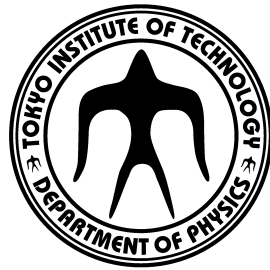


2020 年度 学士論文

中性子過剰核における短距離相関探索実験 のための反跳陽子検出器の開発



東京工業大学 理学院 物理学系

学籍番号 17B13630

氏名 堀川晃太

指導教員 中村隆司

2021/ 03/ 01

概要

本論文では、理化学研究所 RIBF で予定している $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応を用いた短距離相関した陽子中性子対 (SRC: Short Range Correlation) の探索実験で用いる、陽子検出器の開発とその性能について述べる。SRC ペアは、近接した陽子中性子対のために相対運動量がフェルミ運動量を超えて高くなっており、こうした特異な性質が電子散乱によって近年明かにされてきた。また、SRC ペアは、核子半径より近接していることからクォーク自由度の関与が示唆されていることや、シェルモデルを超えた相関であることから未だ解明されていない理論値より低い一粒子軌道占有率の観測を説明する可能性があることなどから注目を集めている。さらに、安定核だが比較的中性子過剰な ^{208}Pb の電子散乱の実験から、陽子における SRC の形成割合が、中性子のそれより大きくなっていることが示された。この形成割合の変化の発現機構解明のために、不安定核を含むより幅広い中性子陽子比の原子核について、SRC を実験的に研究することが求められている。そこで我々は、世界初となる不安定核での SRC の実験を実現すべく、中性子過剰核を用いる実験を計画している。実験の目的は、不安定核に SRC が存在しているのか、存在している場合存在比は N/Z にどのように依存するのか、不安定核で顕著となる陽子と中性子のフェルミエネルギーの差異による SRC の振る舞いの違いなどを知ることである。電子散乱の手法は不安定核の実験で運用できないため、本研究では安定核標的で SRC の研究に用いられた実績のある重陽子ノックアウト反応 (p, pd) について、逆運動学を用いた実験を行う。その第一段階として $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 実験を理研 RIBF において行う予定である。

本研究では、 $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ で生成される粒子のうち、前方散乱 (実験室系では $37.5\sim 70$ 度に散乱) される陽子を観測するための粒子識別用シンチレーション検出器のプロトタイプの開発を行った。検出器は $10\text{ mm}\times 51\text{ mm}\times 150\text{ mm}$ プラスチックシンチレータとその両端に設置された 8 個の MPPC で構成され、読み出し回路には NIM-EASIROC を用いた。本プロトタイプ検出器について、 ^{137}Cs によるコンプトンエッジを用いてエネルギー分解能を評価したところ、エネルギー分解能は 1 MeV で 7% であった。この結果から、陽子と重陽子の粒子識別に必要な分解能 (12%) は十分得られていることが結論付けられた。

目次

第 1 章	序	1
第 2 章	シンチレータと光検出器	10
2.1	シンチレーション検出器	10
2.1.1	プラスチックシンチレータ	10
2.1.2	光電子増倍管 (PMT)	11
2.1.3	フォトダイオード (PD)	11
2.1.4	APD	12
2.1.5	MPPC	13
第 3 章	実験概要及びセットアップ	15
3.1	実験概要	15
3.2	実験セットアップ	16
3.3	プラスチックシンチレータアレイ概要	18
3.4	要求性能	18
第 4 章	プロトタイプ検出器の性能評価実験	20
4.1	プロトタイプ検出器構成要素	20
4.1.1	シンチレータ	20
4.1.2	MPPC	20
4.1.3	MPPC 読み出し回路の製作	21
4.1.4	オプティカルグリッド	21
4.2	プロトタイプ検出器の組立	22
4.3	データ収集 (DAQ) システム	22
4.3.1	前置増幅器	23
4.3.2	ADC	24
4.3.3	テスト実験用トリガー回路	25
	ケーブルディレイ	26
	Discriminator	26
	Fan In Fan Out (FIFO)	26
	Gate Generator	26
	ホールドトリガーのタイミング調整	26
4.4	テスト実験	27
4.4.1	実験 1: エネルギー分解能の MPPC の個数依存性	27
4.4.2	実験 2: MPPC の取り付け方による分解能の変化の検証	28
4.4.3	実験 3: エネルギー分解能の電源電圧依存性	28

4.4.4	実験 4：エネルギー分解能の前置増幅器の電気容量依存性	29
第 5 章	テスト実験の解析結果と議論	30
5.1	実験 1：エネルギー分解能の MPPC の個数依存性	30
5.2	実験 2：MPPC の取り付け方による分解能の変化の検証	37
5.3	実験 3：エネルギー分解能の印加電圧依存性	37
5.3.1	実験 4：エネルギー分解能の前置増幅器の電気容量依存性	41
第 6 章	まとめと展望	42
6.1	まとめ	42
6.2	今後の課題と展望	42
参考文献		43

目次

1.1	フェルミガス模型での運動量分布	2
1.2	($e, e'p$) 反応から得られた標的核の質量数とスペクトロスコピックファクターの関係	3
1.3	電子散乱を表した模式図 [2]	3
1.4	^{12}C 中での核子の状態 [2]	3
1.5	電子散乱断面積比 (中性子ノックアウト反応/陽子ノックアウト反応) の N/Z 依存性	4
1.6	SRC ペアが存在するときの運動量分布	4
1.7	中性子と陽子それぞれの ^{12}C に対する相対的な高運動量と低運動量の比 [3]	4
1.8	2 核子系におけるテンソル相互作用	5
1.9	安定核 ^{16}O を用いた (p, pd) 反応 [5]	6
1.10	$\theta_d = 8.6^\circ/\theta_p = 138.4^\circ$ のときの $^{16}\text{O}(p, pd)^{14}\text{N}$ の励起エネルギースペクトル [5]	7
1.11	^{14}N の準位図 [6]	7
1.12	ビームエネルギー 135 MeV/A による $p + d \rightarrow p + d$ 散乱の微分断面積 [7]	9
1.13	寺嶋氏らの行った $^{16}\text{O}(p, pd)^{14}\text{N}$ 反応後方散乱の模式図	9
2.1	シンチレータの発光原理	10
2.2	シンチレーション光の位置依存性	11
2.3	PMT の内部構造 [10]	12
2.4	フォトダイオードの PN 接合 [11]	12
2.5	左: APD の構造の模式図 (近赤外タイプ) 右: それぞれの層における電場強度 [12]	13
2.6	MPPC の等価回路 [12]	14
2.7	MPPC によるフォトンカウンティングのイメージ	14
3.1	$^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ の逆運動学において、ビームエネルギー 230 MeV/u、重心系 150° 、 160° (後方散乱) の (a) 陽子と (b) 重陽子のエネルギーと散乱角の関係	15
3.2	$^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ の逆運動学においてビームエネルギー 230 MeV/u、重心系 20° 、 30° 、 40° (前方散乱) の (a) 陽子と (b) 重陽子のエネルギーと散乱角の関係	16
3.3	SAMURAI スペクトロメータ概念図 [15]	17
3.4	ビームエネルギー 230 MeV/u の時の粒子飛跡のシミュレーション	17
3.5	プラスチックシンチレータアレイ概略図	18
3.6	プラスチックシンチレータに粒子が垂直に入射するときの PI 図	19
4.1	プロトタイプ検出器の概念図	20
4.2	浜松ホトニクス製 S13360-6075CS[18]	21
4.3	S13360-6075 の検出効率	21
4.4	読み出し回路の回路図	22
4.5	実際に作成した読み出し回路	22

4.6	MPPC 読み出し回路のユニバーサル基板の穴にワイヤーを通した状態	22
4.7	ワイヤーを通した状態を横から見た状態。	22
4.8	EASIROC の回路図の概略 [21]	23
4.9	電圧型前置増幅器の等価回路	24
4.10	電荷型前置増幅器の等価回路	24
4.11	本テスト実験でのトリガー回路	25
4.12	NIM-EASIROC 内蔵 ADC のホールドトリガーに対する振る舞い	26
4.13	実際の NIM-EASIROC 内蔵 ADC のホールドトリガーに対する振る舞い (ホールド前)	27
4.14	実際の NIM-EASIROC 内蔵 ADC のホールドトリガーに対する振る舞い (ホールド後)	27
4.15	実験 1 のセッティングの概念図	27
4.16	実際のテスト実験 1 のセッティングの写真	27
4.17	実験 2 のセッティング	28
5.1	NaI と NEI02A(BC-400 相当) プラスチックシンチレータのガンマ線減弱係数 [22]	30
5.2	コンプトン散乱における反跳電子のエネルギー分布	32
5.3	コンプトン散乱における反跳電子のエネルギー分布をガウス関数で畳み込み積分した分布	32
5.4	MPPC1 からえられたヒストグラムのフィッティング	33
5.5	L 側 4 個と R 側 4 個の MPPC についての相加平均の相乗平均によって得られたヒストグラムのフィッティング	33
5.6	MPPC の個数とエネルギー分解能の関係	35
5.7	実験 1 で得られた ID7 のデータについてのフィッティング	37
5.8	実験 2 で ID7 から新たに得られたデータについてのフィッティング	37
5.9	実験 1 での片側 4 個の MPPC の固定	38
5.10	基板の片側のみがち力が加わる様子	38
5.11	実験 2 での MPPC の固定方法	38
5.12	実験 2 での固定で基板の両側に力が加わる様子	38
5.13	ID1 の MPPC のゲインの印加電圧依存性	39
5.14	エネルギー分解能の印加電圧依存性	40
5.15	ゲインの前置増幅器の電気容量依存性	41

表目次

3.1	プラスチックシンチレータアレイ構成要素	18
4.1	EJ-200 の特性 [17]	20
4.2	S13360-6075CS の基本的な性能 [18]	21
4.3	NIM-EASIROC の各入力チャンネルのペDESTAL	24
4.4	実験 1 で NIM-EASIROC の CH0~CH7 に入力した MPPC の ID と各 MPPC に印加した電圧。入力した NIM-EASIROC のチャンネルの小さいものから $MPPC_i$ と定義した。	28
5.1	各チャンネルの MPPC のエネルギーとチャンネル数の比例定数 k と 1 MeV におけるエネルギー分解能	34
5.2	L 側の MPPC について平均を取ったヒストグラムのエネルギーとチャンネル数の比例定数 k と 1 MeV におけるエネルギー分解能	34
5.3	R 側の MPPC について平均を取ったヒストグラムのエネルギーとチャンネル数の比例定数 k と 1 MeV におけるエネルギー分解能	34
5.4	L 側 4 個と R 側 4 個の MPPC についての相加平均について相乗平均を取ったヒストグラムのエネルギーとチャンネル数の比例定数 k と 1 MeV におけるエネルギー分解能	35
5.5	分解能の良かった L 側の MPPC1,2,4 と R 側の MPPC5 の 2 個の相乗平均によるヒストグラムのエネルギー分解能	35
5.6	式 (5.1.16) において $b=0.1448$ とした時の MPPC の個数における 1 MeV に対するエネルギー分解能の値	36
5.7	エネルギー分解能の印加電圧依存性	39
5.8	エネルギー分解能の前置増幅器の電気容量依存性	41

第1章

序

本論文では、不安定核における核子対の短距離相関 (Short Range Correlation: SRC) の探索実験に用いる、陽子検出器の開発について述べる。この序論では、SRC 研究の意義や背景を中心に記述する。まず、原子核の標準的な模型の一つである独立粒子模型、その中でも最も単純なフェルミガス模型について述べ、そこからのずれとしての SRC の特徴、及び背景を述べる。さらに、不安定核を用いた SRC 研究の意義について議論する。

原子核の基本的な性質は独立粒子模型によって理解することができる。独立粒子模型とは、原子核を平均場近似で記述する描像のことで、フェルミ粒子である1個の核子は平均場の中を独立に運動するとする模型である。核子はこの時一粒子軌道を取り、原子核全体は一粒子軌道の重ね合わせで書ける。短距離力である核力で結合している原子核が、他の粒子の影響を全て一体場に繰り込むことができるというのは一見不自然であり、実際、核物理学研究の初期には、独立粒子模型は必ずしも支持された模型ではなかった。しかし、その後、独立粒子模型を基盤とする殻模型が成功し、魔法数が説明され、現代では独立粒子模型は殻構造の基礎的な構造模型として確立している。フェルミ粒子のパウリの排他律によって原子核中の核子の平均自由行程が、原子核の大きさを超えるほど長くなっていることが原因と考えられている。

この独立粒子模型の最も単純な模型がフェルミガス模型である。フェルミガス模型は、運動量空間 \mathbf{P} (波数ベクトル空間 \mathbf{k}) を用いて考える。原子核の体積 V に全核子が詰まっている状態は、 \mathbf{k} 空間では、半径 k_F (フェルミ波数) の球 (フェルミ球) の中に、 $(2\pi)^3/V$ 間隔で核子を2個ずつ置いていく状態とみなすことができる。この2個はスピンの自由度2に対応している。このことから、状態数 (その状態になっている粒子の個数) は

$$n = \frac{2}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} = 2 \frac{V}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} 4\pi k^2 dk = \frac{V k_F^3}{3\pi^2}, \quad (1.0.1)$$

と表される。ここで、 $n = Z$ (陽子数) または $n = N$ (中性子数) である。これより、フェルミ波数 k_F は、

$$k_F = (3\pi^2 \rho)^{1/3}, \quad (1.0.2)$$

となる。ここで、 $\rho = n/V$ とした。フェルミエネルギー ϵ_F はフェルミ運動量 $P_F = \hbar k_F$ に対応するエネルギー (核子の運動エネルギーの最大値) として定義され、

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 \rho)^{2/3}. \quad (1.0.3)$$

と表される。フェルミガス模型の重要な帰結は、フェルミ運動量やフェルミエネルギーが密度に対する増加関数であること、すなわち密度が高いほど核内核子の運動量が高くなることである。

次に、陽子数と中性子数の数が等しい原子核に対して、フェルミガス模型を調べる。すなわち、

$$n = Z = N = \frac{A}{2}, \quad (1.0.4)$$

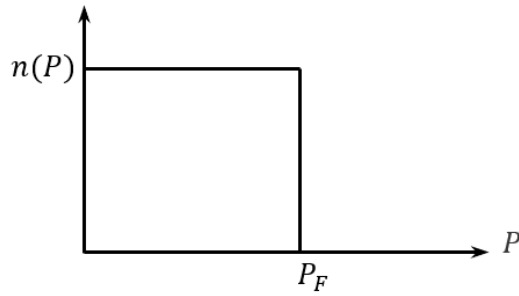


図 1.1: フェルミガス模型での運動量分布

なので、フェルミ波数、フェルミ運動量、フェルミエネルギーはそれぞれ、

$$k_F = \left(3\pi^2 \frac{A}{2V}\right)^{1/3}, \quad (1.0.5)$$

$$P_F = \hbar \left(3\pi^2 \frac{A}{2V}\right)^{1/3}, \quad (1.0.6)$$

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{A}{2V}\right)^{2/3}. \quad (1.0.7)$$

と表される。 $A/V = \rho_0 = 0.17 \text{ fm}^3$ (核子数密度)を代入して計算すると、

$$k_F = 1.36 \text{ fm}^{-1}, \quad (1.0.8)$$

$$P_F = 268 \text{ MeV}/c, \quad (1.0.9)$$

$$\epsilon_F = 38 \text{ MeV}. \quad (1.0.10)$$

となる。フェルミガス模型の運動量分布は図 1.1 のようにフェルミ運動量 P_F で 0 になる階段関数になる。

フェルミガス模型に代表される独立粒子模型は原子核の性質を良く説明しているが、これだけでは原子核の性質を完全に理解することはできない。例えば、一粒子軌道の占有率が殻模型の予想から大きく減少するという問題がある。図 1.2 は、 $(e, e'p)$ 反応を用いて得られたもので、横軸は標的核の質量数、縦軸は規格化された一粒子軌道占有率を表している。一粒子軌道とは平均場中に一核子が存在している時の軌道を表しており、占有率は独立粒子模型では 1 になる。しかし、実験から得られた値は 0.6 から 0.8 付近に減少している。この占有率の減少の発現機構は現在でも未解明となっているが、近年の研究で存在が確認された、従来の殻模型を超えた相関である核子対の短距離相関 (SRC: Short Range Correlation) によって説明できるのではないかと期待されている。

SRC ペアは以下の特徴をもつ。

1. ほとんどが陽子・中性子のペアで、陽子・陽子と中性子・中性子のペアは少ない
2. 相対運動量はフェルミ運動量 P_F よりも大きい
3. 核子半径 0.8 fm より小さい非常に近距離で相関している
4. 核子対はスピン $S = 1$, アイソスピン $T = 0$ を持っている
5. テンソル相互作用が支配的になっている

これらの特徴は、安定核の電子を用いた核子ノックアウト反応実験や (p, pd) 反応によって得られた。

電子を用いた核子ノックアウト反応は、標的原子核に入射電子が衝突し散乱されることで標的核から核子が飛び出してくる反応である(図 1.3)。散乱に関与するのがクーロン相互作用のみであるということから、散乱理論のモデル依存性が非常に小さいことが重要な特徴である。以下では、電子を用いた核子ノックアウト反応の事を電子散乱と呼ぶことにする。

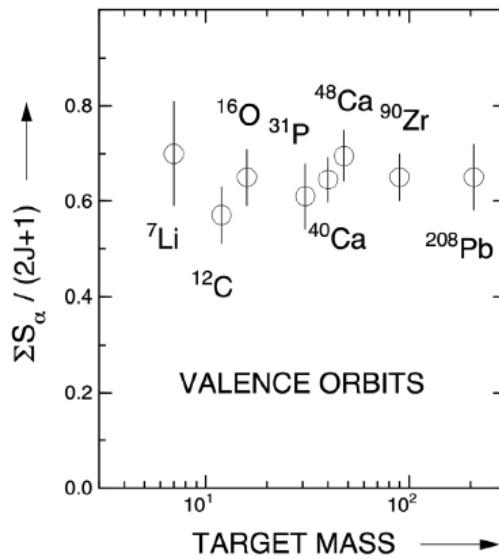


図 1.2: 標的核の質量数の関数としての $(e, e'p)$ 反応から得られた規格化された一粒子軌道占有率。独立粒子モデルでは 1 となる [1]。

R. Subedi 氏らの電子散乱を用いた実験 [2] によると、 ^{12}C 中での核子の 80% は P_F よりも小さな運動量を持ちペアを作っていないが、残り 20% は SRC ペアを形成している (図 1.4)。さらに、この 20% のうち、陽子・中性子対 (pn ペア) が 18% を占め、陽子・陽子対 (pp ペア) 及び中性子・中性子対 (nn ペア) は共に 1% と、SRC ペアの中では pn ペアが支配的になっている。これは、後ほど述べる 5. テンソル相互作用が支配的であることと大きく関係している。

