

2025年度 修士論文

(p,pd) 反応を用いた中性子過剰核における
短距離相関探索実験

東京科学大学 理学院 物理学系

学籍番号 23M00186

氏名 石黒宗一郎

指導教員 中村隆司

2026年2月2日

概要

原子核内で短距離相関した陽子-中性子対 (Short Range Correlation: SRC ペア) の存在が近年の電子散乱の実験から示唆されている。SRC ペアは、核子半径より短い距離で相関し、フェルミ運動量を超える相対運動量をもつが、これは従来の平均場近似に基づく原子核模型では説明できない特徴である。特に、クォーク自由度が原子核でどのような役割を果たすのかを知る手掛かりになると期待されている。電子散乱による SRC に関する先行研究は安定核の研究に限られており、陽子と中性子のフェルミ面の違いや N/Z 依存性が議論できない。そこで我々は、 (p, pd) 反応の逆運動学反応を用いて、不安定核である中性子過剰核 ^{10}Be の SRC 探索実験を理研 RIBF において世界に先駆けて行った。本論文では、実験と解析結果について述べる。

Abstract

Recent electron-scattering experiments have suggested the existence of short range correlated proton-neutron pairs (Short Range Correlation: SRC pairs) inside atomic nuclei. SRC pairs are correlated at distances shorter than the nucleon radius and possess relative momenta exceeding the Fermi momentum, features that cannot be explained within conventional nuclear models based on the mean field approximation. In particular, SRC pairs are expected to provide important clues to understanding the role of quark degrees of freedom in nuclei. Previous SRC studies using electron scattering have been limited to stable nuclei, and therefore the effects of differences between proton and neutron Fermi surfaces and the dependence on the neutron to proton ratio(N/Z) could not be discussed. To address this issue, we performed, for the first time in the world, an SRC search experiment on the neutron rich unstable nucleus ^{10}Be at the RIKEN Radioactive Isotope Beam Factory (RIBF), using the inverse kinematics of the (p,pd) reaction. In this paper, we report the experimental method and the results of the analysis.

目次

第1章	序論	7
1.1	独立粒子模型とフェルミガス模型	7
1.2	SRC ペア	8
1.3	不安定核における SRC 探索	14
第2章	実験原理	15
2.1	$^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応	15
2.2	三重微分断面積	15
第3章	実験セットアップ	20
3.1	BigRIPS	20
3.2	SAMURAI	21
3.3	入射ビーム検出器	23
3.3.1	SBT1, SBT2	23
3.3.2	BDC1, BDC2	23
3.4	前方散乱粒子検出器	25
3.4.1	FSD	25
3.4.2	CATANA	25
3.5	後方散乱粒子検出器	26
3.5.1	BSD	26
3.5.2	NINJA	26
3.5.3	PDC1, PDC2	27
3.5.4	HODP	27
3.6	荷電粒子検出器	28
3.6.1	FDC1	28
3.6.2	FDC2	29
3.6.3	HODF	29
3.7	中性子検出器	30
3.7.1	NEBULA	30
3.8	物質リスト	31
第4章	解析	32
4.1	2次ビームの解析	32
4.2	残留核の解析	33
4.2.1	FDC	33
4.2.2	HODF	35
4.3	HODP analysis	40

4.4	BSD analysis	42
第 5 章	結果と考察	50
5.1	inclusive 断面積	50
5.2	後方散乱の微分断面積	50
第 6 章	まとめと今後の展望	52
6.1	まとめ	52
6.2	今後の展望	52
	謝辞	54

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。	8
1.2	核内核子の運動量分の模式図。塗りつぶされた部分 (high-momentum tail) はフェルミ運動量 P_F よりも大きい運動量をもつ核子をあらわす。	9
1.3	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。	10
1.4	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。	11
1.5	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。	12
1.6	$^{16}\text{O}(p, pd)^{14}\text{N}$ 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。	13
2.1	(p, pd) 反応の順運動学における前方散乱・後方散乱の模式図。前方散乱は $p + d$ 準弾性散乱であり、後方散乱は中性子ピックアップ反応である。	15
2.2	(p, pd) 反応の逆運動学における前方散乱・後方散乱の模式図。反応後の散乱粒子のエネルギーは、 ^{10}Be の入射エネルギーが 230 MeV/u 時の値を示す。	16
2.3	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。	17
2.4	^8Li のエネルギー準位図。	18
2.5	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。橙色の枠は前方散乱、青色の枠は後方散乱の測定範囲を示す。	19
3.1	RIBF の鳥瞰図。	20
3.2	BigRIPS の概観。	21

3.3	SAMURAI の模式図 [6]	22
3.4	本実験のセットアップの概略図。赤色の p, d は前方散乱の陽子, 重陽子を表し、青色の p, d は後方散乱の陽子, 重陽子を表わす。	23
3.5	BDC1, BDC2 の概観。	24
3.6	FSD の概観図	25
3.7	CATANA の全体図 (左: 全体図, 右: 断面図) [7]。色の違いは異なる層を表わしている。	26
3.8	BSD の概観図	26
3.9	HODP の概観。	27
3.10	FDC1 の概観。	28
3.11	FDC2 の概観。	29
3.12	NEBULA の正面図 (中央)、側面図 (右)、上面図 (上) [5]。荷電粒子検出器 (VETO) が 1 層 (12 本)、中性子検出器 (NEUT, 図中では neutron) が 2 層 (60 本) のブロックが二組で構成されている。	30
4.1	x 軸: F7-SBT 間の ToF[ns], y 軸: F7 Q[ch]. Beam trigger. F1 slit: ± 1.0 mm. ToF に関しては、offset を考慮していないので、図中のような値を持つ。	32
4.2	図 4.1 の ToF に関する 1 次元プロット。赤線は ^{10}Be ピークをガウシアンでフィットしたものであり、 σ : 0.157 ns, mean: -357.5 ns。	33
4.3	FDC1 における位置と角度の相関。左図: Y[mm] vs X[mm], 中央図: θ_x [rad] vs X[mm], 右図: θ_y [rad] vs Y[mm]。ビーム上流から見て左側を X の正方向、鉛直上を Y の正方向と定義している。	34
4.4	FDC2 における位置と角度の相関。左図: Y[mm] vs X[mm], 中央図: θ_x [rad] vs X[mm], 右図: θ_y [rad] vs Y[mm]。ビーム上流から見て左側を X の正方向、鉛直上を Y の正方向と定義している。	34
4.5	HODF の ID と X 方向の位置の相関。	35
4.6	HODF の TDC calibration。左図は calibration 前、右図は calibration 後。	35
4.7	HODF の QDC[MeV] vs TDC[ns].	36
4.8	残留核の粒子識別。Trigger は選択せずにプロット。	37
4.9	未反応のビーム ^{10}Be があたる beam bar を除いてプロットしたもの。右図は Li でゲートをかけたときの A/Z に関する 1 次元プロットである。、 $^{7,8,9}\text{Li}$ のピークそれぞれをガウシアンでフィットした。	38
4.10	DSB trigger での残留核の粒子識別。	39
4.11	HODP における QDC vs ID。ID 38,39,40 は、QDC のペDESTAL が 1MeV 付近に設定されている。Li, Be に関してはフレームにあたって散乱したものである。	40
4.12	左図は HODP における QDC vs ID のプロットで、右図はその QDC に関する 1 次元プロット。右図の赤線のフィットは、重陽子のピークをガウシアンでフィットしたものである。ID 38,39,40 は、QDC のペDESTAL が 1MeV 付近に設定されている。	41
4.13	proton gate をかけた後の HODP における QDC と TDC の相関 (左図) と QDC と ID の相関 (右図)。	41
4.14	左図: BSD の ΔE 検出器 (1 層目) における QDC と ID の相関。右図: BSD の E 検出器 (2 層目) における QDC と ID の相関。それぞれ Z=1 について gain 調整を行った。	42
4.15	左図: BSD における $\Delta E - E$ プロット。縦軸が ΔE で、横軸が E である。右図: ΔE 検出器における QDC と ToF の相関。ToF には約 5ns ほどの offset がある。	43

4.16	左上: ΔE 検出器における QDC と ToF の相関。右上、左下、右下の図は、ToF に条件をかけた BSD における $\Delta E - E$ プロット。条件は、それぞれ area1 : $5 \leq \text{TOF} \leq 8.5$ ns, area2 : $9 \leq \text{TOF} \leq 12.5$ ns, area3 : $13 \leq \text{TOF} \leq 16.5$ ns である。	44
4.17	Δ 検出器の QDC と TOF の相関のプロットに行った Z=2 の寄与を除去するカット。左図: カット前。右図: カット後。	45
4.18	左図: 式 (4.8),(4.9) のカットを加えた $\Delta E - E$ プロット。右図: 左図と同様のカットに加えて、HODF で Li が観測された条件を適用。	46
4.19	Energy loss 計算による BSD における $\Delta E - E$ プロット。赤線が陽子、青線が重陽子である。	46
4.20	Energy loss 計算を基にした陽子、重陽子の 3 点フィッティング。赤線が陽子、青線が重陽子をフィッティングしたもの。	46
4.21	左図は、陽子の筋に沿ったフィッティング関数との差分をとったものである。右図は、左図の Y 方向についての 1 次元プロットである。赤線はガウシアンフィット。	47
4.22	HODF の Li gate, HODP の proton gate をかけた際の BSD における陽子と重陽子の粒子識別。左図: proton の筋に沿った関数との差分をとったもの, 右図: 左図の Y 軸についての 1 次元プロットであり、赤線は陽子, 重陽子ピークのガウシアンフィットである。	48
4.23	BSD における deuteron gate(赤線)。	49
4.24	HODF における粒子識別。左図: deuteron gate をかける前, 右図: deuteron gate をかけた後。	49
5.1	$^{10}\text{Be}(p, pd)$ 反応における後方散乱の微分断面積の角度分布。エラーバーは統計誤差のみを示す。	51

表 目 次

3.1	BDC1,BDC2 の仕様。	24
3.2	NINJA の仕様	27
3.3	HODP の仕様。	28
3.4	FDC1 の仕様。	28
3.5	FDC2 の仕様。	29
3.6	HODF の仕様。	30
3.7	NEBULA の仕様。	30
3.8	物質リスト	31
4.1	残留核 Li の分解能評価。	38
4.2	$^{10}\text{Be}+p$ 反応による ^7Li , ^8Li の inclusive な生成断面積。誤差は統計誤差のみを示す。	39
4.3	BSD における陽子と重陽子のピーク。	48
5.1	実験結果と EPAX [9] の比較。	50
5.2	$^{10}\text{Be}(p, pd)$ 反応における後方散乱の反応断面積。	50

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。

1.1 独立粒子模型とフェルミガス模型

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。

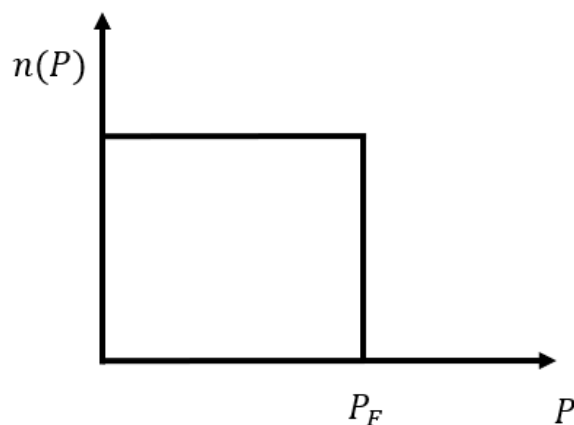


図 1.1: フェルミガス模型での運動量分布。 P_F はフェルミ運動量。

1.2 SRC ペア

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。

原子核での高運動量成分はほとんど SRC を形成していて、SRC の短距離相互作用は非常に大きく、その特徴は原子核とは独立しているので全ての原子核において高運動量成分の分布は普遍的な形をしている。

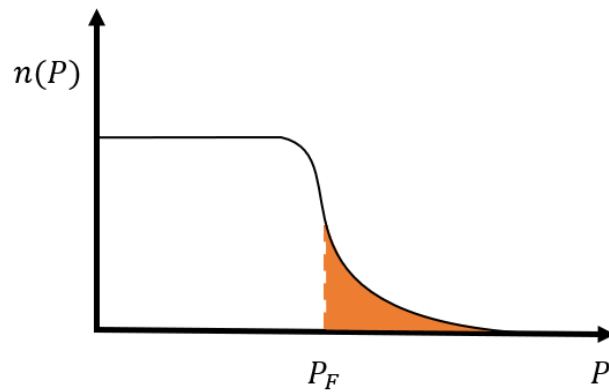


図 1.2: 核内核子の運動量分の模式図。塗りつぶされた部分 (high-momentum tail) はフェルミ運動量 P_F よりも大きい運動量をもつ核子をあらわす。

M. Duer 氏は電子散乱実験 [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 1.3 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 1.4 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。

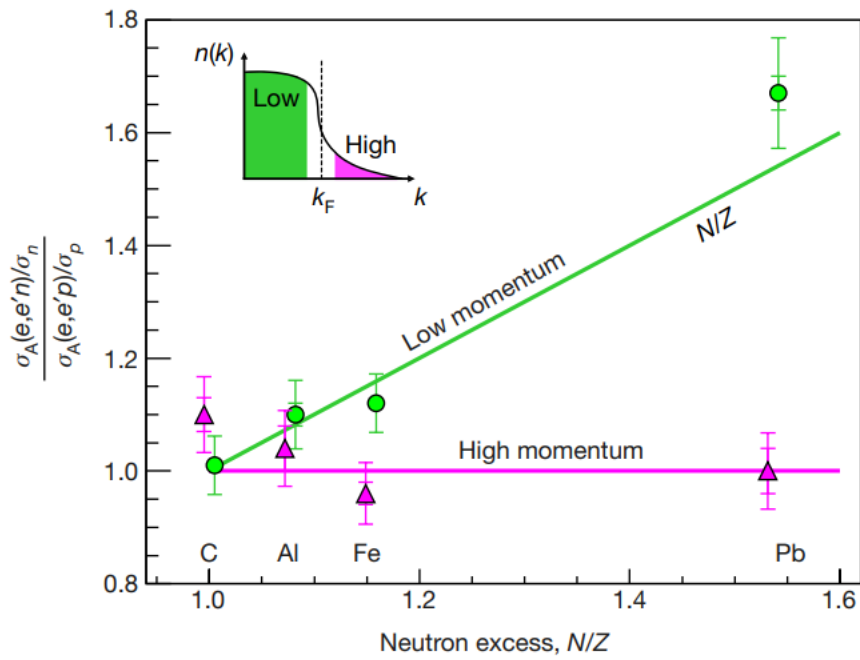


図 1.3: 電子散乱断面積比 (中性子ノックアウト反応 $A(e, e'n)$ /陽子ノックアウト反応 $A(e, e'p)$) の N/Z 依存性 [1]。中性子ノックアウト反応と陽子ノックアウト反応の断面積 σ_A はそれぞれ、電子-中性子、電子-陽子の弾性散乱断面積 σ_n, σ_p で規格化されている。図中左上の挿入図は核子の運動量分布を示し、Low(緑)とHigh(紫)はフェルミ運動量と比べて小さいか、大きいかを表わしている。

