

2022年度 学士論文

不安定核における短距離相関探索実験のための
陽子重陽子検出器の開発

東京工業大学 理学院 物理学系
学籍番号 19B00088
氏名 石黒宗一郎

指導教員 中村隆司、近藤洋介

2023年2月13日

概要

本論文では、短距離相関した中性子-陽子対 (Short Range Correlation:SRC) の探索実験で使用する陽子重陽子検出器の開発について述べる。核子半径より短い距離で相関している SRC ペアは、フェルミ運動量を超えるような大きな相対運動量をもつ。SRC ペアは殻模型をはじめとする独立粒子模型では説明できない特徴をもつため、原子核物理の未解決問題を解く鍵であると考えられている。その一つとして、広い N/Z 比の原子核について一粒子軌道占有率の減少が観測されている。そのメカニズムの一つが SRC である可能性がある。これまでに行われてきた SRC ペアの研究は安定核における電子散乱によるものだったが、安定核では陽子と中性子のフェルミ面が一致していることや N/Z 依存性が確認できない。そこで我々は、不安定核における SRC 探索実験を計画している。重陽子ノックアウト反応 $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ を用いる本実験は理化学研究所 RIBF で行われる予定である。

本研究では、反応で生成される陽子重陽子検出器に用いられる MPPC の温度依存性を ^{137}Cs 線源のコンプトンエッジを用いることで評価した。MPPC は温度によりそのゲインが変わる。本研究では、MPPC の温度依存性の測定を行い、実験室の温度変化 ($\pm 0.3^\circ\text{C}$) に対するゲインの変化は 0.56% と評価された。この結果をもとに温度設定を行う予定である。

目次

第1章	序論	5
第2章	実験概要およびセットアップ	12
2.1	実験原理	12
2.2	実験セットアップ	15
2.3	FSD	17
2.3.1	FSD	17
2.3.2	プラスチックシンチレータ	18
2.3.3	PD(Photo Diode)	19
2.3.4	APD(Avalanche Photodiode)	20
2.3.5	MPPC	20
第3章	検出器の温度依存性評価実験	22
3.1	テスト実験	22
3.1.1	MPPC 基板	22
3.1.2	セットアップ	22
3.1.3	SAMURAI 実験室の温度変化	23
3.2	データ収集システム	24
3.2.1	前置増幅器	24
3.2.2	ADC	25
第4章	温度依存性評価実験の結果と考察	27
4.1	ペDESTAL	27
4.2	SAMURAI 実験室の温度変化	27
4.3	検出器の温度依存性	29
4.3.1	コンプトンエッジによるフィッティング	29
4.3.2	温度の誤差についての評価	34
4.3.3	ゲインの温度依存性	34
4.3.4	実験室での検出器の温度依存性	34
第5章	まとめと今後の展望	36
	謝辞	39

目次

1.1	フェルミガス模型での運動量分布。 P_F はフェルミ運動量。	6
1.2	電子散乱断面積比 (中性子ノックアウト反応 $A(e, e'n)/$ 陽子ノックアウト反応 $A(e, e'p)$) の N/Z 依存性 [1]。中性子ノックアウト反応と陽子ノックアウト反応の断面積 σ_A はそれぞれ、電子-中性子、電子-陽子の弾性散乱断面積 σ_n, σ_p で規格化されている。図中左上の挿入図は核子の運動量分布を示し、Low(緑)とHigh(紫)はフェルミ運動量と比べて小さいか、大きいかを表わしている。	7
1.3	中性子と陽子の高運動量と低運動量の粒子数比を ^{12}C の粒子数との比をとったものの [1]。赤丸は ^{12}C で規格化された $(e, e'p)$ 反応における低運動量陽子数に対する高運動量陽子数の比を示している。内側の誤差棒は統計誤差のみを、外側の誤差棒は統計誤差と系統誤差の両方を含めた誤差を表わす。青い四角形は中性子についての同様のことである。赤と青のハッチングされた部分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。挿入図は、標的原子核 (赤い破線) の中性子数が増加したときの高運動量領域の陽子の割合の変化を示す。	8
1.4	安定核 ^{16}O を用いた (p, pd) 反応の模式図 [2]。 ^{16}O 中の中性子-陽子対の始状態 (a) $S = 1, T = 0$ の場合、 (b) $S = 0, T = 1$ の場合。	9
1.5	$^{16}\text{O}(p, pd)^{14}\text{N}$ の $\theta_d=8.6^\circ, \theta_p=138.4^\circ$ での励起エネルギースペクトル [2]。実線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。図下の縦線は ^{14}N の基底状態、励起状態を表わし、赤の縦線は 2.31 MeV の第一励起状態を表わす。	10
2.1	順運動学における前方散乱・後方散乱の模式図	12
2.2	入射エネルギー 135 MeV の $p + d$ 弾性散乱の断面積 [3]。白丸・白四角・黒丸は理化学研究所の実験、黒菱形は大阪大学核物理研究センターで行われた実験結果。 $\theta_{\text{cm}} < 90^\circ$ は前方散乱、 $\theta_{\text{cm}} > 90^\circ$ は後方散乱。	13
2.3	理論計算から得られた逆運動学における散乱角度 θ_p, θ_d とエネルギー T_p, T_d の関係 [4]。 z 軸は三重微分断面積。図中の角度 ($20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 150^\circ, 160^\circ, 170^\circ$) は順運動学下での陽子の散乱角度であり、 $20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ は前方散乱、 $150^\circ, 160^\circ, 170^\circ$ は後方散乱である。	14
2.4	SAMURAI の模式図 [7]	15
2.5	本実験のセットアップの概略図。赤色の p, d は前方散乱陽子、重陽子を表し、青色の p, d は後方散乱陽子、重陽子を表わす。	16
2.6	FSD の概観図 [4]	17
2.7	PD の断面構造 [9]	19
2.8	アバランシェ増倍の模式図 [10]	20
2.9	MPPC の構造 [11]	21
2.10	浜松ホトニクス製の MPPC(S13360-6075CS)	21

3.1	読み出し回路図	22
3.2	作成した基板。黒い四角形のもが MPPC であり、その下の青色のもがコンデンサーである。	22
3.3	テスト実験のセットアップ図	23
3.4	検出器の模式図。黒い直方体がプラスチックシンチレータで、灰色の直方体が MPPC、青色の四角形がヒーターユニットを表す。	23
3.5	本実験で用いたヒーター。白い四角形がヒーターユニット。	23
3.6	NIM-EASIROC の回路図 [13]	24
3.7	電圧型前置増幅器の回路	25
3.8	電荷型前置増幅器の回路	25
4.1	CH0 におけるペDESTAL	27
4.2	実験室の温度変化	28
4.3	23.5 °C と 33.5 °C でのスペクトルの比較。青色が 23.5 °C、赤色が 33.5 °C のスペクトル。	29
4.4	NaI と NEI02A プラスチックシンチレータの γ 線減弱係数 [14]	30
4.5	661.7 keV の γ 線によるコンプトン散乱における反跳電子のエネルギー分布	31
4.6	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たたみ込み積分した分布 ($a = 0.1$ MeV とした)	32
4.7	23.5 °C でのスペクトルのフィッティング	32
4.8	コンプトンエッジの ch 値の温度依存性。フィッティング関数は $y = p_1x + p_0$ 。横軸の誤差は ± 0.5 °C であり、縦軸の誤差は点よりも小さくなっている。	34

表 目 次

2.1	EJ-200 の特性 [8]	18
2.2	S13360-6075CS の特性 [12]	21
4.1	NIM-EASIROC の各入力チャンネルのペDESTAL	27
4.2	各温度でのスペクトルのフィッティング結果。 $T_{\text{ch-ped}}$ は T_{ch} からペDESTALを引いた値である。	33

第1章 序論

序論では、本実験の主題となる核子対の短距離相関 (Short Range Correlation: SRC) について紹介する。まず、原子核を記述する上で最も有効な模型の一つである独立粒子模型、特にフェルミガス模型について述べる。次に、独立粒子模型では説明できない SRC の特徴と先行研究について紹介し、最後に不安定核における SRC 研究の意義について述べる。

独立粒子模型とは、原子核を構成する核子間の相互作用を平均化して1つのポテンシャルとしとらえ、そのポテンシャル中を各核子が独立に動く描像のことである。この模型においては、核子はフェルミ運動量 (P_F) よりも小さい運動量をもつ。原子核の殻模型も独立粒子模型を基礎とするものである。殻模型は基底状態や励起状態のスピン、パリティなど原子核の様々な性質を説明することができ、原子核構造を理解する上で欠かせない。

フェルミガス模型は独立粒子模型の中でも最も単純なものであり、核子間の相互作用を無視している。ここでは、フェルミガス模型に基づき原子核内の核子の運動量分布を考えてみる。体積 V の中に詰まった核子は \mathbf{k} 空間ではフェルミ球 (半径 k_F) の中で、 $(2\pi)^3/V$ ごとにある状態を占有する。さらに、核子のスピンの自由度 2 があるので、その状態数 n は、

$$n = 2 \frac{V}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} = 2 \frac{V}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} 4\pi k^2 dk = \frac{V k_F^3}{3\pi^2}, \quad (1.1)$$

と表される。フェルミ波数 k_F は、

$$k_F = (3\pi^2 \rho)^{1/3}, \quad (1.2)$$

となる。ここで、 n は陽子数 Z または中性子数 N であり、核子数密度 $\rho = n/V$ である。したがって、フェルミ運動量 P_F 、フェルミエネルギー ϵ_F は、

$$P_F = \hbar k_F = \hbar (3\pi^2 \rho)^{1/3}, \quad (1.3)$$

$$\epsilon_F = \frac{P_F^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 \rho)^{2/3}, \quad (1.4)$$

と表せる。陽子数と中性子数が等しい原子核では、 $n = Z = N = A/2$ であり、

$$k_F = \left(3\pi^2 \frac{A}{2V} \right)^{1/3}, \quad (1.5)$$

$$P_F = \hbar \left(3\pi^2 \frac{A}{2V} \right)^{1/3}, \quad (1.6)$$

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{A}{2V} \right)^{2/3}, \quad (1.7)$$