M. Duer 氏らの行った電子散乱を用いた実験 [3] では、高運動量成分が SRC ペアが起源であるという解釈と矛盾しないことを示した。図 1.5 が示すように、高運動量のイベントでの $(e, e'n)$ と $(e, e'p)$ の断面積比は、 N/Z に依存せずほぼ一定で 1 になっている。これは、原子核内に高運動量の陽子と中性子が同数存在することを示しており、これは、高運動量成分が SRC ペアが起源であるという解釈と矛盾しない。つまり、SRC ペアが大きな相対運動量をもっていることから、運動量分布は図 1.6 のように、フェルミ運動量を超えた領域に尾を引くような高運動量成分が存在していると考えられる。

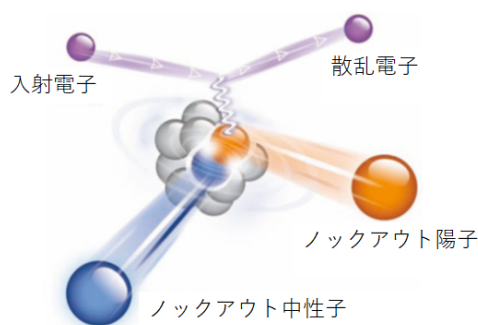


図 1.3: 電子散乱を表した模式図。標的核に電子が衝突し散乱されるとともに標的核から核子がノックアウトされる [2]。

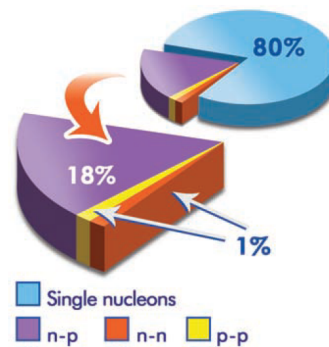


図 1.4: ^{12}C 中での核子の状態。single nucleons は独立に動く核子、n-p は np ペア、n-n は nn ペア、p-p は pp ペアを表す [2]。

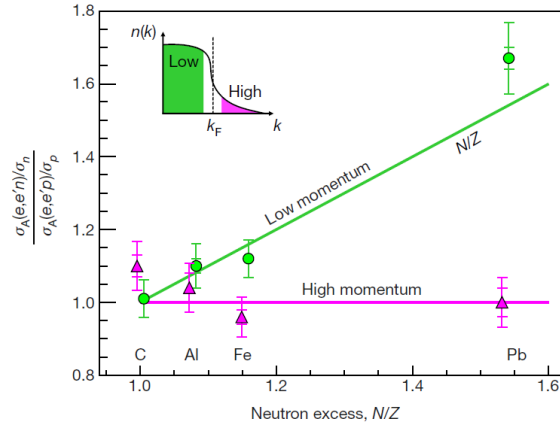


図 1.5: 電子散乱断面積比 (中性子ノックアウト反応/陽子ノックアウト反応) の N/Z 依存性。低運動量 (緑丸) と高運動量 (紫三角形) のイベントについての、電子散乱で中性子がノックアウトされる反応 ($e, e'n$) 反応と陽子がノックアウトされる反応 ($e, e'p$) の断面積比 $[\sigma_A(e, e'n)/\sigma_n]/[\sigma_A(e, e'p)/\sigma_p]$ を表している。 σ_p, σ_n は、弾性散乱電子-陽子断面積及び電子-中性子断面積であり、それぞれ ($e, e'p$) 断面積、($e, e'n$) 断面積を割ることで規格化している。挿入図は、核子運動量分布を示しており、“low”と”high”はそれぞれフェルミ運動量より低運動量、高運動量を表している。直線は、低運動量核子の場合には核内の中性子と陽子の数から予想される単純な N/Z の挙動 (傾き 1 の直線) を表し、高運動量核子の場合には np ペア模型の予測 ($[\sigma_A(e, e'n)/\sigma_n]/[\sigma_A(e, e'p)/\sigma_p] = 1.0$) を示している。内側の誤差棒は統計誤差に対応し、外側の誤差棒は統計誤差と系統誤差の両方を含んでいる [3]。

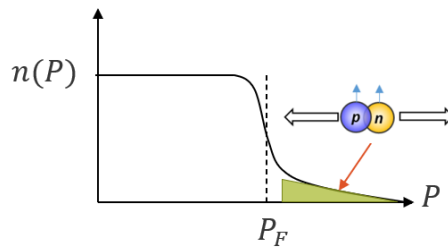


図 1.6: SRC ペアが存在するときの運動量分布。緑色の三角で示された高運動領域に SRC ペアが存在している。

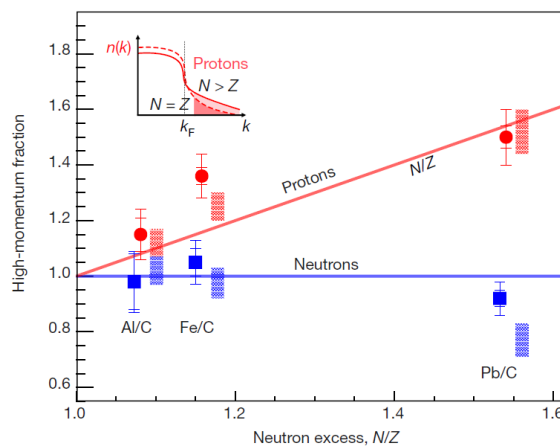


図 1.7: 中性子と陽子それぞれの ^{12}C に対する相対的な高運動量と低運動量の粒子数比。赤丸は、($e, e'p$) 反応における ^{12}C でスケールリングした原子核 A の低運動量陽子に対する高運動量陽子数の比 (二重比) を示している： $([\text{原子核 } A \text{ の高運動量陽子}]/[^{12}\text{C} \text{ の高運動量陽子}])/([\text{原子核 } A \text{ の低運動量陽子}]/[^{12}\text{C} \text{ の低運動量陽子}])$ 。内側の誤差棒は統計誤差によるものであり、外側の誤差棒は統計誤差と系統誤差の両方を含み、両方とも 1σ または 68% の信頼度を示している。青色の四角は中性子についての同様のことを示している。赤と青のハッチングされた四角は、陽子と中性子の比それぞれに対する理論モデルの予測範囲を示している。赤い線は傾き 1 の直線、青い線は 1 で一定の直線を表す [3]。

さらに、M. Duer 氏らの論文では原子核に含まれる陽子（または中性子）のうち、どれくらいの割合が SRC ペアを形成しているのかを調べている。図 1.7 は、中性子と陽子それぞれについて、原子核中の高運動量と低運動量の粒子数の比をとり、それを ^{12}C の比で規格化したものである。すなわち原子核中の中性子もしくは陽子の ^{12}C に対する SRC ペアの存在比を表している。この図から、中性子では N/Z が大きくなっても全体に占める SRC ペアとなっている中性子の割合は一定である。これに対し、陽子では N/Z が大きくなると SRC ペアとなっている陽子の割合が大きくなっている。また、図 1.7 の挿入図は、中性子数と陽子数が等しい核（赤い実線）と、中性子数が陽子数よりも大きい核（破線）の陽子の運動量分布の変化を表している。中性子数が陽子数よりも大きくなると、SRC ペアを形成する陽子の割合が大きくなるため、運動量分布の高運動量成分の尾の裾野がより大きくなる。以上のようなことから、SRC ペアの形成には N/Z 依存性があると考えられる。

前述の SRC ペアの特徴 4、5 は電子散乱とは異なる反応を用いて示されたが、その具体的な実験について述べる前にテンソル相互作用について述べる。テンソル相互作用とは、2 核子系の相互作用

$$V(1, 2) = 2^{S+1}V_c(r) + S_{12}V_T(r) + V_{LS}(r)\vec{L} \cdot \vec{S}, \quad (1.0.11)$$

の一つである。この式の第 1 項目は中心相互作用、第 2 項目はテンソル相互作用、第 3 項目は LS 相互作用を表す。このテンソル相互作用を表すテンソル演算子 S_{12} は

$$S_{12} = 3(\sigma_1 \cdot \hat{r})(\sigma_2 \cdot \hat{r}) - \sigma_1 \cdot \sigma_2, \quad (1.0.12)$$

で表される。ここで、 σ_i はパウリのスピン行列、 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ は核子 1 と核子 2 の相対座標であり、 $\hat{r} = \mathbf{r}/r$ である。

このテンソル相互作用を、2 核子系について考えてみる。2 核子系のとることができるスピン・アイソスピンは、 $S = 0, T = 1$ もしくは $S = 1, T = 0$ のどちらかである。 $S = 0, T = 1$ のとき、式 (1.0.12) において $\sigma_1 = -\sigma_2$ を代入すると、

$$S_{12} = -(3/r^2)(\sigma_1 \cdot \mathbf{r})^2 + (\sigma_1)^2 = 0, \quad (1.0.13)$$

となり、テンソル相互作用は働かない。また、 $S = 1, T = 0$ のとき、すなわち重陽子のときには、

$$S_{12}V_T(r) = (3\cos^2\theta - 1)V_T(r), \quad (1.0.14)$$

となる。この θ は、図 1.8 のように陽子と中性子のスピンの向きを z 軸に取った ($\sigma_1 = \sigma_2 = \hat{z}$) ときの 2 核子の相対座標 \mathbf{r} と z 軸のなす角となる。 $V_T(r)$ は負なので、 $\theta = 0$ の時最大の引力となり、 $\theta = \pi/2$ の時最大の斥力となる。以上のことをまとめると、 $S = 0, T = 1$ の 2 核子系にはテンソル相互作用は働かず、 $S = 1, T = 0$ の 2 核子系（重陽子）にのみテンソル相互作用が働く、ということである。

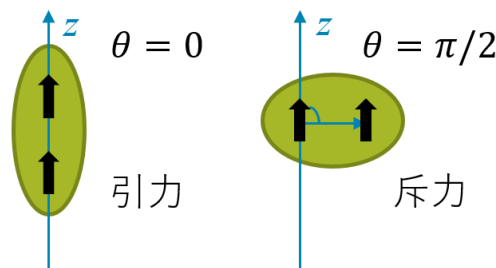


図 1.8: 陽子と中性子が同じスピンの向きをもつ 2 核子系の場合、テンソル相互作用が働く。その大きさと向きは核子スピン σ と 2 核子の相対位置 \mathbf{r} のなす角 θ に依存する。

SRC ペアが核子対はスピン $S = 1$ 、アイソスピン $T = 0$ を持っていて、テンソル相互作用が支配的になっている、という特徴は、寺嶋氏らの実験 [5] で (p, pd) 反応を用いて示された。この先行研究では、安定核である ^{16}O 標的に 92 MeV の陽子ビームを衝突させ、散乱させた (図 1.9)。 ^{16}O は、 $N = Z = 8$ の偶々核であり、基底状態のスピン・パリティは $J^\pi = 0^+$ である。反応に関与する核内の陽子中性子対のスピン・アイソスピンが $S = 1, T = 0$ であった場合、反応で 2 核子系が核から飛び出したことにより $S = 1, T = 0$ のホール状態ができる。そのため、残留核 ^{14}N の終状態は $J^\pi = 1^+, T = 0$

となる (図 1.9a)。一方、陽子中性子対のスピンのアイソスピンが $S = 0, T = 1$ であった場合、残留核 ^{14}N の終状態は $J^\pi = 0^+, T = 1$ となる (図 1.9b)。2 核子系で $S = 1, T = 0$ の時にのみテンソル相互作用が働くということから、残留核 ^{14}N の終状態を特定できれば陽子中性子対におけるテンソル相互作用の影響を評価することができる。この実験で観測された ^{14}N のエネルギースペクトルを図 1.10 に示す [5]。この図から、基底状態及び 3.95 MeV 第 2 励起状態ははっきりとしたピークになっており、2.31 MeV 第 1 励起状態は非常に小さなピークであることがわかる。 ^{14}N の準位図 (図 1.11) から、 ^{14}N の基底状態と第 2 励起状態は $J^\pi = 1^+, T = 0$ 、第 1 励起状態は $J^\pi = 0^+, T = 1$ であるので、これらのことは陽子中性子対は $S = 1, T = 0$ の状態が支配的であることを示している。また、同じ論文でこの陽子中性子対が SRC ペアであることが示されたため、SRC ペアはテンソル相互作用が支配的であることが実験的に示された。

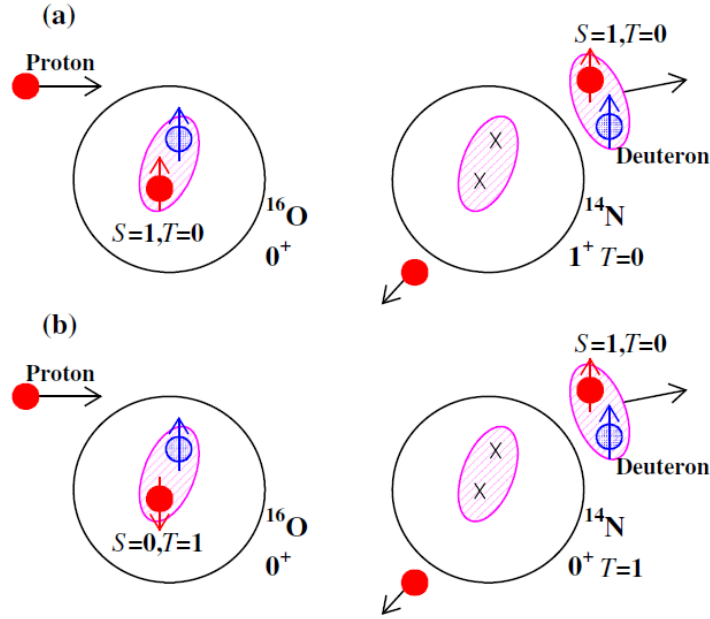


図 1.9: 安定核 ^{16}O を用いた (p, pd) 反応 [5]。(a) ^{16}O 中の陽子中性子対のスピンのアイソスピンが $S = 1, T = 0$ である場合 (b) ^{16}O 中の陽子中性子対のスピンのアイソスピンが $S = 0, T = 1$ である場合

上記の先行研究のように、これまで SRC ペア探索は主に安定核について行われてきたが、我々は不安定核を用いて SRC ペア探索実験を行うことを計画しているが、不安定で実験を行うモチベーションは、主に 2 つある。一つ目が SRC ペアの N/Z 依存性の定量的な評価である。電子散乱の結果から議論されている N/Z 依存性の先行研究結果は、 N/Z が大きい ^{208}Pb のデータに大きく依存している。さらに、図 1.7 の直線はあくまで傾き 1 の直線 (赤) と 1.0 で一定 (青) の直線を表しているだけであり、データからフィッティングした物ではない。そのため、SRC ペアを形成する陽子の割合は増加しており中性子の割合は一定であるという説明はあくまで定性的な評価であり、定量的にはどのような N/Z 依存性があるのかはまだ分かっていない。SRC ペアの N/Z 依存性を定量的に議論するためには、 ^{208}Pb よりも大きい N/Z を持つ原子核について探索を行うことが望ましい。SRC ペア探索実験に電子散乱を用いる場合、電子のみで構成された物質を作ることができず電子を標的にする事ができないため、標的には原子核を用いなければならない。さらに、標的の条件として、使用する原子核は長時間安定していることが求められる。そのため電子散乱では安定核のみを標的とすることができるが、安定核では $^{208}_{82}\text{Pb}$ の $N/Z = 1.54$ 程度が限界である。従って、これより大きい N/Z の原子核に SRC ペア探索実験を行おうとした場合、安定核では行うことができず、不安定核を用いて実験を行わなければならない。

モチベーションの二つ目は、不安定核における陽子と中性子のフェルミ面の違いが SRC ペアにどのような影響を及ぼすのか、という興味である。この章の冒頭で中性子数と陽子数が等しい $N = Z = A/2$ 場合のフェルミガス模型について述べたが、陽子数と中性子数が異なっている場合 ($Z \neq N$) にはフェルミ運動量等は陽子と中性子で異なる値になる。まず、陽

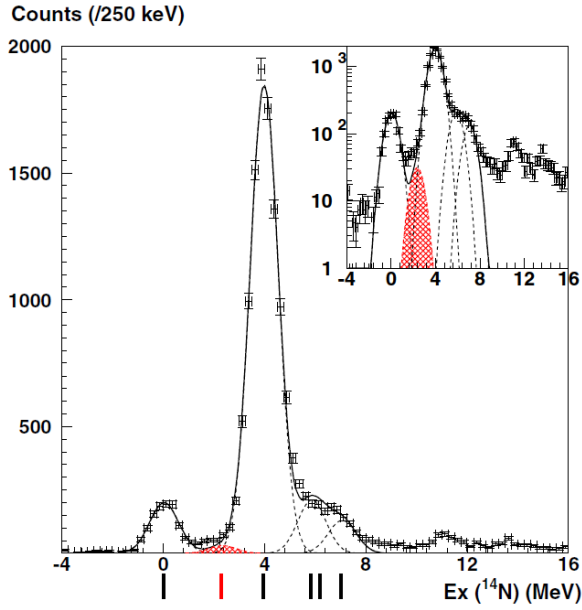


図 1.10: $\theta_d = 8.6^\circ / \theta_p = 138.4^\circ$ のときの $^{16}\text{O}(p, pd)^{14}\text{N}$ の励起エネルギースペクトル。実線のフィッティングは全スペクトルについてフィッティングしたもので、破線のフィッティングはそれぞれの励起状態のピークについてフィッティングしたもの。図下側の縦線は ^{14}N の基底状態及び励起状態を表す [5]。

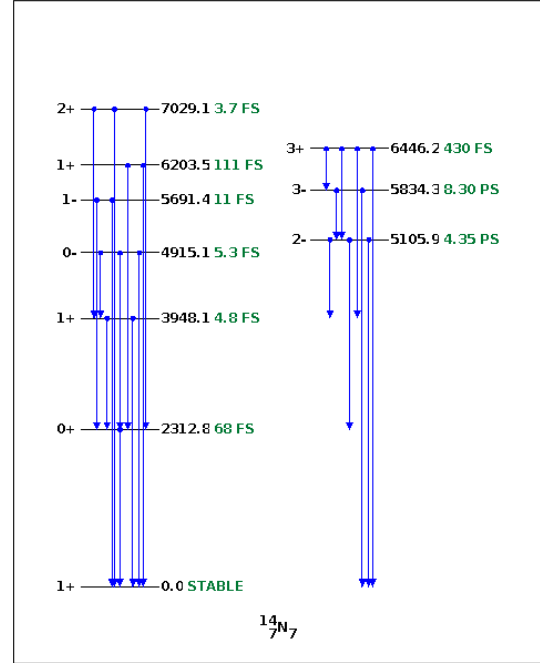


図 1.11: ^{14}N の準位図。準位線右の黒字は励起エネルギー [keV] を表し、緑字は半減期 $T_{1/2}$ を表す。下向き青矢印はガンマ崩壊の遷移を表す。左側の数字は全スピンとパリティ J^π を表す [6]。

