

# 修士論文

論文題名

宇宙リチウム問題のための散乱粒子と崩壊粒子の  
同時計測システムの開発および薄膜標的の作製

令和 8 年 1 月 27 日

専攻名 物理学専攻

氏名 前里 奨太郎

大阪大学大学院理学研究科

# 概要

宇宙誕生後の約 10 秒から 20 分にかけてビッグバン元素合成 (Big Bang Nucleosynthesis: BBN) が進行し、軽元素 (主に  $^2\text{H}$ 、 $^3\text{He}$ 、 $^4\text{He}$ 、 $^7\text{Li}$ ) が生成された。これらの元素の存在量について、観測による推定値と理論計算による予測値を比較することで、初期宇宙の状態が明らかにされてきた。標準 BBN 模型は、我々の宇宙がかつて高温高密度のビッグバン状態にあったことを示す有力な証拠の一つとされている。一方で、BBN には「宇宙  $^7\text{Li}$  問題」と呼ばれる未解決問題が存在する。 $^2\text{H}$  や  $^4\text{He}$  の生成量は観測推定値と理論値がよく一致しているが、 $^7\text{Li}$  の観測推定値は理論値の約 1/3 に留まるといふ深刻な不一致が生じている。この問題は、宇宙物理学、原子核物理学、素粒子物理学など幅広い分野に関連した、物理学における長年の謎である。

我々は BBN 計算に用いられる核反応率を精密に測定することで、この問題の解決が試みる。 $^7\text{Li}$  は主に、BBN で生成された  $^7\text{Be}$  が電子捕獲崩壊することで生成される。そこで、 $^7\text{Be}$  が  $^7\text{Li}$  へ電子捕獲崩壊する前に、BBN の途中で未知の反応経路を経て他の原子核へ転換する可能性に着目した。未知の反応経路の候補として、 $^{10}\text{C}$  および  $^{11}\text{C}$  における  $^7\text{Be} + ^3\text{He}$  および  $^7\text{Be} + ^4\text{He}$  の未知の共鳴状態の存在が挙げられる。これらの共鳴状態を経由して  $^7\text{Be}$  が  $^7\text{Li}$  以外の原子核へ転換すれば、結果として BBN 計算における  $^7\text{Li}$  の生成量が減少する可能性がある。

そこで、大阪大学核物理センターの高分解能磁気スペクトロメーター Grand Raiden を用いて  $^{10,11}\text{B}(^3\text{He},t)^{10,11}\text{C}$  反応の測定を行い、 $^{10,11}\text{C}$  の励起エネルギースペクトルを高分解能で取得することで、未知の共鳴状態を探索する。また、真空槽にシリコン検出器を設置し、共鳴状態からの崩壊粒子の測定も行い崩壊様式を明らかにする実験を計画している。本研究では共鳴状態探索実験に向けて、薄膜標的の作製およびデータ収集 (DAQ) システムの開発を行った。

高分解能測定に必須な薄膜標的の作製について、Micomatter Technoogies 社 (カナダ) と共同研究契約を締結し、技術開発を行った。自己保持可能な  $^{11}\text{B}$  の標的の作製には至ったが、薄膜の強度が不十分で  $^{10}\text{B}$  の標的の作製には至らなかった。作製した標的については神戸大学タンデム加速器施設で  $(d, p)$  反応を用いて不純物量の評価を行った。標的中には約 8 % の炭素不純物が含まれていることが明らかになった。また、薄膜を標的にマウントする工程で一定量の酸化物不純物が付着することが判明した。

DAQ システム開発においては、Grand Raiden の焦点面検出器からの連続データ読み出しとシリコン検出器の波形読み出しを組み合わせることにより、共鳴状態の探索および励起状態からの崩壊粒子の測定を行う技術を確立した。焦点面検出器にはトリガーを必要としない連続読み出し型 DAQ を採用するのに対し、シリコン検出器にはトリガーを必要とするトリガー型 DAQ システムを用いる。焦

## 第 0. 概要

---

点面検出器でアナログトリガーを生成して、シリコン検出器回路のトリガーとして使用する一方で、シリコン検出器回路でアクセプトされたトリガー信号をリファレンス信号として連続読み出し型 DAQ で記録する。シリコン検出器回路のイベントのタイムスタンプとリファレンス信号の時刻情報をもとに両者のデータを統合し、同一イベントを再構成することに成功した。開発した DAQ システムは、クロックおよび線源を用いてテストを行った結果、高い安定性を持ってイベント同期できることを実証した。

# 目次

概要	i
<b>第 1 章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 研究背景	1
1.1.1 ビッグバン元素合成 (BBN)	1
1.1.2 宇宙リチウム問題	2
1.2 研究手法	3
1.2.1 先行研究	5
1.3 実験計画	5
1.3.1 高分解能磁気スペクトロメーター Grand Raiden	7
1.3.2 焦点面検出器	7
1.3.3 焦点面検出器 DAQ システム	8
1.3.4 Vertical Drift Chamber (VDC)	8
1.3.5 プラスティックシンチレーター	9
1.3.6 分散整合	10
1.3.7 シリコン検出器	10
1.3.8 波形解析	12
1.4 本研究の目的	14
<b>第 2 章 ホウ素薄膜標的</b>	<b>15</b>
2.1 薄膜の製作	15
2.1.1 パルスレーザー蒸着法 (PLD 法)	15
2.1.2 薄膜一覧	15
2.2 標的作製	16
2.2.1 アニール処理	17
2.2.2 ターゲットホルダーへのマウント	17
2.3 標的の厚さ測定	19
2.4 不純物量の評価	20
2.4.1 運動学	20
2.4.2 神戸大学タンデム加速器施設	21

---

2.4.3	実験セットアップ	22
2.4.4	データ収集回路	23
2.4.5	Full-depletion 電圧の決定	24
2.5	解析	25
2.5.1	散乱角の較正	25
2.5.2	エネルギー較正	26
2.5.3	イベントずれの修正	30
2.5.4	バックグラウンド除去	31
2.5.5	粒子識別 — 波形解析	32
2.5.6	粒子識別 - $E$ - $\Delta E$ 相関	35
2.5.7	反応の同定	35
2.5.8	不純物量の評価	38
2.6	結果と考察	40
<b>第 3 章</b>	<b>核励起崩壊粒子の同時測定手法の確立</b>	<b>42</b>
3.1	Grand Riden データ収集 (DAQ) システム	42
3.1.1	AMANEQ	42
3.1.2	NestDAQ	44
3.1.3	Artemis	48
3.2	シリコン検出器 DAQ システム	48
3.3	散乱粒子・崩壊粒子検出の概要	48
3.4	イベント同期の手法	49
3.4.1	両 DAQ でのイベント数の確認	50
3.4.2	タイムスタンプによるイベント同期	51
3.4.3	NestDAQ イベントソート	52
3.5	イベント同期手法の検証	52
3.5.1	周期クロックおよびランダムクロックを用いた検証	52
3.6	周波数同期システムの導入	53
3.6.1	周波数同期後のイベント同期の検証	55
3.7	線源テスト	56
3.8	まとめ	57
<b>第 4 章</b>	<b>まとめ・今後の展望</b>	<b>58</b>
4.1	まとめ	58
4.2	今後の展望	59
<b>謝辞</b>		<b>61</b>

# 目次

1.1	ビッグバン元素合成の核反応ネットワークの概略図 . . . . .	2
1.2	CMB 観測に基づく BBN 理論予測と古典的金属欠乏星の観測値の比較 [1] . . . . .	3
1.3	未知の共鳴状態のエネルギーレベルおよび崩壊モードの予測図 . . . . .	4
1.4	F.Hammache らによる $^{10,11}\text{B}(^3\text{He},t)^{10,11}\text{C}$ 、 $^{10,11}\text{B}(^3\text{He},t)^{10,11}\text{C}$ の測定結果 [2] . . . . .	5
1.5	WS コースの概略図 . . . . .	6
1.6	GR の焦点面検出器の概略図 . . . . .	8
1.7	VDC の X 面概念図 . . . . .	9
1.8	VDC のワイヤー配置 . . . . .	9
1.9	分散整合のイメージ図 [3] . . . . .	10
1.10	シリコン検出器 Junction 面 . . . . .	11
1.11	シリコン検出器概略図 . . . . .	12
1.12	波形解析用の回路図 . . . . .	12
1.13	前置増幅器 MPR-16/MPR-32 からの出力信号およびその微分信号 [4] . . . . .	13
1.14	波形解析による粒子識別 [4] . . . . .	14
2.1	炭素バックングあり/なしの比較 (5000 Å) . . . . .	16
2.2	アニーリング処理 . . . . .	17
2.3	ターゲットホルダーへのマウント手順 . . . . .	18
2.4	標的厚さ測定の様子 . . . . .	19
2.5	( $d, p$ ) 反応における角度とエネルギーの相関 . . . . .	21
2.6	神戸大学タンデム施設 beamline 配置図 [5] . . . . .	22
2.7	神戸大学タンデム静電加速器 . . . . .	22
2.8	実験セットアップの概略図 . . . . .	23
2.9	回路の概図 . . . . .	24
2.10	DSSD1 の Full-depletion search。印加電圧に対する 3.18 MeV アルファ線ピーク平均値。 . . . .	25
2.11	DSSD2 の Full-depletion search。印加電圧に対する 3.18 MeV アルファ線ピーク平均値。 . . . .	25
2.12	DSSD(Micron Semiconductor 製 Design MMM) の模式図 . . . . .	26

## 図目次

---

2.13	前置増幅器からの出力信号の波形 . . . . .	27
2.14	FIR フィルタを適用した後の信号波形 . . . . .	27
2.15	ADC 値スペクトルのチャンネル依存性 . . . . .	28
2.16	較正後のエネルギースペクトルのチャンネル依存性 . . . . .	29
2.17	DSSD1 Junction 面 ch 15 から得られたアルファ線のエネルギースペクトル . . . . .	30
2.18	DSSD1 Junction 面 ch 0 から得られたアルファ線のエネルギースペクトル . . . . .	30
2.19	Junction 面 ch 15 の PeakClk と積分値の相関 . . . . .	32
2.20	$A_{\max}$ とエネルギーの相関 (Junction 面 ch 15) . . . . .	33
2.21	粒子識別の結果 ( $^{11}\text{B}$ 標的) . . . . .	34
2.22	粒子識別の結果 ( $^{\text{nat}}\text{C}$ 標的) . . . . .	34
2.23	$E-\Delta E$ 相関 ( $^{11}\text{B}$ 標的) . . . . .	35
2.24	$^{11}\text{B}$ 標的を用いた測定における $34^\circ$ で観測された陽子のエネルギースペクトル . . . . .	36
2.25	$^{\text{nat}}\text{C}$ 標的を用いた測定における $34^\circ$ で観測された陽子のエネルギースペクトル . . . . .	37
2.26	$^{11}\text{B}$ 標的での測定における陽子のエネルギー測定値と運動学計算との比較 . . . . .	38
2.27	$^{11}\text{B}$ 標的を用いた測定における陽子のエネルギースペクトル . . . . .	40
3.1	AMANEQ モジュール (赤線で囲まれる部分がメザニンスロット) . . . . .	43
3.2	NestDAQ のフロー概略図 . . . . .	44
3.3	Sampler から出力されるデータフォーマット . . . . .	46
3.4	Sub Time Frame Builder から出力されるデータフォーマット . . . . .	47
3.5	Time Frame Builder から出力されるデータフォーマット . . . . .	47
3.6	散乱粒子・崩壊粒子検出の概要 . . . . .	49
3.7	イベント同期の手法概略図 . . . . .	50
3.8	125 MHz クロックを 25 MHz に変換した様子 . . . . .	54
3.9	周波数同期後の NestDAQ と Babirl によるタイムスタンプの時間差 . . . . .	55
3.10	線源テストの回路図 . . . . .	56
3.11	NestDAQ と Babirl で得たプラスチックシンチレータの出力信号波高の相関 . . . . .	57

# 表目次

1.1	GR の性能 . . . . .	7
2.1	$^{10}\text{B}$ 薄膜の厚さとバックリング情報 . . . . .	16
2.2	$^{11}\text{B}$ 薄膜の厚さとバックリング情報 . . . . .	16
2.3	三種混合アルファ線源から放出されるアルファ線のエネルギー . . . . .	20
2.4	$34^\circ$ へ放出される陽子のエネルギーの計算値 . . . . .	36
2.5	実験で得られたビーム粒子数と $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}(\text{g.s})$ 反応由来の陽子数 . . . . .	38
2.6	実験で得られたビーム粒子数と $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}(\text{g.s})$ 反応由来の陽子数 . . . . .	39
3.1	各モードの性能 [6] . . . . .	43

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 研究背景

#### 1.1.1 ビッグバン元素合成 (BBN)

ビッグバン元素合成 (Big Bang Nucleosynthesis: BBN) は、宇宙誕生後およそ  $t \sim 1-10^3$  秒の間に進行した原初核反応過程であり、 $^1\text{H}$ 、 $^2\text{H}$ 、 $^3\text{He}$ 、 $^4\text{He}$ 、ならびに微量の  $^7\text{Li}$ ・ $^7\text{Be}$  といった軽元素の起源を説明する標準宇宙論の重要な柱の一つである。初期宇宙は高温高密度の熱平衡状態にあり、陽子と中性子の数密度比は弱相互作用

$$n + \nu_e \leftrightarrow p + e^-, \quad n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

によって決定されていた。宇宙膨張に伴い温度が  $T \simeq 0.8$  MeV 程度まで低下すると弱反応が凍結し、中性子・陽子比はほぼ一定値に固定された。

図 1.1 に、BBN で関与する軽核種を核図表上に示す。温度が  $T \simeq 0.1$  MeV 程度まで低下すると重陽子の光解離が抑制され、いわゆる重水素の障壁が解消されて核反応が本格的に進行する。最初に



により重水素が生成され、続いて



などの反応を通じて三重水素および  $^3\text{He}$  が形成される。さらに、



により  $^4\text{He}$  の生成量される。質量数  $A = 5$  および  $A = 8$  に安定あるいは長寿命の核種が存在しないため、 $^4\text{He}$  より重い原子核の生成されにくく、最終的に  $^4\text{He}$  の生成量は全バリオン質量の約 25% を占める。

## 第 1. 序論

$^4\text{He}$ 、 $^3\text{He}$  の生成量が増加することで、わずかながら以下の反応で、 $^7\text{Be}$  および  $^7\text{Li}$  が生成される。

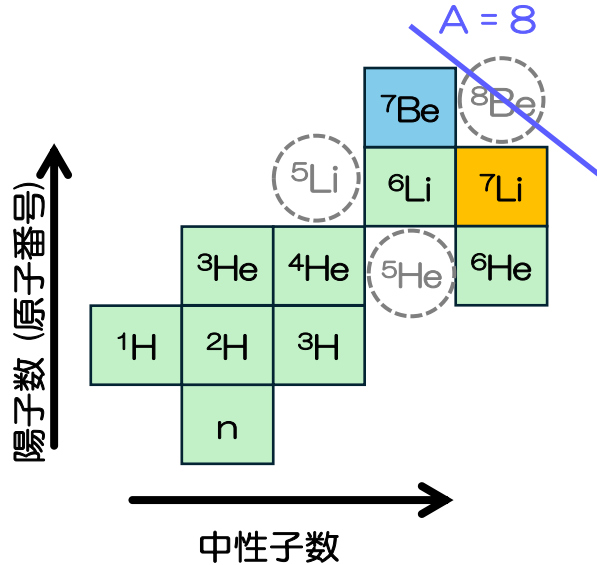


図 1.1: ビッグバン元素合成の核反応ネットワークの概略図

### 1.1.2 宇宙リチウム問題

標準 BBN 模型によって予言される軽元素の存在比はバリオン-フォトン比  $\eta$  の唯一のフリーパラメータで計算される。 $\eta$  はバリオン密度  $\Omega_b h^2$  と以下の関係式で結ばれる。

$$\eta = 2.74 \times 10^{-8} \Omega_b h^2 \quad (1.11)$$

バリオン密度は WMAP による宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) 観測から  $\Omega_b h^2 = 0.02249 \pm 0.00056$  [7] であり、図 1.2 の青色の領域に対応する。青色の領域と曲線の交点が、軽元素の存在比の CMB 観測に基づく BBN 理論予測値を示している。一方で、黄色の領域が観測推定値を示している。この値は、金属欠乏ハロ星からの観測値を外挿したものである。 $^2\text{H}$ 、 $^3\text{He}$ 、 $^4\text{He}$  は理論予測値と観測推定値が良く一致している。この一致は、標準ビッグバン宇宙論および BBN 理論の妥当性を強く支持する重要な観測的根拠である。

一方で、 $^7\text{Li}$  に関しては、理論予測と観測値の間に深刻な不一致が存在する。BBN 理論と CMB 観測に基づく計算では、原始  $^7\text{Li}$  存在比は  $^7\text{Li}/\text{H} \simeq 5.12 \times 10^{-10}$  程度と予測される。しかし、観測から推定される原始  $^7\text{Li}$  存在比は、 $^7\text{Li}/\text{H} \simeq 1.23 \times 10^{-10}$  程度で、理論値のおよそ 3 分の 1 程度にとどまることが知られている [8, 9]。この理論値と観測推定値の著しい乖離は、「宇宙リチウム問題 (cosmological lithium problem)」と呼ばれている。

この問題の起源として、いくつかの可能性が議論されてきた。第一に、恒星内部におけるリチウムの枯渇である。 ${}^7\text{Li}$  は比較的低温で核反応により破壊されやすく、恒星表面の対流や拡散、回転誘起混合などの効果によって内部へ輸送され、観測される表面存在比が低下している可能性が指摘されている。しかし、これらの効果を精密に考慮しても、理論値との完全な一致を再現することは困難であると考えられている。

第二に、BBN における核反応率の不確かさである。 ${}^7\text{Li}$  は主として  ${}^7\text{Be}$  の電子捕獲崩壊によって生成されるため、 ${}^7\text{Be}$  を生成・破壊する核反応、例えば  ${}^7\text{Be}(d,p)2\alpha$  や  ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$  などの反応断面積が精力的に再評価されてきた。しかし、現時点では、既存の実験的不確かさの範囲内で  ${}^7\text{Li}$  の過剰生成を十分に抑制できるほどの効果は確認されていない。

第三に、標準模型を超える新物理の寄与が考えられている。寿命の長い未知粒子の崩壊による非熱的核反応や、結合定数の時間変化など、初期宇宙の物理過程を修正するシナリオが提案されている。これらは  ${}^7\text{Li}$  の生成量を低減させる可能性を持つ一方で、他の軽元素存在比や CMB 観測との整合性を同時に満たす必要があり、強い制約を受けている。

以上のように、宇宙リチウム問題は、天体物理、核物理、および素粒子物理を横断する未解決問題であり、BBN の精密検証と新物理探索の両面から重要な研究対象となっている。

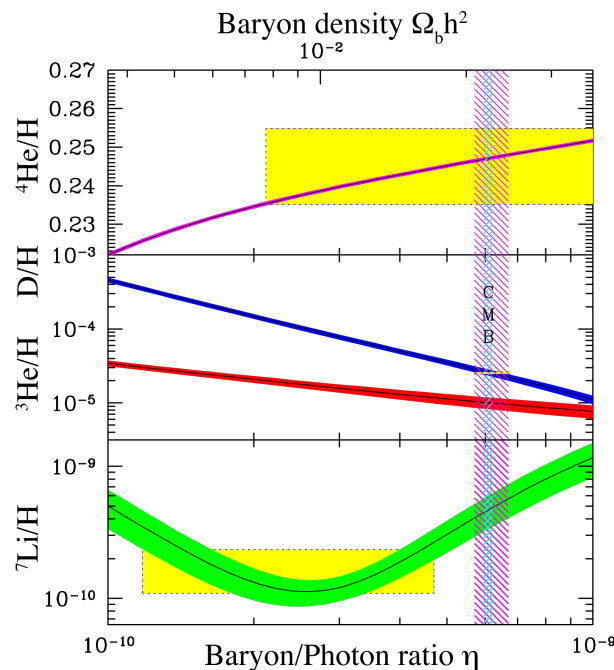


図 1.2: CMB 観測に基づく BBN 理論予測と古典的金属欠乏星の観測値の比較 [1]

## 1.2 研究手法

本研究では、ビッグバン元素合成 (BBN) 計算に用いられる核反応率を精密に測定することにより、宇宙リチウム問題の解決を目指す。 ${}^7\text{Be}$  を生成する主要な反応については、すでに多くの先行研究が

## 第 1. 序論

存在し、BBN 計算を大きく覆す余地はない。そこで本研究では、 ${}^7\text{Be}$  が  ${}^7\text{Li}$  へと電子捕獲崩壊する前に、未知の共鳴状態を経由して他の原子核へと転換される可能性に着目した。

その有力な候補として、以下の未知の共鳴反応が挙げられる [10, 11]。

1.  ${}^3\text{He} + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^{10}\text{C}^*$
2.  ${}^4\text{He} + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^{11}\text{C}^*$

もし、 ${}^{10}\text{C}$  および  ${}^{11}\text{C}$  の励起状態において、それぞれ  ${}^3\text{He} + {}^7\text{Be}$  および  ${}^4\text{He} + {}^7\text{Be}$  の反応閾値近傍に、 $s$  波捕獲が可能な  $J^\pi = 1^-$  または  $2^-$  の未知の共鳴状態が存在すれば、これらのチャンネルを通じて  ${}^7\text{Be}$  が消費され、 ${}^{10}\text{C}$  および  ${}^{11}\text{C}$  が生成される。

図 1.3 に、 ${}^{10,11}\text{C}$  の励起エネルギースペクトルを示す。 ${}^{10}\text{C}$  では  $E_x = 14.9\text{--}15.2$  MeV、 ${}^{11}\text{C}$  では  $E_x = 7.79\text{--}7.90$  MeV のエネルギー領域に、それぞれの共鳴状態が存在すると予測されている。またこれらの共鳴状態は、以下のような経路を辿って遷移・崩壊することが予想されている。 ${}^{11}\text{C}^*$  の場合、 ${}^{11}\text{C}$  の低励起状態への脱励起、



${}^{10}\text{C}^*$  の場合は、粒子崩壊を起こし  ${}^6\text{Be}$  や  ${}^9\text{B}$  などの原子核へ転換する。



これらの反応経路が存在すれば、BBN における  ${}^7\text{Be}$  の最終的な生成量が減少し、宇宙リチウム問題の解決に大きく寄与する。また、これらの反応は  $A = 8$  に安定核が存在しないという「 $A = 8$  の壁」を超えてより重い核種を生成するプロセスであり、元素合成の観点からも学術的に極めて重要な意義を持つ。