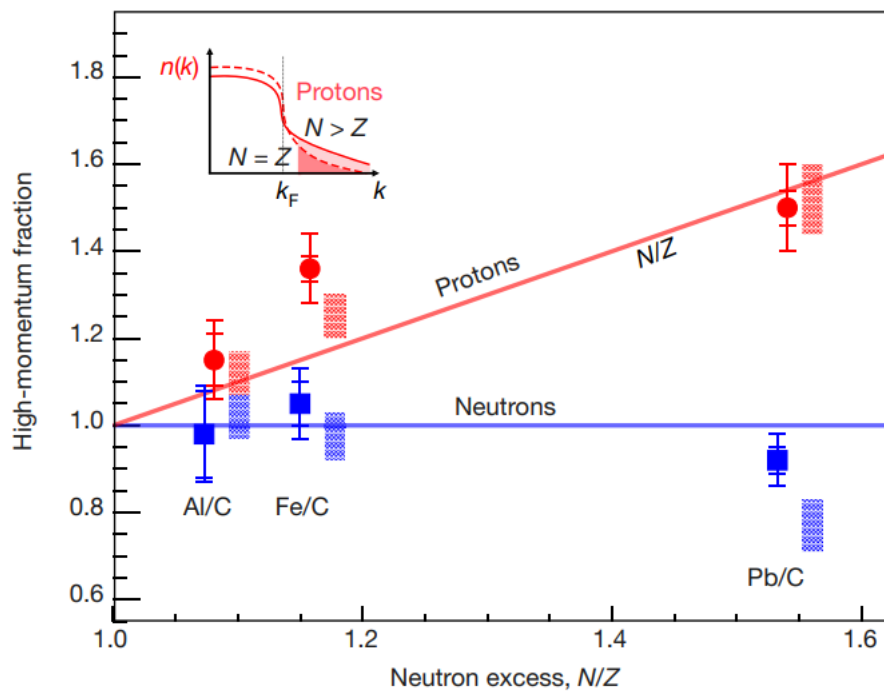


図 1.4: 中性子と陽子の高運動量と低運動量の粒子数比を ^{12}C の粒子数との比をとったもの [1]。赤丸は ^{12}C で規格化された $(e, e'p)$ 反応における低運動量陽子数に対する高運動量陽子数の比を示している。内側の誤差棒は統計誤差のみを、外側の誤差棒は統計誤差と系統誤差の両方を含めた誤差を表わす。青い四角形は中性子についての同様のことである。赤と青のハッチングされた部分は陽子と中性子の比それぞれに対する理論モデルの予測範囲を示している。挿入図は、標的原子核 (赤い破線) の中性子数が増加したときの高運動量領域の陽子の割合の変化を示す。

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 1.5)。 ^{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 1.5 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 1.6 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。

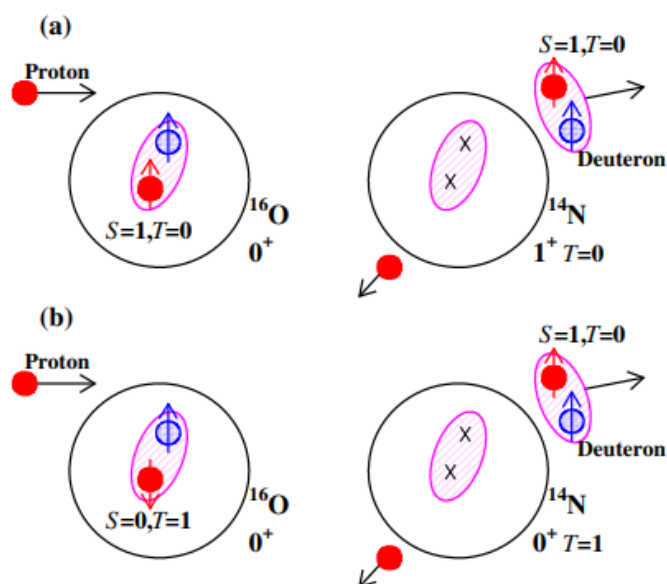


図 1.5: 安定核 ^{16}O を用いた (p, pd) 反応の模式図 [2]。 ^{16}O 中の中性子-陽子対の始状態 (a) $S = 1, T = 0$ の場合、(b) $S = 0, T = 1$ の場合。

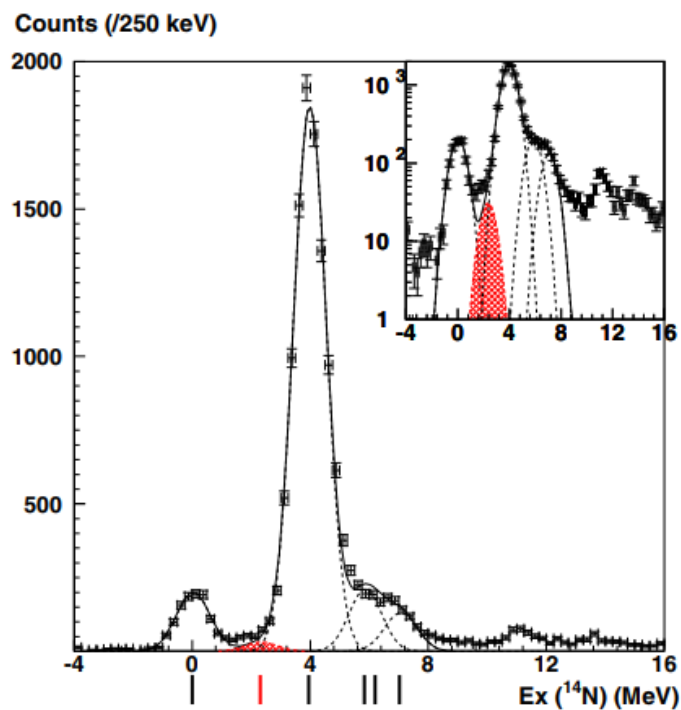


図 1.6: $^{16}\text{O}(p, pd)^{14}\text{N}$ の $\theta_d=8.6^\circ, \theta_p=138.4^\circ$ での励起エネルギースペクトル [2]。実線は全スペクトルについてフィッティングしたもので、破線はそれぞれの励起状態のピークについてフィッティングしたもの。図下の縦線は ^{14}N の基底状態、励起状態を表わし、赤の縦線は 2.31 MeV の第一励起状態を表わす。

1.3 不安定核における SRC 探索

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 1.4 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 で行った。

本論文では、第 2 章で実験原理、第 3 章で実験セットアップについて述べる。第 4 章では、実験結果の解析、第 5 章で、その考察について述べる。最後に第 6 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 実験原理

2.1 $^{10}\text{Be}(p, pd)^8\text{Li}$ 反応

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。順運動学で (p, pd) 反応を入射エネルギー ~ 200 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部分以外の残留核のほとんど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 (中性子ピックアップ反応)。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。

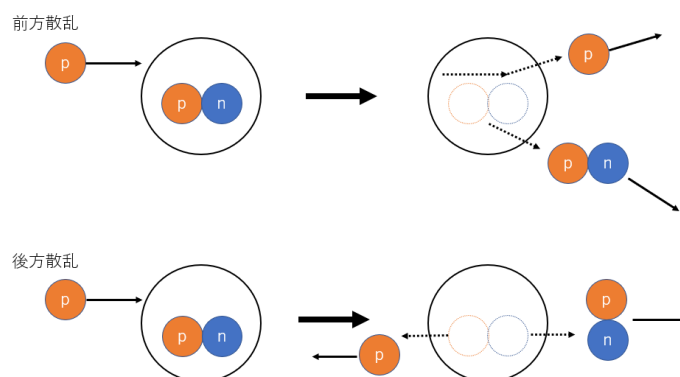


図 2.1: (p, pd) 反応の順運動学における前方散乱・後方散乱の模式図。前方散乱は $p + d$ 準弾性散乱であり、後方散乱は中性子ピックアップ反応である。

2.2 三重微分断面積

本実験では、寺嶋氏らの実験 [2] と同様に、 (p, pd) 反応の微分断面積を測定し、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。逆運動学での模式図を図 2.2 に示す。

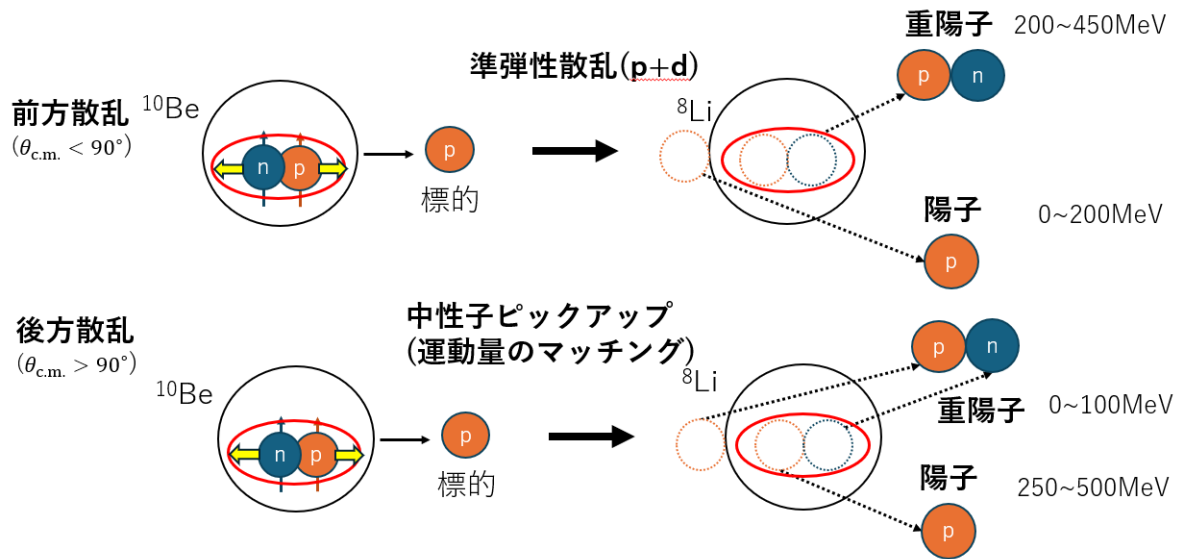


図 2.2: (p, pd) 反応の逆運動学における前方散乱・後方散乱の模式図。反応後の散乱粒子のエネルギーは、 ^{10}Be の入射エネルギーが 230MeV/u 時の値を示す。

(p, pd) 反応の断面積は DWIA (Distorted Wave Impulse Approximation) により記述できる。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、 $\frac{d\sigma}{d\Omega_{p+d}}$ は $p+d$ 弾性散乱の微分断面積、 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 2.3 に示されるように高精度で測定されている [3]。

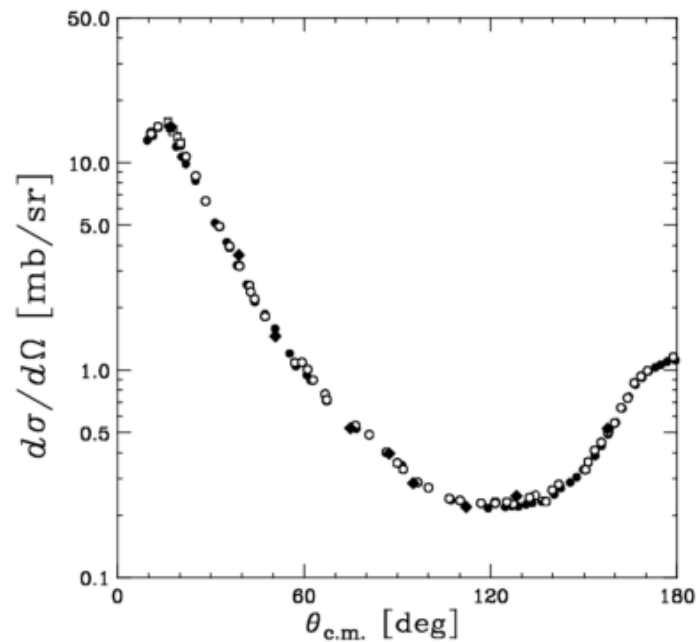


図 2.3: 入射エネルギー 135 MeV の $p+d$ 弾性散乱の断面積 [3]。白丸・白四角・黒丸は理化学研究所の実験、黒菱形は大阪大学核物理研究センターで行われた実験結果。 $\theta_{\text{c.m.}} < 90^\circ$ は前方散乱、 $\theta_{\text{c.m.}} > 90^\circ$ は後方散乱。

SRC ペアが存在する場合は、後方散乱 ($\theta_{\text{c.m.}} > 90^\circ$) で三重微分断面積が増加することが期待されている。その増加の様子を観測することで 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、後方散乱の両方を測定することで、モデル依存性を小さくする。また、残留核 ${}^8\text{Li}$ の終状態を特定することで、テンソル相互作用で励起されるべき 1^+ の状態が観測されるかを調べる。図 2.4 に ${}^8\text{Li}$ のエネルギー準位図を示す。第 1 励起状態 (Ex. 980.8keV) の γ 線と第 3 励起状態 (Ex. 3210keV)、第 4 励起状態 (Ex. 5400keV) の中性子崩壊 (${}^8\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + n$) を特に調べる。