子のフェルミ運動量について考える。陽子のフェルミ運動量を P_F^p と表すとすると、

$$P_F^p = \hbar \left(3\pi^2 \frac{Z}{V} \right)^{1/3}, \quad (1.0.15)$$

となる。これを $Z = N$ の原子核でのフェルミ運動量 $P_F^{Z=N}$ で表すと、

$$P_F^p = P_F^{Z=N} \left(\frac{2Z}{A} \right)^{1/3}, \quad (1.0.16)$$

となる。さらに、陽子数 Z について

$$Z = \frac{Z+N}{2} - \frac{N-Z}{2} \quad (1.0.17)$$

$$= \frac{A}{2} \left(1 - \frac{N-Z}{A} \right) \quad (1.0.18)$$

$$= \frac{A}{2} (1 - \delta) \quad \left(\delta \equiv \frac{N-Z}{A} \right), \quad (1.0.19)$$

が成り立つので、陽子のフェルミ運動量 P_F^p は

$$P_F^p = P_F^{Z=N} (1 - \delta)^{1/3}, \quad (1.0.20)$$

と表される。中性子についても同様に計算すると、

$$P_F^n = P_F^{Z=N} (1 + \delta)^{1/3}, \quad (1.0.21)$$

となる。この2式は、 $Z \neq N$ 原子核のフェルミ運動量が $Z = N$ 原子核からどのように変化するかを表している。中性子過剰度 $\delta = N - Z/A$ が大きくなると、陽子のフェルミ運動量の小さくなる一方、中性子のフェルミ運動量は大きくなる。この変化を安定核と不安定核について比べる。安定核として、 ^{208}Pb を考えると、 $Z = 82, N = 126$ なので、

$$1 - \delta \approx 0.79, \quad (1.0.22)$$

$$1 + \delta \approx 1.21. \quad (1.0.23)$$

となる。これに対し、不安定核として ^{22}C を考えると、 $Z = 6, N = 16$ なので、

$$1 - \delta \approx 0.55, \quad (1.0.24)$$

$$1 + \delta \approx 1.45. \quad (1.0.25)$$

となる。したがって、陽子・中性子それぞれのフェルミ運動量の比は

$$\frac{P_F^p(^{208}\text{Pb})}{P_F^n(^{208}\text{Pb})} \approx 0.65, \quad (1.0.26)$$

$$\frac{P_F^p(^{22}\text{C})}{P_F^n(^{22}\text{C})} = 0.375. \quad (1.0.27)$$

であり、不安定核である ^{22}C は安定核 ^{208}Pb に比べて大きく陽子と中性子のフェルミ運動量が異なっていることがわかる。このように、安定核では陽子と中性子のフェルミエネルギーが大きく異なっている。このことが SRC ペアに対してどのような影響を及ぼしているのか、SRC ペアは不安定核では変化しているのか、ということ調べることも不安定核で SRC ペア探索を行うモチベーションとなっている。

以上のようなモチベーションから、我々は寺嶋氏らの行った (p, pd) 反応を逆運動学条件下で不安定核に適用した実験を計画している。この反応を用いる理由は、不安定核は短時間のうちに崩壊してしまい、標的として使用する事ができないため、安定核と同様の実験手法を用いることはできないためである。順運動学条件下の (p, pd) 反応は残留核を反応の傍観者とみなすと、 $p + d$ の準弾性散乱と考えることができる。 $p + d$ 散乱は重心系の散乱角度 $\theta_{\text{c.m.}}$ の小さい前方散乱と、 $\theta_{\text{c.m.}}$ の大きい後方散乱に大別できる (図 1.12)。前方散乱は陽子ビームによって標的核中の陽子中性子ペアがはじき出される準弾性散乱になっている。これは単なる準弾性散乱であるため、標的核中に SRC ペアがあるということを示しているわけではない。これに対し後方散乱は、SRC ペアが関与してくる。標的核中に SRC ペアがあった場合、SRC ペアの中性は高運動量になっており、その運動量が陽子ビームの運動量と一致した場合、入射陽子と標的核中の高運動量中性子は新しいペアを作り、重陽子として放出される、と捉えることもできる (図 1.13)。そして、SRC ペアを形成している陽子は中性子と逆向きの大きな運動量を持っているため、重陽子とは反対の方向に放出される。この時、重陽子は入射陽子の進行方向、つまり実験室系で小さい散乱角で散乱され、陽子は入射陽子の進行方向とは逆向き、つまり実験室系で大きな角度で散乱される。この後方散乱した陽子・重陽子を検出できれば SRC ペアが存在していると言うことができる。

寺嶋氏らの実験では、 (p, pd) 反応による三重微分断面積 $d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_d dT_d$ を導出し DWIA (Distorted Wave Impulse Approximation) 計算により解析を行っている。DWIA (Distorted Wave Impulse Approximation) 計算を用いると、 (p, pd) 反応の三重微分断面積は、

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_d dT_d} = S_d F_k \frac{d\sigma}{d\Omega_{p+d}} |T|^2, \quad (1.0.28)$$

と表される。ここで、 F_k はキネマティックファクター、 S_d は原子核内の重陽子のスペクトロスコピックファクター、 $|T|^2$ は遷移行列である。SRC ペアが存在する場合、後方散乱での三重微分断面積は増加する。実際、先行研究では図 1.13 のようにして起こった後方散乱を測定し、後方散乱の微分断面積が増加したことから SRC ペアが ^{16}O 中に存在していることを示した。

(p, pd) 反応では電子散乱と異なり、逆運動学を適用することで不安定核の SRC 探索が可能となる。この場合には陽子を標的としビームに不安定核を用いる。逆運動学の場合でも、重心系で見れば順運動学と変わらないため、順運動学と同様に後方散乱を用いて SRC ペアの探索を行うことができる。

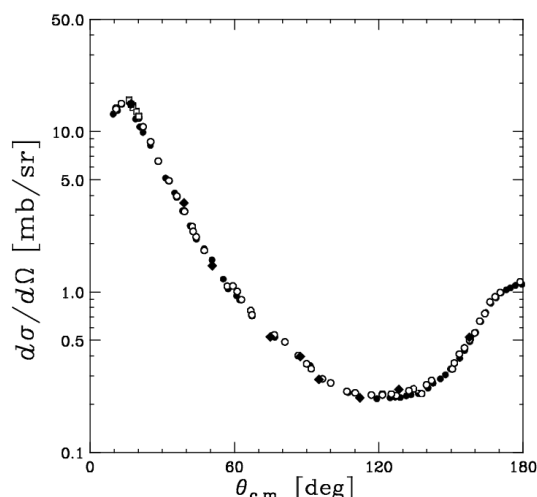


図 1.12: ビームエネルギー 135 MeV/A による $p + d \rightarrow p + d$ 散乱の微分断面積。白丸・白四角・黒丸は理化学研究所で行われた実験による散乱断面積、黒菱形は大阪大学核物理研究センターで行われた実験による散乱断面積である [7]。

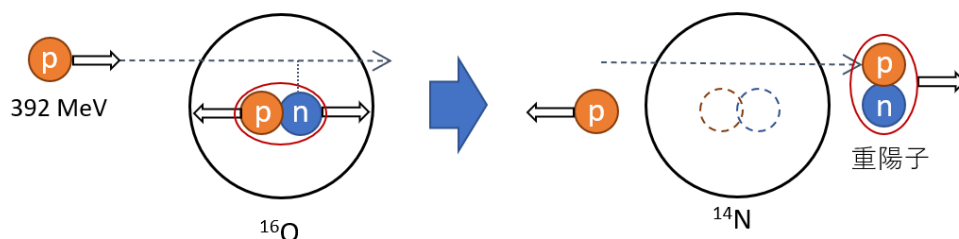


図 1.13: 寺嶋氏らの行った $^{16}\text{O}(p, pd)^{14}\text{N}$ 反応後散乱の模式図

さらに、我々は後方散乱の測定だけでなく前方散乱の測定も目指す。順運動学の場合、後方散乱と前方散乱の両方を同時に測定することは難しい。順運動学の場合、前方散乱は $p + d$ 反応と同じような準弾性散乱とみなせるため、陽子の実験系での散乱角 $\theta_{p,\text{lab}}$ は $-180^\circ \leq \theta_{p,\text{lab}} \leq 180^\circ$ を取り、重陽子の実験系での散乱角 $\theta_{d,\text{lab}}$ は $-90^\circ \leq \theta_{d,\text{lab}} \leq 90^\circ$ を取る。これに対し、後方散乱では陽子は実験系で 180° に近い散乱角をとり、重陽子は 0° に近い散乱角を取る。そのため順運動学では、前方散乱と後方散乱を同時に取るように検出器を設置することが難しい。一方、逆運動学では、原子核をビームとするため、前方散乱・後方散乱共に陽子と重陽子の両方が 90° より小さい散乱角で散乱される。このことによって後方散乱と前方散乱の両方を同時に測定することができる。我々が行う実験では、 (p, pd) 反応の逆運動学を用いることで後方散乱と前方散乱の同時測定を目指す。

本研究では、不安定核ビームによる (p, pd) 反応の逆運動学を用いた SRC ペア探索において前方散乱をする反跳陽子検出器の開発を行った。第 2 章では、荷電粒子検出器としてよく使われているドリフトチェンバー及びシンチレーション検出器の原理について述べる。第 3 章では、我々が計画している逆運動学を用いた $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応の実験概要とそのセットアップについて述べる。第 4 章では、私が開発を行ったプロトタイプ検出器の概要とエネルギー分解能評価のために行ったテスト実験について述べる。第 5 章では、テスト実験で得られたデータの解析とそれについて議論する。最後に第 6 章で、本研究のまとめと今後の展望について述べる。

第2章

シンチレータと光検出器

この章では荷電粒子検出器としてよく使われているシンチレーション検出器の原理について述べる。

2.1 シンチレーション検出器

特定の物質中で発生するシンチレーション (scintillation) 光を用いて粒子を検出する検出器をシンチレーション検出器と言う。1903年にWilliam Crookesによって初めて用いられたが、当時は発生したシンチレーション光を顕微鏡を用いて肉眼で判別するという方法が取られていた。判別すること自体は可能であったが、使用するのに手間が掛かったため、あまり普及しなかった。その後、1944年にCurranとBakerが、肉眼から光を電気信号に変換・増幅する光電子増倍管に置き換えた事によって広く普及することになった。現在でもシンチレータ+光検出器という方法で使用されている。以下では、シンチレータのうち本研究で用いるプラスチックシンチレータについて述べる。また、シンチレーション検出器で最もよく使われている光電子増倍管(PMT)、本研究で用いるMPPCとその原理のフォトダイオード(PD)及びAPDについても述べる。

2.1.1 プラスチックシンチレータ

プラスチックシンチレータを含むシンチレータは、分子のエネルギー準位間での遷移によって発光する。粒子がシンチレータ内部を運動するとき、エネルギーの一部を使って、シンチレータを構成している分子の電子を励起させる。発光量 I を発光の減衰時間を τ として励起後の時刻 t で表すと、

$$I = I_0 e^{-t/\tau}, \quad (2.1.1)$$

となる。プラスチックシンチレータの場合、この τ が非常に小さく、素早く発光することが特徴になっている。

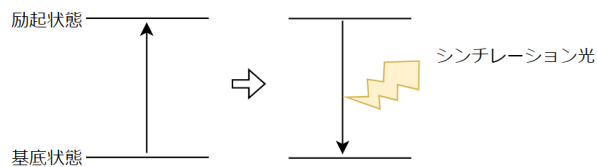


図 2.1: シンチレータの発光原理

シンチレータでエネルギーを測定する場合、エネルギーと発光量の関係が重要となる。高速な電子で励起された場合、単位飛程あたりに放出される蛍光エネルギー dL/dx と荷電粒子のエネルギー損失 dE/dx の関係はシンチレーション効率 S を用いて、

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx}, \quad (2.1.2)$$

で書かれる。なお重イオンを入射した場合にはクエンチングがあり、このような単純な比例関係にはない。比例する場合、光出力は $L = SE$ で書かれ入射粒子のエネルギー E に比例しているため、シンチレーション光の発光量を用いてエネルギー量を評価することができる。

実際のシンチレータの場合、放射線によるシンチレーション光はそのままの発光量を光検出器で検出することはできない。図 2.2 のようにシンチレータ中で発光した場合、位置 x での発光量は光検出器にたどり着くまでに指数関数的に減少する。位置 x における減衰前の発光量を Q_0 とすると、図の左端の光量 Q_L と右端の光量 Q_R は、

$$Q_L = Q_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right), \quad (2.1.3)$$

$$Q_R = Q_0 \exp\left(-\frac{l-x}{\lambda}\right), \quad (2.1.4)$$

で表される。ここで λ は減衰長と呼ばれる量でシンチレータに固有の値である。これら 2 式より

$$Q_0 = \sqrt{Q_L Q_R} \exp\left(\frac{l}{2\lambda}\right), \quad (2.1.5)$$

のように減衰前の発光量 Q_0 を Q_L と Q_R の相乗平均で求めることができる。

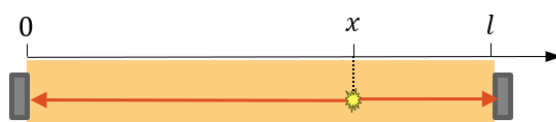


図 2.2: シンチレータ (黄色い長方形) の左端を原点として、長さ l のシンチレータ中の位置 x に放射線が当たり、シンチレーション光が発生した場合。灰色の長方形は光検出器を表す。

2.1.2 光電子増倍管 (PMT)

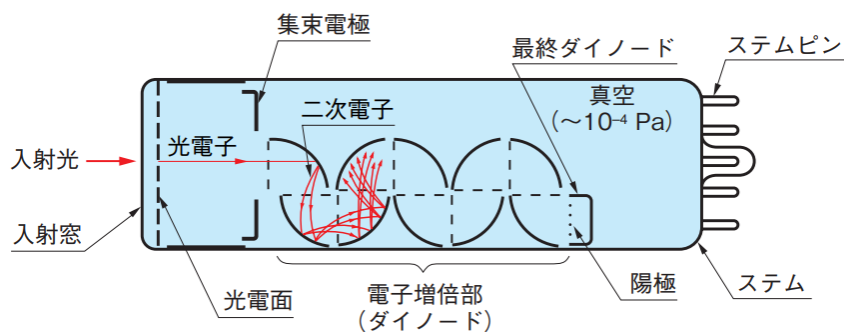
光電子増倍管 (Photomultiplier Tube:PMT) はシンチレータで発生したシンチレーション光を電気信号に変換・増幅する装置である。図 2.3 は PMT の内部構造を表した図である。PMT に入射した光は以下の過程で電気信号に変換・増幅される。

1. 入射窓を通して入射光が PMT の内部へと進入する。
2. 進入した光は光電面の電子を励起し、光電子を放出させる。
3. 光電子は集束電極で加速および集束され、電子増倍部の 1 つ目のダイノードに衝突する。
4. 衝突されたダイノードは 2 次電子を複数個放出し、電子の増幅を行う。
5. 2 次電子は再びダイノードに衝突し、3 次電子を放出する。
6. これを繰り返し、最終的に $10^6 \sim 10^7$ 倍になり陽極によって取り出される。

この高い増幅率により、PMT を用いることで非常に微弱な光を検出することが可能であるが、動作電圧が 1 kV 付近と高く、後述する MPPC に比べて比較的大型で磁場の影響を受けるなどの欠点も存在している。

2.1.3 フォトダイオード (PD)

フォトダイオード (PD) は半導体素子を用いて作られる光検出器である。光電子増倍管同様、装置内に光子が進入すると電気信号に変換する機能もっているが、PD は N 型半導体と P 型半導体を接合した半導体検出器である。半導体の性質から、N 型半導体を P 型半導体の接合部には空乏層が形成される。この時、空乏層には N 層側から P 層側に向かって内蔵電場が発生する。空乏層が存在する事で光検出器として使用することができるが、単に PN 接合をただけでは空乏層は非



THBV4_0201JA

図 2.3: PMT の内部構造 [10]

常狭いため実用的ではない。実際に用いる際には、PD に逆バイアスの電圧を印加することによって空乏層を広げ、感度を向上させる。

PD にバンドギャップエネルギー以上のエネルギーを持った光子が入射した場合、価電子帯に存在していた電子 (光電子) は伝導帯へ励起され、もとの価電子帯に正孔が残される。励起された電子は電場によって N 層へと移動し、価電子帯に残された正孔は電場によって P 層へと移動する。電子及び正孔が片側に偏るために、P 層は正に帯電し、N 層は負に帯電する。ここに外部回路を接続する事で、光が PD に入射したことによる電流が流れることになる。発生する電子-正孔対は入射した光子数に比例するため、流れる電流も入射光子数に比例する。したがって、この電流値を測定することによって入射した光子数を測定することができる。PMT と異なり、PD には増幅機構が存在しないため、入射する光子数が少ないとノイズに対して弱いという欠点がある。

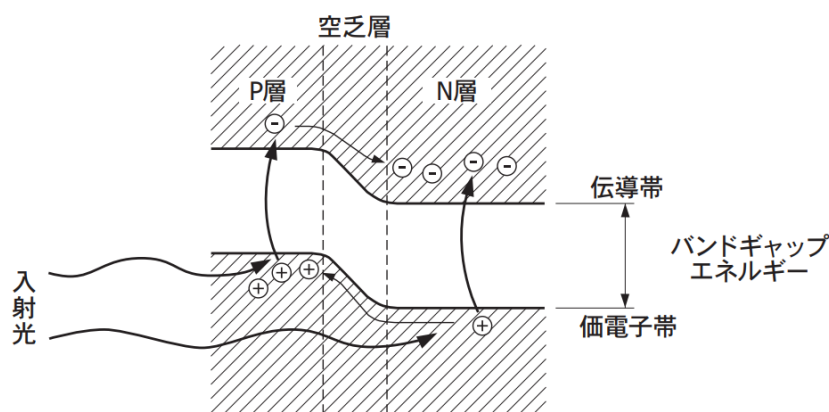


図 2.4: フォトダイオードの PN 接合 [11]

2.1.4 APD

APD(アバランシェフォトダイオード) は、所定の逆バイアス電圧を印加することによって光電子が増幅される PD である。APD での光電子の発生機構は PD と同様だが、PD と異なる点は APD には増幅機構が存在しているということである。図 2.5 は APD の構造を表している。光電子が増幅される層をアバランシェ層と呼ぶ。光子が入射し空乏層内部で発生した電子-正孔対は、電場によって電子は N⁺ 側へ、正孔は P⁺ 側へと移動する。この時、電場によって加速されるが、アバランシェ層は特に強い電場がかかっており、キャリアの移動速度が特に大きくなり得る。この領域では結晶格子との散乱頻度が増すため、衝突を繰り返せばある一定の速度に飽和するようになる。しかし、衝突を免れた場合、キャリアは強い電場によって大きく加速され、非常に強いエネルギーを持つようになる。その状態で結晶格子と衝突すると新たに電子-正孔対