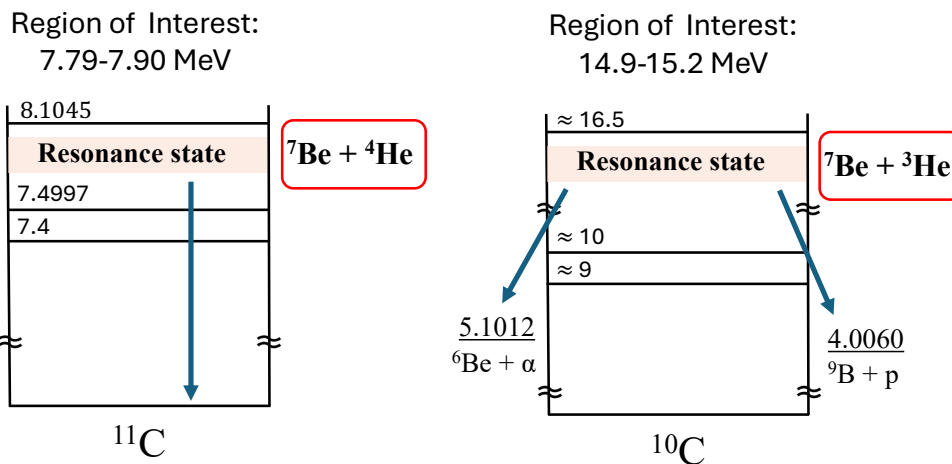


図 1.3: 未知の共鳴状態のエネルギーレベルおよび崩壊モードの予測図

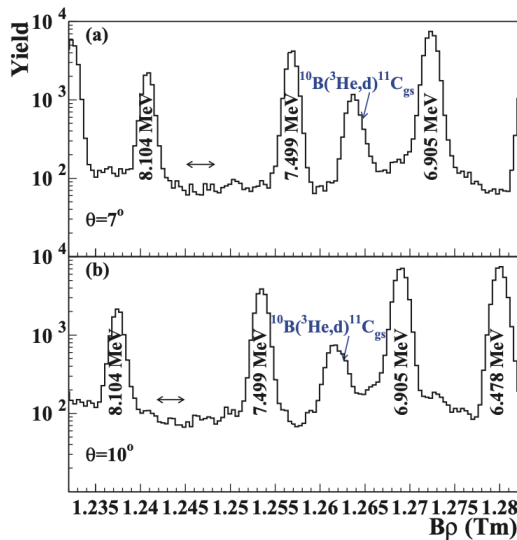
### 1.2.1 先行研究

$^{10,11}\text{C}$  における共鳴状態探索実験として、F. Hammache らによる先行研究が報告されている [2]。彼らはタンデム加速器施設において、ビームエネルギー 35 MeV で  $^{10,11}\text{B}(^3\text{He},t)^{10,11}\text{C}$  の測定を行い、 $^{10}\text{C}$  および  $^{11}\text{C}$  の運動量スペクトルを取得した。

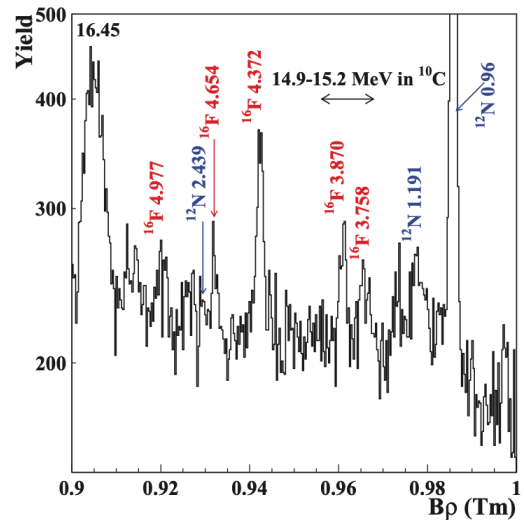
$^{11}\text{C}$  の運動量スペクトルを図 1.4a に示す。低いビームエネルギーで  $(^3\text{He}, t)$  反応を測定したため、ブレイクアップおよびピックアップ過程による連続バックグラウンドの寄与が大きい。矢印で示されたエネルギー領域には明確なピーク構造は確認されないが、バックグラウンドが支配的であるため、幅の狭い共鳴状態や断面積の小さな共鳴状態の存在を完全に否定することは困難である。

一方、図 1.4b に示される  $^{10}\text{C}$  の運動量スペクトルは、矢印で示された領域に多数のピーク構造が観測されている。しかしながら、エネルギー分解能が十分でないため、各ピークを個別の共鳴状態として分離・同定することは困難である。

以上より、 $^3\text{He} + ^7\text{Be}$  および  $^4\text{He} + ^7\text{Be}$  系における共鳴状態の有無を、彼らの実験結果から結論付けることには限界があるといえる。



(a)  $^{11}\text{C}$  標的で得られた運動量 (磁気剛性) スペクトル



(b)  $^{10}\text{C}$  標的で得られた運動量 (磁気剛性) スペクトル

図 1.4: F.Hammache らによる  $^{10,11}\text{B}(^3\text{He},t)^{10,11}\text{C}$ 、 $^{10,11}\text{B}(^3\text{He},t)^{10,11}\text{C}$  の測定結果 [2]

## 1.3 実験計画

そこで、我々は高分解能磁気スペクトロメーター Grand Raiden を用いて、 $^{10,11}\text{B}(^3\text{He},t)^{10,11}\text{C}$  反応の測定を行い、 $^{10,11}\text{C}$  の励起エネルギースペクトルを高分解能で取得することで、 $^3\text{He} + ^7\text{Be}$  および  $^4\text{He} + ^7\text{Be}$  の共鳴状態の探索を行う実験を行う。

## 第 1. 序論

よって実験は、大阪大学核物理研究センター（RCNP）の WS コースでの実施予定である。図 1.5 に、WS コースの概略図を示す。RCNP のリングサイクロトロンは世界最高品質のビームを供給可能な加速器であり、その高度なビーム輸送技術と高分解能磁気スペクトロメーター、Grand Raiden（GR）[12] を用いて分散整合を行い世界最高峰の運動量分解能での測定 [13] 行うことで励起エネルギースペクトルを高分解能で取得できる。

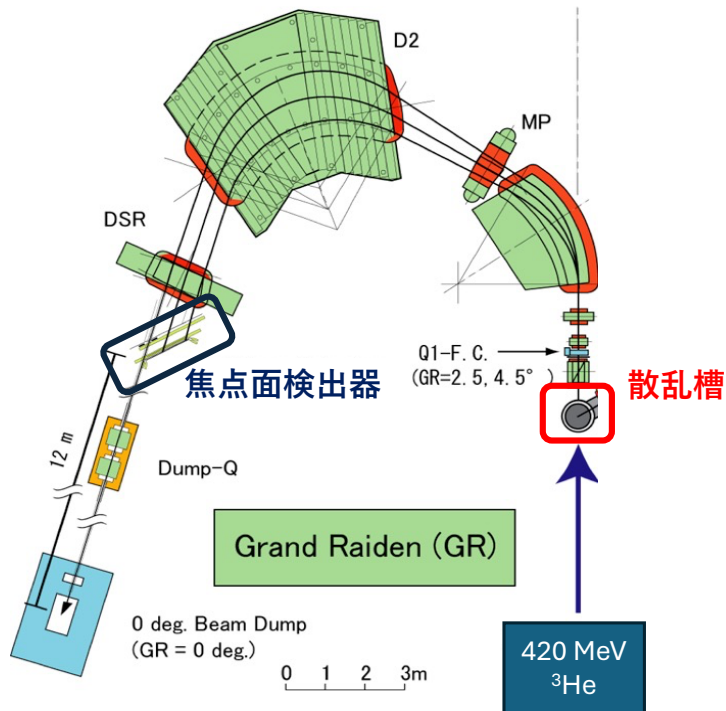


図 1.5: WS コースの概略図

本実験で測定する反応を式 (1.15)、(1.16) に示す。AVF サイクロトロンおよびリングサイクロトロンを用いて  ${}^3\text{He}$  を 420 MeV まで加速する。分散整合により高分解能測定を実現するためには、標的内でのエネルギー損失を最小限に抑える必要がありターゲットには  ${}^{11}\text{B}$  と  ${}^{10}\text{B}$  の薄膜標的を用いる。反応によって放出される  $t$  を GR を用いて運動量分析したのちに焦点面検出器で測定することで、 ${}^{10,11}\text{C}$  の励起エネルギーを半値全幅でおよそ 40 keV の超高分解能測定を行う。

加えて、散乱槽内にシリコン検出器を設置し、励起した  ${}^{10,11}\text{C}$  からの崩壊粒子を検出する。共鳴状態からの崩壊により放出される粒子は低エネルギーであるため、シリコン検出器を貫通することができず、 $E-\Delta E$  法による粒子識別が困難である。そこで、CAEN 製の波形取得デジタイザ V1730SB を用いてシリコン検出器からの出力信号波形を取得し独自の波形解析処理を行うことで、3–8 MeV の低エネルギー崩壊粒子の粒子識別を行い、共鳴状態からの崩壊分岐比を同定する。この方法は、このエネルギー領域では TOF 法よりも有効であることが示されている [14]。



### 1.3.1 高分解能磁気スペクトロメーター Grand Raiden

GR は RCNP 西実験室の WS コースに設置されている。Q1-SX-Q2-D1-(MP)-D2-DSR の電磁石から構成される、高分解能磁気スペクトロメーターである。これらの電磁石を適切に設定することで、高次のイオン光学的収差および運動学的効果を打ち消すことができる。その結果、 $p/\delta p = 37,000$  という高分解能を達成している。表 1.1 に GR の性能を示す。

表 1.1: GR の性能

中心軌道半径	3 m
全偏向角	162°
旋回角度	-4°-90°
焦点面傾斜	45°
焦点面長	120 cm
最大磁気剛性	5.4 T·m
最大磁場	1.8 T
運動量分解能 $p/\Delta p$	37,000
運動量測定範囲	5 %
水平方向立体角	± 20 mrad
垂直方向立体角	± 70 mrad
最大立体角	5.6 msr
横倍率 ( $x x$ )	-0.417
縦倍率 ( $y y$ )	5.98
運動量分散 ( $x \delta$ )	-15,451 mm/%

### 1.3.2 焦点面検出器

図 1.6 に GR の焦点面検出器の概略図を示す。焦点面検出器には、2 枚の Vertical Drift Chamber (VDC) および 2 枚のプラスチックシンチレーターを用いて行う。VDC では、焦点面における粒子の位置情報と入射角度情報を高精度に決定、トラッキングをおこなうことで運動量を決定する。プラスチックシンチレーターでは、粒子の飛行時間情報および電荷情報から粒子識別を行う。VDC およびプラスチックシンチレーターは、焦点面に沿ってビーム軸に対して 45° 傾けて配置する。

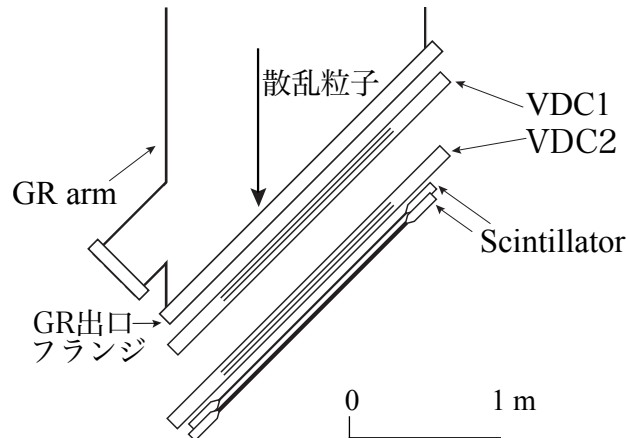


図 1.6: GR の焦点面検出器の概略図

### 1.3.3 焦点面検出器 DAQ システム

現在、これら焦点面検出器からの信号は、トリガーを必要としない連続読み出し型 DAQ システムにより取得されている。プラスチックシンチレータからの信号は QTC (Charge to Time Converter) により電荷情報を時間情報に変換し、VDC からの信号は ASD (Amplifier Shaper Discriminator) カードにより増幅、整形された後に連続読み出し TDC (Time to Digital Converter) モジュール AMANEQ に入力される。この DAQ システムでは、全チャンネルの信号をリアルタイムでストリーミング取得することで、不感時間を実質的に排除し、高レート環境下においてもデータ損失のない測定を可能としている。

### 1.3.4 Vertical Drift Chamber (VDC)

一枚の VDC は、X 面および U 面の二つの検出面から構成されている。それぞれの面には、X 面に 192 本、U 面に 208 本のアノードワイヤーが配置されている。まず、X 面の概念図を図 1.7 に、VDC 全体のワイヤー配置を図 1.8 に示す。

X 面では、 $y$  軸に平行なアノードワイヤーが 6 mm 間隔で配置されており、その間にポテンシャルワイヤーが 2 mm 間隔で 2 本挿入されている。これらのポテンシャルワイヤーは、ドリフト領域における電場の一様性を確保するために設置されている。VDC の特徴は、入射粒子によって生成された電子・イオン対が、ワイヤー面に対してほぼ垂直方向にドリフトする点にある。このため、粒子が斜めに入射した場合には、複数本のアノードワイヤーに信号が誘起される。また、電場の一様性が良好であるため、ドリフト時間と粒子通過位置との間に高い線形性が成り立つ。

一方、U 面ではアノードワイヤー間隔は 4 mm であり、X 面に対して  $90^\circ$  ではなく、 $48.19^\circ$  と傾けて配置することで、単一ワイヤーの有効長が過度に長くなることを防いでいる。これにより、機械的なワイヤーのたるみを抑制し、電場の一様性を確保できる。 $y$  方向の位置分解能を回復させるためには、アノードワイヤーを  $y$  軸に対して  $-48.19^\circ$  傾けた V 面を導入することが有効であるが、運動量分

解能を実現するうえで  $y$  方向の位置分解能はそれほど重要でないため、現時点で V 面の導入は実現していない。

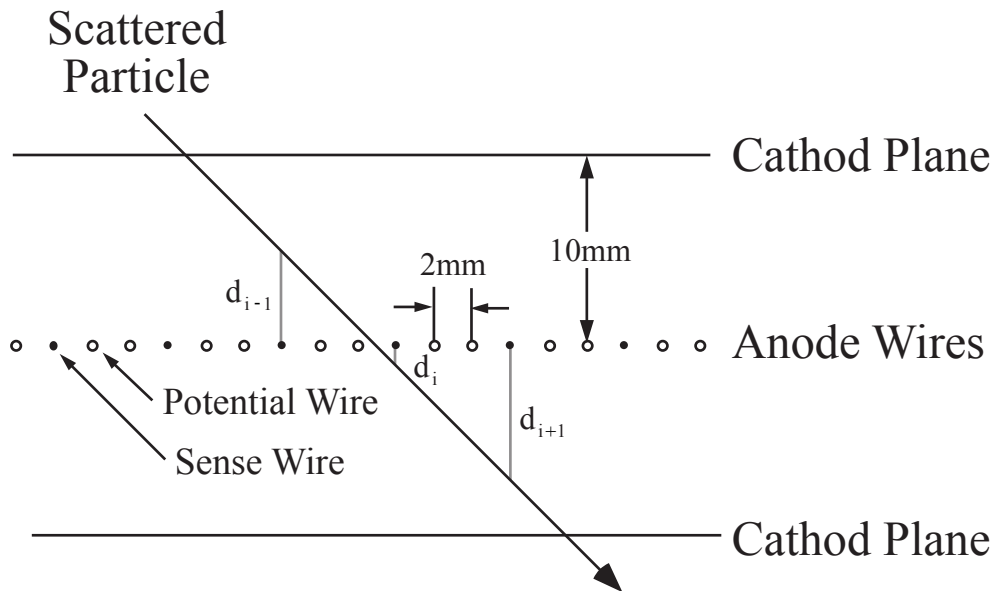


図 1.7: VDC の X 面概念図

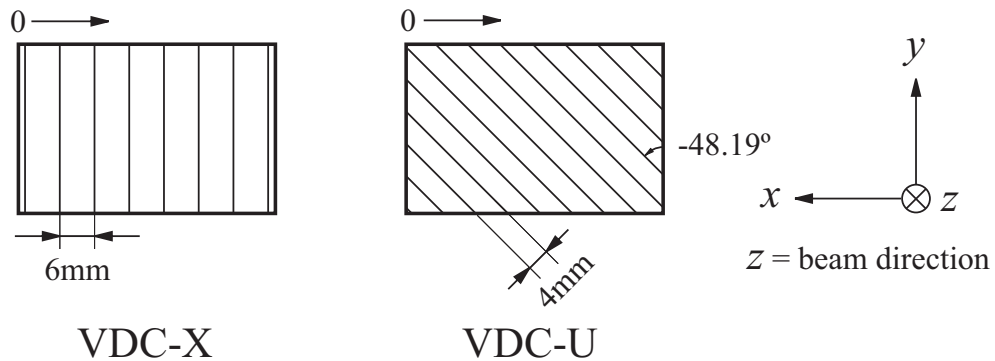


図 1.8: VDC のワイヤー配置

### 1.3.5 プラスティックシンチレーター

プラスチックシンチレーターは二枚構成とし、一枚目には厚さ 1 mm、二枚目には厚さ 10 mm のシンチレーターを用いる。一枚目に薄いプラスチックシンチレーターを用いることで入射粒子を貫通させ、 $E-\Delta E$  相関からの粒子識別を行い、 $t$  を同定する。

また、シンチレーション光は左右に配置されたライトガイドを介して両端へ導光され、それぞれの端部に取り付けた光電子増倍管 (PMT) によって読み出される。両端読み出しとすることで、信号の

時間分解能を向上させる。

### 1.3.6 分散整合

分散整合とは、ビームラインおよび分光器のイオン光学特性を適切に調整することにより、ビームが本来有する運動量分散に起因する分解能の低下を補償し、高分解能測定を可能にする手法である。図 1.9 の左側の模式図に示すように、一般に加速器ビームは有限の運動量幅を有するため、そのまま分光器に入射させると、焦点面における位置分布が運動量分散に支配され、分光器が本来有する理論的分解能を十分に発揮できない。

この問題を回避するため、分散整合ではビームライン側において、標的に意図的な空間分散を与え、運動量に応じて標的への入射位置が変化したビームを生成する。一方、分光器側ではこれと逆符号の分散を与えることで、焦点面において運動量分散の影響を相殺し、エネルギー分解能を向上させる。図 1.9 の中央の模式図、この空間分散整合の概念を示している。

さらに高精度な測定を行うためには、空間分散整合に加えて角度分散の整合が重要となる。図 1.9 の右側の模式図に示すように角度分散整合とは、ビームの運動量分散に起因する入射角の変化が、散乱角の再構成精度に影響を与えないように光学条件を最適化することを指す。この条件は、特に前方角測定やゼロ度近傍の実験において不可欠である。

空間分散整合および角度分散整合を同時に満たす二重分散整合を実現することで、ビームの運動量広がり分光器の固有分解能より大きい場合であっても、エネルギーおよび角度の高精度測定が可能となる。

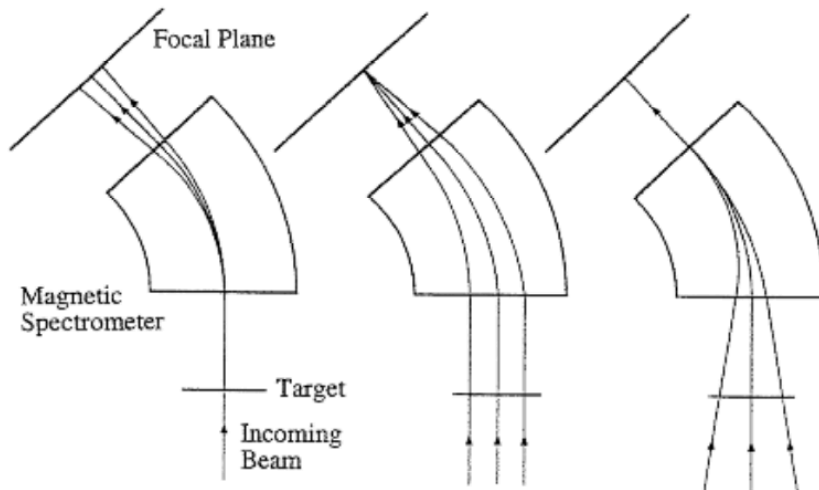


図 1.9: 分散整合のイメージ図 [3]

### 1.3.7 シリコン検出器

崩壊粒子検出に用いるシリコン検出器 (Micron Semiconductor 製 Design MMM) の写真を図 1.10 に示す。本検出器は Micron 製の NTD タイプのシリコン検出器であり、厚さは 500  $\mu\text{m}$  である。

NTD タイプのシリコンは、シリコン単結晶に中性子を照射して  $^{31}\text{Si}$  を生成し、これが  $\beta$  崩壊することで  $^{31}\text{P}$  に変換されることにより、シリコン中にリンが高い均一性でドーピングされている、n 型半導体シリコン単結晶である。n 型半導体の表面にホウ素やアルミニウムなどの p 型不純物をドーピングすることで pn 接合面を形成し放射線検出器としての機能を実現している。このとき、p 型不純物が導入されている面を Junction 面、反対側を Ohmic 面と呼ぶ。

本検出器は図 1.11 に示すように、Junction 面を 16 分割、Ohmic 面を 8 分割し両面から各ストリップごとに信号を読み出すことが可能で、Double Side Silicon Strip Detector (DSSD) と呼ばれる。両面の信号を対応付けることにより、 $16 \times 8 = 128$  ピクセルの二次元位置情報を取得することが可能である。また、シリコン検出器の外周はガードリングと呼ばれる電極で囲まれている。このガードリングに対してもシリコン検出器のストリップ部分と同じ電圧を印加することで、シリコン検出器の有感領域の特に外縁部で電場の歪みを抑制している。

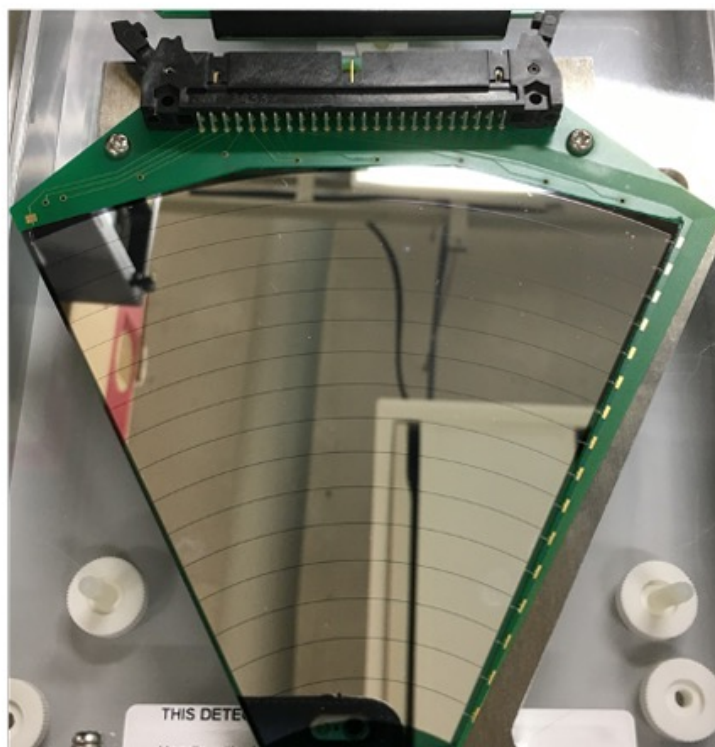


図 1.10: シリコン検出器 Junction 面

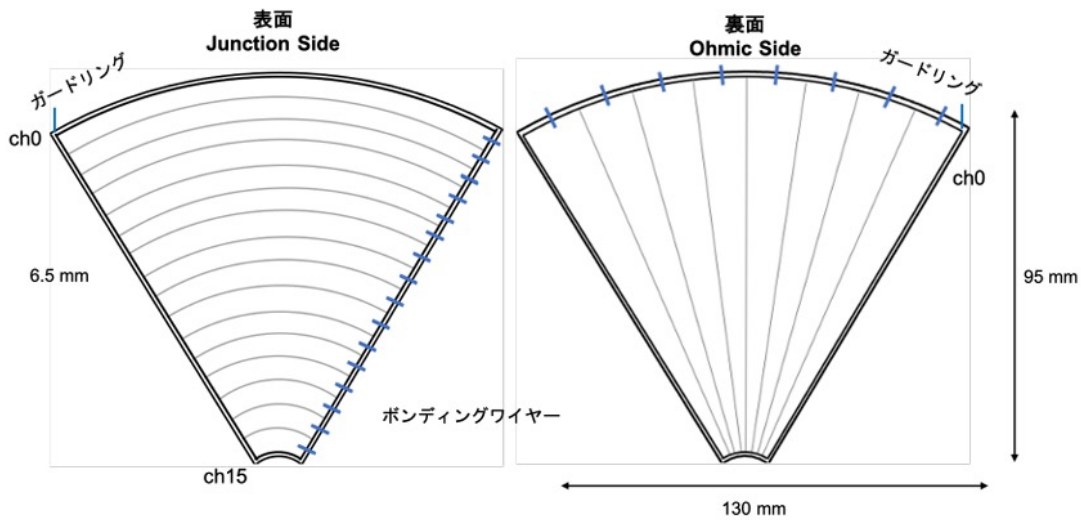


図 1.11: シリコン検出器概略図

### 1.3.8 波形解析

波形解析を行う際の回路構成を図 1.12 に示す。シリコン検出器からの信号は Mesytec 製の電荷積分型前置増幅器 MPR-16/32 により増幅される。その出力信号は、Mesytec 製の MDU-16 を用いて信号規格を differential から unipolar に変換した後、CAEN 製の波形取得デジタイザー V1730SB に入力され、波形データとして取得される。また、前置増幅器の出力信号は Mesytec 製の MSCF-16 にも入力され、波高が設定された閾値を超えた場合にトリガー信号が生成される。このトリガー信号は、V1730SB の外部トリガーとして用いられる。V1730SB のサンプリングレートは 500 MHz であり、各サンプルは 14 bit の分解能で記録される。取得された波形を図 1.13 に示す。