となる。 $A/V = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ (核子数密度) を代入すると、

$$k_F = 1.36 \text{ fm}^{-1}, \quad (1.8)$$

$$P_F = 268 \text{ MeV}/c, \quad (1.9)$$

$$\epsilon_F = 38 \text{ MeV}, \quad (1.10)$$

となる。フェルミガス模型の運動量分布は位相空間の体積 $4\pi p^2$ で規格化すると図 1.1 のようになる。

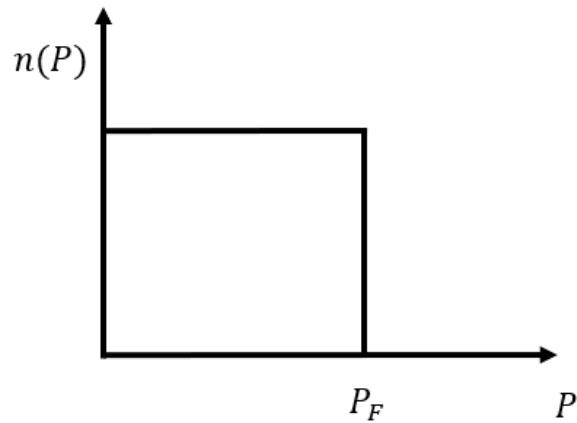


図 1.1: フェルミガス模型での運動量分布。 P_F はフェルミ運動量。

近年の研究により、核内の核子はフェルミ運動量よりも大きな運動量の成分を持ち、短距離相関した核子対が重要な役割を果たしていることが明らかになってきた。独立粒子模型では説明できないこの相関は SRC (Short Range Correlation) と呼ばれ、原子核物理の未解決問題を解く鍵であると考えられている。これまでの研究 [1, 2] により SRC ペアは、核子の組み合わせは中性子-陽子対 (np ペア) が支配的であること、SRC ペアを形成する核子間にはテンソル力が支配的に働いていることなどの特徴を持つことが知られている。以降ではこれらの特徴を明らかにした先行研究について述べる。

M. Duer 氏らは電子散乱実験 [1] を行い、安定核における SRC ペアの割合を求めた。この研究では、図 1.2 で示すように、高運動量イベントでは中性子ノックアウト反応 ($e, e'n$) と陽子ノックアウト反応 ($e, e'p$) の断面積比が N/Z に寄らず 1 になっていることを明らかにした。これは高運動量の陽子と中性子が同数存在することを示していて、 np ペアが支配的であることで説明できる。また、この実験では原子核に含まれる陽子のうち、どれくらいの割合が SRC ペアを形成するかについて議論している。図 1.3 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、 ^{12}C との比で規格化したものである。すなわち、SRC ペアを形成する中性子または陽子の数の比を表している。この結果は、中性子は N/Z が増加しても一定で、陽子は N/Z とともに増加すると解釈できる。

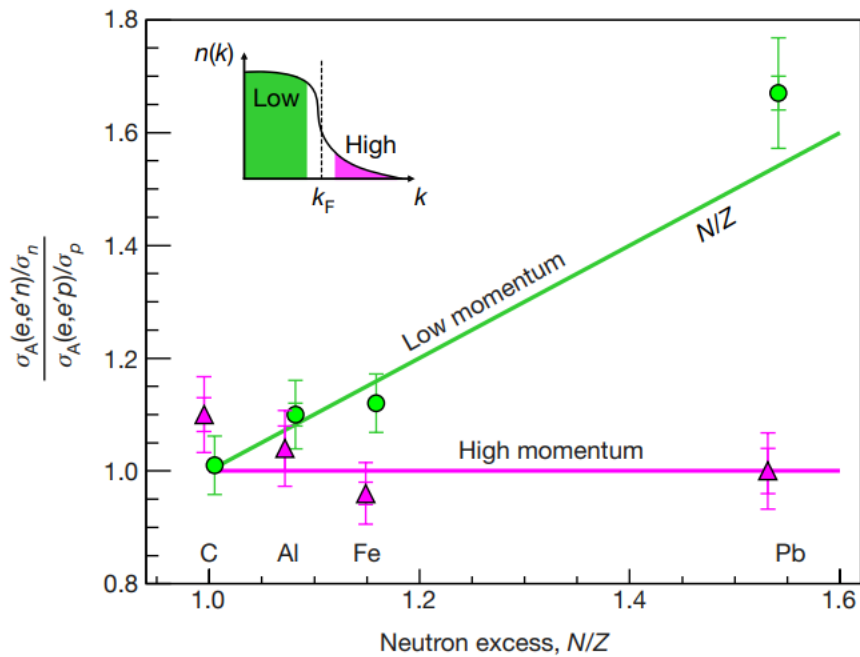


図 1.2: 電子散乱断面積比 (中性子ノックアウト反応 $A(e, e'n)$ /陽子ノックアウト反応 $A(e, e'p)$) の N/Z 依存性 [1]。中性子ノックアウト反応と陽子ノックアウト反応の断面積 σ_A はそれぞれ、電子-中性子、電子-陽子の弾性散乱断面積 σ_n, σ_p で規格化されている。図中左上の挿入図は核子の運動量分布を示し、Low(緑)と High(紫)はフェルミ運動量と比べて小さいか、大きいかを表わしている。

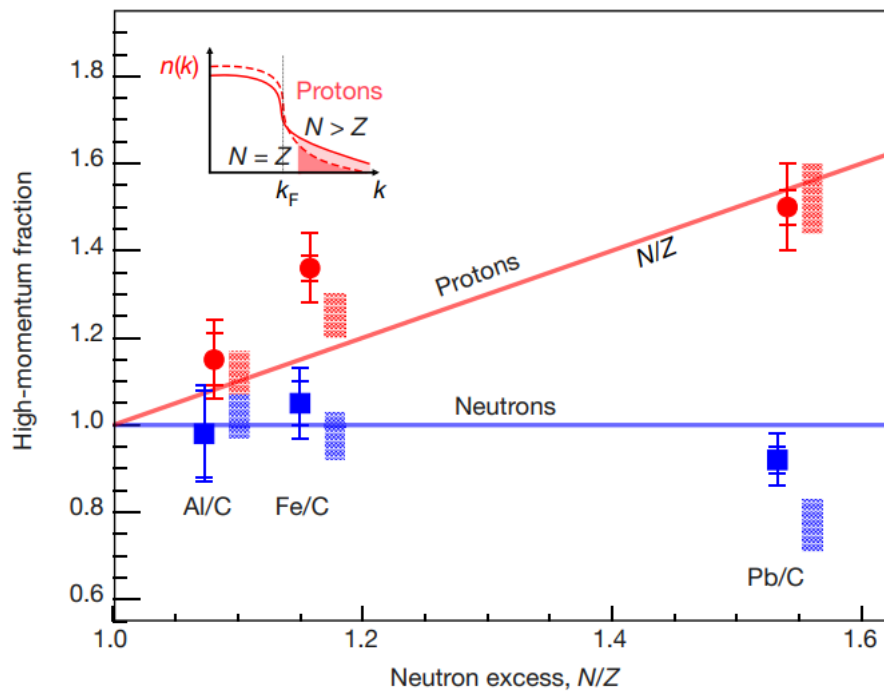


図 1.3: 中性子と陽子の高運動量と低運動量の粒子数比を ^{12}C の粒子数との比をとったもの [1]。赤丸は ^{12}C で規格化された $(e, e'p)$ 反応における低運動量陽子数に対する高運動量陽子数の比を示している。内側の誤差棒は統計誤差のみを、外側の誤差棒は統計誤差と系統誤差の両方を含めた誤差を表わす。青い四角形は中性子についての同様のことである。赤と青のハッチングされた部分は陽子と中性子の比それぞれに対する理論モデルの予測範囲を示している。挿入図は、標的原子核 (赤い破線) の中性子数が増加したときの高運動量領域の陽子の割合の変化を示す。

寺嶋氏は (p, pd) 反応を用いた実験を行い、相対運動量の大きな中性子-陽子対のアイソスピン特性を調べている [2]。この研究では、テンソル相互作用する高運動量の中性子、陽子の存在を示唆している。標的である安定核 ^{16}O に 392 MeV の陽子ビームを入射し、核内核子を散乱させる実験を行った (図 1.4)。 ^{16}O は、 $N = Z = 8$ の偶偶核であり、基底状態のスピンのパリティは $J^\pi = 0^+$ である。図 1.4 のように、 ^{16}O 核内の中性子-陽子対のスピンのアイソスピンがそれぞれ $S = 1, T = 0$ であった場合、核内の陽子中性子対が重陽子として反応により飛び出し、残留核 ^{14}N の終状態は $J^\pi = 1^+, T = 0$ となる。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、 ^{14}N の終状態は $J^\pi = 0^+, T = 1$ となる。したがって、残留核 ^{14}N の終状態を特定することで、核内の np ペアにおけるスピンのアイソスピンの組み合わせを調べることができる。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 1.5 に示す。基底状態および 3.95 MeV の第二励起状態のピークは高強度で観測されたが、2.31 MeV の第一励起状態のピークは非常に小さい。前者の状態は $J^\pi = 1^+, T = 0$ であり、後者は $J^\pi = 0^+, T = 1$ である。この結果は np ペアで $S = 1, T = 0$ が支配的であること、すなわち、テンソル相互作用が高運動量の np ペアを引き起こすことを示唆している。

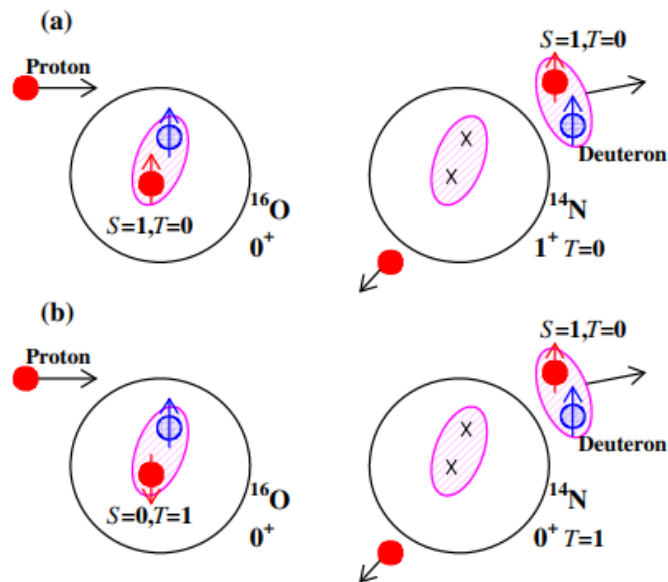


図 1.4: 安定核 ^{16}O を用いた (p, pd) 反応の模式図 [2]。 ^{16}O 中の中性子-陽子対の始状態 (a) $S = 1, T = 0$ の場合、(b) $S = 0, T = 1$ の場合。