を生成する。この現象はイオン化と呼ばれている。この時に生成された電子-正孔対が新しい電子-正孔対を生成する、というようにイオン化は繰り返し発生する。イオン化が繰り返し発生するこの現象を、アバランシェ増幅という。アバランシェ増幅を利用してキャリアを増幅しているのが APD である。

APD には 2 種類の増幅モードがある。降伏電圧以下で動作させるノーマルモードと、降伏電圧以上で動作させるガイガーモードである。ノーマルモードではシグナルの大きさと入射光量に線型性がある。これに対し、ガイガーモードでは、アバランシェ層でガイガー放電が起こるため、入射光子数にかかわらず素子固有の飽和出力が発生する。1 つの光子から非常に多くの出力が得られることが特長であるが、飽和出力となっているため、シグナルの大きさと入射光量の線型性は失われている。通常 APD を単体で用いる際にはノーマルモードで動作させる。ガイガーモードは後述する MPPC というデバイスで使用される。

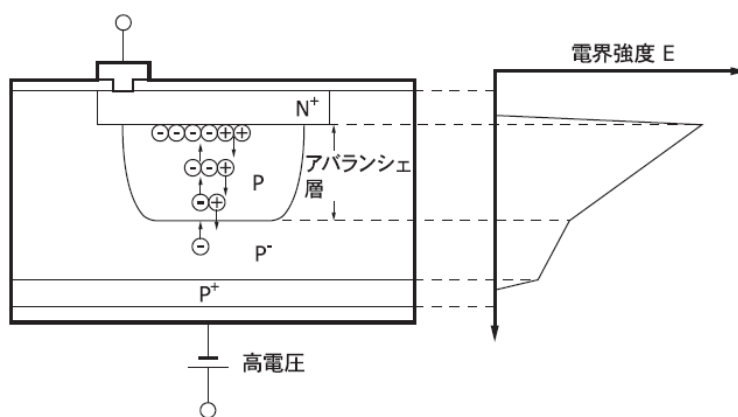


図 2.5: 左：APD の構造の模式図 (近赤外タイプ) 右：それぞれの層における電場強度 [12]

2.1.5 MPPC

MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) は、クエンチング抵抗を取り付けたガイガーモード APD をマルチピクセル化したデバイスである。PD でも述べたように、ガイガーモードではガイガー放電が起こるが、一度ガイガー放電が起こると素子内部の電場が保たれている間は放電が継続される。次のフォトンを検出するためには放電を止める必要があり、そのためにクエンチング抵抗を取り付ける (図 2.6)。クエンチング抵抗を取り付けると、ガイガー放電による出力電流が流れる際に抵抗部分で電圧降下を起こすため、直列に接続された APD の印加電圧が減少する。それによって、印加電圧が降伏電圧を下回ったと APD がガイガーモードではなくなるため、ガイガー放電は止まることになる。

APD をガイガーモードで使用するため、一つ一つの APD の入射光量に対する出力パルスの線型性は失われている。MPPC では、ガイガーモード APD をマルチピクセル化することにより、一つのピクセルが検出したら 1 つの光子が APD ピクセルに入射したとみなすことでフォトンカウンティングを行っている。複数のピクセルで同時に検出された場合、出力されるパルスの高さが変わり、そこから光量を求めることができる。あくまで一つのピクセルが検出したら一つの光子が入射したとみなしているため、一つのピクセルに同時に複数個の光子が入射したとしても、一つの光子が入射したとみなされてしまい、数え落としが発生してしまう。そのため、MPPC に入射する光子数から適切なピクセル数を持つ MPPC を選択する必要がある。

MPPC の大きな特長として、PMT に比べて小型であり、磁場の影響を受けないということがあげられる。本研究で開発している検出器は、将来的には磁場の影響のある非常に狭いスペースに設置することになる。そのため、シンチレーション光を検出する光検出器として MPPC を採用した。

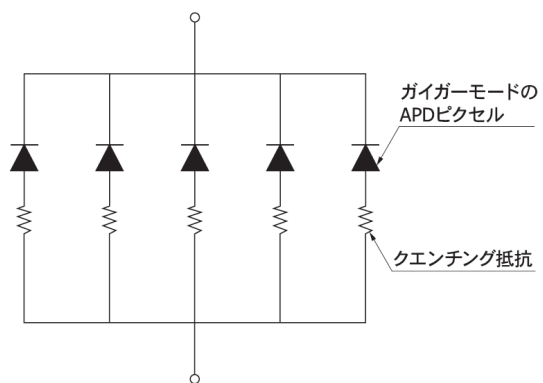


図 2.6: MPPC の等価回路 [12]

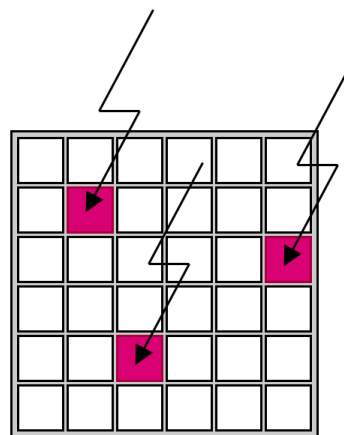


図 2.7: MPPC によるフォトンカウンティングのイメージ。
赤色が光子が入射したガイガーモード APD1 ピクセル

第3章

実験概要及びセットアップ

3.1 実験概要

我々は理化学研究所 RIBF で $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応の逆運動学を用いた SRC 探索実験を計画している。その目的は不安定核である ^{10}Be の SRC 探索である。そのために、陽子・重陽子の散乱角と重陽子のエネルギーから三重微分断面積 (式 (1.0.28)) の導出を行う。さらに、SRC とテンソル相互作用の関係の調査のために残留核 ^8Li の終状態を特定する。終状態の特定は、 ^8Li から発せられるガンマ線のエネルギースペクトルを測定することで行う。

三重微分断面積を求めるためには陽子・重陽子の散乱角 (立体角) と、重陽子のエネルギーが必要になる。SRC が関与する後方散乱は、 (p, pd) 反応の逆運動学では散乱陽子・散乱重陽子共に前方の小さい角に散乱される。 ^{10}Be ビームのエネルギーが 230 MeV/u の時に重心系 160° の場合、反応後の陽子・重陽子のエネルギーと散乱角 θ の関係は図 3.1 のようになる。陽子は $1^\circ < \theta_p < 7^\circ$ 、230 MeV $< E_p < 600$ MeV で散乱され、重陽子は $5^\circ < \theta_d < 9^\circ$ 、55 MeV $< E_d < 120$ MeV で散乱される。重心系 30° の前方散乱の場合、図 3.2 のように陽子は $30^\circ < \theta_p < 65^\circ$ 、60 MeV $< E_p < 80$ MeV で散乱さ

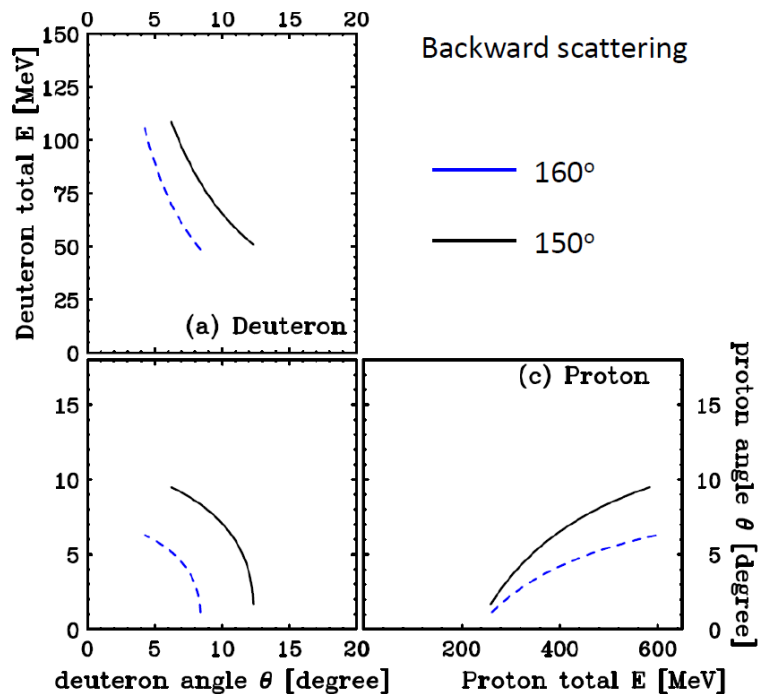


図 3.1: $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ の逆運動学において、ビームエネルギー 230 MeV/u、重心系 150° 、 160° (後方散乱) の (a) 陽子と (b) 重陽子のエネルギーと散乱角の関係。左上図は横軸は重陽子の実験室系での散乱角、縦軸は重陽子の全運動エネルギーを表す。右下図は横軸は陽子の全運動エネルギー、縦軸は陽子の実験室系での散乱角を表す。左下図は横軸に重陽子の散乱角、縦軸に陽子の散乱角を取った陽子と重陽子の散乱角の関係性を表している。

れ、重陽子は $0^\circ < \theta_d < 30^\circ$ 、 $350 \text{ MeV} < E_p < 400 \text{ MeV}$ で散乱される。いくつかの物理量測定には既存の検出器を利用

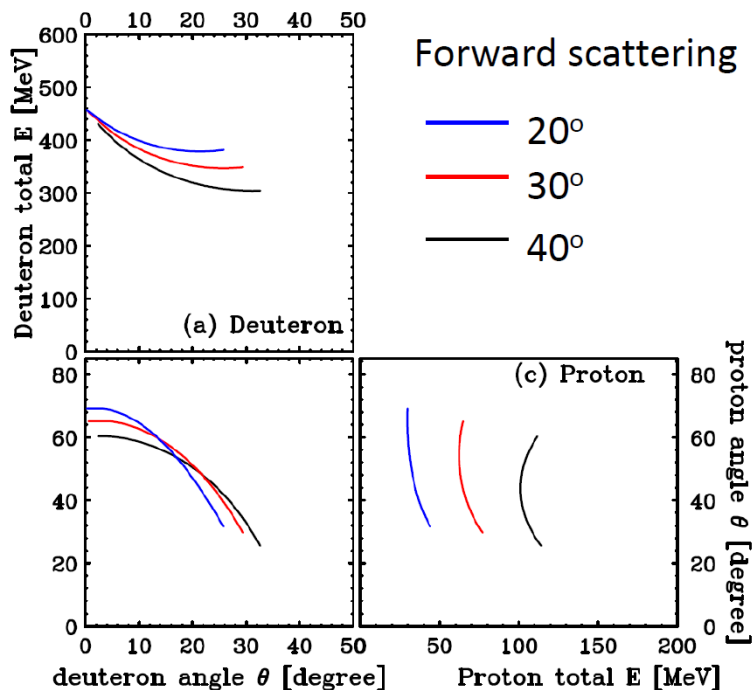


図 3.2: $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ の逆運動学においてビームエネルギー 230 MeV/u、重心系 20° 、 30° 、 40° (前方散乱) の (a) 陽子と (b) 重陽子のエネルギーと散乱角の関係。左上図は横軸は重陽子の実験室系での散乱角、縦軸は重陽子の全運動エネルギーを表す。右下図は横軸は陽子の全運動エネルギー、縦軸は陽子の実験室系での散乱角を表す。左下図は横軸に重陽子の散乱角、縦軸に陽子の散乱角を取った陽子と重陽子の散乱角の関係性を表している。

する事ができるが、一部の量の測定には新しい検出器の開発を行う必要がある。本研究で開発を行ったのは、前方散乱の陽子を検出する検出器のプロトタイプである。

3.2 実験セットアップ

実験は理化学研究所仁科加速器科学研究センターにある RI ビームファクトリー (RIBF)SAMURAI エリアで行われる。SAMURAI とは Superconducting Analyzer for Multi-particles from Radioisotope beams の略で、反応後に放出される荷電粒子、中性子、ガンマ線の同時検出に用いられる超電導双極磁石スペクトロメータである。図 3.3 に示すように、図の左上から RI ビームが入射し標的と衝突する。反応によってできたものは、SAMURAI スペクトロメータに進入する。SAMURAI 内部は超電導コイルによって作られる磁場がかかっているため、この磁場によって荷電粒子は曲げられ、中性粒子は直進する。曲がり方は粒子によって異なるため、曲がった先に適切な検出器を配置すればそれぞれの粒子を検出できる、という仕組みである。

SRC ペア探索実験は 230 MeV/u、150 MeV/u、100 MeV/u の 3 通りのビームエネルギーについて行う。ここでは 230 MeV/u の時のセットアップについて取り上げる (図 3.4)。 ^{10}Be ビームを液体水素標的に入射させる。反応で放出される残留核 ^8Li からのガンマ線は標的の周囲に設置されたガンマ線検出器 CATANA+ で検出する。後方散乱陽子と前方散乱重陽子は、標的から出た後 SAMURAI スペクトロメータによって軌道を曲げられ、それぞれ FDC2・HODF、PDC1/2・HODP で検出する。前方散乱陽子は、CATANA+ の内側に設置するプラスチックシンチレータアレイと CATANA+ で検出する。後方散乱重陽子は真空チェンバー内に設置する Si-CsI 検出器で検出する。これらの検出器のうち、新しく開発する必要があるのがプラスチックシンチレータアレイと Si-CsI 検出器である。

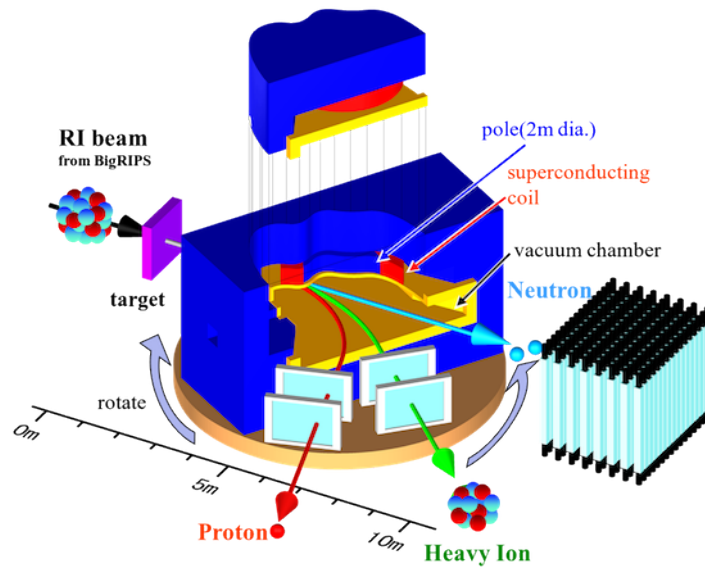


図 3.3: SAMURAI スペクトロメータ概念図 [15]

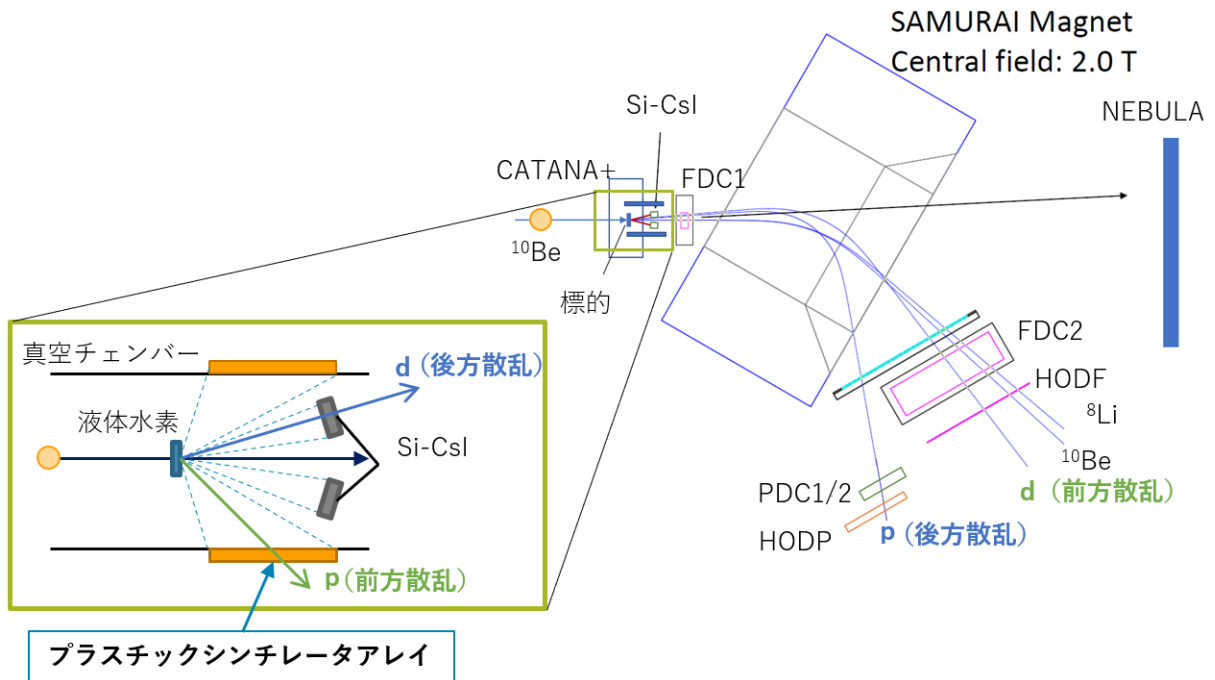


図 3.4: ビームエネルギー 230 MeV/u の時の粒子飛跡のシミュレーション。

3.3 プラスチックシンチレータアレイ概要

プラスチックシンチレータアレイは前方散乱した散乱角 $37.5^{\circ} \sim 70^{\circ}$ の陽子の ΔE - E 法による粒子識別のために、陽子のエネルギー損失 ΔE を測定する。全運動エネルギー E はプラスチックシンチレータの外側に設置された CATANA+ で測定を行う。シンチレータは、図 3.5 のように、図 3.512 本のシンチレータで、標的が設置されている真空チェンバーを囲うように正二十角形状に設置する。一本のシンチレータには、複数の MPPC をビーム上流・下流側の面に取り付け、シンチレーション光を捉える。シンチレータアレイに用いる要素で、現在計画しているのは表 3.1 の通りである。