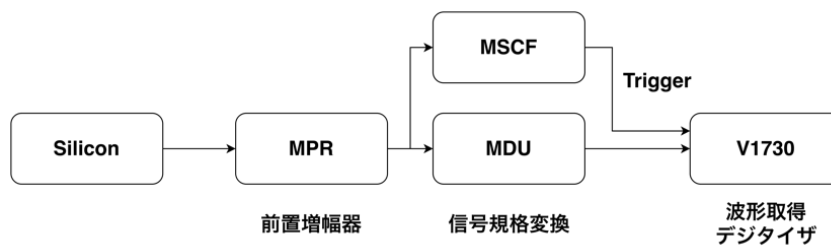


図 1.12: 波形解析用の回路図

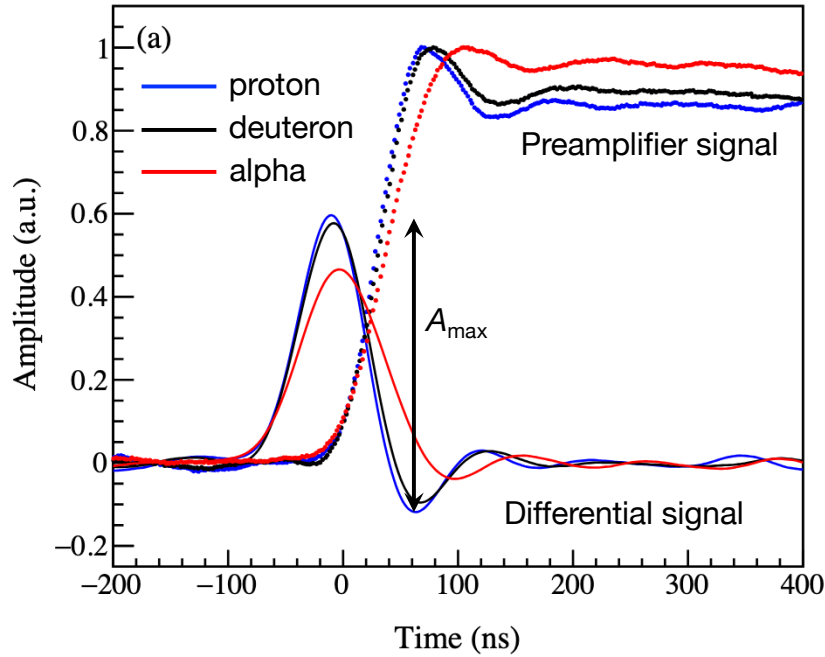


図 1.13: 前置増幅器 MPR-16/MPR-32 からの出力信号およびその微分信号 [4]

前置増幅器からの出力信号に対し、式 (1.17) で定義される triangle フィルタを適用し、数値微分を行う。デジタル信号処理におけるフィルタとは、特定の周波数成分の抽出やノイズ除去、微分・積分といった信号の変換を計算機上の演算で実行する手法である。本解析で用いた triangle フィルタは、デジタル信号を近似的に微分するアルゴリズムである。一定の区間  $L$  (フィルタ長) における信号の平均値を求め、その前後での差分を計算する。この「平均化」と「差分」の組み合わせにより、高周波ノイズの影響を抑制しつつ、信号の変化率を抽出することが可能となる。

この処理によって得られる微分波形は、物理的には検出器内で発生した電流信号に対応する。本研究では、粒子識別能を最大化するため、フィルター長を  $L = 20$  と最適化した。図 1.13 に示す通り、得られた微分波形の最大振幅を  $A_{\max}$  と定義する。この  $A_{\max}$  は電荷収集の最大速度を反映しており、陽子、重陽子、アルファ粒子で差異が生まれるため、粒子識別の特徴量として用いる。

$$y_i = \left( \sum_{k=1}^L x_{i+k} \right) / L - \left( \sum_{k=-L}^{-1} x_{i+k} \right) / L \quad (1.17)$$

エネルギーと  $A_{\max}$  の相関を解析することで、シリコン検出器一枚で停止する低エネルギー粒子に対して、およそ 2 MeV 以上のエネルギー領域において図 1.14 で示すように、 $p$ 、 $d$ 、 ${}^3\text{He}$ 、 $\alpha$  粒子などの識別が可能である。詳細な解析手法および性能評価については、藤川祐樹の博士論文 [4] および坂梨公亮の修士論文 [14] を参照されたい。

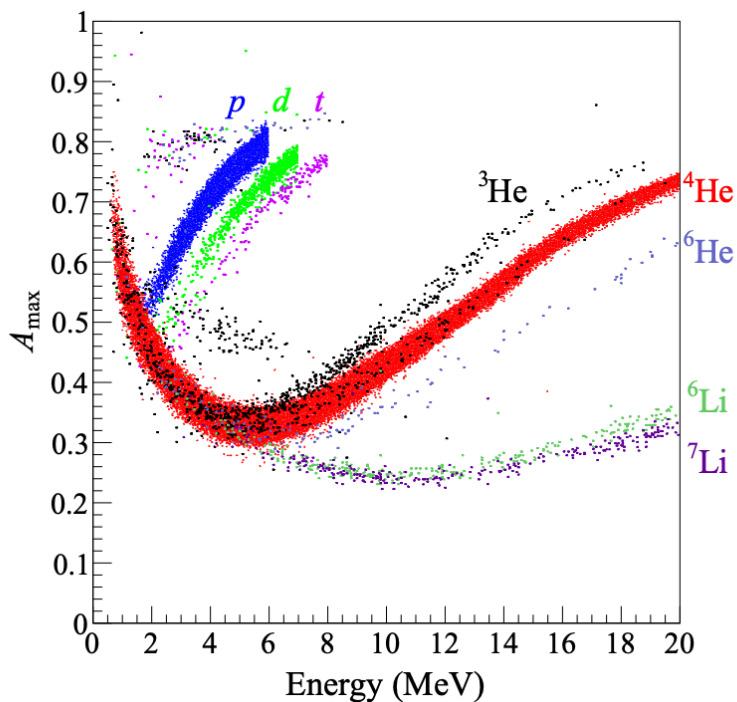


図 1.14: 波形解析による粒子識別 [4]

## 1.4 本研究の目的

修士課程では、博士課程において実施予定の  $^{10,11}\text{C}$  共鳴状態探索実験に向けて、以下の要素技術開発を行った。まず、分散整合を用いた高分解能測定に必要となる薄膜標的の開発を行った。

加えて、Grand Raiden の焦点面検出器で取得したデータと、シリコン検出器において波形取得したデータを組み合わせることにより、共鳴状態の探索および励起状態からの崩壊粒子の同時測定手法の開発を行った。焦点面検出器はトリガーを必要としない連続読み出し型 DAQ システムであるのに対し、シリコン検出器はトリガーを必要とするトリガー型 DAQ システムである。このようにデータ取得方式の異なる二つの DAQ システムを統合し、時刻同期および事象対応付けを可能とする同時測定手法を構築した。

## 第 2 章

# ホウ素薄膜標的

### 2.1 薄膜の製作

分散整合を用いた高分解能測定において、エネルギー分解能を維持するためには薄膜標的の使用が不可欠である。これは、標的内における入射ビームおよび散乱粒子のエネルギー損失、およびそれに伴うエネルギー・ストラッグリングを最小限に抑制する必要があるためである。

ホウ素は物性的に脆く自己保持可能な標的の作成が困難な元素のひとつである。一般に  $10 \text{ mg/cm}^2$  程度の厚みであれば、粉末プレス法による作成が可能であるが、この厚みでは標的中のエネルギー損失が大きく、 $^3\text{He} + ^7\text{Be}$  の共鳴状態探索実験に要求される分解能を満たすことができない。そこで、Micromatter Technologies 社（カナダ）と共同研究を締結し、同位体濃縮されたホウ素原料を用いたパルスレーザー蒸着法（PLD 法）による自己支持薄膜の製作を依頼した。標的の機械的強度を向上させるため、炭素バックングを用いたものと、バックングを用いないものの両方を作製した。以下に、薄膜製作手法および作製した薄膜標的について述べる。

#### 2.1.1 パルスレーザー蒸着法（PLD 法）

パルスレーザー蒸着法（PLD 法）は、高エネルギーのパルスレーザーをターゲットに照射し、薄膜を形成する手法である。レーザーエネルギーがターゲット表面で吸収されると、物質が瞬間的に昇華する「アブレーション」が生じる。昇華した物質は「プルーム」と呼ばれる高密度のプラズマ状態で飛散し、雰囲気ガスと衝突・反応しながら基板へと到達する。基板に到達した粒子は、表面での吸着および拡散過程を経て結晶化し、薄膜として堆積する。本手法は、ターゲットの組成を維持したまま薄膜へ転写できるため、多元系酸化物や複雑な化合物の成膜に適している。また、レーザーのショット数によって膜厚を制御できる点も大きな特徴である。

#### 2.1.2 薄膜一覧

Micromatter Technologies 社が製作したホウ素薄膜の情報を表 2.1、2.2 に示す。また、製作された薄膜標的について炭素バックングを有する場合と有さない場合の写真を、図 2.1 に示す。

## 第 2. ホウ素薄膜標的

表 2.1:  $^{10}\text{B}$  薄膜の厚さとバックキング情報

厚さ (Å)	5000	4000	2000	1000
炭素バックキング	あり	あり	あり	あり

表 2.2:  $^{11}\text{B}$  薄膜の厚さとバックキング情報

厚さ (Å)	5000	3000	2000	1000
炭素バックキング	なし	あり・なし	あり・なし	あり



(a) 炭素バックキングなしの薄膜標的



(b) 炭素バックキングありの薄膜標的

図 2.1: 炭素バックキングあり/なしの比較 (5000 Å)

## 2.2 標的作製

製作されたホウ素薄膜を以下の手順でターゲットホルダーへマウントし、標的の作製を行った。

1. アニーリング処理を行う
2. 水中で薄膜を基盤から分離
3. 水面に浮いた薄膜をターゲットホルダーで掬う
4. 薄膜を乾燥させる

### 2.2.1 アニーリング処理

アニーリングとは、材料を一定温度まで加熱して原子拡散を促進し、一定時間保持した後、制御された条件下で冷却することにより、エネルギー的に安定な結晶構造を形成する熱処理である。これにより、材料の性質が安定化され、標的の機械的強度が向上する。今回、図 2.2 のようにホウ素薄膜標的を 220 度、2.5 時間加熱したのち冷却をおこなった。



図 2.2: アニーリング処理

### 2.2.2 ターゲットホルダーへのマウント

薄膜のターゲットホルダーへのマウントは、文献 [15] を参考にして行った。40–50 °C の温水を用意し、そこにアルコールを数滴加添加した。温度を上げることで、薄膜と基板の間に存在するソルバントを容易に溶解させることができる。また、アルコールを添加することで水の表面張力が低下し、薄膜の基板からの分離が容易になる。次に、ホウ素薄膜標的を水中に沈め、基板から薄膜を分離した。この工程において、炭素バックキグが剥離し、その際に生じた歪みにより薄膜が破損し、水面に浮上しない試料があった。炭素バックキグを有する試料は、すべて水面に浮かせることができなかった。水面に浮遊させることができたのは、 $^{11}\text{B}$  の 5000 Å および 3000 Å の試料のみであった。分離に成功した試料については、浮遊している薄膜をターゲットホルダーで掬い上げてマウントを試みた。しかし、薄膜は非常に薄く脆弱であり、3000 Å の試料は掬い上げの過程で破損した。最終的に、5000 Å の  $^{11}\text{B}$  のみをターゲットホルダーへマウントすることに成功した。ホウ素薄膜標的を水中で基板から分離し、ターゲットホルダーへマウントした様子を図 2.3 に示す。

## 第 2. ホウ素薄膜標的

---



(a) 薄膜を分離



(b) 薄膜を掬う



(c) マウント完了

図 2.3: ターゲットホルダーへのマウント手順

## 2.3 標的の厚さ測定

作製した  $^{11}\text{B}$  薄膜標的の厚さを、三種混合アルファ線源 ( $^{148}\text{Gd}$ 、 $^{241}\text{Am}$ 、 $^{244}\text{Cm}$ ) を用いて測定を行った。各核種のアルファ線のエネルギーを表 2.3 に示す。 $^{241}\text{Am}$  および  $^{244}\text{Cm}$  については複数の崩壊線を持つため、分岐比で重み付けした平均エネルギーを用いた。アルファ線源から放出されたアルファ線を薄膜に照射し通過後のアルファ線のエネルギーをシリコン半導体検出器で測定することで、エネルギー損失から標的の厚さを評価した。図 2.4 に実験の様子を示す。シリコン検出器、標的、アルファ線を一直線上に配置し、さらにシリコン検出器の前にコリメーターを設置することで標的に対して垂直に入射したアルファ線のみを検出した。その結果、膜厚は  $1.6 \times 10^3 \text{ \AA}$  に相当する  $37 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  であると判明した。これは、公称値の約 1/3 の厚さである。作製した標的は直径がおよそ 20 mm と非常に小さいターゲットスポットであったため、厚さの均一性の評価は行わなかった。



図 2.4: 標的厚さ測定の様子

表 2.3: 三種混合アルファ線源から放出されるアルファ線のエネルギー

核種	エネルギー (MeV)
$^{148}\text{Gd}$	3.182
$^{241}\text{Am}$	5.480
$^{244}\text{Cm}$	5.795

## 2.4 不純物量の評価

作製した  $^{11}\text{B}$  薄膜標的に含まれる不純物量の評価を行った。製造工程から想定される主な不純物は  $^{12}\text{C}$ 、 $^{16}\text{O}$ 、および  $^{11}\text{B}$  である。そこで、 $(d, p)$  反応を測定することにより、これらの不純物量を評価した。各反応は  $Q$  値が異なるため、運動学を用いることで、相互に識別可能である。

### 2.4.1 運動学

非相対論的条件における、実験室系の 2 体散乱の運動学を示す。運動量保存則とエネルギー保存則は以下の式で与えられる。

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_3 + \vec{p}_4 \quad (2.1)$$

$$E_1 + Q = E_3 + E_4 \quad (2.2)$$

$Q$  値は反応前後の質量差に等しいので

$$Q = (m_1 + m_2 - m_3 - m_4)c^2 \quad (2.3)$$

実験室系では

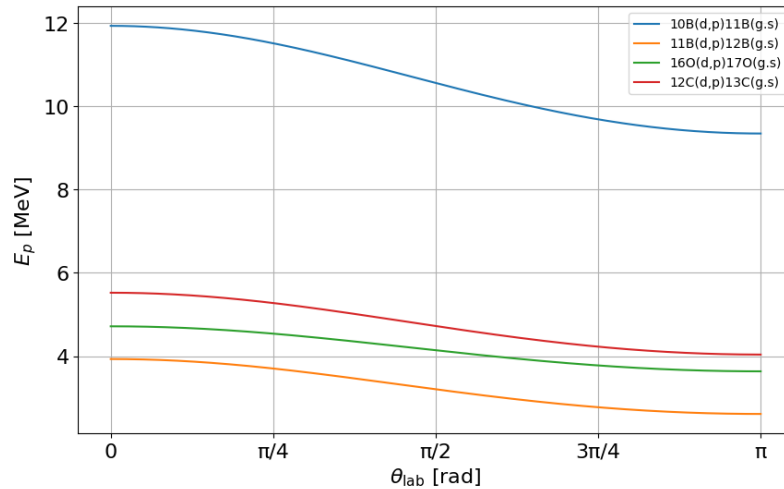
$$\vec{p}_2 = 0 \quad (2.4)$$

であるので散乱粒子のエネルギーは

$$E_3 = \frac{(E_1 + Q) m_3 (m_3 + m_4)}{(m_3 + m_4)^2} \left[ 1 + \frac{2\sqrt{m_1 m_4 E_1 (E_1 + Q)}}{(m_3 + m_4)(E_1 + Q)} \cos \theta_3 + \frac{m_1}{m_4} \right] \quad (2.5)$$

となる。

$^{10}\text{B}$ 、 $^{11}\text{B}$ 、 $^{12}\text{C}$ 、 $^{16}\text{O}$  に対する  $(d, p)$  反応における散乱陽子のエネルギーを、式 (2.5) を用いて計算した結果を図 2.5 に示す。図より、運動学的差異に基づいてこれらの反応を容易に弁別し、 $^{11}\text{B}$  標的に含まれる不純物を同定できることがわかる。

図 2.5:  $(d, p)$  反応における角度とエネルギーの相関

### 2.4.2 神戸大学タンデム加速器施設

本実験は、神戸大学海事科学部に設置されているタンデム静電加速器施設の p45 ビームラインにおいて実施した。その概略を図 2.6 に示す。本施設に設置されているタンデム加速器を図 2.7 に示す。最大ターミナル電圧が 1.7 MV の静電型加速器であり、安定した低エネルギーイオンビームの供給が可能である。イオン源にはセシウムスパッタ負イオン源 (SNICS II: Source of Negative Ions by Cesium Sputtering) を用いた。SNICS II では、セシウム蒸気を用いたスパッタリングにより試料表面から負イオンを生成する方式を採用しており、水素同位体を含む多様なイオン種を安定に生成できる。本実験では重水素負イオン ( $d^-$ ) を生成し、加速器へ注入した。生成された負イオンは加速管により高電圧ターミナルへと加速され、ターミナル内部のストリッパにより電子を剥ぎ取られることで正イオンへと変換される。その後、再度加速されることにより、ターミナル電圧のほぼ 2 倍に相当する運動エネルギーを獲得する。本実験条件では、ターミナル電圧を適切に設定することで、最終的に 2.8 MeV の重水素 ( $d$ ) ビームを生成した。加速器本体は絶縁性の SF6 ガスで満たされた直径 1.07 m、長さ 3.94 m の加速タンク内に収容されており、高電圧絶縁および安定したビーム輸送が確保されている。生成されたビームはビーム輸送系を通じて p45 コースへ導かれ、コリメータおよび磁気素子によってビーム径および軌道が調整された後、実験ターゲットへ照射された。

## 第 2. ホウ素薄膜標的

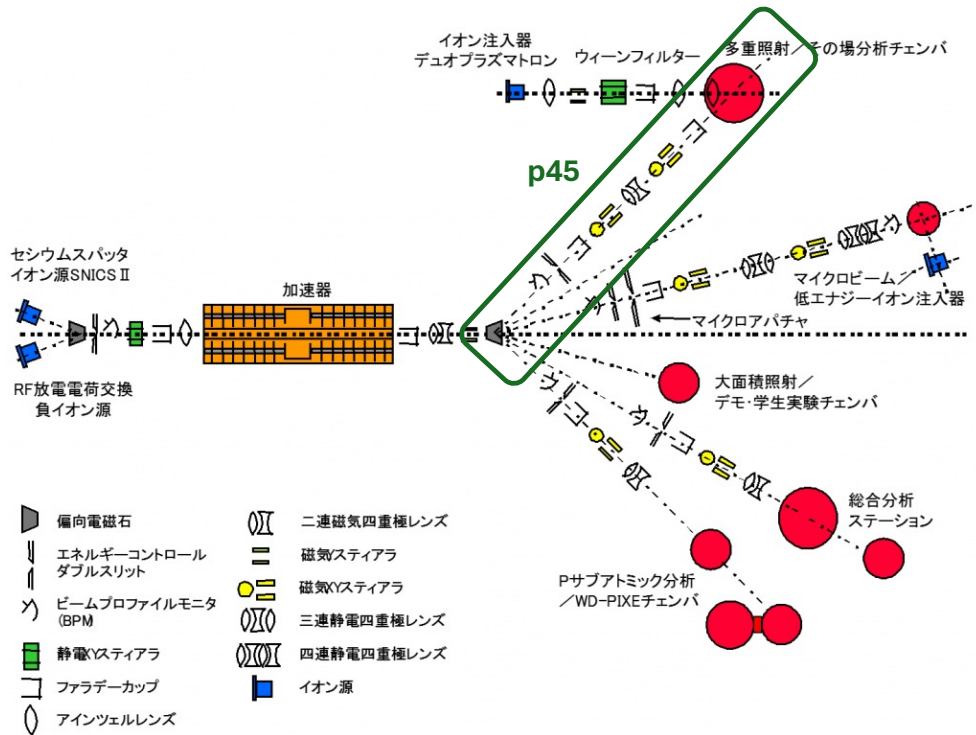


図 2.6: 神戸大学タンデム施設 beamline 配置図 [5]



図 2.7: 神戸大学タンデム静電加速器

### 2.4.3 実験セットアップ

実験の概略図を図 2.8 に示す。本実験は、エネルギー 2.8 MeV の重水素 ( $d$ ) ビームを用いて行った。ターゲットには、作製した  $^{11}\text{B}$  薄膜標的および  $^{\text{nat}}\text{C}$  薄膜標的 ( $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) を用いた。

散乱粒子の検出には、1.3.7 章で述べた厚さ  $500 \mu\text{m}$  のシリコン検出器 (DSSD) を 2 枚用いた。一

層目のシリコン検出器を DSSD1、二層目のシリコン検出器を DSSD2 と呼ぶ。DSSD1 は、ターゲットから 150 mm の位置に設置し、ビーム軸に対する検出器中心の角度は 54 度とした。図 2.5 に示す運動学計算より、前方角度において各反応の識別性が向上することが分かるため、可能な限り前方角度となるように配置した結果、この角度を採用した。

DSSD2 は、DSSD1 にできるだけ近づけ、コネクタ部分の干渉を避けた結果、後方 90 mm の位置に設置した。また、DSSD1 は波形解析を適用するため Ohmic 面を標的に向け、DSSD2 は DSSDD1 にできるだけ近づけるため Junction 面を標的に向けて配置した。

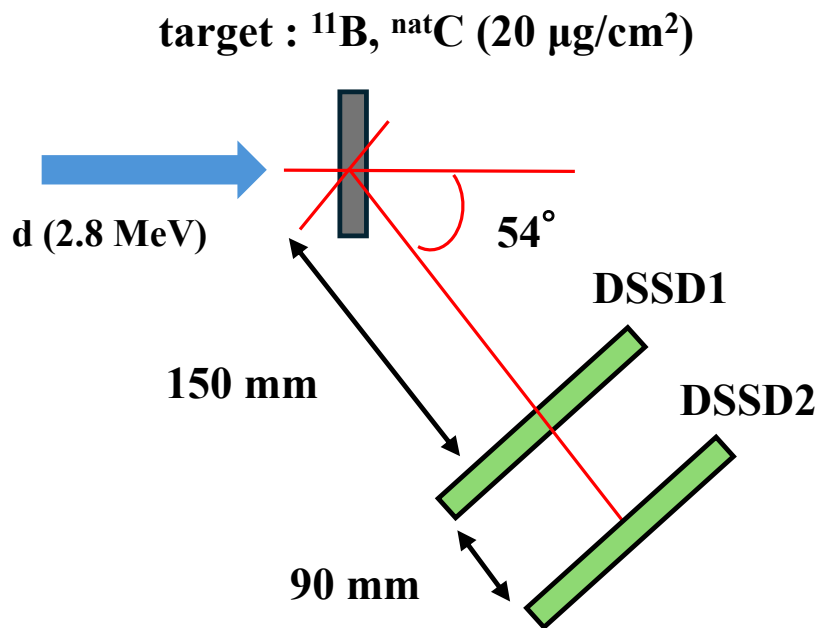


図 2.8: 実験セットアップの概略図

#### 2.4.4 データ収集回路

図 2.9 に実験で用いた回路図を示す。DSSD からの信号を前置増幅器である Mesytec 製の MPR-16 と MPR-32 を用いて信号を増幅した。その信号を Mesytec 製の MDU-16 と CAEN 製の V1250 を用いて信号の規格を differential から single-end に変化し CAEN 製の波形取得デジタイザー V1730SB を用いて信号波形を取得した。