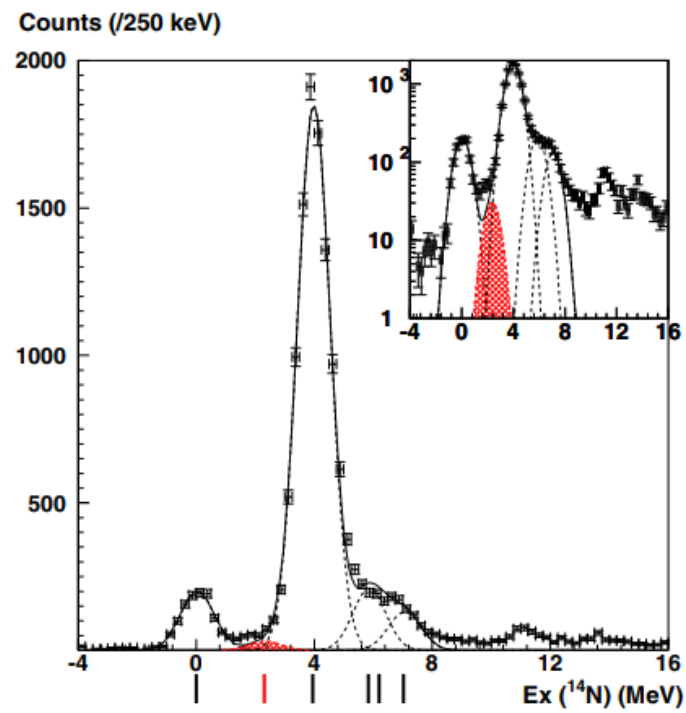


図 1.5: $^{16}\text{O}(p, pd)^{14}\text{N}$ の $\theta_d=8.6^\circ, \theta_p=138.4^\circ$ での励起エネルギースペクトル [2]。実線は全スペクトルについてフィッティングしたもので、破線はそれぞれの励起状態のピークについてフィッティングしたもの。図下の縦線は ^{14}N の基底状態、励起状態を表わし、赤の縦線は 2.31 MeV の第一励起状態を表わす。

上述の先行研究により安定核における SRC ペアについての知見が蓄積されつつあるが、そうした中、SRC ペアは陽子中性子のフェルミ面が異なる場合にはその特徴が変化するのか、という問いを立てることができる。これを明らかにするためには不安定核での SRC 研究を行う必要がある。 $Z = N = A/2$ のような安定核では陽子と中性子のフェルミ面が一致していて、フェルミ面の非対称性が及ぼす影響を観測できない。陽子数と中性子数が異なれば、そのフェルミ面もまた異なる。陽子数と中性子数が異なる場合のフェルミ面について考える。フェルミガス模型での議論で出てきた式 (1.3),(1.6) を用いると、陽子のフェルミ運動量 P_F^p は、

$$P_F^p = \hbar \left(3\pi^2 \frac{Z}{V} \right)^{1/3} = P_F \left(\frac{2Z}{A} \right)^{1/3}, \quad (1.11)$$

と表せる。同様にして、中性子のフェルミ運動量 P_F^n は、

$$P_F^n = \hbar \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{1/3} = P_F \left(\frac{2N}{A} \right)^{1/3}, \quad (1.12)$$

と表せる。同じ原子核の陽子のフェルミ運動量と中性子のフェルミ運動量を比較すると、

$$\frac{P_F^n}{P_F^p} = \left(\frac{N}{Z} \right)^{1/3}, \quad (1.13)$$

となる。安定核と不安定核とでこの比を比較する。安定核 ^{208}Pb では、

$$\frac{P_F^n}{P_F^p} \sim 1.15, \quad (1.14)$$

であり、不安定核 ^{11}Li では、

$$\frac{P_F^n}{P_F^p} \sim 1.39, \quad (1.15)$$

である。不安定核 ^{11}Li は安定核の ^{208}Pb に比べて陽子と中性子のフェルミ運動量が大きく異なっていることがわかる。 ^{11}Li のようにフェルミ面が大きく異なる不安定核についても実験することが出来れば、フェルミ面の違いが SRC ペアにどのような影響を与えるのかを議論することができる。

また、不安定核に対する SRC 研究は SRC ペア形成割合の N/Z 依存性を定量的に議論するためにも重要である。先行研究 [1] の結果は、 N/Z が大きい ^{208}Pb のデータに大きく依存している。また、図 1.3 では、高運動量成分について陽子は線形、中性子は一定であるという定性的な説明に過ぎず、 N/Z 依存性の定量的な説明にはなっていない。そのため、 ^{208}Pb より大きい N/Z をもつ原子核で SRC ペアを探索することが望まれる。

不安定核で SRC ペアを探索する際には、電子散乱を用いることは極めて難しい。電子散乱標的は長時間安定していることが求められる。また、電子を標的にした場合、ルミノシティが低く核子ノックアウト反応を観測できるほどの収量が得られない。そのため電子散乱標的には安定核を用いなければならない。そこで、我々は、寺嶋氏らの行った (p, pd) 反応を逆運動学条件下で行う。その最初の実験として $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応の観測を理化学研究所 RIBF で行う予定である。

本研究の目的は、 $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 実験で使用する陽子重陽子検出器 FSD の温度依存性を実験室の温度変化に対して評価することである。本論文では、第 2 章で実験原理とそのセットアップ、特に FSD について述べ、第 3 章で FSD の温度依存性について行ったテスト実験について述べる。第 4 章では、テスト実験の結果とその考察について述べる。最後に第 5 章では本論文のまとめと今後の展望について述べる。

第2章 実験概要およびセットアップ

本章では、不安定核における SRC ペア探索実験で用いる逆運動学での重陽子ノックアウト反応 $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ について記述する。

2.1 実験原理

順運動学で (p, pd) 反応を入射エネルギー数 100 MeV で行った場合、反応は核内の重陽子と入射陽子が散乱する準弾性散乱とみなすことができる。 $p + d$ 準弾性散乱では標的核の重陽子以外の残留核は反応に関与しない。 $p + d$ 散乱は、重心系の散乱角度 θ_{cm} に関して、 θ_{cm} が小さい前方散乱と θ_{cm} が大きい後方散乱に大別できる。後方散乱は、標的核内での SRC ペアの形成に関係する。入射陽子の運動量と標的核内の SRC ペアを形成する高運動量中性子がもつ運動量が一致するとき、標的核内の中性子と入射陽子が新たなペアを形成し、重陽子として前方に放出される。標的核内で SRC ペアを形成していた陽子は重陽子とは逆方向に放出される (図 2.1)。よって、後方散乱の断面積から SRC ペアについて議論することができる。

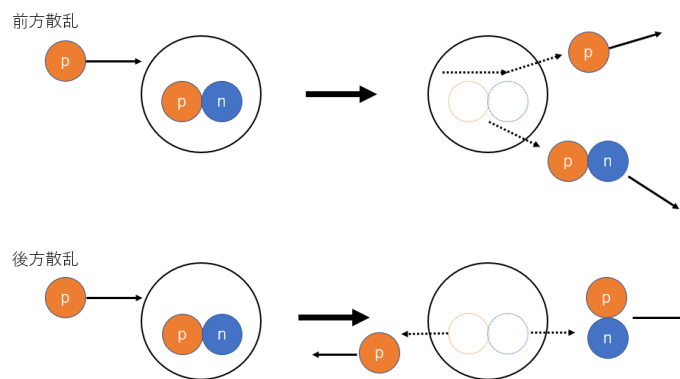


図 2.1: 順運動学における前方散乱・後方散乱の模式図

本実験では、寺嶋氏らと同様に、 (p, pd) 反応の断面積を測定し、理論計算と比較することで SRC ペアについて議論する。ただし、これを逆運動学条件下で行う。つまり、 ^{10}Be の原子核をビームとして陽子標的に照射する。 (p, pd) 反応の断面積は DWIA (Distorted Wave Impulse Approximation) により計算できる。DWIA では (p, pd) 反応の三重微分断面積は、

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_d dT_d} = S_d F_k \frac{d\sigma}{d\Omega_{p+d}} |T|^2, \quad (2.1)$$

と計算される [2]。 S_d は重陽子の分光学的因子、 F_k は運動学的因子、 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は微分断面積、 T は遷移行列である。 $p + d$ 弾性散乱の微分散乱断面積は図 2.2 に示されるように高精度で測定されてい

る [3]。SRC ペアが存在する場合は、後方散乱 ($\theta_{\text{cm}} > 90^\circ$) で三重微分断面積が増加する。その増

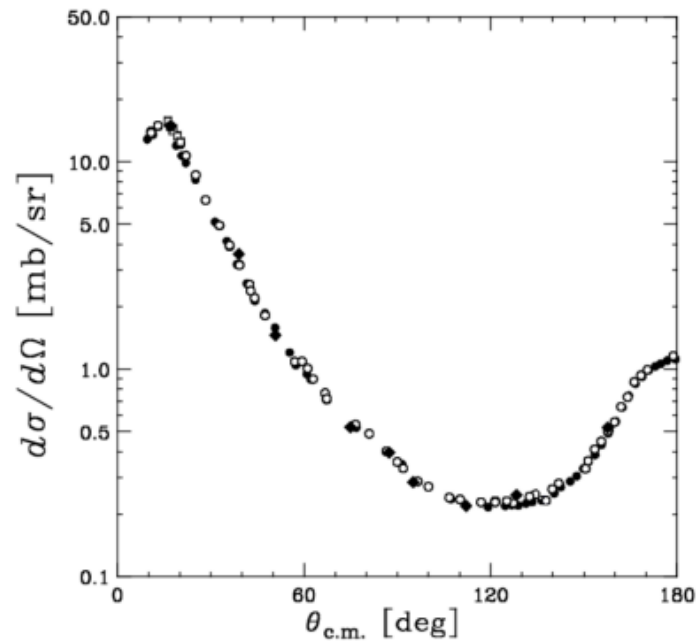


図 2.2: 入射エネルギー 135 MeV の $p+d$ 弾性散乱の断面積 [3]。白丸・白四角・黒丸は理化学研究所の実験、黒菱形は大阪大学核物理研究センターで行われた実験結果。 $\theta_{\text{cm}} < 90^\circ$ は前方散乱、 $\theta_{\text{cm}} > 90^\circ$ は後方散乱。

加を観測することで SRC ペアの存在が確認される。三重微分断面積を求めるには、陽子・重陽子の散乱角と重陽子のエネルギーの測定が必要になる。順運動学条件下とは違い逆運動学条件下では標的よりも入射ビームのほうが重い。そのため、前方散乱、後方散乱ともに散乱粒子は 90° より小さい角度に散乱される。本実験では、前方散乱、後方散乱の両方を同時に測定することで、モデル依存性を小さくする。また、残留核 ^8Li の終状態を特定し、テンソル相互作用について調べるために ^8Li の γ 線を測定する。

図 2.3 に逆運動学における陽子と重陽子の散乱角度とエネルギーの関係を示す [4]。本実験では、前方散乱での陽子、重陽子の散乱角度 (実験室系) $40^\circ < \theta_p < 50^\circ, 15^\circ < \theta_d < 30^\circ$, エネルギー $100 < T_p < 200$ MeV, $200 < T_d < 270$ MeV の範囲、後方散乱での陽子、重陽子の散乱角度 (実験室系) $0^\circ < \theta_p < 8^\circ, 2^\circ < \theta_d < 9^\circ$, エネルギー $450 < T_p < 475$ MeV, $T_d < 120$ MeV の範囲を測定する。