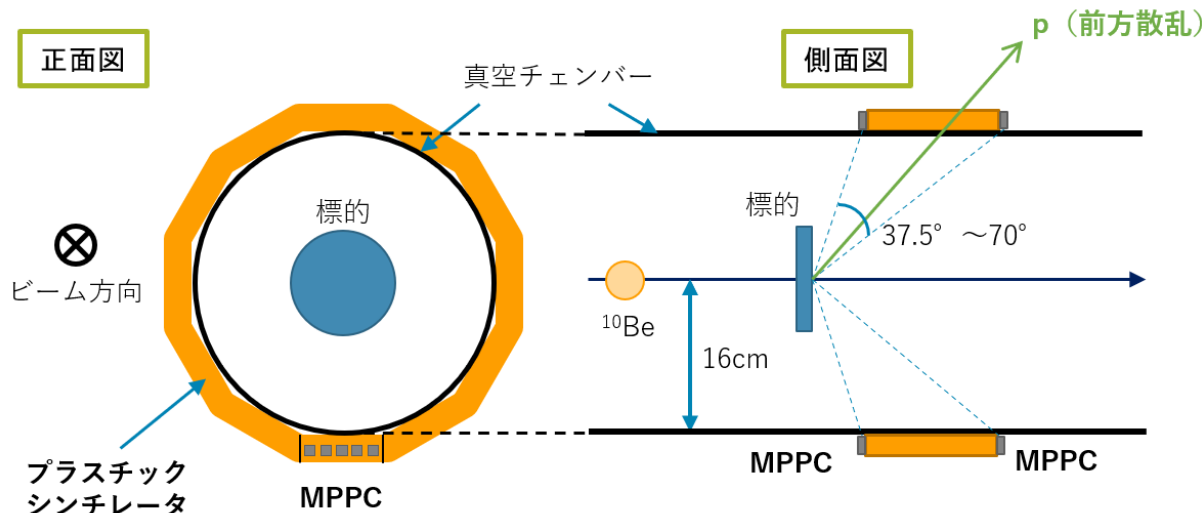


図 3.5: プラスチックシンチレータアレイ概略図

品目	型番	素材	サイズ
シンチレータ	EJ-200	プラスチック	51 mm × 150 mm × 10 mm
MPPC	S13360-6075CS	-	受光面: 6 mm × 6 mm
反射シート	-	アルミナイズトマイラー	-
遮光シート	-	黒ビニルシート	-

表 3.1: プラスチックシンチレータアレイ構成要素

3.4 要求性能

陽子を識別するためには、 ΔE - E 法による粒子識別図における陽子のピークが重陽子と分離できなければならない。そのために必要となる検出器のエネルギー分解能を見積もった。実際の実験では、標的から放出された陽子は真空チェンバーを通り抜ける。この真空チェンバーは厚さ 3 mm ほどのアルミニウムできており、陽子が通過する際にある程度のエネルギー損失が見込まれる。しかし、ここでは単純化のために真空チェンバーによる影響を考えない。さらに、粒子はある角度を持ってシンチレータに入射するが、これも単純化のためにシンチレータに対して垂直に入射してエネルギー損失が発生すると仮定する。これらを仮定して、LISE++[16] でエネルギー損失を計算したものが図 3.6 である。陽子は、およそ 30 MeV から 150 MeV の運動エネルギーに対するエネルギー損失を計算し、重陽子は 45 MeV から 300 MeV の運動エネルギーに対するエネルギー損失を計算した。この図から、 ΔE の測定で分解能が最も重要となるのはエネルギー損失の小さい領域であり、その間隔はおよそ 3 MeV である。陽子と重陽子の分布を 5σ 分離をするためには、陽子 (青曲線) の左端はエ

エネルギー損失がおよそ 5 MeV であることから、 $5\sigma + 5\sigma = 3 \text{ MeV}$ より 0.3 MeV の σ が要求される。陽子の ΔE - E 曲線の最も ΔE が小さい点はおよそ 6 MeV であるので、これは 6 MeV に対して要求されるエネルギー分解能である。エネルギー分解能は $\sqrt{\Delta E}$ に比例しているため、1 MeV での σ に換算すると、およそ 0.122 MeV となる。したがって、1 MeV で 0.12 MeV 程度の分解能があれば、 5σ 分離を行うことができることが分かる。そこで本研究では、この目標分解能を達成するようなプロトタイプ検出器の製作をおこない、性能評価を行う。

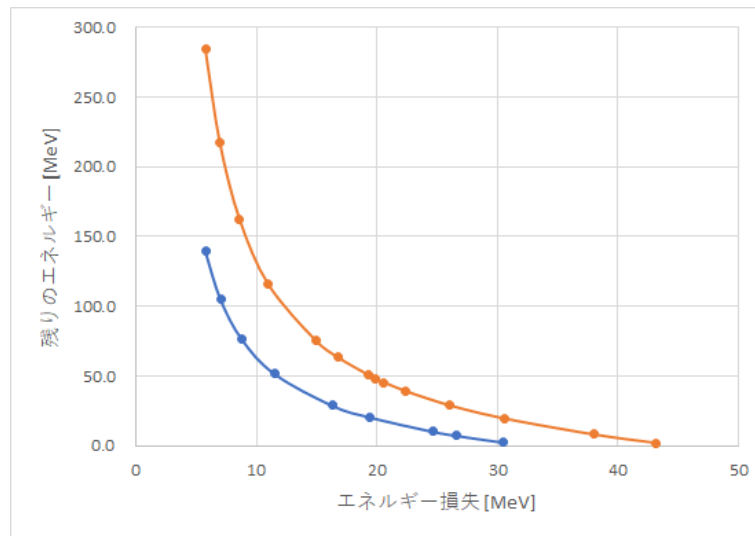


図 3.6: 厚さ 10 mm のプラスチックシンチレータ BC-400 に粒子が垂直に入射するときの ΔE - E 図。青が陽子、オレンジが重陽子を表す。

第 4 章

プロトタイプ検出器の性能評価実験

プラスチックシンチレータアレイのプロトタイプとして、図 4.1 のようなシンチレータの両端に 4 個の MPPC を取り付け
けた検出器を製作した。本章では、プロトタイプ検出器の詳細と、それについて行った性能評価実験について述べる。



図 4.1: プロトタイプ検出器の概念図。黄色直方体はシンチレータを、灰色直方体は MPPC を表す。シンチレータの周りにはアルミナ
イズドマイラーと黒シートで遮光を施している。

4.1 プロトタイプ検出器構成要素

4.1.1 シンチレータ

シンチレータには、ELJEN TECHNOLOGY 社製のプラスチックシンチレータ EJ-200(Bicron 社のプラスチックシン
チレータ BC-400 相当のもの) をアルミナイズドマイラーと黒シートで遮光をした上で使用した。大きさは 51 mm × 150
mm × 10 mm のものを使用した。表 4.1 にシンチレータの特性を示す。

最高放出波長	425 nm
発光効率	10000 フォトン/1 MeV e ⁻
減衰長	380 cm
屈折率	1.58
水素/炭素比	1.10
密度	1.023 g/cm ³

表 4.1: EJ-200 の特性 [17]

4.1.2 MPPC

MPPC には浜松ホトニクス製の S13360-6075CS を使用した。主な仕様は表 4.2 の通りである。この MPPC は表 4.2 や
図 4.3 に示すように 450 nm が最大感度波長になっており、プラスチックシンチレータからの最大蛍光波長 425nm でも十
分大きな検出効率を持っていることから採用した。また、後述するプロトタイプ検出器の性能評価にはガンマ線のコンプト
ンエッジを用いた。用いたガンマ線源は ¹³⁷Cs であり、この線源が放出する 0.6617 MeV のガンマ線によるコンプトンエッ

ジは 0.447 MeV である。表 4.1 より EJ-200 の発光効率は 1 MeV の電子で 10000 フォトンであるため、0.447 MeV の電子ではおよそ 4000 個ほどのフォトンが全方位に放出される。シンチレータにガンマ線が当たり、フォトンがちょうど半分ずつ両端で検出されたと考えると、片側に到達する光子数はおよそ 2000 個である。MPPC を取り付ける 51 mm × 10 mm の面に対し、MPPC の受光面 6 mm × 6 mm の割合はおよそ 0.07 であることから、2000 × 0.07 ~ 140 個ほどの光子が 1 つの MPPC に入ると考えられる。6075CS のピクセル数は 6400 個であることから、この MPPC は十分なピクセル数を持っていると考えている。



図 4.2: 浜松ホトニクス製 S13360-6075CS[18]

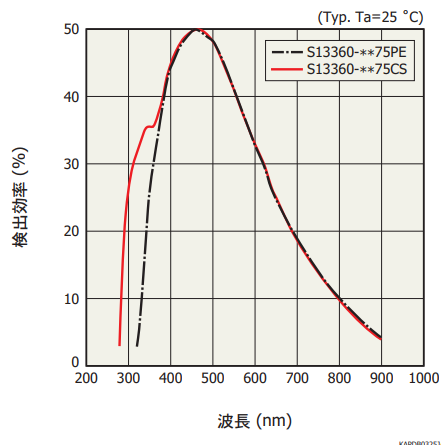


図 4.3: S13360-6075 の検出効率。本研究で使用した 6075CS は赤色の曲線 [19]

受光面サイズ	6 × 6 mm
ピクセルサイズ	75 μm
ピクセル数	6400
感度波長範囲	270 ~ 900 nm
最大感度波長	450 nm

表 4.2: S13360-6075CS の基本的な性能 [18]

4.1.3 MPPC 読み出し回路の製作

まず MPPC に電圧を印加し MPPC からの信号を読み出すための読み出し回路 (図 4.4,4.5) を 10 個作成し、それぞれ 1 ~ 10 の ID を割り振った。この時、シンチレータに取り付ける MPPC の数を変更しやすくするためにユニバーサル基板を切り出しそのうえに 1 つの MPPC などをはんだ付けした。図 4.4 の抵抗及びコンデンサーは、電源電圧の高周波ノイズを除去するためのローパスフィルターを目的として搭載した。また、電源に接続されている抵抗は過電流に対する保護抵抗の役割も担っている。

4.1.4 オプティカルグリス

シンチレーション光が MPPC に到達しても、シンチレータと MPPC の接着面で屈折率の違いから反射や散乱が起こってしまえば意味がない。それを防止するために、シンチレータと MPPC の間にオプティカルグリスを塗り、両者を光学接着した。そのためのオプティカルグリスには ELJEN TECHNOLOGY 社製の EJ-550 を用いた。

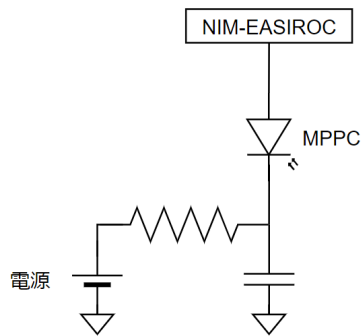


図 4.4: 作成した読み出し回路の回路図。抵抗値は $1\text{ k}\Omega$ 、電気容量は $0.1\text{ }\mu\text{F}$ 。図中の NIM-EASIROC は MPPC からの信号処理モジュールである。

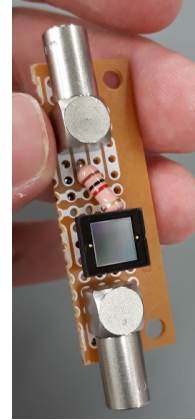


図 4.5: 実際に作成した読み出し回路。コンデンサーは MPPC の下側に隠れているためこの写真には写っていない。上側の LEMO コネクタに電源を接続し、下側に NIM-EASIROC を接続する。

4.2 プロトタイプ検出器の組立

作製した MPPC 回路とプラスチックシンチレータをオプティカルグリスを用いて接着した。その際、オプティカルグリスのみでは固定が不十分であったため、図 4.6 や図 4.7 に示すように、MPPC 回路のユニバーサル基板の穴に絶縁処理がされたワイヤーを通し、このワイヤをシンチレータ側に引っ張りつつテープで固定した。さらに、シンチレータの側面 ($150\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ の面) からその反対の面にかけてビニールテープを貼り、MPPC をシンチレータ側に押し付けるようにしてビニールテープを張り付けた。

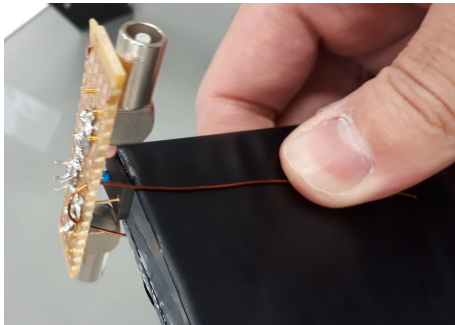


図 4.6: MPPC 読み出し回路のユニバーサル基板の穴にワイヤーを通した状態。このワイヤーを左右両方の端に通し、テープで固定した。

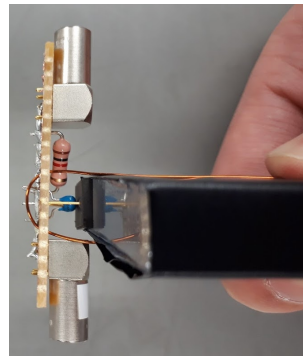


図 4.7: ワイヤーを通した状態を横から見た状態。

4.3 データ収集 (DAQ) システム

MPPC からの信号の処理には NIM-EASIROC モジュールを用いた。NIM-EASIROC モジュールは、ADC や TDC を備えた汎用の MPPC 読み出し用モジュールで、最大 64ch までを同時に測定することができる。本実験に MPPC を用いること、将来理研で行う実験では 100ch を超える多チャンネルを同時に測定する必要があるということから、このモジュールを採用した。

内部回路の概要を図 4.8 に示す。MPPC から EASIROC に入力された信号は、電気容量の異なるコンデンサーによって

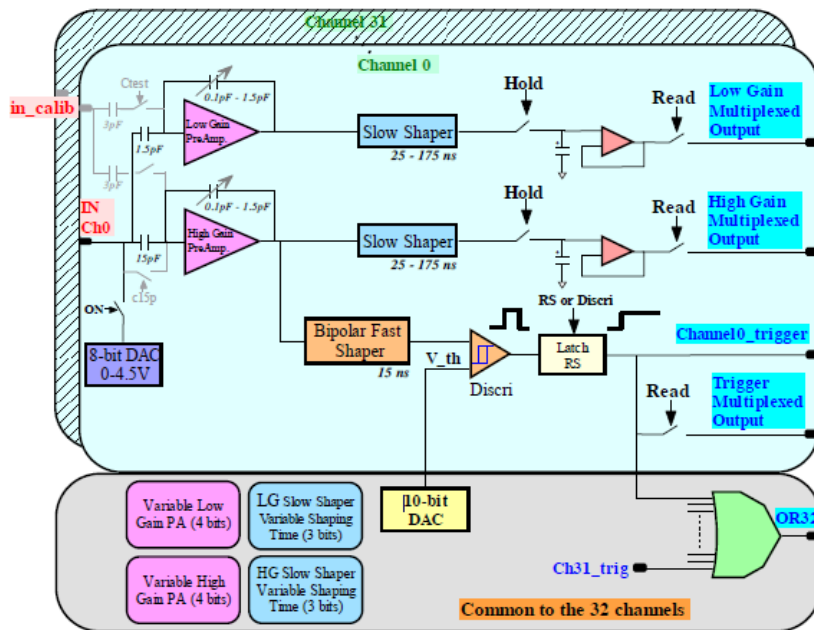


図 4.8: EASIROC の回路図の概略 [21]

High gain と Low gain に 10:1 の割合で分割される。分割された信号は前置増幅器によって増幅され、波形整形器へと送られる。NIM-EASIROC には波形整形器は 2 種類用意されており、それぞれ電荷測定用の Slow Shaper と時間測定用の Fast Shaper である。slow shaper で整形された信号は、ホールドトリガーが入力されたタイミングの電圧が後段のコンデンサに保持される。この保持した電圧をアクセプトトリガーを受けたタイミングで出力し、ADC(Analog to Digital Converter) を用いて読み取りデジタルデータに変換する。本テスト実験では、プロトタイプ検出器のエネルギー分解能評価のために MPPC からの電荷情報を記録する必要があるため、ホールドトリガーとアクセプトトリガーが必要となる。

4.3.1 前置増幅器

放射線検出器の出力信号は、検出器に入射した放射線による電荷 Q に対応したパルスである。そのパルスの波高が小さい場合、そのまま扱うことは実用的ではなく、増幅させる必要がある。従って、検出器とパルス分析処理用回路の間にパルスの増幅を行う回路である前置増幅器を設置する。

前置増幅器には電圧型前置増幅器と電荷型前置増幅器がある。電圧型前置増幅器は、図 4.9 に示す回路で構成され、

$$V_{\max} = \frac{Q}{C}, \quad (4.3.1)$$

のように、その入力端子に印加されたパルスの波高に比例した波高のパルスを持つ出力パルスを出力する。ここで、 Q は前置増幅器に入力されたパルスの電荷量、 C は入力静電容量、 V_{\max} は出力電圧 V_{out} の最大値である。ほとんどの検出器では入力電気容量が一定であるため、電圧型前置増幅器の出力パルスは入射放射線による電荷 Q に比例する。しかし、半導体検出器などでは素子への印加電圧によって電気容量が変化し電荷 Q に対する線型性が崩れてしまうため、電圧型前置増幅器は好ましくない。

入力電気容量が変化する場合に用いられる前置増幅器は電荷型前置増幅器である(図 4.10)。この回路では、オペアンプの利得を $-A$ とした時その出力は、

$$V_{\text{out}} = -A \frac{AQ}{C_d + (A+1)C_f}, \quad (4.3.2)$$

で書かれる。ここで、 C_d は入力静電容量であり、検出器の静電容量や検出器と前置増幅器の間のケーブルなどによって生

じる量である。オペアンプの利得が非常に大きい場合、この式は、

$$V_{\text{out}} \simeq -\frac{Q}{C_f}, \quad (4.3.3)$$

となり、出力パルス V_{out} は C_d に影響されることなる電荷 Q に比例した値になる。NIM-EASIROC は汎用 MPPC 読み出しモジュールであり、内蔵されている前置増幅器は後者の電荷型前置増幅器である。その電気容量 C_f は 0.1 pF から 1.5 pF まで 0.1 pF 間隔で変更する事が可能である。