トリガー生成に関しては、DSSD1 の Junction 面からの信号を 2 つに分岐し、一方を Mesytec 製 MSCF-16 に入力した。MSCF-16 において閾値を設定することで、トリガー信号を生成した。この際、MSCF-16 内部の入力インピーダンスを 1 k $\Omega$  に設定し、ハイインピーダンスにすることで、MDU-16 へ入力される信号の減衰を最小限に抑えた。

V1730SB は データ収集の効率化のため ZLE (Zero Length Encoding) モードを採用した。通常の波形取得モードでは外部トリガー信号を受け取ると、全チャンネルで一律にトリガーの前後の波形データが保存される。そのため、粒子が入射せずトリガーに寄与していないチャンネルのデータも一

## 第 2. ホウ素薄膜標的

律に保存されるため、データ量が大きくなってしまいます。一方で、ZLE モードは V1730SB 内部で ZLE 閾値と呼ばれる値を設定することができる。外部トリガーの前後の波形のうち ZLE 閾値以下のデータは保存せず、閾値を超えた波形のみを取得することができる。本実験では DSSD1 の Junction 面 (16 ch) の論理和をトリガー信号として利用している。この際、トリガーに関与しなかった大部分のチャンネルの信号は閾値以下となるため、ZLE モードの適用によって、データ量を大幅に削減することでデータ収集効率を向上させることができる。V1730SB のデータは光ケーブルを経由でデータ収集 PC に内蔵した CAEN 製 A3818 によって 85 MB/sec で読み出される。ZLE モードを適用することで、V1730SB の全チャンネルのうち、有用なデータが入ったチャンネルが 1-2ch 程度であると仮定すると、1-2 kHz 程度のイベントレートまでデッドタイムフリーでのデータ取得が可能となる。

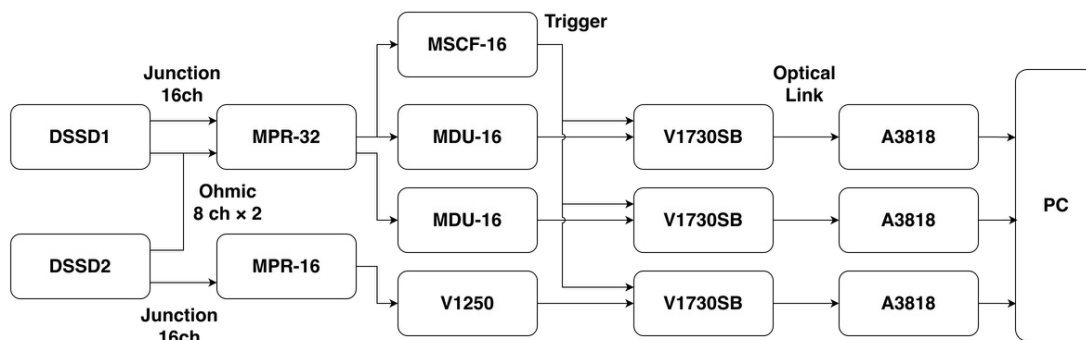


図 2.9: 回路の概図

### 2.4.5 Full-depletion 電圧の決定

今回の測定に用いたシリコン検出器は十分な印加電圧をかけることで検出器全体が空乏化される。この状態を Full-depletion と呼ぶ。空乏層は電圧の上昇に従って、Junction 面から Ohmic 面に向かって広がっていく。電圧が不十分の場合、不感領域が生じる。波形解析においては、粒子を Ohmic 面側から入射させるため、不感領域が残存すると、粒子は必ず不感領域を通過することとなり、エネルギーを正確に測定できない。したがって、エネルギー測定の見点からは、検出器全体が完全に空乏化された状態で動作させる必要がある。一方で、印加電圧が高くなると、電界強度が増加し電荷収集時間が短くなる。その結果、粒子ごとの立ち上がり時間の差が小さくなり、粒子識別能が低下する。そこで、Full-depletion が達成される最小の印加電圧で測定を行う必要がある

Full-depletion 電圧を決定するために三種混合アルファ線源を用いて、 $^{148}\text{Gd}$  から放出される 3.18 MeV のアルファ線のピークの平均値が飽和する電圧を調べた。図 2.10、2.11 に DSSD1 および DSSD2 の Full-depletion Search の結果を示す。いずれも 160 V 以上で飽和しており、印加電圧  $V = 160 \text{ V}$  において Full-depletion に達していると判断した。Micron Semiconductor 社による検出器への推奨印加電圧は 120 V であるため、結晶が劣化していることがわかる。

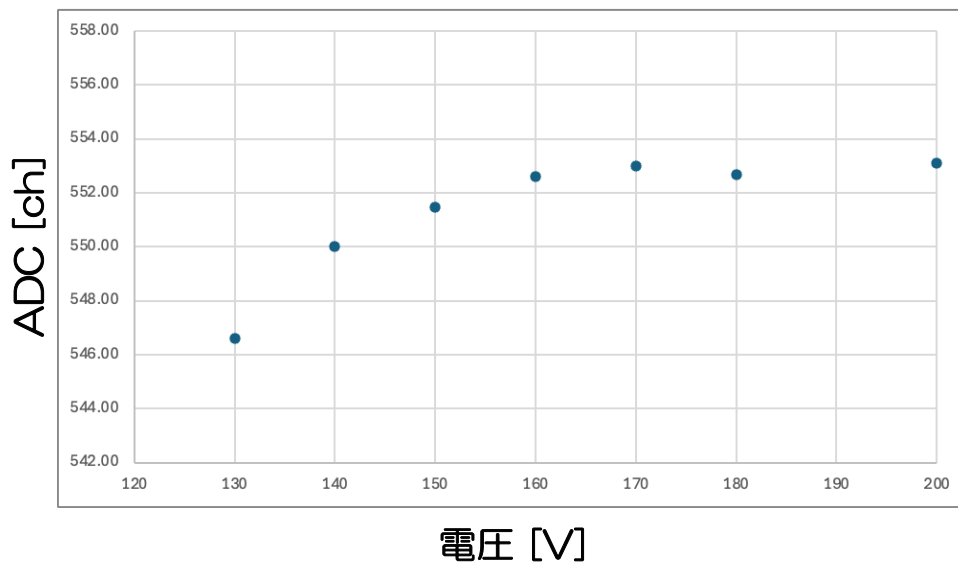


図 2.10: DSSD1 の Full-depletion search。印加電圧に対する 3.18 MeV アルファ線ピーク平均値。

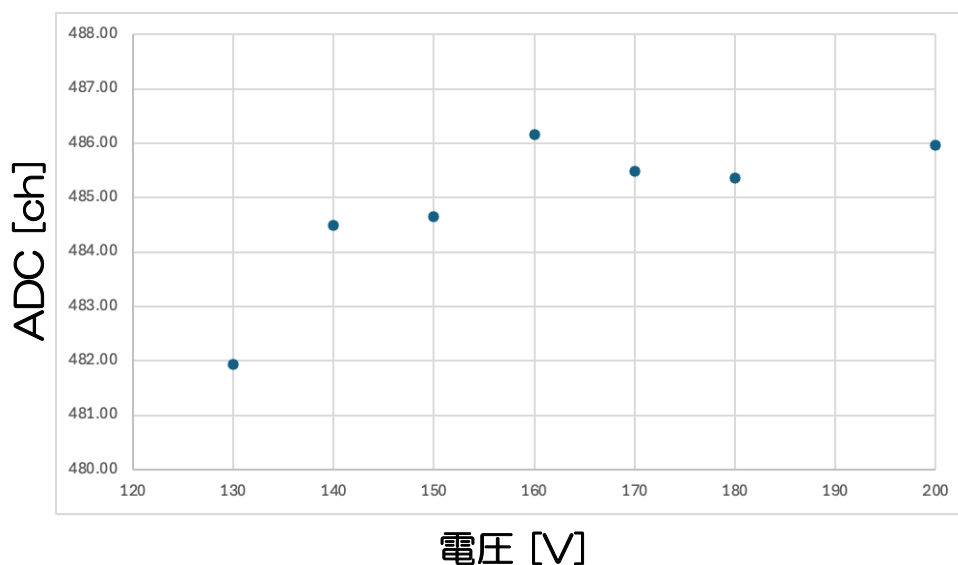


図 2.11: DSSD2 の Full-depletion search。印加電圧に対する 3.18 MeV アルファ線ピーク平均値。

## 2.5 解析

### 2.5.1 散乱角の較正

DSSD の模式図を図 2.12 に示す。Junction 面が同心円上に 6.4 mm 間隔で 16 分割されており、Ohmic 面は放射上に 6.8 度間隔で 8 分割されている。前述の通り、DSSD の中心はビーム軸に対して  $54^\circ$  に設置した。この配置において、DSSD の中心軸がターゲット中心の高さと一致するピクセルは

## 第 2. ホウ素薄膜標的

(Junction, Ohmic) = (7, 4) である。したがって、このピクセルに対応する散乱角度を  $54^\circ$  と定義し、これを基準として各チャンネルに対応する散乱角度を決定した。

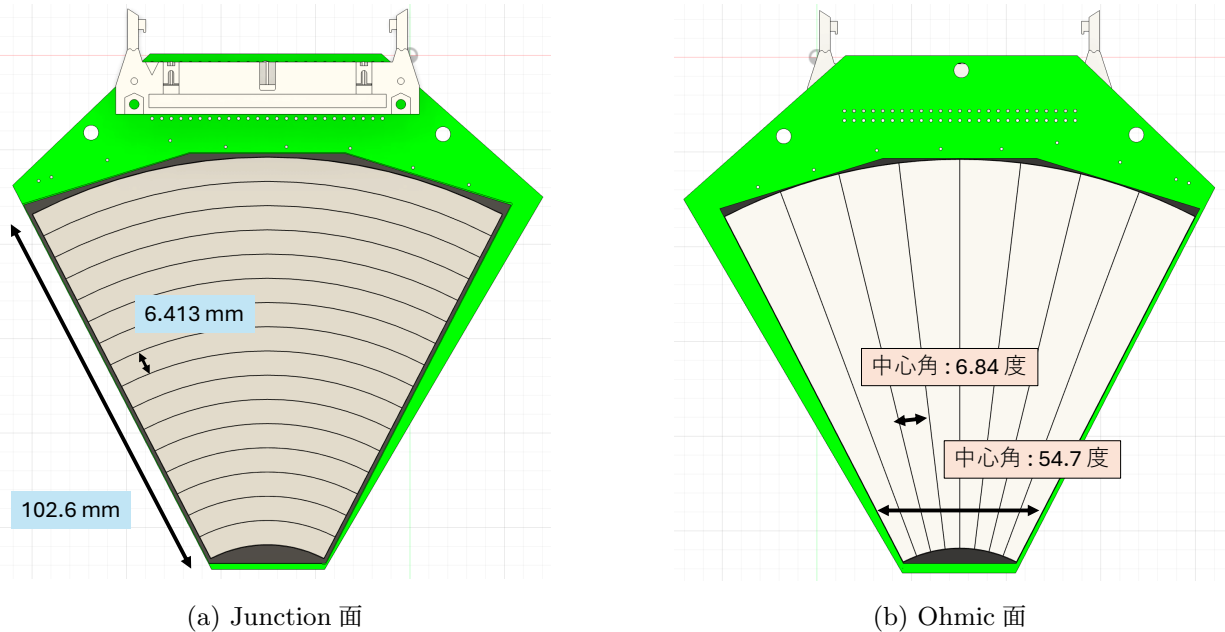


図 2.12: DSSD(Micron Semiconductor 製 Design MMM) の模式図

### 2.5.2 エネルギー較正

V1730SB で取得した信号波形からエネルギーを決定する方法について述べる。図 2.13 に、前置増幅器からの出力信号波形を示す。取得した信号には高周波数のノイズが重畳しているため、単純に信号の最大振幅からエネルギーを決定すると分解能の劣化を招く。

そこで、信号中に含まれる高周波ノイズを除去するため、Finite Impulse Response (FIR) フィルタを導入して信号処理を行った。FIR フィルタは、離散化された信号列に対し、ある点の前後の有限個の信号を用いて出力信号を計算する線形フィルタであり、式 (2.6) で与えられる。

$$y[n] = \sum_{k=0}^N h[k]x[n-k] \quad (2.6)$$

ここで、 $x[n]$  は入力信号、 $y[n]$  は出力信号、 $h[k]$  はフィルタ係数、 $N$  はフィルタ長を表す。式 (2.6) は、入力信号列の周辺  $N$  点に対して重み  $h[k]$  を付けて加算する畳み込み処理を意味している。フィルタ係数  $h[k]$  の設計により、ノイズ除去や特定周波数成分の抑制が可能である。本解析では、FIR フィルタを用いて遮断周波数 1.5 MHz のローパスフィルタを設計し、高周波ノイズの除去を行った。

FIR フィルタを適用した後の信号波形を図 2.14 に示す。信号波形の 100–200 サンプルの平均値をベースラインとし、ベースラインとの差の絶対値を縦軸に取った。この時の波高の最大値をエネルギーの値として採用した。

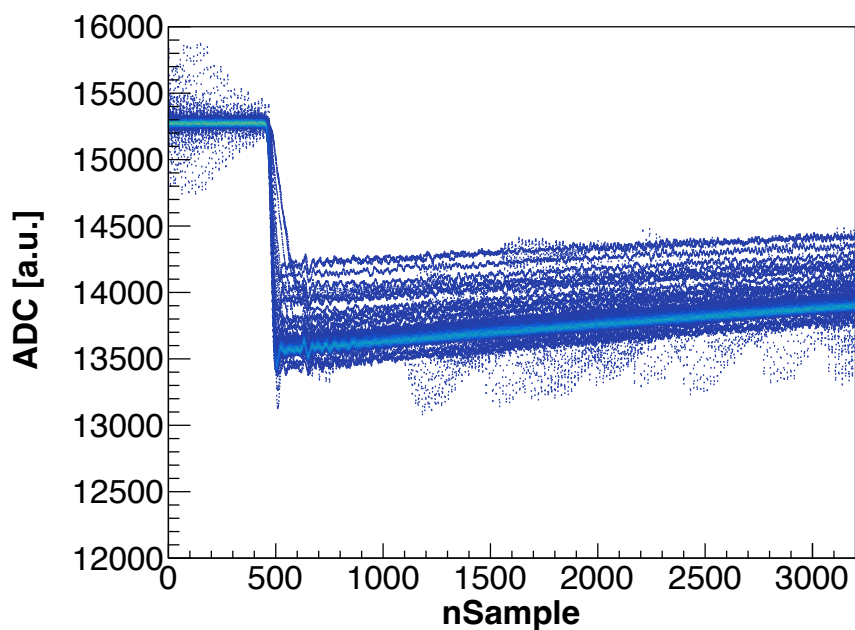


図 2.13: 前置増幅器からの出力信号の波形

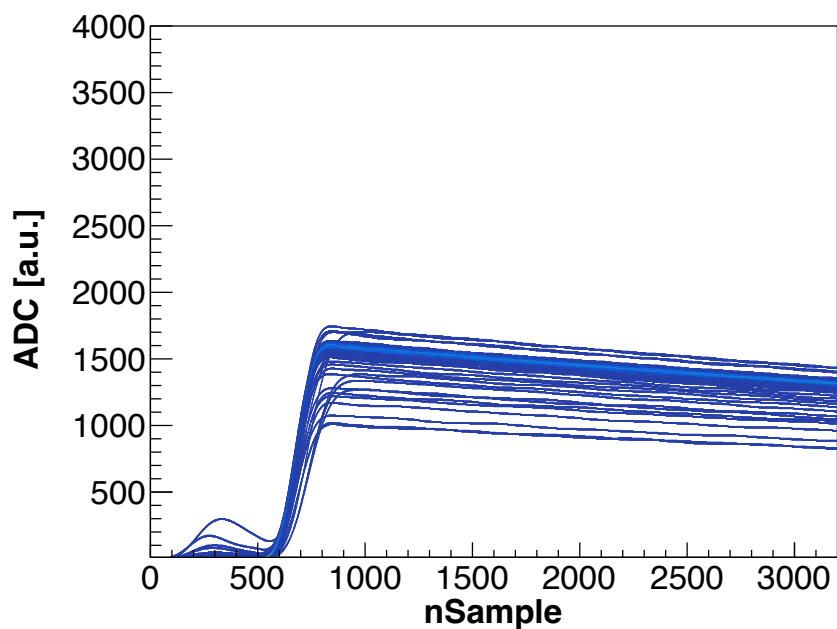


図 2.14: FIR フィルタを適用した後の信号波形

次に、シリコン検出器のエネルギー較正を行った。シリコン検出器への印加電圧は 140 V、150 V、160 V、170 V とした。Full-depletion search により完全空乏化が達成されることを確認した電圧値

## 第 2. ホウ素薄膜標的

域の周辺において、複数の印加電圧条件でデータを取得した。ビーム照射中にリーク電流が増加すると、前置増幅器内部の負荷抵抗において電圧降下が生じ、結果としてシリコン検出器に実際に印加される電圧が低下する。その結果、検出器が Full-depletion を維持できなくなる。このような状況に対応するためには、印加電圧を段階的に上げ、シリコン検出器に実効的に印加される電圧を一定に保ち、測定中に常に Full-depletion を維持する必要がある。測定中はリーク電流の変動に合わせて検出器に印加させる電圧を一定に保つ必要がある。今回も定期的にリーク電流を確認するように努めていたが、電圧の若干の変動は避けられなかった。そこで電圧の変動の影響を確認するために複数の印加電圧でエネルギー較正用データを取得した。

エネルギー較正には表 2.3 で示した三種混合アルファ線源を用いた。DSSD の各チャンネルについて得られた ADC 値スペクトルを図 2.15 に示す。DSSD の各チャンネルは図 1.11 示した通りで、スペクトルの ch 0-15 が DSSD1 の Junction 面の ch 0-15、ch 16-23 が DSSD1 の Ohmic 面の ch 0-7、ch 24-31 が DSSD2 の Ohmic 面の ch 0-7、ch 32-47 が DSSD2 の Junction 面の ch 0-15 に対応している。各チャンネルごとにアルファ線源のエネルギーと ADC 値の関係を線形フィッティングし、エネルギー較正を行った。今回、CAEN 製の V1250 がノイズ源となり DSSD2 の Junction 面は Am と Cm 由来のアルファ線のピークを識別できなかったため、エネルギー較正が不可能であった。そこで、DSSD2 は Ohmic 面でエネルギーを決定し、Junction 面は検出位置の決定のみに用いることとした。一方、DSSD1 は Ohmic 面よりも Junction 面のエネルギー分解能が優れていたため、Junction 面のエネルギー情報を用い、Ohmic 面は検出位置の決定のみを用いることとした。図 2.16 に DSSD の各チャンネルにおける校正後のエネルギースペクトルを示す。チャンネルに依存することなく全てのチャンネルでアルファ線源のエネルギーが再現されていることがわかる。

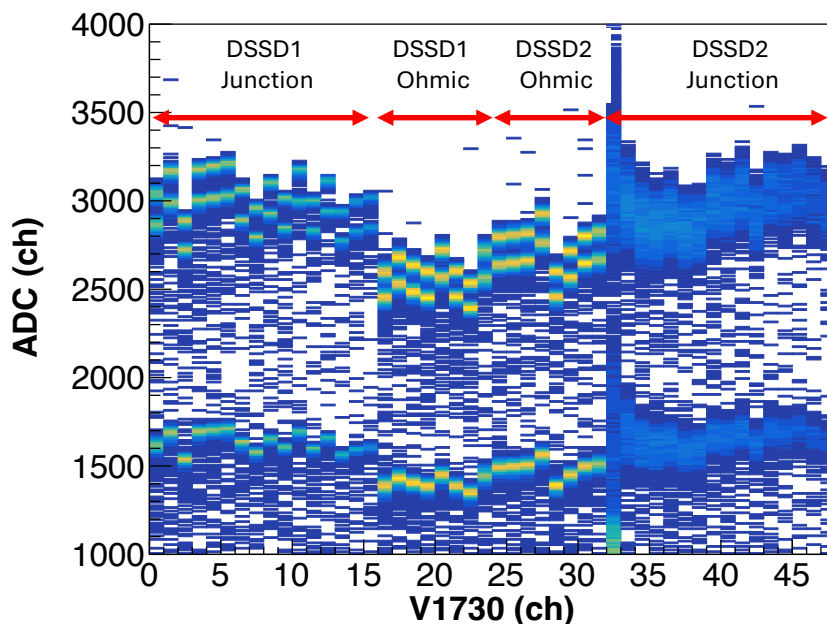


図 2.15: ADC 値スペクトルのチャンネル依存性

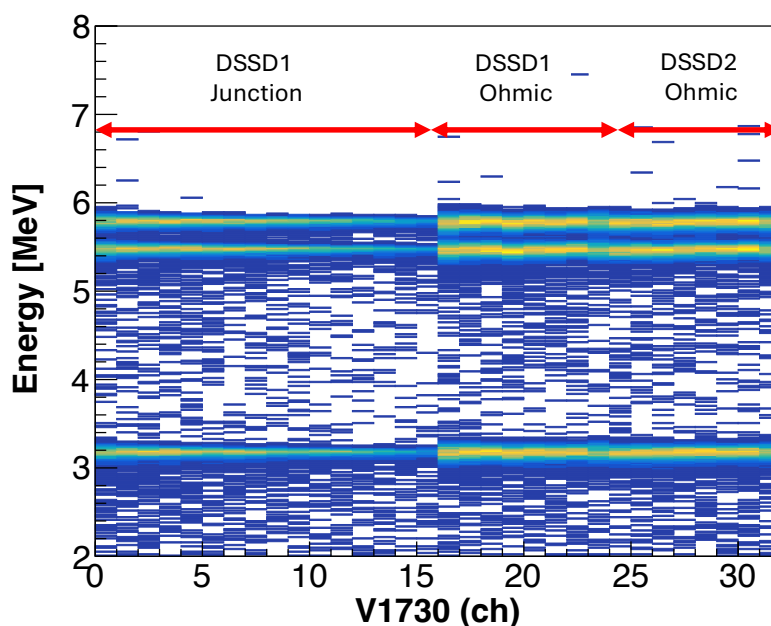


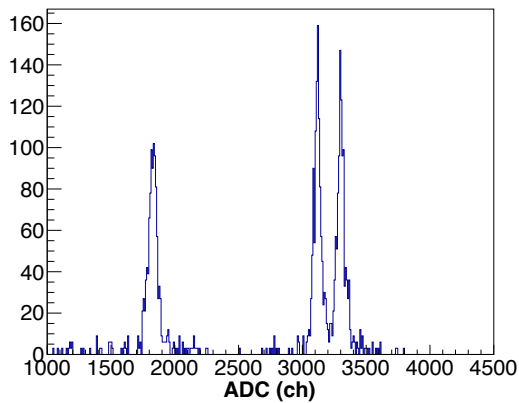
図 2.16: 較正後のエネルギースペクトルのチャンネル依存性

三種混合アルファ線源を用いて取得したスペクトルから、各チャンネルにおけるエネルギー分解能を評価した。エネルギー分解能は

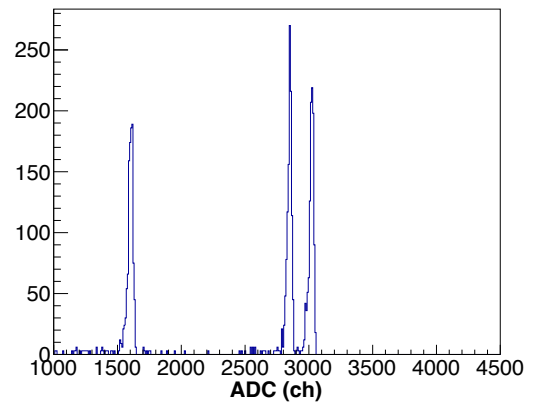
$$\text{エネルギー分解能 (\%)} = \frac{\text{FWHM}}{\text{Peak Energy}} \times 100 \quad (2.7)$$

