ケーブルを仮定した、Garfield++[23] による P10, P20 ガスの拡散度と電場依存性を比較したシミュレーション結果。アノードワイヤーに対する軸方向 (左) 及び径方向 (右) を表しており、プロットの間隔はおよそ  $800 \text{ V/cm}$  である。P10, P20 ガスにおける印加電圧はそれぞれ 1800, 2050 V であるが、実効的なドリフト距離である 1 mm から 8 mm では、両者とも概ね  $800 \text{ V/cm}$  から  $7000 \text{ V/cm}$  の電場範囲に対応している。この図から、P20 ガスの方が拡散が小さいと確認できるが、これはすなわち、ドリフトする電子の分布の広がり小さいことを意味しており、TDC や ToT の一意性による位置決定精度の向上が示唆される。

実際に、ポテンシャルワイヤーにおけるドリフト距離と TDC の関係 (図 3.39,3.40) を確認すると、P20 ガスの方がわずかではあるが TDC 分布の広がり小さい。同様に、カソードストリップにおける  $S_m$  に対する電子雪崩の位置と  $\text{ToT}_m/\text{ToT}_l/\text{ToT}_r$  の関係 (図 3.41,3.42,3.43) を確認すると、P20 ガスの方が ToT 分布の広がり小さい。

本検出器ではこれらの TDC および ToT の値を用いて位置導出を行っているため、拡散の影響が比較的小さい P20 ガスにおいて TDC および ToT の分布の広がり抑えられていることは、最終的な位置分解能の改善と整合的である。

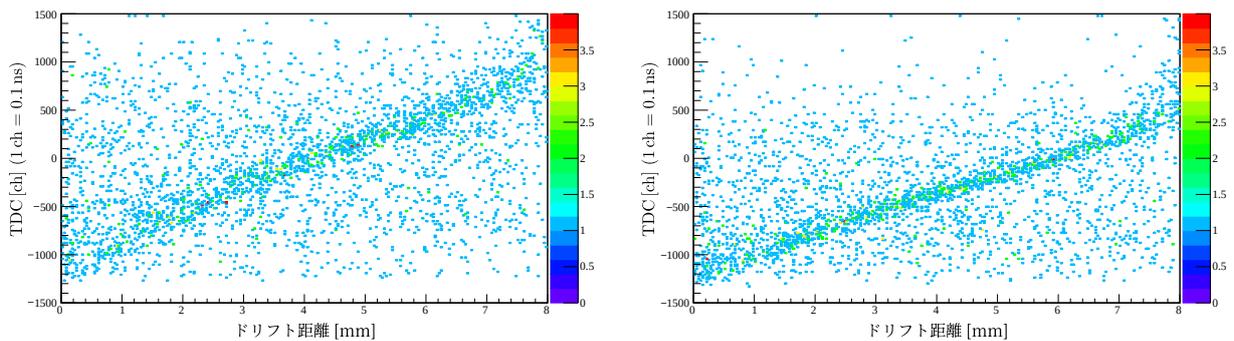


図 3.39: 左が P10、右が P20 における、TDC とドリフト距離の関係図。

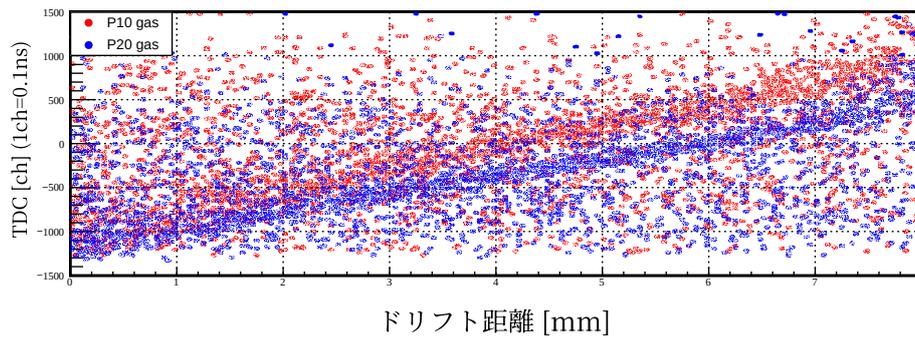


図 3.40: P10 (赤) と P20 (青) における TDC とドリフト距離の関係を合成した図。ドリフト時間は異なっているものの、P20 における TDC の広がり僅かながら狭いと分かる。

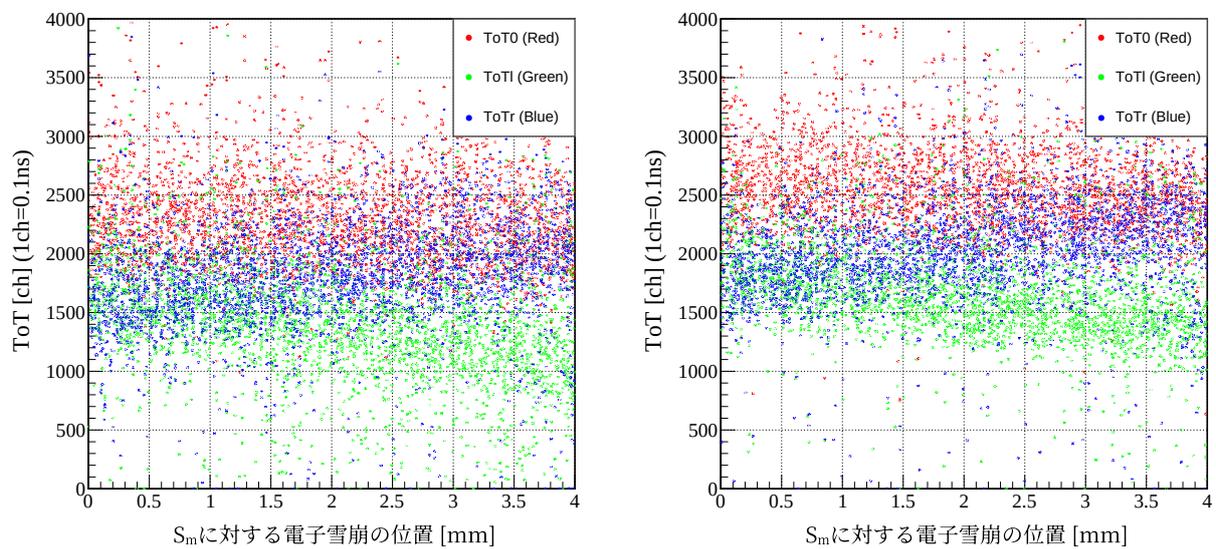


図 3.41: 左が P10、右が P20 における、 $ToT_m$  (赤) /  $ToT_l$  (緑) /  $ToT_r$  (青) と  $S_m$  に対する電子雪崩の位置。

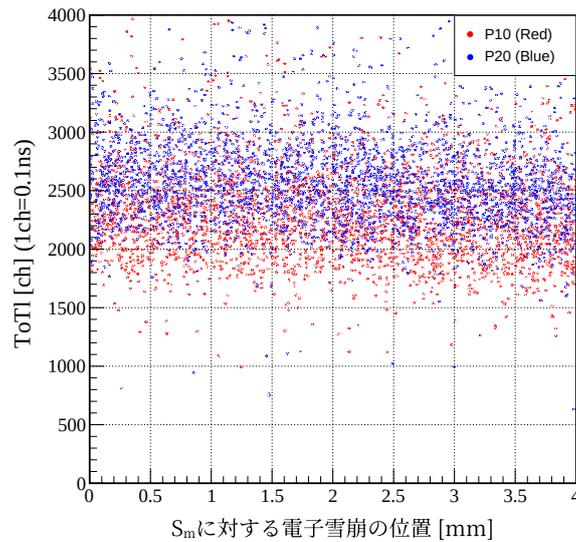


図 3.42: P10 (赤) と P20 (青) における  $ToT_m$  と  $S_m$  に対する電子雪崩の位置の関係を合成した図。P10 と P20 における  $ToT_m$  の広がりの違いは、この図からは確認できない。

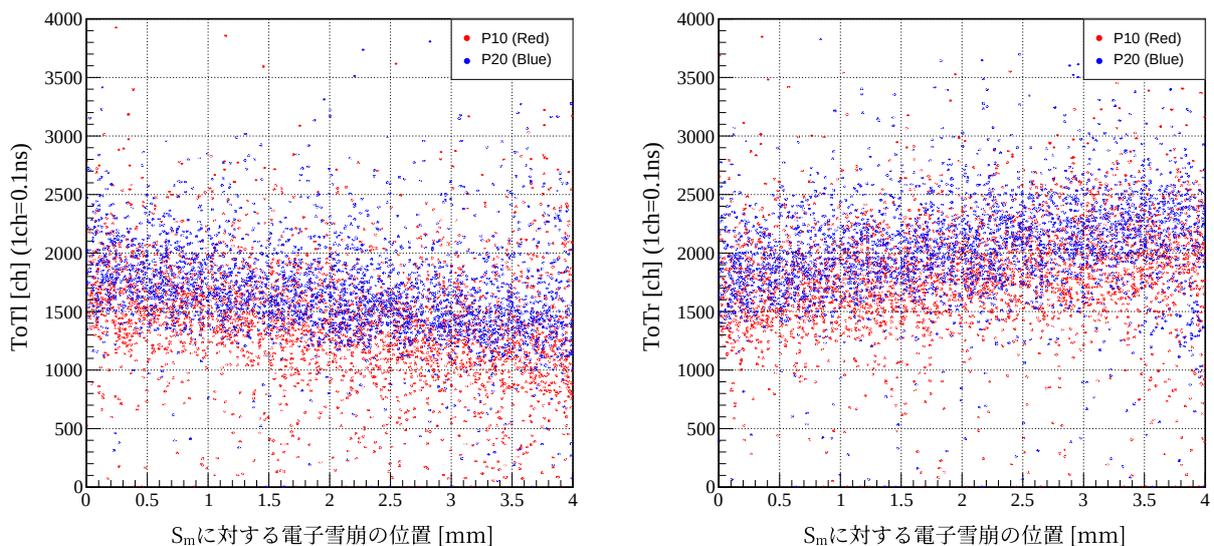


図 3.43: P10 (赤) と P20 (青) における  $ToT_l$ (左図),  $ToT_r$ (右図) と  $S_m$  に対する電子雪崩の位置の関係を合成した図。 $ToT_{l,r}$  ともに、広がりには P20 の方が小さいと確認できる。

### カソードストリップ幅 8 mm と 10 mm の比較

**実験結果** カソードストリップ幅 (8 mm と 10 mm) の違いによる、NEOLITH-ss の各面における導出位置分布を図 3.44 - 3.48 に示す。また、各座標の残差分布を図 3.49 - 3.51 に示す。なお、測定条件は共通して P20 ガスとした。

カソード面による  $x$  方向の解析においては、リファレンスの飛跡に最も近いアノードワイヤーの位置を基準とし、測定値との差を残差として評価した。この残差分布をガウシアンでフィッティ

ングした結果、両者ともに  $\sigma \sim 400 \mu\text{m}$  となった。

さらに  $x$  および  $y$  の残差分布の標準偏差は、ガウシアンによるフィッティングの結果、ストリップ幅 8 mm で  $(354 \mu\text{m}, 377 \mu\text{m})$ 、10 mm で  $(356 \mu\text{m}, 394 \mu\text{m})$  となった。これらの値を用い、NEOLITH-ss 固有の位置分解能を評価した結果を表 3.14 に示す。

算出した位置分解能は、8 mm 幅において  $\Delta x = 334 \mu\text{m}$ 、 $\Delta y = 359 \mu\text{m}$ 、10 mm 幅において  $\Delta x = 337 \mu\text{m}$ 、 $\Delta y = 377 \mu\text{m}$  となった。ポテンシャル読み出し ( $x$  方向) ではストリップ幅による有意な差は見られない一方、カソード読み出し ( $y$  方向) では幅の拡大に伴い位置分解能がわずかに悪化する傾向が確認された。

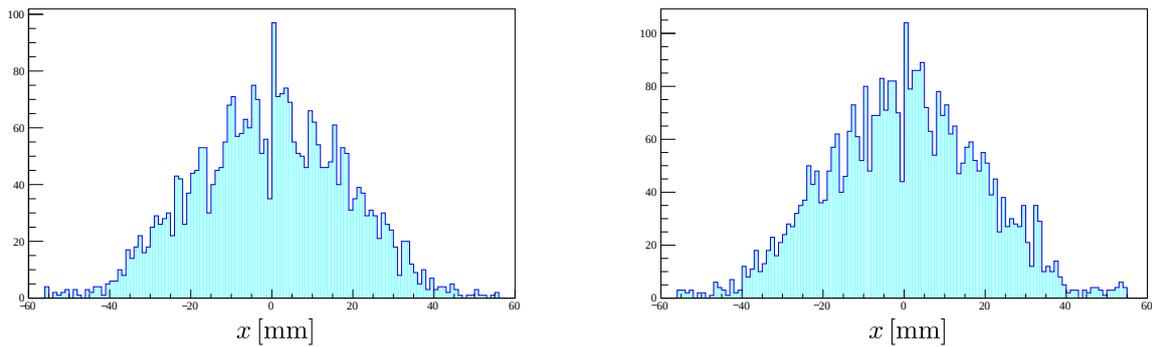


図 3.44: カソードストリップ 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss のポテンシャルから得られた  $x$  分布。

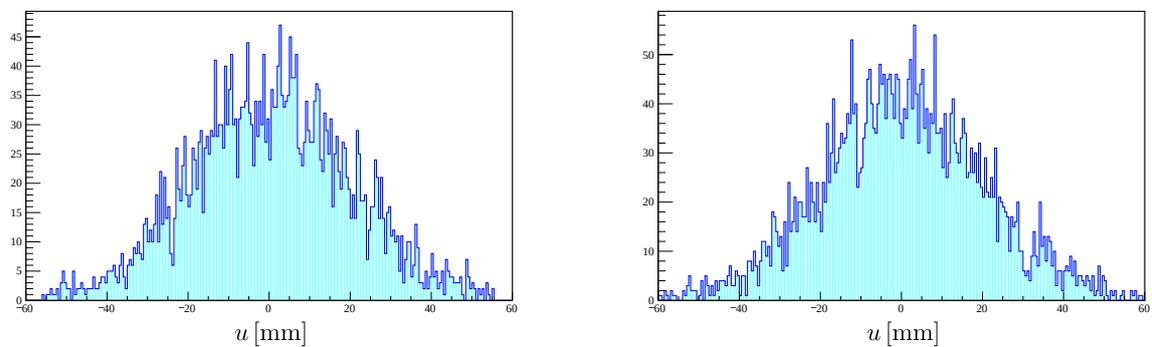


図 3.45: カソードストリップ 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss のカソード  $u$  面から得られた  $u$  分布。

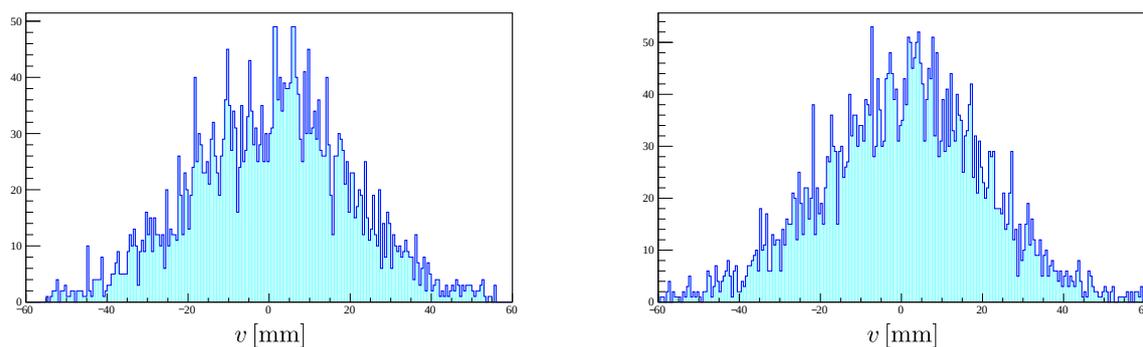


図 3.46: カソードストリップ 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss のカソード  $v$  面から得られた  $v$  分布。

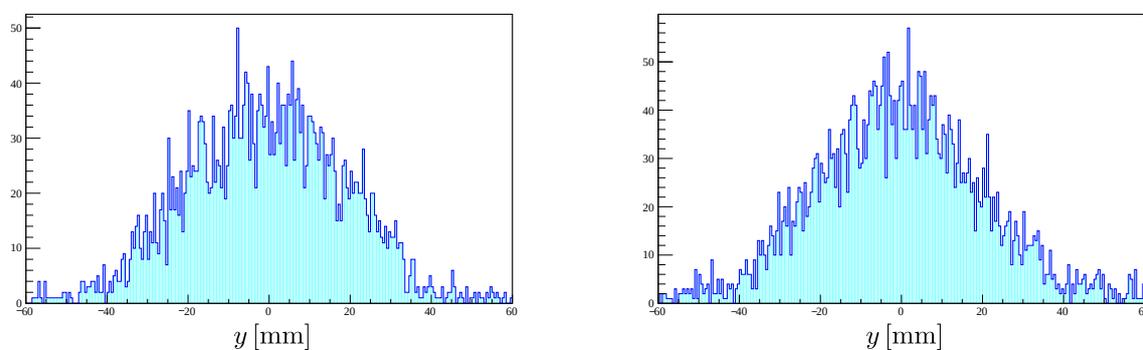


図 3.47: カソードストリップ 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss のカソードから得られた  $y$  分布。

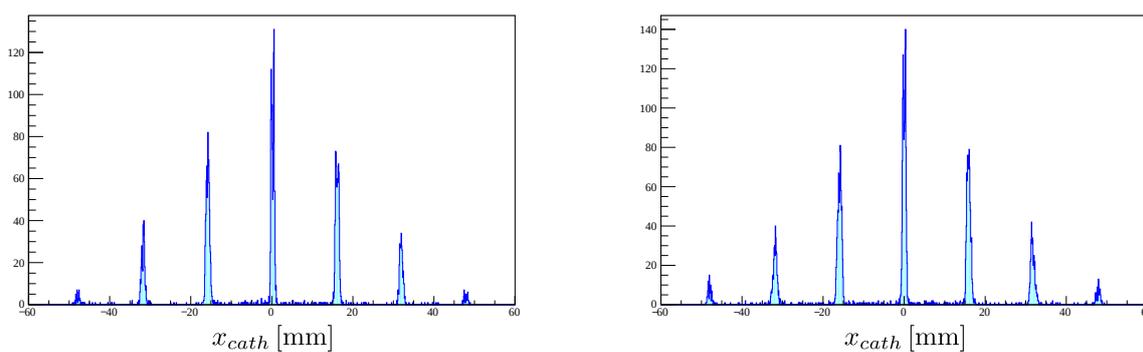


図 3.48: カソードストリップ 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss のカソードから得られた  $x$  分布。

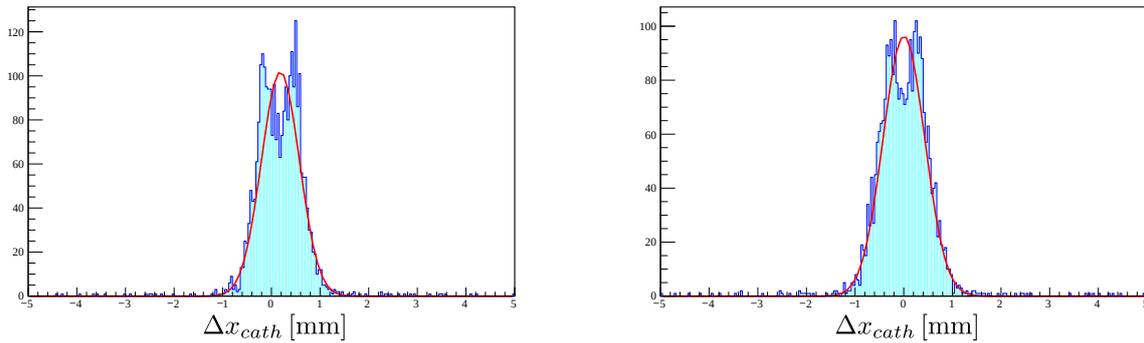


図 3.49: カソードストリップ幅 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss のカソードストリップから得られた  $x$  の残差分布。ガウシアンフィッティングによる標準偏差  $\sigma$  は、左図 (8 mm) で  $390 \mu\text{m}$ 、右図 (10 mm) で  $428 \mu\text{m}$  である。

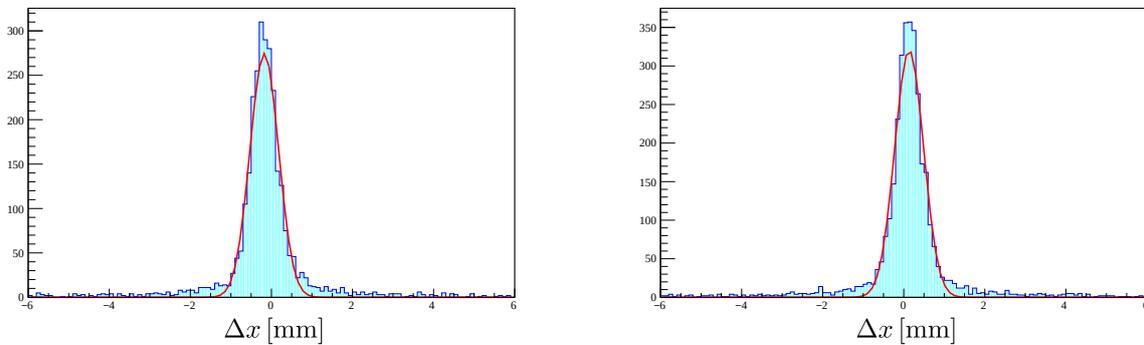


図 3.50: カソードストリップ幅 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss のポテンシャルから得られた  $x$  の残差分布。ガウシアンフィッティングによる標準偏差  $\sigma$  は、左図 (8 mm) で  $354 \mu\text{m}$ 、右図 (10 mm) で  $356 \mu\text{m}$  である。

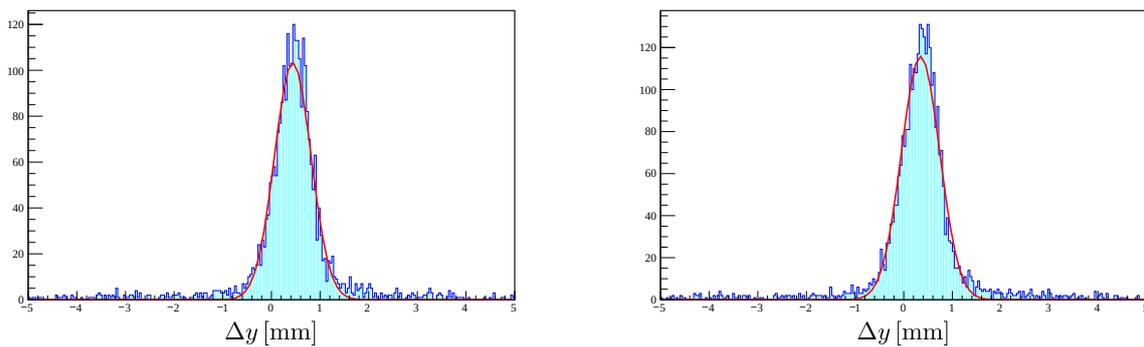


図 3.51: カソードストリップ幅 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss のカソードから得られた  $y$  の残差分布。ガウシアンフィッティングによる標準偏差  $\sigma$  は、左図 (8 mm) で  $377 \mu\text{m}$ 、右図 (10 mm) で  $394 \mu\text{m}$  である。

Cathode strip size	$\sigma_x$	$\sigma_y$
8 mm	334 $\mu\text{m}$	359 $\mu\text{m}$
10 mm	337 $\mu\text{m}$	377 $\mu\text{m}$

表 3.14: カソードストリップ 8 mm, 10 mm における、NEOLITH-ss の分解能

考察 まずポテンシャルワイヤーから得られる  $x$  方向の位置について述べる。ポテンシャルワイヤーによる位置導出はドリフト距離と ToT によって決定されるが、カソードストリップ幅を変更してもドリフト電場やドリフト距離自体には変化が生じないと考えられる。実際、ガス比較の際には拡散の影響による差が見られたが、本比較の結果（図 3.52）からはそのような傾向は確認されない。

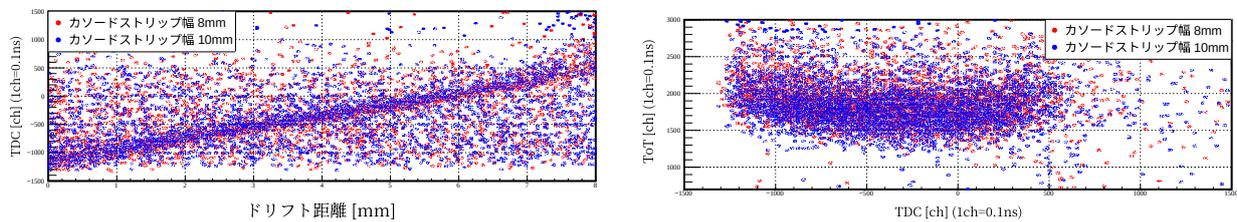


図 3.52: 左の図がドリフト距離と TDC の関係図、右の図が ToT と TDC の関係図。赤のプロットがカソードストリップ幅 8 mm で、青のプロットが 10 mm。いずれの分布図もカソードストリップ幅によらない結果である。

一方、カソードストリップから導出される  $y$  方向の位置分解能については、わずかではあるが差が生じた。これは以下の 2 つの相反する効果が相殺した結果であると考えられる。

第一に、ストリップ幅が広い (10 mm) ことによる利点である。ストリップ幅が広くなることで、前 3.3 節の図 3.22 に示すように、 $\Delta\text{ToT}$  の値と位置との対応関係がより一意に定まりやすくなる。これにより、 $\Delta\text{ToT}$  を用いた位置決定の精度向上が期待される。実際に、 $S_m$  に対する位置と  $\text{ToT}_m/\text{ToT}_l/\text{ToT}_r$  の関係 (図 3.53) からは、 $\text{ToT}_l, \text{ToT}_r$  の変化が大きいことが確認できる。しかし、欠点として幾何学的な精度の低下が挙げられる。カソードストリップを画素として捉えた場合、8 mm 幅に比べて 10 mm 幅の方が粗くなり、位置決定精度は悪化する。このような相反する影響によって、結果的に両者の分解能が近くなったと考えられる。

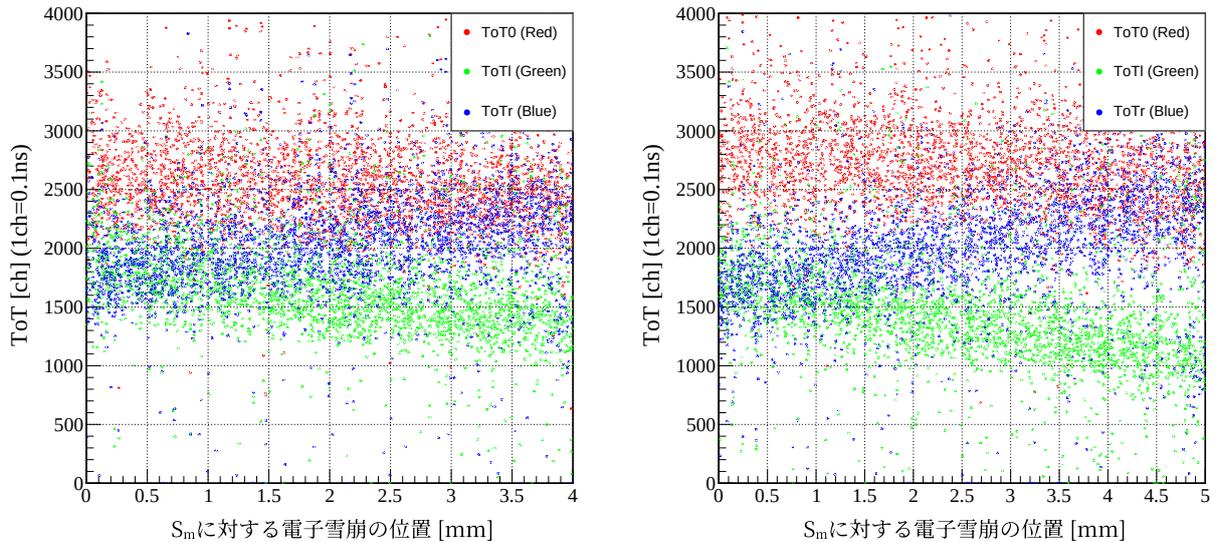


図 3.53: 左が 8 mm、右が 10 mm における、 $ToT_m$  (赤) /  $ToT_l$  (緑) /  $ToT_r$  (青) と  $S_m$  に対する電子雪崩の位置。この図から、カソードストリップ幅が 10 mm の方が、 $ToT_{l,r}$  の変化が大きいと分かる。カソードストリップから位置導出する際、 $\Delta ToT_{l,r} = ToT_m - ToT_{l,r}$  を用いるため、図の結果は、カソードストリップ幅 10 mm において位置導出精度が向上する可能性を示している。

### 3.5 まとめ

本章では、NEOLITH に用いられるドリフトチェンバーの試作機である NEOLITH-ss に関して、原理実証及び、各種条件 (充填ガスやカソードストリップ幅) が異なる場合における比較実験を行った。

原理の検証として、前章 (第 2 章) で述べた予想と本測定結果との間に整合性が見られ、本読み出し方式においても位置導出が可能であることが示された。

P10,P20 ガスの比較についてだが、P10 ガスにはクエンチガスとして  $CH_4$  が多く含まれているため、より高い電圧を加える必要があった。また、位置導出精度の比較から、P20 ガスを用いた場合の方が分解能が良いことが確認された。この差異については、NEOLITH-DC の最大ドリフト長が 8 mm と長いことから、拡散の影響が寄与している可能性が示唆される。

カソードストリップピッチを変更した場合、検出効率曲線がポテンシャル、カソードともに 30 V ほどより高電圧にずれた。また、ポテンシャルワイヤー、カソードストリップからの位置導出精度に変化は、 $(3\mu m, 18\mu m)$  であった。カソード面では、 $ToT$  の一意性の向上が見られたものの、ピッチ増大による幾何学的な制約が影響し、最終的な位置導出精度に有意な変化は得られなかった。

## 第4章 NEOLITH-s を用いた実験

前章までに、新型中性子検出器 NEOLITH の設計指針、シミュレーションや理論式による原理検証、宇宙線を用いた位置分解能の評価について論じた。これにより、カソード・ポテンシャル読み出し方式を採用したドリフトチェンバーにおける、1層のみでの2次元位置導出原理、および試作機による基礎的な動作が確認された。

本章では、これらの検証結果を踏まえ、実際の中性子ビーム照射下における NEOLITH-DC の動作特性、および広範な角度分布を持つ散乱粒子に対する飛跡導出アルゴリズムの開発、およびこれによって得られる飛跡の妥当性について評価する。本実験の主要な目的は、多中性子系観測において想定されるエネルギー領域の中性子に対し、十分な検出効率と飛跡再構成能力を有することを実証実験によって明らかにすることである。そのため、本検出器構成は試作機である NEOLITH-s にプラスチックシンチレータを組み合わせた、実際の NEOLITH に準じた設計となっている。

本実験は、2025年6月に理化学研究所 RIBF にて実施された  $^{50,52}\text{Ca}$  ビームを用いた (p, pX) クラスターストックアウト反応実験の機会を利用して行われた。本実験装置はビーム最下流に設置され、二次ビームと水ターゲットの衝突により生成された中性子を測定対象とした。また、解析の比較参照用として、トライトンビームおよび宇宙線のデータ取得も併せて実施した。

本章の構成は以下の通りである。まず第4.1節にて、実験セットアップ、NEOLITH-s、プラスチックシンチレータ、Veto 検出器の装置仕様、およびデータ収集系の概要を記述する。第4.2節では、中性子・トライトン・宇宙線の各事象に対する検出効率の評価結果を報告する。またここでは、散乱陽子のエネルギーと NEOLITH-s の検出効率の相関について述べる。第4.3節では、大角度で入射する散乱粒子に対する飛跡導出アルゴリズムの開発、およびこれによって得られる飛跡の妥当性について述べる。角度依存によるドリフト距離の非一様性や、隣接セルを通過する粒子によって生じる複数電子雪崩の処理など、本研究で開発・改善した解析手法を提示する。第4.4節では、得られた位置・角度分布に基づき、位置分解能の評価を行う。ドリフトチェンバーから得られた飛跡をプラスチックシンチレータへ外挿し、位置分解能の角度依存性や深さ補正の有効性について検証する。またその過程で、角度分布解析によって中性子事象と荷電粒子事象を識別することで、中性子事象選別の妥当性を検証した。最後に第4.5節において、本章の結論を総括する。

### 4.1 実験セットアップ

本節では、RIBF における実証実験の具体的な測定条件について述べる。本節の構成は以下の通りである。まず、検出器同士の相対距離を含む幾何学的配置、および本実験における座標定義について述べる。次に、測定対象とした中性子および比較用のトライトンのビーム条件を提示する。続いて、NEOLITH-s、プラスチックシンチレータ、および Veto 検出器の各装置仕様、解析上の不感領域の扱いや運用条件について詳述する。最後に、トリガー条件について述べる。

## 4.1.1 本検出器の配置と座標定義

本実験装置は、2 台のドリフトチェンバー (NEOLITH-s1, s2)、その前後に配置された計 6 本のトリガー用プラスチックシンチレータ (トリガーシンチ)、および最上流に設置された荷電粒子排除用の Veto 検出器 (Veto シンチ) により構成される。図 4.1 にその模式図を、図 4.2 に実験セットアップ写真を示す。

上流・下流に配置されたトリガーシンチの内側表面間の距離は 18.99 cm であり、上流側トリガー表面から NEOLITH-s1 および s2 のセンス面までの  $z$  軸方向の距離は、それぞれ 4.3719 cm、および 14.7699 cm である。また、2 台の NEOLITH-s のセンス面間は 10.398 cm である。測定系における詳細な物質表については、Appendix C に詳述する。

本解析における座標系を、図 4.3 に示す。ビーム軸方向を  $z$  軸、ビーム上流から見て水平左向きを  $x$  軸、垂直上向きを  $y$  軸と定義する。NEOLITH-s では、ポテンシャルワイヤーによって  $x$  座標を取得し、カソードストリップにより  $y$  座標を取得する構成となっている。 $y$  座標の導出に用いるカソードストリップの  $u, v$  軸は、 $x$  軸に対して  $\pm 45^\circ$  傾いた幾何学的配置となっている。

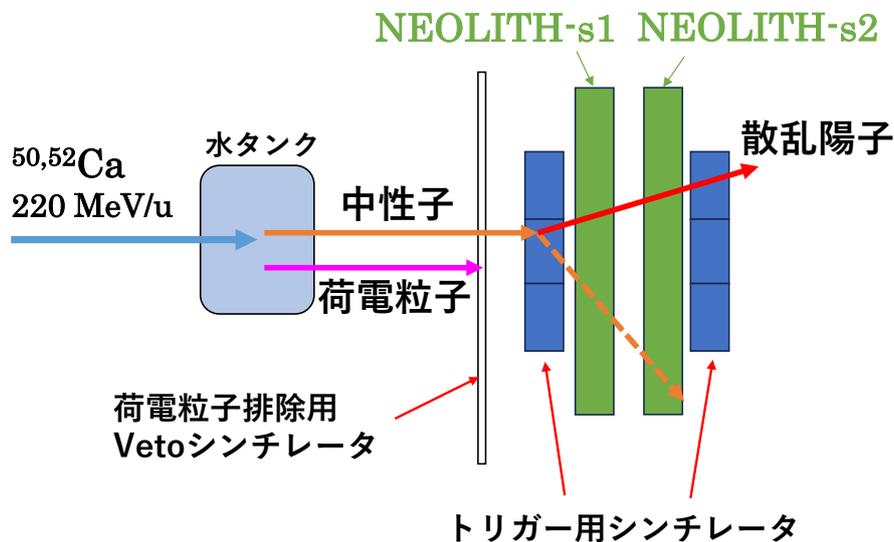


図 4.1: NEOLITH-s システムの模式図。ビーム上流 (左側) から順に、Veto シンチ、トリガーシンチ、NEOLITH-s1、NEOLITH-s2、トリガーシンチが配置されている。