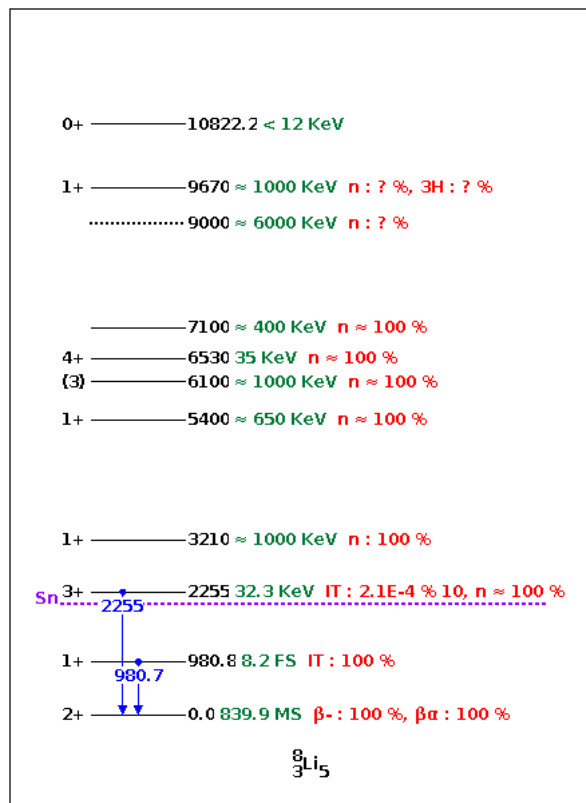
図 2.4: ${}^8\text{Li}$ のエネルギー準位図。

図 2.5 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 $100 < T_p < 200 \text{ MeV}, 200 < T_d < 270 \text{ MeV}$ 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 $450 < T_p < 475 \text{ MeV}, T_d < 120 \text{ MeV}$ の範囲を測定する。図 2.5 において、前方散乱の測定範囲を橙色、後方散乱の測定範囲を青色の枠で示す。

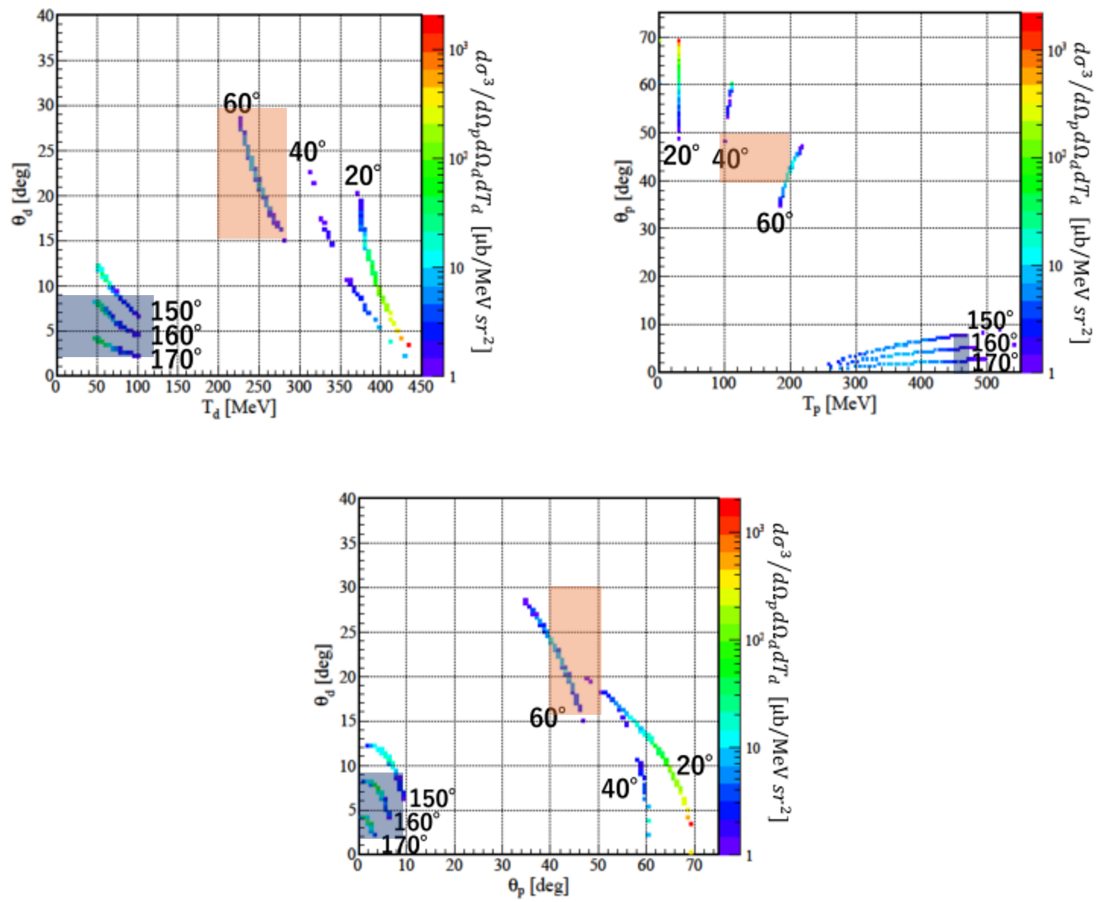


図 2.5: 理論計算から得られた逆運動学における散乱角度 θ_p, θ_d とエネルギー T_p, T_d の関係 [4]。z 軸は三重微分断面積。図中の角度 ($20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 150^\circ, 160^\circ, 170^\circ$) は順運動学下での陽子の散乱角度であり、 $20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ は前方散乱、 $150^\circ, 160^\circ, 170^\circ$ は後方散乱である。橙色の枠は前方散乱、青色の枠は後方散乱の測定範囲を示す。

第3章 実験セットアップ

本実験は2024年4月に理化学研究所仁科加速器科学研究センターのRIBFで行われた。RIBFにはAVFサイクロトロン、fRC、RRC、IRC、SRCの5つのサイクロトロン、RIビーム粒子の生成・分離装置であるBigRIPS、多粒子測定装置SAMURAIなどがある。本実験ではAVFサイクロトロン、RRC、SRCで1次ビーム ^{18}O 250MeV/uを加速させ、BigRIPS中で2次ビームを生成・分離した。分離された2次ビームはSAMURAIに設置した2次標的に入射し、散乱された粒子(陽子、重陽子)、残留核(^7Li , ^8Li)、中性子、 γ 線をSAMURAIの検出器で測定した。本章では、BigRIPSにおけるビームの生成・分離方法および、SAMURAIにおける実験セットアップについて述べる。

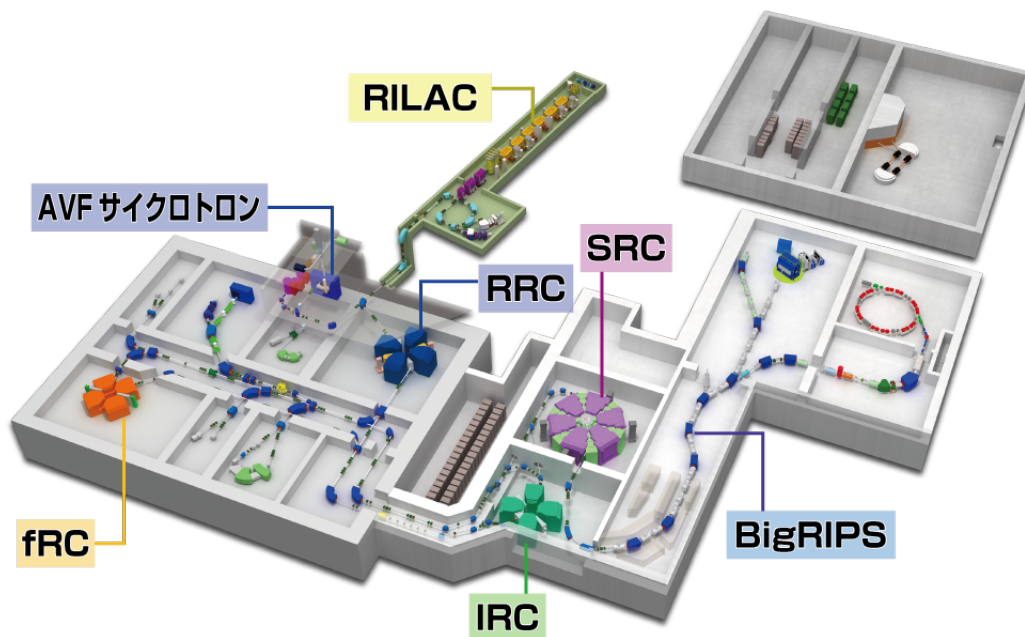


図 3.1: RIBF の鳥瞰図。

3.1 BigRIPS

2次ビームの生成・分離にはRIビーム生成分離装置 (Big RIken Projectile-Fragment Separator: BigRIPS) を用いる。BigRIPSは分散焦点面をもち、最終段ではアクロマティックな焦点を結ぶ電磁石スペクトロメーターである。第1分散焦点面(F1)にWedge型ディグレーダーを置くことによって、F0-F1間の $B\rho$ による選別($\sim A/Z$)に加えて、粒子による飛程の違い(エネルギー損失)を加味した $B\rho$ の選別で2次ビームが選択される。

本実験では1次ビーム ^{18}O 250MeV/uを1次標的 ^9Be (9mm)に入射して、入射核破砕反応によって ^{10}Be を生成する。この反応では、 ^{18}O と ^9Be の重なった部分は激しく反応するが、重なって

ない部分は切り取られ、破砕片となる。入射ビームから切り取られた残りが入射核破砕片であり、これらがビームとほぼ同じ速度で前方に放出され、不安定核ビームとなる。こうした入射核破砕片から ^{10}Be が選択され、SAMURAI へと運ばれる。

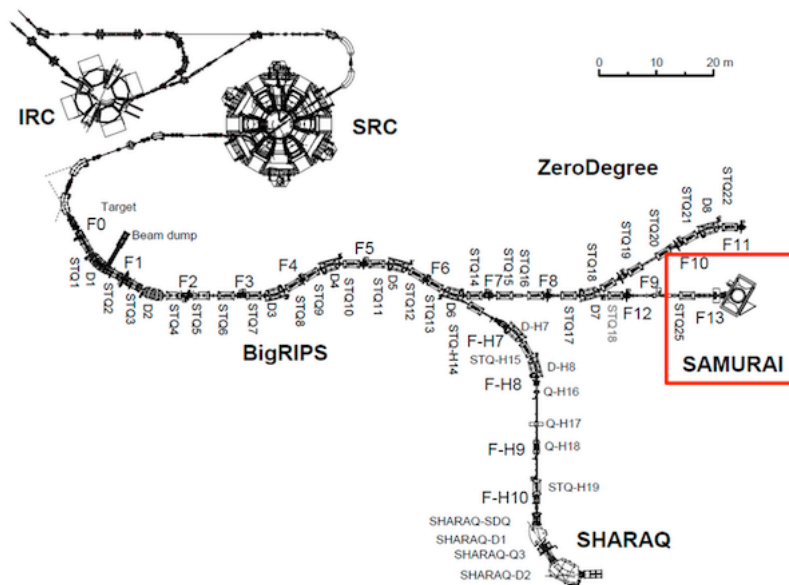


図 3.2: BigRIPS の概観。

3.2 SAMURAI

多粒子測定装置 SAMURAI は超伝導双極子磁石、入射ビーム検出器、荷電粒子検出器、中性子検出器からなり、核反応により放出される多数の粒子を同時観測することができるスペクトロメーターである [5]。入射ビームと 2 次標的の核反応により散乱された荷電粒子は、図 3.3 で示す超伝導双極子磁石により軌道を曲げられる。その軌道は、磁気硬度 $B\rho$ によって特徴づけられ、

$$B\rho = \frac{P}{Ze} = \frac{A m_u}{Z e} \beta \gamma c \propto \frac{A}{Z} v, \quad (3.1)$$

と表される。ここで、 P は粒子の運動量、 Z は原子番号、 e は電気素量、 β は相対速度、 γ はローレンツ因子、 A は質量数、 m_u は原子質量単位、 c は光速、 v は速度である。

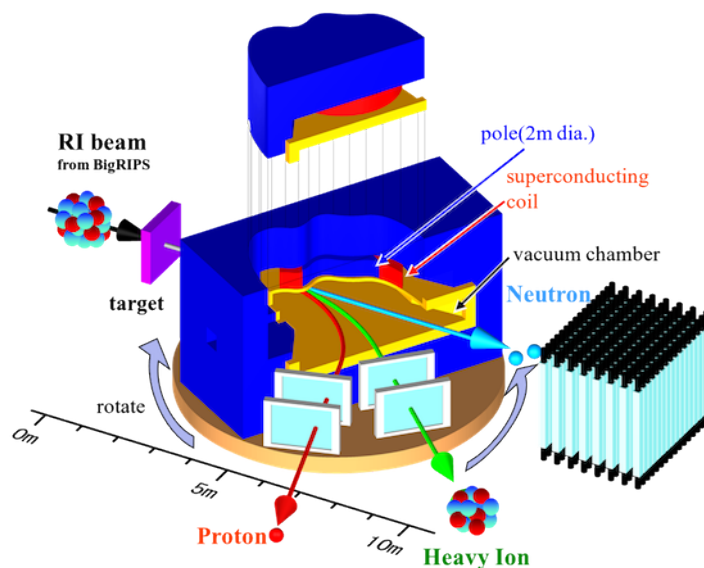


図 3.3: SAMURAI の模式図 [6]

本実験のセットアップを図3.4に示す。本実験では、230 MeV/uの ^{10}Be を液体水素標的($0.115\text{g}/\text{cm}^2$)に入射させる。入射ビームはトリガー用のプラスチックシンチレータ SBT、ドリフトチェンバー BDC で検出される。散乱された粒子(陽子, 重陽子)は前方散乱と後方散乱で別々に検出する。以降では、前方散乱する陽子, 重陽子を前方散乱粒子、後方散乱する陽子, 重陽子を後方散乱粒子とよぶ。前方散乱粒子は FSD と CATANA で検出され、後方散乱粒子は、陽子がドリフトチェンバー PDC1,PDC2 とプラスチックシンチレータホドスコープ HODP で、重陽子は BSD,NINJA で検出される。 ^{10}Be と残留核 ^7Li , ^8Li はドリフトチェンバー FDC1,FDC2 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。