で定義される。DSSD1 の Junction 面において、3.18 MeV のピークに対して最も良好なエネルギー分解能を示したのは ch 15 であった。図 2.17a、2.17b に DSSD1 の Junction 面 ch 15 における FIR フィルタ適用前後のエネルギースペクトルを示す。FIR フィルタを適用することで、ピークの FWHM が狭くなり、エネルギー分解能が向上していることがわかる。FIR フィルタ適用後のエネルギー分解能は 8% であった。一方、最も分解能が悪かったのは ch 0 であった。図 2.18a、2.18b に DSSD1 の Junction 面 ch 15 における FIR フィルタ適用前後のエネルギースペクトルを示す。FIR フィルタ適用後のエネルギー分解能は 11% であった。DSSD2 の Ohmic 面において、3.18 MeV のピークに対して最も良好なエネルギー分解能を示したのは ch 5 であった。そのエネルギー分解能は 13% であった。一方、最も分解能が悪かったのは ch 7 であり、15% であった。

## 第 2. ホウ素薄膜標的

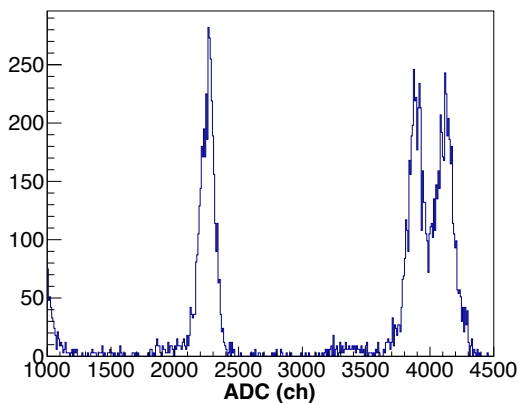


(a) FIR フィルタなしのエネルギースペクトル

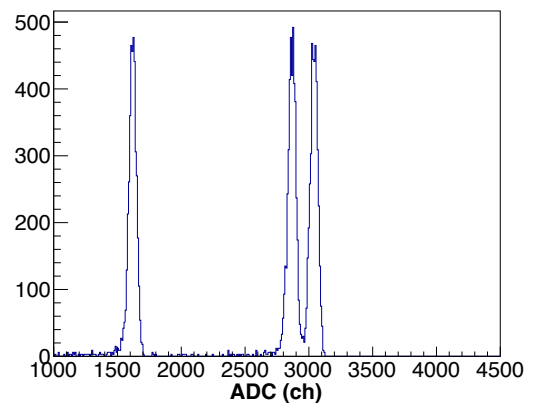


(b) FIR フィルタありのエネルギースペクトル

図 2.17: DSSD1 Junction 面 ch 15 から得られたアルファ線のエネルギースペクトル



(a) FIR フィルタなしのエネルギースペクトル



(b) FIR フィルタありのエネルギースペクトル

図 2.18: DSSD1 Junction 面 ch 0 から得られたアルファ線のエネルギースペクトル

### 2.5.3 イベントずれの修正

図 2.9 に示すように、本実験では CAEN V1730SB を 3 台用いてデータを取得した。V1730SB は ZLE (Zero Length Encoding) モードで動作させた。各 V1730SB は、Master ボードから Slave ボードへクロックをデジチェーン接続することで、ボード間で 125 MHz のクロック同期が可能である。本実験においてもこの方法によりクロック同期を行った。

各 V1730SB には同一のトリガー信号が入力されるが、データ取得中に一部のイベントが失われ、異なるトリガーに対して取得されたデータが同一イベントとして扱われ、ストレージに保存される現象が発生した。その結果、各ボードに同数のトリガーが入力されているにもかかわらず、保存された

データのイベント数がボード間で一致しないという問題が生じた。

V1730SB は設計上、イベントごとのデッドタイムを持たないが、実際は内部にステルスビジーが存在する。このステルスビジー期間中にトリガーが入力されるとデータ取得が行われず、その結果としてボード間で取得されるイベント数にずれが生じる。そこで、各ボードで取得したデータのタイムスタンプを比較し、時間差が 20 ns 以内のものを同一イベントとみなしてイベントの再構成を行い、イベントずれの補正を行った。125 MHz クロックの 1 カウントは 8 ns に相当するため、20 ns の時間ウィンドウを設定することで、ボード間におけるクロックの  $\pm 1$  カウント程度のずれを許容した。

#### 2.5.4 バックグラウンド除去

バックグラウンド低減のため、取得データに対してイベント選別を行った。図 2.19 は、DSSD1 の Junction 面 ch 15 において、取得波形の積分値を縦軸、ピーククロック (PeakClk) を横軸にとった相関図である。PeakClk とは、取得波形中で最大波高を記録したサンプル番号を指す。

V1730SB の設定から、真の信号に対する PeakClk はおよそ 500–550 サンプルの範囲に存在することが期待される。そこで、2.19 の赤色の枠で囲まれている範囲、PeakClk が 500–550 サンプルの範囲に含まれるイベントのみを採用し、それ以外のイベントを除去することでバックグラウンドの低減を行った。

一方、PeakClk が約 650 サンプル付近にローカスを形成しているイベントが確認された。これらは、信号の立ち上がり後に生じたテール成分のリングングにより、最大波高がテール成分で記録されたことに起因する。本実験において、これらのイベントは  $d$  の弾性散乱および非弾性散乱に由来するものであり、 $(d, p)$  反応由来のイベントではない。そのため、これらのイベントは解析から除外した。

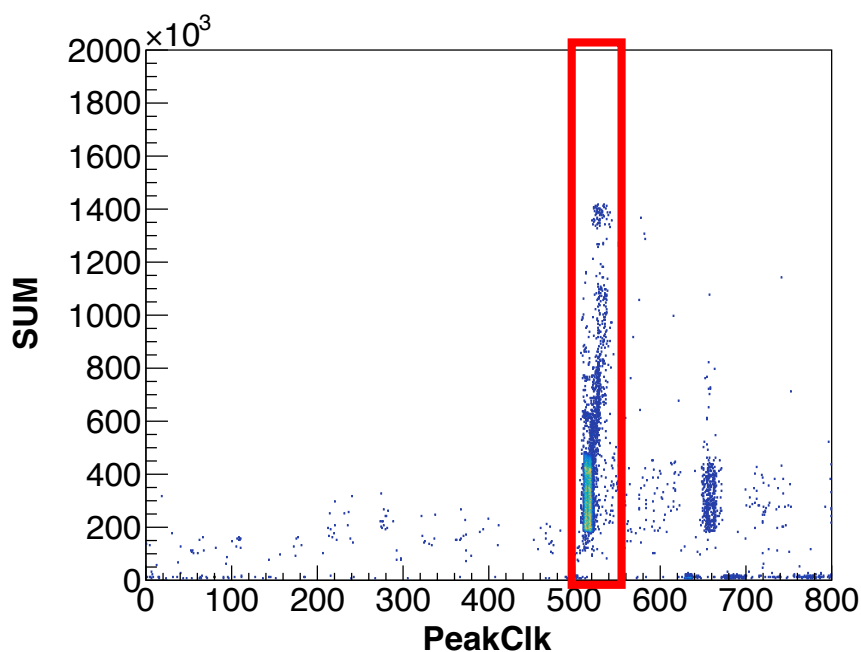
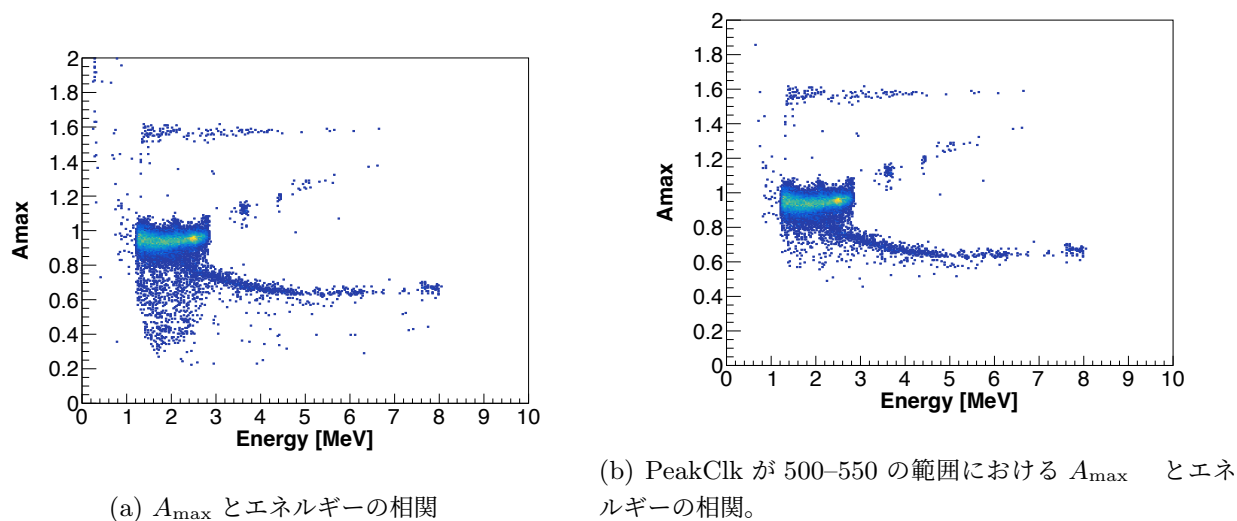


図 2.19: Junction 面 ch 15 の PeakClk と積分値の相関

### 2.5.5 粒子識別 — 波形解析

本実験で取得したデータに対して、1.3.8 節で述べた波形解析手法を用いて粒子識別を行った。粒子識別の特徴量である  $A_{\max}$  とエネルギーの相関を図 2.20a に示す。また、2.5.4 節で述べた手法によりバックグラウンド除去を行った後の分布を図 2.20b に示す。信号の立ち上がりが 550 サンプル以降に存在するイベントでは、信号の記録されている時間が短くなり、積分時間が不足するため、 $A_{\max}$  が過小評価される。粒子識別の精度が低下する。

図 2.20:  $A_{\max}$  とエネルギーの相関 (Junction 面 ch 15)

DSSD1 のストリップのうち、最もエネルギー分解能が良好であった Junction 面 ch 15 について、 $^{11}\text{B}$  標的および  $^{\text{nat}}\text{C}$  標的に対する  $A_{\max}$  とエネルギーの相関を、図 2.21 および 図 2.22 に示す。両図において、エネルギーに依らず  $A_{\max} \simeq 1.6$  付近に直線状に分布する成分が観測される (図 2.21 および 図 2.22 の緑色の線で囲まれた領域)。本成分は、散乱粒子がシリコン検出器を貫通する場合、あるいは粒子が Junction 面から入射する場合 (裏面入射イベント) に、信号の立ち上がり特性がほぼ一定となることに起因すると考えられる。Junction 面付近は結晶内の電場が強いため、粒子が Junction 面から入射した場合には、入射粒子の種類によらず信号の立ち上がり時間が短くなり、入射位置に依らず電荷収集過程が類似し、信号の立ち上がり時間が短く、 $A_{\max}$  が一定の値を取るため粒子識別ができない [14]。

$^{11}\text{B}$  標的の中に不純物として  $^{10}\text{B}$  が混入していた場合、 $^{10}\text{B}$  の  $(d, p)$  反応由来の陽子は、10 MeV 以上のエネルギーを有しており、厚さ 500  $\mu\text{m}$  の DSSD を貫通する。一方、 $^{\text{nat}}\text{C}$  標的を用いた測定においても同様の成分が観測されている。12,13C(d,p) 反応に由来する陽子では DSSD を貫通することができないことから、本成分は貫通粒子ではなく、裏打ちイベントに起因する可能性が高いと考えられる。本成分の起源を明確にするため、2 枚の DSSD を用いた  $E-\Delta E$  相関解析を 2.5.6 節で行った。

一方、赤色およびオレンジ色の線で囲まれた領域は、それぞれ陽子および  $\alpha$  粒子に対応している。 $^{11}\text{B}$  薄膜標的を用いた測定では、3.8 MeV 付近に陽子が最も多く観測された。 $^{\text{nat}}\text{C}$  標的を用いた測定では、5 MeV 付近に陽子が最も多く観測された。これらの結果は、図 2.5 に示した運動学計算と良く整合している。

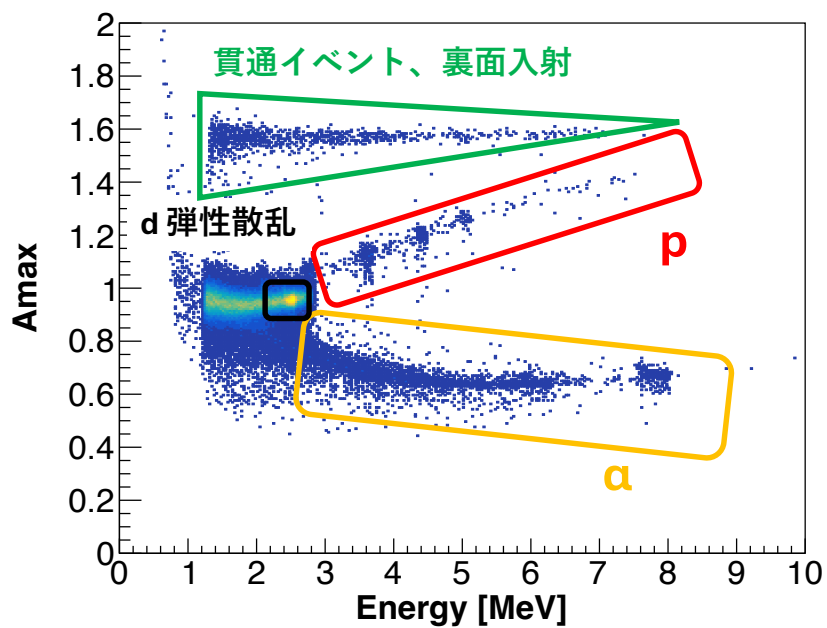


図 2.21: 粒子識別の結果 ( $^{11}\text{B}$  標的)

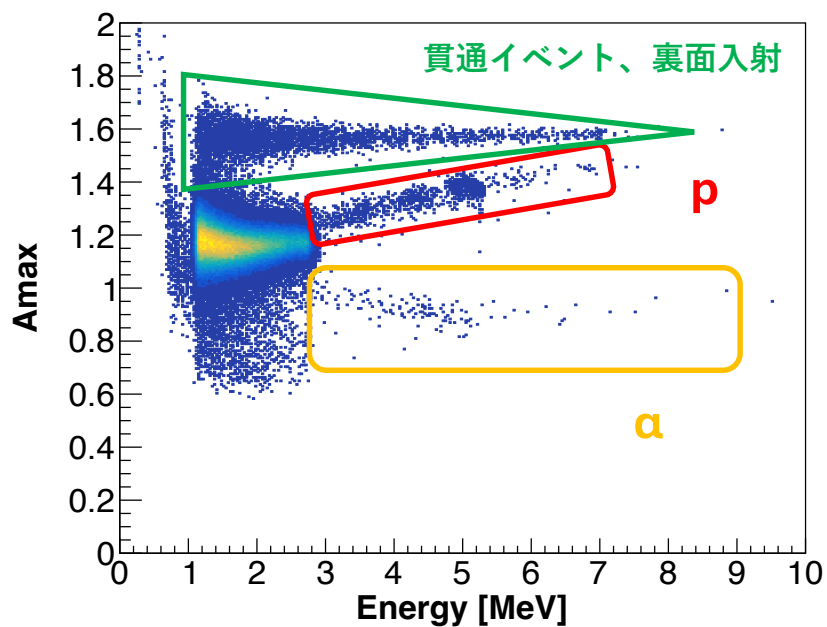


図 2.22: 粒子識別の結果 ( $^{\text{nat}}\text{C}$  標的)

### 2.5.6 粒子識別 - $E$ - $\Delta E$ 相関

DSSD 二枚の相関を用いて  $E$ - $\Delta E$  解析を行った。前述の通り、DSSD1 の Junction 面でエネルギーを決定し、DSSD2 の Ohmic 面でエネルギーを決定した。

図 2.23 に  $^{11}\text{B}$  標的を用いた測定における、DSSD1 でのエネルギー損失  $\Delta E$  と DSSD2 で測定されたエネルギー  $E$  の相関を示す。また、黒色の線は、陽子における  $E$ - $\Delta E$  相関の計算値を示す。エネルギーのずれはあるものの、相関曲線の形状はよく一致しており、DSSD1 を貫通した陽子であるとわかる。また、このイベントは 31 イベントであり、DSSD1 の全チャンネルで緑色の枠内の事象数はおよそ 4 万イベントであったことから、枠内の事象はほぼ全てが裏面からの入射であることがわかった。

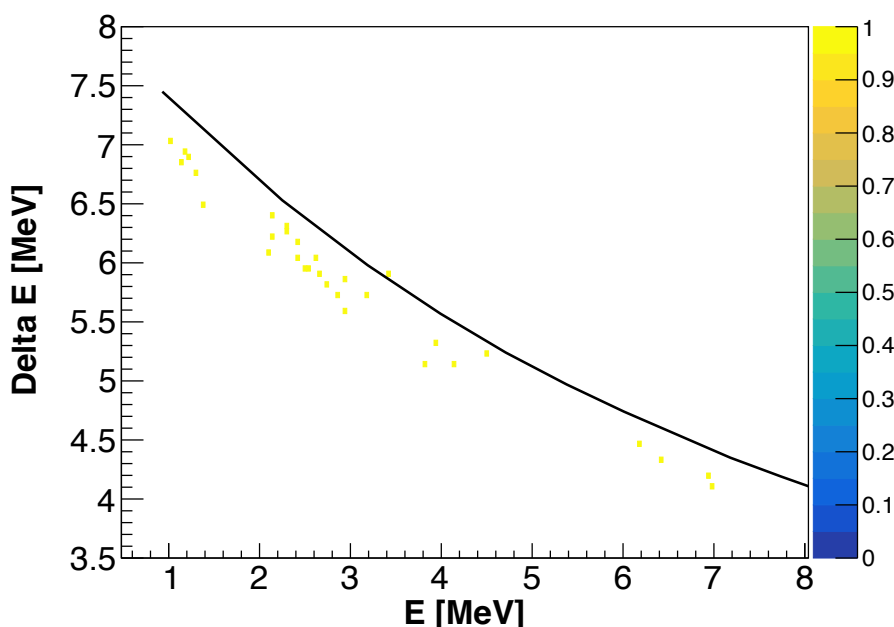


図 2.23:  $E$ - $\Delta E$  相関 ( $^{11}\text{B}$  標的)

### 2.5.7 反応の同定

Junction 面の各チャンネルで粒子識別を行ったあと、DSSD の Junction 面と Ohmic 面の相関から位置を 128 ピクセルで決定し、各散乱角におけるエネルギースペクトルを作成した。さらに、2.5.1 節で述べた手法を適用し、統計量の制約を考慮して角度を 2 度刻みでまとめることで、角度とエネルギーの相関を得た。

散乱角  $34^\circ$  で測定された陽子のエネルギースペクトルを図 2.24 および図 2.25 に示す。また、 $34^\circ$  における運動学計算の結果を表 2.4 にまとめた。

$^{11}\text{B}$  標的では、図 2.24 に示すように、3.79 MeV、4.55 MeV、および 5.23 MeV にピーク構造が

## 第 2. ホウ素薄膜標的

観測された。3.79 MeV のピークは  $^{11}\text{B}(d,p)^{12}\text{B}(\text{g.s.})$  反応に由来する陽子のエネルギーの運動学計算値と良く一致している。一方で、4.55 MeV および 5.23 MeV のピークは  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}(\text{g.s.})$  および  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}(\text{g.s.})$  の計算値に近いが、低エネルギー側にシフトしている。

一方、 $^{\text{nat}}\text{C}$  標的を用いた測定でも、4.51 MeV および 5.25 MeV にピーク構造が観測された。これらのピークエネルギーは  $^{11}\text{B}$  標的で観測された対応ピークと 10–20 keV 程度の差しかなく、同一の反応に由来する成分であると考えられる。

特に 5.25 MeV のピーク強度が最も大きく、標的中に  $^{12}\text{C}$  が最も多く含まれていることを考慮すると、このピークは  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}(\text{g.s.})$  反応に由来するものと解釈できる。4.51 MeV のピークは  $^{11}\text{B}$  標的で観測された 4.55 MeV のピークと同様に、 $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}(\text{g.s.})$  反応に由来するものと解釈できる。

表 2.4:  $34^\circ$  へ放出される陽子のエネルギーの計算値

反応	エネルギー (MeV)
$^{11}\text{B}(d,p)^{12}\text{B}(\text{g.s.})$	3.795
$^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}(\text{g.s.})$	4.611
$^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}(\text{g.s.})$	5.375

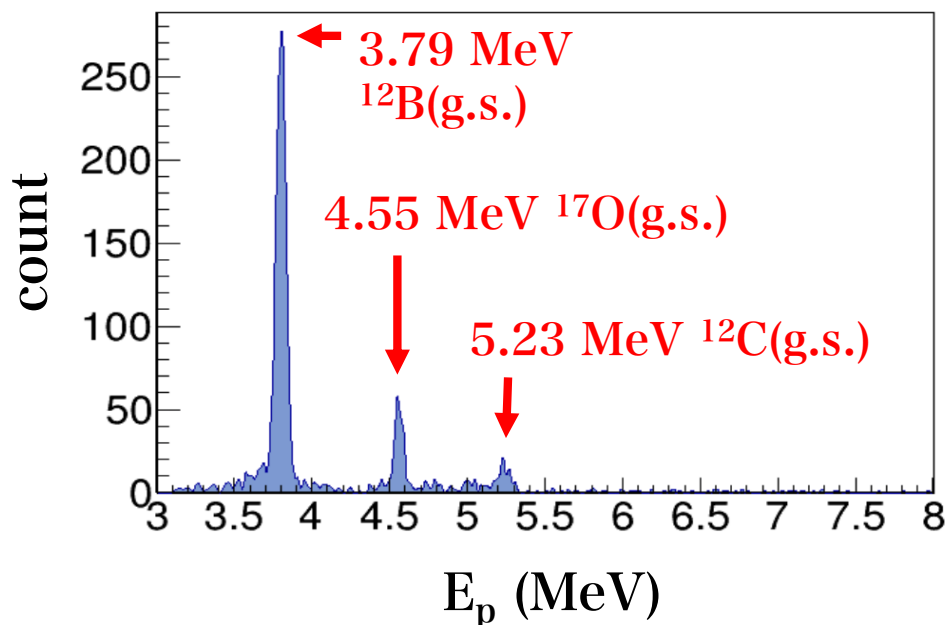


図 2.24:  $^{11}\text{B}$  標的を用いた測定における  $34^\circ$  で観測された陽子のエネルギースペクトル

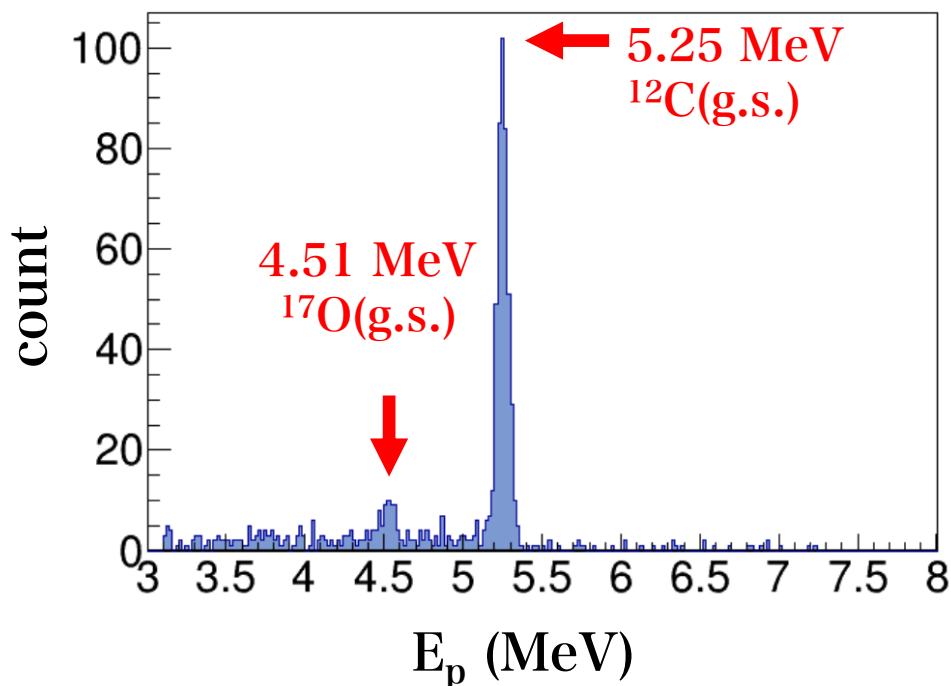


図 2.25:  $^{nat}\text{C}$  標的を用いた測定における  $34^\circ$  で観測された陽子のエネルギースペクトル

次に、各散乱角におけるピークをガウス関数でフィッティングし、得られた散乱陽子のエネルギーをプロットした結果を図 2.26 に示す。

全ての角度において、陽子のエネルギーはエネルギーが高くなるにつれて運動学計算値よりも低エネルギー側に観測されている。一方で、エネルギーと角度の相関の傾きは、運動学計算の傾向を良く再現していることがわかる。このことから、角度依存性そのものは正しく再現されている一方で、エネルギー較正に系統的なずれが存在する可能性が示唆される。その要因の一つとして、ビーム照射に伴うリーク電流の増加により、シリコン検出器の実効印加電圧が低下した可能性が考えられる。この場合、検出器が完全空乏化されず、不完全空乏領域が生じることで、電荷収集効率が低下し、測定エネルギーが過小評価される。