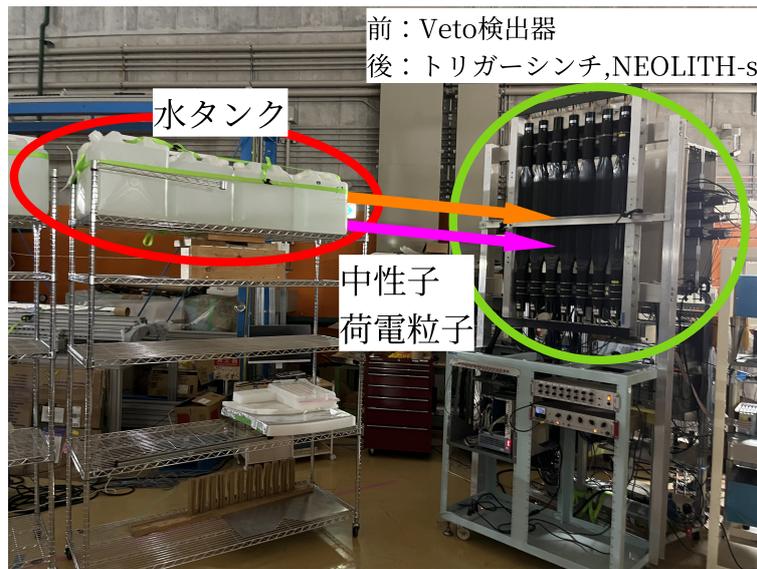


図 4.2: 実験セットアップ写真。左がビーム上流で、右がビーム下流である。

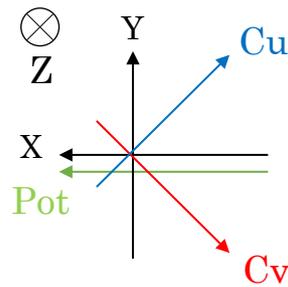


図 4.3: 本実験解析における座標の定義図。ポテンシャルワイヤーから  $x$  座標、カソードストリップ  $u, v$  から  $y$  座標を導出する。

#### 4.1.2 用いたビーム条件

本実験では、検出器の性能評価を行うために、性質の異なる以下の二種類のビームを用いた。

一つ目は、本実験の主目的である中性子検出の実証に用いた中性子ビームである。エネルギー  $220 \text{ MeV/u}$  を持つ中性子過剰核であるカルシウム同位体  $^{50,52}\text{Ca}$  ビームを、上流に設置された水タンクに入射させ、原子核破碎反応によって生成された中性子を測定対象とした。これに伴い、本検出器系に入射した際に生じる反跳陽子のエネルギーは  $0$  から  $300 \text{ MeV}$  に及ぶ非常にダイナミックなレンジを持つことが想定された (図 4.4)。

二つ目はトライトンビームである。水タンクを経由させずに直接輸送した。NEOLITH-s に入射するトライトンの運動エネルギーは  $246.95 \text{ MeV/u}$  であった。この既知のエネルギーを持つトライトンビームは、後述する検出効率の評価において基準として用いられる。

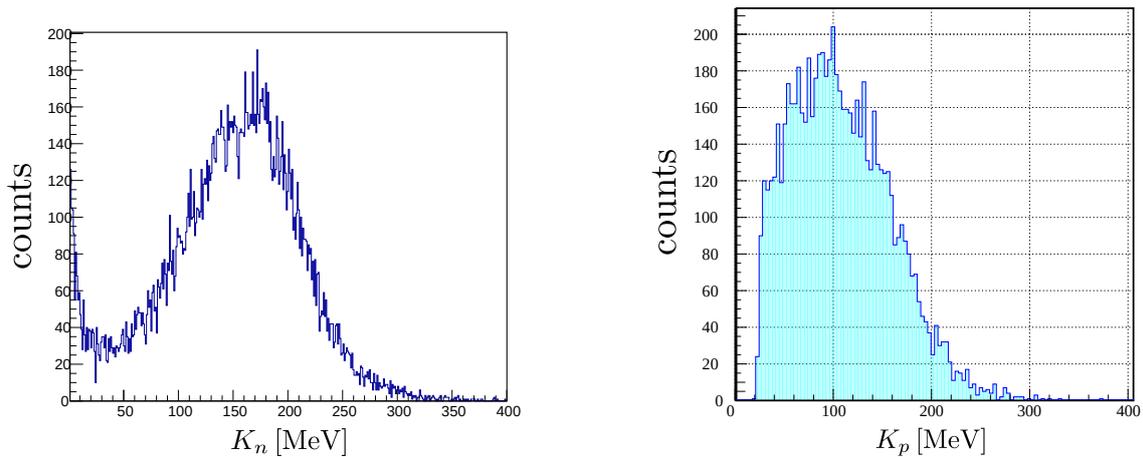


図 4.4: 本実験で予想される、(左) NEOLITH-s の上流トリガーシンチレータに入射する中性子、(右) 散乱陽子のエネルギースペクトル [25]。

### 4.1.3 各検出器の主要諸元

#### NEOLITH-s

本研究の主要な測定器である NEOLITH-s は、カソード・ポテンシャル読み出し方式を採用したドリフトチェンバーであり、同一仕様の個体 (NEOLITH-s1, s2) を直列に配置して運用した。そのため、ポテンシャルワイヤーは NEOLITH-s1, s2 で同じ  $x$  座標となっている。筐体サイズは  $530(\text{H}) \times 680(\text{W}) \times 56(\text{D}) \text{ mm}^3$  であり、その内部に  $342(\text{H}) \times 577(\text{W}) \text{ mm}^2$  の有感領域を有する。基本設計はアノードワイヤー間隔 (セルサイズ) を  $16 \text{ mm}$ 、カソードストリップ幅を  $8 \text{ mm}$  とし、充填ガスには P20 を用いている。中性子ビーム測定時におけるアノード印加電圧は  $V = +1900 \text{ V}$  に設定した。

信号読み出しチャンネルについては、カソードストリップは端部の接地された 3 本を除いた計 77 本、ポテンシャルワイヤーは両端各 6 本の接地を除いた計 36 本で構成される。なお、検出器の製作上の理由により、ストリップおよびワイヤーの端部の一部に欠損が生じており、信号読み出しが不可能なチャンネルが存在した (詳細は Appendix B)。

通常、信号が読み出されなかったチャンネルについては、セル内で電子雪崩が発生しなかった、あるいは信号強度がディスクリミネータの閾値未満であったと解釈される。この信号がないという事実は、粒子がそのワイヤー近傍を通過していない可能性が高いことを示唆しており、飛跡再構成において重要な制約条件として機能する。しかし、前述の欠損チャンネルについては、粒子の通過の有無に関わらず恒久的に信号が得られない。これを通常的非検出と同様に扱った場合、解析に誤ったバイアスを与えることとなる。したがって本解析では、これらの欠損部分を単なる非検出チャンネルとして扱うのではなく、幾何学的にその領域にワイヤーやストリップが存在しない物理的な空隙 (不感領域) であると定義し、位置導出等の計算アルゴリズムから完全に除外する処理を適用した。

## トリガーシンチレータ

トリガーシンチはドリフトチェンバーの前後段にそれぞれ 3 本ずつ配置されている。目的としては、トリガーの生成及び信号のタイミング情報、電荷情報 (QTC) の取得である。これらの情報から、NEOLITH-s システムを通過する荷電粒子の ToF、通過位置を導出し、粒子の速度  $\beta$  を決定した。また、QTC 情報から得られるエネルギー損失と併せて解析を行うことで、ソフト上でのイベント除去を行った。

個々のシンチレータは、有感領域  $100(\text{H}) \times 450(\text{W}) \text{ mm}^2$ 、厚さ 60 mm の寸法を有する。これらを鉛直方向に 3 本隙間なく並べることで、システム全体として  $300(\text{H}) \times 450(\text{W}) \text{ mm}^2$  の有感領域を確保した。この有感領域のサイズは、後段のドリフトチェンバー ( $342(\text{H}) \times 577(\text{W}) \text{ mm}^2$ ) に比べて一回り小さく設計されている。これにより、上流および下流のトリガーシンチを共に通過した粒子は、幾何学的に必ず NEOLITH-s1 および s2 の有感領域内を通過する構成となっている。

各シンチレータの両端には光電子増倍管が接続されている。PMT への印加電圧は、 $^{60}\text{Co}$  ガンマ線源を用いてのゲイン調整によって決定した。具体的には、シンチレータ中心部において観測されるコンプトンエッジの信号波高が  $-30 \text{ mV}$  となるよう、各 PMT の印加電圧を個別に最適化している (詳細は Appendix D 参照)。

一方で、最大値に関しては、中性子反応によって想定されるダイナミックレンジの確保を考慮した。CECIL コード [18] を用いたシミュレーションによると、入射中性子エネルギーが  $200 \sim 300 \text{ MeV}$  の領域において、反跳陽子等によるプラスチックシンチレータの発光量は最大で約  $100 \text{ MeVee}$  に達すると見積もられた (図 4.5) [26]。このような大光量信号をそのままデータ収集系に入力した場合、QTC の測定可能範囲を超過し、正確なエネルギー損失情報を取得できなくなる恐れがある。そこで本実験では、信号波高を QTC の入力レンジ内に収めるため、PMT からの生信号をスプリッターに入力し、信号強度を物理的に  $1/2$  に減衰させる回路構成を採用した。具体的には、前述の  $^{60}\text{Co}$  キャリブレーションにおいて  $-30 \text{ mV}$  に調整された信号は、スプリッター通過後の QTC 入力段においては  $-15 \text{ mV}$  相当の信号として扱われる。この構成により、信号のサチュレーションを防ぐことが可能となった。

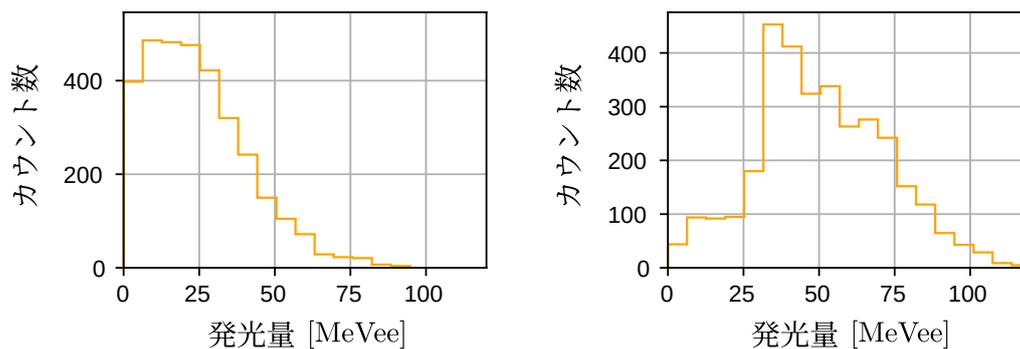


図 4.5:  $E_n = 200 \text{ MeV}$  での、前面 (左図) 及び後面 (右図) のトリガーシンチレータにおける発光量に関する CECIL ら [18] によるシミュレーション結果 [26]。ただし、後面シンチレータの発光量が  $2 \text{ MeVee}$  以上であるという条件付けを行った。これはこの閾値以下では、PMT で検出できないということを考慮した。シミュレーションの結果、本実験条件における最大発光量は約  $100 \text{ MeVee}$  に達すると見積もられ、これに基づき信号の減衰率を決定した。

### Veto シンチレータ

Veto シンチレータは、トリガーシンチに入射する不要な荷電粒子を、データ収集のトリガー回路上で排除することを目的として設置された。検出器は 7 本のプラスチックシンチレータによって構成されている。各シンチレータの厚さは 10 mm、サイズは 450(H) × 100(W) mm<sup>2</sup> である。これらを縦方向に 7 つ並べることで、全体として 450(H) × 700(W) mm<sup>2</sup> の有感領域を形成し、トリガーシンチの有感領域 (300(H) × 450(W) mm<sup>2</sup>) をカバーする配置とした。

複数のシンチレータを並置して平面を構成する場合、各シンチレータの接合部（ラッピング材や物理的な隙間）が不感領域となり、荷電粒子の検出漏れを引き起こす可能性がある。本実験では荷電粒子の確実な排除が要求されるため、この対策として Veto 検出器全体をビーム軸に対してわずかに傾けて設置する手法を採用した。これにより、ビーム軸に平行に入射する粒子が接合部をすり抜けることを幾何学的に防止し、全領域において粒子がいずれかのシンチレータを通過する構成を実現した。

しかし、幾何学的な隙間対策を講じた一方で、実際の測定においては、特定の  $x$  座標において Veto シンチを回避してトリガーシンチへと入射する荷電粒子事象の混入が確認された。このようなバックグラウンドイベントに対しては、後述する解析プロセスにおいて、粒子同定および角度分布に基づき、中性子イベントの選別を図った。

なお、各シンチレータの両端に接続された光電子増倍管の印加電圧については、トリガーシンチレータと同様の手法で決定している（詳細は Appendix D 参照）。

#### 4.1.4 トリガー条件

本実験におけるデータ取得のトリガーは、中性子反応イベントを選別し、かつ不要な荷電粒子バックグラウンドを排除するように構築した。まず、イベントの候補となる荷電粒子の通過判定には、NEOLITH-s の前後に配置されたトリガーシンチレータを用いた。前段の 3 本のうちいずれか 1 本以上、および後段の 3 本のうちいずれか 1 本以上で信号が観測され、かつそれらのタイミングが同時であることを要求した。さらに、荷電粒子除去のために設置した Veto 検出器の 7 本のうち、いずれか 1 本以上で信号があった場合を Veto として加えた。最終的なトリガー条件式を以下に示す。

$$\text{trigger} = (\text{Front trigger scinti. OR} \cap \text{Rear trigger scinti.}) \cap \overline{\text{Veto scinti. OR}} \quad (4.1.1)$$

上記の設定を用いてビーム照射実験を行った結果、データ収集レートは Ca ビームで平均 140 Hz (ビーム試験を通じて最高でも約 830 Hz) であった。このレート下では、データ取得系システムは安定したデータ取得を行った。

## 4.2 検出効率及び散乱陽子とのエネルギー依存性

本節では、ビーム実験および宇宙線測定によって得られた NEOLITH-s の検出効率の評価結果について述べる。

本節の構成は以下の通りである。まず第 4.2.1 項にて、宇宙線、トライトンビーム、および中性子ビーム反応由来の反跳陽子に対する検出効率の印加電圧依存性を示す。そして、各粒子の検出

効率の電圧に対する差異に着目し、このシフト量から入射粒子のエネルギーに関する考察を行う。第 4.2.2 項では、粒子識別によって、中性子による事象の確からしさを示す。第 4.2.3 項では、生成された散乱陽子の運動エネルギー導出法について述べたのち、エネルギースペクトルを導出する。最後に第 4.2.4 項にて、導出されたエネルギーとドリフトチェンバーの多重度の相関について議論し、本検出器のエネルギーに対する応答特性について考察する。

#### 4.2.1 検出効率の印加電圧依存性

##### 結果

本項では、NEOLITH-s の検出効率の印加電圧依存性について述べる。評価対象は、宇宙線、トライトンビーム、および中性子ビーム照射時に生成される反跳陽子の三種類である。

図 4.6 - 4.8 に、各粒子に対する NEOLITH-s1 の検出効率を示す。ただし、NEOLITH-s2 の検出効率は NEOLITH-s1 の結果とほぼ同様であったため、Appendix の E に載せた。横軸はアノードワイヤーの印加電圧、縦軸はトリガーイベントに対する NEOLITH-s の検出効率である。ここで、NEOLITH-s の検出及び多重度の定義は、NEOLITH-ss の検出効率評価と同様である (第 3.2 節参照)。図より、いずれの粒子においても電圧上昇とともに検出効率は上昇し、特定の電圧以上でプラトーに達する様子が確認できる。また、粒子種によって立ち上がり電圧に明確な差異が見られる。

プラトー領域における最大検出効率の値に関して、純粋な荷電粒子である宇宙線とトライトンビームにおいては、検出効率がほぼ 100% に達している。幾何学的にはプラスチックシンチレータの有感領域を NEOLITH-s の有感領域が完全に覆う配置となっているため、NEOLITH-s が正常に動作していれば、プラスチックのコインシデンスで定義された荷電粒子は必ず NEOLITH-s の有感領域を通過し、検出されるはずである。しかし、中性子ビーム照射時のデータに対しては、ポテンシャル面、カソード面共に最大で約 88% という結果にとどまった。

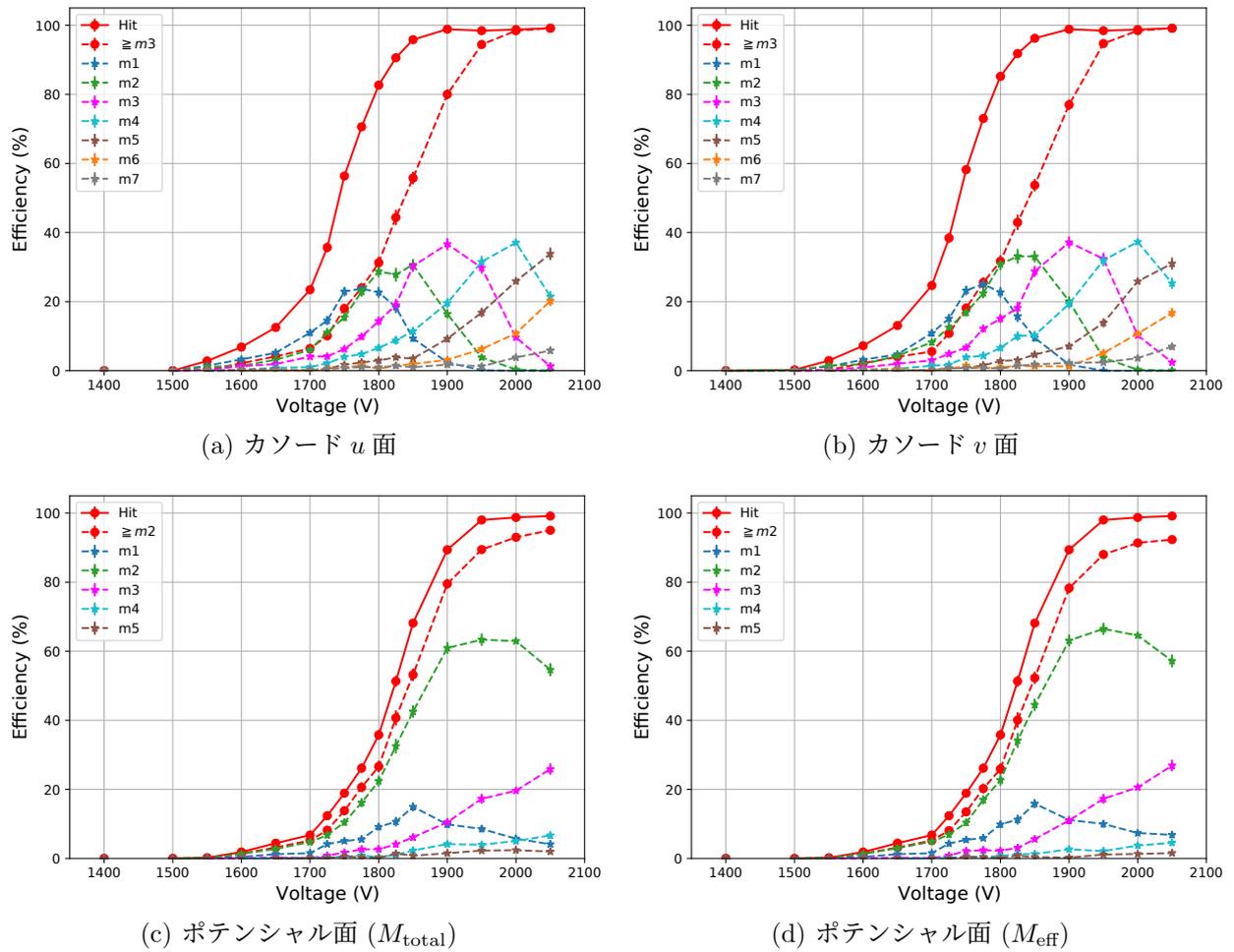


図 4.6: 宇宙線に対する NEOLITH-s1 の検出効率の電圧依存性。m は多重度を表し、カソードにおける  $\geq m3$ 、ポテンシャルにおける  $\geq m2$  はそれぞれ位置導出することができる多重度を表す。

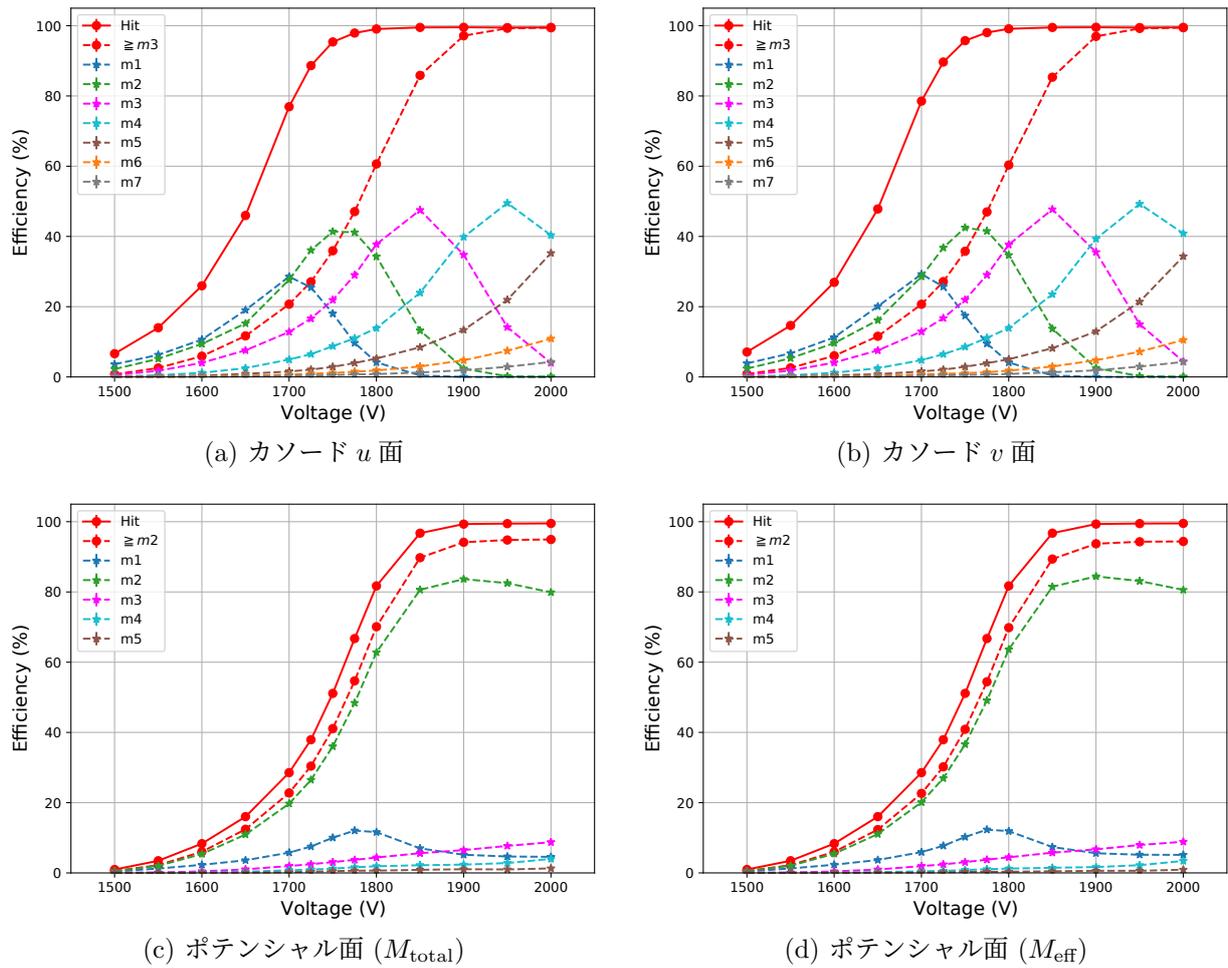


図 4.7: トライトンビームに対する NEOLITH-s1 の検出効率の電圧依存性。m は多重度を表し、カソードにおける  $\geq m3$ 、ポテンシャルにおける  $\geq m2$  はそれぞれ位置導出することができる多重度を表す。

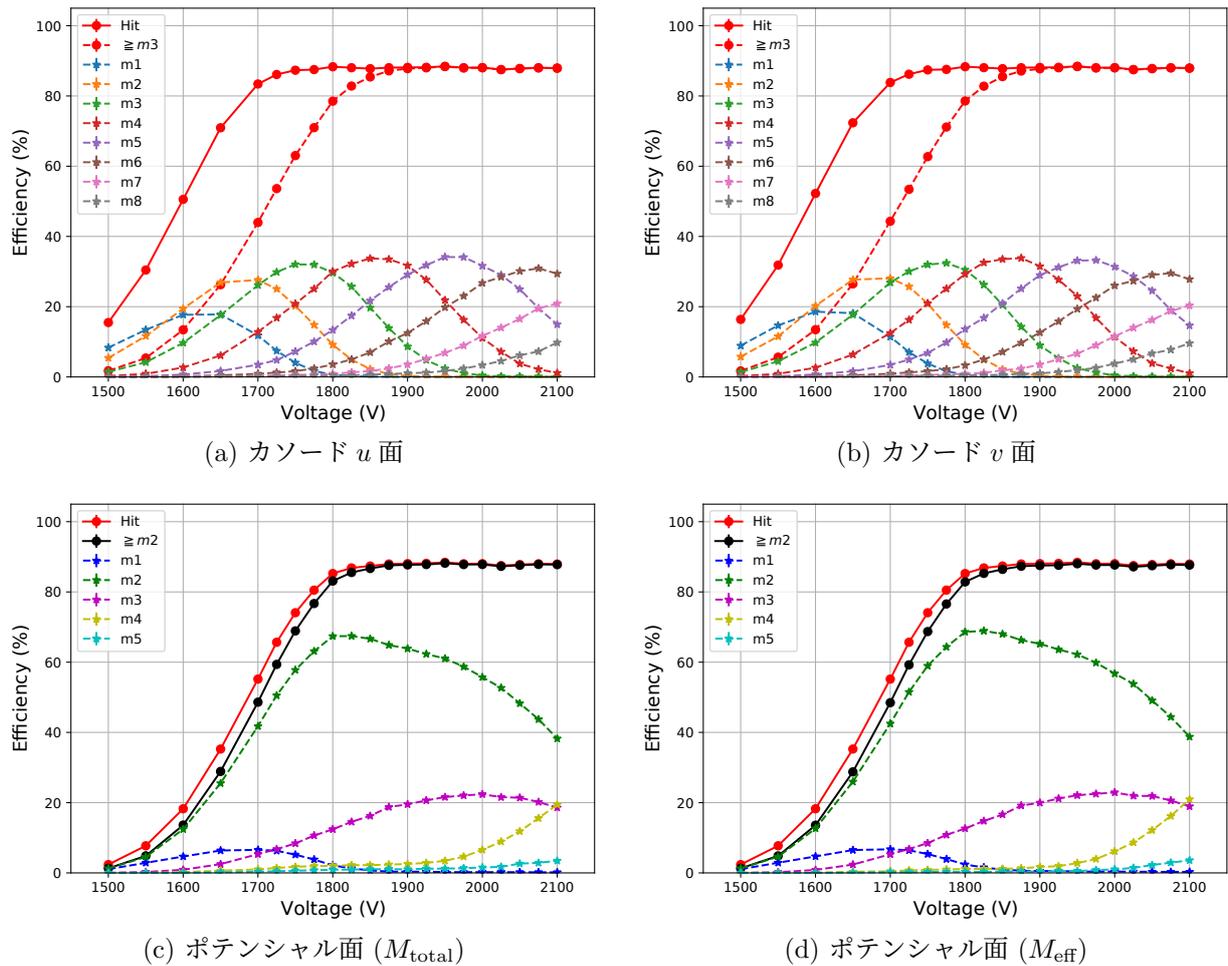


図 4.8: 中性子ビームに対する NEOLITH-s1 の検出効率の電圧依存性。m は多重度を表し、カソードにおける  $\geq m3$ 、ポテンシャルにおける  $\geq m2$  はそれぞれ位置導出することができる多重度を表す。

#### 検出効率低下の要因に関する考察

プラトー領域における最大検出効率に関して、前述の幾何学的条件を踏まえると、この 12% の損失は NEOLITH-s の不感のみでは説明できず、NEOLITH-s で検出不可能なバックグラウンド事象に起因すると考えられる。その主要な要因として、以下の二点が挙げられる。

第一に、プラスチックシンチレータ内での中性子の反応過程である。本実験の高エネルギー領域においては非弾性散乱が支配的となるが、全ての反応が陽子放出を伴う (n, np) 反応とは限らない。例えば、炭素原子核の励起に伴う脱励起ガンマ線が発生した場合、前後のプラスチックシンチレータはこのガンマ線を検出し、トリガー信号を生成するが、ガス検出器である NEOLITH-s はガンマ線に対して感度を持たないため、不感イベントとして計数される。後述するように、プラスチックによる発光量の閾値を下限設定したところ、検出効率は 98% 程度にまで向上した。第二に、散乱陽子の飛跡による影響である。前段のシンチレータで散乱された陽子が NEOLITH-s の有感領域を外れた場合でも、散乱された中性子（あるいは同時に入射したほかの中性子）が後段の

シンチレータに到達し、そこで反応を起こす可能性がある。この場合も、前後のプラスチックによるコインシデンスは成立するが、DC内を通過したのは中性子であるため信号は得られない。

以上のことから、観測された約 88% という値は、中性子ビーム下における中性子とプラスチックの反応を反映したものであると考えられる。

#### 検出効率曲線の電圧シフトに関する考察

粒子によって検出効率曲線の立ち上がり電圧に差異が見られたが、これは、粒子ごとのドリフトチャンバー内でのエネルギー損失の違いに起因するものである。この電圧シフト量を用いて、入射粒子のエネルギー損失および運動エネルギーに関する考察を行う。

本実験系の読み出し回路特性として、ディスクリミネータの閾値を 2 倍に設定した場合、カソード面の検出効率の立ち上がりが高電圧側へ約 100 V シフトすることが確認されている (Appendix J 参照)。ここで、チャンバー内でのエネルギー損失が信号波高に比例すると仮定する。この場合、閾値の倍増と入力信号 (エネルギー損失) の半減は等価であるため、「エネルギー損失が 1/2 倍になると、検出効率曲線は高電圧側に 100 V シフトする」という関係が成り立つ。この関係性を利用し、カーブの電圧シフト量から各粒子の相対的なエネルギー損失を推定した。

まず、運動エネルギーが既知であるトライトンビーム (Veto 及び前面のプラスチック通過後のエネルギー 238.67 MeV/u) と、宇宙線 (Minimum Ionizing Particle と仮定) の比較を行った。NEOLITH-s の充填ガスは P 20 であり、セルサイズは 16 mm である。また、宇宙線の飛来角度は  $z$  軸に対しおよそ  $20^\circ$  であった。計算により求められる両者のエネルギー損失は、トライトンで  $\Delta E_t = 7.2$  keV、宇宙線で  $\Delta E_\mu = 3.78$  keV である。このエネルギー損失比から予想される Efficiency Curve の電圧シフト量  $\Delta V_{\text{calc}}$  は、前述のモデルを用いると以下のようになる。

$$\Delta V_{\text{calc}} = 100 \times \log_2 \left( \frac{7.2}{3.78} \right) \approx 93 \text{ V} \quad (4.2.1)$$

一方、実測データにおけるシフト量を求めた。ここで、各曲線の立ち上がり電圧の定義として、プラトー領域における最大検出効率の 50% に達する電圧値 ( $V_{50}$ ) を採用し、測定点間の線形補間によって導出した。その結果、トライトンおよび宇宙線に対する  $V_{50}$  はそれぞれ 1657 V、1742 V と求められた (図 4.9)。実測によるシフト量は  $\Delta V = 85$  V であり、モデルによる予測値と概ね一致することを確認した。この結果は、上記の 100 V シフト則が、本検出器のエネルギー応答を推定する上で一定の妥当性を持つことを示唆している。

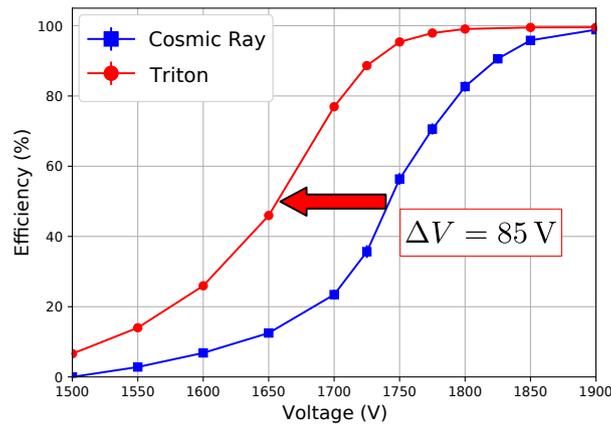


図 4.9: トライトンと宇宙線に対する、カソードストリップにおける検出効率比較。二つの検出効率の差は 85 V であり、この電圧シフトはおおよそチェンバー内でのエネルギー損失値に対応している。

検証したモデルを、エネルギーが未知である中性子ビームのデータに適用した。中性子ビームに対しては、 $V_{50} = 1583$  V となり、宇宙線に対する  $V_{50} = 1742$  V と比較して 159 V 低電圧側へシフトしている。この結果を受け、反跳陽子の平均的なエネルギー損失  $\Delta E_p$  は以下のように逆算できる。

$$\Delta E_p = 3.55 \times 2^{(159/100)} \approx 10.69 \text{ keV} \quad (4.2.2)$$

P20 ガス中を 1.6 cm 通過する際、このエネルギー損失に対応する陽子の運動エネルギーは、 $K_p \approx 129$  MeV となる。なお、本手法は閾値とゲインに関する簡易的な仮定に基づいているため、厳密なエネルギー決定を行うものではない。しかしながら、この推定値はシミュレーションによる陽子のエネルギーと比較し、おおよそ一致しており、本解析との整合性が示唆される。

#### 4.2.2 粒子の同定と選別

本項では、QTC と ToF の相関を用いて有効領域内外における粒子分布の違いを確認し、第 4.4 節で述べた有効領域（上流トリガーシンチレータへの外挿位置  $x < 0$  mm）の設定が妥当であることを検証する。

#### QTC と ToF の相関の特徴

中性子ビームにおける、上流および下流トリガーシンチレータの QTC と ToF の相関を図 4.10 に示す。なお、これらの分布は有効領域 ( $x < 0$  mm) に対してゲートを課したものである。

この装置特性に加え、下流トリガーシンチレータの分布の形状を支配する物理的要因として、シンチレータ内での粒子の挙動は以下の二つに大別される。

- 突き抜け領域（ToF が小さく低エネルギー領域）：発光量はエネルギー損失とおおよそ比例する。近似式として、粒子の電荷  $z$  および速度  $v \propto 1/\text{ToF}$  を用いて  $E_{\text{loss}} \propto z^2 \text{ToF}^2$  と記述され、主に電荷  $Z$  に依存した挙動を示す。