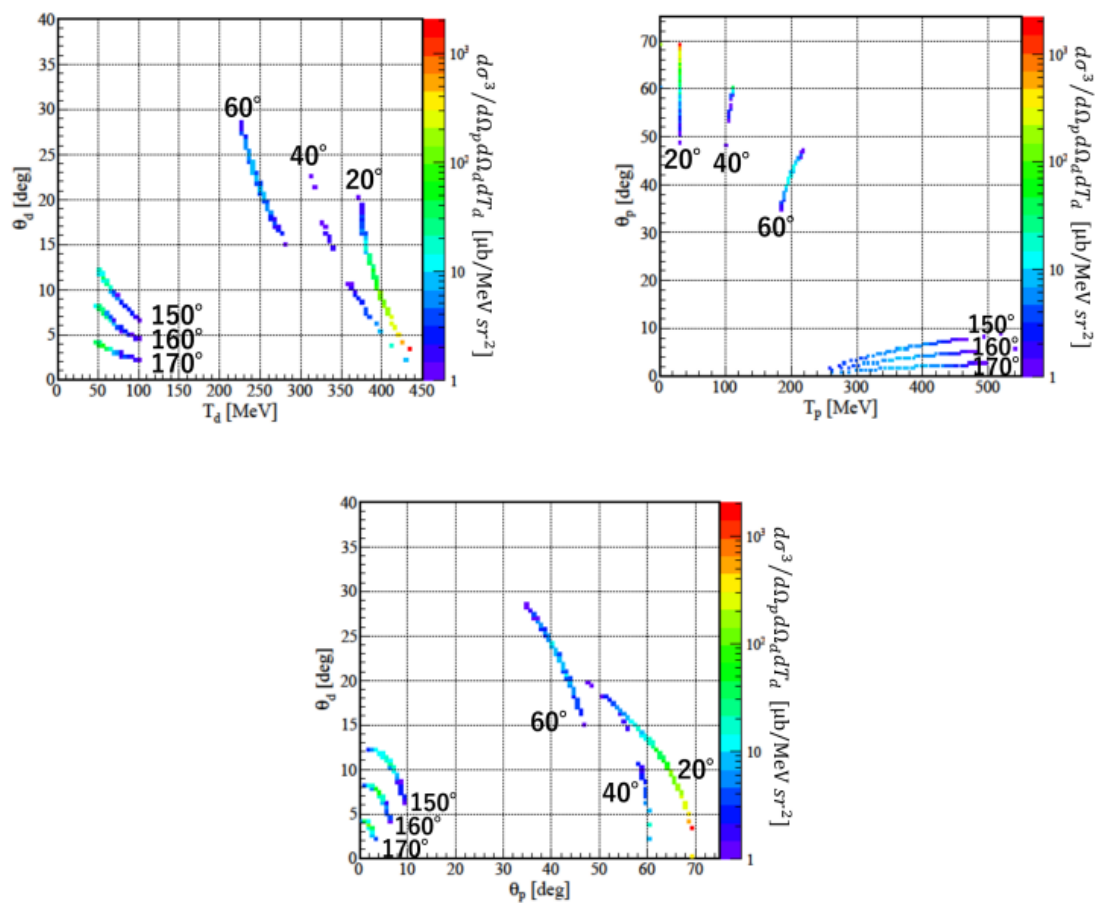


図 2.3: 理論計算から得られた逆運動学における散乱角度 θ_p, θ_d とエネルギー T_p, T_d の関係 [4]。z 軸は三重微分断面積。図中の角度 ($20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 150^\circ, 160^\circ, 170^\circ$) は順運動学下での陽子の散乱角度であり、 $20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ は前方散乱、 $150^\circ, 160^\circ, 170^\circ$ は後方散乱である。

2.2 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の RIBF で行われる。入射ビームによって散乱された粒子は、図 2.4 で示す SAMURAI と呼ばれる超電導双極磁石スペクトロメータにより識別される。曲がりにくさの指標となる磁気硬度 $B\rho$ は各粒子で異なるため、各粒子ごとに検出することができる。

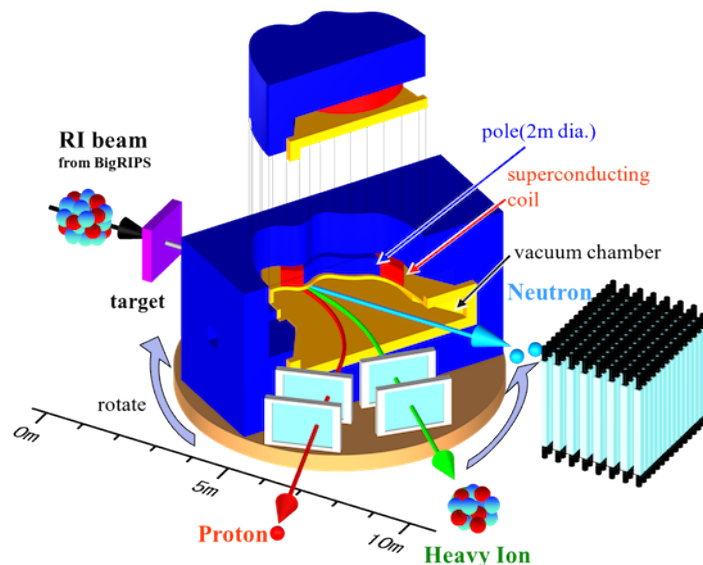


図 2.4: SAMURAI の模式図 [7]

本実験のセットアップを図 2.5 に示す。本実験では、230 MeV/u の ^{10}Be を液体水素標的に入射させる。入射ビームはトリガー SBT、ドリフトチェンバー BDC で検出される。散乱された粒子は各検出器によって検出される。 ^{10}Be と残留核 ^8Li はドリフトチェンバー FDC1,2 とプラスチックシンチレータホドスコープ HODF で検出される。前方散乱での陽子、重陽子は FSD と CATANA で検出される。後方散乱での陽子はドリフトチェンバー PDC1,2 とプラスチックシンチレータホドスコープ HODP、重陽子は BSDD, NINJA で検出される。

陽子重陽子検出器の概要を述べる。前方散乱陽子重陽子を検出する CATANA は標的を覆うように 7 層の CsI(Na) 結晶が設置されていて、 $17.5^\circ \sim 71^\circ$ の範囲で測定可能である。また、CATANA は ^8Li の γ 線の検出にも用いられる。後方散乱陽子を検出する PDC1,2 はドリフトチェンバーであり、ガスが封入された箱の中に電場がかかったワイヤーを張り巡らし荷電粒子の入射位置と角度を測定する。HODP はホドスコープであり、両端に PMT を接着したプラスチックシンチレータから構成されている。後方散乱重陽子を検出する BSDD は両端に MPPC が取り付けられたプラスチックシンチレータから構成され、 $4^\circ \sim 9^\circ$ に散乱された重陽子を 50 ~ 110 MeV の範囲で検出できるように設計されている [6]。NINJA はプラスチックシンチレータが並んだプラスチックシンチレータアレイである。SAMURAI 磁石の間に設置されていて、BSDD が検出する重陽子よりも小さい散乱角の重陽子を検出する。本研究で対象にしている FSD の詳細については次節で述べる。

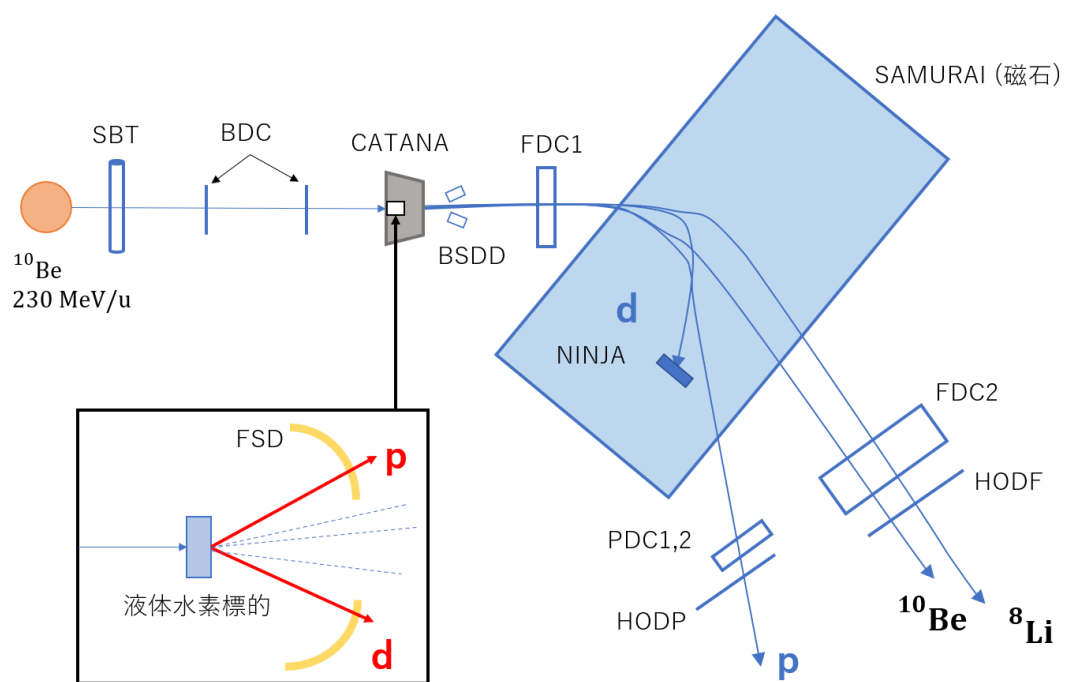


図 2.5: 本実験のセットアップの概略図。赤色の p, d は前方散乱陽子、重陽子を表し、青色の p, d は後方散乱陽子、重陽子を表わす。

2.3 FSD

本節では、前方散乱粒子検出器である FSD について述べる。FSD の概要について述べた後、FSD に用いられるプラスチックシンチレータと MPPC の原理について述べる。

2.3.1 FSD

FSD(Forward Scattering particle Detector) は前方に散乱される陽子と重陽子を識別するために開発された検出器である。前述のように前方散乱粒子の検出には FSD と CATANA を用いる。FSD でエネルギー損失 ΔE を測定し、CATANA で全エネルギー E を測定し、 $\Delta E - E$ 法により陽子と重陽子を識別する。プロトタイプの検出器では、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 [5]。

FSD の概観図を図 2.6 に示す [4]。FSD は一層目に 12 本、二層目に 14 本の計 26 本のプラスチックシンチレータから構成されていて、 $15.4^\circ \sim 62.4^\circ$ に散乱される粒子を検出できる。プラスチックシンチレータは厚さ 10 mm、幅 12 mm、高さ 4 mm の直方体で、その両端には光検出器である MPPC が接着されている。MPPC からの信号処理には MPPC 読み出し用モジュールである NIM-EASIROC を用いる。