以上の結果を踏まえ、各ピークに対応する反応を図 2.26 に示すように同定した。

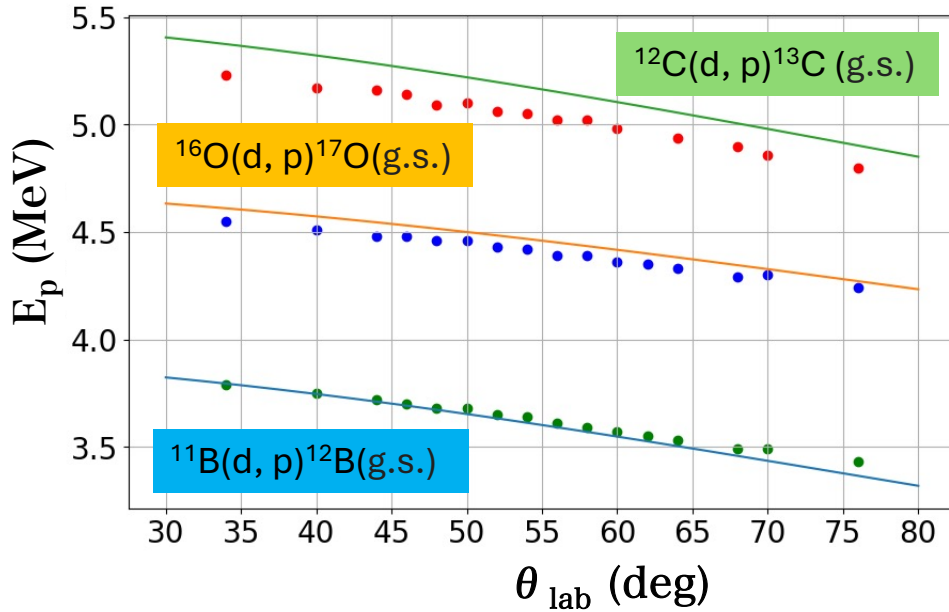


図 2.26:  $^{11}\text{B}$  標的での測定における陽子のエネルギー測定値と運動学計算との比較

### 2.5.8 不純物量の評価

$^{11}\text{B}$  標的および  $^{\text{nat}}\text{C}$  標的を用いた実験で得られた  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}(\text{g.s.})$  反応のイベント数を比較することにより、 $^{11}\text{B}$  標的に含まれる炭素不純物量を評価した。ここで、 $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}(\text{g.s.})$  反応によって生成された陽子数を  $Y_s$ 、ビーム粒子数を  $N_b$  とし、それらの値を表 2.5 に示す。

表 2.5: 実験で得られたビーム粒子数と  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}(\text{g.s.})$  反応由来の陽子数

	$^{11}\text{B}$	$^{12}\text{C}$
$N_b$	$3.60 \times 10^{14}$	$1.00 \times 10^{15}$
$Y_s$	$1.7 \times 10^3$	$4.8 \times 10^3$

$^{\text{nat}}\text{C}$  の質量厚を  $\rho_c = 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  とすると、 $^{11}\text{B}$  標的に含まれる炭素の不純物量  $\rho_t$  は以下の式で与えられる。

$$\rho_t = \rho_c \times \left( \frac{Y_s}{N_b} \right)_{^{11}\text{B}} \times \left( \frac{N_b}{Y_s} \right)_{^{12}\text{C}} \quad (2.8)$$

表 2.5 の値を代入すると、

$$\rho_t = 3.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \quad (2.9)$$

となる。 $^{11}\text{B}$  標的の厚さは  $37 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  であるため、標的中には  $^{12}\text{C}$  が約 9.5 % で混入していることがわかる。

次に、 $^{11}\text{B}$  標的および、 $^{\text{nat}}\text{C}$  標的で得られた  $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}(\text{g.s.})$  反応のイベント数を表 2.6 に示す。

表 2.6: 実験で得られたビーム粒子数と  $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}(\text{g.s.})$  反応由来の陽子数

	$^{11}\text{B}$	$^{12}\text{C}$
$N_b$	$3.60 \times 10^{12}$	$1.77 \times 10^{12}$
$Y_s$	$5.2 \times 10^3$	$2.3 \times 10^3$

1 ビーム粒子あたりの散乱粒子数を比較すると、 $^{11}\text{B}$  標的では

$$\left(\frac{Y_s}{N_b}\right)_{^{11}\text{B}} = 1.4 \times 10^{-9} \quad (2.10)$$

$^{\text{nat}}\text{C}$  標的では

$$\left(\frac{Y_s}{N_b}\right)_{^{12}\text{C}} = 1.3 \times 10^{-9} \quad (2.11)$$

であった。両者の比を取ると、

$$\frac{\left(\frac{Y_s}{N_b}\right)_{^{11}\text{B}}}{\left(\frac{Y_s}{N_b}\right)_{^{12}\text{C}}} = 1.1 \quad (2.12)$$

となり、 $^{11}\text{B}$  標的と  $^{\text{nat}}\text{C}$  標的で同程度の酸素不純物が含まれていることがわかった。

最後に、 $^{11}\text{B}$  標的に含まれる  $^{10}\text{B}$  不純物量について評価する。今回、 $^{10}\text{B}$  標的を作成することができなかつたため、正確な不純物量の評価は困難であるがイベント数の評価を試みた。 $^{10}\text{B}(d,p)^{11}\text{B}(\text{g.s.})$  反応のイベント数は非常に少なく、角度毎に解析すると統計が不足し、定量的評価が困難であるため、DSSD 全ストリップの信号を加算することで解析を行った。図 2.23 に示した  $E$ - $\Delta E$  相関に含まれるイベントについて、DSSD1、DSSD2 のそれぞれで粒子が失ったエネルギーの和  $E_{\text{dep}} = E + \Delta E$  のスペクトルを作成し、その結果を図 2.27 に示す。

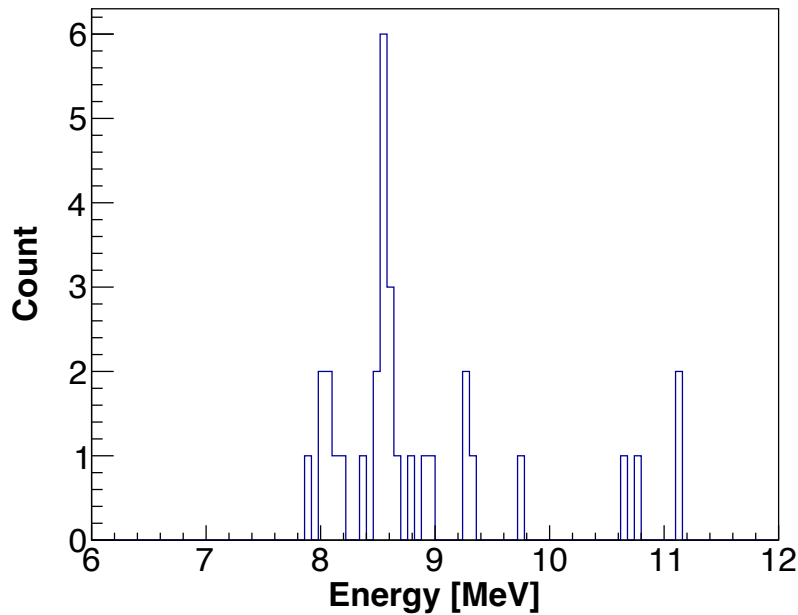


図 2.27:  $^{11}\text{B}$  標的を用いた測定における陽子のエネルギースペクトル

二枚目の DSSD がカバーである散乱角度は約  $45\text{--}65^\circ$  であり、 $^{10}\text{B}(d,p)^{11}\text{B}(\text{g.s.})$  反応におけるこの角度範囲での運動学計算を行うと、全堆積エネルギーはおおよそ  $10.00\text{--}11.6$  MeV に分布することが分かる。一方で、図 2.27 において、 $11.1\text{--}11.5$  MeV の範囲に含まれるイベント数は 2 イベントである。また、エネルギーが高くなるにつれて、エネルギー校正がずれていることを考慮し、 $8.8$  MeV 付近に観測されるピークが  $^{10}\text{B}(d,p)^{11}\text{B}(\text{g.s.})$  反応由来であったとしてもイベント数は 10 数イベント程度であった。 $^{10}\text{B}(d,p)^{11}\text{B}(\text{g.s.})$  反応と  $^{11}\text{B}(d,p)^{12}\text{B}(\text{g.s.})$  反応の断面積が同程度であると仮定すると、 $^{10}\text{B}$  の不純物量はおよそ  $0.15\%$  と推定される。

## 2.6 結果と考察

今回、 $^{10}\text{B}$  薄膜はターゲットホルダーへのマウント時に破損し、標的として使用することができなかった。一方、 $^{11}\text{B}$  薄膜については、炭素バックキングなし、公称厚さ  $5000 \text{ \AA}$  の試料のみが自己保持可能であり、唯一ターゲットとして作製できた試料であった。

三種混合アルファ線源を用いて  $^{11}\text{B}$  薄膜の厚さを測定した結果、質量厚が約  $37 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  であった。厚さに換算すると約  $1.6 \times 10^3 \text{ \AA}$  に相当し、公称値のおおよそ  $1/3$  にとどまっていた。

同位体純度については、 $(d,p)$  反応を用いた不純物測定を行ったが、 $^{10}\text{B}$  標的との比較が行えなかったため、正確に評価することはできなかった。そこで、 $^{10}\text{B}(d,p)^{11}\text{B}(\text{g.s.})$  反応断面積が  $^{11}\text{B}(d,p)^{12}\text{B}(\text{g.s.})$  反応断面積と同程度であると仮定し評価を行った。その結果、 $^{10}\text{B}$  の不純物量はおよそ  $0.15\%$  と推定された。本研究では、ヤマナカ アドバンス マテリアル社の公称値  $99\%$  以上の同位体濃縮ホウ素を用いて標的を作製しており、本実験で得られた結果はこの公称値と整合している。以上より、本標的に

において同位体濃縮は十分に達成されていると言える。

酸素不純物については、 $^{11}\text{B}$  標的および  $^{\text{nat}}\text{C}$  標的において、1 ビーム粒子あたりの  $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}(\text{g.s})$  反応由来の陽子の数が同程度であった。これらの酸素は、薄膜をスライドガラスから分離する際に水へ浮かべる工程において、薄膜標面に付着した可能性が高いと考えられる。現状の薄膜標的の作製手法では  $^{16}\text{O}$  の混入を完全に回避することは困難である。 $(^3\text{He}, t)$  反応を用いた、 $^4\text{He} + ^7\text{Be}$  共鳴状態探索実験においては、 $^{16}\text{O}(^3\text{He}, t)^{16}\text{F}$  反応由来のピークが  $^4\text{He} + ^7\text{Be}$  共鳴状態の関心領域とは重複しないため、バックグラウンドとして影響しない。今回、 $^{10}\text{B}$  薄膜標的の作製には至らなかったが、現在の薄膜標的の作成の手法では  $^{10}\text{B}$  薄膜表面に  $^{16}\text{O}$  が付着する可能性は高い。 $^{16}\text{O}(^3\text{He}, t)^{16}\text{F}$  反応由来のピークは  $^3\text{He} + ^7\text{Be}$  共鳴状態の関心領域と重複する。よって高分解能測定により  $^{10}\text{B}(^3\text{He}, t)^{10}\text{C}$  反応に由来するピークを  $^{16}\text{O}(^3\text{He}, t)^{16}\text{F}$  反応由来のピークと峻別することが必須である。

一方で、 $^{11}\text{B}$  薄膜中にはおよそ 8 % の  $^{12}\text{C}$  が混入していることが確認されたが、 $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)^{12}\text{C}$  反応由来のピークは  $^4\text{He} + ^7\text{Be}$  共鳴状態の関心領域と運動学的に分離可能であるため、 $^{11}\text{B}(^3\text{He}, t)^{11}\text{C}$  実験においてはバックグラウンドとしての影響は小さい。また、本試料は全サンプルの中で唯一自己保持可能であったことから、炭素混入が機械的強度の向上に寄与した可能性がある。実際、先行研究においても、炭素の混合によりホウ素薄膜標的の強度が向上する可能性が報告されている [16]。今回、自己保持可能な  $^{10}\text{B}$  薄膜標的を得ることはできなかったが、 $^{10}\text{B}$  薄膜標的に意図的に炭素を混合させれば、機械的強度を確保して、自己保持可能  $^{10}\text{B}$  薄膜を得られる可能性がある。

## 第3章

# 核励起崩壊粒子の同時測定手法の確立

本章では本研究で開発した核励起崩壊粒子の同時測定手法について述べる。

### 3.1 Grand Riden データ収集 (DAQ) システム

2020年度に、RCNP 西実験室 WS コースに設置された Grand Riden スペクトロメーターの焦点面検出器の読み出しは、従来のトリガー型 DAQ システムから、連続読み出し DAQ システム (ストリーミング DAQ) へと移行した。

連続読み出し DAQ システムとは、トリガー信号に依存せずにデータを連続的に取得する DAQ システムである。本システムの導入により、DAQ 効率によって物理測定が律速されることがなくなり、高レート条件下での実験が可能となった。

本システムでは、SPADI Alliance (SPADI-A) によって開発された、連続読み出し TDC モジュール AMANEQ [17] を用い、ソフトウェアフレームワークである NestDAQ によりデータ収集を行う。取得したデータは、解析ソフトウェア Artemis を用いて、オンライン解析およびオフライン解析を行う。SPADI-A は、これら一連のシステムのパッケージ化を進め、データ収集システムの規格化を推進している。以下に、各システムの概要を示す。

#### 3.1.1 AMANEQ

AMANEQ は SPADI-A によって開発された連続読み出し TDC モジュールである。図 3.1 の赤線で囲まれた部分がメザニンスロットである。メザニンスロットにメザニンカードを差し込むことで、AMANEQ 本体とメザニン上の FPGA が連動して動作する。メザニンカードを差すことで、AMANEQ の機能が拡張される。一つのモジュールあたり 128 ch で TDC (Time-to-Digital Converter) および、TOT (Time-over-Threshold) の時刻情報の取得が可能である。SiTCP 通信で PC と接続され、データの送信を行う。また、AMANEQ はメザニンスロットを差し替えおよび FPGA の Firmware を書き換えることで Streaming Low Res TDC (Str-LRTDC)、Streaming High Reslution TDC (Str-HRTDC) およびボード間の時刻同期システム (MIKUMARI システム) に切り替えることができる。

Str-LRTDC モードは TDC 19 bit、TOT 16 bit、Str-HRTDC モードは TDC 29 bit、TOT 22 bit のデータフォーマットを持つ。各モードの性能は表 3.1 に示す。また、MIKUMARI システムを用いることで AMANEQ のボード間の時刻同期および通信を行うことができる。クロック同期の周波数は 125 MHz であり、最大 17 台までの AMANEQ を同期させることができる。



図 3.1: AMANEQ モジュール (赤線で囲まれる部分がメザニンスロット)

表 3.1: 各モードの性能 [6]

	Str-LRTDC	Str-HRTDC
TDC Data Width	19 bit	29 bit
Lowest Significant Bit	1 ns	0.98 ps
TDC 測定精度	1 ns	23 ps
Double hit resolution	8 ns	2 ns
TOT Data Width	16 bit	22 bit
Max TOT Length	4000 ns	4000 ns
データ転送速度	1 Gbps	10 Gbps

### AMANEQ のデータフォーマット

64 bit の TDC のデータに加えて、64 bit の Heart Beat Delimiter (HBD) のデータが 2 つ送信される。HBD はシステムクロックに同期して一定周期で挿入されるデータである。HBD の周期は 125 MHz のクロックで 16 bit カウンタがオーバーフローするまでの時間である。よって、HBD の周期は  $524.288 \mu\text{s}$  となる。HBD で区切られた単位を 1 フレームと呼び、フレームごとにデータの転送が行われる。HBD には Heart Beat Frame Number (HBFN) と呼ばれる 24 bit のカウンタが含まれている。

### 3.1.2 NestDAQ

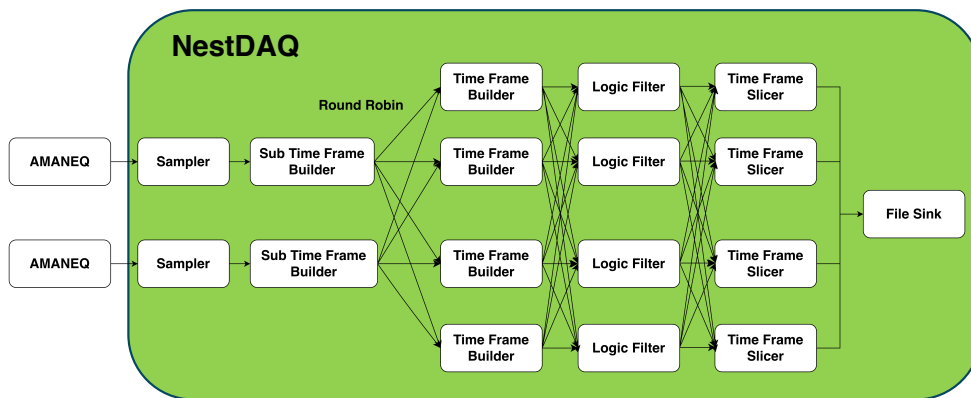


図 3.2: NestDAQ のフロー概略図

NestDAQ は、連続読み出し型の Front End Electronics (FEE) に対応するために開発されたソフトウェアフレームワークである。ネットワーク分散型の構成をとる各プロセスの状態管理や制御パラメータの共有には、インメモリデータベースである Redis を用いている。これにより、複数の計算機にまたがる複雑なプロセスの動的な制御と監視を低レイテンシで実現している。

プロセス間のデータ通信には、ZeroMQ をベースとした通信ライブラリである FairMQ を採用している。FairMQ のトポロジー柔軟性を活かすことで、データの流量に応じたプロセスの増設や、計算リソースの最適配置が可能となっている。ネットワーク分散型を採用しており、各プロセスの制御にはインメモリデータベースである Redis を用いている。本システムは、AMANEQ から送信されるデータを NestDAQ 上で再構築し、物理イベントとして切り出す役割を担う。図 3.2 に NestDAQ のデータフローを示す。

データは以下のプロセスを経て段階的に集約・構築される。

#### データの集約プロセス

##### Sampler

AMANEQ から送信された TDC および HBD データを受信するプロセスである。Sampler は

FEE と 1 対 1 で接続されるため、FEE と同数のプロセスが起動する。ここでは、連続的なデータを HBD で区切られた「フレーム」に分割し、Heart Beat Frame (HBF) ヘッダを付与した HBFBlock へと整形する。HBF ヘッダには、HBD 由来の番号が Heart Beat Frame Number (HBFN) として振られる。Sampler から出力されるデータの模式図を 3.3 に示す。

#### Sub Time Frame Builder (STFB)

同一 FEE 内の複数の HBFBlock をまとめ、Sub Time Frame (STF) ヘッダを付与した **STFBlock** を構築する。本プロセスも FEE ごとに独立して動作する。STF ヘッダには、HBFN の最小値が STF Frame Number (STFN) として振られる。構築されるデータの模式図を 3.4 に示す。

#### Time Frame Builder (TFB)

全 FEE から送られてくる同一の STFBlock を集約し、Time Frame (TF) ヘッダを付与した TFBlock を生成する。この段階で、全 FEE のデータが時刻情報で同期され、一つのイベントデータとして扱える状態になる。TF ヘッダには、STFN が Time Frame Number (TFN) として振られる。図 3.5 に示す通り、TFBlock は全 FEE のデータが統合された構造となっている。なお、TFB は負荷分散のために任意の数だけ起動可能であり、STFB からのデータはラウンドロビン方式で各 TFB へ分配される。また、これらのプロセスを経たデータを、後続のフィルタリングを行わずに直接 FileSink へ転送し、ストレージへ保存することも可能である。

### ソフトウェアトリガーとイベント抽出

TFBlock として集約されたデータに対し、以下のプロセスで物理イベントの選択的抽出を行う。

#### Logic Filter

TFBlock 内のデータに対し、ソフトウェアで設定された論理条件（コインシデンスや AND 条件などの論理和）に基づきトリガー判定を行う。コインシデンスウィンドウは 4 ns 単位で設定可能である。

#### Time Frame Slicer (TFSlicer)

LogicFilter が付与したフラグ情報をもとに、該当時刻の前後一定時間（4 ns 単位で設定可）のデータを TF から切り出す。これにより、連続データから目的の物理事象のみが抽出される。