各検出器の詳細については、次節以降に記述する。

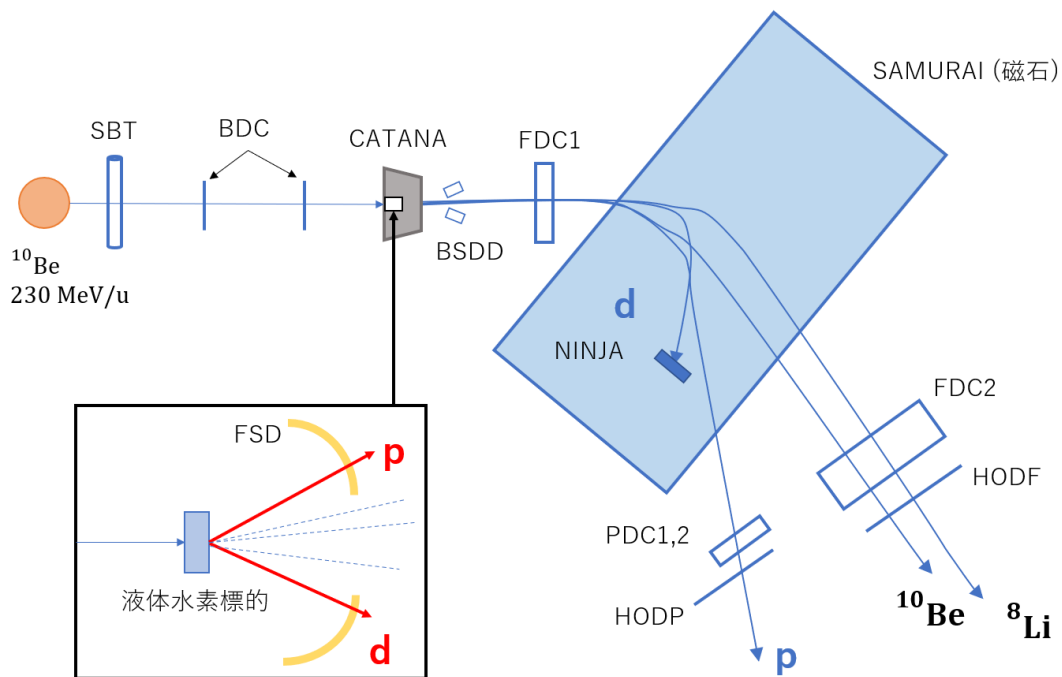


図 3.4: 本実験のセットアップの概略図。赤色の p, d は前方散乱の陽子, 重陽子を表し、青色の p, d は後方散乱の陽子, 重陽子を表わす。

3.3 入射ビーム検出器

まず、ここでは SAMURAI 実験におけるビーム検出器について述べる。

3.3.1 SBT1, SBT2

SBT1, SBT2 はそれぞれ厚さ 1.0mm のプラスチックシンチレータと左右の光電子増倍管で構成されている。これらは、飛行時間 (TOF) 測定と Beam トリガー生成のために使用されている。

3.3.2 BDC1, BDC2

BDC1, BDC2 はビームの飛跡測定に使用されるドリフトチェンバーである。それぞれ 8 層 \times 16 本の計 128 本のワイヤーで構成されていて、有感領域は 80mm \times 80mm である。図 3.5 と表 3.1 に、その概観と仕様を示す。

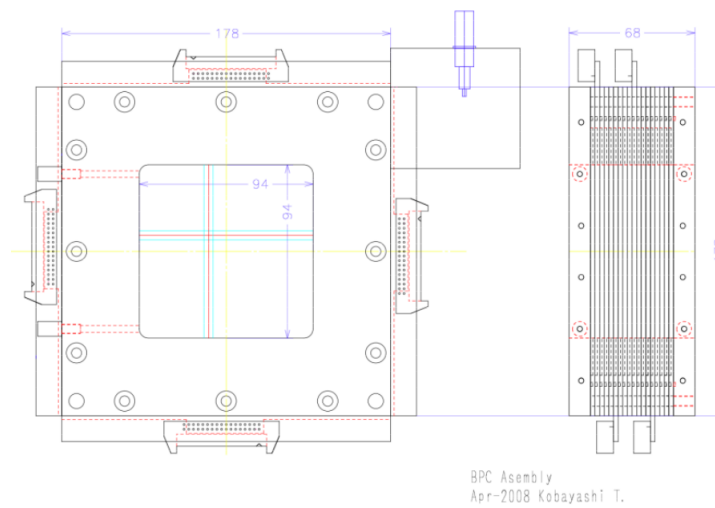


図 3.5: BDC1,BDC2 の概観。

表 3.1: BDC1,BDC2 の仕様。

層の構造	xx'yy'xx'yy'
ワイヤーの本数	16本 × 8層 = 128本
ドリフト距離	2.5mm
有感領域	80mm × 80mm
封入ガス	C ₄ H ₁₀ , 50Torr

3.4 前方散乱粒子検出器

前方散乱粒子は、後方散乱粒子に比べ、実験室系で大きな角度に散乱する(図2.5を参照)。そのため、標的付近に設置された検出器を用いて、 $\Delta E - E$ 法により粒子識別を行う。エネルギー損失 ΔE を測定する FSD と全エネルギー E を測定する CATANA を用いて、粒子識別、運動量ベクトルの測定を行う。

3.4.1 FSD

FSD の概観図を図3.6に示す。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186 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。

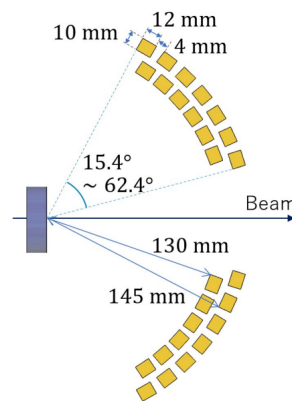


図 3.6: FSD の概観図

3.4.2 CATANA

CATANA は標的を覆うように7層のCsI(Na)結晶で構成されていて、散乱角 $17.5^\circ \sim 71^\circ$ の範囲で測定可能である。また、CATANA は ^8Li から放出された γ 線の検出にも用いられる。図3.7にCATANAの全体図を示す。ビーム下流側から結晶ごとにラベル付けされており、ビームラインとなす角 θ の角度分解能は 2.2° 、回転角 ϕ の角度分解能は 5.2° である。

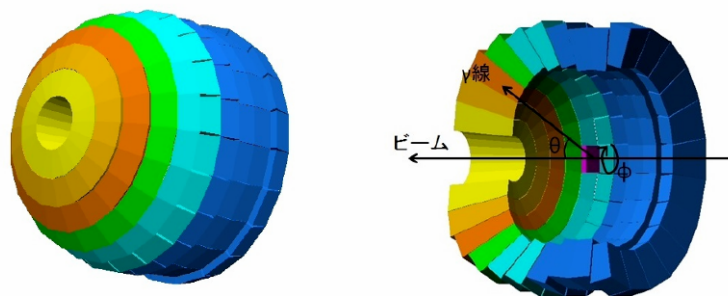


図 3.7: CATANA の全体図 (左: 全体図, 右: 断面図) [7]。色の違いは異なる層を表わしている。

3.5 後方散乱粒子検出器

後方散乱粒子は、前方散乱粒子に比べて、実験室系において散乱角度が小さく、陽子は $\theta_p = 0 \sim 6^\circ$ 、重陽子は $\theta_d = 0 \sim 9^\circ$ に散乱する (図 2.5 を参照)。比較的な大きな角度に散乱する粒子は BSD によって検出し、比較的小さな角度に散乱される粒子は SAMURAI 磁石内の NINJA と磁石下流に設置してある PDC と HODP によって検出される。

3.5.1 BSD

BSD は後方散乱粒子 (陽子, 重陽子) のエネルギー損失 ΔE 、全エネルギー E 、散乱角度を測定するための検出器であり、 $\Delta E - E$ 法で粒子識別を行う。図 3.8 に BSD の概観を示す。ビーム軸に対して、左右対称に設置されており、1 層目で ΔE 、2 層目で E を測定する。プラスチックシンチレータは、1 層目が厚さ 6 mm、幅 10 mm、高さ 240 mm が水平方向に 7 本ならび、その両端には光検出器である MPPC が接着され、2 層目が厚さ 60 mm、幅 70 mm、高さ 20 mm が鉛直方向に 12 本ならび、シンチレータの下流側に 3 個の MPPC が接着されている。1 層目と 2 層目のコインシデンスをとることで各層の位置から散乱角度の測定を行う。

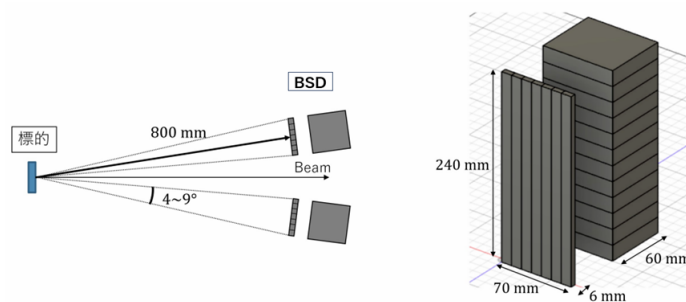


図 3.8: BSD の概観図

3.5.2 NINJA

NINJA はプラスチックシンチレータと両端に接着された光検出器 MPPC で構成されていて、SAMURAI 磁石内部に設置されている。2 層構造であり、1 層目は水平方向に厚さ 10mm のプラス

チックシンチレータが18本、2層目は鉛直方向に厚さ240mmのプラスチックシンチレータが12本並んでいて、1層目と2層目のコインシデンスを取ることで散乱粒子の入射位置を測定する。表3.2に示すように、有感領域は1100mm(H)×720mm(V)であり、時間分解能は460psである。本実験では、後方散乱粒子のうちBSDで測定できない小さな散乱角を持つものの検出に使用する。

表 3.2: NINJA の仕様

1層目のシンチレータ	(幅 60mm×長さ 720mm×厚さ 10mm) × 18本
2層目のシンチレータ	(幅 60mm×長さ 1100mm×厚さ 240mm) × 12本
有感領域	1100mm(H)×720mm(V)
時間分解能	460ps

3.5.3 PDC1,PDC2

PDC1,PDC2はSAMURAI磁石の下流に設置されたドリフトチェンバーであり、磁場で曲げられた後方散乱粒子(陽子)の飛跡を測定する。PDC1,PDC2は、カソード面とアノード面が交互に8mm間隔でならべられている。複数の粒子を検出するためにカソード面では $x(0^\circ)$, $u(+45^\circ)$, $v(-45^\circ)$ の3つの異なる角度に、アノード面では $u(+45^\circ)$, $v(-45^\circ)$ の2つの異なる角度にワイヤーが張られている。

3.5.4 HODP

HODPは、両端に光電子増倍管が接着された16本のプラスチックシンチレータで構成されていて、後方散乱の荷電粒子のエネルギー損失(ΔE)、飛行時間測定(ToF)に使用される。図3.9と表3.3に、その概観と仕様を示す。

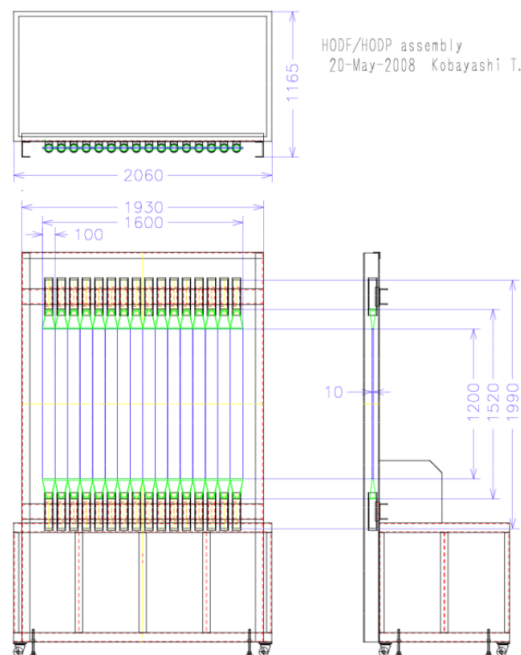


図 3.9: HODP の概観。

表 3.3: HODP の仕様。

シンチレータ	(幅 100mm×長さ 1200mm×厚さ 10mm) × 16 本
有感領域	1600mm(H)×1200mm(V)

3.6 荷電粒子検出器

荷電粒子 (残留核 ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$) の検出は FDC1, FDC2 と HODF によって行われる。標的の下流側にあるこれらの検出器は FDC1、SAMURAI 磁石、FDC2、HODF の順に設置されている。

3.6.1 FDC1

FDC1 は荷電粒子 (残留核 ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$) や未反応のビーム (${}^{10}\text{Be}$) の磁石で曲げられる前の飛跡測定に使用されるドリフトチェンバーである。図 3.10 と表 3.4 に、その概観と仕様を示す。FDC1 は全 14 層で構成され、1 層あたり 32 本のワイヤーが 10mm 間隔でなっている。ワイヤーは $x(0^\circ)$, $u(+30^\circ)$, $v(-30^\circ)$ の 3 つの異なる角度で張られており、 $x(u,v)$ 面と $x'(u',v')$ 面はワイヤーの位置を 5mm ずらしている。

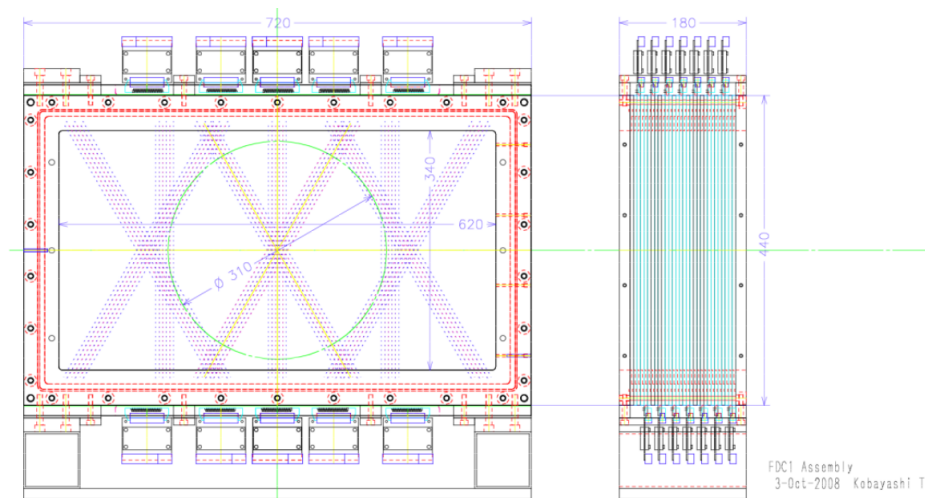


図 3.10: FDC1 の概観。

表 3.4: FDC1 の仕様。

層の構造	$xx'uu'vv'xx'uu'vv'xx'$
ワイヤーの本数	32 本 × 14 層 = 448 本
ワイヤーの角度	$x(0^\circ)$, $u(+30^\circ)$, $v(-30^\circ)$
ドリフト距離	5mm
有感領域	315mm ϕ
封入ガス	C_4H_{10} , 50Torr