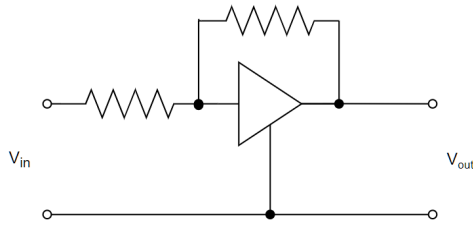


図 4.9: 電圧型前置増幅器の等価回路

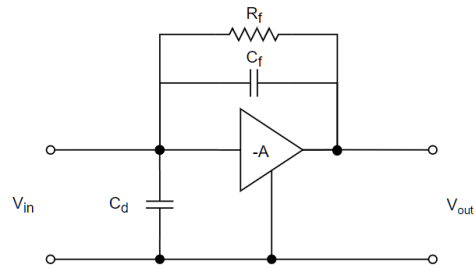


図 4.10: 電荷型前置増幅器の等価回路

4.3.2 ADC

ADC(Analog to Digital Converter) は入力されたアナログ信号のピークを読み取り、デジタルデータに変換する信号処理回路である。理想的な ADC では、アナログ信号を完全な線型性でコードの数値 (チャンネル数) へと変換する。入射放射線による電荷 Q が 0 になる点と ADC の記録するチャンネル数の零点が一致する場合、 Q とチャンネル数 ch の関係は、

$$Q = k \times ch, \quad (4.3.4)$$

で表される。実際には、 Q の零点と ch の零点は一致しておらず、 Q が 0 となる点でのチャンネル数をペDESTAL と呼ぶ。ペDESTAL P を用いて式 (4.3.4) は、

$$Q = k(ch - P), \quad (4.3.5)$$

と書き換えられる。

本テスト実験で用いた NIM-EASIROC モジュールの入力チャンネルのペDESTAL の値を表 4.3 に示した。この値は、NIM-EASIROC に MPPC を接続せず、一定周期の信号をトリガーとして ADC で記録したヒストグラムにガウス関数でフィッティングすることで得た。

NIM-EASIROC のチャンネル	ペDESTAL [ch]
CH0	834.4
CH1	836.9
CH2	844.5
CH3	837.1
CH4	843.4
CH5	839.8
CH6	843.4
CH7	843.5

表 4.3: NIM-EASIROC の各入力チャンネルのペDESTAL

4.3.3 テスト実験用トリガー回路

NIM-EASIROC は単体でトリガー信号を作成することが可能なモジュールであるため、本テスト実験では NIM-EASIROC によって作成されたトリガー信号を用いて実験を行った。図 4.11 が NIM-EASIROC を含めたトリガー回路の概略図である。まず、NIM-EASIROC の CH0～CH63 に入力された信号で一定以上の波高の信号が入力されるとロジック回路で処理が行われる。この処理は

1. 特定の 1 チャンネルに信号が来た場合
2. CH0～CH63 に対する OR 回路
3. CH0～CH31 に対する OR 回路
4. CH32～CH63 に対する OR 回路
5. 上記 3 と 4 の処理をした後にこの 2 つに対しての AND 回路
6. CH0～CH15 に対する OR 回路、CH16～CH31 に対する OR 回路、CH32～CH47 に対する OR 回路、CH48～CH63 に対する OR 回路とこれら 4 つの処理をした後に 4 つに対する AND 回路
7. CH0～CH63 に対する AND 回路
8. CH0～CH31 に対する AND 回路
9. CH32～CH63 に対する AND 回路
10. 上記 8 と 9 の処理をした後にこの 2 つに対しての OR 回路

のいずれかをソフトウェアから選択することで動作する。本テスト実験ではいずれも 2.CH0～CH63 に対する OR 回路で動作させた。また、このロジック回路の OR 回路は、ヒット数に対するスレッシュドを設定できる。これは、一定以上の波高の信号を検知したチャンネルの数が、設定した数より大きい場合のみ OR の処理をして信号を出すというものである。内部で作成されたトリガー信号は、NIM-EASIROC TRIG 端子から出力される。NIM-EASIROC には ADC が内蔵されているため、ADC でデータが処理中であるときには BUSY からビジー信号が出される。ビジー信号とトリガー信号のアンチコインシデンスを取ることによって、ビジー信号が出ていないときのみ、その先へ信号が出力される。この信号をケーブルディレイを用いて 80 ns 遅らせ、Fan In Fan Out モジュール (FIFO) を用いて 2 つに分けた後に、そのうち一つをホールドトリガーとして HOLD へ入力した。もう一つの信号は、ゲートジェネレーターを用いて 2.5 μ s 遅らせた後にアクセプトトリガーとして ACCEPT 端子へと入力した。以上のように、NIM-EASIROC から出力されたトリガー信号を用いて NIM-EASIROC 自身に入力するという手法を取っている。

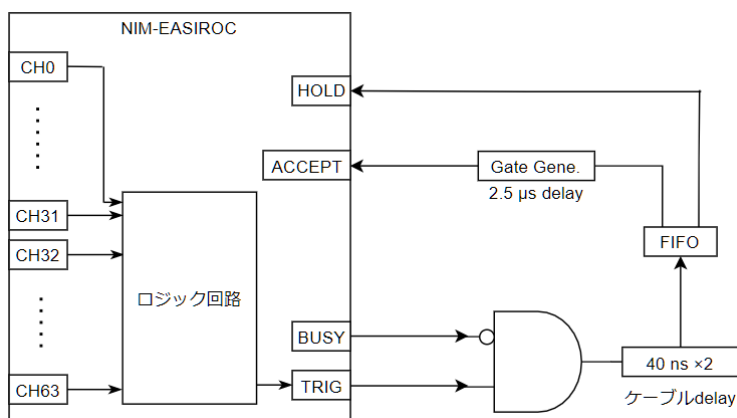


図 4.11: 本テスト実験でのトリガー回路。NIM-EASIROC 内部のロジック回路で生成されたトリガー信号を利用している。

ケーブルディレイ

信号がケーブルを伝播する際、その長さによってケーブルの端から端まで到達する時間が異なる。これを利用し、所定の遅延が発生するように長さを調整したケーブルが入っているモジュールがケーブルディレイである。本テスト実験では、40 ns の遅延起こすケーブルディレイに信号を 2 回通すことによって 80 ns の遅延を発生させた。また、図 4.11 には書かれていないが、一般にケーブルディレイを用いると、遅延と同時に減衰も発生し波形が乱れる。そのため、ケーブルディレイを使用した際にはその直後に Discriminator へと入力しロジック信号を整形した。

Discriminator

入力された信号の波高がスレッシュホールド値を超えた際に、決められた波高と幅を持つ NIM 規格の信号を出力する NIM モジュールである。スレッシュホールド値と出力される信号の幅は調整する事が可能である。本実験では、ケーブルディレイから出力された信号を整形する目的で、スレッシュホールド値を 99mV にして使用した。

Fan In Fan Out(FIFO)

入力した信号を統合し、出力することが可能な NIM モジュールである。本テスト実験では、NIM-EASIROC からのトリガー信号を 2 つに分ける目的で使用した。

Gate Generator

入力された NIM 信号を任意の幅に調整でき、任意の遅延をさせることが可能な NIM モジュールである。本実験では、信号の幅の調整には使用せず、信号を 2.5 μ s 遅延させる目的で使用した。

ホールドトリガーのタイミング調整

NIM-EASIROC での電荷情報の記録では、ホールドトリガーを受けたタイミングの波高をコンデンサーに保持し、保持された電圧を ADC で読み取るという方式をとっている。そのため、信号のピークの頂点にホールドトリガーが来るように調整する必要がある (図 4.12)。図 4.13 及び図 4.14 は実際にホールドトリガーと Slow Shaper 後の波形とオシロスコープで見たものである。図 4.13 はホールドトリガーを入力せずホールドされていない状態で、図 4.14 はホールドされた状態である。このようにホールドされるようにケーブルディレイを用いて信号に 80 ns のディレイを発生させた。

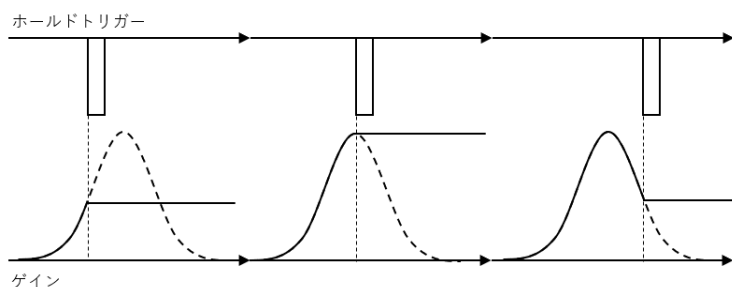


図 4.12: 上はホールドトリガー、下は NIM-EASIROC 中の Slow shaper 後の信号を表す。ホールドトリガーの調整が不十分な場合、左や右のようになる。ホールドトリガーのタイミングを調整して適切な位置でホールドするようにする。

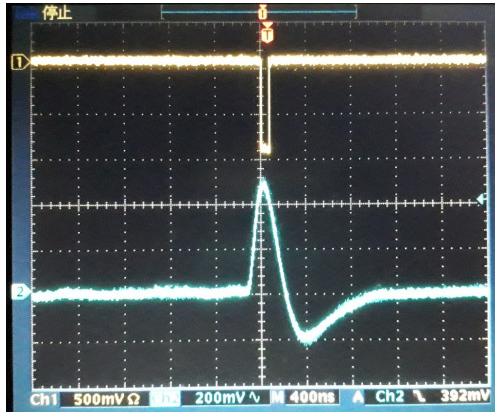


図 4.13: オシロスコープでホールドトリガー (黄) と slow shaper 後の MPPC の信号 (青) を見た写真。この写真ではホールドトリガーによってピークはホールドされていない状態である。

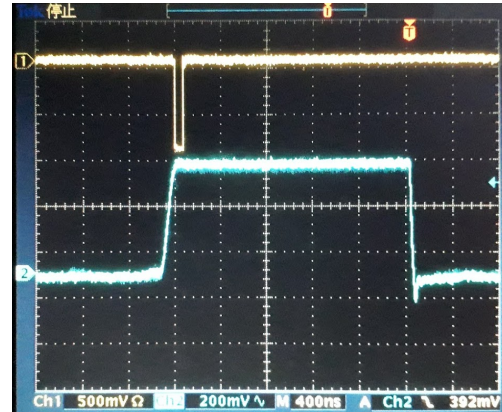


図 4.14: オシロスコープでホールドトリガー (黄) と slow shaper 後の MPPC の信号 (青) を見た写真。この写真ではホールドトリガーによってピークはホールドされている状態である。

4.4 テスト実験

プロトタイプ検出器の性能評価と MPPC の動作特性の検証のために以下の 4 つの実験をおこなった。全ての実験において、用いたガンマ線源は ^{137}Cs である。

4.4.1 実験 1：エネルギー分解能の MPPC の個数依存性

この実験では、図 4.15 及び図 4.16 のようにシンチレータの両端に 4 個ずつの計 8 個の MPPC を取り付け、これらの出力を表 4.4 に示すように NIM-EASIROC の各チャンネルへ入力した。ここで、図 4.15 では NIM-EASIROC の CH0～CH3 に入力した MPPC 側を L 側、CH4～CH7 に入力した MPPC 側を R 側と定義し、入力したチャンネルの小さいものから順に MPPC $_i$ とした。各 MPPC に印加した電圧は表 4.4 に示す通りである。また、トリガー信号用ロジック回路のヒットナンバーズレッシュホールドは 6 に設定し、前置増幅器の電気容量は 1.3 pF と設定し、10 万イベント取得した。



図 4.15: テスト実験 1 のセッティングの概念図。黄色はシンチレータを表す。それぞれの MPPC は表 4.4 の示した NIM-EASIROC のチャンネルへ入力した。



図 4.16: 実際のセッティングの写真。中央の黒い物体が遮光されたシンチレータ。写真左側が L 側、右側が R 側となる。シンチレータからおよそ 1cm 離れた位置に ^{137}Cs 線源を置いた。

	入力チャンネル	ID	印加電圧 [V]
MPPC1	CH0	1	61.0
MPPC2	CH1	3	61.0
MPPC3	CH2	4	62.6
MPPC4	CH3	5	61.4
MPPC5	CH4	10	61.4
MPPC6	CH5	8	62.2
MPPC7	CH6	7	62.2
MPPC8	CH7	6	62.6

表 4.4: 実験 1 で NIM-EASIROC の CH0~CH7 に入力した MPPC の ID と各 MPPC に印加した電圧。入力した NIM-EASIROC のチャンネルの小さいものから MPPC_i と定義した。

4.4.2 実験 2：MPPC の取り付け方による分解能の変化の検証

実験 1 で得られた MPPC1 つずつのエネルギー分解能は、比較的良いものとその 1.5 倍程度の比較的良くない分解能に分かれた。MPPC のシンチレータへの固定方法は 4.2 節で述べたようにワイヤーとテープを用いたが、この方法でも多少の力を加えただけでも大きく動いてしまうほど不安定であった。そのため、シンチレータに接着した後にケーブルを基板のコネクタに接続する際に加えた力によって MPPC からシンチレータがずれてしまったことが原因ではないかと考えた。これを確認するために、固定が容易な片側 1 個の MPPC のセットアップで測定を行った。一度 8 つすべての MPPC をシンチレータから取り外した上で、良くない分解能を持っていた ID7 を R 側に取り付けて NIM-EASIROC の CH6 へと入力した。また、次の実験 3 のために L 側に ID1 を取り付け CH0 へと入力した (図 4.17)。ID1 の MPPC には 61 V を印加し ID7 の MPPC には 62 V の電圧を印加し、ヒットナンバースレッショルドは 1、前置増幅器の電気容量は 1.3 pF に設定して 10 万イベント取得した。

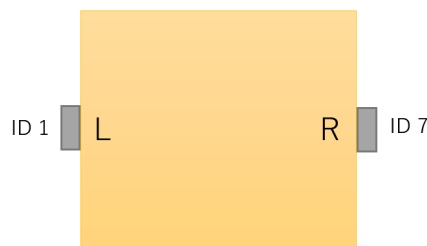


図 4.17: 実験 2 のセッティング。灰色の長方形は MPPC、黄色の長方形はシンチレータを表す。R 側に ID7 の MPPC を、L 側に実験 3 で使うために ID1 の MPPC を取り付けた。

4.4.3 実験 3：エネルギー分解能の電源電圧依存性

実験 1 ではゲインを同程度にするため、表 4.4 にあるように個々の MPPC への印加電圧を調節している。この印加電圧の微調節による分解能への影響を調べるために、実験 2 で取り付けた ID1 と ID7 の 2 つの MPPC をそれぞれ NIM-EASIROC の CH0 と CH6 に入力し、ヒットナンバースレッショルドは 1、前置増幅器の電気容量は 1.3 pF に設定し、印加電圧を 59.5 V から 63 V まで 0.5 V 間隔で変えながら、それぞれで 10 万イベント取得した。

4.4.4 実験 4：エネルギー分解能の前置増幅器の電気容量依存性

エネルギー分解能の前置増幅器の電気容量依存性を調べるために電荷型前置増幅器の電気容量を変更しながら測定を行った。実験 2 と同様の MPPC・シンチレータのセッティング及び DAQ システムを用いて、印加電圧は ID1、ID7 とともに 59.5 V とした。電気容量は 0.4 pF、0.6 pF、0.8 pF、1.0 pF、1.3 pF の 5 つを設定し、それぞれ 10 万イベント取得した。

第5章

テスト実験の解析結果と議論

5.1 実験1：エネルギー分解能の MPPC の個数依存性

ガンマ線源を用いたエネルギー分解能評価では、光電ピークを用いて評価されることが多い。しかし、 ^{137}Cs から発せられるガンマ線のエネルギーは 0.6617 MeV であるため、プラスチックシンチレータの線減弱係数 μ を表した図 5.1 より、0.6617 MeV のガンマ線がプラスチックシンチレータに入射した場合には光電ピークはほとんど現れない。そのため、光電ピークを用いてエネルギー分解能を評価することができない。1 MeV 程度で支配的になるのはコンプトン散乱であるため、コンプトン散乱のエネルギースペクトルを理論的に求め、それを分解能で畳みこんだ関数でフィッティングを行うことによって分解能の評価を行った。

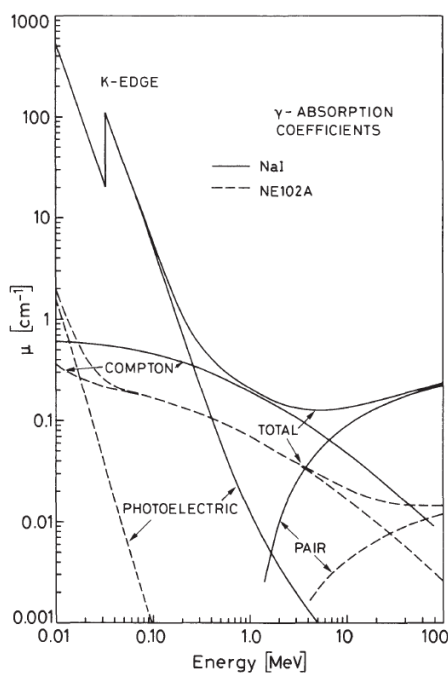


図 5.1: NaI と NE102A(BC-400 相当) プラスチックシンチレータのガンマ線減弱係数 [22]

コンプトン散乱のエネルギースペクトルは以下の式で計算することができる。

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dT} &= \frac{\pi r_e^2}{m_e \gamma^2} \left[2 + \frac{s^2}{\gamma^2 (1-s)^2} + \frac{s}{1-s} \left(s - \frac{2}{\gamma} \right) \right], \\ \gamma &= \frac{h\nu}{m_e}, \\ s &= \frac{T}{h\nu}.\end{aligned}\tag{5.1.1}$$

ここで、

T : 反跳電子のエネルギー,
 $h\nu$: 入射ガンマ線のエネルギー,
 m_e : 電子質量,
 r_e : 古典電子半径,

である。コンプトンエッジのエネルギー、すなわちコンプトン散乱による反跳電子の最大エネルギー T_{max} は以下の式に従う。

$$\begin{aligned}T_{max} &= h\nu \frac{2\gamma}{1+2\gamma}, \\ \gamma &= \frac{h\nu}{m_e}.\end{aligned}\tag{5.1.2}$$

ここで、

T_{max} : コンプトンエッジのエネルギー = 反跳電子の最大エネルギー,
 $h\nu$: 入射ガンマ線エネルギー,
 m_e : 電子質量.