#### File Sink

最終的に抽出されたイベントデータを受信し、ストレージへ保存する。

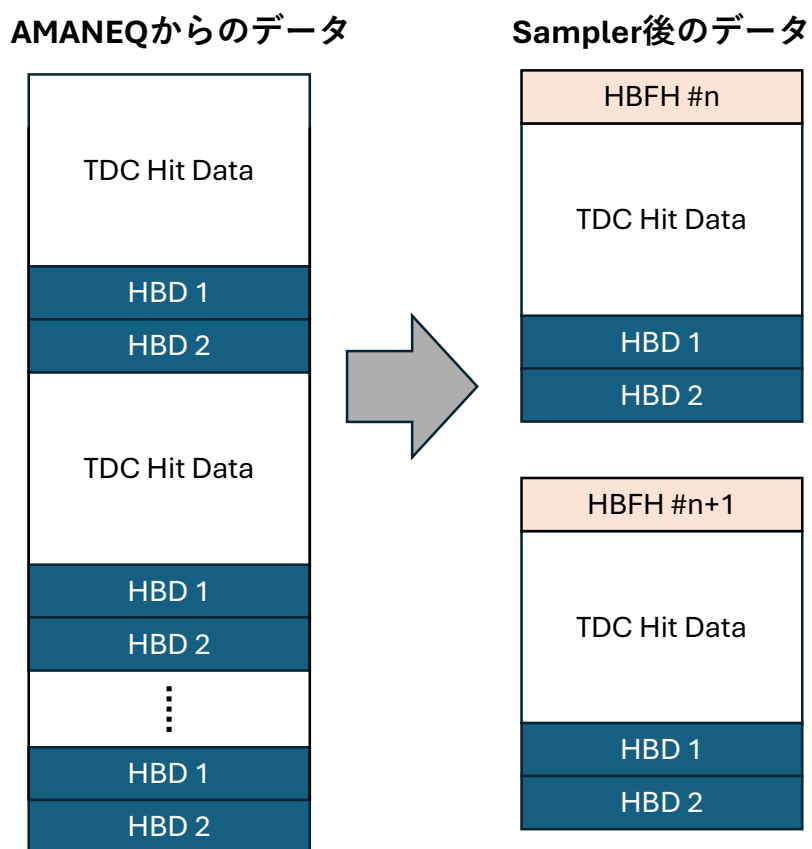


図 3.3: Sampler から出力されるデータフォーマット

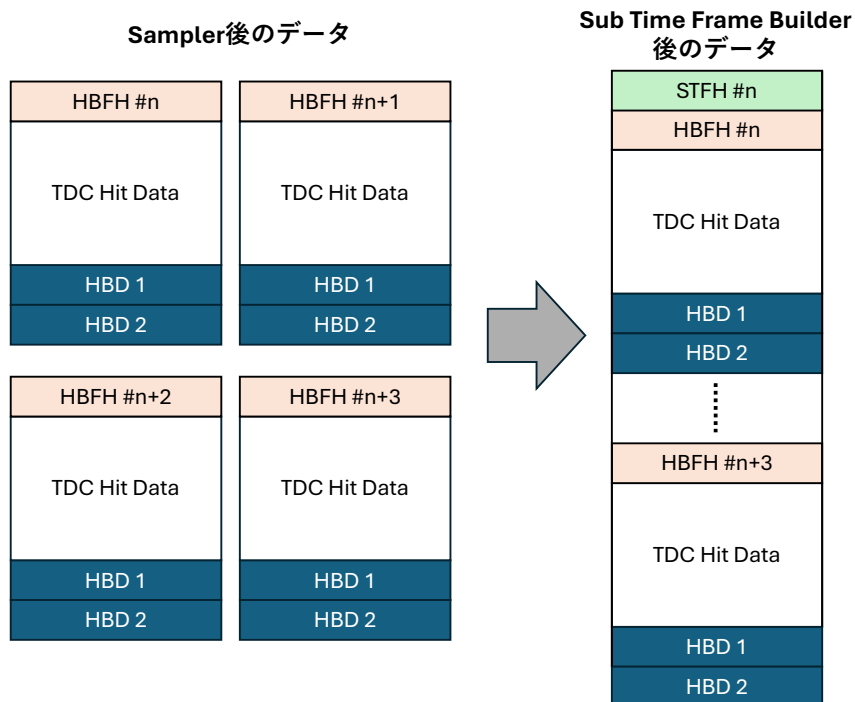


図 3.4: Sub Time Frame Builder から出力されるデータフォーマット

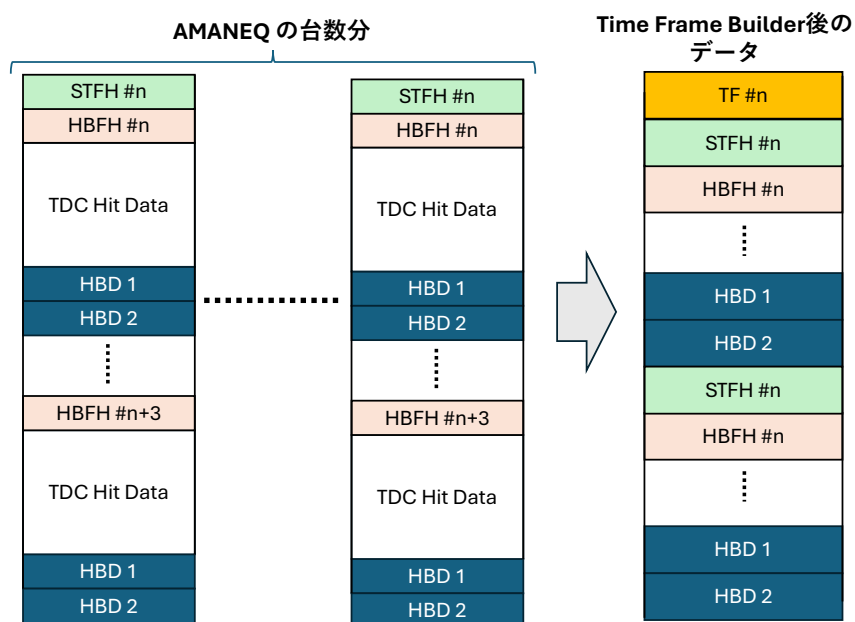


図 3.5: Time Frame Builder から出力されるデータフォーマット

### 3.1.3 Artemis

ストリーミング DAQ を用いて取得したデータの解析には Artemis が用いられる。Artemis は C++ で開発されたソフトウェアであり、オンライン解析およびオフライン解析の両方に対応している。ROOT フレームワークをベースとしており、プリコンパイルされているモジュール化されたプロセッサを構成要素とし、yaml ファイルで解析フローの設定を行うことができる。

## 3.2 シリコン検出器 DAQ システム

シリコン検出器の回路は、1.3.7 節の図 1.12 の通りである。シリコン検出器の DAQ システムでは、MSCF-16 を用いてトリガー信号を生成している。V1730SB のファームウェアには ZLE モードを適用しており、入力されたトリガーの前後において、ZLE 閾値を超えた波形データのみを取得する。取得したデータは、光ケーブルを介して PC へ転送されたのち、Babirl のソフトウェアで処理が行われ、理研データフォーマット (RIDF) 形式で保存される。

## 3.3 散乱粒子・崩壊粒子検出の概要

図 3.6 に散乱粒子・崩壊粒子検出の概要を示す。散乱粒子を Grand Raiden の焦点面検出器で検出し、反跳粒子の励起エネルギーを決定する。同時に、励起状態からの崩壊粒子をシリコン検出器で検出する。前述のように、Grand Raiden の焦点面検出器は連続読み出し DAQ システムを用いており、アナログトリガーを必要とせず NestDAQ のソフトウェア上でオンライントリガーを生成している。一方、シリコン検出器の DAQ システムはアナログのトリガーが必要である。

励起状態からの崩壊現象を正しく同定するには、これら独立に動作する NestDAQ と Babirl のイベントを同期させコインシデンスをとる必要がある。以下、シリコン検出機器 DAQ システムを Babirl と呼ぶ。

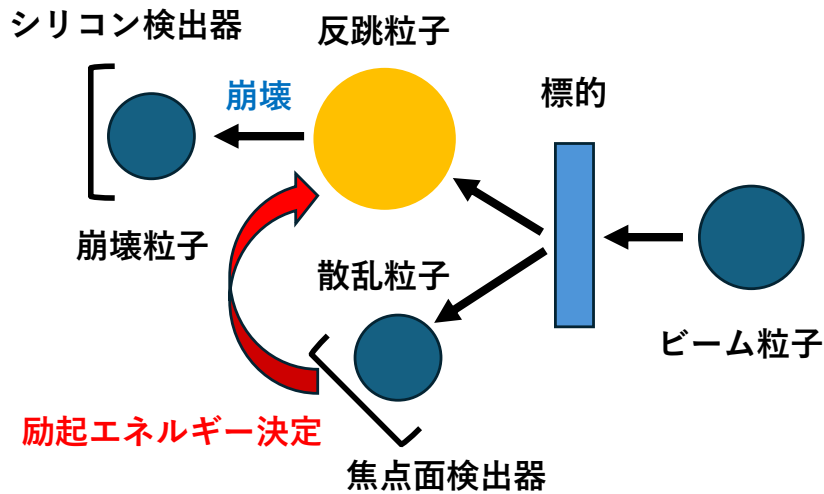


図 3.6: 散乱粒子・崩壊粒子検出の概要

### 3.4 イベント同期の手法

イベント同期の手法の要点を以下にまとめる。

1. 焦点面検出器でアナログトリガーを生成
2. 1で生成されたアナログトリガーを Babirl のトリガーリクエストとする
3. アクセプトされたトリガー信号を AMANEQ に入力しリファレンス信号とする
4. シリコン検出器のイベントの時刻情報とリファレンス信号の時刻情報を比較し、同一イベントを同定する

本実験においては、励起状態からの崩壊粒子を検出することが目的であるため、焦点面検出器でトリガーを生成することが好ましい。そこで、焦点面検出器の二枚のプラスチックシンチレーターを用いて、物理的なアナログトリガーを生成した。

各シンチレーターは左右の光電子増倍管 (PMT) で読み出されている。図 3.7 に示すように、ミーンタイマー (Mean Timer) を用いて、プラスチック一枚目および二枚目それぞれで左右の信号の平均時間を計算し、入射位置に依存しないタイミング信号を生成した。さらに、これら二枚のプラスチックの信号でコインシデンスを取ることで、アナログトリガーを生成した。

生成したアナログトリガーを Babirl のトリガーとして入力した。Veto 回路を介してアクセプトされたイベントのトリガー信号を生成した。そしてその信号を Str-HRTDC モードに設定した AMANEQ に入力し、NestDAQ 側のリファレンス信号とした。そして、Babirl のタイムスタンプと NestDAQ 上で記録されたリファレンス信号のタイムスタンプを比較することで、独立した二つの系における同一イベントの同定が可能となる。

NestDAQ で連続読み出したデータについては、ソフトウェアを用いて保存すべきデータを選択する。NestDAQ 上のソフトウェアトリガーの条件には、一枚目と二枚目のプラスチックでのコイン

### 第 3. 核励起崩壊粒子の同時測定手法の確立

シデンス条件に加えて、Babirl のリファレンス信号 (Ref) を加えた。ソフトウェアのトリガー条件は式 (3.1) に示す通りである。

$$(Pla1 \wedge Pla2) \vee Ref \quad (3.1)$$

これにより、ハードウェアとソフトウェアでコインシデンス判定に違いが生じてもイベントの取りこぼしを防ぐことができる。なお、Logic Filter におけるコインシデンスウィンドウは 40 ns に設定した。また、Time Frame Slicer において、トリガー時刻の前後 1  $\mu$ s の範囲を物理イベントとして切り出し、保存する設定とした。

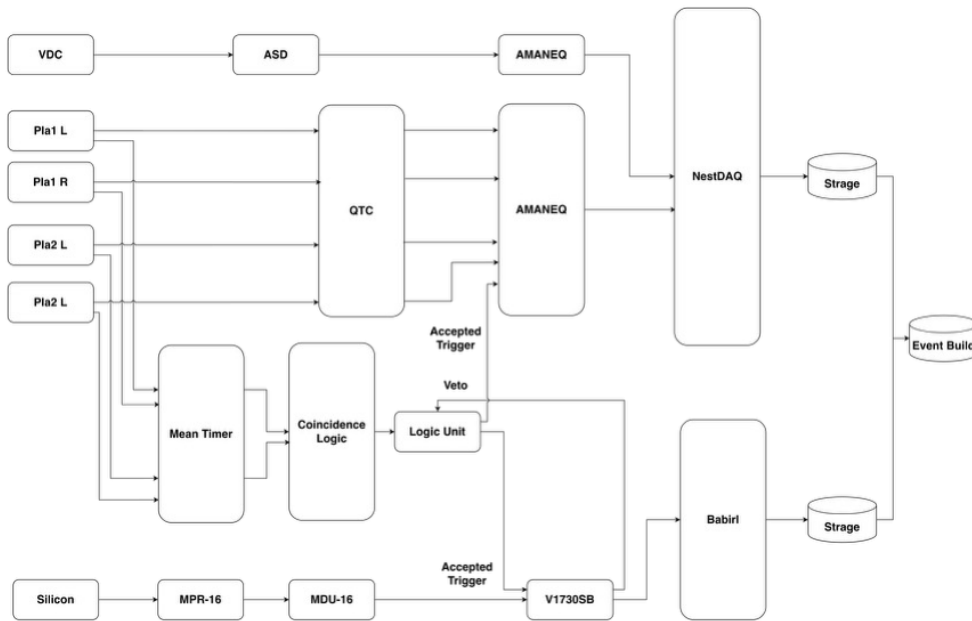


図 3.7: イベント同期の手法概略図

#### 3.4.1 両 DAQ でのイベント数の確認

Babirl からのリファレンス信号は、AMANEQ の Str-HRTDC モードで連続読み出しされているので、原理上は全ての Babirl のイベントに対して NestDAQ のリファレンス信号が存在するはずである。そこで、本節ではこの仮定の妥当性を段階的に検証した。

まず、AMANEQ に搭載されているハードウェアスケラ機能を用いて、入力されたりファレンス信号の総数と、Babirl のイベント数が一致していることを確認した。次に、NestDAQ の処理過程でのリファレンス信号の数を確認した。まず、ソフトウェアトリガーを適用する前の、TFB 直後におけるデータを解析した。その結果、この段階も、リファレンス信号の数と Babirl のイベント数が一致していることが分かった。

続いて、LogicFilter および TimeFrameSlicer を経て、イベントとして切り出したデータについて同様の確認を行った。NestDAQ におけるソフトウェアトリガー条件は、式 (3.1) に示した通りである。確認の結果、切り出されたリファレンス信号の数は、期待されるイベント数の概ね 2 倍存在する

ことが分かった。これは、ソフトウェア上で「Pla1  $\wedge$  Pla2」のコインシデンスによりイベントが切り出された直後、さらに「Ref」をトリガーとして同一事象が再度切り出されているためである。

この現象の原因は信号伝搬による遅延にある。シリコン検出器回路は散乱槽の近傍に配置されており、焦点面検出器で生成されたアナログトリガーがシリコン検出器回路に到達し、アクセプトされた信号がリファレンス信号として焦点面検出器近傍の AMANEQ へ戻るまでに、およそ 300–400 ns の遅延が生じる。NestDAQ では、トリガー前後 1  $\mu$ s をイベントとして切り出しているため、この遅延の影響によって、同一リファレンス信号が複数回記録されることが起こり得る。

実際にリファレンス信号の TDC の値を確認したところ、同一の TDC 値を持つイベントが 2–3 個連続して存在することが確認された。そこで、解析上の措置として、同一の TDC 値が連続した場合には、最初のイベントのみを有効なリファレンス信号として採用し、重複するイベントを除外してカウントした。

この重複除去の結果、最終的なリファレンス信号数はシリコン検出器のイベント数に対して 1–5% 程度少ないことが判明した。この差異は、NestDAQ の LogicFilter もしくは TimeFrameSlicer の過程でリファレンス信号が欠落していることを示唆している。

### 3.4.2 タイムスタンプによるイベント同期

Babirl 側のタイムスタンプには、V1730SB の 125 MHz クロックを利用した。ZLE モードの Extended Timestamp を使用しているため、タイムスタンプのカウンタは 48 bit に拡張されている。この場合、クロックカウンタがオーバーフローに達するには約 26 日を要するため、実験期間中にオーバーフローする可能性を無視することができる。そこで、Babirl 側のタイムスタンプ  $TS_{\text{Babirl}}$  を次式の通り定義した。

$$TS_{\text{Babirl}} = \text{ClockCount} \times 8 \quad (\text{ns}) \quad (3.2)$$

一方、NestDAQ 側のリファレンス信号のタイムスタンプ  $TS_{\text{NestDAQ}}$  には、AMANEQ の Str-HRTDC モードで記録された TDC 値を用いた。この TDC 値は、HBD からの相対時間を保持している。したがって、絶対時刻としてのタイムスタンプを生成するには、HBF の周期 524.288  $\mu$ s に HBFN を乗じた値を加算する必要がある。

$$TS_{\text{NestDAQ}} = \text{HBFN} \times 524288 + \text{TDC}/1024 \quad (\text{ns}) \quad (3.3)$$

次に、これらのタイムスタンプを用いてイベント同期を行う。 $TS_{\text{Babirl}}$  を用いて算出したイベント間隔と  $TS_{\text{NestDAQ}}$  を用いて算出したイベント間隔の差が一定範囲内に収まる場合に、同一物理イベントとして対応付けた。許容時間幅は、両 DAQ の時間分解能が 8 ns であることを考慮し、 $\pm 1$  クロック相当のずれを許容して  $\pm 20$  ns とした。NestDAQ 側でのリファレンス信号の時間差が Babirl 側でのイベント時間差よりも 20 ns 以上長いとなった場合には、NestDAQ 側でリファレンス信号が欠落していると判断した。この場合、Babirl 側のイベント番号を一つ進め、最後に対応づけられたイベントとの差を再計算し、NestDAQ 側のリファレンス信号の時間差との差が  $\pm 20$  ns 以内となるかを判定した。以降、この操作を対応するイベントが見つかるまで繰り返した。を計算し、再び NestDAQ 側の

### 第 3. 核励起崩壊粒子の同時測定手法の確立

リファレンス信号の時間差との差が± 20 ns 以内となるかを判定した。以降、この操作を対応するイベントが見つかるまで繰り返した。それでも対応するイベントが得られず、Babirl 側でのイベント時間差が NestDAQ 側のリファレンス信号の時間差よりも 20 ns 以上長くなった場合には、イベント対応付けが不可能であると判断し、当該データの解析を終了させた。

#### 3.4.3 NestDAQ イベントソート

3.4.2 節で述べたイベント同期手法を適用するためには、NestDAQ および、Babirl で保存されたデータが時刻順にソートされている必要がある。Babirl 側のデータは常に時刻順にデータが保存されているが、NestDAQ 側のデータは時刻順に保存されていない。

NestDAQ 側のデータは STFB から TFB へラウンドロビン形式でイベントが送られ、処理が終わったものから次のプロセスへ送られる。そのため、TFB 以降では HBFN が前後しそれ以降のプロセスに送られる。このためファイルに保存されたデータは時刻順にソートされておらず、NestDAQ 側でのイベントを時刻順つまり HBFN 順にソートする必要がある。

データを時刻順に整列するため、HBFN を用いたソート処理を行った。しかし、HBFN は 24 ビットカウンタ (最大値  $M = \text{xFFFFFF}$ ) であり、約 2.44 時間程度でオーバーフローし、上限に達すると 0 にリセットされる。単調増加する時刻情報として扱うため、以下のアルゴリズムを用いてオーバーフローの問題を解決した。

オーバーフロー補正後の値を  $\text{HBFN}_{\text{re}}$  と定義し、処理時点で取得されている  $\text{HBFN}_{\text{re}}$  の最大値を  $\text{HBFN}_{\text{max}}$  と定義する。それぞれ 64 bit 整数型で扱う。HBFN と  $\text{HBFN}_{\text{max}}$  の差が、何周期分のオーバーフローに相当するかを round 関数を用いて見積もり、補正回数  $k$  を求めた。

$$k = \text{round}\left(\frac{\text{HBFN}_{\text{max}} - \text{HBFN}}{M}\right) \quad (3.4)$$

得られた  $k$  を用いて、HBFN に  $k$  周期分のオフセットを加えることで、 $\text{HBFN}_{\text{re}}$  を再構成する。

$$\text{HBFN}_{\text{re}} = \text{HBFN} + k M \quad (3.5)$$

この手法により、オーバーフローを跨ぐデータに対しても、時刻情報を連続かつ一意に再構成することが可能となる。最終的に、この  $\text{HBFN}_{\text{re}}$  をキーとして二分探索アルゴリズムを活用したソート処理を行い、全イベントを正しい時刻順に並べ替えた。よって、NestDAQ 側のリファレンス信号のタイムスタンプを以下のように再定義した。

$$\text{TS}_{\text{NestDAQ}} = \text{HBFN}_{\text{re}} \times 524288 + \text{TDC}/1024 \quad (\text{ns}) \quad (3.6)$$

## 3.5 イベント同期手法の検証

### 3.5.1 周期クロックおよびランダムクロックを用いた検証

3.4 章で述べたイベント同期手法の妥当性を検証するため、周期クロックおよびランダムクロックを用いた評価を行った。ランダムクロックは、Raspberry Pi の GPIO を用いてソフトウェア的に生成

した。パルス発生間隔  $\Delta t$  は指数分布

$$p(\Delta t) = \lambda e^{-\lambda \Delta t} \quad (3.7)$$

に従う乱数から生成し、平均発生率  $\lambda$  をもつポアソン過程となるように設定した。平均発生率  $\lambda$  は複数の値に設定し、トリガーレートを変化させつつイベント同期特性を評価した。

各トリガーはパルス幅  $100 \mu\text{s}$  の矩形パルスとして出力した。トリガー生成は OS 上での busy-wait 処理により実装しているため、出力可能な最大周波数は Raspberry Pi の CPU 性能で制限される。本環境では、安定して出力可能な最大レートは数 kHz 程度であり、この制約範囲内で  $\lambda$  を設定した。

周期クロックについては、トリガー周波数を 100 Hz、500 Hz、1 kHz、5 kHz と段階的に増加させ、タイムスタンプによるイベント同期ができるかを検証した。

その結果、周期クロックおよびランダムクロックのいずれの条件においても、1 kHz までは安定にイベント同期が成立することを確認した。一方、5 kHz では測定途中からイベント同期が成立しなくなることが分かった。

1 kHz を超える条件でイベント同期が成立しなくなった原因は、V1730SB におけるデッドタイムの発生にあることが分かった。V1730SB は内部メモリに波形データを逐次記録するため、データ収集速度が転送速度よりも低い場合にはイベントごとのデッドタイムがほぼ存在しない、いわゆるデッドタイムフリーの波形取得デジタイザである。しかし、トリガーレートが 1 kHz を超える領域では、データ収集量が転送量を上回るために内部メモリが飽和し始め、新たなトリガーを受け付けられなくなる現象が確認された。

この状態に陥ると、V1730SB は数秒程度の長いデッドタイムを生じ、内部メモリがクリアされるまで新たなトリガーを受け付けなくなる。この結果、イベント間隔が数秒のスケールになり、AMANEQ と V1730SB の実クロック周波数の公称値からの僅かな逸脱が顕在化し、両者のタイムスタンプ間に 20 ns 以上のずれが発生する。そのため、イベント同期条件を満たさなくなり、同期が成立しなくなると考えられる。

そこで次節で述べる、周波数同期のシステムを導入した。

## 3.6 周波数同期システムの導入

125 MHz の MIKUMARI クロックを基準信号とし、NestDAQ および Babirl の両系のクロックの周波数同期を行った。

AMANEQ ボードには NIM 信号を外部出力する機能を有しているが、標準のファームウェアでは 125 MHz のシステムクロックを直接外部へ出力する機能は実装されていなかった。そこで、本研究にあたり、AMANEQ の開発者である、本多良太郎氏 (高エネルギー加速器研究機構) の協力で、FPGA のファームウェアをアップデートすることで、125 MHz のシステムクロックを NIM 信号として出力する機能を追加していた。

Babirl 側では V1730SB の内部クロックを元にタイムスタンプを生成した。V1730 は外部クロックを用いてタイムスタンプを生成することができるが、デフォルトでは 50 MHz の外部クロックの入力にしか対応していない。AMANEQ から出力される 125 MHz のクロックを、50 MHz へ変換するの

### 第 3. 核励起崩壊粒子の同時測定手法の確立

は非整数倍の変換となり容易でない。

そこで、Babirl 側のタイムスタンプを MPV コントローラーを用いて生成することにした。MPV は馬場秀忠氏 (理化学研究所) らによって開発された VME モジュールの並列読み出しを可能としたシステム [18] である。MPV では、スロットごとにバックプレーンに配された通信制御用 CPU 「MOCO」が 1 台ずつの VME モジュールの読み出しを担う VME コントローラとして機能し各スロットの VME モジュールを並列に読み出すことが可能である。MOCO によって VME モジュールから読み出されたデータは MPV コントローラを経由して 1 Gbps イーサネットにより外部へ転送される。本システムでは、MPV コントローラーの外部クロック入力機能を用いてタイムスタンプを生成した。MPV コントローラーに 25 MHz の外部クロックを入力すると、内部の FPGA 回路によって信号が 4 倍に通倍され、100 MHz の動作クロックに基づくタイムスタンプが生成される。