3.6.2 FDC2

FDC2も同様に荷電粒子(残留核 ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$) や未反応のビーム (${}^{10}\text{Be}$) の飛跡測定に使用されるドリフトチェンバーであり、磁石通過後の飛跡測定に使用される。図3.11と表3.5に、その概観と仕様を示す。FDC2は全14層で構成され、1層あたり112本のワイヤーが20mm間隔でなっている。ワイヤーは $x(0^\circ)$, $u(+30^\circ)$, $v(-30^\circ)$ の3つの異なる角度で張られており、 $x(u,v)$ 面と $x'(u',v')$ 面はワイヤーの位置を5mmずらしている。

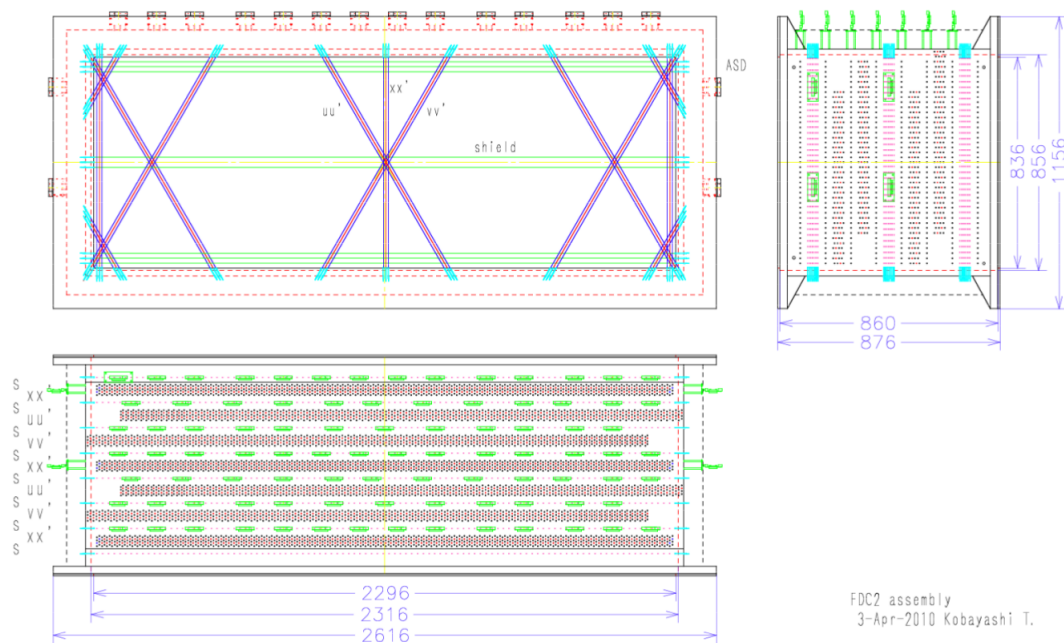


図 3.11: FDC2 の概観。

表 3.5: FDC2 の仕様。

層の構造	$xx'uu'vv'xx'uu'vv'xx'$
ワイヤーの本数	112本 \times 14層 = 1568本
ワイヤーの角度	$x(0^\circ)$, $u(+30^\circ)$, $v(-30^\circ)$
ドリフト距離	10mm
有感領域	2.2m(H) \times 0.8m(V) \times 0.8m(D)
封入ガス	C_4H_{10} , 50Torr

3.6.3 HODF

HODFはプラスチックシンチレータと上下の光電子増倍管で構成されていて、表3.6に示すように、幅100mm \times 長さ1200mm \times 厚さ10mmのプラスチックシンチレータ24本からなり、有感領域は2400mm(H) \times 1200mm(V)である。粒子識別の重要な情報となる、荷電粒子のエネルギー損失、飛行時間の測定を行う。

表 3.6: HODF の仕様。

シンチレータ	(幅 100mm×長さ 1200mm×厚さ 10mm) × 24 本
有感領域	2400mm(H)×1200mm(V)

3.7 中性子検出器

3.7.1 NEBULA

NEBULA はプラスチックシンチレータとその両端に接着された PMT から構成される中性子検出器で、SAMURAI 磁石の下流側に設置されている。本実験では、残留核 ^8Li の中性子崩壊で放出される中性子の測定に使用する。中性子検出器 (NEUT) と荷電粒子検出器 (VETO) により構成されており、約 200MeV の中性子を検出する。図 3.12 に NEBULA の概観図、表 3.7 に NEBULA の仕様を示す。

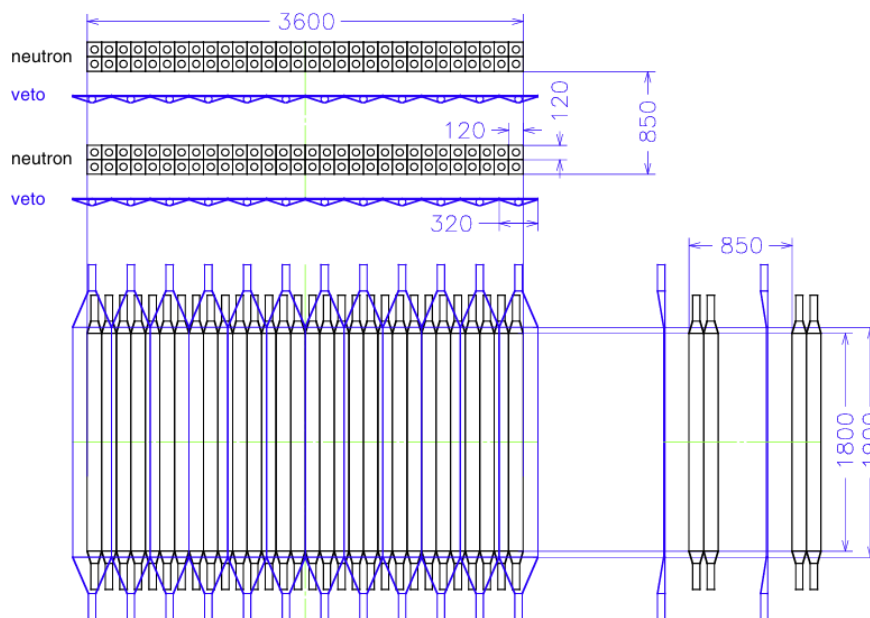


図 3.12: NEBULA の正面図 (中央)、側面図 (右)、上面図 (上) [5]。荷電粒子検出器 (VETO) が 1 層 (12 本)、中性子検出器 (NEUT, 図中では neutron) が 2 層 (60 本) のブロックが二組で構成されている。

表 3.7: NEBULA の仕様。

シンチレータ 1 本の大きさ	NEUT: (幅 12cm×長さ 180cm×厚さ 12cm) VETO: (幅 32cm×長さ 190cm×厚さ 1cm)
有感領域	3.2m(H)×1.8m(V) 30NEUT/層 × 4 層 = 120 本 12VETO/層 × 2 層 = 24 本

3.8 物質リスト

表 3.8 に本実験で用いた物質リストを示す。

表 3.8: 物質リスト

material	composition	thickness	$B\rho(^{10}\text{Be})$	$B\rho(p)$	$B\rho(d)$
target	^9Be	10mm			
D1			6.0 Tm	2.32 Tm	4.62 Tm
Drift 2		3.48m			
F1 slit		1.0/1.0 mm			
F1 Wedge	Al	7mm			
D2			5.8691 Tm	2.2852 Tm	4.5852 Tm
F2 slit		-2.5/2.5 mm			
F2-F2.5 drift		4.4m			
F2.5 slit		H:-63/63mm, V:-120/120mm			
F2.5-F3 drift		4.4m			
F3 plastic	H_{10}C_9	1mm			
F3 PPAC1,2	$\text{H}_8\text{C}_{10}\text{O}_4$	45 μm			
D3			5.8589 Tm	2.2825 Tm	4.5825 Tm
D4			5.8589 Tm	2.2825 Tm	4.5825 Tm
F5 PPAC1	$\text{H}_8\text{C}_{10}\text{O}_4$	45 μm			
F5 slit		-120/120 mm			
F5 PPAC2	$\text{H}_8\text{C}_{10}\text{O}_4$	45 μm			
D5			5.8578 Tm	2.2822 Tm	4.5823 Tm
D6			5.8578 Tm	2.2822 Tm	4.5823 Tm
F7 PPAC1	$\text{H}_8\text{C}_{10}\text{O}_4$	45 μm			
F7 slit		-50/50 mm			
F7 PPAC2	$\text{H}_8\text{C}_{10}\text{O}_4$	45 μm			
F7 plastic	H_{10}C_9	3mm			
F7-F8 drift		11.3m			
F8 slit		-170/170mm			
F8-F12 drift		13.4m			
F12 slit		-170/170mm			
F12-F13 drift		14.87m			
SBT1/2 light shield1	$\text{H}_8\text{C}_{10}\text{O}_4$	48 μm			
SBT1/2	H_{10}C_9	1mm			
SBT1/2 light shield2	$\text{H}_3\text{C}_2\text{Cl}$	200 μm			
BDC1/2 window	$\text{H}_{10}\text{C}_{22}\text{N}_2\text{O}_5$	75 μm			
BDC1,2 gas	H_{10}C_4	90mm(100 Torr)			
BDC1/2 electrode	$\text{H}_{10}\text{C}_{22}\text{N}_2\text{O}_5$	80 μm			
BDC1/2 window	$\text{H}_{10}\text{C}_{22}\text{N}_2\text{O}_5$	75 μm			
Air	$\text{O}_{21}\text{N}_{78}\text{Ar}$	200mm			
Target chamber window	$\text{C}_{22}\text{H}_{10}\text{N}_2\text{O}_4$	125 μm			
foil Havar	$\text{Co}_{42}\text{Cr}_{20}\text{Ni}_{13}\text{Fe}_{19}\text{W}$	6 μm			
2nd target	H	15mm			
Target chamber window	$\text{C}_{22}\text{H}_{10}\text{N}_2\text{O}_4$	125 μm			

第4章 解析

4.1 2次ビームの解析

2次ビームには目的とする ^{10}Be 以外に別の粒子が混じるため、飛行時間 (ToF) とエネルギー損失 (ΔE) を用いて粒子識別 (Particle Identification) を行う。実際には、 ΔE の代わりに F7 の発光量 Q を用い、ToF には F7-SBT 間の ToF を用いる。その相関のプロットを図 4.1 に示す。ここで、Trigger は Beam trigger、F1 スリット (運動量スリット) は $\pm 1.0\text{mm}$ であり、ビームは 0.043% の運動量の広がりを持つ ([8])。 ^{10}Be の割合は、98.1% である。図 4.2 に、図 4.1 の ToF に関する 1次元プロットを示す。 ^{10}Be のピークをガウシアンでフィットして求めた時間分解能は $\sigma=0.157\text{ ns}$ である。

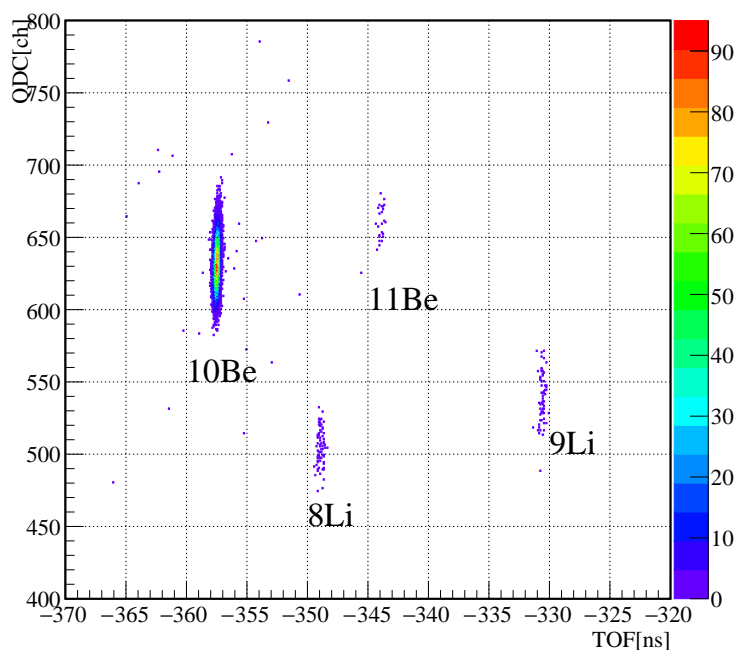


図 4.1: x 軸: F7-SBT 間の ToF[ns], y 軸: F7 Q[ch]. Beam trigger. F1 slit: $\pm 1.0\text{mm}$. ToF に関しては、offset を考慮していないので、図中のような値を持つ。

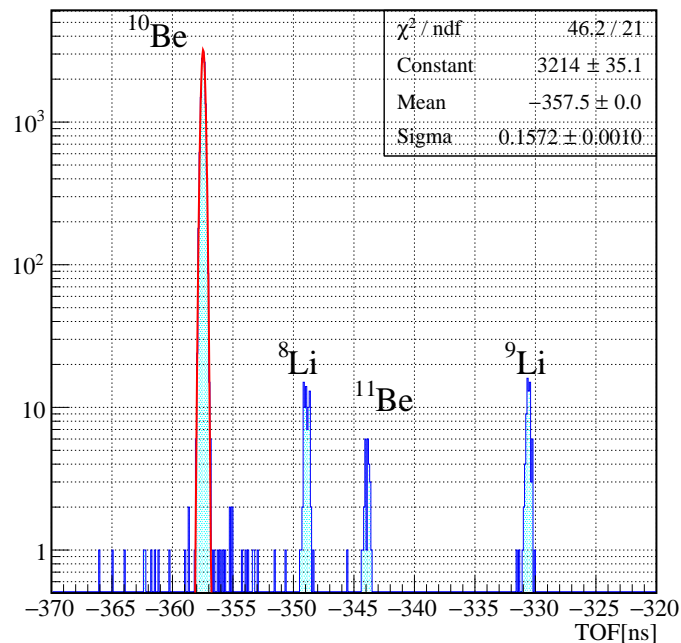


図 4.2: 図 4.1 の ToF に関する 1 次元プロット。赤線は ^{10}Be ピークをガウシアンでフィットしたものであり、 σ : 0.157 ns, mean: -357.5 ns。