である。分解能による畳み込みにはガウス関数を使用し、以下のように計算する。

$$\begin{aligned}f_{hold}(T) &= \int f(T') g(T', T' - T) dT', \\ g(T', x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(T')} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma(T')^2}\right), \\ \sigma(T') &= a\sqrt{T'}.\end{aligned}\tag{5.1.3}$$

ここで、 T は反跳電子のエネルギーを表し、 a は分解能 σ を決めるパラメータで、1 MeV における分解能の値に等しい。 ^{137}Cs の発するガンマ線のエネルギー E_γ は 0.6617 MeV であり、電子質量は 0.511 MeV である。式 (5.1.2) を用いて ^{137}Cs のコンプトンエッジのエネルギーを求めると、0.477 MeV となる。これらの式を用いて計算を行うと図 5.2 及び図 5.3 のようになる。図 5.3 で分解能は $a = 0.14$ と定義した。

2.1.1 節で述べたように、シンチレータ中をシンチレーション光が移動するため、その移動距離に応じて減衰が発生する。そのため、通常は左端での波高 Q_L と右端での波高 Q_R の相乗平均を用いて減衰前の波高 Q_0 を見積もるが、今回用いたシンチレータは減衰長が 308 cm であるのに対し、MPPC を接着した面同士の長さは 15 cm であるため、仮にガンマ線がシンチレータの左端に入射したとしても右端での発光量の減衰は $\exp(-15 \text{ cm}/380 \text{ cm}) \sim 0.96$ と少ない。そのため、以下ではガンマ線の入射位置による発光量の減衰はないものとみなして解析を進める。

フィッティングを行うためにエネルギーとチャンネル数の関係を比例関係として、

$$E [\text{MeV}] = k \times ch,\tag{5.1.4}$$

という関係を用いる。ここで、 k はエネルギーとチャンネル数の関係を表す直線の傾きのパラメータ、 E はエネルギー [MeV]、 ch は得られたデータのチャンネル数からペダスタルの値を引いたものである。この k と、分解能 $\sigma = a\sqrt{T}$ の定

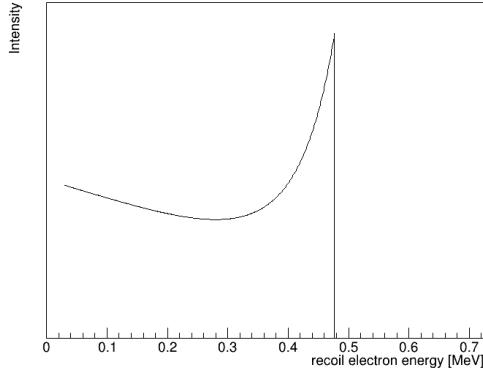


図 5.2: コンプトン散乱における反跳電子のエネルギー分布

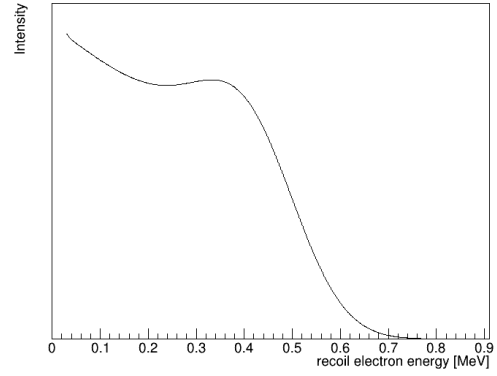


図 5.3: コンプトン散乱における反跳電子のエネルギー分布をガウス関数で畳み込み積分した分布

数 a 、関数全体の定数倍 C の 3 つをフィッティングパラメータとしてフィッティングを行ったものが図 5.4 である。このフィッティングを全ての MPPC のデータについて行って得られた分解能 a 及び傾き k の値が表 5.1 である。

さらに、得られた傾き k を用いて各 MPPC のデータの横軸を MeV に変換した後、同一のイベントにおけるそれぞれの MPPC の平均を取った。

$$Q_{2avel} = \frac{1}{2}(Q_i + Q_j) \quad (i < j), \quad (5.1.5)$$

$$Q_{3avel} = \frac{1}{3}(Q_i + Q_j + Q_k) \quad (i < j < k), \quad (5.1.6)$$

$$Q_{4avel} = \frac{1}{4}(Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4), \quad (5.1.7)$$

$$i, j, k = 1, 2, 3, 4. \quad (5.1.8)$$

ここで、 Q_i はあるイベントにおいて MPPC i が記録したエネルギー [MeV] を表す。式 (5.1.5) は L 側の MPPC1~MPPC4 のうち 2 個の相加平均、式 (5.1.6) は L 側の MPPC1~MPPC4 のうち 3 個の相加平均、式 (5.1.7) は L 側の MPPC1~MPPC4 の 4 個の相加平均を表す。R 側についても同様に、

$$Q_{2aver} = \frac{1}{2}(Q_s + Q_t) \quad (s < t), \quad (5.1.9)$$

$$Q_{3aver} = \frac{1}{3}(Q_s + Q_t + Q_u) \quad (s < t < u), \quad (5.1.10)$$

$$Q_{4aver} = \frac{1}{4}(Q_5 + Q_6 + Q_7 + Q_8). \quad (5.1.11)$$

$$s, t, u = 5, 6, 7, 8, \quad (5.1.12)$$

で平均を取る。これらの式で得られた新しいヒストグラムについて同様にフィッティングを行って得られたものが表 5.2 及び表 5.3 である。

さらに、L 側 4 個と R 側 4 個の MPPC についての相加平均の相乗平均 (式 (5.1.13)) によって得られたヒストグラムをフィッティングして得られたのが図 5.5 で、MPPC1 個に比べて分解能が有意に向上していることが分かる。エネルギー分解能は表 5.4 に示した。

$$Q_{avelr} = \sqrt{Q_{4avel}Q_{4aver}}. \quad (5.1.13)$$

また、分解能の良かった L 側の MPPC1,2,4 と R 側の MPPC5 の 2 個について、式 (5.1.14) のように相乗平均を取り、

フィッティングをして得られたエネルギー分解能が表 5.5 である。

$$\begin{aligned} Q_{ave15} &= \sqrt{Q_1 Q_5}, \\ Q_{ave25} &= \sqrt{Q_2 Q_5}, \\ Q_{ave45} &= \sqrt{Q_4 Q_5}. \end{aligned} \tag{5.1.14}$$

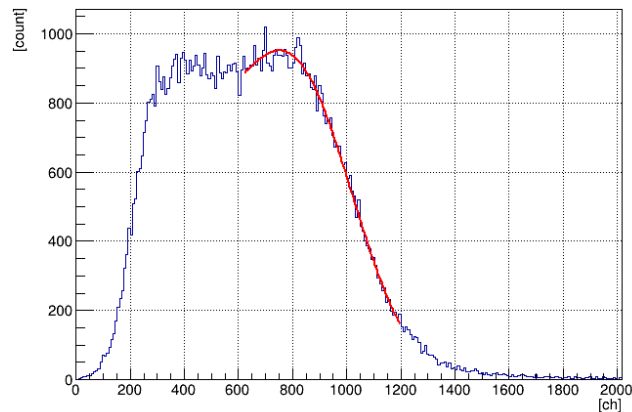


図 5.4: MPPC1 から得られたヒストグラムについて式 (5.1.1) でフィッティングを行ったもの。ビン幅は 8 ch。

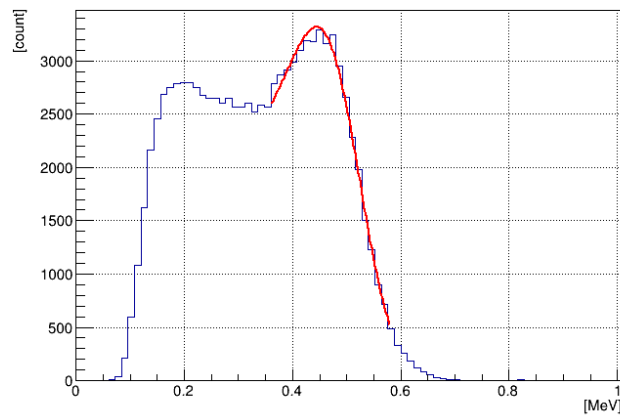


図 5.5: L 側 4 個と R 側 4 個の MPPC についての相加平均の相乗平均 (式 (5.1.13)) によって得られたヒストグラムをフィッティングしたもの。ビン幅は 12 keV。

表 5.1～表 5.4 に書かれた 1 MeV におけるエネルギー分解能 [MeV] を横軸に MPPC の個数、縦軸にエネルギー分解能を取った散布図が図 5.6 である。MPPC の数が 1 個の場合を見ると、良いエネルギー分解能のものは、L 側 R 側関係なく 0.15 MeV～0.14 MeV となっていることから、上手くシンチレータに接着することができた MPPC では 1 個で 0.15 MeV 程度のエネルギー分解能を得られることがわかる。また、良くない分解能を持つものは 0.22 MeV～0.3 MeV になっており、これはシンチレータと MPPC が十分に接着されていなかったためである (次節を参照)。さらに、良い分解能をしまった MPPC に比べて、良くない分解能の物はそのばらつきが大きい。これは、MPPC とシンチレータの密着具合は 1 つ 1 つで違いが出るためであると考えられる。

式 (5.1.13) によって L 側 4 個 R 側 4 個それぞれの相加平均の相乗平均を取った 8 個の MPPC の平均の分解能は、0.0749(12) MeV であった。そのため、8 個のうち 4 個の分解能は悪化しているが、目標分解能の 0.12MeV を達成できて

表 5.1: フィッティングによって得られた各 MPPC のエネルギーとチャンネル数の比例定数 k と 1 MeV でのエネルギー分解能 [MeV]。括弧内の数字は誤差を表す。

MPPC <i>i</i>	傾き k	1 MeV での分解能 a [MeV]
1	0.000 496 7(12)	0.1359(22)
2	0.000 561 9(15)	0.1487(14)
3	0.000 556 8(46)	0.2646(25)
4	0.000 477 1(12)	0.1433(17)
5	0.000 485 9(13)	0.1465(16)
6	0.000 495 9(37)	0.2237(20)
7	0.000 628 5(47)	0.2217(12)
8	0.000 525 4(41)	0.2783(30)

表 5.2: L 側の MPPC の 2 個、3 個、4 個の相加平均によるヒストグラムをフィッティングして得られたエネルギーとチャンネル数の比例定数 k と 1 MeV でのエネルギー分解能 [MeV]。組み合わせは平均を取った MPPC*i* の組み合わせを表し、括弧内の数字は誤差を表す。

組み合わせ	傾き k	1 MeV での分解能 a [MeV]
1,2	0.9848(17)	0.107(2)
1,3	0.9562(23)	0.1347(22)
1,4	0.9773(17)	0.0976(16)
2,3	0.9591(25)	0.139(2)
2,4	0.9797(17)	0.1064(15)
3,4	0.9642(27)	0.1447(26)
1,2,3	0.9509(18)	0.1054(17)
1,2,4	0.9722(15)	0.0885(14)
1,3,4	0.9545(19)	0.1075(19)
2,3,4	0.9561(19)	0.1075(19)
1,2,3,4	0.9542(14)	0.0893(13)

表 5.3: R 側の MPPC の 2 個、3 個、4 個の相加平均によるヒストグラムをフィッティングして得られたエネルギーとチャンネル数の比例定数 k と 1 MeV でのエネルギー分解能 [MeV]。組み合わせは平均を取った MPPC*i* の組み合わせを表し、括弧内の数字は誤差を表す。

組み合わせ	傾き k	1 MeV での分解能 a [MeV]
5,6	0.9693(30)	0.1433(28)
5,7	0.9604(25)	0.1347(24)
5,8	0.9487(24)	0.1386(25)
6,7	0.949(3)	0.155(3)
6,8	0.9302(28)	0.1572(28)
7,8	0.9413(33)	0.1721(34)
5,6,7	0.9468(19)	0.1206(20)
5,6,8	0.9277(23)	0.1123(24)
5,7,8	0.937(2)	0.1214(23)
6,7,8	0.9216(22)	0.1288(23)
5,6,7,8	0.9276(16)	0.1047(17)

表 5.4: L 側 4 個と R 側 4 個の MPPC についての相加平均それぞれの相乗平均によるヒストグラムをフィッティングして得られたエネルギーとチャンネル数の比例定数 k と 1 MeV でのエネルギー分解能 [MeV]。括弧内の数字は誤差を表す。

傾き k	1 MeV での分解能 a [MeV]
0.9353(12)	0.0749(12)

表 5.5: 分解能の良かった L 側の MPPC1,2,4 と R 側の MPPC5 の 2 個の相乗平均によるヒストグラムをフィッティングして得られたエネルギーとチャンネル数の比例定数 k と 1 MeV でのエネルギー分解能 [MeV]。括弧内の数字は誤差を表す。

組み合わせ	傾き k	1 MeV での分解能 a [MeV]
1,5	0.9831(22)	0.1102(21)
2,5	0.9811(21)	0.1084(24)
4,5	0.978(2)	0.109(2)

いる。さらに、後述するが、十分な接着ができていない 4 個を改善することができれば、0.05 MeV 程度の分解能が期待できる。

また、L 側の 2 個で、良い分解能を持つ MPPC の組み合わせである (1,2)、(1,4)、(2,4) の 3 つそれぞれの相加平均の分解能はおよそ 0.1 MeV で目標分解能の 0.12 MeV よりも良いエネルギー分解能になっている。さらに、表 5.5 から、L 側 R 側で良い分解能を持っていたものの相乗平均の分解能は、およそ 0.11 MeV であった。これらのことから、0.12 MeV よりも良いエネルギー分解能を出すための MPPC の個数は、片側 2 個または両側 1 個ずつにかかわらず、2 個で十分である。

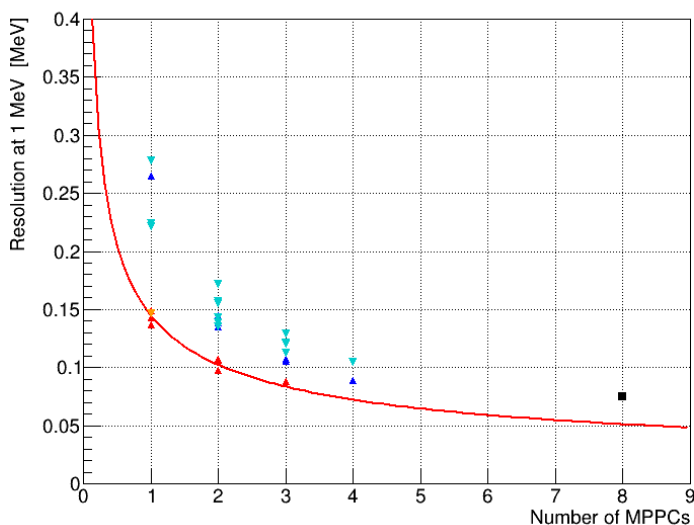


図 5.6: シンチレータに取り付けた MPPC の個数と 1 MeV でのエネルギー分解能の関係。赤三角は L 側の MPPC で $a = 0.15$ 程度の良い分解能が得られた MPPC1/2/4 とそれらのみについて平均を取ったデータのエネルギー分解能、青三角は L 側の MPPC で $a = 0.25$ 程度の比較的良くない分解能だった MPPC3 のデータと MPPC3 を含む平均についてのエネルギー分解能を表す。オレンジ逆三角は R 側で $a = 0.15$ 程度の良い分解能を持っていた MPPC5 のデータのエネルギー分解能、シアン逆三角は R 側の MPPC で 0.25 MeV 程度の比較的良くない分解能だった MPPC6/7/8 のデータとこれらを含む平均についてのエネルギー分解能を表す。黒四角は L 側 4 個と R 側 4 個それぞれの相加平均に対して相乗平均を取ったデータのエネルギー分解能を表す。赤曲線は式 (5.1.16) で赤三角の点についてフィッティングを行った物である。

次に、L 側の良い分解能を示す MPPC から得られた分解能 (図 5.6 赤点) について、曲線を用いたフィッティングを行った。 ^{137}Cs の発するガンマ線によるシンチレーション光がポアソン過程であると仮定して総数 N 個の光子が発生したとすると、これに対応する統計誤差は \sqrt{N} となる。 N 個の光子をすべて MPPC で集光したとすると N が十分大きい場合に

は、パルスの分布はガウス分布となり、

$$G(H) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(H-H_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (5.1.15)$$

で表される。ここで、 H_0 と A はそれぞれ分布の中心位置と面積を表す。多くの検出器の応答はほぼ直線的なので、平均パルス波高は $H_0 = KN$ となる。ここで a は比例定数である。パルス波高のスペクトル式 (5.1.15) の標準偏差は $\sigma = K\sqrt{N}$ となる。従ってエネルギー分解能は、 $\sigma/H_0 = 1/\sqrt{N}$ となり光子数 N の平方根に反比例する。ゆえに、MPPC の個数を増やしてそのすべてに等しく N 個ずつ光子が入射すると仮定すると、エネルギー分解能は MPPC の個数の平方根に反比例する事になる。このことから、

$$f(x) = \frac{b}{\sqrt{x}}, \quad (5.1.16)$$

を用いて赤点についてフィッティングを行った。ここで、 x は MPPC の個数で、 b はフィッティングのパラメーターである。このフィッティングの結果が図 5.6 の赤色の曲線で、 $b = 0.1448(71)$ となった。 b はよい分解能を持っている MPPC 1 個のエネルギー分解能の値を表しており、表 5.1 の MPPC1/2/4/5 と非常に近い値になっている。これはこのフィッティングの正確性を表している。また、 $b = 0.1448$ として、MPPC の数が 1~8 個の場合のエネルギー分解能を計算すると表 5.6 になる。この表から、8 個の MPPC すべてが十分にシンチレータに接着することができれば、1 MeV でおよそ 0.05 MeV のエネルギー分解能に到達できることが分かった。3.4 節で述べた目標エネルギー分解能 0.12 MeV には 2 個の MPPC で十分であるが、これよりも良いエネルギー分解能が求められる場合には、このように式 (5.1.16) で $b \sim 0.14$ とすることで、必要な MPPC の個数を見積もることができる。

表 5.6: 式 (5.1.16) において $b=0.1448$ とした時の MPPC の個数における 1 MeV に対するエネルギー分解能の値

MPPC の個数	エネルギー分解能 [MeV]
1	0.1448
2	0.1024
3	0.0836
4	0.0724
5	0.0648
6	0.0591
7	0.0547
8	0.0512

5.2 実験 2：MPPC の取り付け方による分解能の変化の検証

実験 1 で良くない分解能を持っていた MPPC の一つである ID7 について、MPPC を一度シンチレータから外して取り付けなおした上で再度測定を行い得られたデータについて、実験 1 と同様のフィッティングをおこなったものが図 5.8 である。比較として実験 1 で得られたデータについてフィッティングしたもの (図 5.7) を示している。実験 1 では分解能が 0.2351(61) MeV だったのに対し、実験 2 では 0.1587(32) MeV と向上した。したがって、実験 1 での分解能の悪化の原因