そこで、125 MHz のクロック信号から MPV 用の 25 MHz クロックを生成するため、ディスクリミネータを用いた周波数分周回路を作成した。図 3.8 にオシロスコープで観測した信号波形を示す。黄色の信号が 125 MHz のクロック信号である。ディスクリミネータの出力信号の幅を調整し 1/5 の 25 MHz となるよう調整した結果得られたのが緑色の信号である。この信号を再度ディスクリミネーターに入力し、デューティ比が 1:1 になるように信号幅を調整した結果青色の信号が得られた

この 25 MHz の信号を MPV コントローラーに入力することで、Babirl 側のタイムスタンプとして用いた。MPV のカウンターは 48 bit であり、100 MHz のクロックを用いているため、を 780 時間以上にわたって計数可能であるため、通常の測定中にカウンターがオーバーフローすることはない。

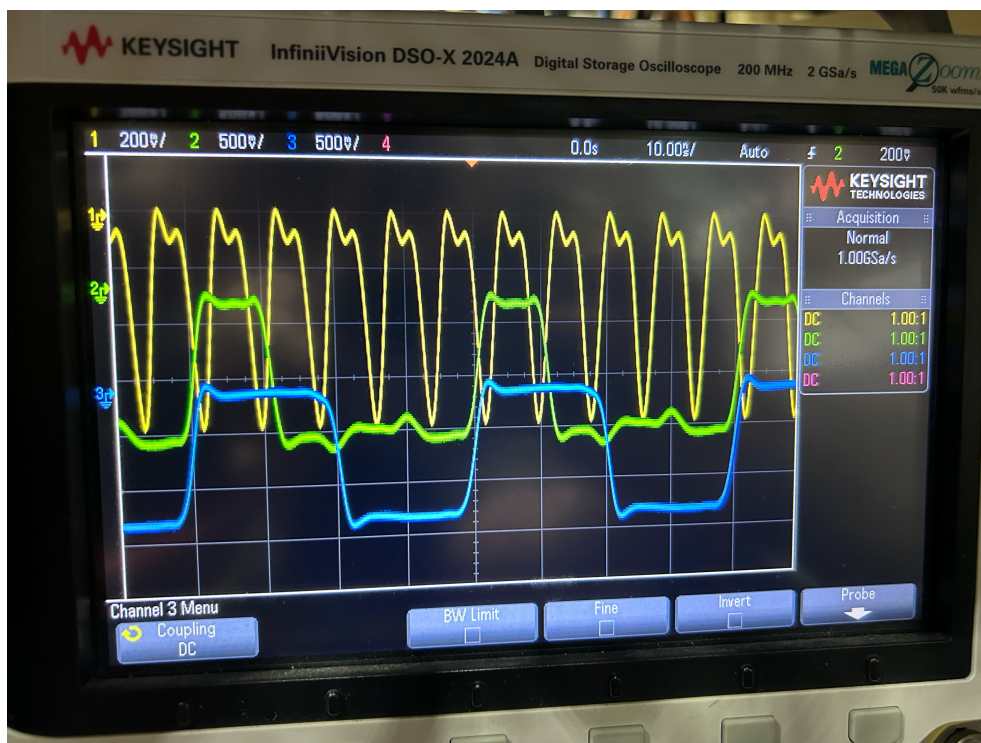


図 3.8: 125 MHz クロックを 25 MHz に変換した様子

よって、これ以降は Babirl 側のタイムスタンプを次式で定義する。

$$TS_{\text{Babirl}} = \text{ClockCount} \times 10 \quad (\text{ns}) \quad (3.8)$$

### 3.6.1 周波数同期後のイベント同期の検証

NestDAQ と Babirl の周波数同期を行ったあと、3.5 章と同様に、クロック信号を用いてイベント同期手法の妥当性を検証した。

その結果、V1730SB にデッドタイムが生じるような高レート条件においても、安定にイベント同期が成立することを確認した。

さらに、両 DAQ で記録されたタイムスタンプの差を評価した。図 3.9 にその分布を示す。分布の平均値は 0.5 ns、標準偏差は 4.16 ns であり、FWHM は 9.8 ns に相当する。20 ns 以上のずれを示すイベントは観測されなかった。また、NestDAQ 側が記録した全てのリファレンス信号に対応するイベントが Babirl 側で取得されていることを確認した。

以上より、周波数同期システムの導入により、本研究で用いたイベント同期手法の妥当性が実証された。

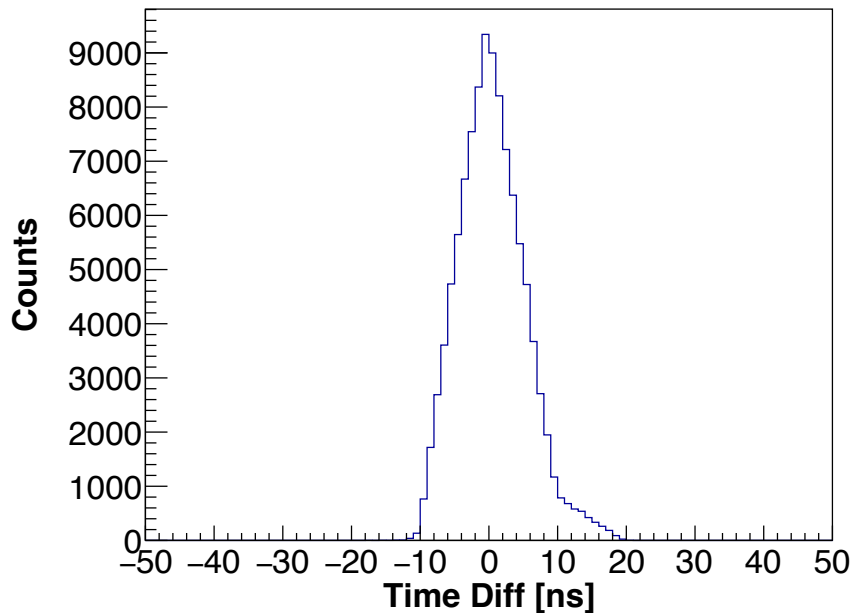


図 3.9: 周波数同期後の NestDAQ と Babirl によるタイムスタンプの時間差

### 3.7 線源テスト

前節までに述べたイベント同期手法の妥当性を検証するため、 $^{90}\text{Sr}$  ベータ線源を用いたテストを行い、異なるシステム間で記録された物理信号に正しい相関が観測できるかを確認した。図 3.10 に実験の回路図を示す。 $^{90}\text{Sr}$  線源を用いて、焦点面検出器のプラスチックシンチレータ (Pla1) でベータ線を検出し、Pla1 の左側の PMT からの信号 (Pla1 L) と右側からの信号 (Pla1 R) で出力したミーンタイマー出力をトリガー信号として用いた。イベントレートは約 800 Hz であった。PMT から出力される電荷の情報は QTC を用いて、時刻情報に変換し、AMANEQ で TOT として読み出した。一方、Babirl 側では、Pla1 L および Pla1 R の生信号を V1730 に入力し、波形取得して信号の波高の最大値を電荷情報として取得した。

この両者の信号の相関を図 3.11 に示す。両者の間に、正しい相関が存在することが確認された。したがって、3.5 節で開発したイベント同期手法は妥当であると確認できた。

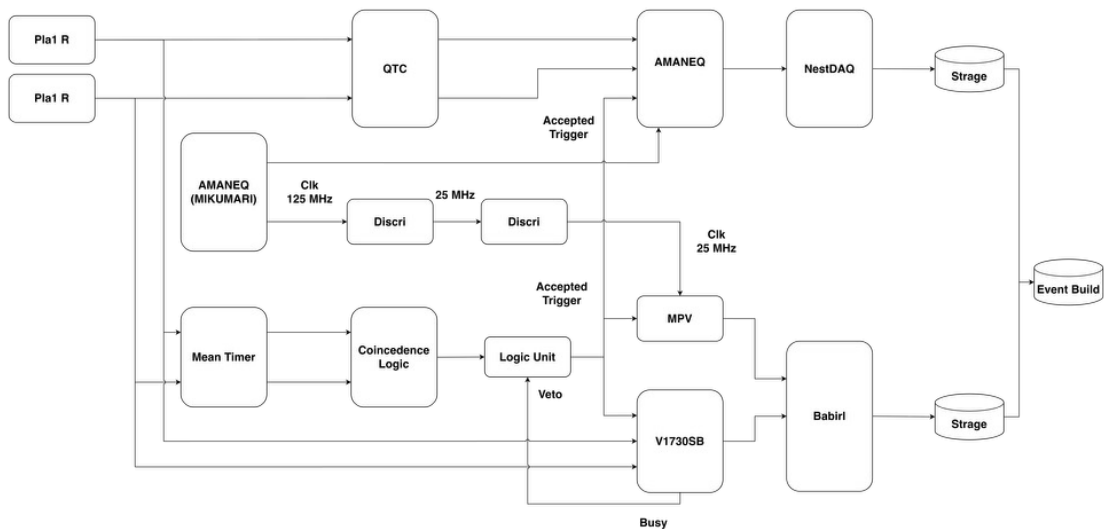


図 3.10: 線源テストの回路図

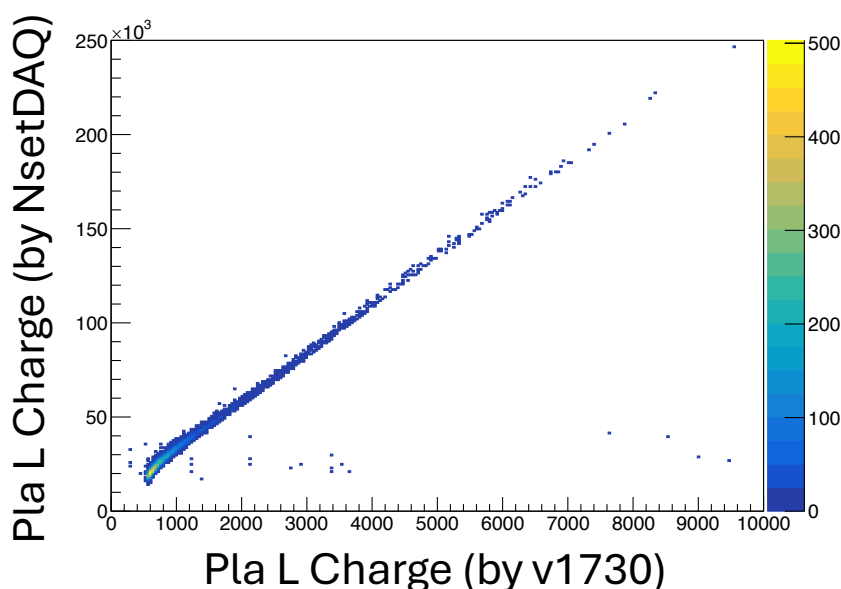


図 3.11: NestDAQ と Babirl で得たプラスチックシンチレータの出力信号波高の相関

### 3.8 まとめ

本章では、磁気分析装置 Grand Raiden の焦点面検出器とシリコン検出器を用いた同時計測を実現するため、新たな DAQ 統合手法を確立した。

焦点面検出器で生成したアナログトリガーをシリコン検出器側の Babirl システムへ供給するとともに、アクセプトされたトリガー信号を NestDAQ 側の AMANEQ ボードへリファレンス信号として記録する手法を導入した。これにより、独立した二つの DAQ システム間において、タイムスタンプを介したイベント同定が可能となった。MIKUMARI クロックを外部基準信号を用いた周波数同期システムを導入し、NestDAQ と Babirl の動作クロックを物理的に同期させることで、高計数率条件下における運用の安定性を向上させた。最終的な検証の結果、両 DAQ 間のタイムスタンプ差は平均 0.5 ns、FWHM 9.8 ns という高い同期精度を達成した。また、NestDAQ が記録した全てのリファレンス信号に対し、対応する Babirl で欠損なく取得されていることを確認した。以上の成果により、本研究で開発した同時測定手法は、高レート条件下においても核励起崩壊粒子の相関を極めて高精度に抽出可能であることが実証された。

## 第4章

# まとめ・今後の展望

### 4.1 まとめ

本研究は、Big Bang Nucleosynthesis (BBN) における最大の未解決問題である宇宙リチウム問題の解明に資することを目的として、 $^{10}\text{C}$  および  $^{11}\text{C}$  における  $^3\text{He} + ^7\text{Be}$  ならびに  $^4\text{He} + ^7\text{Be}$  の未知共鳴状態の探索を可能とする高分解能測定環境の構築を行ったものである。具体的には、薄膜標的の作製・評価および散乱粒子と崩壊粒子の同時測定手法の確立に取り組んだ。 $^3\text{He} + ^7\text{Be}$  もしくは  $^4\text{He} + ^7\text{Be}$  の共鳴状態が存在すれば、 $^7\text{Be}$  を別の核種に変換する新たな反応経路が開かれ、標準ビッグバンモデルにおける  $^7\text{Li}$  生成量を低減できる可能性がある。さらに、本研究は、質量数  $A = 8$  の壁を越える核反応機構の理解という観点からも重要な意義を有する。

第2章では、高分解能測定に不可欠な薄膜標的の作製およびその不純物量の評価を行った。その結果、 $^{10}\text{B}$  薄膜はターゲットホルダーへのマウント時に破損し、標的として使用することができなかつた一方で、炭素バックキंगを有さない公称厚さ  $5000 \text{ \AA}$  の  $^{11}\text{B}$  薄膜のみが自己保持可能であり、実験に使用可能な唯一の試料として作製された。三種混合アルファ線源を用いた厚さ測定の結果、実測厚さは約  $1.6 \times 10^3 \text{ \AA}$  と公称値のおよそ  $1/3$  にとどまることが明らかとなった。また、同位体純度については定量的な評価には至らなかったものの、(d,p) 反応による不純物測定から十分な同位体濃縮が行われていることが示唆された。一方で、 $^{11}\text{B}$  薄膜中にはおよそ  $8\%$  の  $^{12}\text{C}$  が混入していることが確認され、炭素混入が機械的強度の向上に寄与した可能性が示された。さらに、酸素不純物については、薄膜をスライドガラスから分離する際に水へ浮かべる工程に起因して付着した可能性が高いことが明らかとなった。以上より、現状の薄膜標的作製手法では  $^{16}\text{O}$  の混入を完全に回避することは困難であり、 $^{16}\text{O}(^3\text{He}, t)^{16}\text{F}$  反応由来のピークが、 $^3\text{He} + ^7\text{Be}$  系共鳴状態の関心領域と重複する可能性があることが明らかとなった。したがって、未知共鳴状態の探索には、バックグラウンド分離のための高分解能測定が必須である。

第3章では、焦点面検出器のための連続読み出し型 DAQ の焦点面検出器とシリコン検出器のためのトリガー型 DAQ の二つの異なるデータ取得方式を持つ二つの DAQ システムを用いて高精度にイベントの再構成を行う同時測定手法を確立した。焦点面検出器で生成したアナログトリガーをシリコン検出器側のトリガーとして利用し、アクセプトされた信号を NestDAQ 側でのリファレンス信号として AMANEQ に入力することで、両 DAQ 間のイベントをタイムスタンプに基づいて再構成する手

法を構築した。さらに、周波数同期システムを導入することで、Babirl および NestDAQ のクロック同期を実現し、高レート条件下においても安定したイベント同期が可能であることを示した。その結果、タイムスタンプ差は平均 0.5 ns、FWHM 9.8 ns と高い時間分解能が達成され、すべてのリフレンス信号に対応するイベントを取得できることが確認された。これにより、本研究で構築した同時測定手法は、共鳴状態探索における崩壊粒子の同時測定を高精度かつ安定に実現できる実験基盤であることが示された。

本研究により、未知共鳴状態探索実験に必要な薄膜標的の評価および高精度 DAQ 同期基盤が整備された一方で、現在の薄膜標的作製手法では酸素不純物混入は避けられず、これによるバックグラウンドを高分解能測定で切り分ける必要があるという本質的な制約も明確となった。

本研究により、未知共鳴状態探索実験に必要な薄膜標的の評価および高精度 DAQ 同期基盤が整備された一方で、 $^{10}\text{B}$  薄膜の作成ができなかったことから、現行の薄膜標的作製手法では酸素不純物の混入を避けることが困難であり、これに起因するバックグラウンドを高分解能測定によって分離する必要があるという本質的な制約も明らかとなった。

## 4.2 今後の展望

標的作成については、 $^{10}\text{B}$  薄膜標的に意図的に炭素を混合することで、機械的強度を確保して、 $^{10}\text{B}$  の自己保持可能な薄膜標的作製の作成を試みる。

また、DAQ システムについては、波形取得デジタイザーを現行の V1730SB から VX2730 へと移行する計画である。VX2730 は、搭載された FPGA のファームウェアをユーザーが独自に開発・実装することが可能である。

そこで、現在はオフラインで行っている 1.3.8 節の波形処理アルゴリズムを FPGA 内に実装し、粒子識別をリアルタイムで行うファームウェアの開発を行う。現状のシステムでは、500 MHz のサンプリングレートで 800 サンプルの波形データを取得しており、1 イベントあたりのデータ量は約 1.6 kB (各サンプル 16 bit) に達している。FPGA 内で波形処理を完結させ、16 bit の最大波高値および 16 bit の粒子識別特徴量のみを抽出・転送する仕様に変更すれば、1 イベントあたりのデータ量を 4 B へと圧縮できる。これにより、データ転送量を約 400 分の 1 に削減することが可能となる。現在、データ収集能力 (DAQ 効率) が実験全体のイベントレートにおけるボトルネックとなっているが、この改良によって制約が解消され、検出器の物理的な限界レートに近い高計数率下でのデータ取得が実現できると期待される。



# 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にお世話になりました。この場をお借りして感謝を申し上げます。指導教員である川畑教授および古野講師は、原子核実験について何の知識もなかった私を対し、修士1年の7月に行った神戸大学での実験を通じて実験の基礎から丁寧にご指導いただきました。おかげさまで、9月の北海道学会で初めての学会口頭発表を行うことがき、非常に貴重な経験となりました。当初は、原子核実験の大変さを痛感するばかりでした。しかし、川畑教授、古野講師のご指導のもとで少しずつ実験、原子核物理の面白さを知り、博士課程への進学を志すようになりました。また、阪上助教は修士論文執筆の際に、添削が非常に早く、的確なアドバイスをいただきました。おかげさまで、無事に修士論文を完成させることができました。これからもご指導のほどよろしく願いいたします。

本年度行った、DAQ 開発においてはデータ収集基盤室の皆様、大田教授、小林准教授に深く感謝を申し上げます。みなさまの存在が私にとって非常に大きな刺激となりました。データ収集基盤室のみなさまは暖かくむかえていただき自身の研究やゼミなどお通して貴重な意見をいただき誠にありがとうございました。川畑研以外にも自身の居場所ができたことは非常にありがたく感じております。大田教授は、私の研究に対し、自身の研修室にはない視点で多くの助言をいただくとともに、外部で発表する機会を設けていただき誠にありがとうございました。大変ありがたい経験となりました。小林准教授には、特に感謝を申し上げます。ストリーミング DAQ について基本的な事項からご指導をいただき、実際に手を動かしながらシステム構築を進める中で、DAQ および回路に関する幅広い知識を学ぶことができました。これらのご指導のおかげで、自身で検出器系を立ち上げや回路作成を行い実験データを取得することができるようになりました。原子核実験の研究者としての第一歩を踏み出すことができたと感じております。博士課程に進学しても引き続きご指導いただけることに感謝いたします。

研究室の先輩方、同級生、後輩方にも感謝を申し上げます。同室である、高山さん、本多さん、田口さん、石谷さん、にはいつも解析や申請書作成などで助けていただきました。同じサブグループの坂上さん、林さんは、実験準備の際によく一緒にご飯を食べにいくなど非常に仲良くくださりありがとうございました。皆さんのように頼りになる博士課程の先輩方がいることは非常に心強く、研究に集中することができました。同級生、特に下條くん、岡村くんとは研究グループが同じであり、日々の研究活動を共にする中で多くの刺激を受けました。みんなで物理の議論をしたり、実験準備をする中で、非常に有意義な時間を過ごすことができました。博士課程に進んでも引き続きみんなで切磋琢磨して頑張っていきたいと思っています。サブグループの後輩方も、実験準備を手伝っていただきあ

#### 第 4. 謝辞

---

りがとうございました。

また、川畑研の秘書の佐藤さんにも感謝を申し上げます。いつも学生のことを気遣い、事務的な手続きをいつも迅速に対応していただき、大変助かりました。また、研究室の行事でも積極的に協力してくださり、佐藤さんのおかげで研究室の雰囲気良くなっていると日々感じております。

最後に、家族に感謝を申し上げます。私が研究に専念できるのは家族の支えがあってこそです。これまでたくさんわがまを言ってきましたが、何とかここまで元気にやってくることができ、無事に修士の学位を取ることができました。心から感謝いたします。

## 参考文献

- [1] M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. Hikasa, K. Nakamura, Y. Sumino, et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 98(3):030001, 2018. and 2019 update.
- [2] F. Hammache et al. Search for new resonant states in  $^{10}\text{C}$  and  $^{11}\text{C}$  and their impact on the cosmological lithium problem. *Phys. Rev. C*, 88:062802(R), 2013.
- [3] Y. Fujita et al. High-resolution measurement with the grand raiden spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 484:17–26, 2002.
- [4] Yuki Fujikawa. *Search for the  $6\alpha$  condensed state in  $^{24}\text{Mg}$  using  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  scattering with the new Si detector array SAKRA*. PhD thesis, Kyoto University, 2023. Ph.D. thesis.
- [5] Center for Advanced Beam and Radioisotope Application (CSREA), Kobe University. 神戸大学研究基盤センター 加速器について.
- [6] SPADI Alliance. Str-lrtdc – streaming low-resolution tdc (amaneq user guide). <https://spadi-alliance.github.io/ug-amaneq/firmware/strlrtdc/strlrtdc/>, 2025. Accessed: 2026-02-05.
- [7] E. Komatsu et al. Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: Cosmological interpretation. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 192:18, 2011.
- [8] S. G. Ryan, T. C. Beers, K. A. Olive, B. D. Fields, and J. E. Norris. Primordial lithium and big bang nucleosynthesis. *Astrophys. J.*, 530:L57–L60, 2000.
- [9] R. H. Cyburt and M. Pospelov. Lithium problem and physics beyond the standard model. arXiv:0906.4373 [astro-ph], 2009.
- [10] Nachiketa Chakraborty, Brian D. Fields, and Keith A. Olive. Big bang nucleosynthesis with long-lived charged massive particles. *Phys. Rev. D*, 83:063006, 2011.
- [11] O. Civitarese and M. E. Mosquera. Nuclear structure effects in big bang nucleosynthesis and the lithium problem. *Nucl. Phys. A*, 898:1–14, 2013.
- [12] M. Fujiwara et al. Magnetic spectrometer grand raiden. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 422:484–, 1999.
- [13] T. Wakasa et al. High resolution beam line for the grand raiden spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 482:79–, 2002.
- [14] 坂梨公亮. 大面積 si 半導体検出器を用いた低エネルギー荷電粒子の波形分別技術の開発. Master's thesis, 大阪大学大学院理学研究科物理学専攻, 2021.

- [15] 菅井 勲. 核物理用ターゲット製作の実際. Technical report, 東京大学原子核研究所, 9 1972.
- [16] Y. Sasamoto et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 590:66–68, 2008.
- [17] R. Honda et al. Continuous timing measurement using a data-streaming DAQ system. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, page ptab128, 2021.
- [18] H. Baba et al. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 68:1841, 2021.
- [19] M. S. Reen et al. Measurement of  $\gamma$  rays from giant resonances excited by the  $^{12}\text{C}$  (p,p') reaction at 392 MeV and  $0^\circ$ . *Phys. Rev. C*, 100:024615, 2019.
- [20] トランジスタ技術編集部. シリコン振動子. *トランジスタ技術*, page 147, 12 2010. PDF: <https://toragi.cqpub.co.jp/Portals/0/backnumber/2010/12/p147.pdf>.
- [21] SPADI Alliance (RCNP, Osaka University). Spadi-a daq マニュアル. <https://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~spadi/wiki>, 2025. Accessed: 2026-02-05.