4.2 残留核の解析

残留核の粒子識別は、FDC1,2 と HODF を用いて行う。FDC1,2 で飛跡を測定し、HODF で残留核の ToF と ΔE を測定する。

4.2.1 FDC

図 4.3 と図 4.4 はそれぞれ FDC1 と FDC2 の位置と角度についてのヒストグラムである。左図が X 方向と Y 方向の位置の相関、中央が X 方向に関する位置と角度の相関、右図が Y 方向に関する位置と角度の相関を表す。図 4.3 の中央図と右図において、位置と角度に正の相関があることがわかる。これは、標的付近で収束するビームが焦点を過ぎ、広がっていることを意味する。図 4.4 の左図で、X の負の方向に位置するピークは、磁石により粒子の軌道が曲げられていることを表わしている。

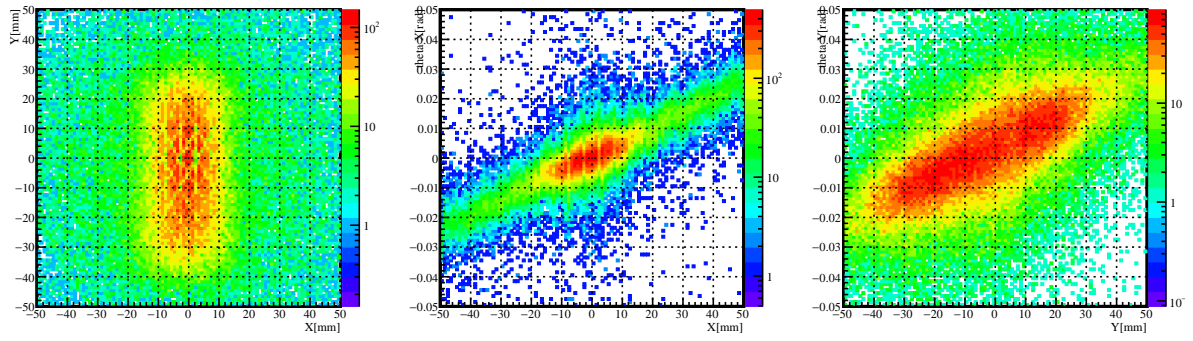


図 4.3: FDC1 における位置と角度の相関。左図: $Y[\text{mm}]$ vs $X[\text{mm}]$, 中央図: $\theta_x[\text{rad}]$ vs $X[\text{mm}]$, 右図: $\theta_y[\text{rad}]$ vs $Y[\text{mm}]$ 。ビーム上流から見て左側を X の正方向、鉛直上を Y の正方向と定義している。

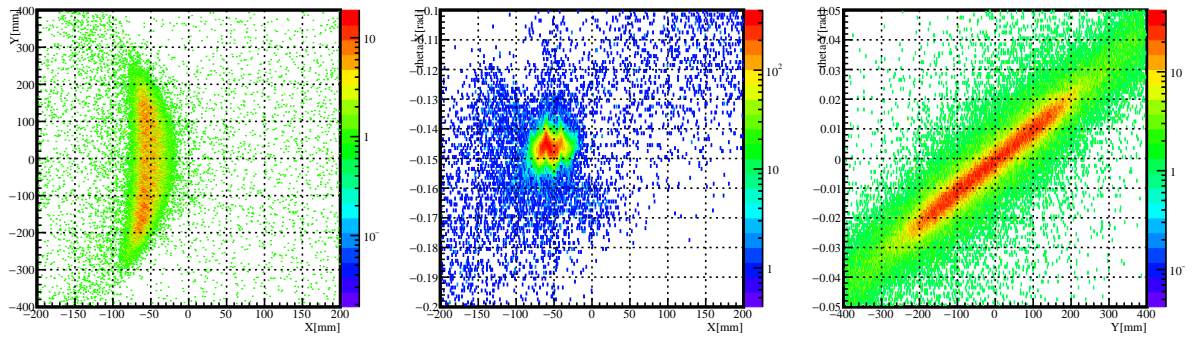


図 4.4: FDC2 における位置と角度の相関。左図: $Y[\text{mm}]$ vs $X[\text{mm}]$, 中央図: $\theta_x[\text{rad}]$ vs $X[\text{mm}]$, 右図: $\theta_y[\text{rad}]$ vs $Y[\text{mm}]$ 。ビーム上流から見て左側を X の正方向、鉛直上を Y の正方向と定義している。

また、FDC2 の位置、角度情報 ($x_{\text{FDC2}}, y_{\text{FDC2}}, \theta_x, \theta_y$) から HODF における位置情報 (HODX, HODY) を以下のようにして外挿することができる。

$$\text{HODX} = x_{\text{FDC2}} + (\text{FDC2-HODF 間の距離}) \times \tan(\theta_x), \quad (4.1)$$

$$\text{HODY} = y_{\text{FDC2}} + (\text{FDC2-HODF 間の距離}) \times \tan(\theta_y). \quad (4.2)$$

図 4.5 に HODX と HOD の ID の相関のプロットを示す。

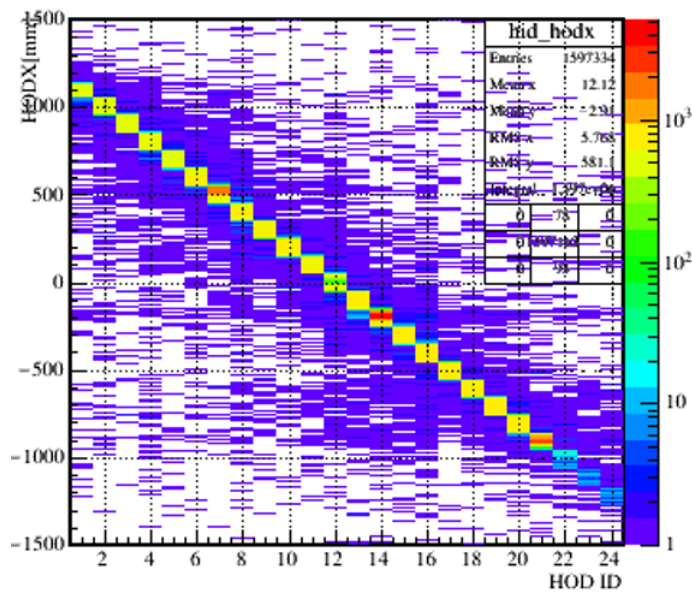


図 4.5: HODF の ID と X 方向の位置の相関。

4.2.2 HODF

TDC calibration

HODF の時間情報の較正について述べる。HODF は SAMURAI によって曲げられた粒子を検出するため、その時間情報は磁場の強さと粒子の A/Z (質量数と陽子数の比) に依存する。ここでは、 ^{10}Be ビームを磁場を変化させながら測定を行った sweep run を用いた較正について述べる。

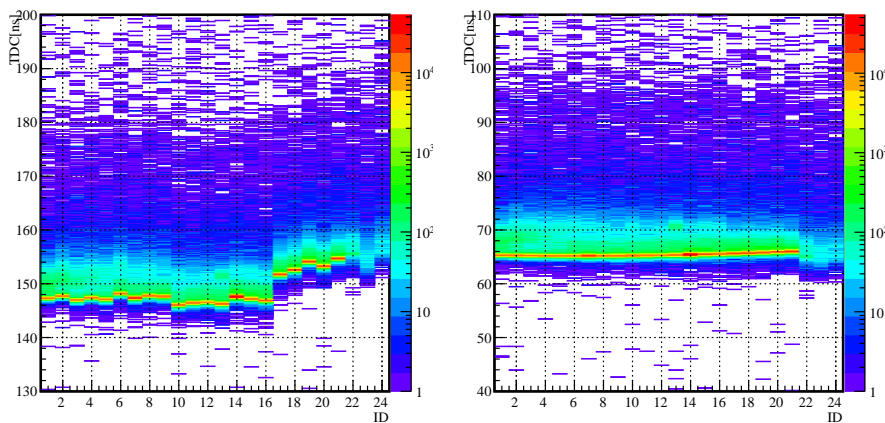


図 4.6: HODF の TDC calibration. 左図は calibration 前、右図は calibration 後。

図 4.7 は HODF における PI 図である。図 4.3 から図 4.7 より、 Z が分離された。

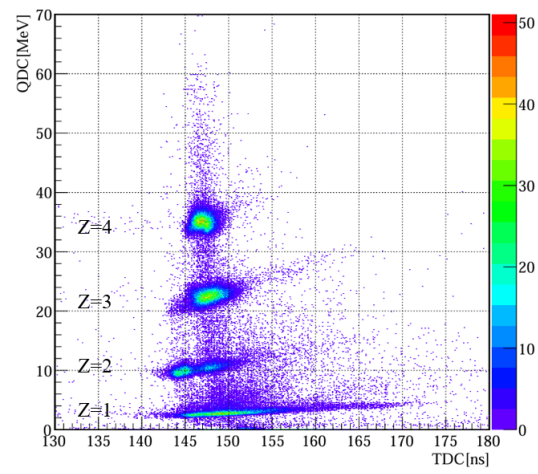


図 4.7: HODF の QDC[MeV] vs TDC[ns].

A/Z は以下の式から求める。

$$A/Z = \frac{eB\rho}{m_u\beta\gamma c} \quad (4.3)$$

$B\rho$ は FDC1, FDC2 の X, Y, θ, ϕ の情報を用いて、求めた。その関数形についてはシュミレーション (smsimulator) によって求めた。荷電粒子の速度 β については、飛行距離を確定させる必要がある。この関数形もまたシュミレーションにより求め、これと HODF で求めた ToF 情報より、速度 β が求まる。こうして、 A/Z は式 4.3 を用いて求まる。図 4.8 に、 Z と A/Z の相関のプロットを示す。 $Z=4$ については、 ^{10}Be が支配的であり、 $Z=3$ については、 ^7Li , ^8Li , ^9Li が見える。

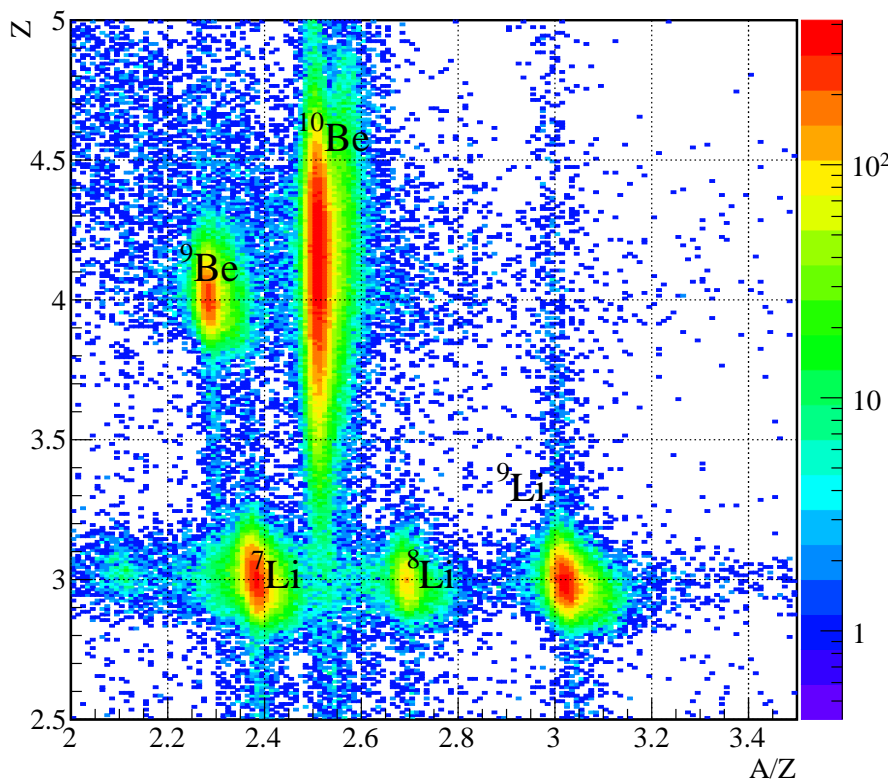


図 4.8: 残留核の粒子識別。Trigger は選択せずにプロット。

ビームの tail をカットするために beam bar(HODF ID:13,14) を除いてプロットし (図 4.9)、残留核の分解能を評価した (表 4.1)。 ${}^7,8,9\text{Li}$ のピークをガウシアンでフィットした際の σ はそれぞれ、0.0285, 0.0279, 0.0246 であり、質量数分解能はそれぞれ、70.2, 71.8, 122 である。

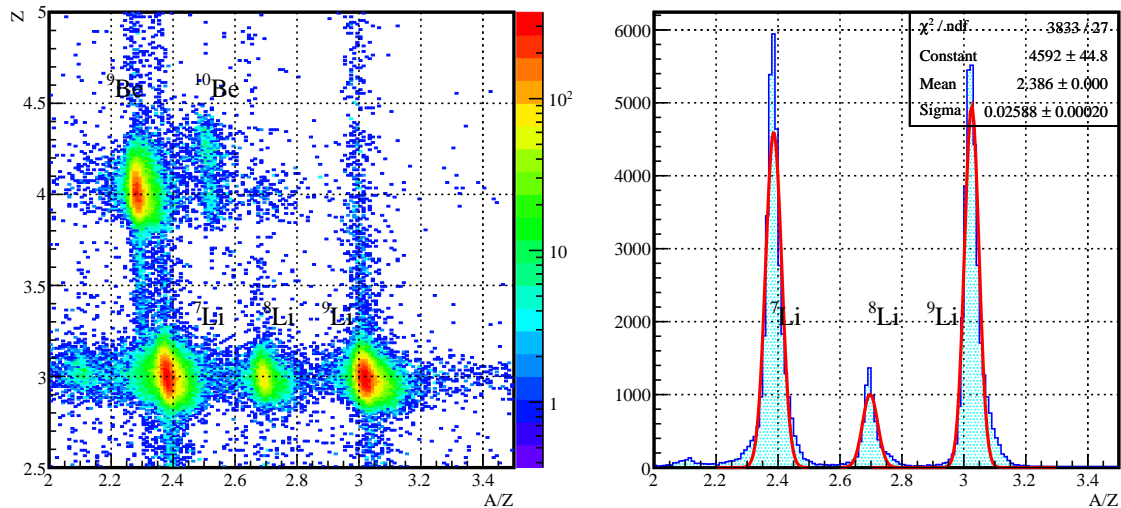


図 4.9: 未反応のビーム ${}^{10}\text{Be}$ があたる beam bar を除いてプロットしたもの。右図は Li でゲートをかけたときの A/Z に関する 1次元プロットである。 ${}^7,8,9\text{Li}$ のピークそれぞれをガウシアンでフィットした。