- 停止領域 (ToF が大きく高エネルギー領域) : 粒子が全運動エネルギー  $E = 1/2mv^2$  をシンチレータ内で失うため、発光量は運動エネルギーに比例する。これは粒子の質量数  $A$  を用いて  $E_{\text{loss}} \propto A/\text{ToF}^2$  と記述され、質量数  $A$  の違いを反映した挙動を示す。

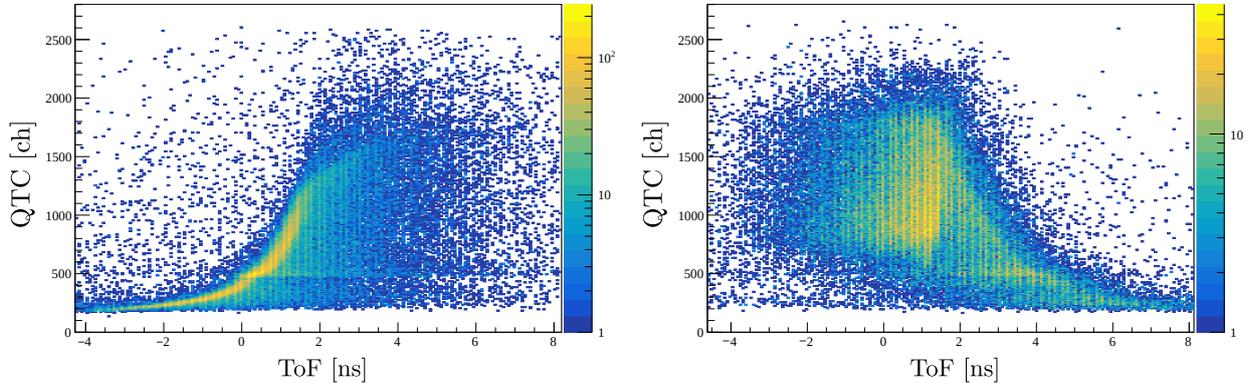


図 4.10: QTC と ToF の相関図。(左) 上流トリガーシンチレータの相関。(右) 下流トリガーシンチレータの相関。

#### 粒子識別と有効領域の検証

物理的性質に基づき、実際の分布に対して理論的な傾向線を重ね合わせた結果を図 4.11 に示す。まず、本実験系において散乱断面積が最も大きく、分布の計数が最大となっている帯状の領域を反跳陽子の成分であると仮定した。

突き抜け領域 (立ち上がり領域) において、 $z = 1$  に対する理論曲線  $E_{\text{loss}} = a \cdot z^2 \text{ToF}^2$  を実データに即して定義した (補正項  $a$  は分布のピークと一致するように調整)。次に、粒子がシンチレータ内で停止する低エネルギー領域 (なで肩状の領域) において、 $E_{\text{loss}} = b \cdot A/\text{ToF}^2$  に基づく傾向線を引いた。ここでは、前述の陽子の立ち上がり曲線との整合性を考慮し、 $\text{ToF} = 1.8 \text{ ns}$  付近において  $A = 1$  の陽子のラインが突き抜け領域の曲線と連続的に接続するように補正項  $b$  を決定した。この基準に基づき、質量数  $A = 1, 2, 3$  に相当する三本の傾向線を算出した。

加えて、これらの構造を物理的に解釈するため、RANGELBL コード [27] に基づく阻止能公式を用いて計算された、各種荷電粒子のエネルギー損失と ToF の相関を図 4.12 に示す。ToF は、プラスチックシンチレータに入射するエネルギーが  $L = 210 \text{ mm}$  通過する飛行時間とした。計算の結果、高エネルギー領域における  $E_{\text{loss}} \propto z^2 T^2$  (突き抜け) と、低エネルギー領域における  $E_{\text{loss}} \propto A/T^2$  (停止) は、同位体を含む粒子種ごとに固有の相関曲線が得られることが確認された。

この計算結果を基準とした傾向線と実験値を比較したところ、有効領域 ( $x < 0 \text{ mm}$ ) でゲートを課した分布では、主成分である陽子のラインのみが確認できた。先行研究 [19][20] では、本実験のエネルギー領域における中性子と炭素の反応チャンネルの一つとして  $^{12}\text{C}(n, d)$  が議論されているが、本実験の有効領域内の分布において重水素に相当する明確な構造は確認されなかった。

一方で、有効領域外には、陽子のラインに加えて、重水素の理論曲線と整合する構造が観測された。また、トリチウムに起因すると考えられる事象もわずかながら確認された。これらは、Veto シンチレータの幾何学的制約を回避したビーム由来の荷電粒子バックグラウンドに対応すると考えられる。

これに対し、有効領域内ではこれらの構造は観測されておらず、解析対象とした事象は主として陽子事象で構成されていることが示唆される。

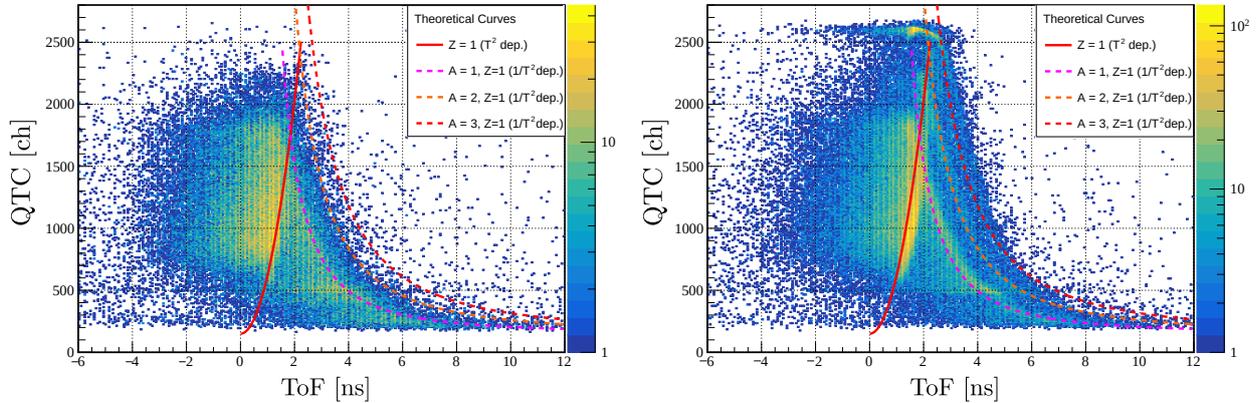


図 4.11: ToF と QTC の実測値。(左) 有効領域 (上流トリガーシンチレータへの外挿位置  $x < 0$  mm)。(右) 有効領域外。有効領域外には、陽子以外にも重陽子や三重陽子なども確認できる。

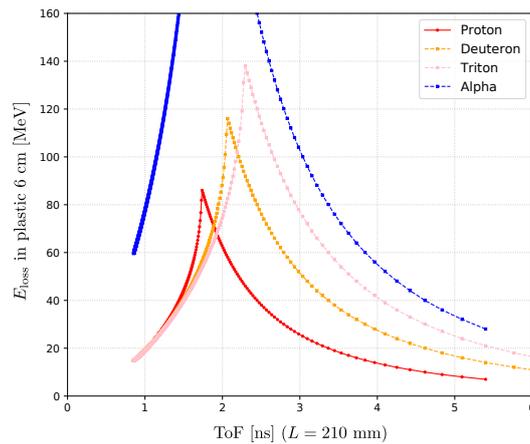


図 4.12: RANGELBL コード [27] を用いたエネルギー損失の計算値。実験結果との良好な形状一致が確認できる。

### 4.2.3 中性子ビームにおける散乱陽子のエネルギースペクトル

本項では、検出効率のエネルギー依存性を評価するため、中性子ビーム照射時に生成される散乱陽子のエネルギースペクトルを導出する。まず、エネルギーが既知であるトライトンビームを用いて、測定値の補正を行った。その後、散乱陽子のエネルギースペクトルを導出した。

#### トライトンビームによる時間校正

まず、既知のエネルギーを持つトライトンビームを用いて、時間情報の絶対値校正を行った。校正の基準として、ビームライン上の物質 (Veto 検出器および上流プラスチックの半分) によるエネ

ルギー損失を考慮し、前後のプラスチックシンチレータの中心（深さ 30 mm）間を飛行するトライトンの入射エネルギーを  $E_t = 242.9$  MeV/u とした。このとき、距離 250.0 mm を飛行するのに要する時間は 1.38 ns と計算される。実測データにおける ToF 分布は図 4.13 のようになった。この分布をガウス関数でフィッティングした結果、時間分解能は  $\sigma_t = 99$  ps と評価された。この分布のピーク位置が、前述の計算値 1.38 ns と一致するようにオフセットを決定した。補正後の ToF 分布を図 4.14 に示す。

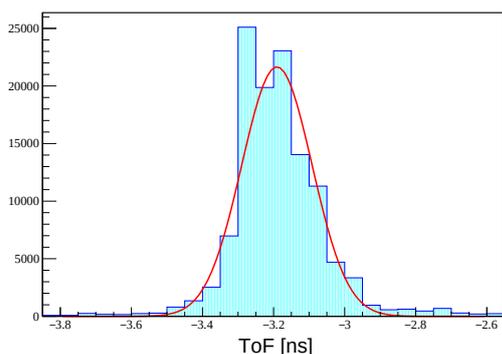


図 4.13: 補正前のトライトンビームでの ToF 分布。この分布をガウシアンでフィッティングを行った結果、ピーク中心  $-3.19$  ns、時間分解能  $\sigma_t = 99.0$  ps となった。このピークの中心を、計算によって求めたトライトンの ToF 値へとシフトする。

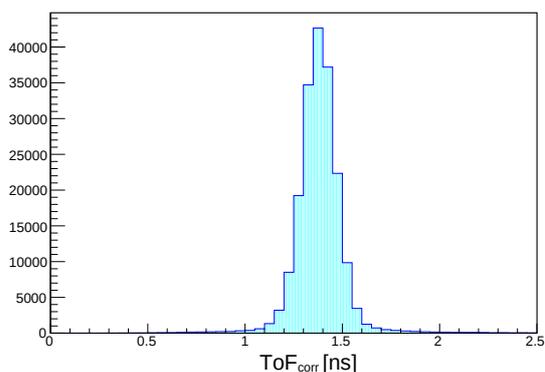


図 4.14: 補正後のトライトンビームでの ToF 分布。ピーク位置を計算によって得られた 1.38 ns へと合わせた。

### 散乱陽子のエネルギー導出

上記で決定された時間補正を考慮した ToF に加え、プラスチックシンチレータのヒット位置情報から得られる飛行距離  $L$  を用いて、反跳陽子の速度  $\beta_p$  および運動エネルギー  $K_p$  を算出した。なお、本実験で用いたプラスチックシンチレータは鉛直方向 ( $y$  軸) の位置導出を厳密には行うことができない。そのため、飛行距離  $L$  の算出においては、全ての粒子がプラスチックの中心  $y = +100, 0, -100$  mm を通過したと見なして計算を行った。これらの物理量を用いて、運動エネルギー  $K_p$  を求めた。

$$\beta_p = \frac{L}{\text{ToF}} \cdot \frac{1}{c}, \quad \gamma_p = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_p^2}}, \quad K_p = m_p c^2 (\gamma_p - 1) \quad (4.2.3)$$

### 散乱陽子のエネルギースペクトル

本解析では、検出器の特性および運用上の制約を考慮し、以下の 2 種類の閾値条件を設定した。ただし、QTC のエネルギー校正について宇宙線を用いた測定により、QTC の読み出し値のピークが 10.77 MeVee に相当することを確認した。また、ペDESTAL (0 MeVee) を 150 ch と定義し、これらの関係を用いて QTC のチャンネル値を MeVee 値へと換算した。

- スルー効果依存性の低減閾値： $18.15 \text{ MeVee} < Q < 42.3 \text{ MeVee}$
- NEOLITH 運用想定閾値： $2.0 \text{ MeVee} < Q$

図 4.15 および図 4.16 に、各条件における散乱陽子の ToF 分布とエネルギースペクトルを示す。また、観測された散乱陽子が全て中性子との弾性散乱 (n, np) によって生じたと仮定した場合の、入射中性子のエネルギースペクトルを図 4.17 に示す。

$K_p$  の分布をみると、 $K_p \sim 0 \text{ MeV}$  でピークが立ち、また  $K_p > 400 \text{ MeV}$  以上のエネルギーが確認できる。これは time-walk の影響で、上流および下流トリガーシンチレータによる時間情報がずれているためである。

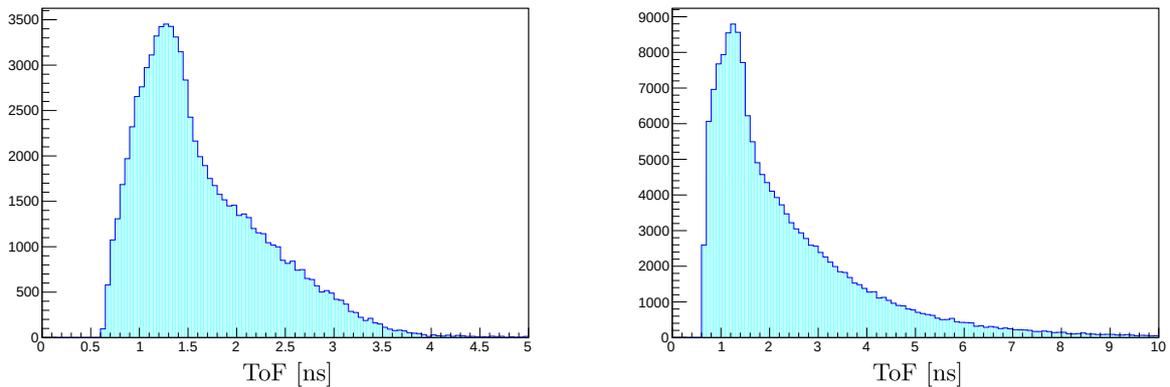


図 4.15: 散乱陽子の ToF 分布。(左) スルー効果依存性の低減閾値、(右) NEOLITH 運用想定閾値。

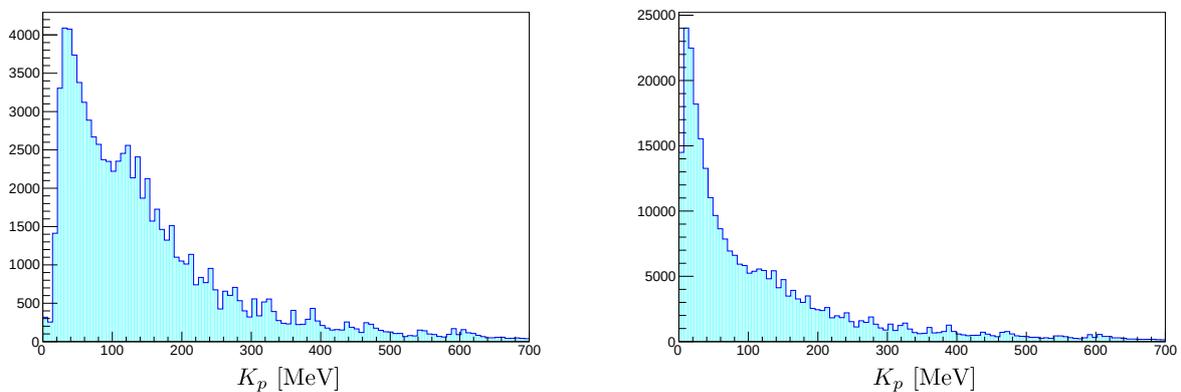


図 4.16: 散乱陽子のエネルギースペクトル。(左) スルー効果依存性の低減閾値、(右) NEOLITH 運用想定閾値。散乱陽子平均エネルギーはそれぞれ  $\langle K_p \rangle = 149.8, 134.2 \text{ MeV}$ 。

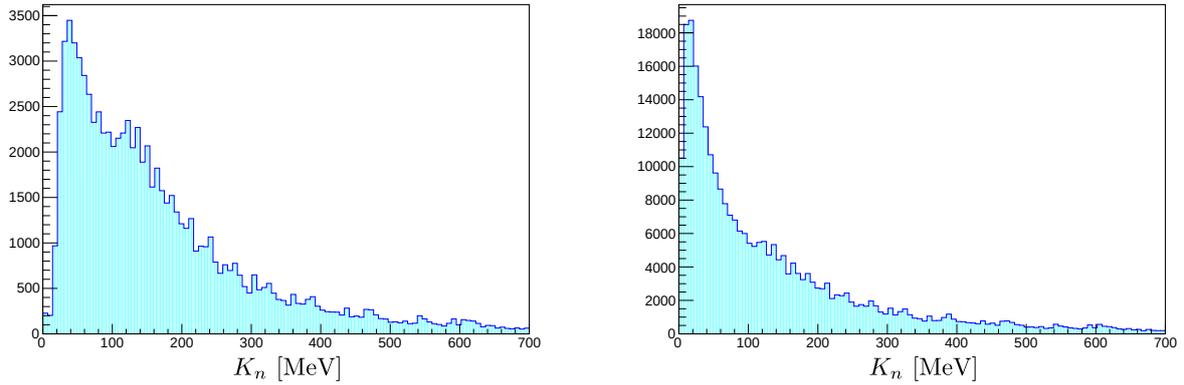


図 4.17: 散乱陽子がすべて弾性散乱によって発生したと仮定した場合の中性子のエネルギースペクトル分布。(左) スルー効果依存性の低減閾値、(右) NEOLITH 運用想定閾値。中性子の平均エネルギーはそれぞれ  $\langle K_n \rangle = 167.5, 134.2$  MeV。

最後に、本測定におけるエネルギー決定精度  $\Delta K_p$  の評価を行った。飛跡を  $\theta = 0$ 、飛行距離  $L$  を  $L = 24.99$  cm (トリガーシンチレータ中心間の距離) と仮定し、時間分解能  $\sigma_t = 99$  ps に由来する ToF の不確かさ  $\Delta \text{ToF} = 99$  ps、プラスチックの深さ方向の反応点の不確かさ  $\Delta L = 6.0/\sqrt{12}$  cm を用いて、相対論的運動学に基づく誤差伝播を見積もった。

$$\Delta K_p = m_p c^2 \Delta \gamma_p \approx m_p c^2 \gamma_p^3 \beta_p^2 \cdot \left\{ \left( \frac{\Delta \text{ToF}}{\text{ToF}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta L}{L} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (4.2.4)$$

図 4.18 には、式 4.2.4 に基づく、ToF と  $\Delta K_p$  の関係及び  $K_p$  と  $\Delta K_p$  の関係を載せた。

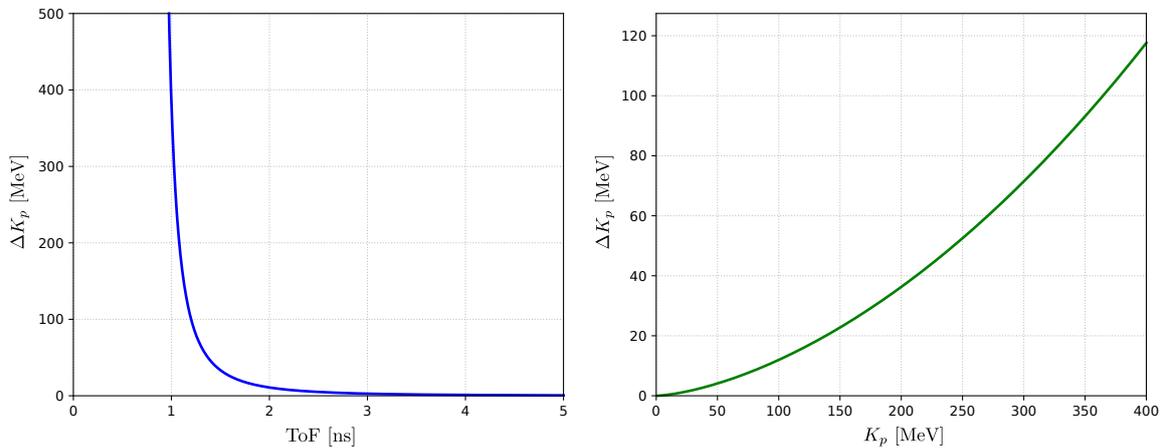


図 4.18: 式 4.2.4 に基づく、(左) ToF と  $\Delta K_p$  の関係図、(右)  $K_p$  と  $\Delta K_p$  の関係図。ここで得られた誤差を用いて、次項の NEOLITH-s のエネルギー依存性を評価する。

#### 4.2.4 検出効率の散乱陽子エネルギー依存性

本項では、前項で定義した 2 種類の閾値条件において、散乱陽子の運動エネルギー  $K_p$  と NEOLITH-s の検出効率の相関について述べる。解析にあたっては、導出されたエネルギー分解能

$\Delta K_p$  を考慮し、 $K_p$  を (0 – 10 – 20 – 30 – 40 – 50 – 75 – 100 – 150 – 200 – 300 – MeV) に分割し、各領域における平均的な応答を評価した。検出効率の散乱陽子エネルギー依存性を図 4.19, 4.20 に示す。

まず、多重度に着目すると、高エネルギー領域に比べて、低エネルギー領域において多重度が増加する傾向が見られた。これは、低エネルギー粒子ほどチェンバー内でのエネルギー損失が大きいことによる、電子雪崩の大きさの増大が影響していると解釈できる。図 4.21 に、陽子が P20 ガス中を 1.6 cm 通過した場合のエネルギー損失を示す。特に低エネルギー領域では、変化が激しく、エネルギー損失が大きいことが分かる。

検出効率については、Time-walk の影響が小さい閾値条件 (条件 A) において、 $K_p > 50$  MeV で 93% 以上、 $K_p > 100$  MeV では約 96% の高い値を記録した。NEOLITH 運用想定 の閾値設定においても、エネルギー依存性の傾向は同様であったが、全体的な効率は条件 A を下回る結果となった。

一方で、 $0 < K_p < 50$  MeV の領域においては、エネルギー損失の増大から期待される多重度の増加が見られず、予測に反する挙動を示した。この現象は統計誤差の範囲を超えて有意に現れており、単なる統計的ゆらぎとは考えにくい。この低エネルギー領域における特異な挙動については、現時点では特定に至っておらず、信号の飽和や測定器の応答特性を含めた更なる詳細な解析を要する課題である。

なお、本解析で得られた検出効率曲線は、NEOLITH-s への印加電圧 1900 V における値である。そのため、エネルギー損失が数倍以上に増加する低エネルギーの散乱陽子に対しては、適切な電圧設定ではなかった可能性が考えられる。その結果として、低エネルギー領域における検出効率の顕著な低下が確認されたのかもしれない。異なる印加電圧に対する検出効率のエネルギー依存性に関しては、より詳細な解析が必要である。

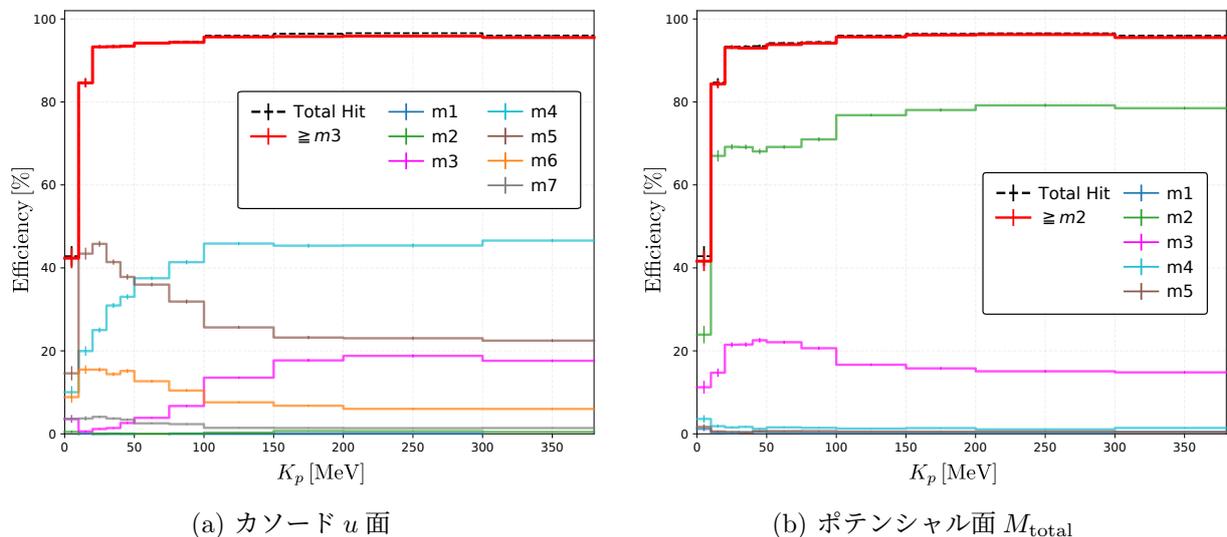


図 4.19: スルー効果依存性の低減閾値での検出効率と散乱陽子  $K_p$  とのエネルギー依存性

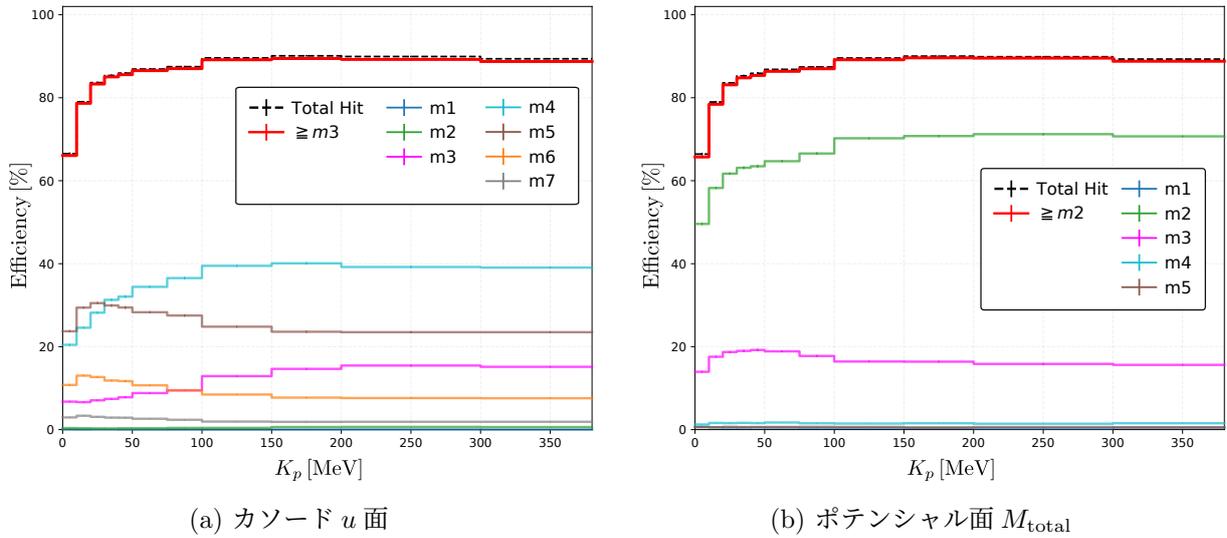


図 4.20: NEOLITH 運用想定閾値での検出効率と散乱陽子  $K_p$  とのエネルギー依存性

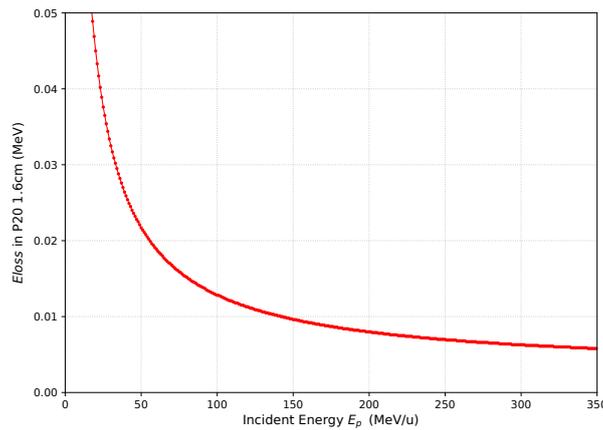


図 4.21: 陽子が P20 ガス中を 1.6 cm 通過した場合のエネルギー損失

### 4.3 NEOLITH-s による位置導出法の改善

中性子との反応による散乱陽子の飛跡の特徴は、前第 3 章で扱った宇宙線とは異なり、入射粒子が、ドリフトチェンバーに対して広い角度分布 ( $0^\circ \sim 60^\circ$  以上) をもって入射する点にある。このため、従来の垂直入射を前提とした位置導出アルゴリズムでは、ドリフト距離変換の精度が低下し、また位置分布にワイヤー構造が残存するという問題が生じた。

この問題に対し、3つの改善を行った。第一に、入射角度に起因するドリフト距離分布の幾何学的な非一様性に対し、空間・時間較正 (Space - Time Calibration: STC) への角度依存補正を導入した。第二に、解析統計量の向上を目的とし、多重度 3 事象の物理的妥当性を検証した上で、これを有効な飛跡として解析に組み込んだ。第三に、飛跡再構成において観測される周期的なワイ

ヤー構造を除去するため、従来の近似を排し、最近接距離を半径とする半円への最小二乗法による飛跡構成を導入した。以下、各手法の詳細と、その適用による位置精度の改善効果について論じる。

#### 4.3.1 ドリフト距離分布の非一様性と STC の最適化

ポテンシャルワイヤー信号に基づく位置導出において、ドリフト時間からドリフト距離への変換には、通常、ドリフト距離分布が一様であるという物理的仮定に基づいた積分法が用いられる(第 3.3.2 項参照)。NEOLITH-ss 試験における垂直に入射する粒子の場合、セル内を通過する粒子の位置分布は一様であることから、ドリフト距離も一様とみなせるため、この経験則を用いた仮定は有効である。

しかし、粒子が斜めに入射する場合、このドリフト距離の一様性の仮定が崩れる。ドリフトチェンバーで測定される時間はアノードワイヤーから粒子飛跡までの最近接距離に対応しており、センス面を通過する位置ではない。そのため、入射角度が大きい粒子ほど、幾何学的にアノードワイヤーの近傍を通過する確率が高くなり、逆にドリフト長が長くなる確率は低下する(図 4.22)。その結果、得られる TDC 分布は短いドリフト距離成分が過剰となり、この TDC 分布をそのまま積分してドリフト距離を導出すると、ドリフト距離を実際よりも過大に見積もってしまう。図 4.23 は、この問題に対する改善を行わずに導出した垂直入射粒子(入射角  $1^\circ$  以下)のドリフト距離分布及び位置分布である。NEOLITH-s に垂直に入射する粒子は本来一様分布であるべきだが、ドリフト距離 8 mm (ポテンシャルワイヤー近傍) にピークを持つ不自然な形状となっていることが確認できる。

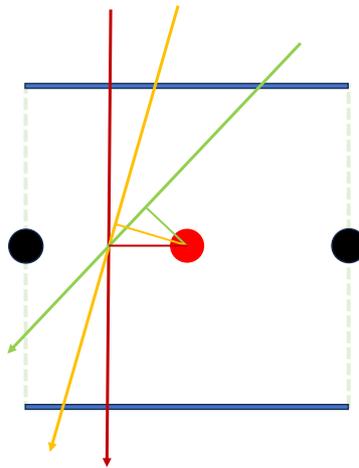


図 4.22: 1セルと角度のついた粒子の図。赤点はアノードワイヤー、黒点はポテンシャルワイヤー、青線はカソードレイヤー、緑は1セルの区分けである。ドリフト距離は最近接距離であるため、センス面を通過する位置が同じでも、実際のドリフト距離は角度がついている粒子ほど、ドリフト距離が短くなる。

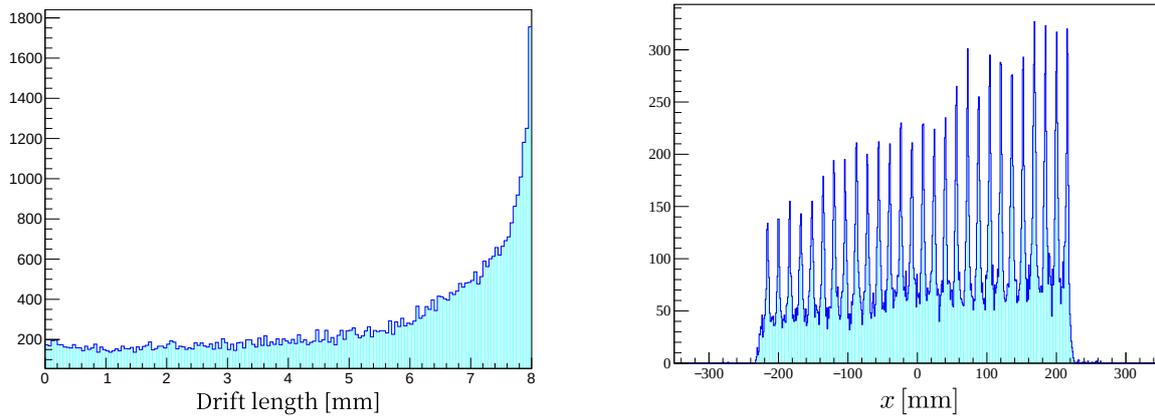


図 4.23: NEOLITH-s1 における中性子散乱陽子のドリフト距離および位置分布。角度  $1^\circ$  以下の飛跡を対象とし、ドリフト距離の非一様性補正前の STC により導出した。理想的には、垂直に入射する粒子は一様であるが、補正前の STC を用いると、適切な位置導出が行えないことが確認できる。

この問題を解決するため、本解析では角度制限を用いたイタレーションを行った。手順は以下の通りである。

1. ドリフト距離の一様性が保証されていない初期の TDC 分布を用いて全イベントの飛跡再構成を行う。
2. 再構成された飛跡のうち、入射角度が垂直に近い  $\theta < 1^\circ$  イベントのみを抽出する。
3. 抽出されたイベントの TDC 分布を用いて、再度全イベントの飛跡導出を行う。
4. 手順 2 へ戻る。

この操作を反復させた結果、垂直入射粒子に対するドリフト距離分布は図 4.24 のように平坦な一様分布へと収束した。これは、ドリフトチェンバーにおける一様分布の経験則と一致する結果であり、本手法によって妥当な STC が導出されたことを示している。

ここで、反復計算の最適回数を定量的に決定するため、分布の一様性を評価した。一般に、反復回数が過剰になると統計的な揺らぎを過剰に吸収し、分布に非物理的な歪みが生じることが知られている。本解析では、各反復段階で得られたドリフト距離分布に対し、定数関数  $f(x) = p_0$  によるフィッティングを行い、その適合度として  $\chi^2/NDF$  を算出した (図 4.25)。

評価結果を表 4.1 に示す。 $\chi^2/NDF$  の値が 1 に近いほど分布の一様性が高いと判断できる。表より、反復回数が増すにつれて  $\chi^2/NDF$  は減少するが、50 回付近で極小値 1.003 を境に、それ以降は微増する傾向が確認された。この結果に基づき、本解析では反復回数を 50 回と決定し、以降の位置導出に適用した。

表 4.1: 反復回数に伴うドリフト距離分布の一様性 ( $\chi^2/\text{NDF}$ ) の変化

反復回数	$\chi^2/\text{NDF}$	反復回数	$\chi^2/\text{NDF}$
20	2.673	50	1.003
30	1.160	55	1.107
40	1.197	60	1.073
45	1.229	65	1.214