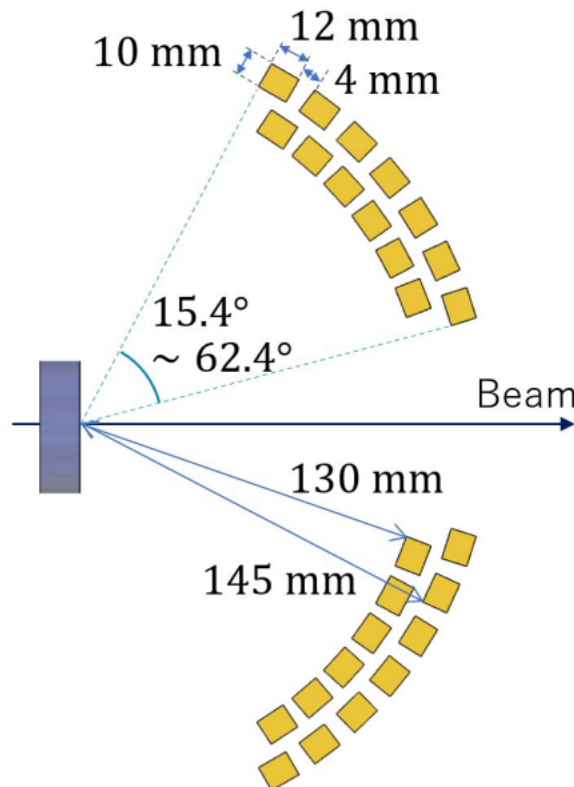


図 2.6: FSD の概観図 [4]

2.3.2 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めたシンチレータは蛍光の一種であり、何らかの原因で励起された電子が基底状態に戻るときに発光する。シンチレータは大きく有機シンチレータと無機シンチレータに大別されるが、一般に有機シンチレータは素早く発光するが光の収率が少なく、無機シンチレータは発光は遅いが、光収率が高いといった特徴がある。プラスチックシンチレータは有機シンチレータであり、分子のエネルギー準位間の遷移によって発光する。シンチレーション光の減衰時間を τ 、励起後の時刻を t とすると発光量 I は

$$I = I_0 e^{-t/\tau}, \quad (2.2)$$

と表せる。プラスチックシンチレータは、 τ が非常に小さく、素早く発光する。

FSD に用いられているプラスチックシンチレータは、ELJEN TECHNOLOGY 社製の EJ-200 を使用している。表 2.1 に EJ-200 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 2.1: EJ-200 の特性 [8]

2.3.3 PD(Photo Diode)

PD は、光半導体素子の PN 接合部に光を照射すると電流や電圧を発生する受光素子である。光エネルギーがバンドギャップエネルギーより大きいと、価電子帯の電子は伝導帯へ励起され、もとの価電子帯に正孔が生成される。この電子正孔対は空乏層中では電場により、電子は N 層へ、正孔は P 層へと加速される。このようにして電子正孔対はそれぞれ N 層、P 層中に蓄積し、P 層は正に、N 層は負に帯電する。電子正孔対は入射光量に比例して発生するので、外部回路を接続することで流れる電流も入射光量に比例する。

入射光を直接電子正孔対に変換するので量子効率が良いが、増幅機構がないため内部利得がないという欠点がある。

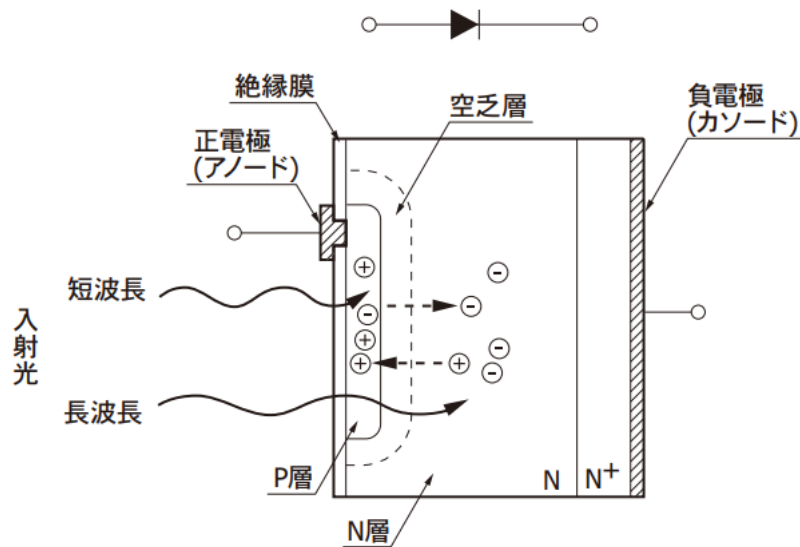


図 2.7: PD の断面構造 [9]

2.3.4 APD(Avalanche Photodiode)

APD は逆電圧を印加することにより素子内部で光電流を増倍する機能 (アバランシェ増倍) をもった PD であり、キャリアが発生する機構は PD と同じである。PN 接合に逆電圧を印加すると、空乏層内部で発生した電子-正孔対は、電場により電子は N^+ 側に正孔は P^+ 側にそれぞれドリフトする。このドリフト速度は電場が大きくなるほど速くなるが、結晶格子との散乱頻度も増すのである電場に達すると、一定の速度に飽和する。さらに電場が大きくなると結晶格子との衝突を免れたキャリアは非常に大きなエネルギーをもち、これが結晶格子と衝突すると新たに電子-正孔対が発生する。この現象をイオン化というが、新たに生成された電子-正孔対がまた次の電子-正孔対を発生させるように連鎖的にイオン化が起こる。これをアバランシェ増倍という。

APD の増倍率には温度特性があり、温度が上がると結晶の光子振動が激しくなり、加速されたキャリアのエネルギーが十分に大きくなる前に結晶と衝突する確率が大きくなり、イオン化が起こりにくくなる。このため温度が上昇すると、特定の逆電圧における増倍率が小さくなる。

APD の逆電圧を降伏電圧以上にして動作させる状態をガイガーモードという。この状態では光量の大小に関係なく光入射によって素子固有の飽和出力が発生する (ガイガー放電) ので、光子 1 個を検出する際にも大きな出力が得られる。

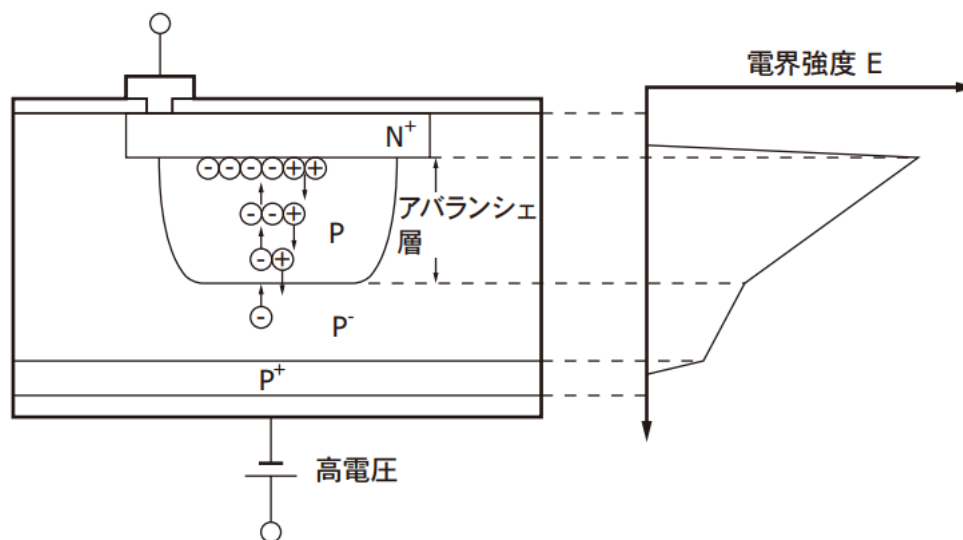


図 2.8: アバランシェ増倍の模式図 [10]

2.3.5 MPPC

MPPC(Multi Pixel Photon Counter) は SiPM(Silicon PhotoMultipliers) と呼ばれる半導体光検出器の一種である。ガイガーモード APD とクエンチング抵抗を組み合わせたピクセルが多数接続された構造をしている。上述したように、ガイガーモードで使用するとガイガー放電が始まると素子内部の電場が保たれる間は放電が続き、次の光子が検出できないので、動作電圧を下げる必要がある。クエンチング抵抗はその役割を担っている。ガイガー放電による出力電流がクエンチング抵抗を流れ電圧が降下し、直列に接続された APD の動作電圧が下がり、ガイガー放電が止まる。

各ピクセルからの出力パルスは 1 つであり、入射光子数によって変化しないので、複数の光子

が同時に入った場合も出力パルスは 1 つだけなので、入射光子数にあったピクセル数の MPPC を選択する必要がある。

FSD に用いられている MPPC は、浜松ホトニクス製の S13360-6075CS である。S13360-6075CS の特性を表 2.2 に示す。

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 2.2: S13360-6075CS の特性 [12]

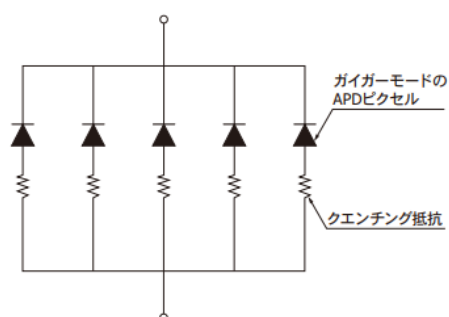


図 2.9: MPPC の構造 [11]



図 2.10: 浜松ホトニクス製の MPPC(S13360-6075CS)

第3章 検出器の温度依存性評価実験

本章では、陽子重陽子検出器の温度依存性について行ったテスト実験について述べる。まず、テスト実験の内容とそのセットアップを述べ、次にデータの取得方法について述べる。

3.1 テスト実験

3.1.1 MPPC 基板

MPPC の出力信号を処理する NIM-EASIROC モジュールを用いてデータ取得を行った。NIM-EASIROC の詳細は次節で述べる。基板に MPPC、抵抗 ($1\text{ k}\Omega$)、コンデンサー ($0.1\text{ }\mu\text{F}$)、LEMO コネクタをはんだ付けし、図 3.1 に示すような読み出し回路を作成した。図 3.2 中の右側の LEMO コネクタは電源に接続し、左側の LEMO コネクタは NIM-EASIROC に接続する。