表 4.1: 残留核 Li の分解能評価。

	${}^7\text{Li}$	${}^8\text{Li}$	${}^9\text{Li}$
mean	2.387	2.699	3.028
σ	0.02850	0.02786	0.02459
$A/\Delta A$	70.18	71.79	122.0

また、図 4.10 に DSB trigger での残留核の粒子識別のプロットを示す。DSB trigger を選択することで、全体のイベント数は減るが、残留核として期待される ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$ などは鮮明に検出できていることがわかる。

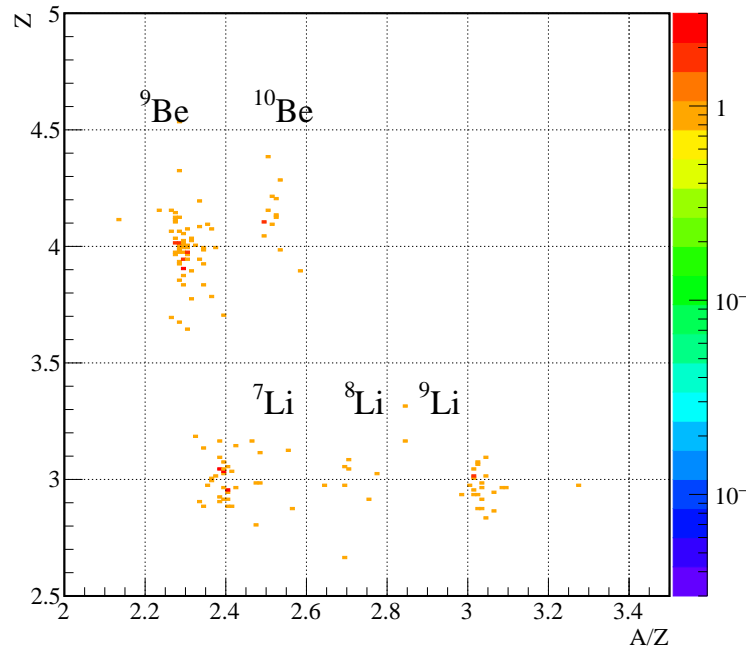


図 4.10: DSB trigger での残留核の粒子識別。

 ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$ の inclusive 断面積

${}^{10}\text{Be}+p$ 反応による ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$ の inclusive な生成断面積を以下の式を用いて導出した。

$$\sigma = \frac{N}{N_{beam}} \cdot \frac{1}{N_{tgt}} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{FDC}} \quad (4.4)$$

ここで、 N_{beam} は、標的に入射した beam の数、 N は、HODF で観測された ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$ の数、 N_{tgt} は、標的における単位面積あたりの粒子数、 ε_{FDC} は、HOD で観測した $Z=3$ の粒子数に対する、 $Z=3$ を選択時に FDC で正しくトラックできたイベント数の比率である。ここで、 ${}^7\text{Li}$ と ${}^8\text{Li}$ の選択範囲は、 Z は $2.7\sim 3.3$ 、 A/Z はそれぞれ、 $2.3\sim 2.5$ 、 $2.6\sim 2.8$ とした。

断面積計算は DSB trigger でのプロットを用いて計算した。表 4.2 に断面積計算で用いたパラメータの値を示す。

表 4.2: ${}^{10}\text{Be}+p$ 反応による ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$ の inclusive な生成断面積。誤差は統計誤差のみを示す。

N_{beam} [counts]	322643
$N({}^7\text{Li})$ [counts]	3779
rate(${}^7\text{Li}$)[%]	0.117
$N({}^8\text{Li})$ [counts]	2088
rate(${}^8\text{Li}$)[%]	0.0647
N_{tgt} [cm^{-2}]	6.920×10^{22}
ε_{FDC} [%]	84.4
$\sigma_{{}^7\text{Li}}$	20.1 ± 0.3 mb
$\sigma_{{}^8\text{Li}}$	11.1 ± 0.2 mb

4.3 HODP analysis

HODP 検出器は SAMURAI magnet より下流にあり、主に、反応後の陽子を検出する。図 4.11 に HODP における QDC と ID の相関を示す。ID が大きい方が低運動量側である。陽子, 重陽子, ^3He , ^4He が検出できていることがわかる。Li, Be に関しては、SAMURAI の出口窓など実験装置のフレームと反応して散乱されたものである。

ここでは、 $Z=1$ に対して gain 調整を行い、proton gate を決定した。図 4.12 の QDC vs ID のプロットで示すように、重陽子のラインがそろそろように調整し、ガウシアンでフィットを行った。proton gate は陽子と重陽子が 2σ で分離されるように決定した (QDC ≤ 3.8 MeV 以下が proton gate)。図 4.13 に、proton gate をかけた後の HODP における QDC と TDC の相関、QDC と ID の相関をそれぞれ示す。図 4.13 より陽子が識別されていることがわかる。

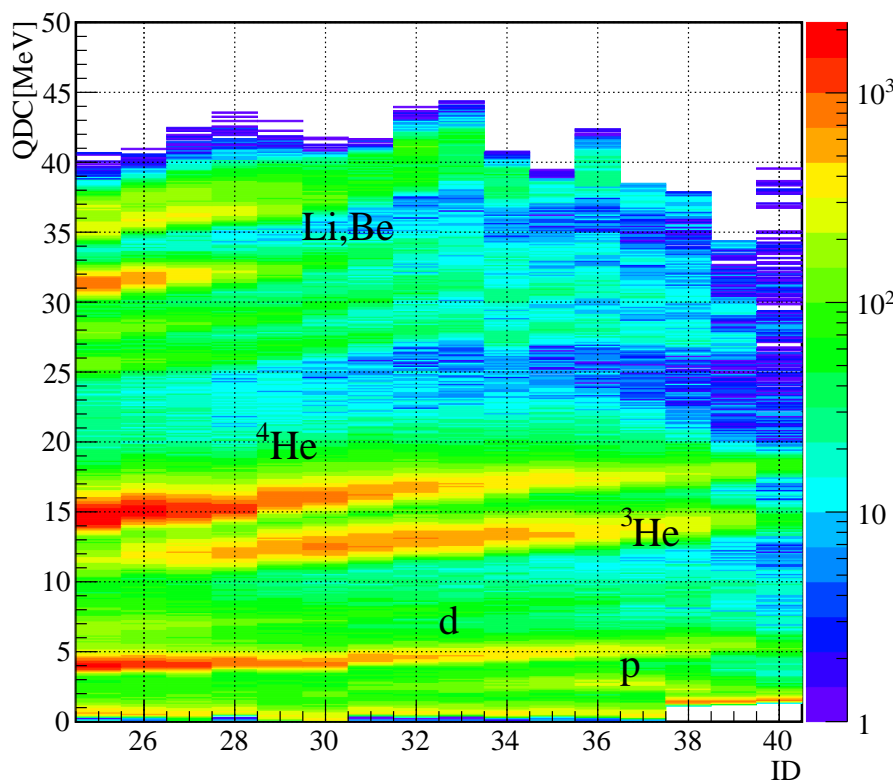


図 4.11: HODP における QDC vs ID。ID 38,39,40 は、QDC のペDESTAL が 1MeV 付近に設定されている。Li, Be に関してはフレームにあたって散乱したものである。

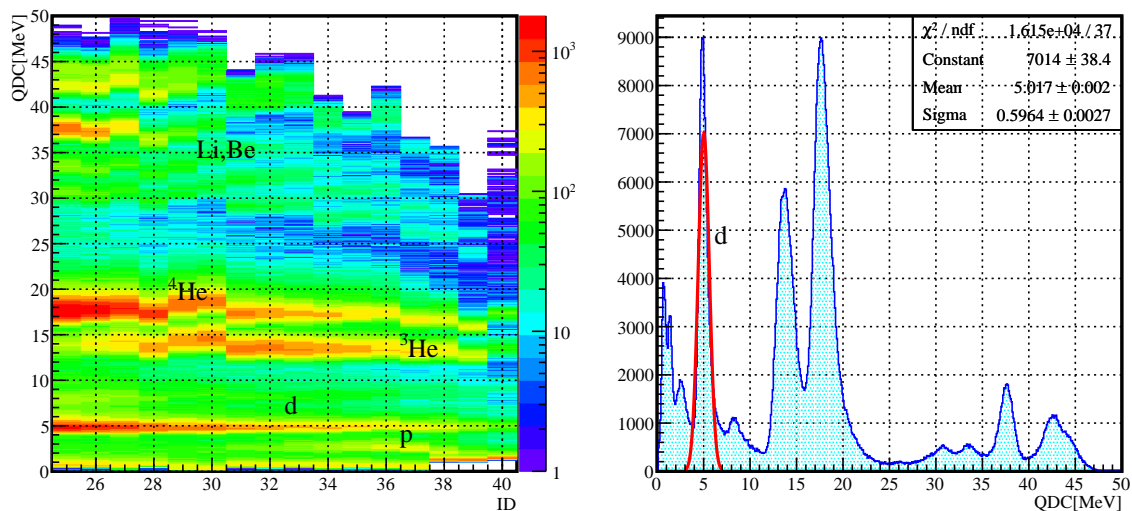


図 4.12: 左図は HODP における QDC vs ID のプロットで、右図はその QDC に関する 1 次元プロット。右図の赤線のフィットは、重陽子のピークをガウシアンでフィットしたものである。ID 38,39,40 は、QDC のベデスタルが 1MeV 付近に設定されている。

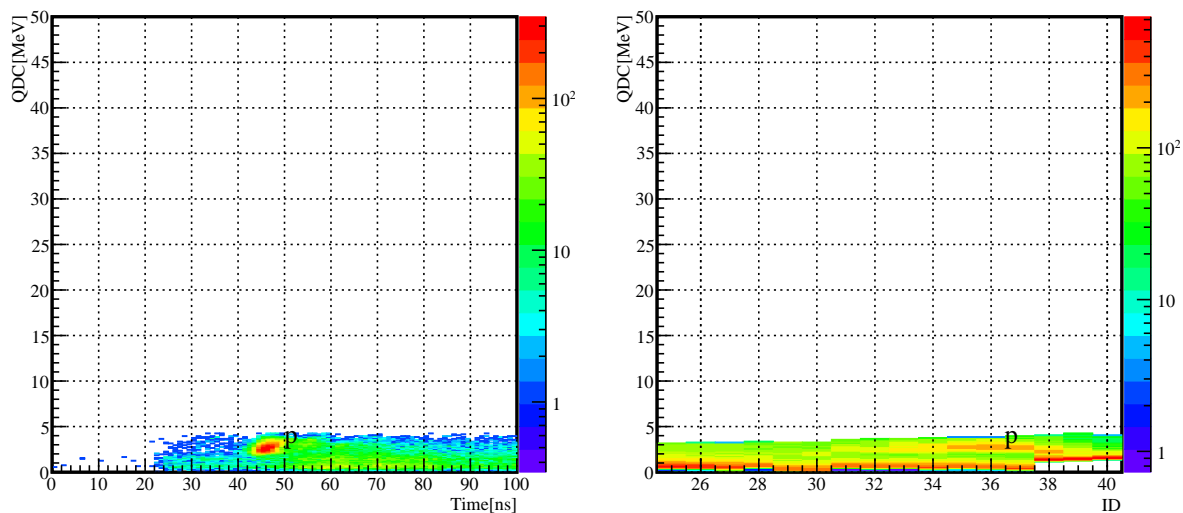


図 4.13: proton gate をかけた後の HODP における QDC と TDC の相関 (左図) と QDC と ID の相関 (右図)。

4.4 BSD analysis

BSD は SAMURAI magnet より上流に設置され、主に、反応後の重陽子を検出する。ここでは、目的である反応チャンネルの deuteron gate を決定した。

BSD において相対的な gain 調整を行い、 $Z=1$ のラインが各 ID 間でそろそろように調整した (図 4.14)。

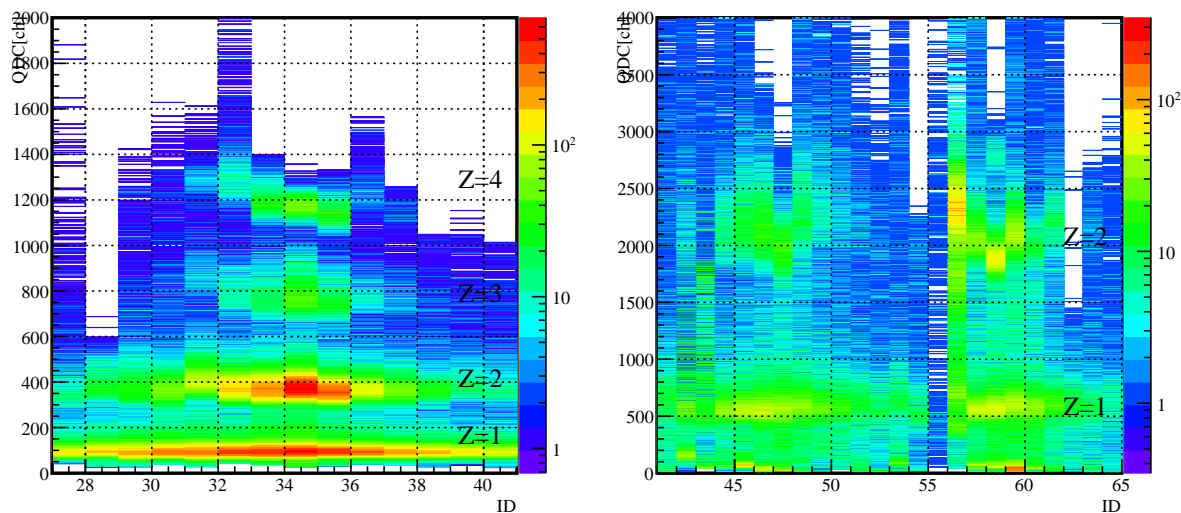


図 4.14: 左図:BSD の ΔE 検出器 (1 層目) における QDC と ID の相関。右図:BSD の E 検出器 (2 層目) における QDC と ID の相関。それぞれ $Z=1$ について gain 調整を行った。