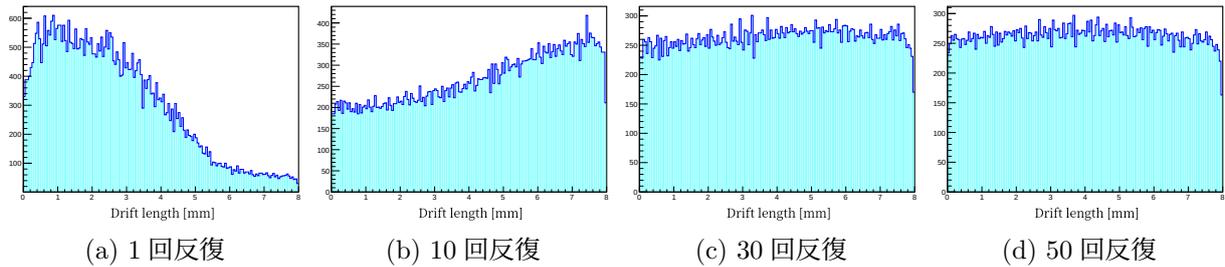
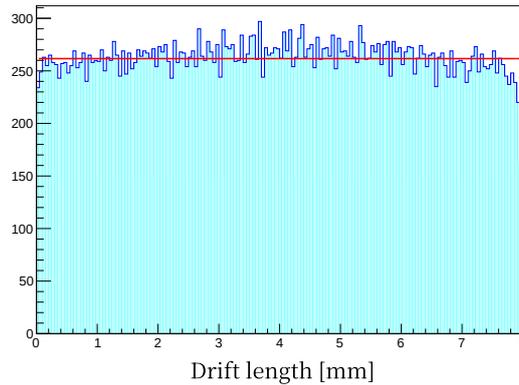


図 4.24: 反復回数とドリフト距離分布の変化

図 4.25: 反復回数 50 回におけるドリフト距離分布と定数関数によるフィッティング。適合度は  $\chi^2/\text{NDF} = 1.003$  であり、分布が統計的に十分一様であることを示している。

### 4.3.2 多重度 3 事象の物理的妥当性と解析への導入

広角度入射事象においては、粒子が隣接する 2 つのセルを跨いで通過するため、隣接する 2 本のアノードワイヤー上で独立した電子雪崩が発生する「多重度 3」事象が発生する。本実験の中性子ビーム照射試験においては、NEOLITH-s 一台当たり全事象の 25% 程度、この多重度 3 事象が確認された。前章で述べた NEOLITH-ss の解析においては、宇宙線の垂直入射を前提としていたため、電子雪崩が一箇所に限定される多重度 2 事象のみを対象とし、多重度 3 以上の事象は棄却していた。しかし、本解析では飛跡再構成効率のさらなる向上を目的とし、多重度 3 事象を物理的に妥当な信号として位置導出に組み込む手法を開発した。

ポテンシャルワイヤーからは、近接する 2 つのセルに対応した独立した 2 つのドリフト時間信号が得られるため、それぞれからドリフト距離を算出することが可能である。この 2 つのドリフト距離情報を、後述する最小二乗法等の飛跡導出アルゴリズムに適用することで、特にポテンシャルワイヤー近傍を通過するような、セル境界を跨ぐ飛跡に対しても、高精度な再構成が可能となる。

一方で、カソードストリップによる位置決定においては、2 箇所の電子雪崩による誘起電荷の和を読み取ることになるため、その物理的妥当性を慎重に評価する必要がある。第 2.3 節で詳述した通り、ドリフト電子の拡散による広がり  $\sigma = 46 \mu\text{m}$  である。多重度 3 事象において得られる 2 つの電子雪崩の位置  $y_1, y_2$  の平均値を通過  $y$  座標と定義する場合、各雪崩の拡散が独立な確率過程であると仮定すれば、重心決定における統計的な誤差は  $\sigma = 46/\sqrt{2} \mu\text{m}$  となり、シミュレーション結果を考慮すると、単一の電子雪崩の場合と比較して位置決定精度が向上する可能性がある。

上述した物理的考察の妥当性を検証するため、得られた飛跡情報をプラスチックシンチレータへ外挿し、多重度 2 および多重度 3 の各事象における  $y$  座標の分布を比較した。具体的には、シンチレータ端部における幾何学的なエッジを利用し、外挿位置の分布を誤差関数でフィッティングすることで、その端部の  $\sigma$  を実効的な外挿精度として評価した。

カソードからの  $y$  座標における結果を図 4.26 に示す。フィッティングの結果、多重度 2 では  $\sigma = 1.33, 1.23 \text{ mm}$ 、多重度 3 では  $\sigma = 1.78, 2.15 \text{ mm}$  となった。いずれの多重度においても外挿精度  $\sigma$  が数 mm 程度の範囲に収まっていることから、多重度 3 事象においても飛跡導出が物理的に十分な精度で行えていることが実証された。

一方で、ポテンシャルからの  $x$  座標に関しては、多重度ごとに独立して位置分布を誤差関数によって評価することは、幾何学的な制約を背景とした困難が伴う。多重度 3 事象はその発生原理からセル境界を跨ぐ飛跡に限定されるため、分布は必然的にワイヤー構造を反映して特定の領域に偏る傾向にある。そのため、多重度ごとの分布形状のみから位置決定精度を直接議論することは困難であった。しかし、いずれの事象においても算出された飛跡が物理的な有感領域内に適切に収まっていることは確認された (図 4.27)。

以上の結果に基づき、本解析では多重度 3 を有効な事象として採用することを決定した。これにより、飛跡再構成効率の向上を実現した。

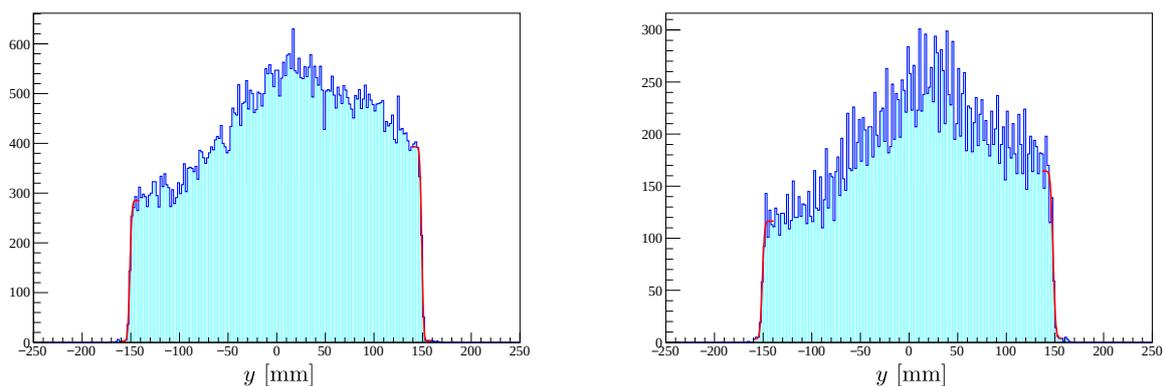


図 4.26: 角度  $\beta < 1^\circ$  と制限した場合の飛跡のプラスチックの位置  $y$  へ外挿分布。(左) 多重度 2 の場合、(右) 多重度 3 の場合。トリガーシンチの有感領域は  $(-150, 150)$  であるが、どちらも有感領域内に収まっており、誤差関数でフィッティングしたところ、それぞれ  $\sigma_{m2} = 1.33, 1.23 \text{ mm}$ ,  $\sigma_{m3} = 1.78, 2.15 \text{ mm}$  となる。このことから、電子雪崩が二か所で起こるような事象に対しても、カソードから位置導出できると確認できたので、以降の解析では多重度 3 事象も用いる。

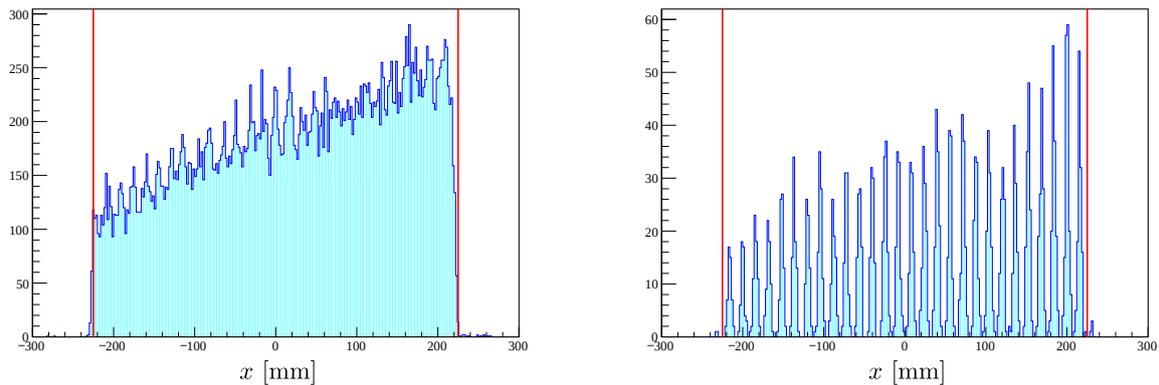


図 4.27: 角度  $\alpha < 1^\circ$  と制限した場合の飛跡のプラスチックの位置  $x$  へ外挿分布。(左) 多重度 2 の場合、(右) 多重度 3 の場合。多重度 3 の場合は、飛跡が二つのセルを通過するという条件とほぼ同値であるため、ワイヤー構造が見えてしまっているが、トリガーシンチレータの有感領域  $(-225, 225)$ (赤線) にどちらも有感領域内に収まっている。

### 4.3.3 飛跡導出の最適化

最適化された STC および多重度 3 事象を適用した後も、ポテンシャルワイヤーからの信号に基づいた位置  $x$  の決定においては、広角度粒子に対して「ワイヤー構造」と呼ばれる不自然な位置分布が残存することが確認された。図 4.28 に、NEOLITH-s1,s2 で導出された X 座標の差分  $\Delta x$  の分布を示す。理想的には滑らかな分布になるはずだが、実際にはセルサイズと同じ 16 mm 周期のピーク構造が、特に角度が大きい領域で観測された。

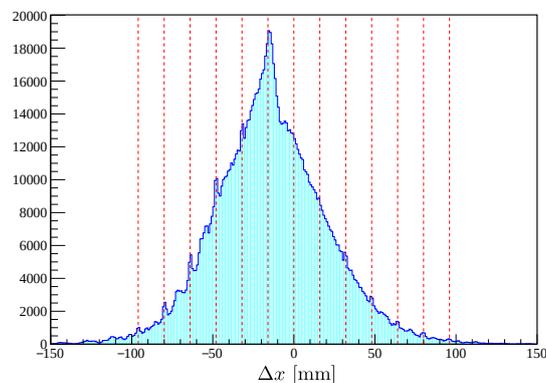


図 4.28: センス面の通過位置をドリフト距離とみなした場合の  $\Delta x = x_{s1} - x_{s2}$  の分布。赤の点線は、セルの大きさである 16 の倍数を表している。この分布から、ワイヤー構造によるピークが確認できる。

この原因は、ドリフト距離の定義にある。前述の通り、ドリフトチェンバーで得られるドリフト距離  $r$  はアノードワイヤーからの最近接距離である。従来手法では、この距離  $r$  をセンス面上の通過位置として扱っていた(すなわち、ワイヤー位置を  $x_w$  のとき、粒子位置を  $x = x_w \pm r$  とする)。この扱いでは、粒子が垂直に入射する場合は  $r$  とセンス面上の距離は一致するが、入射角度  $\theta$  がつくと、実際のセンス面通過位置は  $x_w \pm r / \cos \theta$  となり、両者に乖離が生じる(図 4.29)。

角度が大きいほどこのずれは顕著になり、結果として位置決定精度が悪化し、ワイヤー構造として現れる。

この問題を原理的に解消するため、本解析では飛跡を直線  $x = az + b$  と定義し、測定された各アノードワイヤーまでのドリフト距離  $r_i$  に対して以下の最小二乗法を適用した。飛跡の直線  $az - x + b = 0$  と、各アノードワイヤーの座標  $(z_i, x_i)$  との最短距離  $d_i$  は、点と直線の距離の公式より次式で与えられる。

$$d_i(a, b) = \frac{|az_i - x_i + b|}{\sqrt{a^2 + 1}} \quad (4.3.1)$$

この幾何学的な距離  $d_i$  と、実験的に得られたドリフト距離  $r_i$  との残差の二乗和を  $\chi^2$  と定義する。

$$\chi^2(a, b) = \sum_{i=1}^n \{d_i(a, b) - r_i\}^2 \quad (4.3.2)$$

ここで、 $n$  はヒットしたセルの数であり、多重度 3 事象の場合は  $n = 3$  または 4 (2 層分) となる。各アノードワイヤーを中心とした半径  $r_i$  のドリフト円は、ポテンシャルワイヤーによる左右不定性が解消されているため、幾何学的には半円として扱われる。この  $\chi^2$  を最小化するパラメータ  $(a, b)$  を探索することで、入射角度による補正を内包した、物理的に最も確からしい飛跡を決定した。たとえば、NEOLITH-s1,s2 のポテンシャルワイヤーの多重度が共に 2 の場合 ( $n = 2$ ) は、飛跡はドリフト円に対する接線となる。この幾何学的定義を用いることで、入射角度による最近接距離と通過位置の乖離を原理的に解消した。

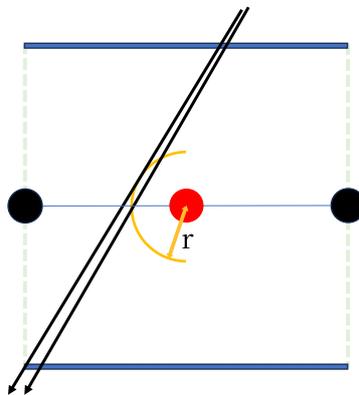


図 4.29: 最小二乗法を用いたフィッティングの概念図。半円はドリフト距離および  $dW$  による左右不定性の解消によって得られる。

ここで、この方法を適用する際の物理的な整合性について述べる。本手法により得られた飛跡が、信号が検出されなかった隣接セル内を通過する場合を考える。もし、仮定された飛跡と不感セルのアノードワイヤーとの最近接距離が最大ドリフト長である 8 mm 以下であった場合、「粒子がワイヤー近傍を通過したにもかかわらず電子雪崩が発生しなかった」という実験事実との矛盾が生じる。そのため、このような飛跡は許容されないと判断すべきである。

そこで本解析では、このような不整合が生じるイベントに対しては本手法の適用を避け、従来の手法である、センス面上の通過位置をドリフト距離とみなす手法を例外的に適用して飛跡導出を行った。しかし、実際のデータにおいて、このような不整合イベントが発生した確率は、多重度 2 事象に限定した場合でも約 81 万イベント中の 5 千イベント (約 0.6%) ときわめて低かった。

この事実は、今回導入した方法が、信号の有無を含めたセルからの情報をほぼ矛盾なく説明しており、実際の物理現象を高い精度で再現していることを示している。図 4.30 は、多重度 2 のみで飛跡導出した場合における、センス面の通過位置を表しているが、ワイヤー間隔 8 mm を境に分布が落ちていることが確認できることから、この方法が実際の物理現象を否定するものではないことを示唆する。また 8 mm を超え、本来隣接セルで電子雪崩を誘起すべき領域を通過した不正確な飛跡の割合も、極めて限定的であることが確認された。

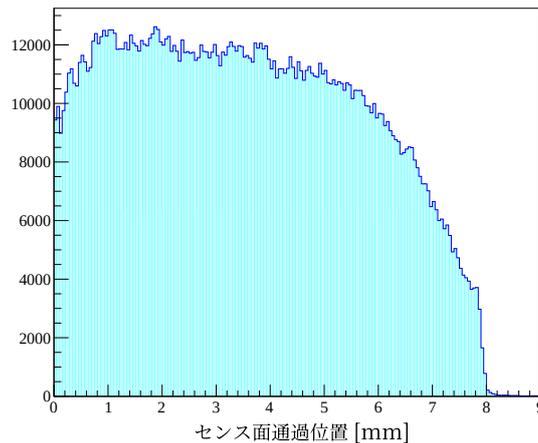


図 4.30: 本手法のみで、多重度 2 の事象に対して、飛跡導出した場合のセンス面の通過位置分布。ワイヤー間の距離は 8 mm であるため、通過位置が 8 mm 以上というのは、隣のセルにも飛跡が入射しているという事を意味する。しかしそのセルでは実際には電子雪崩が起こっていないため、そのような飛跡は観測結果と矛盾していると言える。この分布では、距離 8 mm を超えるイベントはまれであり、本手法が観測結果と矛盾しない導出方法であると示唆される。

本手法を適用した結果を図 4.31 に示す。同図より、従来の解析（図 4.28）で顕著であった周期的なピーク構造が、本手法によって解消されたことが確認できる。なお、 $\Delta x = 0$  mm および  $-16$  mm 付近に二つのピークが観測されるが、これは後述するように、角度の異なる 2 種類の粒子成分の混入に起因する構造であり、位置導出アルゴリズムの妥当性を損なうものではない。

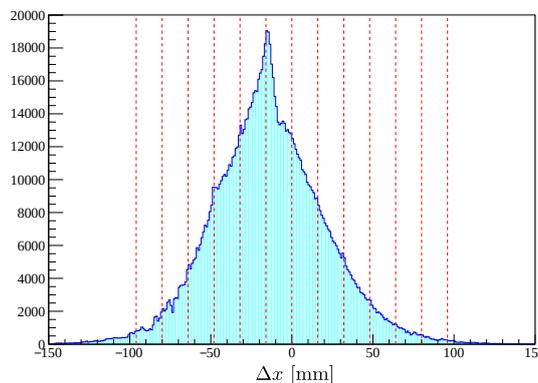


図 4.31: 本手法により再構成された飛跡に基づく  $\Delta x = x_{s1} - x_{s2}$  の分布。赤の点線はセルサイズの整数倍（16 mm 周期）を示している。本手法の適用により、幾何学的乖離に起因するワイヤー構造が解消されていることが確認できる。

## 4.4 NEOLITH-s による飛跡の評価

本節では、第 4.3 節で詳述した改善アルゴリズムを用いて再構成された飛跡に基づき、位置および角度分布の評価を行う。まず、位置導出効率について述べる。次いで、各検出器層における位置分布、および 2 台の NEOLITH-s から得られる飛跡の角度分布を提示し、角度情報を用いた事象選別について述べる。最後に、プラスチックシンチレータへの外挿による位置分解能の定量的評価について論じる。

### 4.4.1 位置導出効率

NEOLITH-s 一台あたりの位置導出効率は、イベントトリガー数に対して、ポテンシャルワイヤーからの  $x$  座標では 81.0%、カソードストリップからの  $u$  または  $v$  座標は 83.4%、 $u, v$  座標から合成される  $y$  座標では 82.2% であった。また NEOLITH-s1, s2、2 台の情報を用いた飛跡導出効率は、 $x$  方向が 76.9%、 $y$  方向が 78.3% となり、最終的な三次元飛跡の再構成効率は 74.5% となった。

これらの飛跡導出効率は、単層ごとの検出効率の積から予想される値よりも高い割合となった。

### 4.4.2 NEOLITH-s1, s2 における位置分布

図 4.32 - 4.35 に、NEOLITH-s1, s2 における  $x$  方向および  $y$  方向の位置分布を示す。

いずれの座標軸においても、分布はトリガーシンチレータの有感領域に対応した滑らかな広がりを持っており、幾何学的なアクセプタンスと整合している。特に  $x$  座標分布において、セルの周期性に伴う不自然なピークが確認されないことは、第 4.3 節で導入した STC の最適化および飛跡導出法が、検出器全域にわたり適切に機能していることを示している。また、Veto シンチレータの接合部をすり抜けた荷電粒子バックグラウンドに起因する局所的なピークも観測されなかった。

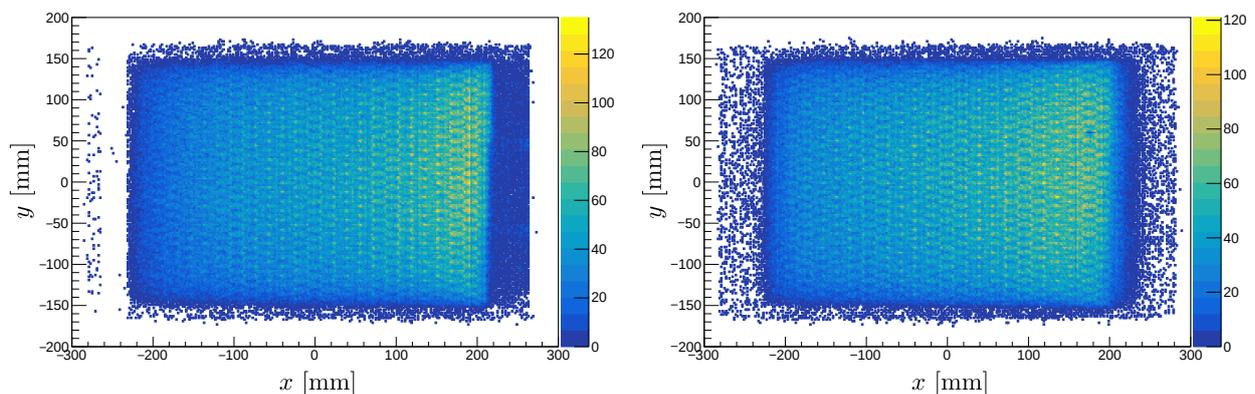


図 4.32: (左)NEOLITH-s1(右)NEOLITH-s2 のポテンシャルから得られた二次元分布。Veto シンチレータの接合部をすり抜けた荷電粒子バックグラウンドに起因する局所的なピークは確認できない。

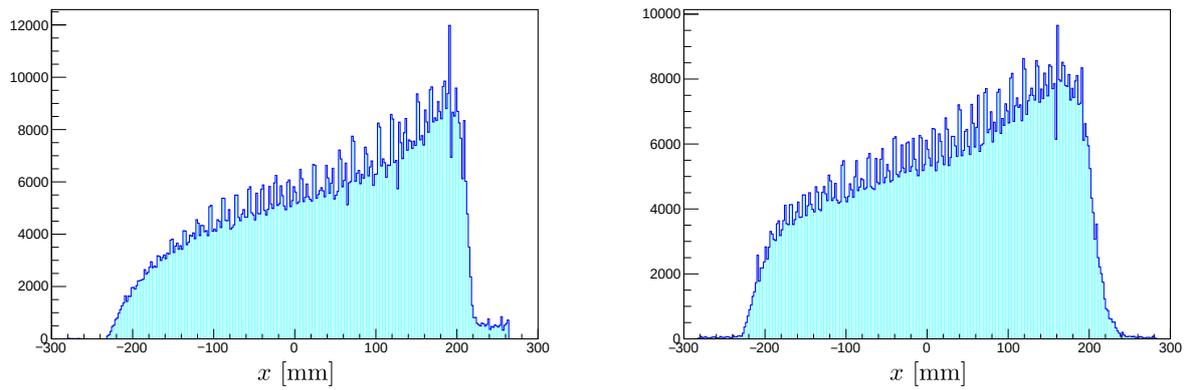


図 4.33: (左)NEOLITH-s1(右)NEOLITH-s2 のポテンシャルから得られた  $x$  分布。セルの周期性に伴う不自然なピークが確認されないことから、前節で導入した飛跡導出原理は適切に機能していることを示唆する。

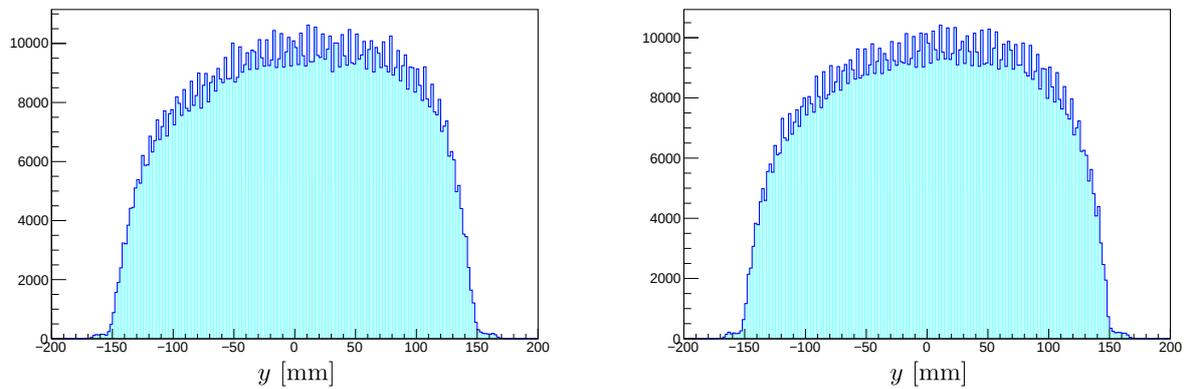


図 4.34: (左)NEOLITH-s1(右)NEOLITH-s2 のカソードから得られた  $y$  分布。

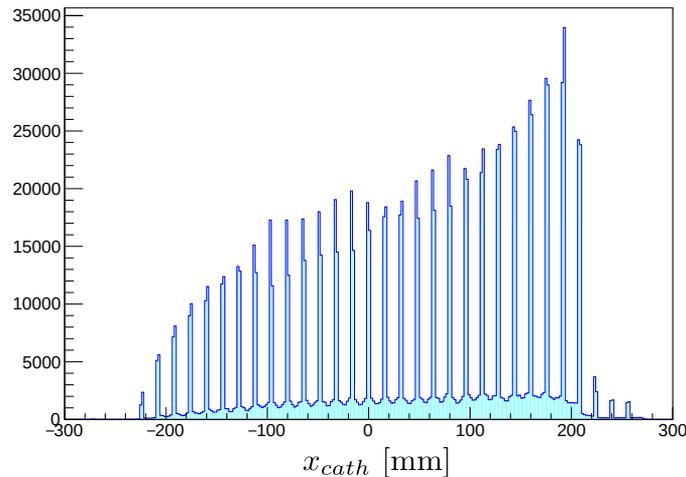


図 4.35: NEOLITH-s1 のカソードから得られた  $x$  分布。16 の倍数位置にアノードワイヤーがあるが、多重度 2 の事象はカソードストリップから得られる位置は電子雪崩が起こった位置であるため、正しく位置導出できていることが示される。一方で、多重度 3 の事象を用いた位置はアノードワイヤーの位置と必ずしもならない。

本検出器の性能を確認するため、カソードストリップから得られる  $x$  座標とアノードワイヤーとの残差分布を求めた (図 4.36)。

その結果、得られた分布は単純なガウシアン形状とほぼ一致するが、ピーク部が僅かに平坦化したような形状となった。この要因について考察する。原理的には、電子雪崩が左右非対称に起こる影響で、NEOLITH-ss で得られた結果同様、二山構造が形成されるはずである。しかし、本測定において顕著な二山構造が観測されなかったのは、全 36 本のアノードワイヤーの設置位置が、解析上で仮定している厳密なセルサイズ (16 mm の整数倍) に対して、微小なアライメント誤差を持っていたためだと推測される。個々のワイヤーにおける残差分布の僅かなズレが重畳した結果、本来の構造が平滑化された分布として観測されたと考えられる。

実際に、アノードワイヤーのうち特定の 1 本 ( $x = 0$ ) のみを対象とした残差分布を確認したところ、図 4.37 に示す通り、明瞭な二山構造が観測された。この事実は、NEOLITH-s 自体は高い位置分解能力を維持しているものの、システム全体の位置評価においてはワイヤーのアライメント精度が分布の微細構造を支配していることを示唆している。

また分布の幅については、 $\sigma = 470,481 \mu\text{m}$  となり、前章 (第 3 章) で評価した NEOLITH-ss の結果とほぼ同等であった。この事実は、NEOLITH-s が NEOLITH-ss と同等の位置決定精度を維持している可能性を示唆している。

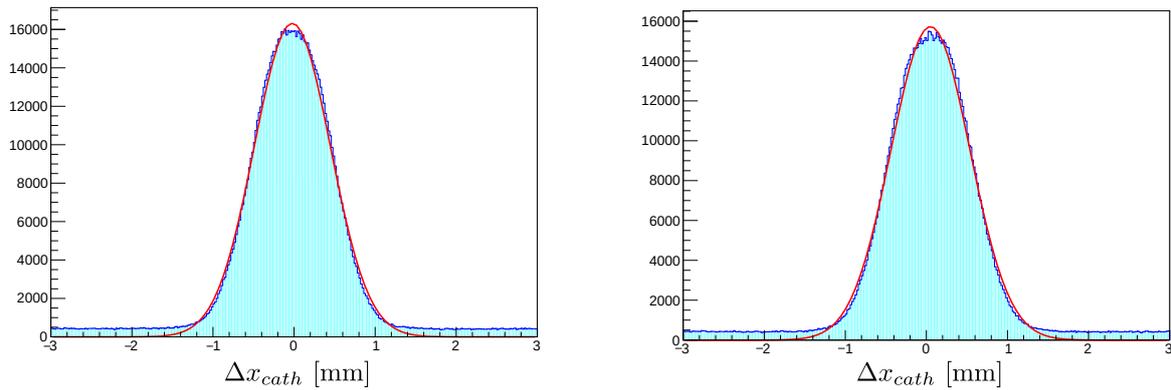


図 4.36: (左)NEOLITH-s1(右)NEOLITH-s2 のカソードから得られた X とアノードワイヤーとの残差分布。おおよそガウシアン形となっているが、ピークが平坦化した構造となっている。これは全 36 本のアノードワイヤーの設置位置が、解析上で仮定している厳密なセルサイズ (16 mm の整数倍) に対して、微小なアライメント誤差を持っていたためだと推測される。

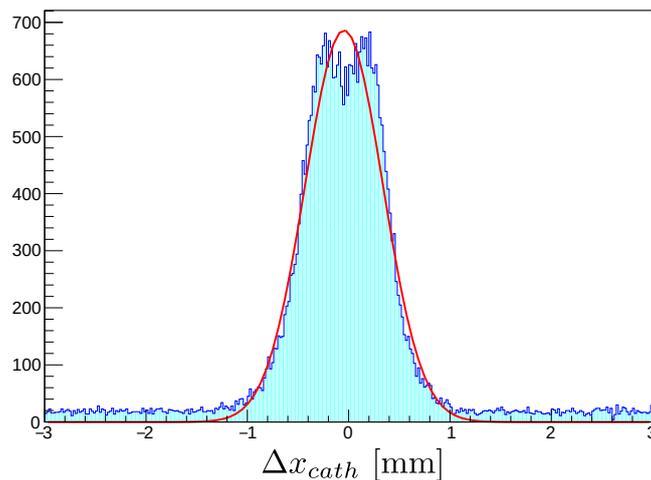


図 4.37: 特定の 1 本 ( $x = 0$ ) のみを対象とした残差分布。電子雪崩が左右非対称的に起こっているため、二山構造が確認できる。ガウシアンでフィットしたところ  $\sigma = 383 \mu\text{m}$  となった。

#### 4.4.3 飛跡の角度分布解析及び評価

本項では、再構成された飛跡の角度分布を評価し、事象選別の妥当性について論じる。本解析において、ビーム軸に対する水平方向 ( $xz$  平面) の散乱角を  $\alpha$ 、垂直方向 ( $yz$  平面) の散乱角を  $\beta$  と定義した。

##### 飛跡の角度分布

$\alpha$  および  $\beta$  の角度分布を図 4.38 に示す。 $\alpha$  および  $\beta$  の分布特性を比較すると、その形状に顕著な差異が認められる。本来、中性子による散乱粒子の角度分布は方位角方向に対して高い対称性を有しているため、 $\alpha$  と  $\beta$  の分布はほぼ一致する外形となるはずである。したがって、観測され

た分布の不一致は、物理的な散乱事象以外の成分、すなわち特定の幾何学的条件で混入するバックグラウンド事象の存在を示唆している。

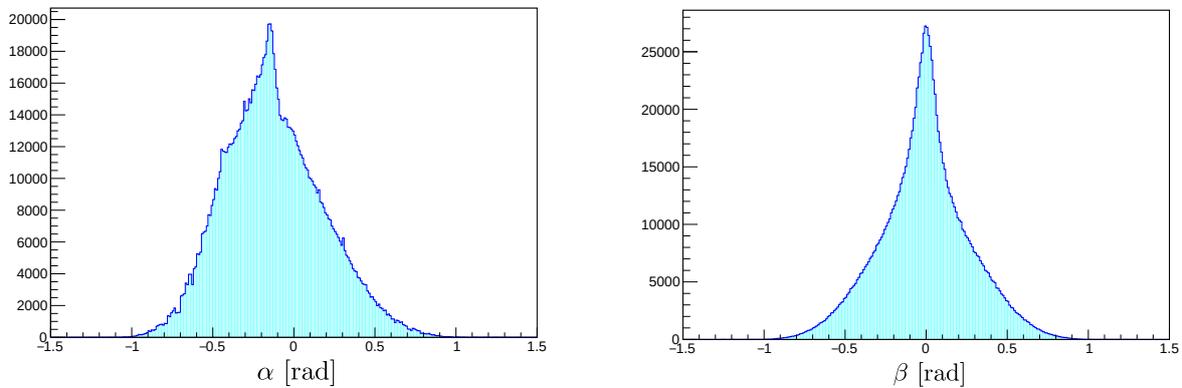


図 4.38: NEOLITH-s による散乱粒子の角度 ( $\alpha, \beta$ ) 分布。物理的な散乱事象から期待される対称性に反し、両分布には顕著な差異が認められる。

#### バックグラウンド事象の同定と識別

観測された角度分布の非対称性を詳細に調査した結果、垂直角  $\beta$  の分布形状は、上流側トリガーシンチレータ内側表面 (深さ 0 mm) における  $x$  座標の外挿位置と強い相関を示すことが判明した (図 4.39)。

図 4.40 左に示す通り、シンチレータの有感領域外 ( $x > 225$  mm) を通過するイベントにおいて、 $\beta = 0$  を中心とした  $\sigma = 107$  mrad という極めて鋭いピークを持つ成分が観測された。中性子散乱に伴う反跳陽子が標的や検出器内で散乱される物理過程を考慮すれば、このようにビーム軸に対して高い平行性を維持した鋭い角度分布は生じ得ない。

この鋭いピーク成分は、Veto シンチレータによる荷電粒子の幾何学的限界によって、NEOLITH を貫通した荷電粒子バックグラウンドであると考えられる。当初、Veto シンチレータ同士の接合部における隙間を排除する目的で、各検出器をビーム軸に対して傾斜させて配置する手法がとられた。しかし、過度な傾斜によって、Veto 検出器の有効投影面積がトリガーシンチレータの全幅を完全に網羅できず、荷電粒子の識別漏れが生じる領域が発生したものと考えられる。

図 4.40 右に示す通り、外挿位置を  $x < 0$  mm 領域に限定した場合には、このような非物理的なピーク成分は消失し、物理的に妥当な緩やかな角度分布が得られる。以上の事実に基づき、本解析では上流トリガーシンチにおける外挿位置  $x < 0$  mm の領域を中性子事象における有効領域として定義した。

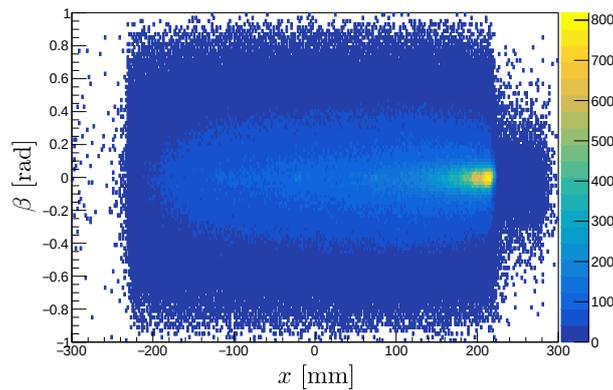


図 4.39: 上流シンチレータへの外挿位置  $x$  と垂直角度  $\beta$  の相関図。有感領域外 ( $x > 225$  mm) において特定の角度に事象が集中していることが確認できる。