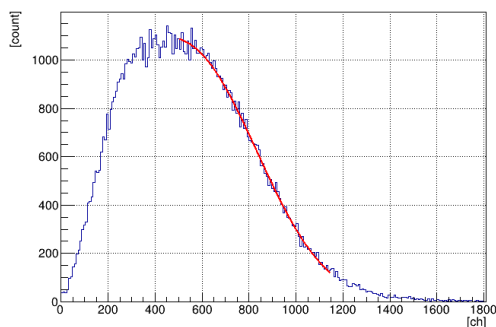


図 5.7: 実験 1 で得られた ID7 の MPPC についてのフィッティング。線源は ^{137}Cs で印加電圧は 62.2 V である。

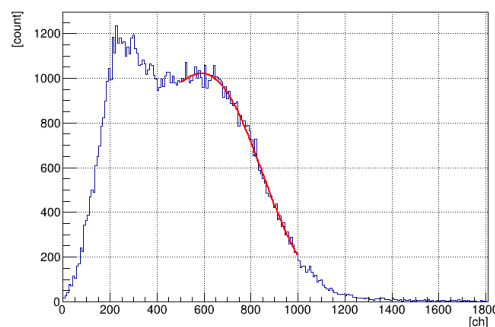


図 5.8: 実験 2 で ID7 から新たに得られたデータについてのフィッティング。線源は ^{137}Cs で印加電圧は 62 V である。

は、MPPC 自身の分解能が悪いためではなく、MPPC の固定が十分でないことが原因だと考えられる。

MPPC の固定には、図 5.9 のように基板の上からテープで押さえつけるように貼り、そのテープをシンチレータに固定する方法と図 4.6 のように基板の穴にワイヤーを通しそれをテープでシンチレータに固定した方法の 2 つを行っていた。1 つ目の固定方法は、実験 1 では図 5.9 のように一つ一つの基板の高さが異なっており、テープによるシンチレータ側へ押し付ける力を十分に伝えることができなかった。また、複数の MPPC をテープで押さえつけようとしたために、図 5.9 の上下のような端の MPPC では基板端にテープによる力が大きく加わる状態になっていた (図 5.10)。そのため、テープをシンチレータ側に強く押し付けすぎると、力が加わっている場所の対角線が浮きあがってしまう可能性があったため、強く押し付けることができなかった。また、2 つ目の固定方法で基板の穴に通したワイヤーは、手で折り曲げることができるなど非常に柔らかくできていた。ゆえに、テープによるシンチレータ側への押し付けが不十分であったことに加えて、ワイヤーが少しの力で歪み得るために、基板にケーブルを接続する際にかけた力でワイヤーが歪んでしまい、分解能が悪化したと考えられる。

これに対し実験 2 では、ワイヤーで固定したところは実験 1 と同じであるが、図 5.11 に示した基板の上から押さえつけるテープが固定に対して大きな役割を果たした。実験 2 では図 5.11 のように片側 1 個の MPPC に対して固定をしたところ、テープによって押さえ付けられる力が図 5.12 のように基板の両端にかけることができ、シンチレータ側に強く押し付けることができた。そのため、ケーブル接続時にもシンチレータからずれることなく、0.15 MeV 程度の良いエネルギー分解能を得ることができたと考えられる。本実験ではテープやワイヤーなどを用いて簡易的に MPPC をシンチレータに固定したが、今後検出器を製作する際にはアルミフレームなどを用いて固定用治具を作成し、MPPC のシンチレータへの固定を安定化させる必要がある。

5.3 実験 3：エネルギー分解能の印加電圧依存性

実験 1 ではゲインをおおよそ同じくするため表 4.4 にあるように、個々の MPPC の印加電圧を微調節している。この印加電圧の変化に対する分解能の依存性があるのかということを調べた。59.5V から 62V まで 0.5V 刻みで変化させたが、このときの ID1 のゲインの変化を表したのが図 5.13 である。コンプトンエッジのチャンネル数は、フィッティングで得られ

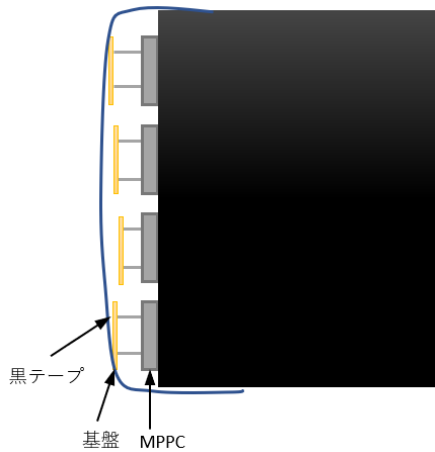


図 5.9: 実験 1 での片側 4 個の MPPC の固定のうち、基板の上からテープで押さえつけた様子。高さの異なっており、十分に押さえつけることができなかった。

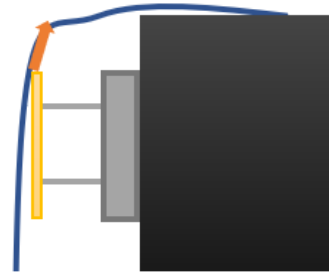


図 5.10: 図 5.9 で一番上の MPPC の基板の片側のみに力 (オレンジ色の矢印) が加わる様子。



図 5.11: 実験 2 で 1 個の MPPC を固定した状態。基板の穴に通したワイヤーをテープで固定するのに加えて基板の上からテープを張り付け、そのテープをシンチレータの側面に張り付けている。この固定方法そのものは実験 1 での片側 4 個の MPPC の固定方法と同様である。

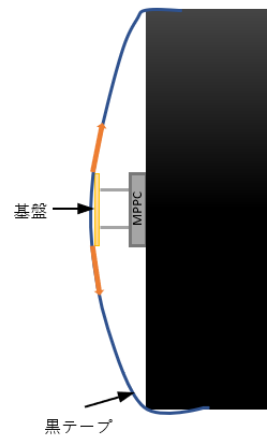


図 5.12: 片側 1 個を固定した実験 2 で基板の両側に力 (オレンジ色の矢印) が加わる様子。黒色の長方形はシンチレータを表す。

傾き k を用いて式 (5.1.4) を用いて求めた。コンプトンエッジのチャンネル数の誤差 δ は、傾き k のフィッティング誤差 Δk から誤差の伝播を用いて

$$\delta = \Delta k \frac{E}{k^2}, \quad (5.3.17)$$

で求めたが、点より小さいため表示されていない。MPPC は低電圧で動作するデバイスであるため、この程度の電圧の変化でもゲインが 2.7 倍程度に変化している。

この時のエネルギー分解能のまとめたものが表 5.7 で、図 5.14 がそれをプロットしたものである。誤差はフィッティングによる誤差である。赤色の直線は 8 個の点について定直線でフィッティングを行って得られたもので、その値は 0.1428(10) となった。印加電圧を 59.5 V から 63 V へ上昇させた時にゲインが 2.7 倍程度増えているのに対し、1 MeV に対するエネルギー分解能は 0.1428 MeV でほぼ一定である。したがって、MPPC のエネルギー分解能は、印加電圧が 59.5 V から 63

Vの間では変化しないことが分かった。これは、印加電圧を大きくすることは単に増幅率を上げているだけであることと矛盾しない。以上のことから、エネルギー分解能は印加電圧に依存せず一定であるため実験1でのエネルギー分解能の評価は妥当である。また、印加電圧を調整することでゲインを調整することができることもわかった。

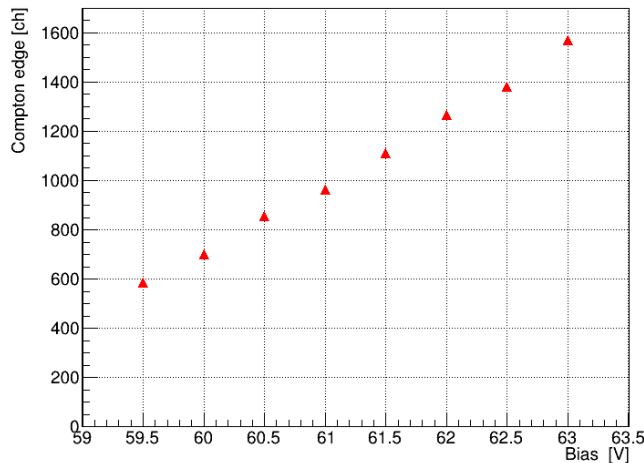


図 5.13: 印加電圧を変化させた時の ID1 の MPPC から得られたコンプトンエッジの変化。コンプトンエッジのチャンネル数は、フィッティングで得られた傾き k を用いて式 (5.1.4) を用いて求めた。誤差はフィッティング誤差より評価したが点より小さいため表示されていない。

表 5.7: MPPC への印加電圧を 59.5 V から 63 V まで 0.5 V 間隔で変更したときのエネルギー分解能の変化。

印加電圧 [V]	1 MeV での分解能 a [MeV]
59.5	0.1442(25)
60.0	0.1457(24)
60.5	0.1418(26)
61.0	0.141(3)
61.5	0.1413(27)
62.0	0.1445(29)
62.5	0.1399(28)
63.0	0.1429(34)

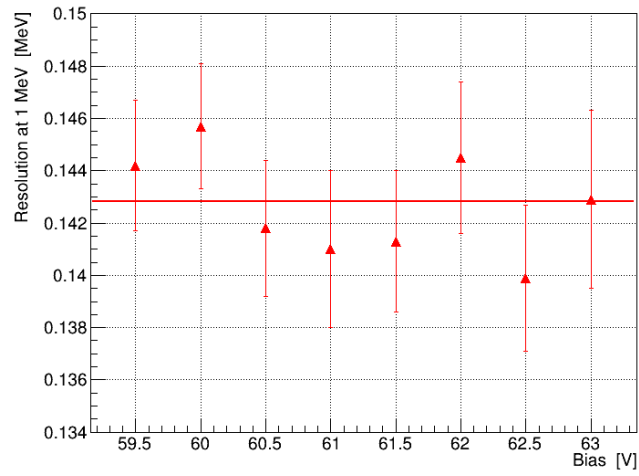


図 5.14: 印加電圧を変化させたときの ID1 の MPPC のエネルギー分解能の変化。誤差棒はフィッティングによる誤差のものである。

5.3.1 実験 4：エネルギー分解能の前置増幅器の電気容量依存性

NIM-EASIROC 内蔵の電荷型前置増幅器の電気容量を 0.4 pF、0.6 pF、0.8 pF、1.0 pF、1.3 pF と変化させたときの、ID1 の MPPC のエネルギーとチャンネル数の関係 (5.1.4) の傾き k と、1 MeV におけるエネルギー分解能は表 5.8 となった。電気容量の増加に対してエネルギー分解能は一定となっている。また、電気容量の増加とともに k は増加しており、横軸を電気容量、縦軸を k を用いて式 (5.1.4) を用いて求めたコンプトンエッジのチャンネル数としてグラフを書くと図 5.15 になる。この時、表 5.8 における k の誤差から式 (5.3.17) を用いてコンプトンエッジのチャンネル数の誤差を求めたが、点よりも小さいため表示されていない。図の赤色の曲線は

$$f(x) = \frac{c}{x} + d, \tag{5.3.18}$$

で定義した曲線で、 c は反比例の比例定数、 d はオフセットを表す。最小二乗法を用いたフィッティングで $c = 679(3)$ 、 $d = 35(3)$ と求められ、得られたコンプトンエッジのチャンネル数はよく反比例の曲線に合っていることが分かる。これは 4.3.1 節で述べた電荷型前置増幅器の電気容量と出力される信号の波高の関係である式 (4.3.3) と一致している。そのため、NIM-EASIROC を用いて測定を行う場合、少なくとも 0.4 pF から 1.3 pF の電気容量で用いる場合にはガンマ線によるコンプトンエッジの測定をもとにして、陽子を測定する場合の印加電圧・電気容量をどのように設定すべきかを決定することができる。

電気容量 [pF]	傾き k	エネルギー分解能 [MeV]
0.4	0.000 278 8(8)	0.1417(31)
0.6	0.000 405 8(12)	0.1435(29)
0.8	0.000 539 2(18)	0.1439(29)
1.0	0.000 657 6(17)	0.1447(27)
1.3	0.000 868 1(23)	0.1464(23)

表 5.8: NIM-EASIROC 内蔵の前置増幅器の電気容量を変化させたときの、ID1 の MPPC のエネルギーとチャンネル数の関係 (5.1.4) の傾き k と 1 MeV におけるエネルギー分解能 [MeV]。

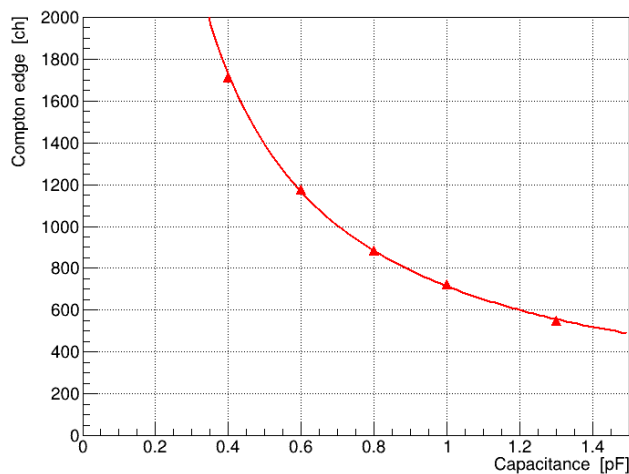


図 5.15: NIM-EASIROC 内蔵の前置増幅器の電気容量を変化させたとき、ID1 から得られたコンプトンエッジのチャンネル数の変化。コンプトンエッジのチャンネル数は表 5.8 の傾き k を用いて式 (5.1.4) から求めた。また、誤差は表 5.8 の傾き k の誤差を用いて計算したが、小さいため図には映っていない。

第 6 章

まとめと展望

6.1 まとめ

本研究では、理化学研究所 RIBF で予定している $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応を用いた短距離相関した陽子中性子対 (SRC: Short Range Correlation) の探索実験で用いる、前方散乱 (実験室系では $37.5\sim 70$ 度に散乱) される陽子を観測するための粒子識別用シンチレーション検出器のプロトタイプの開発を行った。

^{137}Cs から発せられるガンマ線を用いてエネルギー分解能を評価したところ、シンチレータの左右両端に 4 個ずつ MPPC を取り付けた検出器のエネルギー分解能は 1 MeV で 7% であった。この結果は、陽子と重陽子の粒子識別に必要なエネルギー分解能 (12%) を十分に満たしている。2 個の MPPC で 1 MeV で 10%~11% のエネルギー分解能を達成できることから、陽子と重陽子の識別には 2 個の MPPC で十分であることが分かった。また、MPPC への印加電圧や前置増幅器の電気容量を変化させてもエネルギー分解能に影響がないことが分かった。従って、印加電圧や電気容量を調整することでゲインの調整が可能であることが分かった。これらのことから、 $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応を用いた SRC 探索実験において陽子と重陽子の粒子識別を行うには 2 個の MPPC を備えたプラスチックシンチレーター検出器を用いれば良いことが結論付けられた。

6.2 今後の課題と展望

製作したプロトタイプ検出器の一部の MPPC では、シンチレータから MPPC がずれてしまったことからエネルギー分解能の悪化が見られた。本研究では MPPC をテープなどで簡易的に固定したが、本来はよりしっかりと固定する機構を考える必要がある。例えばアルミフレームなどを利用して固定用治具を作成することが考えられるが、陽子や重陽子はアルミニウムでのエネルギー損失が大きいため、散乱された粒子に影響を及ぼさないような構造を考える必要がある。

また、本研究で製作した検出器は、前方に散乱された粒子を識別するためのエネルギー損失を測定することが第一の目的であるが、三重微分断面積 $d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_d dT_d$ を導出するためには前方散乱陽子の散乱角も測定する必要がある。そのために、例えば位置が測定できるようにプラスチックシンチレーターをセグメント化するなど改良を行う必要がある。

参考文献

- [1] L. Lapikás, *Nuclear Physics A*, **553**, 297 (1993).
- [2] R. Subedi *et al.*, *Science* **320**, 1476 (2008).
- [3] M. Duer *et al.*(Jefferson Lab CLAS Collaboration), *Nature* **560**, 617 (2018).
- [4] 中村隆司 著, 「不安定核の物理 中性子ハロー・魔法数異常から中性子星まで」 共立出版 (2016)
- [5] S. Terashima *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **121**, 241501 (2018).
- [6] NuDat 2.8, National Nuclear Data Center
<https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- [7] K. Sekiguchi *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **95**, 162301 (2005).
- [8] 宮崎拓人, 修士論文, 東京工業大学 (2016)
- [9] Glenn F.Knoll 著, 木村逸郎/阪井映次 訳, 「放射線計測ハンドブック」 日刊工業新聞 (2001)
- [10] 浜松ホトニクス, 光電子増倍管 その基礎と応用 https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v4J.pdf
- [11] 浜松ホトニクス, Si フォトダイオード
https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/si_pd_kspd9001j.pdf
- [12] 浜松ホトニクス, 光半導体素子ハンドブック 第03章 Si APD, MPPC
https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/03_handbook.pdf
- [13] 久富章平, 卒業論文, 広島大学 (2019)
- [14] T. Myo *et al.*, *Phys.Rev.C* **76**, 024305 (2007).
- [15] RIKEN NISHINA CENTER RIBF, SAMURAI
<https://www.nishina.riken.jp/RIBF/SAMURAI/overview.html>
- [16] LISE++ : Rare Isotope Beam Production
<http://lise.nsl.msui.edu/lise.html>
- [17] ELJEN TECHNOLOGY, GENERAL PURPOSE EJ-200, EJ-204, EJ-208, EJ-212
<https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-200-ej-204-ej-208-ej-212>
- [18] 浜松ホトニクス, MPPC S13360-6075CS
<https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/type/S13360-6075CS/index.html>
- [19] 浜松ホトニクス, MPPC S13360 シリーズ データシート
https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052j.pdf
- [20] Open it, 汎用 MPPC 読み出しモジュール
<http://openit.kek.jp/project/MPPC-Readout-Module/public/MPPC-Readout-Module>
- [21] 石島直樹, 修士論文, 大阪大学 (2014)
- [22] William R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Berlin, Springer(2012)

謝辞

本研究を進めるにあたって、多くの方のご指導、助言をいただきました。指導教官である中村隆司教授には、原子核物理学における専門的な知識だけでなく、研究者としての考え方やデータの解析方法、プレゼンテーションの方法など様々な事をご教授頂きました。助教の近藤洋介氏にはセットアップ段階で行き詰った私へのアドバイスや考察の仕方など様々な事をご指導頂きました。中性子過剰核を用いた SRC 探索実験の立案者である理化学研究所の王赫氏には本研究の意義や、解析上での疑問点などを指摘していただきました。中村研究室の安田聖氏と高橋康平氏には実験機器の使い方など、物理学の実験を行う上で必要な知識や実際の実験の進め方、実験で気を付けるべき事などを教えていただきました。また、同じく中村研究室の齊藤敦美氏、吉留勇起氏、海老名直樹氏との研究以外の何気ない日常会話は、研究の励みになりました。理化学研究所の中川真菜実氏、江川弘行氏には NIM-EASIROC の使用方法の指導や具体的な細かい質問にまで答えていただきました。立教大学の梶野泰宏氏には実験に必要なケーブルを貸していただきました。家族には衣食住で研究生生活を支えて頂きました。このコロナ禍において多くの人の支えがあってこの研究をすることができたと思っています。すべての人に心より深く感謝申し上げます。