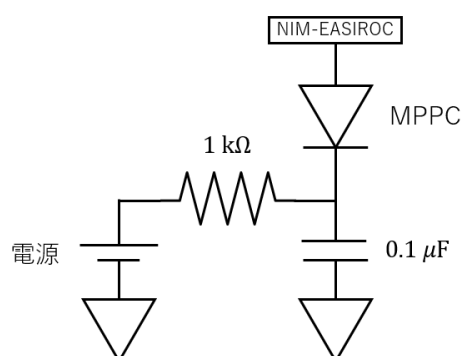


図 3.1: 読み出し回路図

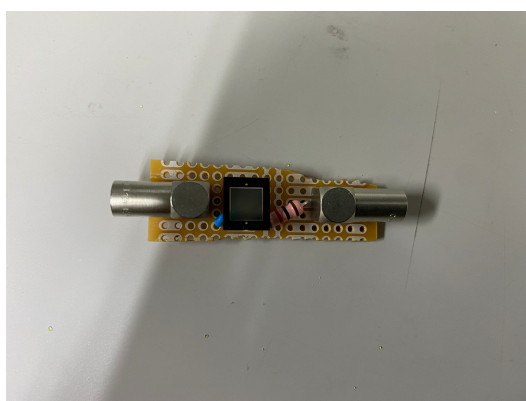


図 3.2: 作成した基板。黒い四角形のものが MPPC であり、その下の青色のものがコンデンサーである。

3.1.2 セットアップ

テスト実験では、 ^{137}Cs から放出される γ 線源を陽子重陽子検出器 FSD に用いられる検出器で検出し、そのコンプトンエッジの ch 値を温度ごとに測定した。温度範囲は $23.5\text{ }^\circ\text{C}$ から $33.5\text{ }^\circ\text{C}$ で $1\text{ }^\circ\text{C}$ 間隔で測定を行った。MPPC への印加電圧は 61 V 、前置増幅器の電気容量は 100 fF で、 $10,000$ イベント取得した。図 3.3 にテスト実験のセットアップを示す。

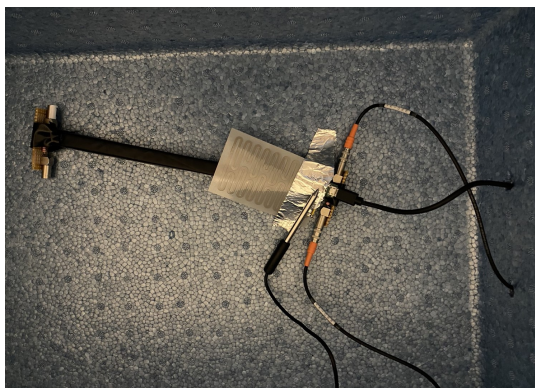


図 3.3: テスト実験のセットアップ図



図 3.4: 検出器の模式図。黒い直方体がプラスチックシンチレータで、灰色の直方体が MPPC、青色の四角形がヒーターユニットを表す。

今回用いたヒーターを図 3.5 に示す。白の四角形の部分がヒーターユニットであり、この部分が加熱される。実際に実験を行う際には、図 3.3 中の検出器と線源を発泡スチロールの箱に入れて断熱し、遮光をして測定を行う。

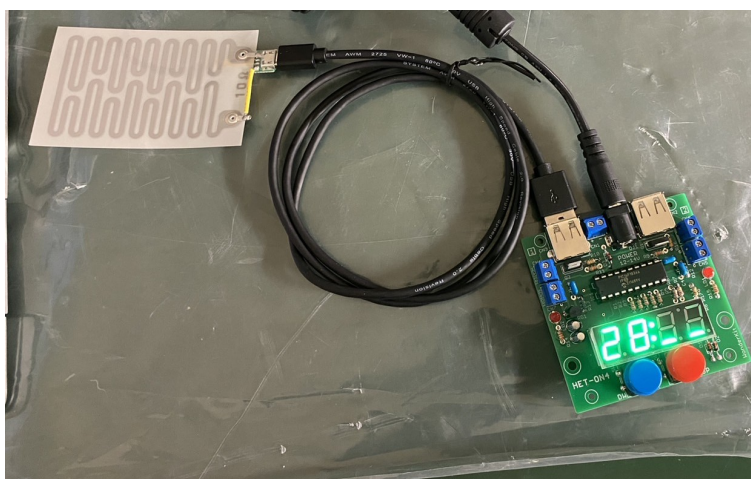


図 3.5: 本実験で用いたヒーター。白い四角形がヒーターユニット。

3.1.3 SAMURAI 実験室の温度変化

また、本研究では SAMURAI 実験室の温度をデータロガーを用いて約二日にわたって測定した。今回用いたデータロガーは $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ 単位で測定できる。

3.2 データ収集システム

MPPC からの信号の処理には汎用の MPPC 読み出し用 ASIC を搭載した NIM-EASIROC モジュールを用いる。64 個の MPPC を同時に読み出すことができ、増幅率調整可能なアンプ、波形整形増幅器、discriminator を有している。64 個の MPPC に印加するバイアス電圧は 0~4.5V の範囲で個別に調節できる。

内部回路図を図 3.6 に示す。入力信号は 2 つのコンデンサによって High gain と Low gain に 10:1 の割合で分割される。その後には置かれた前置増幅器によりそれぞれの信号を増幅し、波形整形器へと送り出される。波形整形器は電荷測定用の Slow Shaper と時間測定用の Fast Shaper の二種類ある。Slow Shaper で整形された信号の電圧は、ホールドトリガーが入力されたときコンデンサーに保持され、アクセプトトリガーを受けたとき出力し ADC によりデジタルデータに変換する。その後 discriminator へと送ら

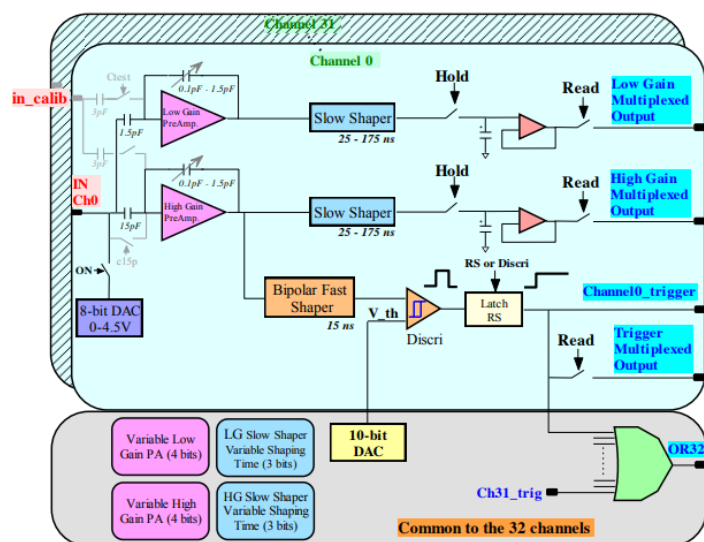


図 3.6: NIM-EASIROC の回路図 [13]

3.2.1 前置増幅器

放射線検出器の出力信号は入射放射線によってつくられる電荷 Q に対応するパルスであり、検出器のインピーダンスも高いため、入力インピーダンスの高い前置増幅器を検出器とパルス処理回路の間に設置することで、パルスを増幅し、低出力のインピーダンス回路で信号を送り出せる。

前置増幅器は電圧型と電荷型がある。電圧型前置増幅器では出力パルスが、入力端子に印加された電圧パルスの波高に比例した波高を持つような回路 (図 3.7) から構成されている。入力パルスは、

$$V_{\max} = \frac{Q}{C}, \quad (3.1)$$

V_{\max} : 信号電圧の最大値,

C : 入力静電容量,

に等しい波高を持つので、入力電気容量が一定であるならば、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印加電圧によって静電容量が変化して線形性が失われるので、電圧型前置増幅器は適していない。

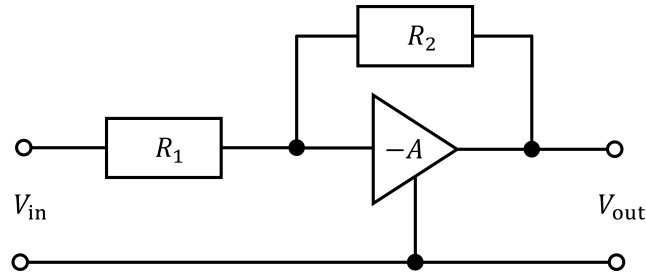


図 3.7: 電圧型前置増幅器の回路

電荷型前置増幅器(図 3.8)は、入力静電容量の変化を受けず、出力電圧が入力端子に加えたパルスの全積分電荷に比例する。オペアンプの利得を $-A$ とすると、出力電圧は

$$V_{\text{out}} = -A \frac{Q}{C_d + (A+1)C_f}, \quad (3.2)$$

で表せ、利得が非常に大きい ($A \gg (C_d + C_f)/C_f$) と、

$$V_{\text{out}} \sim -\frac{Q}{C_f}, \quad (3.3)$$

となる。

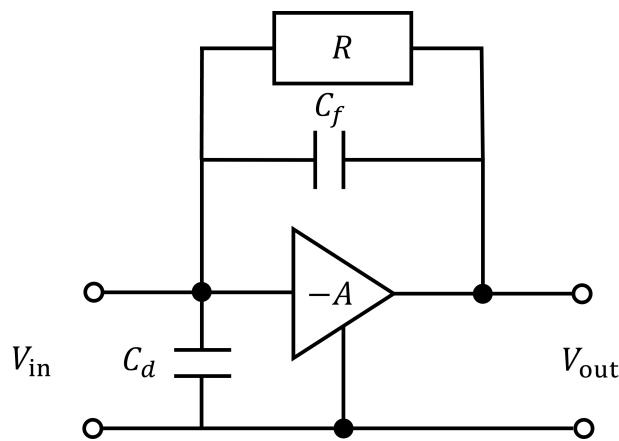


図 3.8: 電荷型前置増幅器の回路

NIM-EASIROC では電荷型前置増幅器を使用していて、電気容量 C_f は 0.1 pF から 1.5 pF ままで 0.1 pF 間隔で変更できる。

3.2.2 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。入射放射線による電荷 Q が 0 になる点と ADC の記録す

るチャンネル数のゼロ点が一致する場合、 Q とチャンネル数 ch の関係は、

$$Q = k \times ch, \quad (3.4)$$

で表されるが、実際には、 Q と ch のゼロ点は一致しない。 Q が 0 となる点でのチャンネル数 (ペDESTAL P) を用いて書きなおすと、

$$Q = k(ch - P), \quad (3.5)$$

となる。

第4章 温度依存性評価実験の結果と考察

本章では、本研究で行ったテスト実験の結果と考察を述べる。ペDESTAL測定、SAMURAI実験室の温度変化測定、検出器の温度依存性測定の結果を述べ、検出器の温度依存性について考察する。

4.1 ペDESTAL

本実験で用いたNIM-EASIROCの入力チャンネルCH0,CH1のペDESTAL測定を行った。ペDESTAL測定では検出器を接続せずにback groundの測定を行う。得られたスペクトルをガウス関数でフィッティングしてペDESTAL値を求める。測定結果を表4.1に示す。