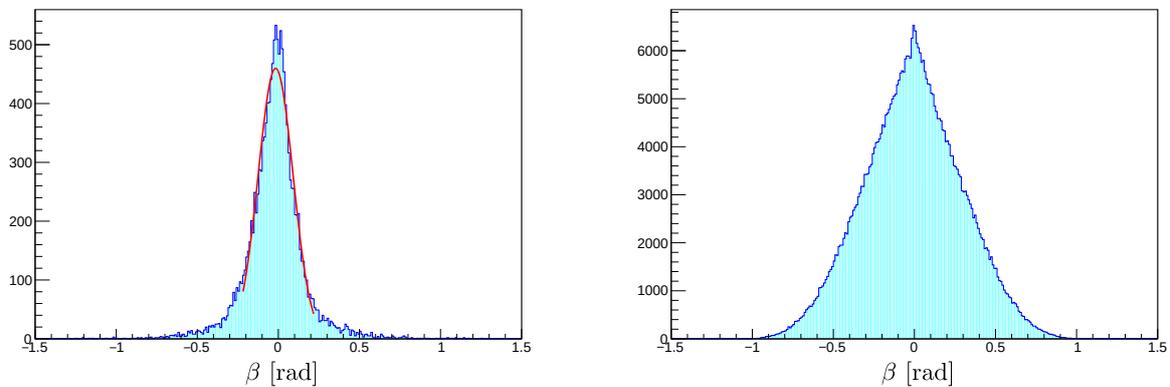


図 4.40: 上流のトリガーシンチレータへの外挿位置に応じた  $\beta$  分布。(左) 有感領域の外  $x > 225$  mm を通過した事象： $\beta = 0$  を中心とした  $\sigma = 107$  mrad のピークが見られる。ただし、 $[-2\sigma, 2\sigma]$  の範囲でフィッティングを行った。(右)  $x < 0$  mm を通過した事象：中性子散乱の物理過程を反映した分布であると考えられる。

#### 有効領域における角度分布

中性子散乱イベントを選択するために設定した  $x < 0$  mm 領域における、散乱角  $\alpha$  および  $\beta$  の分布を図 4.41 に示す。バックグラウンド混入が顕著であった全領域の分布 (図 4.38) と比較して、両分布は互いによく一致した形状を示している。これは、荷電粒子バックグラウンドが効果的に棄却され、方位角方向の対称性を有する物理的な散乱事象が適切に観測できていることを示唆している。

またビーム軸  $z$  に対する角度  $\theta$  分布および  $\cos \theta$  分布を図 4.42 に示す。

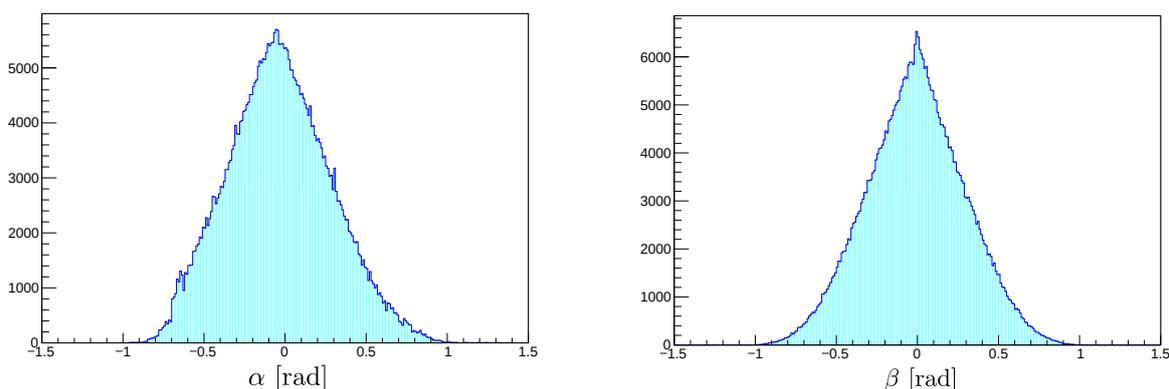


図 4.41: 有効領域 ( $x < 0$  mm) における散乱角  $\alpha, \beta$  の分布。水平・垂直方向で分布形状が一致しており、散乱反応の対称性が保たれていることが確認できる。

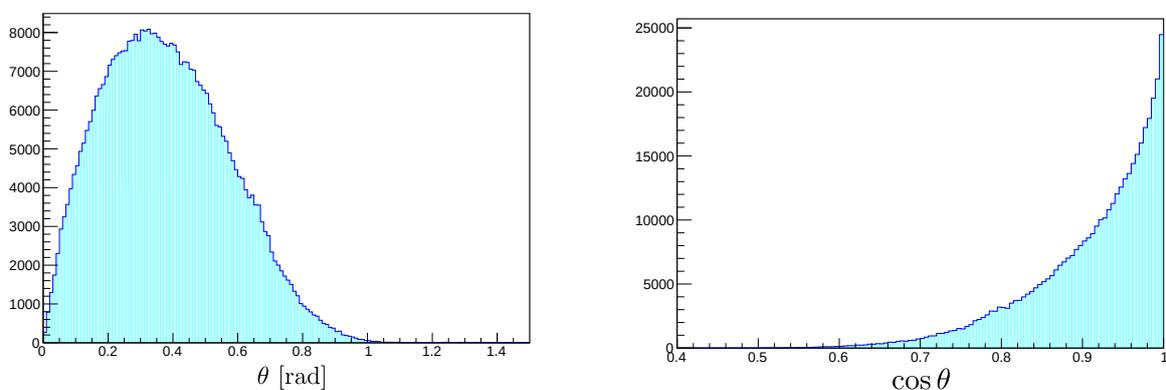


図 4.42: 有効領域 ( $x < 0$  mm) における散乱角  $\theta$  および  $\cos \theta$  の分布。

#### 有効領域 ( $x < 0$ mm) における角度分布とシミュレーションとの比較

中性子による散乱陽子の  $\cos \theta$  分布に関しては、Cecil らにより開発され [18]、後に Sailor らによって ( $n, p$ ) 反応の運動学が修正されたモンテカルロ・コードを用いて評価した [28]。図 4.43, 4.44 に、離散的な入射中性子エネルギー ( $K_n = 100, 150, 200$  MeV) での角度分布、および予想された中性子エネルギースペクトルに基づき  $K_n = 70, 100, 150, 200, 250, 300$  MeV のシミュレーション結果を重み付けした結果を示す。今回のシミュレーションでは、上流トリガーシンチレータ有感領域に一様入射させ、そこから発生した散乱陽子が下流トリガーシンチレータを通過するという幾何学的条件で事象をプロットした。本実験では有効領域を  $x < 0$  mm に限定しているが、幾何学的な対称性の観点から、この条件は実験の設定と等価な分布を与える。比較にあたっては、全角度領域で規格化を行った。

実験データとシミュレーション結果を比較すると、小角度領域 ( $\cos \theta \gtrsim 0.85$ ) においては、 $K_n \sim 150$  MeV の単色計算および散乱陽子のエネルギースペクトルを考慮した重み付け計算の双方が実験値と良好な一致を示した。これは本実験環境から推定される中性子のエネルギーと整合するものである。一方で、角度が大きくなる ( $\cos \theta$  が小さくなる) 領域では、シミュレーションとの乖離が顕著となった。

本シミュレーションにおいては実験系の幾何・物質条件を完全に網羅しているため、この乖離はシミュレーションコード自体が内包する物理モデルの不確かさに起因するものと考えられる。Cecil は、本コードの開発当時において 30 MeV を超える高エネルギー中性子の反応断面積のデータが極めて不十分であり、これが効率計算における最大の不確かさの源であることを認めている [18]。広角度領域における乖離は、こうした歴史的な核データ不足と物理モデルの限界が、本実験エネルギー領域 ( $0 \lesssim K_n \lesssim 300$  MeV) での実験結果との対比によって顕在化した可能性がある。

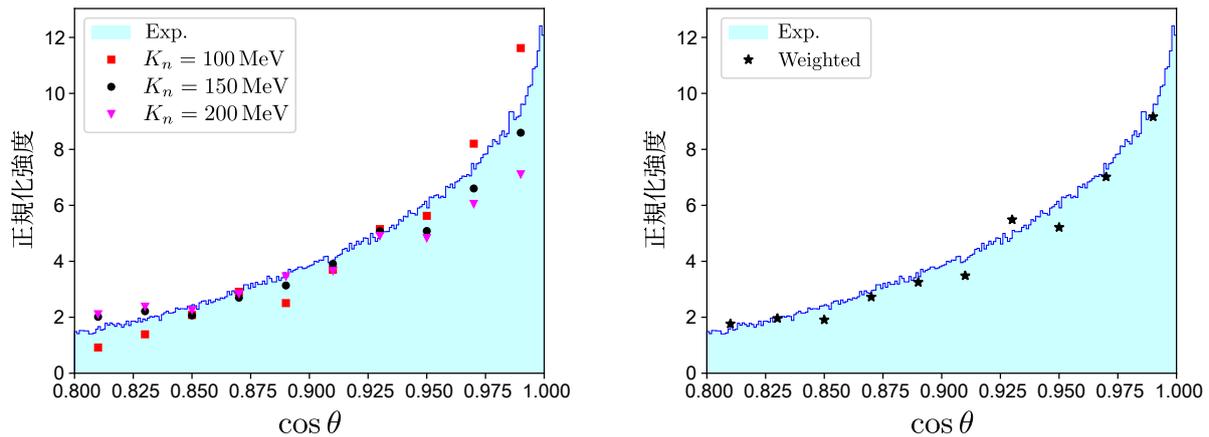


図 4.43:  $0.8 < \cos \theta < 1.0$  における実験データとシミュレーションとの比較。(左) 離散的なエネルギー ( $K_n = 100, 150, 200$  MeV) での結果、(右) 推定されるエネルギースペクトルで重み付けした結果と実験データの比較。小角度領域においては、単色計算および重み付け計算の双方が実験結果と近い傾向を示している。

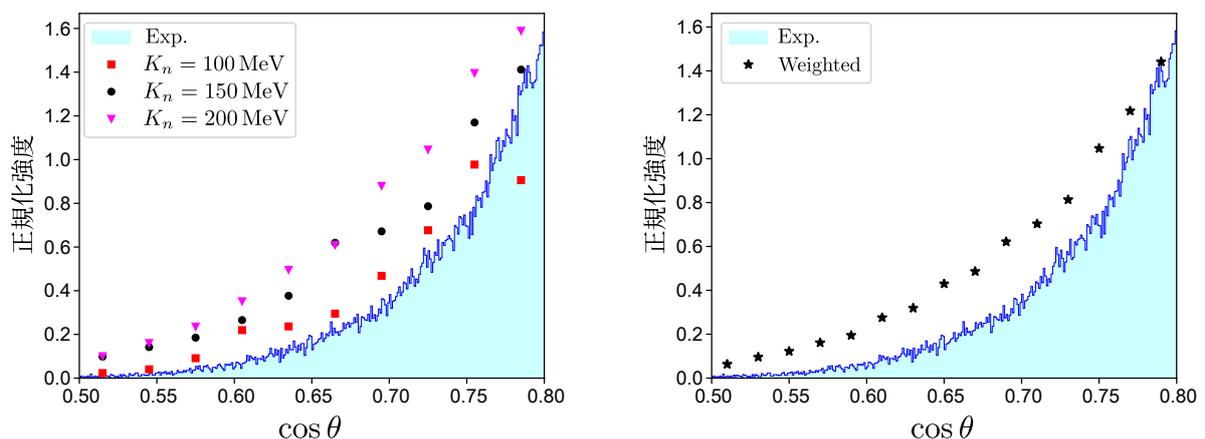


図 4.44:  $0.5 < \cos \theta < 0.8$  における実験データとシミュレーションとの比較。(左) 離散的なエネルギー ( $K_n = 100, 150, 200$  MeV) での結果、(右) 推定されるエネルギースペクトルで重み付けした結果と実験データの比較。広角度領域では、エネルギー分布の考慮に関わらず、シミュレーションと実験結果との間に大きな乖離が認められる。

#### 4.4.4 シンチレータ表面（深さ 0, 30 mm）への外挿分布

次に NEOLITH-s1, s2 の測定値から得られた飛跡を、トリガーシンチレータの表面（深さ 0 mm）および中央（深さ 30 mm）へと外挿し、その位置分布について考察する。

図 4.45 - 4.50 に、前面および後面のトリガーシンチレータにおける  $x, y$  分布、および 2 次元分布を示す。幾何学的には、表面（深さ 0 mm）に対する外挿位置はシンチレータの有感領域（ $x : \pm 225 \text{ mm}, y : \pm 150 \text{ mm}$ ）内に収まることが期待される。一方、深さ 30 mm においては、飛跡の入射角度  $\theta$  に伴い有感領域の境界がシフトすることを考慮する必要がある。具体的には、シンチレータ表面の境界に対し、深さと角度による投影成分  $30 \tan \theta \text{ mm}$  分の幾何学的な広がり を考慮した。

結果、 $y$  方向の分布については、いずれの深さにおいても幾何学的なアクセプタンスと良好な一致を示した。一方で  $x$  方向については、前述したように深さ 0 mm の表面に対する外挿位置が有感領域の境界（ $x > 225 \text{ mm}$ ）を超えて外側に分布するイベントが現れる様子が観測された（図 4.46）。

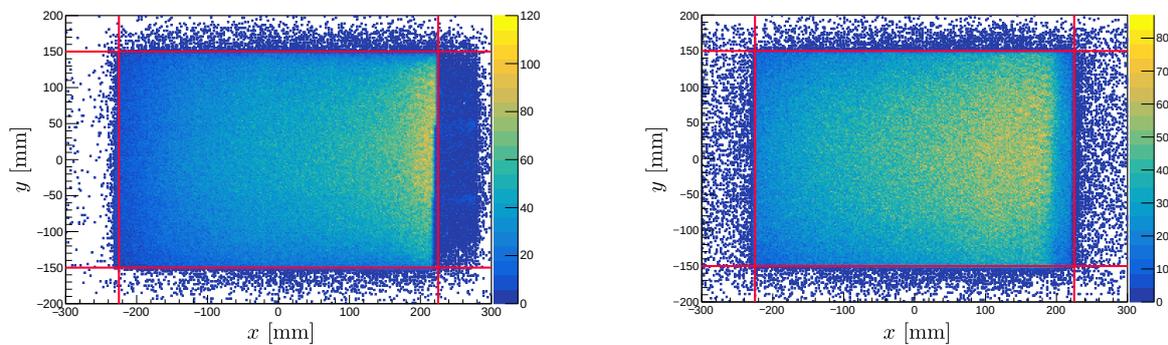


図 4.45: 上流 (左) と下流 (右) のトリガーシンチレータ表面 (深さ 0 mm) への二次元外挿分布。分布は有感領域（ $x : \pm 225 \text{ mm}, y : \pm 150 \text{ mm}$ ）内に概ね収まっていることが確認できる。

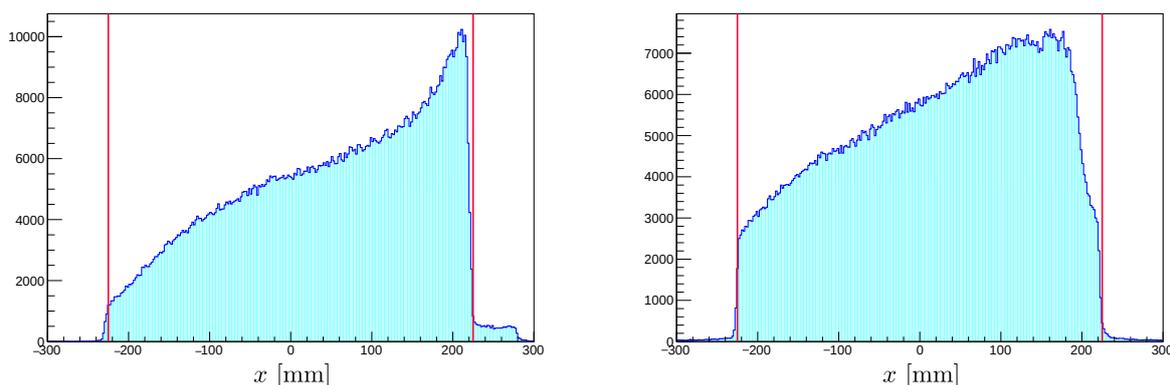


図 4.46: 上流 (左) と下流 (右) のトリガーシンチレータ表面 (深さ 0 mm) への位置  $x$  外挿分布。トリガーシンチレータの有感領域は  $\pm 225 \text{ mm}$  であるが、上流のトリガーシンチレータのみ有感領域の外（ $x > 225 \text{ mm}$ ）にも分布がみられる。

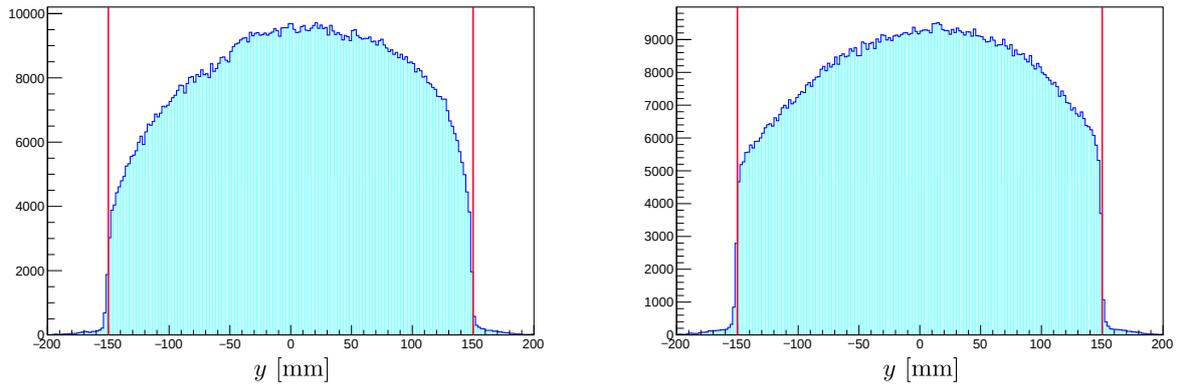


図 4.47: 上流 (左) と下流 (右) のトリガーシンチレータ表面 (深さ 0 mm) への位置  $y$  外挿分布。深さ成分によって有感領域 ( $\pm 150$  mm) を境に分布が落ちていることが確認できる。

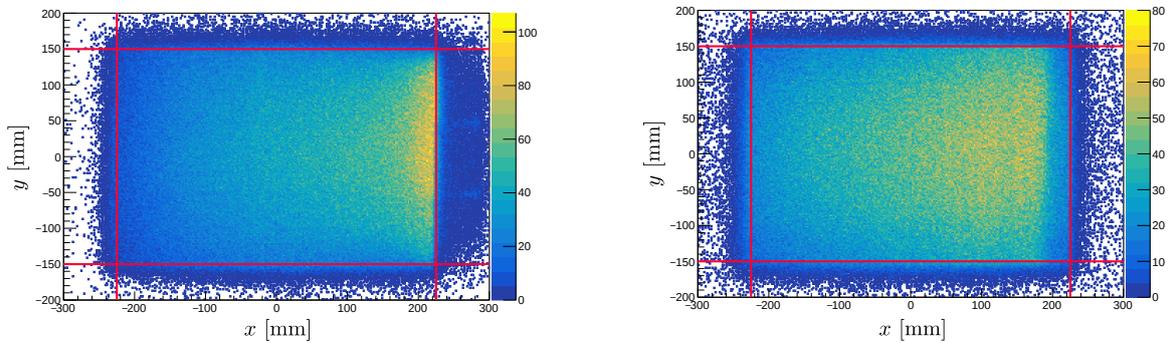


図 4.48: 上流 (左) と下流 (右) のトリガーシンチレータ中央 (深さ 30 mm) への二次元外挿分布。深さ方向の影響で、分布が有感領域 ( $x : \pm 225$  mm,  $y : \pm 150$  mm) の外に広がっていることが確認できる。

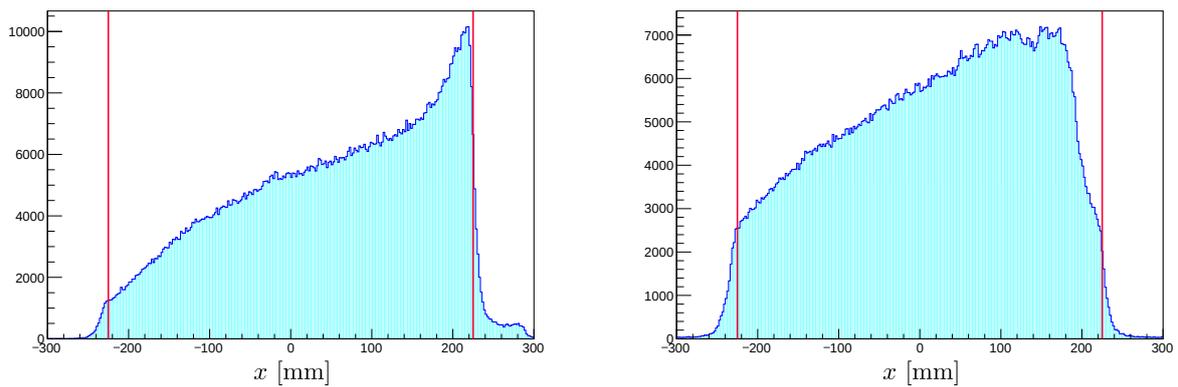


図 4.49: 上流 (左) と下流 (右) のトリガーシンチレータ中央 (深さ 30 mm) への位置  $x$  外挿分布。深さ成分によって有感領域 ( $\pm 225$  mm) の外への分布も確認できるが、これは角度のついた粒子が深さ方向に対し  $30 \tan \alpha$  mm の広がりを持つためである。

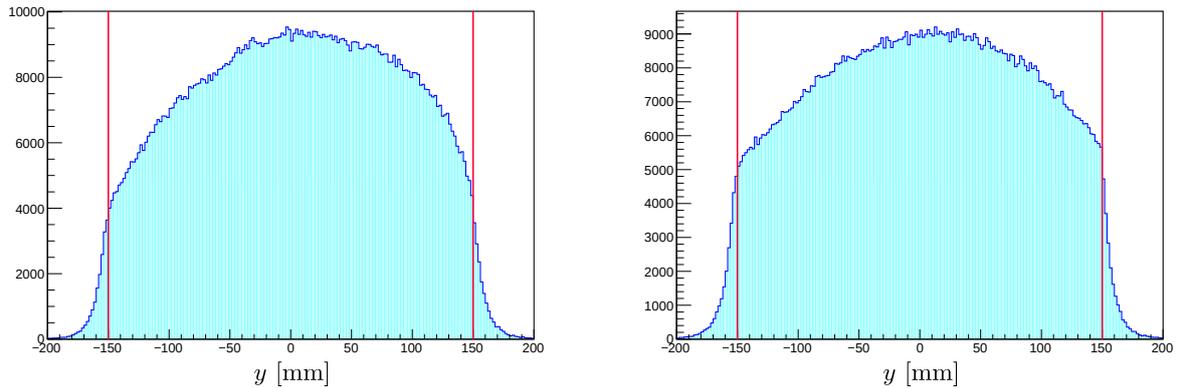


図 4.50: 上流 (左) と下流 (右) のトリガーシンチレータ中央 (深さ 30 mm) への位置  $y$  外挿分布。深さ成分によって有感領域 ( $\pm 150$  mm) の外への分布も確認できるが、これは角度のついた粒子が深さ方向に対し  $30 \tan \beta$  mm の広がりを持つためである。

#### 4.4.5 外挿分布の端部評価と角度依存性

外挿分布の境界を定量的に評価するため、トリガーシンチレータの中心 (深さ 30 mm) における外挿分布の端部を以下の誤差関数でフィッティングした。

$$f(x) = [3] + [0] \cdot \operatorname{erf} \left( \frac{x - [1]}{\sqrt{2} \cdot [2]} \right) \quad (4.4.1)$$

フィッティング範囲は、境界から  $30 \tan \theta$  mm を考慮した中心に対し  $\pm 10$  mm の領域である。端に対し  $+10$  mm におけるカウント数を  $h_1$ 、 $-10$  mm におけるカウント数を  $h_2$  するとパラメータの初期値を、 $[0] - [3]$  それぞれ、 $(h_1 - h_2)/2$ 、中心、 $1.0$ 、 $(h_1 + h_2)/2.0$  とした。フィッティングは各入射角度 ( $x$  方向:  $\alpha$ ,  $y$  方向:  $\beta$ ) ごとに行った。ただし、統計精度を確保するため、イベント数が一万未満の角度領域についてはフィッティング対象から除外した。図 4.51 に、外挿分布の端部を誤差関数でフィッティングした一例を示す。

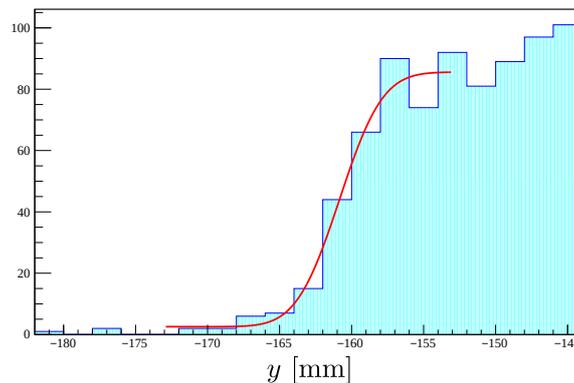


図 4.51:  $20^\circ < \beta < 21^\circ$  における深さ 30 mm での下流トリガーシンチへの外挿分布と誤差関数でフィッティングした一例。赤い曲線が誤差関数である。粒子に角度がついているため、有感領域の位置 150 mm の位置から 10 mm 分ずれているが、このずれを考慮し、以降の角度依存性を評価した。

図 4.52, 4.53 に、フィッティングによって得られた  $\sigma$  の角度依存性を示す。ただし、角度は一度刻みである。

角度が大きくなるほど、境界の統計量が少なくなり、 $\sigma$  の誤差が増大する傾向にある。しかし、 $x, y$  ともに  $\sigma$  は 2 mm 程度となっており、入射角に依存しない位置決定精度が維持されていることが確認できる。

一方で、角度が  $1^\circ \sim 3^\circ$  付近において  $\sigma$  が一時的に増大する傾向が確認された。これは、図 4.54 (模式図) に示すような幾何学的アクセプタンスの制限に起因する見かけ上の広がりである。特定の角度を持つ飛跡を制限して位置分布を求めた場合、シンチレータの境界付近では、中心部と比較して幾何学的に受容可能な飛跡の範囲が狭められる。その結果、分布の端部における計数が中心部に対して約 1/2 程度に減少するような形状の歪みが生じる (図 4.55)。

フィッティングに用いている誤差関数は、境界における平坦な段差が分解能によってボケることを仮定したモデルである。そのため、アクセプタンスに起因するこの幾何学的な歪みが分布に重畳すると、モデルとの乖離が生じ、算出される  $\sigma$  が見かけ上増大する。以上のことから、特定の角度領域で見られる  $\sigma$  の悪化は、位置導出精度の低下を示すものではなく、幾何学的アクセプタンスによる分布形状の変容を反映した問題であると結論付けられる。

一方で、本解析で得られた外挿精度  $\sigma \sim 2\text{mm}$  という値 (NEOLITH-s の位置精度 1.35 mm に対応) は、NEOLITH-ss を用いた先行試験での位置分解能  $350\ \mu\text{m}$  程度と比較し、有意に大きい。この乖離の要因として、以下の 3 点が挙げられる。

- 角度選択幅による幾何学的寄与：本解析では、統計精度を確保するためにビン幅を  $1^\circ$  に設定した。プラスチック表面から中心部 (深さ 3 cm) までの距離において、 $1^\circ$  の角度差は境界位置における  $500\ \mu\text{m}$  の空間的なズレに相当し、これが位置分解能を劣化させる要因となる。角度幅を  $0.1^\circ$  まで制限した、 $0^\circ \sim 0.1^\circ$  の飛跡検証も試みたが、統計量の不足により算出される  $\sigma$  が  $500\ \mu\text{m}$  から 2 mm の範囲で激しく変動し、誤差関数を用いたフィッティングの収束が不安定となった。以上の検討から、統計誤差と系統的な位置不確定性のバランスを考慮し、本解析における角度選択幅は  $1^\circ$  が妥当であると判断した。
- 陽子の多重散乱：反跳陽子がプラスチックシンチレータや検出器の構成物質を通過する際、多重散乱により数～十数 mrad 程度の角度偏向が生じる (図 4.56)。散乱点から検出器までの距離、約 7 cm において、例えば 10 mrad の散乱角は外挿位置で約 0.7 mm の広がりに対応する。これにより飛跡が本来の直線から偏向され、外挿位置精度を低下させている。
- 中性子反応点の不確定性：解析上、中性子の反応点をプラスチックシンチレータの中心である深さ 3 cm と一律に仮定している点である。実際にはシンチレータの厚み方向のいずれかの地点で反応が起きるため、この反応深さの広がり外挿計算において不確かさとして重畳される。

以上の複合的な要因により、2 mm 程度の分解能という結果に至ったと考えられる。今後、NEOLITH-s 本来の位置分解能をより詳細に検証するには、これらの要因を最小化した異なるセットアップによる追試験が求められる。

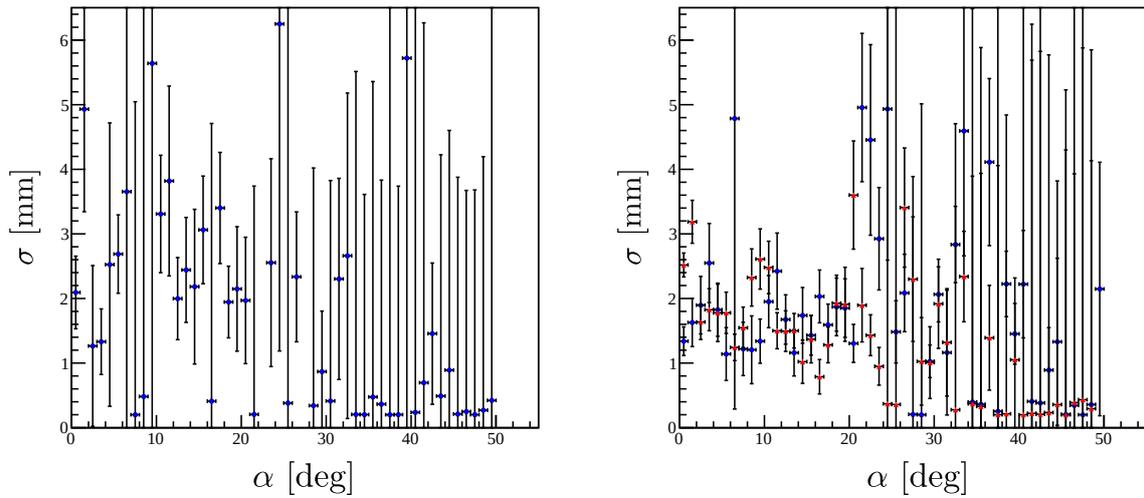


図 4.52: (左) 上流のトリガーシンチレータ (右) 下流のトリガーシンチレータに対するフィッティング結果。青が負の座標境界、赤が正の座標境界に対する  $\sigma$  を表す。誤差が大きいものの、 $\sigma$  が入射粒子の角度に依存せずおよそ 2 mm 程度であることが確認できた。

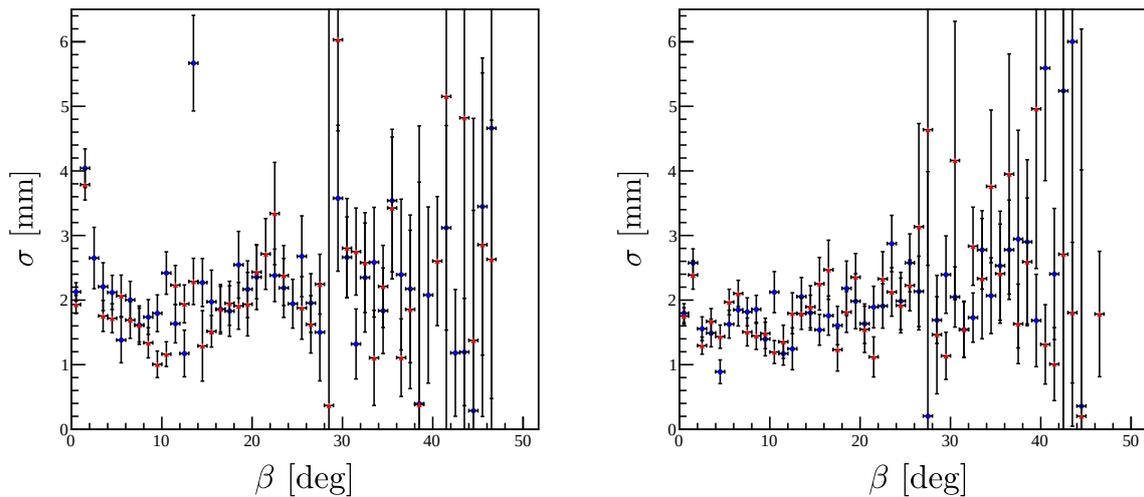


図 4.53: (左) 上流のトリガーシンチレータ (右) 下流のトリガーシンチレータに対するフィッティング結果。青が負の座標境界、赤が正の座標境界に対する  $\sigma$  を表す。 $\sigma$  が入射粒子の角度に依存せずおよそ 2 mm 程度であることが確認できた。

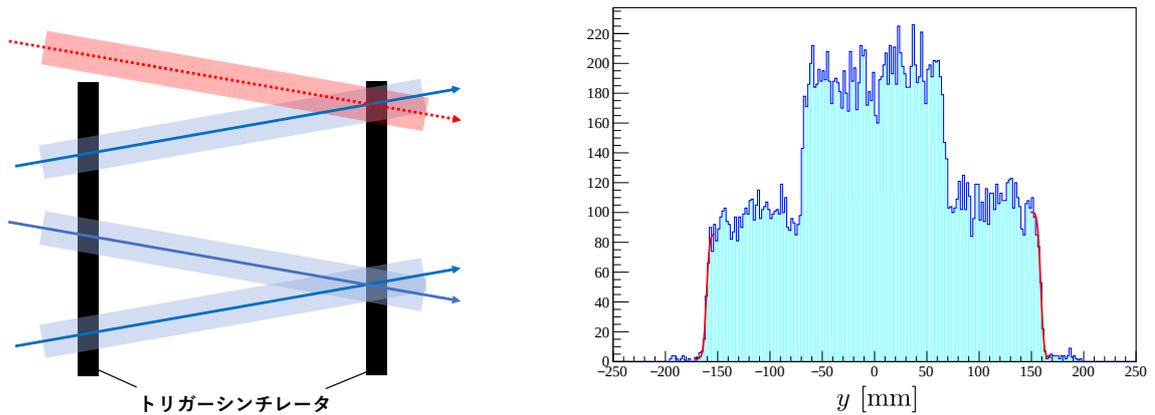


図 4.54: 左図は幾何学的にアクセプタンスが異なることを示す概略図である。黒色はトリガーシンチレータを表し、青の直線はデータ取得された粒子、赤の直線はデータ取得されなかった粒子の飛跡を表す。角度を制限した場合、幾何学的には真ん中のアクセプタンスは端のアクセプタンスの 2 倍となる。右図は角度  $20^\circ < \beta < 21^\circ$  と制限した場合の  $y$  分布であり、赤い曲線は誤差関数をフィッティングした結果である。角度が小さい場合、こういった歪みは小さくなり、誤差関数やガウシアンで端をフィッティングすることは、不可能となってしまふ。

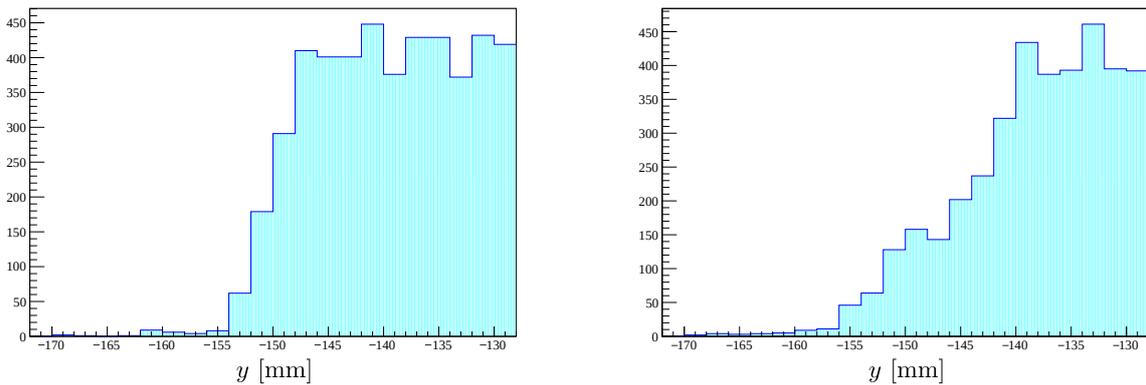


図 4.55: 下流トリガーシンチレータへの  $y$  座標外挿分布の比較。(左) 飛跡の角度  $0^\circ \sim 1^\circ$ 、(右)  $2^\circ \sim 3^\circ$  での事象をそれぞれ示す。右図において、アクセプタンスの制限に起因する二段状の傾斜構造が観測される。このような幾何学的な分布の歪みが存在する領域に単純な誤差関数を適用することで、算出される  $\sigma$  が見かけ上増大する系統的な誤差が生じる。

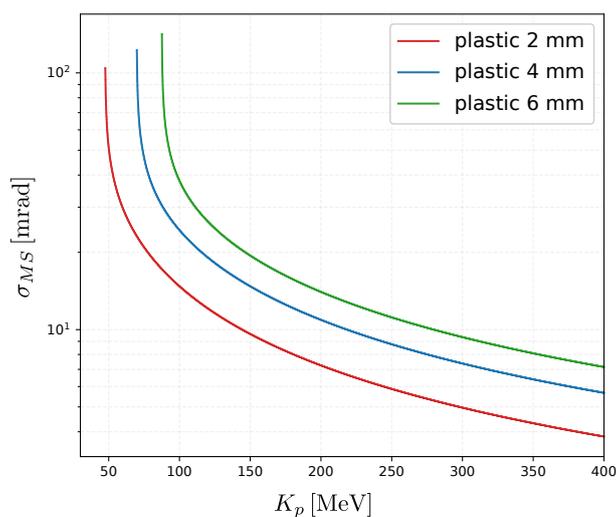


図 4.56: プラスチック中での陽子の多重散乱。散乱陽子の角度偏向は  $\sigma$  数~十数 mrad に対応しているが、この多重散乱は外挿精度に悪影響を与える。

## 4.5 まとめ

本章では、新型中性子検出器 NEOLITH-s の中性子ビーム下における動作試験の結果について述べた。

試験の結果、散乱粒子に対する検出効率は、50 MeV 以上では検出効率 93% 以上を維持したものの、それ以下では有意な検出効率低下が確認された。飛跡導出においては、大角度で放出される散乱粒子に対応するため、位置導出法を最適化し、飛跡の幾何学的な整合性を確保した。その結果、シンチレータへの外挿分布は概ね有感領域内に収まり、境界部を誤差関数で評価した際の  $\sigma$  も、ポテンシャルワイヤーからの位置で数 mm、カソードストリップからの位置で約 2 mm の精度となった。

## 第5章 結論及び今後の展望

### 5.1 本研究のまとめ

本研究では、不変質量法を用いて多中性子系を高エネルギー分解能で観測するための新型中性子検出器「NEOLITH」の開発を行った。多中性子系（4n, 6nなど）の状態を決定するためには、反応生成物の同時計測に基づく精密な運動量再構成が不可欠である。しかし、従来のプラスチックシンチレータのみを用いた中性子検出器では、反跳陽子飛跡の情報が得られず、クロストークの影響により運動量決定精度が制限されていた。この課題を解決するため、本研究では反跳陽子の飛跡を直接検出するドリフトチェンバーをプラスチックシンチレータと組み合わせた新検出系NEOLITHを開発した。このシステムにより、中性子検出時に生じる事象の空間分離と識別が可能となり、クロストークの除去および運動量決定精度の向上が期待される。NEOLITHに搭載されたドリフトチェンバーは、一層構造でありながら二次元座標の導出および左右不定性の解消を可能にする独自の読み出し方式を採用している。その結果、数mm程度の位置分解能を達成し、4nおよび6nの質量スペクトルを100 keVの高エネルギー分解能で観測できる見通しを得た。

本研究では、NEOLITHに用いるドリフトチェンバーの動作原理実証と中性子検出器としてのプロトタイプの性能評価を行った。

まず、性能評価に先立ち、シミュレーションおよび理論計算を用いて本検出器の動作原理を検証した。Garfield++を用いたシミュレーションにより、ドリフト電子がアノードワイヤーに対して一方向のみから接近し、非対称な電子雪崩を発生させることを示した。この非対称性はアノード近傍のポテンシャルワイヤーに誘起される電荷差として現れるため、これにより単層での左右不定性解消が可能であることを明らかにした。また、電子雪崩に伴いカソード面上に形成される誘起電荷分布を理論式を用いることで検証し、中央ストリップの電荷とその両隣の電荷の比を用いることで、位置導出が行えることも確認した。

以上の原理検証に基づき、試作機「NEOLITH-ss」を用いた宇宙線測定を行い、読み出し方式の原理実証および基礎的な性能評価を実施した。その結果、ポテンシャルワイヤー信号の解析を通じて、シミュレーションで予測された通り、左右不定性が解消されていることが観測された。また、開発過程において、充填ガス（P10/P20）およびカソードストリップピッチ（8 mm/10 mm）の比較を行った。その結果、P20ガスではクエンチャー成分の影響により動作電圧が高くなる一方で、位置分解能は $\sigma_x = 419, \sigma_y = 499 \mu\text{m}$ から $\sigma_x = 334, \sigma_y = 359 \mu\text{m}$ へと改善していることが確認された。ストリップ幅に関しては、シミュレーションから予想されるストリップサイズ最適値は $w = 6.72 \text{ mm}$ と小さいが、カソードストリップピッチ10 mm（カソードストリップサイズ9 mm）への拡大による分解能の悪化（ $\sigma_y$ : 359  $\mu\text{m}$ から377  $\mu\text{m}$ ）が許容範囲内であったため、加えてストリップ数など検出器全体の最適化を考えて、ストリップピッチを10 mmと決定した。

次に、中性子ビームに対する動作実証を目的として「NEOLITH-s」を用いた試験を行った。結果としては、散乱陽子のエネルギー50 MeV以上のエネルギー領域では、検出効率93%以上を維持していると確認された。位置導出については、中性子ビーム照射に伴う散乱粒子が広範な角度分

布を持つため、垂直入射を前提とした NEOLITH-ss での手法では不十分であることが判明した。そこで、位置導出法の最適化を検証し、大角度事象に対しても整合性の高い飛跡再構成を開発した。開発した飛跡導出法を用いて、ドリフトチェンバーから得られた飛跡をプラスチックシンチレータへ外挿することで有感領域の可視化に成功した。またその端部を誤差関数を用いて評価したところ  $\sigma$  が約 2 mm という結果を得た。これにより、NEOLITH-DC のカソード・ポテンシャル読み出し方式が、中性子ビーム測定においても有効に機能していることが示された。

## 5.2 今後の展望

本研究による試作機 NEOLITH-ss および NEOLITH-s の開発と性能評価を経て、現在は実機となる NEOLITH20 層システムの製作段階に移行している。今後の具体的な製作および運用のスケジュールを図 5.1 に示す。

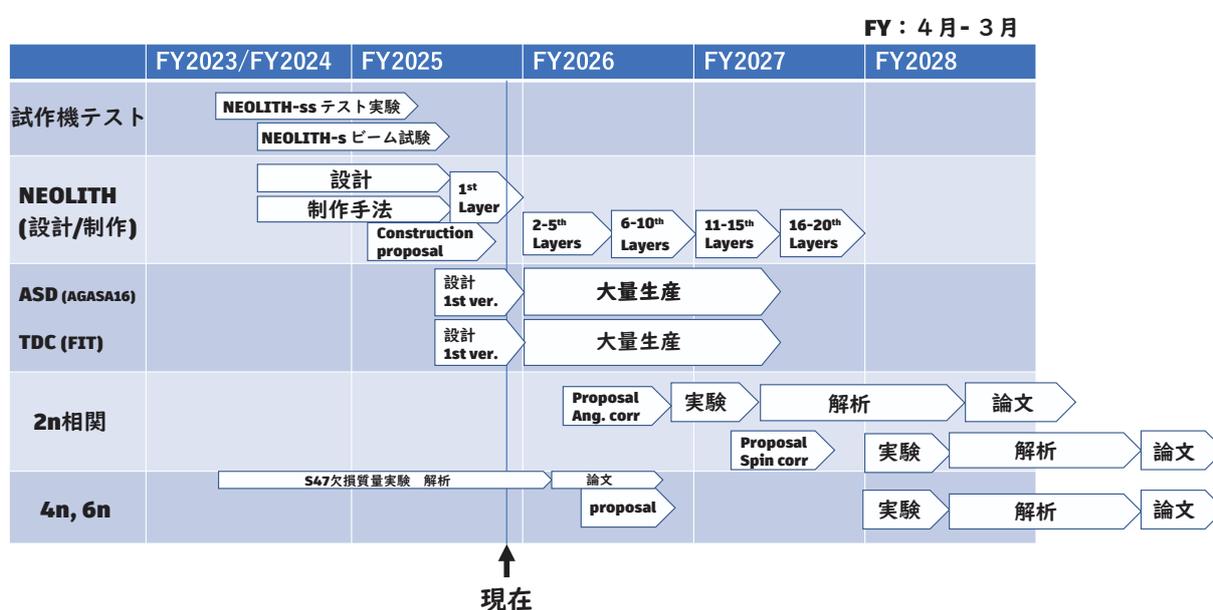


図 5.1: NEOLITH 開発の計画表

## 5.3 NEOLITH を用いて行う実験

本研究で開発した NEOLITH は、理化学研究所 RIBF における多中性子体系の解明に向けた複数の実験計画への導入が検討されている。

### 5.3.1 ${}^{9,11}\text{Li}(p, 2p)$ 反応による 4n 及び 6n 実験

${}^{9,11}\text{Li}(p, 2p)$  反応を用いた不変質量法により、多中性子系の状態を高分解能で観測する実験を計画している。NEOLITH を導入することで、不変質量分解能は 100 keV 以下に到達する見通しである。

理論的には、 $6n$  は中性子の  $\nu(0p_{3/2})$  軌道がほぼ充填される構造を持つと示唆されており、 $4n$  よりも安定して存在する可能性が指摘されている。そのため、 $4n$  や  $6n$  の観測は核力における三中性子力の役割を解明する上で決定的な役割を果たす。

統計量として、具体的には、強度 500 kcps の  $^{11}\text{Li}$  ビームを厚さ  $0.7 \text{ g/cm}^2$  の液体水素標的に照射し、反応断面積を  $0.5 \text{ mb}$ 、STRASSE および CATANA の検出効率（幾何学的アクセプタンスを含む）を 50% と仮定した場合、1 日あたり約 245 イベントの観測が可能となる（図 5.2）。これは、数日間の測定で物理議論に足る十分な統計量を確保できることを示唆している。得られるデータは、純中性子体系におけるシェル構造の有無や、三中性子力（3NF）といった未確立な核力相互作用を検証する上で極めて有用なものになると期待される。

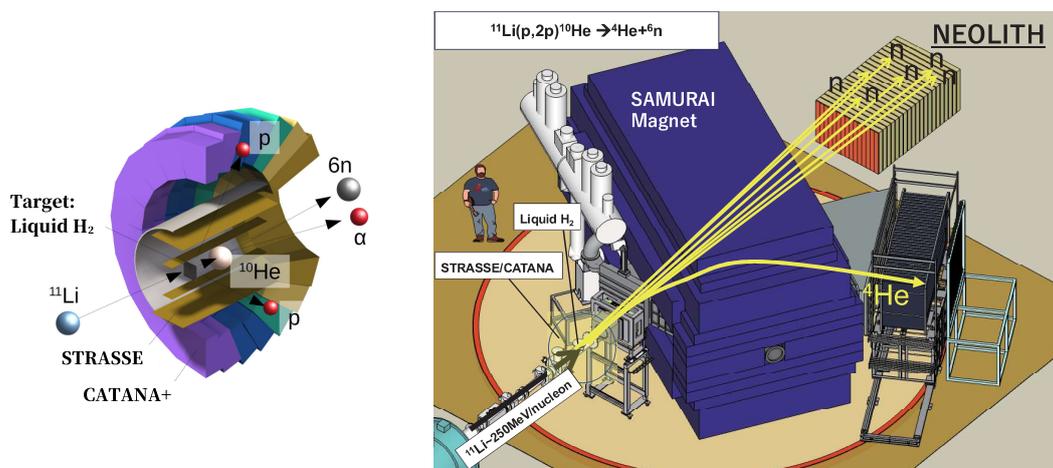


図 5.2:  $^{11}\text{Li}(p, 2p)$  反応による  $6n$  実験の概略図。NEOLITH では不変質量法を用いて、 $6n$  を同時測定する。

## 参考文献

- [1] K. Miki et al., Phys. Rev. Lett. **133**, 012501 (2024).
- [2] E. Hiyama, R. Lazauskas, J. Carbonell, and M. Kamimura, Phys. Rev. C. **93**, 044004 (2016).
- [3] S. Gandolfi, H. W. Hammer, P. Klos, J. E. Lynn, and A. Schwenk, Phys. Rev. Lett. **118**, 232501 (2017).
- [4] J. G. Li, N. Michel, B. S. Hu, W. Zuo, and F. R. Xu, Phys. Rev. C **100**, 054313 (2019).
- [5] K. Kisamori et al., Phys. Rev. Lett. **116**, 052501 (2016).
- [6] M. Duer et al., Nature **606**, 678 (2022).
- [7] T. Faestermann et al., Phys. Lett. B **824**, 136799 (2022).
- [8] A. Shirokov, G. Papadimitriou, A. Mazur, I. Mazur, R. Roth, and J. Vary, Phys. Rev. Lett. **117**, 182502 (2016).
- [9] N. Wan, T. Myo, H. Takemoto, M. Lyu, Q. Zhao, H. Horiuchi, M. Isaka, and A. Doté, Phys. Lett. B **864**, 139436 (2025).
- [10] A. Deltuva, Phys. Rev. C **97**, 034001 (2018).
- [11] R. Lazauskas, E. Hiyama, and J. Carbonell, Phys. Rev. Lett. **130**, 102501 (2023).
- [12] 高橋里緒, 修士論文, 東京科学大学 理学院 物理学系 物理学コース (2025).
- [13] 田中隆己, 修士論文, 東京科学大学 大学院理工学研究科 基礎物理学専攻 (2012).
- [14] 高橋康平, 学士論文, 東京工業大学 理学院 物理学系 (2020).
- [15] S. Agostinelli et al. (GEANT4), Nucl. Instrum. Meth. A **506**, 250 (2003).
- [16] J. Allison et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
- [17] J. Allison et al. (Geant4), Nucl. Instrum. Meth. A **835**, 186 (2016).
- [18] R. A. Cecil, B. D. Anderson, and R. Madey, Nuclear Instruments and Methods **161**, 439 (1979).
- [19] M. Anghinolfi, G. Ricco, P. Corvisiero, and F. Masulli, Nuclear Instruments and Methods **165**, 217 (1979).

- [20] H. Sakai, N. Matsuoka, T. Saito, and A. Sakaguchi, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **247**, 515 (1986).
- [21] Y. Satou, 宇宙線データを用いた中性子検出器の波高解析 (ランダウ分布についての考察), Technical Note (2023), unpublished report.
- [22] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (Springer, 1994).
- [23] R. Veenhof, H. Schindler, et al., *Garfield++ - Simulation of tracking detectors*, <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/> (2025).
- [24] J. Chiba, H. Iwasaki, T. Kageyama, S. Kuribayashi, K. Nakamura, T. Sumiyoshi, and T. Takeda, Nucl. Instrum. Methods **206**, 451 (1983).
- [25] M. V. S. Chandrachud, Institute of Science Tokyo, private communication.
- [26] Y. Satou, Y. Makimura, and S. Malladi, *Light output characteristics of Neolith-s scintillators*, Technical Note (2025), unpublished report.
- [27] R. M. Sternheimer and R. F. Peierls, Phys. Rev. B **3**, 3681 (1971).
- [28] W. C. Sailor, R. C. Byrd, and Y. Yariv, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **277**, 599 (1989).

## 謝辞

本研究を行うにあたり、たくさんの方々から多くの協力を頂きました。この場を借りてお礼を申し上げます。

はじめに、指導教員である中村隆司教授に心より感謝申し上げます。毎週のミーティングをはじめとする厳しいご指導を通じ、研究者としての解析の進め方のみならず、論理的な説明のあり方を学ばせていただきました。特に先生からいただいた「解析とは（基本に）戻ること」という哲学は、今後の人生においても指針とすべき大切な教訓となりました。また、本研究においては NEOLITH-DC 開発という、ある意味先駆者としての役割を任せていただき、物理学の知見に加え、ハードウェアや図面作成、解析コード、シミュレーションなど、多岐にわたる技術を学ばせていただきました。加えて、数多くの実験への参加や国際的な環境での研究生活を含め、物理学の枠を超えた多くの経験を与えてくださったことに深く感謝いたします。ありがとうございました。

佐藤義輝特任准教授には、物理学的知見から実験、資料作成に至るまで、文字通り何から何までお世話になりました。とりわけ佐藤さんの緻密な研究姿勢には深く感銘を受けました。整理された実験ノートや解析プロセスの論理的な構成は、自身の至らなさを痛感させられると同時に、目指すべき教科書となりました。佐藤さんから学んだ姿勢を、今後も大切にしていきたいと考えております。ありがとうございました。

花井周太郎助教には、約一年間という短い期間ではありましたが、解析上の疑問や資料作成等において多大なる助けをいただきました。何より、花井さんの研究に対する圧倒的なバイタリティに強い刺激を受けました。また同時に、膨大なタスクを効率的に処理していくその姿を目標に、私自身も効率性を意識して問題に対応する術を学ぶことができました。ありがとうございました。

To Malladi Vskchintamani Sai Sisir Chandrachud: You are the best buddy in my research life. We faced many difficult and unprecedented challenges together, and I could overcome them thanks to your kind and ingenious help. Through our time together, I realized the importance of collaborating with intelligent individuals in a global context. I will never forget this invaluable experience. Thank you for all you've done for me.

大澤悠真さんには、研究生活全般にわたって支えていただきました。特に、私の至らない性格や進め方に対して適切な助言をくださったことに感謝いたします。隣の席であった松井智樹さんには、私の初歩的な質問に対してもいつも丁寧に答えていただきました。また石黒宗一郎さんには、非常に分かりやすい説明を毎回頂き、私は同時に先輩の説明方法も学ばせて頂きました。ありがとうございました。

同期の池田旭輝氏とは学部生の頃からの付き合いであり、苦楽を共にした心強い存在でした。自分にはない彼の圧倒的な才能には日々驚かされるばかりで、翻って自分自身の強みとは何なのかと深く自問自答する契機をくれる存在でもありました。彼と共に切磋琢磨し、研究活動を行えたことを誇りに思います。

後輩の岩木氏、藤村氏、伊原氏には、特に東北大学での実験において、多忙を極める私を献身的

にサポートしていただきました。To Lorentzo, thank you for the short but inspiring time. Your unique perspective as a French man provided me with a fresh stimulus that I could never have experienced in Japan. ありがとうございます。

既に卒業された先輩である磯部駆氏、Lee Hyeji 氏、高橋里緒氏には、研究の内外を問わず大変お世話になりました。皆様の温かいご支援に感謝し、また今後ともどうぞよろしくお願い致します。

また理研・東北大の皆様には、未熟な私をご指導いただき、多大なるご支援を賜りました。特に、研究の基礎と規範となる解析コードを授けてくださった近藤洋介氏、実験を成功へと導いてくださった三木謙二郎氏、そして理研での作業を献身的に支えてくださった大津秀暁氏には、言葉に尽くせない感謝を申し上げます。

そして、本研究の核である NEOLITH-DC のアイデアを築き上げられ、去る 2025 年に逝去された小林俊雄先生に、深い敬意と感謝を捧げます。先生の放つ圧倒的な存在感、そして正確かつ迅速な仕事ぶりは、未熟な私にとって正に神のように見えました。何もできなかった私を厳しくも情熱的に導いてくださり、ドリフトチェンバーの基礎から解析の核心に至るまで、文字通り 0 から引き上げてくださったのは小林先生です。存命中に NEOLITH-s の解析成果を直接ご報告できなかったことは痛恨の極みですが、その悔しさを糧に、本論文には自分の持てるすべてを捧げました。私は修士課程をもって研究の道からは一区切りつけますが、先生から叩き込まれた姿勢を指針とし、新たな分野で貢献していく決意です。

最後に、大学院生活だけでなく、ここまでの 25 年間全面的にサポートし、温かく見守ってくれた家族に心から感謝の意を表します。

## 付録A NEOLITH-ss性能評価テストにおけるIDとchの対応関係

以下に、neolith-ssテストでのマッピング表A.1,A.2を示す。

AMT-TDC	geo	Layer No.	Detector & Layer
TN01 – 0	1	0	refDC1 Y2'
– 16	1	1	refDC1 Y2
– 47	1	2	refDC1 X2'
– 63	1	3	refDC1 X2
TN03 – 0	3	8	refDC2 Y2'
– 16	3	9	refDC2 Y2
– 47	3	10	refDC2 X2'
– 63	3	11	refDC2 X2
TN04 – 0	4	12	refDC2 Y1'
– 16	4	13	refDC2 Y1
– 47	4	14	refDC2 X1'
– 63	4	15	refDC2 X1

表 A.1: AMT-TDC モジュールにおけるマッピング

V1190	ch	Layer No.	Detector & Layer/Signal
A01 - 1	1	-	trigger signal
- 1	11	-	PMT1 signal
- 1	12	-	PMT2 signal
- 1	14	-	PMT1 QTC signal
- 1	15	-	PMT2 QTC signal
- 2	16-31	16	neoDC pot
B02 - 1	32-47	17	neoDC Ku
- 2	48-63	18	neoDC Kv
C03 - 1	64-79	5	refDC1 Y1'
- 2	80-95	6	refDC1 Y1
D04 - 1	96-111	7	refDC1 X1'
- 2	112-127	8	refDC1 X1

表 A.2: V1190 モジュールにおけるマッピング

# 付録B NEOLITH-s 実験における幾何学的な ID と ch の対応関係

図 B.1 に NEOLITH-s の幾何的な配置、表 B.1 にマッピングを示す。  
 実験中に壊れていることが確認された部分は NEOLITH-s1Ku 75,76、NEOLITH-s1Pot 8,25,41 である。ただし、NEOLITH-s1Pot25 は、原因不明だが、実験途中で回復した。

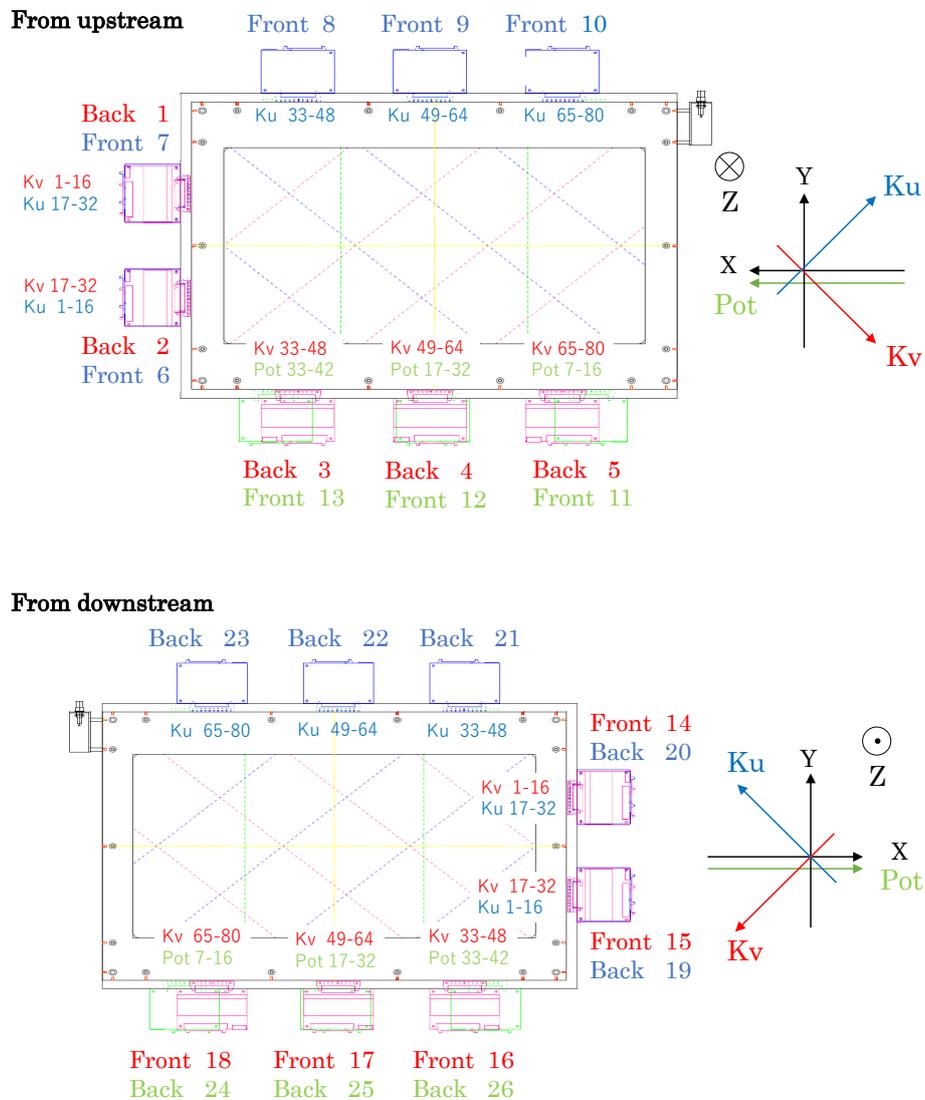


図 B.1: NEOLITH-s 実験における幾何的マッピング

表 B.1: NEOLITH-s マッピングテーブル。

Name	wire_id	geo	ch	pos	z	Name	wire_id	geo	ch	pos	z
s1Kv0	0	20	0	-328.0	51.71	s2Kv8	8	21	104	-264.0	154.19
s1Kv1	1	20	1	-320.0	51.71	s2Kv9	9	21	105	-256.0	154.19
s1Kv2	2	20	2	-312.0	51.71	s2Kv10	10	21	106	-248.0	154.19
s1Kv3	3	20	3	-304.0	51.71	s2Kv11	11	21	107	-240.0	154.19
s1Kv4	4	20	4	-296.0	51.71	s2Kv12	12	21	108	-232.0	154.19
s1Kv5	5	20	5	-288.0	51.71	s2Kv13	13	21	109	-224.0	154.19
s1Kv6	6	20	6	-280.0	51.71	s2Kv14	14	21	110	-216.0	154.19
s1Kv7	7	20	7	-272.0	51.71	s2Kv15	15	21	111	-208.0	154.19
s1Kv8	8	20	8	-264.0	51.71	reftrig1	-	21	127	-	-
s1Kv9	9	20	9	-256.0	51.71	s2Kv16	16	22	0	-200.0	154.19
s1Kv10	10	20	10	-248.0	51.71	s2Kv17	17	22	1	-192.0	154.19
s1Kv11	11	20	11	-240.0	51.71	s2Kv18	18	22	2	-184.0	154.19
s1Kv12	12	20	12	-232.0	51.71	s2Kv19	19	22	3	-176.0	154.19
s1Kv13	13	20	13	-224.0	51.71	s2Kv20	20	22	4	-168.0	154.19
s1Kv14	14	20	14	-216.0	51.71	s2Kv21	21	22	5	-160.0	154.19
s1Kv15	15	20	15	-208.0	51.71	s2Kv22	22	22	6	-152.0	154.19
s1Kv16	16	20	16	-200.0	51.71	s2Kv23	23	22	7	-144.0	154.19
s1Kv17	17	20	17	-192.0	51.71	s2Kv24	24	22	8	-136.0	154.19
s1Kv18	18	20	18	-184.0	51.71	s2Kv25	25	22	9	-128.0	154.19
s1Kv19	19	20	19	-176.0	51.71	s2Kv26	26	22	10	-120.0	154.19
s1Kv20	20	20	20	-168.0	51.71	s2Kv27	27	22	11	-112.0	154.19
s1Kv21	21	20	21	-160.0	51.71	s2Kv28	28	22	12	-104.0	154.19
s1Kv22	22	20	22	-152.0	51.71	s2Kv29	29	22	13	-96.0	154.19
s1Kv23	23	20	23	-144.0	51.71	s2Kv30	30	22	14	-88.0	154.19
s1Kv24	24	20	24	-136.0	51.71	s2Kv31	31	22	15	-80.0	154.19
s1Kv25	25	20	25	-128.0	51.71	s2Kv32	32	22	16	-72.0	154.19
s1Kv26	26	20	26	-120.0	51.71	s2Kv33	33	22	17	-64.0	154.19
s1Kv27	27	20	27	-112.0	51.71	s2Kv34	34	22	18	-56.0	154.19
s1Kv28	28	20	28	-104.0	51.71	s2Kv35	35	22	19	-48.0	154.19
s1Kv29	29	20	29	-96.0	51.71	s2Kv36	36	22	20	-40.0	154.19
s1Kv30	30	20	30	-88.0	51.71	s2Kv37	37	22	21	-32.0	154.19
s1Kv31	31	20	31	-80.0	51.71	s2Kv38	38	22	22	-24.0	154.19
s1Kv32	32	20	32	-72.0	51.71	s2Kv39	39	22	23	-16.0	154.19
s1Kv33	33	20	33	-64.0	51.71	s2Kv40	40	22	24	-8.0	154.19
s1Kv34	34	20	34	-56.0	51.71	s2Kv41	41	22	25	0.0	154.19
s1Kv35	35	20	35	-48.0	51.71	s2Kv42	42	22	26	8.0	154.19
s1Kv36	36	20	36	-40.0	51.71	s2Kv43	43	22	27	16.0	154.19

次ページに続く

表 B.1 – 前のページからの続き

Name	wire_id	geo	ch	pos	z	Name	wire_id	geo	ch	pos	z
s1Kv37	37	20	37	-32.0	51.71	s2Kv44	44	22	28	24.0	154.19
s1Kv38	38	20	38	-24.0	51.71	s2Kv45	45	22	29	32.0	154.19
s1Kv39	39	20	39	-16.0	51.71	s2Kv46	46	22	30	40.0	154.19
s1Kv40	40	20	40	-8.0	51.71	s2Kv47	47	22	31	48.0	154.19
s1Kv41	41	20	41	0.0	51.71	s2Kv48	48	22	32	56.0	154.19
s1Kv42	42	20	42	8.0	51.71	s2Kv49	49	22	33	64.0	154.19
s1Kv43	43	20	43	16.0	51.71	s2Kv50	50	22	34	72.0	154.19
s1Kv44	44	20	44	24.0	51.71	s2Kv51	51	22	35	80.0	154.19
s1Kv45	45	20	45	32.0	51.71	s2Kv52	52	22	36	88.0	154.19
s1Kv46	46	20	46	40.0	51.71	s2Kv53	53	22	37	96.0	154.19
s1Kv47	47	20	47	48.0	51.71	s2Kv54	54	22	38	104.0	154.19
s1Kv48	48	20	48	56.0	51.71	s2Kv55	55	22	39	112.0	154.19
s1Kv49	49	20	49	64.0	51.71	s2Kv56	56	22	40	120.0	154.19
s1Kv50	50	20	50	72.0	51.71	s2Kv57	57	22	41	128.0	154.19
s1Kv51	51	20	51	80.0	51.71	s2Kv58	58	22	42	136.0	154.19
s1Kv52	52	20	52	88.0	51.71	s2Kv59	59	22	43	144.0	154.19
s1Kv53	53	20	53	96.0	51.71	s2Kv60	60	22	44	152.0	154.19
s1Kv54	54	20	54	104.0	51.71	s2Kv61	61	22	45	160.0	154.19
s1Kv55	55	20	55	112.0	51.71	s2Kv62	62	22	46	168.0	154.19
s1Kv56	56	20	56	120.0	51.71	s2Kv63	63	22	47	176.0	154.19
s1Kv57	57	20	57	128.0	51.71	s2Kv64	64	22	48	184.0	154.19
s1Kv58	58	20	58	136.0	51.71	s2Kv65	65	22	49	192.0	154.19
s1Kv59	59	20	59	144.0	51.71	s2Kv66	66	22	50	200.0	154.19
s1Kv60	60	20	60	152.0	51.71	s2Kv67	67	22	51	208.0	154.19
s1Kv61	61	20	61	160.0	51.71	s2Kv68	68	22	52	216.0	154.19
s1Kv62	62	20	62	168.0	51.71	s2Kv69	69	22	53	224.0	154.19
s1Kv63	63	20	63	176.0	51.71	s2Kv70	70	22	54	232.0	154.19
s1Kv64	64	20	64	184.0	51.71	s2Kv71	71	22	55	240.0	154.19
s1Kv65	65	20	65	192.0	51.71	s2Kv72	72	22	56	248.0	154.19
s1Kv66	66	20	66	200.0	51.71	s2Kv73	73	22	57	256.0	154.19
s1Kv67	67	20	67	208.0	51.71	s2Kv74	74	22	58	264.0	154.19
s1Kv68	68	20	68	216.0	51.71	s2Kv75	75	22	59	272.0	154.19
s1Kv69	69	20	69	224.0	51.71	s2Kv76	76	22	60	280.0	154.19
s1Kv70	70	20	70	232.0	51.71	s2Kv77	77	22	61	288.0	154.19
s1Kv71	71	20	71	240.0	51.71	s2Kv78	78	22	62	296.0	154.19
s1Kv72	72	20	72	248.0	51.71	s2Kv79	79	22	63	304.0	154.19
s1Kv73	73	20	73	256.0	51.71	s2Ku0	0	22	64	-328.0	138.208
s1Kv74	74	20	74	264.0	51.71	s2Ku1	1	22	65	-320.0	138.208