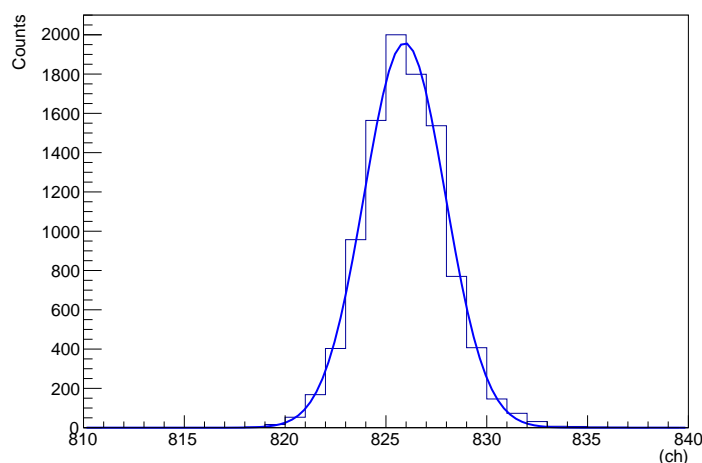


図 4.1: CH0 におけるペDESTAL

NIM-EASIROC のチャンネル	ペDESTAL [ch]
CH0	825.9
CH1	824.9

表 4.1: NIM-EASIROC の各入力チャンネルのペDESTAL

4.2 SAMURAI 実験室の温度変化

SAMURAI実験室の温度測定は、2022年12月28日17時02分から2022年12月30日16時59分の約二日にわたって行った。その結果を図4.2に示す。最低温度は22.9℃、最高温度は23.4℃、

平均温度は 23.1 °C であった。

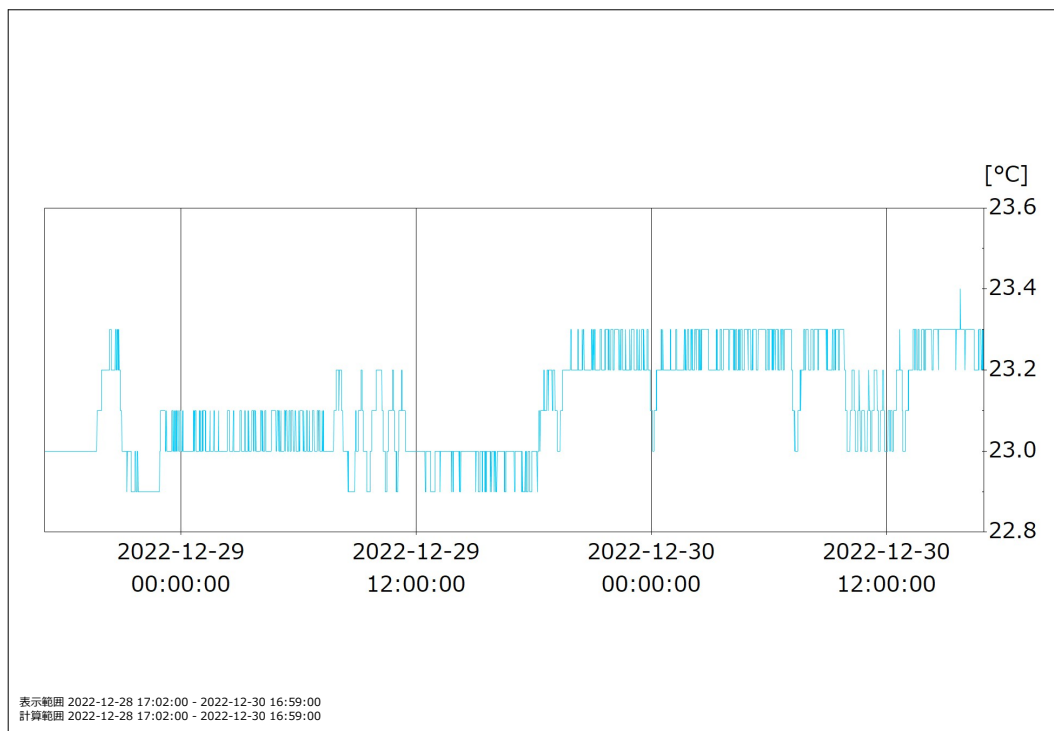


図 4.2: 実験室の温度変化

4.3 検出器の温度依存性

本研究では、23.5℃から33.5℃までのデータを取得した。NIM-EASIROCで取得した23.5℃と33.5℃のADCスペクトルの比較を図4.3に表す。この図から、温度が高い33.5℃のスペクトルの方が全体的にch値が小さい方にシフトしており、これはMPPCのゲインが変化していることを示している。

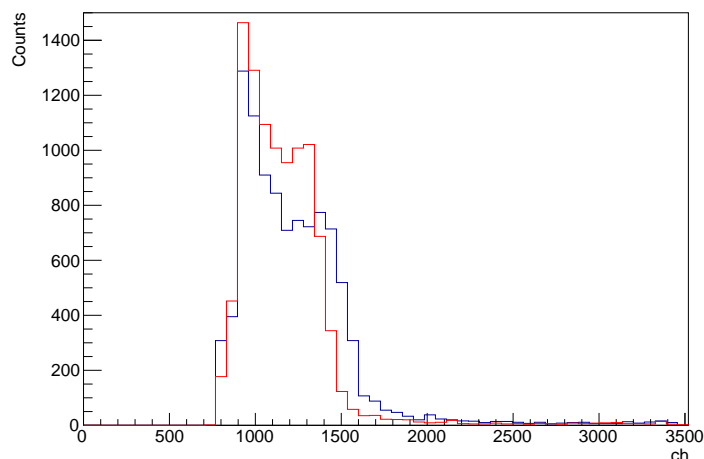
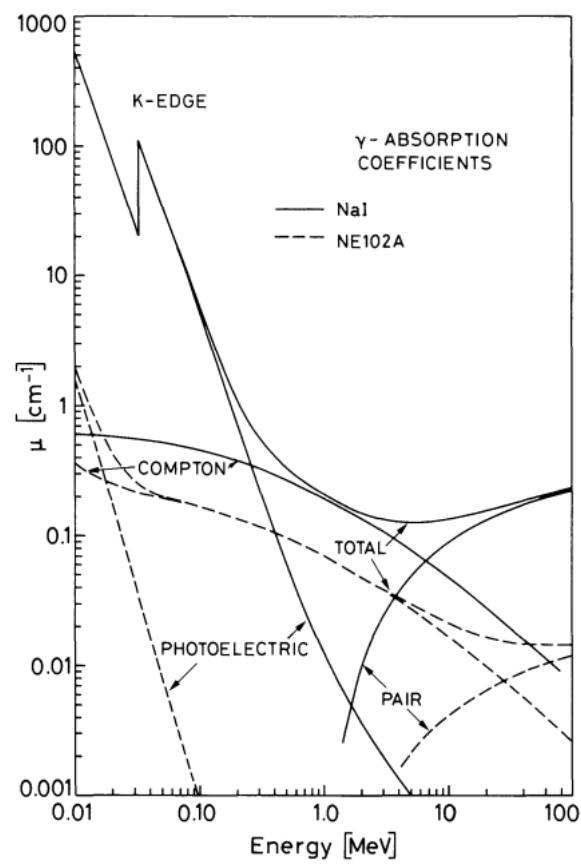


図 4.3: 23.5℃と33.5℃でのスペクトルの比較。青色が23.5℃、赤色が33.5℃のスペクトル。

4.3.1 コンプトンエッジによるフィッティング

検出器の温度依存性は、 ^{137}Cs 線源から放出される661.7 keVの γ 線のコンプトンエッジのch値から評価する。 γ 線とプラスチックシンチレータの相互作用では、図4.4で示すように、光電効果がほとんど起こらず、コンプトン散乱が支配的になっている。そこでコンプトンエッジのch値を評価することで温度依存性を調べた。コンプトン散乱の理論的なエネルギースペクトルを求め、分解能でたたみこんだ関数でフィッティングしてコンプトンエッジのch値を求めた。

図 4.4: NaI と NE102A プラスチックシンチレータの γ 線減弱係数 [14]

コンプトン散乱のエネルギースペクトルは以下のクライン-仁科の公式から得られる。

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e \gamma^2} \left[2 + \frac{s^2}{\gamma^2 (1-s)^2} + \frac{s}{1-s} \left(s - \frac{2}{\gamma} \right) \right], \quad (4.1)$$

$$\gamma = \frac{h\nu}{m_e}, \quad (4.2)$$

$$s = \frac{T}{h\nu}, \quad (4.3)$$

$$(4.4)$$

ここで、

T : 反跳電子のエネルギー,

$h\nu$: 入射 γ 線のエネルギー,

m_e : 電子の質量,

r_e : 古典電子半径,

である。この式で計算したエネルギースペクトルの形状は図 4.5 のようになる。

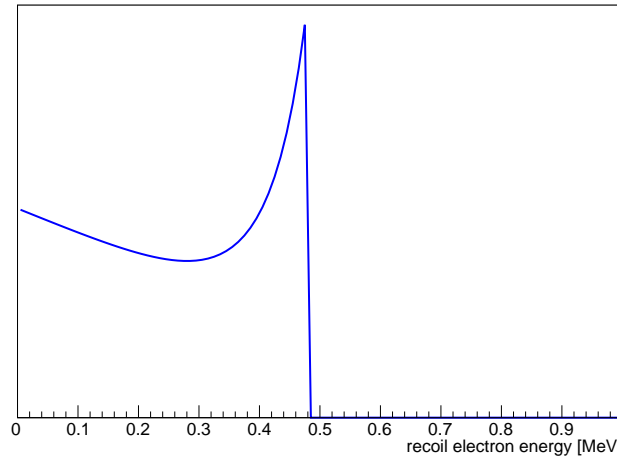


図 4.5: 661.7 keV の γ 線によるコンプトン散乱における反跳電子のエネルギー分布

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) T_{max} は、

$$T_{max} = h\nu \frac{2\gamma}{1+2\gamma} \quad (4.5)$$

で計算され、 ^{137}Cs 線源によるコンプトンエッジのエネルギーは 477.3 keV と計算される。

分解能にはガウス関数を用いて、以下のようなたたみこみを行った。

$$f_{fold}(T) = \int f(T')g(T', T' - T)dT', \quad (4.6)$$

$$g(T', x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(T')} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma(T')^2}\right), \quad (4.7)$$

$$\sigma(T') = a\sqrt{T'}, \quad (4.8)$$

ここで、パラメータ a は比例定数であるが、(4.8) 式から 1 MeV における分解能を表わすことがわかる。このフィッティング関数は図 4.6 のような形状になる。図 4.7 は 23.5 °C の場合のスペクトルを上記の関数でフィッティングしたものである。