次ページに続く

表 B.1 – 前のページからの続き

Name	wire_id	geo	ch	pos	z	Name	wire_id	geo	ch	pos	z
s1Kv75	75	20	75	272.0	51.71	s2Ku2	2	22	66	-312.0	138.208
s1Kv76	76	20	76	280.0	51.71	s2Ku3	3	22	67	-304.0	138.208
s1Kv77	77	20	77	288.0	51.71	s2Ku4	4	22	68	-296.0	138.208
s1Kv78	78	20	78	296.0	51.71	s2Ku5	5	22	69	-288.0	138.208
s1Kv79	79	20	79	304.0	51.71	s2Ku6	6	22	70	-280.0	138.208
s1Ku0	0	20	80	-328.0	35.728	s2Ku7	7	22	71	-272.0	138.208
s1Ku1	1	20	81	-320.0	35.728	s2Ku8	8	22	72	-264.0	138.208
s1Ku2	2	20	82	-312.0	35.728	s2Ku9	9	22	73	-256.0	138.208
s1Ku3	3	20	83	-304.0	35.728	s2Ku10	10	22	74	-248.0	138.208
s1Ku4	4	20	84	-296.0	35.728	s2Ku11	11	22	75	-240.0	138.208
s1Ku5	5	20	85	-288.0	35.728	s2Ku12	12	22	76	-232.0	138.208
s1Ku6	6	20	86	-280.0	35.728	s2Ku13	13	22	77	-224.0	138.208
s1Ku7	7	20	87	-272.0	35.728	s2Ku14	14	22	78	-216.0	138.208
s1Ku8	8	20	88	-264.0	35.728	s2Ku15	15	22	79	-208.0	138.208
s1Ku9	9	20	89	-256.0	35.728	s2Ku16	16	22	80	-200.0	138.208
s1Ku10	10	20	90	-248.0	35.728	s2Ku17	17	22	81	-192.0	138.208
s1Ku11	11	20	91	-240.0	35.728	s2Ku18	18	22	82	-184.0	138.208
s1Ku12	12	20	92	-232.0	35.728	s2Ku19	19	22	83	-176.0	138.208
s1Ku13	13	20	93	-224.0	35.728	s2Ku20	20	22	84	-168.0	138.208
s1Ku14	14	20	94	-216.0	35.728	s2Ku21	21	22	85	-160.0	138.208
s1Ku15	15	20	95	-208.0	35.728	s2Ku22	22	22	86	-152.0	138.208
s1Ku16	16	20	96	-200.0	35.728	s2Ku23	23	22	87	-144.0	138.208
s1Ku17	17	20	97	-192.0	35.728	s2Ku24	24	22	88	-136.0	138.208
s1Ku18	18	20	98	-184.0	35.728	s2Ku25	25	22	89	-128.0	138.208
s1Ku19	19	20	99	-176.0	35.728	s2Ku26	26	22	90	-120.0	138.208
s1Ku20	20	20	100	-168.0	35.728	s2Ku27	27	22	91	-112.0	138.208
s1Ku21	21	20	101	-160.0	35.728	s2Ku28	28	22	92	-104.0	138.208
s1Ku22	22	20	102	-152.0	35.728	s2Ku29	29	22	93	-96.0	138.208
s1Ku23	23	20	103	-144.0	35.728	s2Ku30	30	22	94	-88.0	138.208
s1Ku24	24	20	104	-136.0	35.728	s2Ku31	31	22	95	-80.0	138.208
s1Ku25	25	20	105	-128.0	35.728	s2Ku32	32	22	96	-72.0	138.208
s1Ku26	26	20	106	-120.0	35.728	s2Ku33	33	22	97	-64.0	138.208
s1Ku27	27	20	107	-112.0	35.728	s2Ku34	34	22	98	-56.0	138.208
s1Ku28	28	20	108	-104.0	35.728	s2Ku35	35	22	99	-48.0	138.208
s1Ku29	29	20	109	-96.0	35.728	s2Ku36	36	22	100	-40.0	138.208
s1Ku30	30	20	110	-88.0	35.728	s2Ku37	37	22	101	-32.0	138.208
s1Ku31	31	20	111	-80.0	35.728	s2Ku38	38	22	102	-24.0	138.208
reftrig0	-	20	127	-	-	s2Ku39	39	22	103	-16.0	138.208

次ページに続く

表 B.1 – 前のページからの続き

Name	wire_id	geo	ch	pos	z	Name	wire_id	geo	ch	pos	z
s1Ku32	32	21	0	-72.0	35.728	s2Ku40	40	22	104	-8.0	138.208
s1Ku33	33	21	1	-64.0	35.728	s2Ku41	41	22	105	0.0	138.208
s1Ku34	34	21	2	-56.0	35.728	s2Ku42	42	22	106	8.0	138.208
s1Ku35	35	21	3	-48.0	35.728	s2Ku43	43	22	107	16.0	138.208
s1Ku36	36	21	4	-40.0	35.728	s2Ku44	44	22	108	24.0	138.208
s1Ku37	37	21	5	-32.0	35.728	s2Ku45	45	22	109	32.0	138.208
s1Ku38	38	21	6	-24.0	35.728	s2Ku46	46	22	110	40.0	138.208
s1Ku39	39	21	7	-16.0	35.728	s2Ku47	47	22	111	48.0	138.208
s1Ku40	40	21	8	-8.0	35.728	reftrig2	-	22	127	-	-
s1Ku41	41	21	9	0.0	35.728	s2Ku48	48	23	0	56.0	138.208
s1Ku42	42	21	10	8.0	35.728	s2Ku49	49	23	1	64.0	138.208
s1Ku43	43	21	11	16.0	35.728	s2Ku50	50	23	2	72.0	138.208
s1Ku44	44	21	12	24.0	35.728	s2Ku51	51	23	3	80.0	138.208
s1Ku45	45	21	13	32.0	35.728	s2Ku52	52	23	4	88.0	138.208
s1Ku46	46	21	14	40.0	35.728	s2Ku53	53	23	5	96.0	138.208
s1Ku47	47	21	15	48.0	35.728	s2Ku54	54	23	6	104.0	138.208
s1Ku48	48	21	16	56.0	35.728	s2Ku55	55	23	7	112.0	138.208
s1Ku49	49	21	17	64.0	35.728	s2Ku56	56	23	8	120.0	138.208
s1Ku50	50	21	18	72.0	35.728	s2Ku57	57	23	9	128.0	138.208
s1Ku51	51	21	19	80.0	35.728	s2Ku58	58	23	10	136.0	138.208
s1Ku52	52	21	20	88.0	35.728	s2Ku59	59	23	11	144.0	138.208
s1Ku53	53	21	21	96.0	35.728	s2Ku60	60	23	12	152.0	138.208
s1Ku54	54	21	22	104.0	35.728	s2Ku61	61	23	13	160.0	138.208
s1Ku55	55	21	23	112.0	35.728	s2Ku62	62	23	14	168.0	138.208
s1Ku56	56	21	24	120.0	35.728	s2Ku63	63	23	15	176.0	138.208
s1Ku57	57	21	25	128.0	35.728	s2Ku64	64	23	16	184.0	138.208
s1Ku58	58	21	26	136.0	35.728	s2Ku65	65	23	17	192.0	138.208
s1Ku59	59	21	27	144.0	35.728	s2Ku66	66	23	18	200.0	138.208
s1Ku60	60	21	28	152.0	35.728	s2Ku67	67	23	19	208.0	138.208
s1Ku61	61	21	29	160.0	35.728	s2Ku68	68	23	20	216.0	138.208
s1Ku62	62	21	30	168.0	35.728	s2Ku69	69	23	21	224.0	138.208
s1Ku63	63	21	31	176.0	35.728	s2Ku70	70	23	22	232.0	138.208
s1Ku64	64	21	32	184.0	35.728	s2Ku71	71	23	23	240.0	138.208
s1Ku65	65	21	33	192.0	35.728	s2Ku72	72	23	24	248.0	138.208
s1Ku66	66	21	34	200.0	35.728	s2Ku73	73	23	25	256.0	138.208
s1Ku67	67	21	35	208.0	35.728	s2Ku74	74	23	26	264.0	138.208
s1Ku68	68	21	36	216.0	35.728	s2Ku75	75	23	27	272.0	138.208
s1Ku69	69	21	37	224.0	35.728	s2Ku76	76	23	28	280.0	138.208

次ページに続く

表 B.1 – 前のページからの続き

Name	wire_id	geo	ch	pos	z	Name	wire_id	geo	ch	pos	z
s1Ku70	70	21	38	232.0	35.728	s2Ku77	77	23	29	288.0	138.208
s1Ku71	71	21	39	240.0	35.728	s2Ku78	78	23	30	296.0	138.208
s1Ku72	72	21	40	248.0	35.728	s2Ku79	79	23	31	304.0	138.208
s1Ku73	73	21	41	256.0	35.728	s2Pot0	0	23	32	-	147.699
s1Ku74	74	21	42	264.0	35.728	s2Pot1	1	23	33	-	147.699
s1Ku75	75	21	43	272.0	35.728	s2Pot2	2	23	34	-	147.699
s1Ku76	76	21	44	280.0	35.728	s2Pot3	3	23	35	-	147.699
s1Ku77	77	21	45	288.0	35.728	s2Pot4	4	23	36	-	147.699
s1Ku78	78	21	46	296.0	35.728	s2Pot5	5	23	37	-	147.699
s1Ku79	79	21	47	304.0	35.728	s2Pot6	6	23	38	-280.0	147.699
s1Pot0	0	21	48	-	43.719	s2Pot7	7	23	39	-264.0	147.699
s1Pot1	1	21	49	-	43.719	s2Pot8	8	23	40	-248.0	147.699
s1Pot2	2	21	50	-	43.719	s2Pot9	9	23	41	-232.0	147.699
s1Pot3	3	21	51	-	43.719	s2Pot10	10	23	42	-216.0	147.699
s1Pot4	4	21	52	-	43.719	s2Pot11	11	23	43	-200.0	147.699
s1Pot5	5	21	53	-	43.719	s2Pot12	12	23	44	-184.0	147.699
s1Pot6	6	21	54	-280.0	43.719	s2Pot13	13	23	45	-168.0	147.699
s1Pot7	7	21	55	-264.0	43.719	s2Pot14	14	23	46	-152.0	147.699
s1Pot8	8	21	56	-248.0	43.719	s2Pot15	15	23	47	-136.0	147.699
s1Pot9	9	21	57	-232.0	43.719	s2Pot16	16	23	48	-120.0	147.699
s1Pot10	10	21	58	-216.0	43.719	s2Pot17	17	23	49	-104.0	147.699
s1Pot11	11	21	59	-200.0	43.719	s2Pot18	18	23	50	-88.0	147.699
s1Pot12	12	21	60	-184.0	43.719	s2Pot19	19	23	51	-72.0	147.699
s1Pot13	13	21	61	-168.0	43.719	s2Pot20	20	23	52	-56.0	147.699
s1Pot14	14	21	62	-152.0	43.719	s2Pot21	21	23	53	-40.0	147.699
s1Pot15	15	21	63	-136.0	43.719	s2Pot22	22	23	54	-24.0	147.699
s1Pot16	16	21	64	-120.0	43.719	s2Pot23	23	23	55	-8.0	147.699
s1Pot17	17	21	65	-104.0	43.719	s2Pot24	24	23	56	8.0	147.699
s1Pot18	18	21	66	-88.0	43.719	s2Pot25	25	23	57	24.0	147.699
s1Pot19	19	21	67	-72.0	43.719	s2Pot26	26	23	58	40.0	147.699
s1Pot20	20	21	68	-56.0	43.719	s2Pot27	27	23	59	56.0	147.699
s1Pot21	21	21	69	-40.0	43.719	s2Pot28	28	23	60	72.0	147.699
s1Pot22	22	21	70	-24.0	43.719	s2Pot29	29	23	61	88.0	147.699
s1Pot23	23	21	71	-8.0	43.719	s2Pot30	30	23	62	104.0	147.699
s1Pot24	24	21	72	8.0	43.719	s2Pot31	31	23	63	120.0	147.699
s1Pot25	25	21	73	24.0	43.719	s2Pot32	32	23	64	136.0	147.699
s1Pot26	26	21	74	40.0	43.719	s2Pot33	33	23	65	152.0	147.699
s1Pot27	27	21	75	56.0	43.719	s2Pot34	34	23	66	168.0	147.699

次ページに続く

表 B.1 – 前のページからの続き

Name	wire_id	geo	ch	pos	z	Name	wire_id	geo	ch	pos	z
s1Pot28	28	21	76	72.0	43.719	s2Pot35	35	23	67	184.0	147.699
s1Pot29	29	21	77	88.0	43.719	s2Pot36	36	23	68	200.0	147.699
s1Pot30	30	21	78	104.0	43.719	s2Pot37	37	23	69	216.0	147.699
s1Pot31	31	21	79	120.0	43.719	s2Pot38	38	23	70	232.0	147.699
s1Pot32	32	21	80	136.0	43.719	s2Pot39	39	23	71	248.0	147.699
s1Pot33	33	21	81	152.0	43.719	s2Pot40	40	23	72	264.0	147.699
s1Pot34	34	21	82	168.0	43.719	s2Pot41	41	23	73	280.0	147.699
s1Pot35	35	21	83	184.0	43.719	s2Pot42	42	23	74	-	147.699
s1Pot36	36	21	84	200.0	43.719	s2Pot43	43	23	75	-	147.699
s1Pot37	37	21	85	216.0	43.719	s2Pot44	44	23	76	-	147.699
s1Pot38	38	21	86	232.0	43.719	s2Pot45	45	23	77	-	147.699
s1Pot39	39	21	87	248.0	43.719	s2Pot46	46	23	78	-	147.699
s1Pot40	40	21	88	264.0	43.719	s2Pot47	47	23	79	-	147.699
s1Pot41	41	21	89	280.0	43.719	QTC201	-	23	108	-	-
s1Pot42	42	21	90	-	43.719	QTC202	-	23	97	-	-
s1Pot43	43	21	91	-	43.719	QTC203	-	23	98	-	-
s1Pot44	44	21	92	-	43.719	QTC204	-	23	99	-	-
s1Pot45	45	21	93	-	43.719	QTC205	-	23	109	-	-
s1Pot46	46	21	94	-	43.719	QTC206	-	23	110	-	-
s2Kv0	0	21	96	-328.0	154.19	QTC101	-	23	102	-	-
s2Kv1	1	21	97	-320.0	154.19	QTC102	-	23	111	-	-
s2Kv2	2	21	98	-312.0	154.19	QTC103	-	23	104	-	-
s2Kv3	3	21	99	-304.0	154.19	QTC104	-	23	105	-	-
s2Kv4	4	21	100	-296.0	154.19	QTC105	-	23	106	-	-
s2Kv5	5	21	101	-288.0	154.19	QTC106	-	23	107	-	-
s2Kv6	6	21	102	-280.0	154.19	reftrig3	-	23	127	-	-
s2Kv7	7	21	103	-272.0	154.19						

## 付録C NEOLITH-s実験における物質表とト ライトンに対するエネルギー損失、ToF

NEOLITH-s 実験における上流のプラスチックから、下流のプラスチックの間の物質テーブルは以下のようになる。

またこの表には、NEOLITH-s システムに 246.95 MeV/u のトライトンが入射した場合のエネルギーおよび ToF についても載せた。ただし、ToF については、上流のプラスチック中心 (深さ 30 mm) から下流のプラスチック中心 (深さ 30 mm) までの時間のみ記述している。そのため、Veto のプラスチック厚 10 mm 及び上流のプラスチックの厚 30 mm によるエネルギー損失を考慮した、242.911 MeV/u をトライトンの初期エネルギーとした。

表 C.1: NEOLITH-s システムの物質テーブルとトライトンに対するエネルギー損失及び ToF。トライトンの初期エネルギーを  $E_t = 242.911$  MeV/u とした。また  $z$  座標に関しては、上流プラスチックの NEOLITH-s 側の表面を  $z = 0$  とした。そのため、初期値は  $z = -3.0$  cm である。

No.	Material	Thickness (cm)	Distance (cm)	$z$ (cm)	Energy (MeV/u)	$\Delta E_{loss}$ (MeV/u)	ToF (ns)
1	Plastic	3.0000	3.0000	0.0000	238.852	4.059	0.165
2	Vinylchloride	0.0050	3.0050	0.0050	238.844	0.008	0.165
3	Air	1.4920	4.4970	1.4970	238.842	0.002	0.247
4	Al	0.0040	4.5010	1.5010	238.831	0.011	0.248
5	GFRP	0.0200	4.5210	1.5210	238.788	0.042	0.249
6	Air	2.0000	6.5210	3.5210	238.785	0.003	0.359
7	GFRP	0.0200	6.5410	3.5410	238.743	0.042	0.360
8	FR4	0.0300	6.5710	3.5710	238.680	0.064	0.362
9	Cu (Cathode)	0.0018	6.5728	3.5728	238.665	0.015	0.362
10	Ar (P20)	1.2771	7.8499	4.8499	238.663	0.002	0.432
11	CH <sub>4</sub> (P20)	0.3193	8.1692	5.1692	238.662	0.000	0.450
12	Cu (Cathode)	0.0018	8.1710	5.1710	238.648	0.015	0.450
13	FR4	0.0300	8.2010	5.2010	238.584	0.064	0.451
14	GFRP	0.0200	8.2210	5.2210	238.542	0.042	0.453
15	Air	2.0000	10.2210	7.2210	238.539	0.003	0.563
16	GFRP	0.0200	10.2410	7.2410	238.497	0.042	0.564
17	Al	0.0040	10.2450	7.2450	238.485	0.011	0.564
18	Air	4.5000	14.7450	11.7450	238.479	0.006	0.812

Continued on next page

表 C.1 – continued from previous page

No.	Material	Thickness (cm)	Distance (cm)	$z$ (cm)	Energy (MeV/u)	$dE$ (MeV/u)	ToF (ns)
19	Al	0.0040	14.7490	11.7490	238.468	0.011	0.812
20	GFRP	0.0200	14.7690	11.7690	238.425	0.042	0.814
21	Air	2.0000	16.7690	13.7690	238.422	0.003	0.924
22	GFRP	0.0200	16.7890	13.7890	238.380	0.042	0.925
23	FR4	0.0300	16.8190	13.8190	238.316	0.064	0.927
24	Cu (Cathode)	0.0018	16.8208	13.8208	238.302	0.015	0.927
25	Ar (P20)	1.2771	18.0979	15.0979	238.300	0.002	0.997
26	CH <sub>4</sub> (P20)	0.3193	18.4172	15.4172	238.299	0.000	1.015
27	Cu (Cathode)	0.0018	18.4190	15.4190	238.285	0.015	1.015
28	FR4	0.0300	18.4490	15.4490	238.221	0.064	1.016
29	GFRP	0.0200	18.4690	15.4690	238.179	0.042	1.018
30	Air	2.0000	20.4690	17.4690	238.176	0.003	1.128
31	GFRP	0.0200	20.4890	17.4890	238.133	0.042	1.129
32	Al	0.0040	20.4930	17.4930	238.122	0.011	1.129
33	Air	1.4920	21.9850	18.9850	238.120	0.002	1.211
34	Vinylchloride	0.0050	21.9900	18.9900	238.112	0.008	1.212
35	Plastic	3.0000	24.9900	21.9900	234.003	4.109	1.378

## 付録D NEOLITH-s実験におけるトリガーシンチレータ及びVetoシンチレータの光電子増倍管に印加した電圧

トリガーシンチレータのPMTの電圧決定に当たっては、線源をトリガーシンチレータの長手方向の中心（端から22.5 cm）に設置した際に、観測されるコンプトンエッジの信号波高が $-30$  mVとなるように、各PMTの電圧を個別に調整した。決定された各PMTの設定電圧一覧を表D.1に示す。

また、Vetoシンチレータの電圧はトリガーシンチレータと同様の手法で、 $^{60}\text{Co}$ ガンマ線源を用い、各シンチレータの長手方向の中心位置（端から24 cm）からの信号を測定した。設定された電圧値を表D.2に示す。

表D.1: NEOLITH-sシステムで用いたトリガーシンチレータ用PMTの印加電圧設定一覧。各電圧値は、 $^{60}\text{Co}$ 線源のコンプトンエッジからの信号波高が、シンチレータ中央部において $-30$  mVとなるように調整された値である。

Location	Counter No.	PMT-ID	HV (V)
<b>Front Scintillators</b>			
Top-Left	1	PMT-101	$-1100$
Top-Right		PMT-201	$-1360$
Middle-Left	2	PMT-102	$-1065$
Middle-Right		PMT-202	$-1385$
Down-Left	3	PMT-103	$-1280$
Down-Right		PMT-203	$-1350$
<b>Rear Scintillators</b>			
Top-Left	4	PMT-104	$-1165$
Top-Right		PMT-204	$-1045$
Middle-Left	5	PMT-105	$-1500$
Middle-Right		PMT-205	$-1465$
Down-Left	6	PMT-106	$-1410$
Down-Right		PMT-206	$-1275$

第 D 章 NEOLITH-s 実験におけるトリガーシンチレータ及び Veto シンチレータの光電子増倍管に印加した電圧

---

表 D.2: Veto 検出器用 PMT の印加電圧設定一覧。各カウンターには上下 (Up/Down) に PMT が接続されている。

Counter No.	Position	HV (V)
1	Up	- 1340
	Down	- 1350
2	Up	- 1415
	Down	- 1350
3	Up	- 1290
	Down	- 1270
4	Up	- 1255
	Down	- 1295
5	Up	- 1295
	Down	- 1320
6	Up	- 1355
	Down	- 1305
7	Up	- 1295
	Down	- 1275

# 付録E NEOLITH-s実験における NEOTLITH-s2の検出効率

宇宙線、トライトンビーム、中性子ビームにおける efficiency curve を図 E.1,E.2,E.3 に示す。この曲線分布は、第4章に載せた NEOLITH-s1 の検出効率とおおよそ一致した結果を示している。

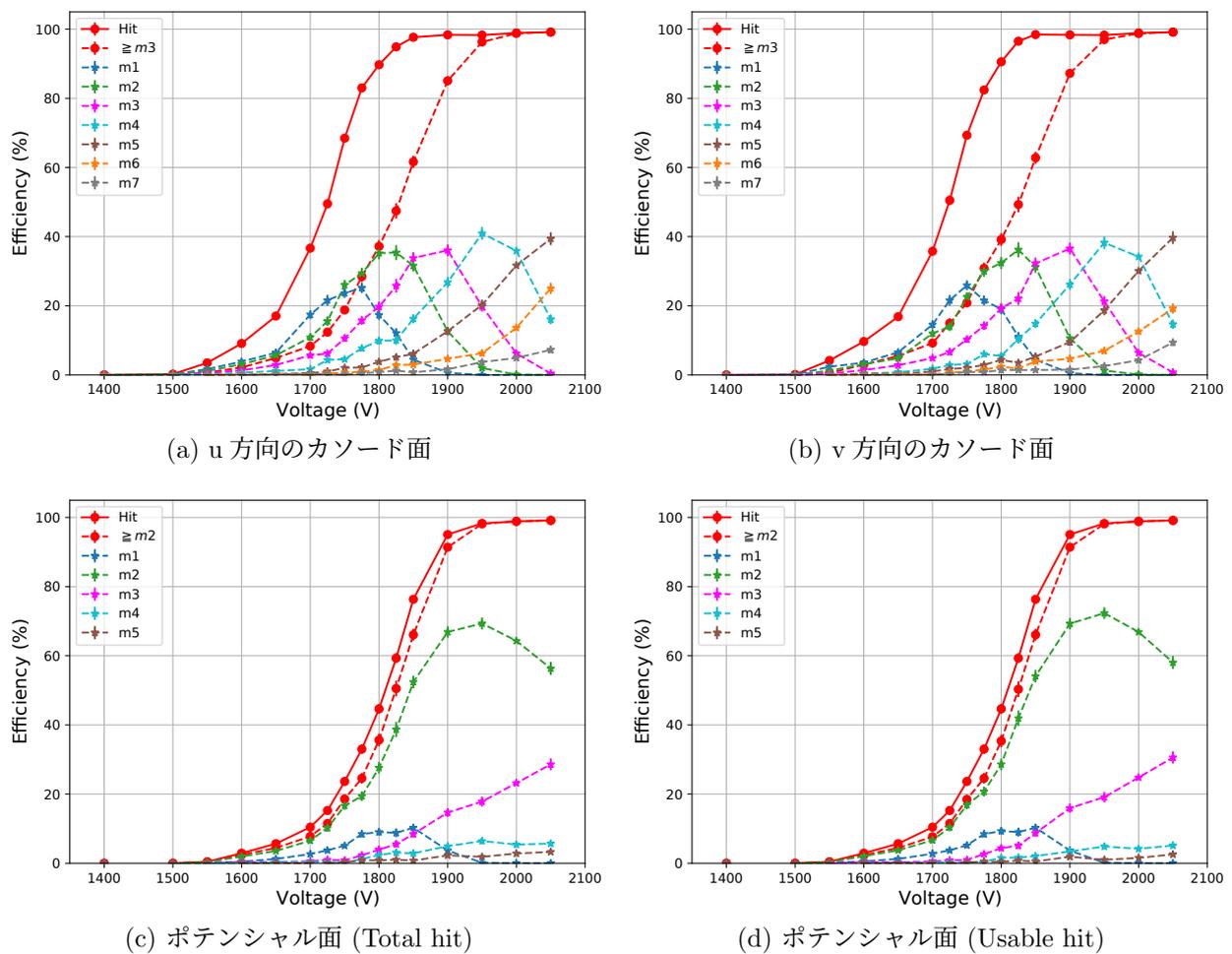
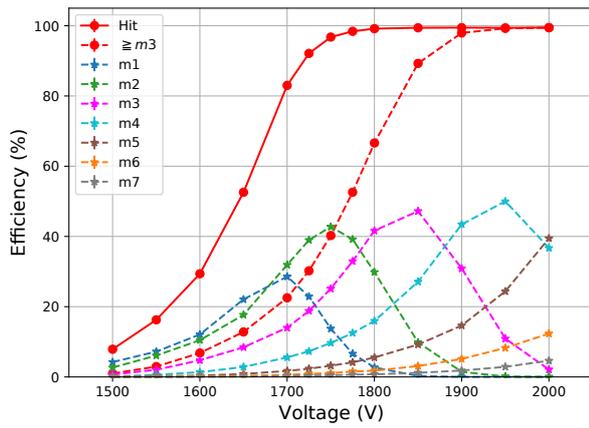
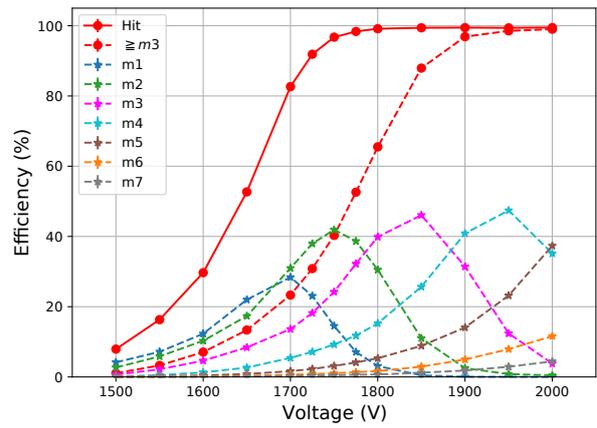


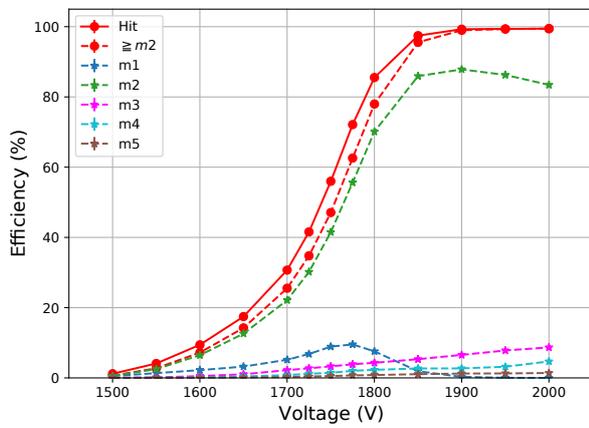
図 E.1: 宇宙線に対する NEOLITH-s2 の検出効率の電圧依存性



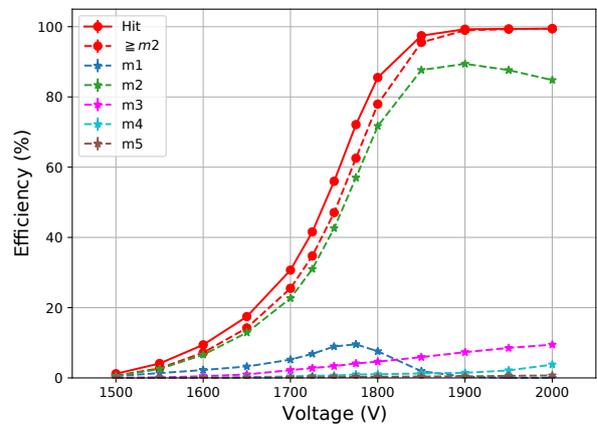
(a) u 方向のカソード面



(b) v 方向のカソード面

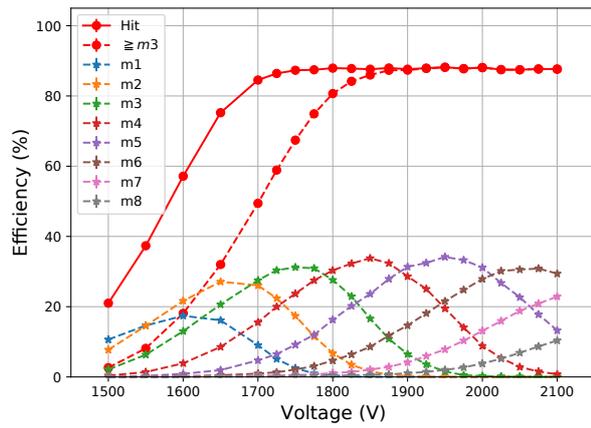


(c) ポテンシャル面 (Total hit)

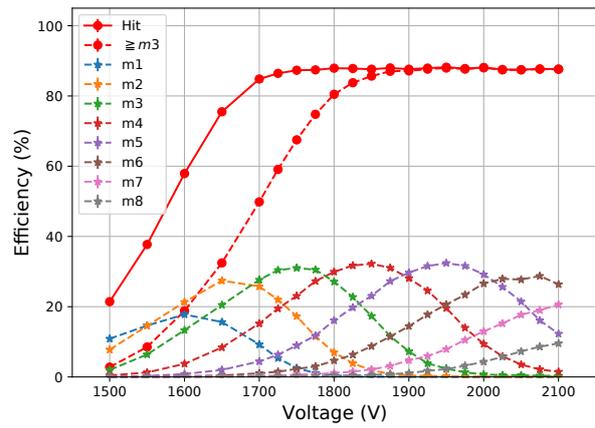


(d) ポテンシャル面 (Usable hit)

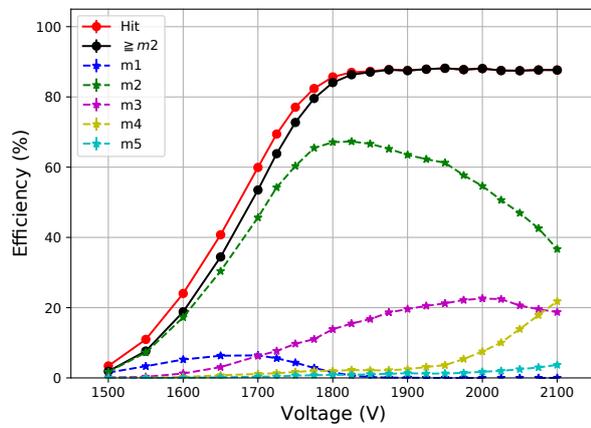
図 E.2: トライトンに対する NEOLITH-s2 の検出効率の電圧依存性



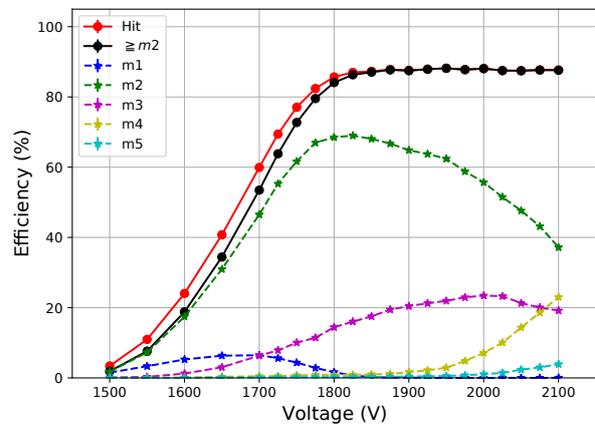
(a) u 方向のカソード面



(b) v 方向のカソード面



(c) ポテンシャル面 (Total hit)



(d) ポテンシャル面 (Usable hit)

図 E.3: 中性子ビームに対する NEOLITH-s2 の検出効率の電圧依存性

## 付録F カソード面の物質(銅、GFRP)の多重散乱

図 F.1 に、陽子に対する多重散乱角の広がり  $\sigma_{MS}$  を示す。多重散乱の影響は、NEOLITH-DC のプラスチックシンチレータへの外挿精度に直結するため、これを最小限に抑える必要がある。

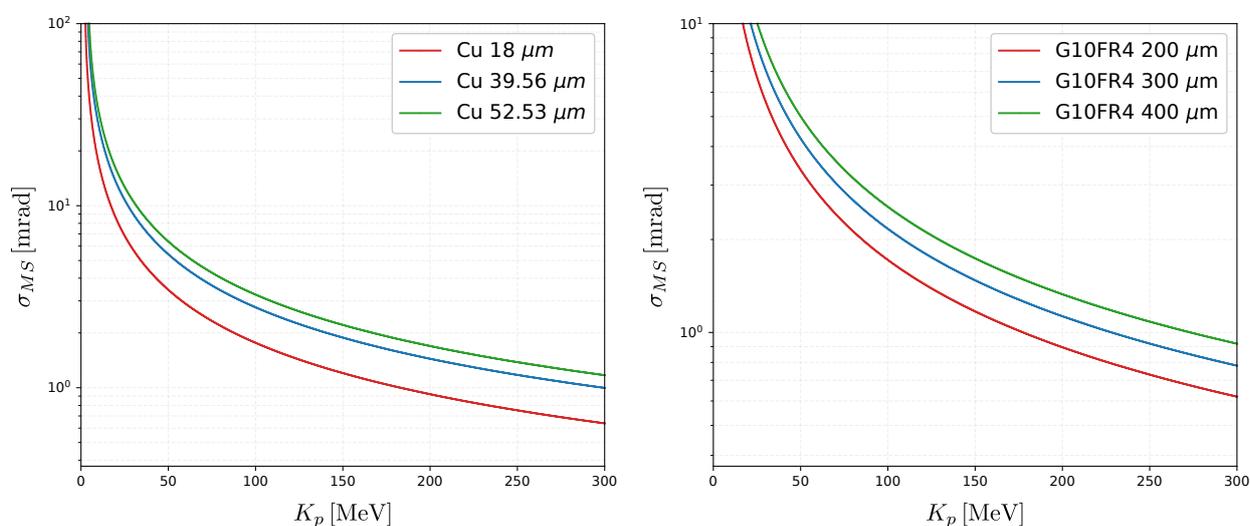


図 F.1: 陽子のエネルギーに対する(左)銅、(右)GFRPの多重散乱角  $\sigma_{MS}$ 。銅は厚さによらず誘導電荷の検出が可能であるため、多重散乱の影響を抑えられる薄い形状の採用が望ましい。

## 付録G カソードストリップの解析手法

カソードストリップの解析方法は、第 3.3 章で用いた方法を含め 4 つの方法で位置導出を行った。以下では、重心法、Charge Ratio Method (CRM)、ToT 比法の順に述べる。実験結果では、P10、P20（ストリップ幅 8mm）、P20（ストリップ幅 10mm）における結果を示している。

### G.1 重心法

#### G.1.1 解析手法

重心法ではまず、三つのストリップの電荷から重心位置  $x_c$  を求める。

$$x_c = \frac{\sum_i x_i \cdot q_i}{\sum_i q_i} \quad (\text{G.1.1})$$

次に  $x_c$  の分布を  $f(x)$  とすると、荷電粒子は一様に通過しているという経験則を加えることで、

$$x_a = a \left\{ \frac{\int_{-a/2}^{x_c} f(x) dx}{\int_{-a/2}^a f(x) dx} - \frac{1}{2} \right\} \quad (\text{G.1.2})$$

と導くことができる。

実際の解析では、 $x_c$  における  $q_i$  を  $\text{ToT}_i$  としても計算した。ただし、 $Q$  と  $\text{ToT}$  の関係を式 G.1.3 に従うと仮定し、位置導出を行った。

$$Q \propto \exp\left(\frac{\text{ToT}}{\tau}\right) \quad (\text{G.1.3})$$

#### G.1.2 実験結果

P10 ガスにおける実験データに対し、重心法を用いた位置導出の検証を行った。ToT および電荷  $Q$  をそれぞれ重みとして用いた際の位置分解能を表 G.1 に示す。解析の結果、位置分解能は ToT を用いた場合で  $632 \mu\text{m}$ 、 $Q$  を用いた場合で  $447 \mu\text{m}$  となった。なお、 $Q$  による位置導出においては、式 G.1.3 における時定数  $\tau$  の値を変化させ、分解能が最適となる条件を探索した。本解析では、位置分解能が最も良好となった  $\tau = 30 \text{ ns}$  を採用している。

表 G.1: 重心法において、重みとして ToT および電荷  $Q$  ( $\tau = 30 \text{ ns}$ ) を用いた際の位置分解能 (P10 ガス)。

重み (Weight)	位置分解能 [ $\mu\text{m}$ ]
ToT	632
$Q$ ( $\tau = 30 \text{ ns}$ )	447

## G.2 Charge Ratio Method(CRM)

### G.2.1 解析原理と手法

電子雪崩がカソードストリップに対して、以下の図のような発生の仕方をしたと仮定する。 $x_a$  は電子雪崩が起こった位置で、最大の信号( $S_m$ )ストリップの中心を0としている。この時、 $R_- = Q_l/Q_0$ 、 $R_+ = Q_r/Q_0$  とおくと、 $x_a$  との関係は以下のように一対一対応する。そして、カソードストリップに印加する電荷は、 $q(x)$ [24] を用いると、

$$\begin{aligned} Q &= \int_{x_i-w/2}^{x_i+w/2} -\frac{q}{4D_{\text{eff}}} \cdot \text{sech}\left(\frac{\pi(x-x_a)}{2D_{\text{eff}}}\right) dx \\ &= -\frac{q}{D_{\text{eff}}} \left\{ 2 \arctan\left(\exp\left(\frac{\pi}{2D_{\text{eff}}}\left(x_i + \frac{w}{2} - x_a\right)\right)\right) - 2 \arctan\left(\exp\left(\frac{\pi}{2D_{\text{eff}}}\left(x_i - \frac{w}{2} - x_a\right)\right)\right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{G.2.1})$$

となる。ここで、 $D_{\text{eff}}$  はカソード面とアノード面とのギャップであり、本実験では 8 mm である。このことから、

$$R_-(x_a) = \frac{\arctan\left\{\exp\left(\frac{\pi}{2D_{\text{eff}}}\left(-\frac{w}{2} - x_a\right)\right)\right\} - \arctan\left\{\exp\left(\frac{\pi}{2D_{\text{eff}}}\left(-\frac{3w}{2} - x_a\right)\right)\right\}}{\arctan\left\{\exp\left(\frac{\pi}{2D_{\text{eff}}}\left(\frac{w}{2} - x_a\right)\right)\right\} - \arctan\left\{\exp\left(\frac{\pi}{2D_{\text{eff}}}\left(-\frac{w}{2} - x_a\right)\right)\right\}} \quad (\text{G.2.2})$$

$$R_+(x_a) = \frac{\arctan\left\{\exp\left(\frac{\pi}{2D_{\text{eff}}}\left(\frac{w}{2} - x_a\right)\right)\right\} - \arctan\left\{\exp\left(\frac{\pi}{2D_{\text{eff}}}\left(\frac{3w}{2} - x_a\right)\right)\right\}}{\arctan\left\{\exp\left(\frac{\pi}{2D_{\text{eff}}}\left(\frac{w}{2} - x_a\right)\right)\right\} - \arctan\left\{\exp\left(\frac{\pi}{2D_{\text{eff}}}\left(-\frac{w}{2} - x_a\right)\right)\right\}} \quad (\text{G.2.3})$$

となる。この式から、 $R_-$ 、 $R_+$  を求めることで、電子雪崩の位置  $x_a$  を導出することができる。 $D_{\text{eff}} = 8$  mm としたときの、 $R_-$  と  $x_a$  の関係を図 G.1 に示す。

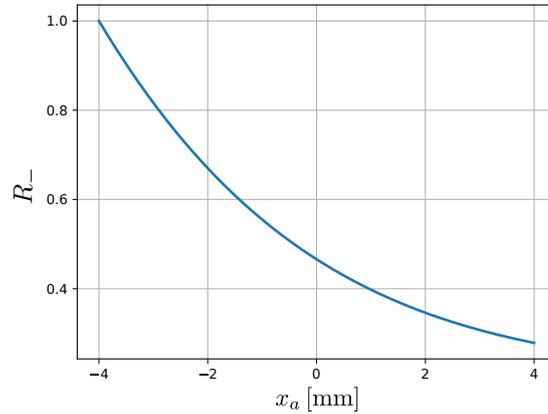


図 G.1:  $R_-$  と  $x_a$  の関係図。 $D_{\text{eff}} = 8$  mm,  $w = 8$  mm とした。

一方で、解析においては  $Q$  ではなく ToT をデータとして取得している。ToT と  $q(x)$  は式 G.2.4 のようになると仮定した。

$$\text{ToT} = \tau \cdot \ln \left\{ \text{gain} \times \int q(x) dx \right\}. \quad (\text{G.2.4})$$

位置導出の際には、gain,  $\tau$  を実験データによって調整した。

## G.2.2 実験結果

本手法の検証として、カソードストリップ幅 8 mm における  $R_-$  の分布を図 G.2 に示す。ここで  $x_a$  は、カソードストリップ  $S_m$  に対するリファレンスチェンバーの内挿位置である。図中の赤い曲線は理論的に導出した  $R_-(x_a)$  であるが、実験データによる分布とおおよそ一致していることが確認できる。

一方、本手法による位置分解能は、カソードストリップ幅 8 mm で  $454 \mu\text{m}$ 、10 mm で  $481 \mu\text{m}$  となった (表 G.2)。これらの値が主解析手法と比較して劣る要因として、 $Q$  と ToT の変換に用いた近似式の不確かさが挙げられる。本来、 $Q$  と ToT の相関関係はモジュールなどに依存するため、高精度な解析には実験データに基づく精密なキャリブレーションが不可欠である。本解析では近似式をそのまま適用したため、ToT を  $Q$  へ変換する過程で誤差が生じ、十分な位置精度が得られなかったものと考えられる。

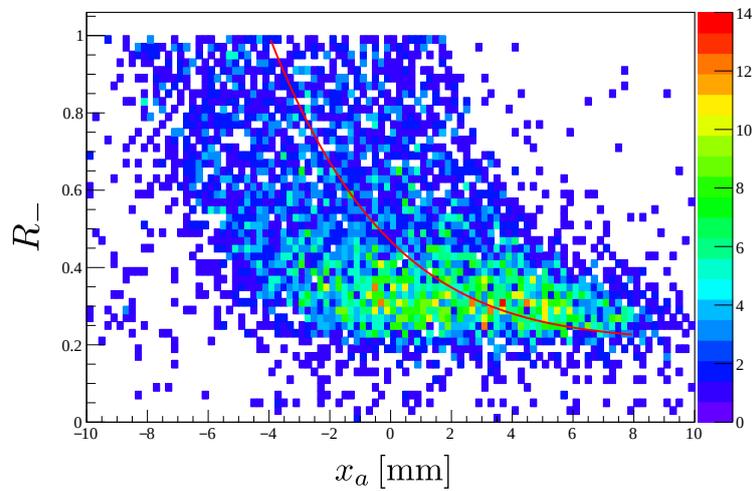


図 G.2: 実験で得られた  $R_-$  と  $x_a$  の関係分布。

表 G.2: CRM 法を用いて得られた、各カソードストリップ幅における位置分解能。

カソードストリップ幅 [mm]	位置分解能 [ $\mu\text{m}$ ]
8	454
10	481

## G.3 ToT 比法

### G.3.1 解析原理と手法

第 3.4 章では、 $\Delta\text{ToT}$  を用いて位置導出したが、これは  $\Delta\text{ToT}_{l,r} = \text{ToT}_m - \text{ToT}_{l,r}$  と電子雪崩が起こった位置とが一対一に対応しているためである。しかし、これは  $\text{ToT}_{l,r}/\text{ToT}_m$  にも言えることである。

Q と ToT の関係は、おおよそ式 G.3.1 に従う。

$$Q = \int q(x) dx \propto \exp\{ToT/\tau\} \tag{G.3.1}$$

この関係式及び、理論的な  $q(x)$ [24] を用いて  $ToT_{l,r}/ToT_m$  とアバランチ位置の関係を図 G.3 に示す。この図から、電子雪崩の位置によらず  $ToT_r/ToT_m$  の値は一意に定まるということが確認できる。そのため、この方法によっても位置導出が可能であると示唆される。

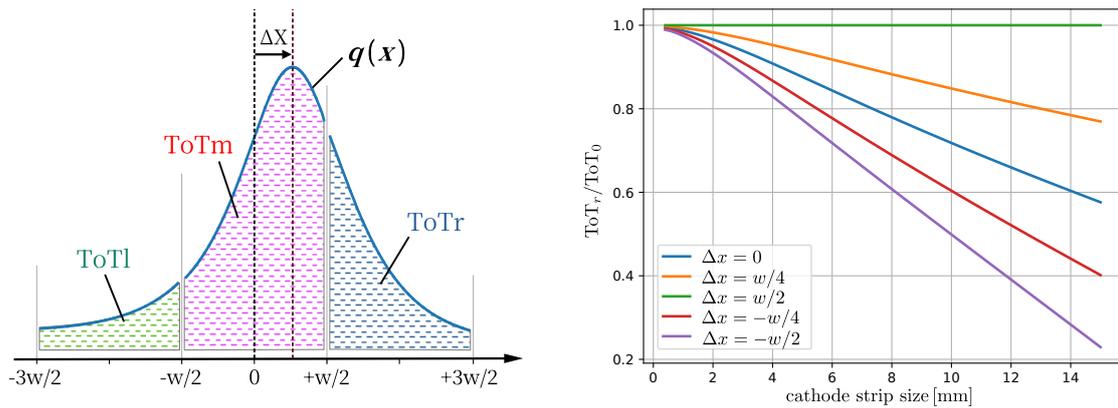


図 G.3:  $ToT_r/ToT_m$  と電子雪崩の位置とカソードストリップサイズの関係をしめす。NEOLITH で用いられるドリフトチェンバーのストリップサイズでは、 $ToT_r/ToT_m$  の値を用いることで、電子雪崩を一意に決定することができる。

### G.3.2 実験結果

本手法を用いて、カソードストリップ幅の差による位置分解能への影響を評価した。解析の結果、得られた位置分解能を表 G.3 に示す。カソードストリップ幅が 8 mm および 10 mm のいずれの場合においても、位置分解能として  $392 \mu\text{m}$  という結果を得た。

これは、本論文の主解析で用いた手法による位置分解能 ( $359 \mu\text{m}$  および  $377 \mu\text{m}$ ) と比較して、わずかに分解能が悪化する傾向にある。しかし、この手法でも、カソードストリップ幅を 8 mm から 10 mm へと変更した場合、分解能の極端な悪化は確認されなかった。

表 G.3:  $ToT_r/ToT_m$  値を用いて得られた、各カソードストリップ幅における位置分解能。

カソードストリップ幅 [mm]	位置分解能 [ $\mu\text{m}$ ]
8	392
10	392

## 付録H ガス置換

体積  $V$  の容器にガス A が満たされており、そこへ流量  $Q(t)$  でガス B を流入させ、ガス A を排気・置換する場合を考える。ここで、容器内のガスは瞬時に均一に混合される（完全混合モデル）と仮定する。時刻  $t$  における容器内のガス A の濃度を  $C(t)$  とすると、微小時間  $dt$  におけるガス A の排出量について以下の式が成り立つ。

$$VdC(t) = -C(t) \cdot Q(t)dt$$
$$C(t) = C_0 \cdot \exp\left(-\frac{\int_0^t Q(t)dt}{V}\right) \quad (\text{H.0.1})$$

ただし、 $t=0$  で  $C(0) = C_0$  とした。

ここで、ガス B への置換率  $\epsilon(t)$  を導入する。定義より  $\epsilon(t) \equiv 1 - C(t)/C_0$  であり、 $t = 0$  において  $\epsilon = 0$  である。この  $\epsilon$  を用いて式 (H.0.1) を変形すると、以下の関係が得られる。

$$1 - \epsilon = \exp\left(-\frac{\int_0^t Q(t)dt}{V}\right)$$
$$\ln(1 - \epsilon) = -\frac{1}{V} \int_0^t Q(t)dt$$

ここで流量  $Q$  が時間によらず一定であるとする、置換に要する時間  $t$  は次式で求められる。

$$t = -\frac{V}{Q} \ln(1 - \epsilon)$$

例として、体積  $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm} \times 74 \text{ mm}$  のドリフトチェンバーに対して、ガスを大気圧下で流量  $Q = 50 \text{ cm}^3/\text{min}$  で流し、空気を追い出すという場合を考える。容器体積の 20 倍のガスを流す (20 回置換:  $Qt/V = 20$ ) とき、置換率は以下ようになる。

$$\epsilon = 1 - \exp(-20) \approx 1$$

すなわち、20 回置換を行うことで、チェンバー内に満たされていた空気はほぼ完全に除去される。またこの置換に必要な時間  $t$  は以下のように計算される。

$$t = \frac{20 \times V}{Q}$$
$$= \frac{20 \times 2960 \text{ cm}^3}{50 \text{ cm}^3/\text{min}}$$
$$= 1184 \text{ min} \approx 19.7 \text{ hours}$$

以上より、所定の流量で 20 回置換を行うには約 20 時間を要することがわかる。

## 付録I ノイズ対策の指針

本研究の過程（NEOLITH-ss, NEOLITH-s, および東北大学での実験）において得られた、ドリフトチェンバー信号処理系におけるノイズ低減の経験則をここにまとめる。

ノイズの低減は、ASD カードのスレッシュホールド設定に直接寄与し、ひいては検出器への印加電圧の最適化に密接に関与する。ノイズレベルが高い環境下では、信号とノイズを弁別するためにスレッシュホールドを高く設定せざるを得ないが、この場合、所望の検出効率を維持するためには印加電圧を上昇させる必要が生じる。

しかし、印加電圧の上昇は、高強度ビーム照射試験などにワイヤーへの過剰な電流流入を招く恐れがあり、これは検出器の安定運用および保護の観点から回避すべき事態である。したがって、あらかじめノイズレベルを最小限に抑制しておくことは、ビーム試験においても安定的な動作電圧範囲内で理想的な検出を維持するために極めて重要である。

### I.1 ノイズ対策に対する基本方針

ノイズ対策において重要なのは、まずは数 Hz～数百 Hz 単位の微小な改善に固執せず、MHz 単位の異常発振を引き起こす本質的な要因を特定し、排除することである。ASD カードのスレッシュホールド付近では、ノイズレベルが数 mV の変化に対して指数関数的に増加し、MHz 帯の発振へと至る特性がある。そのため、対策の優先順位は、ノイズ源を一つずつ潰すことよりも、システム全体の電位を安定させ、発振の条件を根底から断つことである。

しかしこれには、どの電圧でのノイズなのかという前提問題があるが、これは各検出器に対する経験則に依存する。そのため、この「最低ライン」の把握がまずは重要である。

### I.2 劇的な改善に寄与する主要な対策

実験を通じて、ノイズレベルを数 MHz 単位で減少させることが確認された手法を以下に記す。

- 信号・電源モジュール間の電位（GND）の共通化

ASD カードの GND、信号処理モジュールの GND、および検出器筐体の GND を確実に結合させることが最優先される。特に、ASD の GND と検出器筐体をリボンケーブルや銅（銅）テープを用いて「面」で接地することは、NEOLITH-ss や MWDC において劇的なノイズ抑制効果を示した（図 I.1 参照）。また、回路図上で接続されていない N.C. (Non Connection) 端子についても、適切に処理し電位を確定させることで、隣接チャンネルへのクロストークを防止できる。

- 信号ケーブルの配線を一致  
検出器からの出力信号の規格と、モジュールの入力信号規格を一致させる必要がある。NEOLITH-ss の実験では、ASD カードの出力信号規格 (コネクタ形状およびピン配列等) と AMT-TDC の入力信号規格は同じであるが、V1190 の入力信号規格とは異なるため、両者を接続するための専用データ変換ケーブル (図 I.2) を自作した。これにより、ASD の閾値を従来の +910 mV から +560 mV へと下げることが可能となった。
- 信号ケーブルの常時接続による終端  
データ取得の有無にかかわらず、ノイズテストの段階から ASD からの信号ケーブルは TDC (V1190 等) に物理的に接続しておく必要がある。接続によって回路をインピーダンス整合された状態で閉じることで、不要な電荷の蓄積を防ぎ、ノイズの影響を最小限に抑えることが可能となる。
- データケーブルへの外部シールドの追加  
ASD から TDC に至るフラットケーブル等をアルミホイル等で包み、外部電磁場から遮蔽する手法である。特に、信号ケーブルが 10m を超え、かつ他の電源ケーブル等と並走せざるを得ない過酷な環境下では、この対策が最も支配的な改善要因となった。

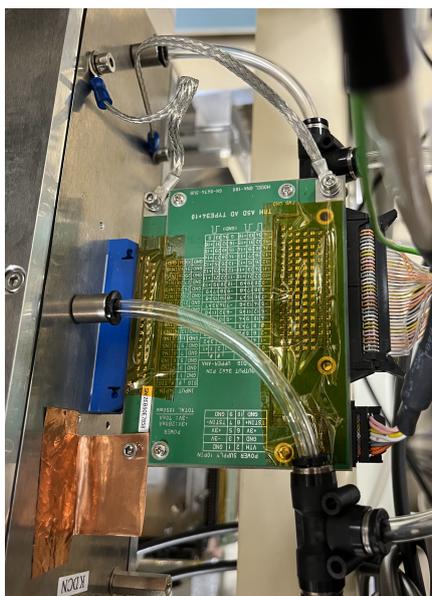


図 I.1: リボンケーブルや銅によって ASD カードと筐体を繋いでいる写真

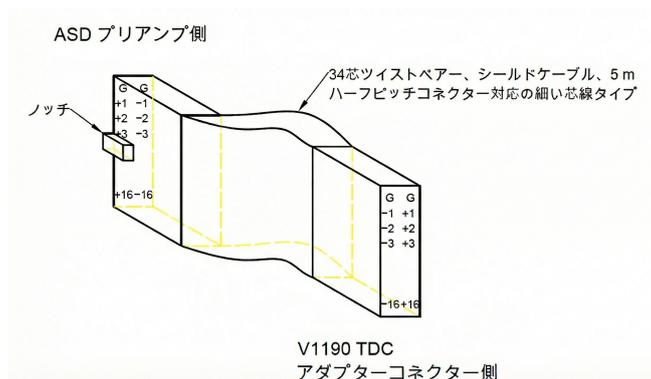


図 I.2: V1190A 用に作成したデータケーブル

### I.3 改善効果が限定的な項目

一方で、一般にノイズ源として疑われやすいものの、筆者の環境において劇的な改善（異常発振の停止など）には至らなかった項目を以下に挙げる。これらは数十から数百 Hz 程度の変化を与えるに留まった。

- 高圧電源（HV）サプライヤーの変更：異常発振の主因となることは稀であった。
- HV ケーブルへのシールド施策：信号系と比較して、高圧供給ラインへの遮蔽は効果が一切なかった。
- 物理的な微調整：ケーブルのねじれの解消、ASD カードの物理的なたわみの補正、および制御 PC との接続経路の変更。

## 付録J $V_{th} = 0.35, 0.70$ Vにおける検出効率の印加電圧依存性

本章では、NEOLITH-ssの検出効率曲線に対し、ASDの閾値電圧 ( $V_{th}$ ) を  $0.35$  V から  $0.70$  V へと変更した場合の影響について述べる。

図 J.1 に、各閾値条件におけるカソード面の検出効率曲線を示す。検出効率が最大値の半分に達する印加電圧を  $V_{50}$  と定義すると、両者の差は  $\Delta V_{50} = 100$  V であった。

ASDの閾値を2倍に設定することは、検出に要求される信号波高が2倍になることを意味する。したがって、本実験結果は、印加電圧を  $100$  V 上昇させることで得られるガス増幅率の増加が、波高を2倍にする効果に相当することを示唆している。

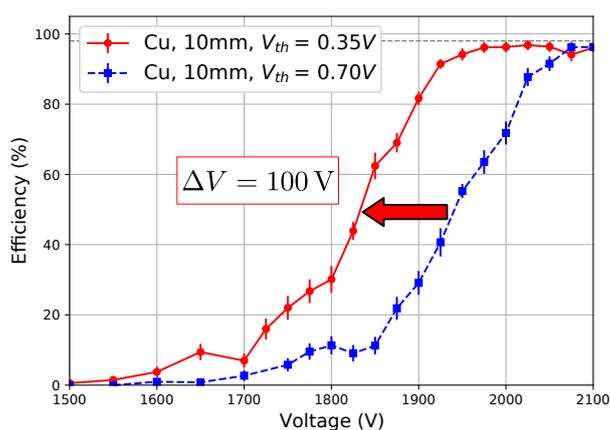


図 J.1:  $V_{th} = 0.35, 0.70$  V における検出効率の差異

## 付録K 検出効率の統計誤差

検出器の検出効率(ある事象を検出できる確率)を  $p$ 、試行回数を  $N$  とする。この検出器を用いて測定を行った場合、検出数  $X$  は二項分布  $B(N, p)$  に従う。このとき、検出数の期待値  $E[X]$  は以下ようになる。

$$\begin{aligned} E[X] &= \sum_{k=0}^N k \cdot {}_N C_k p^k (1-p)^{N-k} \\ &= Np \end{aligned} \tag{K.0.1}$$

また、分散は、

$$\begin{aligned} E[X^2] &= \sum_{k=0}^N k^2 \cdot {}_N C_k p^k (1-p)^{N-k} \\ &= E[X] + N(N-1)p^2 \end{aligned}$$

となることから、

$$\begin{aligned} V[X] &= E[X^2] - (E[X])^2 \\ &= Np + N(N-1)p^2 - (Np)^2 \\ &= Np(1-p) \end{aligned} \tag{K.0.2}$$

となる。また、標準偏差  $\sigma$  は、

$$\sigma = \sqrt{Np(1-p)} \tag{K.0.3}$$

となる。

このことから、検出効率は  $(Np \pm \sigma)/N = p \pm \sigma/N$  となる。

さらに、放射線計測の分野などでは、検出効率  $p$  が極めて小さい場合 ( $p \ll 1$ )、かつ全事象数  $N$  が十分に大きい場合を扱うことが多い。このとき、検出数の分散は

$$V[X] \approx Np = E[X] \tag{K.0.4}$$

となる。これは、平均と分散が等しいというポアソン分布の特徴と一致する。この場合、観測された検出数  $k$  を用いて、その統計誤差を  $\sqrt{k}$  と見積もることが一般的である。すなわち、検出効率とその誤差は以下のように近似できる。

$$\text{Efficiency} \approx \frac{k \pm \sqrt{k}}{N} \tag{K.0.5}$$

## 付録L SSRやVar分布による性能評価

本章では、残差平方和 (SSR) および分散 (Var) の分布を用いて分解能を評価する方法について述べる。まず統計的な関係式を整理し、その後、実際のデータ解析において用いたフィッティング関数と結果について述べる。

### L.1 理論的背景とフィッティング関数の定義

最小二乗法において、カイ二乗値 ( $\chi^2$ ) は、観測点を  $O_i$ 、推定点を  $E_i$ 、各点の誤差を  $\sigma_i$  とすると、以下のように定義される。

$$\begin{aligned}\chi^2 &= \sum_i \frac{(O_i - E_i)^2}{\sigma_i^2} \\ &= \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \{y_i - (ax_i + b)\}^2\end{aligned}\quad (\text{L.1.1})$$

また、自由度  $k (= \text{ndf})$  の  $\chi^2$  分布に従う確率変数  $x$  の確率密度関数は、以下の式で与えられる。

$$f(x = \chi^2; k) = \frac{1}{2^{k/2} \Gamma(k/2)} x^{k/2-1} e^{-x/2} \quad (\text{L.1.2})$$

ここで、測定誤差  $\sigma_i$  が一定値  $\sigma$  であると仮定すると、SSR および Var は  $\chi^2$  と以下の関係にある。

$$\text{SSR} = \sum_i (O_i - E_i)^2 = \sigma^2 \chi^2 \quad (\text{L.1.3})$$

$$\text{Var} = \frac{\text{SSR}}{\text{ndf}} = \frac{\sigma^2}{\text{ndf}} \chi^2 \quad (\text{L.1.4})$$

これらの関係式から変数変換を行うことで、SSR および Var が従う分布関数を導出できる。本研究の解析では、式 (L.1.2) をベースに、SSR, Var それぞれに対して以下のフィッティング関数を定義した。なお理想的には、Var 分布と SSR 分布それぞれに対するフィッティング結果は、同じ位置分解能  $\sigma$  になるはずである。

#### L.1.1 Var 分布のフィッティング関数

式 (L.1.4) の関係より、 $\chi^2 = \frac{\text{ndf}}{\sigma^2} \text{Var}$  であることを考慮し、Var 分布に対しては以下の関数系を用いた。

$$f_{\text{Var}}(x) = [0] \cdot \left( \frac{[1]}{2[2]} \right)^{[1]/2} \cdot \frac{1}{\Gamma([1]/2)} x^{[1]/2-1} \exp \left( -\frac{[1]}{2[2]} x \right) \quad (\text{L.1.5})$$

ここで、 $x$  は Var の値であり、パラメータは以下に対応する。

- [0]: 規格化定数
- [1]: 自由度 (ndf)
- [2]: 誤差の分散 ( $\sigma^2$ )

なお、フィッティングに際し、[1] の自由度はデータ点数に基づいた固定値としている。

### L.1.2 SSR 分布のフィッティング関数

同様に、式 (L.1.3) の関係より、SSR 分布に対しては以下の関数系を用いた。

$$f_{\text{SSR}}(x) = [0] \cdot \left(\frac{1}{2[2]}\right)^{[1]/2} \cdot \frac{1}{\Gamma([1]/2)} x^{[1]/2-1} \exp\left(-\frac{1}{2[2]}x\right) \quad (\text{L.1.6})$$

ここで、 $x$  は SSR の値であり、パラメータ [0], [2] は Var 分布と同様に、それぞれ規格化定数と  $\sigma^2$  に対応する。

## L.2 実験結果

本節では、リファレンスチェンバー 1 および 2 における P10、P20 ガスを用いた際の ndf、SSR、Var 分布の解析結果を示す。

### L.2.1 ndf 分布の解析結果

ndf 分布は、各事象において飛跡導出に寄与した検出層数に直接対応しており、検出器の動作安定性や検出効率を評価する指標となる。本研究のリファレンスチェンバーは 8 層構造であり、直線フィッティングの自由度は、検出層数を  $N$  とすると  $\text{ndf} = N - 2$  で与えられる。

図 L.1 は、ガス種ごとの ndf 分布である。この図は  $x$  方向であるが  $y$  方向に対しても、同様の結果が得られている。平均 ndf は、P10 ガスで  $\langle \text{ndf} \rangle = 5.5$  (平均検出層数 7.5 層)、P20 ガスで  $\langle \text{ndf} \rangle = 5.8$  (平均検出層数 7.8 層) であった。この結果は、本実験においては、P20 ガスにおいてより高い位置導出効率が得られていることを示している。

一般に、飛跡再構成における内挿位置分解能  $\sigma_0$  は、単層の分解能  $\sigma_{\text{single}}$  と有効な検出層数  $N$  に対して、おおよそ  $\sigma_0 \propto \sigma_{\text{single}}/\sqrt{N}$  の関係にある。本実験において、P20 ガスは P10 ガスに比して単層あたりの位置分解能では劣っていたものの、高い検出効率を維持したことで、最終的な内挿位置分解能が P10 と同程度の  $\sigma_0 \sim 100 \mu\text{m}$  に収まったと言える。

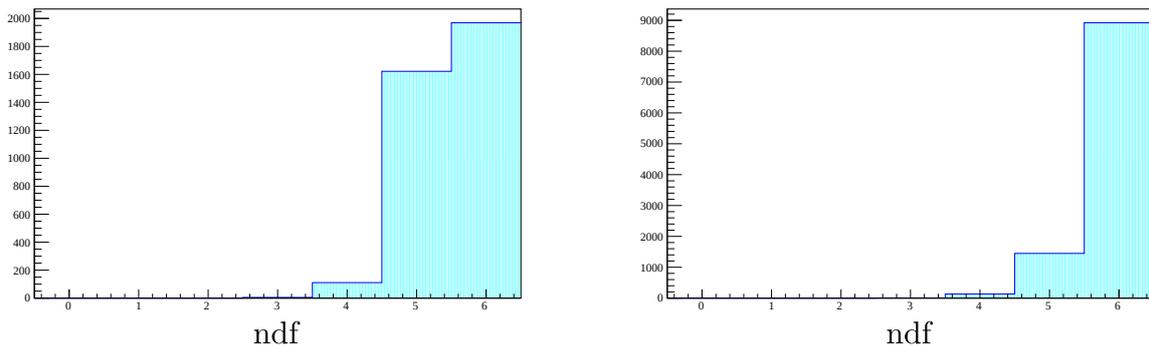


図 L.1: (左) P10 ガス、(右) P20 ガスでのリファレンスチェンバー  $x$  方向の ndf 分布。平均 ndf はそれぞれ  $\langle \text{ndf} \rangle = 5.50, 5.83$ 。

### L.2.2 SSR および Var 分布の解析結果

図 L.2, L.3 に、代表例として P10 ガスにおける  $x$  方向の SSR 分布および Var 分布を示す。赤の曲線は式 (L.1.6) および式 (L.1.5) を用いたフィッティング結果である。いずれの分布も、期待される確率密度関数の形状と良好な一致を示している。

各条件におけるフィッティングパラメータおよび、本文で算出した位置分解能との比較を表 L.1 - L.3 に示す。これらの結果を、残差分布から誤差伝搬を考慮し算出した位置分解能と比較すると、フィッティングによる手法では数十  $\mu\text{m}$  程度良い値が得られた。これは、最小二乗法による残差分布が、理想的なガウス分布から外れた裾の成分を含んでいるためと考えられる。

本節のフィッティング手法は、 $\chi^2$  分布の理論形状に基づき、統計的に支配的なピーク近傍のイベントの寄与を強く反映する。一方で、大きな残差を持つ事象は、理論曲線から乖離する。その結果、SSR および Var 分布に対するフィッティングから得られる位置分解能が異なる。

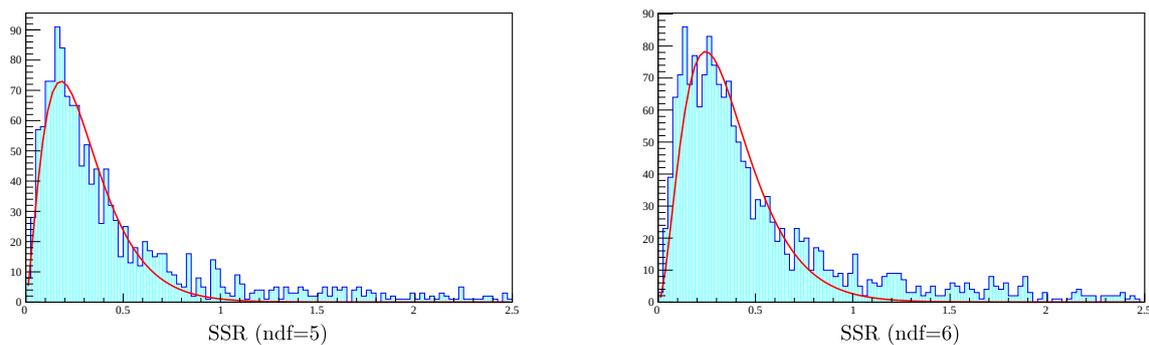


図 L.2: (左) ndf= 5、(右) ndf= 6 での、P10 ガスにおける  $x$  方向の SSR 分布。

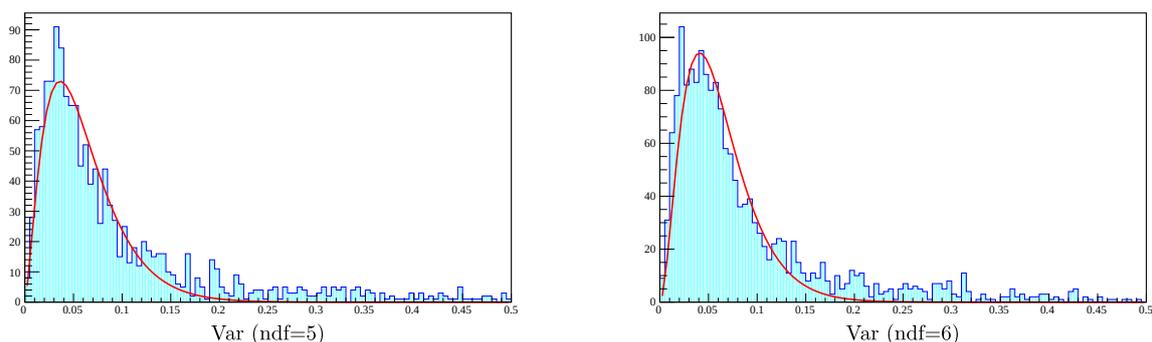


図 L.3: (左)  $\text{ndf}=5$ 、(右)  $\text{ndf}=6$  での、P10 ガスにおける  $x$  方向の Var 分布。

表 L.1: 残差分布からの標準偏差を用い、誤差伝搬手法を用いた、リファレンスチェンバー 1,2 の各層における位置分解能  $\Delta x_k$ 。

Gas	refDC1	refDC2
P10	262 $\mu\text{m}$	288 $\mu\text{m}$
P20	306 $\mu\text{m}$	328 $\mu\text{m}$

表 L.2:  $\chi^2$  分布を用いた SSR 分布の解析により得られた各層の位置分解能  $\Delta x_k$ 。値は  $x$  面,  $y$  面の順に示す。

Gas	SSR( $\text{ndf}=5$ )	SSR( $\text{ndf}=6$ )
P10	250 $\mu\text{m}$ , 260 $\mu\text{m}$	247 $\mu\text{m}$ , 239 $\mu\text{m}$
P20	281 $\mu\text{m}$ , 289 $\mu\text{m}$	281 $\mu\text{m}$ , 275 $\mu\text{m}$

表 L.3:  $\chi^2$  分布を用いた Var 分布の解析により得られた各層の位置分解能  $\Delta x_k$ 。値は  $x$  面,  $y$  面の順に示す。

Gas	Var( $\text{ndf}=5$ )	Var( $\text{ndf}=6$ )
P10	247 $\mu\text{m}$ , 239 $\mu\text{m}$	245 $\mu\text{m}$ , 259 $\mu\text{m}$
P20	281 $\mu\text{m}$ , 289 $\mu\text{m}$	281 $\mu\text{m}$ , 275 $\mu\text{m}$