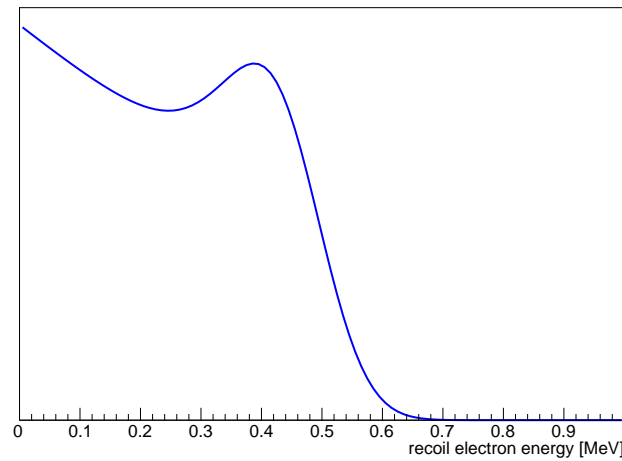


図 4.6: コンプトン散乱における反跳電子のエネルギー分布をガウス関数でたたみ込み積分した分布 ($a = 0.1$ MeV とした)

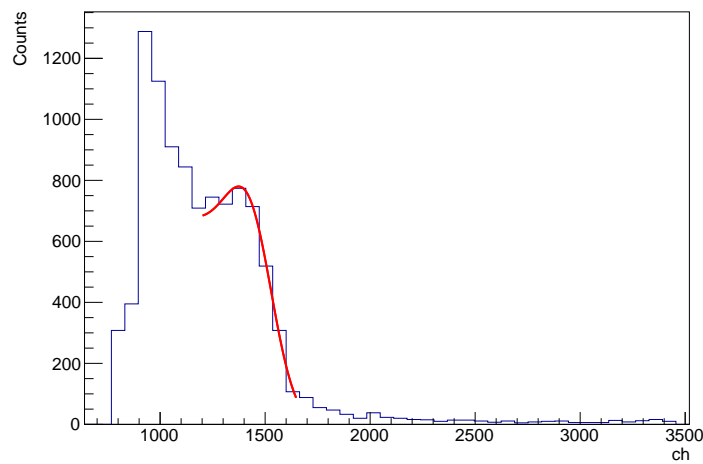


図 4.7: 23.5 °C でのスペクトルのフィッティング

各温度でのスペクトルをフィッティングした結果を以下に示す。ここで、 T_{ch} は各スペクトルをフィッティングして得られたコンプトンエッジの ch 値であり、 $T_{\text{ch-ped}}$ は T_{ch} からペDESTALの値を引いたものである。

温度 [°C]	T_{ch} [ch]	$T_{\text{ch-ped}}$ [ch]	誤差 [ch]
23.5	1503.9	678.1	0.19
24.6	1496.2	670.3	0.06
25.5	1479.6	653.7	0.02
26.8	1457.9	632	0.05
27.5	1454.4	628.5	0.07
28.5	1446.3	620.4	0.004
29.5	1427.6	601.7	0.03
30.5	1424.8	598.9	0.03
31.5	1401.8	575.9	0.01
32.5	1391.4	565.5	0.01
33.5	1376.7	550.8	0.05

表 4.2: 各温度でのスペクトルのフィッティング結果。 $T_{\text{ch-ped}}$ は T_{ch} からペDESTALを引いた値である。

4.3.2 温度の誤差についての評価

測定を行う際にヒーターの LED がノイズとして入ってしまうため、測定の間はヒーターの電源を切っていた。1 秒あたりのイベント数は 34 イベントであり、10,000 イベントを取得するのに要した時間は約 5 分であった。測定終了時の温度は測定開始時の温度に比べて約 1 °C 低くなっていた。そのため横軸温度の誤差は ± 0.5 °C として議論する。

4.3.3 ゲインの温度依存性

図 4.8 は、横軸を温度、縦軸を $T_{\text{ch-ped}}$ にしてプロットしたものを一次関数でフィッティングしたものである。図 4.8 から、温度とコンプトンエッジの ch 値の間には線形の関係があることが読み取れる。また、23.5 °C から 33.5 °C まで 10 °C の温度上昇に対して、 $T_{\text{ch-ped}}$ は 19% 減少している。

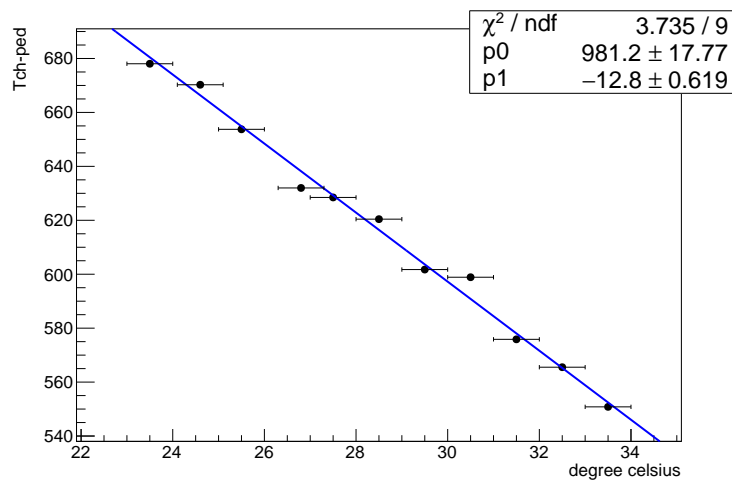


図 4.8: コンプトンエッジの ch 値の温度依存性。フィッティング関数は $y = p_1x + p_0$ 。横軸の誤差は ± 0.5 °C であり、縦軸の誤差は点よりも小さくなっている。

浜松ホトニクス社の MPPC のデータ [15,16] より、ゲインの温度変化について計算すると、温度が 10 °C 上昇するとゲインは 18% 減少することがわかる。

よって、テスト実験で得られたゲインの温度依存性は、浜松ホトニクス社のデータをよく再現していると言える。

4.3.4 実験室での検出器の温度依存性

実験室系では平均温度 23.1 °C から ± 0.3 °C の温度変化がある。この温度変化に対する ch 値の変化は以下のように計算される。

$$0.3[\text{°C}] \times |p_1|[\text{ch/°C}] = 3.84[\text{ch}]. \quad (4.9)$$

23.1 °C での $T_{\text{ch-ped}}$ は 685 ch であるので、実験室の温度変化に対する ch 値の変化は、

$$\frac{3.84}{685} = 0.56\% \quad (4.10)$$

と評価される。

プラスチックシンチレータで生成される光子が MPPC に入るので、検出器自体の温度依存性はプラスチックシンチレータの温度依存性にも影響される。FSD に用いられるプラスチックシンチレータ (ELJEN TECHNOLOGY 社製の EJ-200) の発光量もまた温度変化する。ELJEN TECHNOLOGY 社によると、60 °C の時の発光量は 20 °C の時の発光量の 95% になることがわかっている [8]。プラスチックシンチレータの発光量と温度に線形関係があると仮定すると、発光量は 1 °C の温度変化あたり 0.125% であり、SAMURAI 実験室での温度変化 (± 0.3 °C) においては 0.04% となる。これは MPPC の温度依存性と比べると十分小さい。

第5章 まとめと今後の展望

本研究では、不安定核での SRC 探索実験に用いる前方散乱粒子検出器 FSD の温度依存性の評価を行った。 ^{137}Cs 線源のコンプトンエッジを用いて温度依存性を評価したところ、浜松ホトニクス社のデータを良く再現していて、温度とコンプトンエッジの ch 値の間には線形の関係が見られた。SAMURAI 実験室の温度変化は $\pm 0.3^\circ\text{C}$ であり、MPPC の ch 値は SAMURAI 実験室での温度変化により 0.56% だけ変化すると評価された。この結果より、プラスチックシンチレータの SAMURAI 実験室での温度変化 0.04% の値は、MPPC の温度変化に比べて十分小さいことがわかった。

本研究においては、FSD の検出器として温度依存性を評価したが、後方散乱粒子を検出する BSDD には同じプラスチックシンチレータが使われている。また、MPPC はサイズが異なるだけで性能は同じであるので、BSDD の温度依存性評価にもなっている。ただし、本研究においては前置増幅器の電気容量を 100 fF と設定し測定を行ったが、実際の実験の設定値とは異なる。そのため、本研究で得られた温度依存性は参考程度であり、実際の設定値で温度依存性を評価する必要がある。

参考文献

- [1] M. Duer *et al.*(Jefferson Lab CLAS Collaboration), *Nature* **560**, 617 (2018).
- [2] S. Terashima *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **121**, 241501 (2018).
- [3] K. Sekiguchi *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **95**, 162301 (2005).
- [4] 高橋康平, 修士論文, 東京工業大学 (2021)
- [5] 堀川晃太, 卒業論文, 東京工業大学 (2020)
- [6] 磯部 駆, 卒業論文, 東京工業大学 (2021)
- [7] RIKEN NISHINA CENTER RIBF, SAMURAI
<https://www.nishina.riken.jp/RIBF/SAMURAI/overview.html>
- [8] 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>
- [9] 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
- [10] 浜松ホトニクス, Si APD
https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/si-apd_kapd9007j.pdf
- [11] 浜松ホトニクス, MPPC
https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd9008j.pdf
- [12] 浜松ホトニクス, MPPC S13360-6075CS
<https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/type/S13360-6075CS/index.html>
- [13] 石島直樹, 修士論文, 大阪大学 (2014)
- [14] William R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Berlin, Springer(2012).
- [15] 浜松ホトニクス, technical notes
<https://hub.hamamatsu.com/us/en/technical-notes/mppc-sipms/how-does-temperature-affect-the-gain-of-an-SiPM.html>
- [16] 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
- [17] 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)

- [18] Glenn F. koll 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)

謝辞

本論文を作成するにあたり、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最先端の知見だけでなく、研究者としての心意気や考え方など自分に足りないものをたくさん教えていただきました。助教の近藤洋介氏には、実験の計画から本論文の執筆にあたるまで細部にわたって助言をいただきました。また、研究以外での何気ない会話も研究の励みになりました。中村研究室の堀川晃太氏には未熟な自分に対して実験装置の使い方や実験の意義などを丁寧に教えていただきました。儀部駆氏には解析の仕方や実験装置の使い方などを質問した際に何時でも回答してくださりました。また、松井智輝氏、Lee Hyeji 氏、大澤悠真氏、高橋里緒氏には日々のミーティングや日常をともに過ごし精神的な支えとなっていました。このような研究ができる環境に恵まれたのは家族の支えがあってのものです。家族には仕送りや日々の連絡で経済的にも精神的にも支えていただきました。この研究をする中で、多くの人に力を貸していただきました。本研究に関わってくださった方、支えてくださった方みなさまに感謝の意を表します。