図 4.15 に、BSD における $\Delta E - E$ プロットと ΔE 検出器における QDC と ToF の相関を示す。ToF に関しては約 5ns ほど offset がずれている。図 4.15 の左図において、 $Z=1$ の粒子と $Z=2$ の粒子は、主に BSD を突き抜けていくイベントである。目的とする反応チャンネルの重陽子は ~ 100 MeV のエネルギーを持ち、BSD の E 検出器内で止まることが期待される。図 4.15 の右図は、QDC と ToF の相関であり、 $Z=1 \sim Z=4$ までのきれいな分離が見える。この後の解析では、右図のプロットで ToF に関して条件を決めて、BSD 内で止まるイベントの抽出を行う。

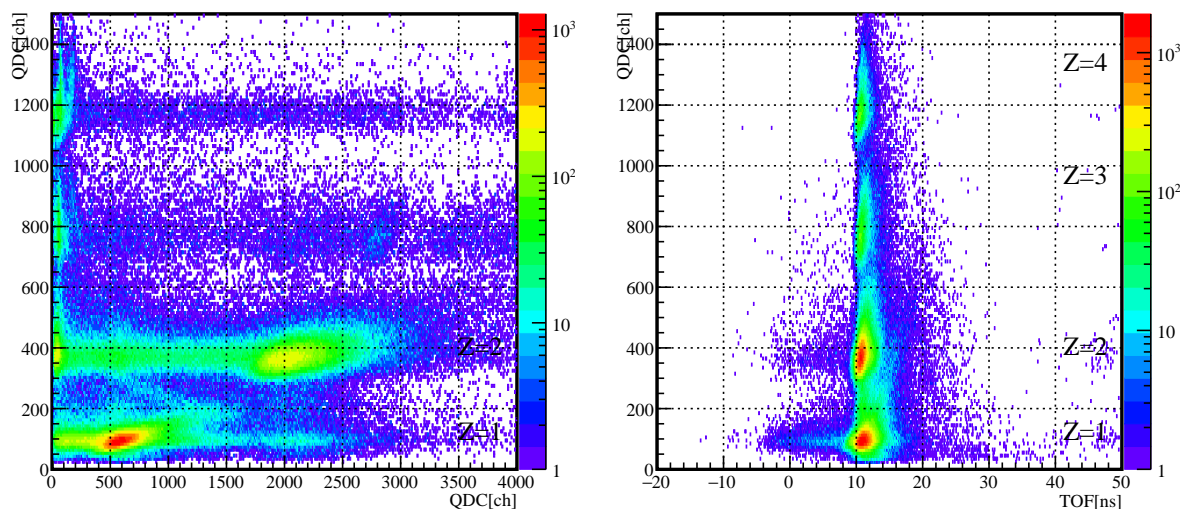


図 4.15: 左図: BSD における $\Delta E - E$ プロット。縦軸が ΔE で、横軸が E である。右図: ΔE 検出器における QDC と ToF の相関。ToF には約 5ns ほどの offset がある。

図 4.16 は、図 4.15 の右図のプロットで条件を決めて、それぞれの条件においてプロットした図 4.15 の左図を示す。その条件を以下に示す。

$$\text{area1} : 5 \leq \text{TOF} \leq 8.5, \text{ ns}, 800\text{MeV} \quad (4.5)$$

$$\text{area2} : 9 \leq \text{TOF} \leq 12.5 \text{ ns}, 130 \sim 500\text{MeV} \quad (4.6)$$

$$\text{area3} : 13 \leq \text{TOF} \leq 16.5 \text{ ns}, 50 \sim 120\text{MeV}. \quad (4.7)$$

図 2.5 で示すように、area3 のイベントが BSD で測定することが期待される重陽子のエネルギーに相当する。図 4.16 より、area3 のプロットが最も求めるイベントが抽出できている。

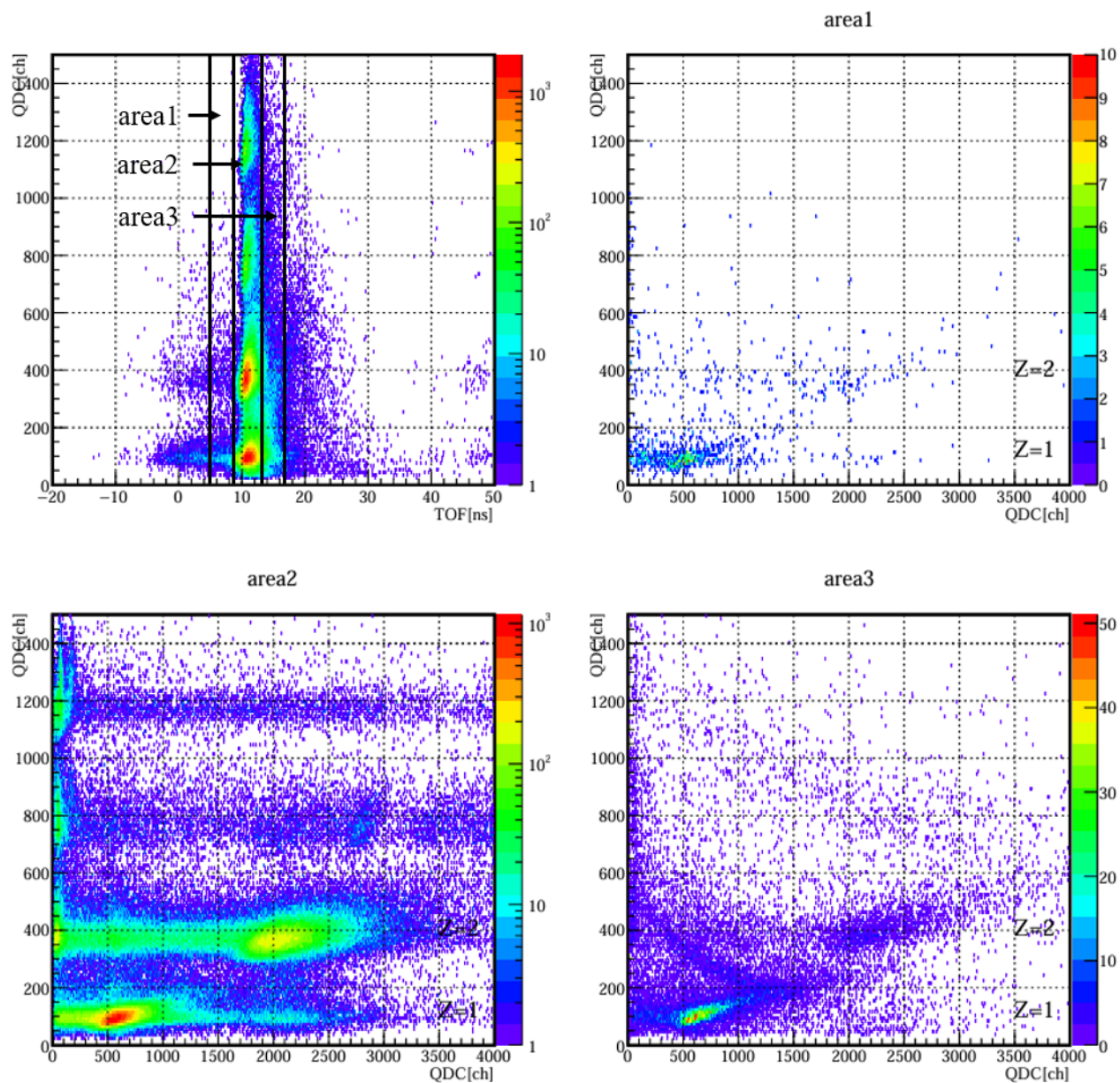


図 4.16: 左上: ΔE 検出器における QDC と ToF の相関。右上、左下、右下の図は、ToF に条件をかけた BSD における $\Delta E - E$ プロット。条件は、それぞれ area1 : $5 \leq \text{TOF} \leq 8.5 \text{ ns}$, area2 : $9 \leq \text{TOF} \leq 12.5 \text{ ns}$, area3 : $13 \leq \text{TOF} \leq 16.5 \text{ ns}$ である。

$Z=2$ の寄与を除去するために、 ΔE 検出器の QDC と TOF の相関のプロット (図 4.15 の右図) において以下のカットを行った。

$$\text{QDC} \geq 75 * \text{TOF} - 975, \quad (4.8)$$

$$\text{QDC} \leq 75 * \text{TOF} - 600. \quad (4.9)$$

カット前とカット後のプロットを図 4.17 に示す。

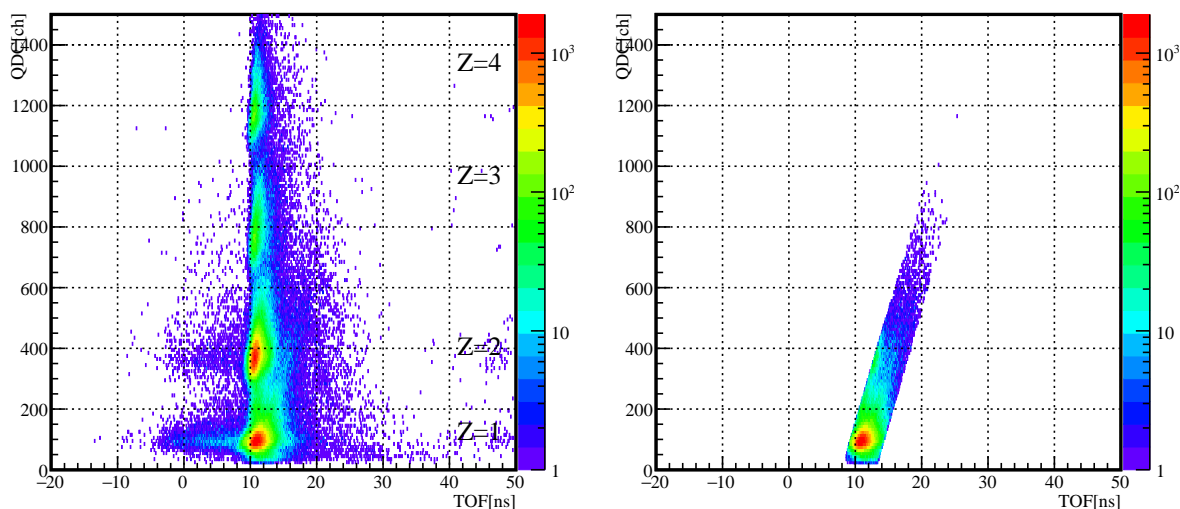


図 4.17: Δ 検出器の QDC と TOF の相関のプロットに行った $Z=2$ の寄与を除去するカット。左図: カット前。右図: カット後。

図 4.18 の左図に上記のカット行った $\Delta E - E$ プロットを示す。QDC > 800ch のイベントがカットされていることがわかる。また、同右図は、HODF において Li が観測されたという条件を適用したものであり、 $Z=2$ のイベントが除去されていることがわかる。

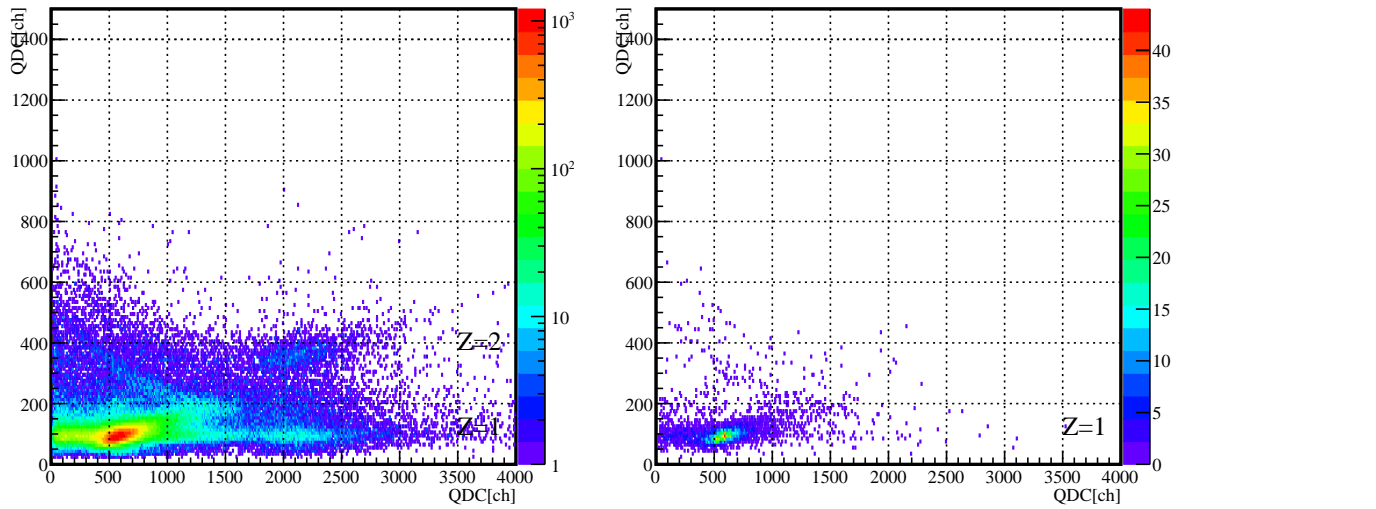


図 4.18: 左図: 式 (4.8),(4.9) のカットを加えた $\Delta E - E$ プロット。右図: 左図と同様のカットに加えて、HODF で Li が観測された条件を適用。

図 4.19 に Energy loss 計算による BSD における $\Delta E - E$ プロットを示す。赤線が陽子で、青線が重陽子である。BSD 内で止まる陽子、重陽子の ΔE 検出器における Energy loss の値は、陽子が 5~23MeV で、重陽子が 7~32MeV である。この計算によるプロットを基に、実験で得られたプロットにおいて BSD 内で止まるイベントのフィッティングを行った。その結果を図 4.20 に示す。

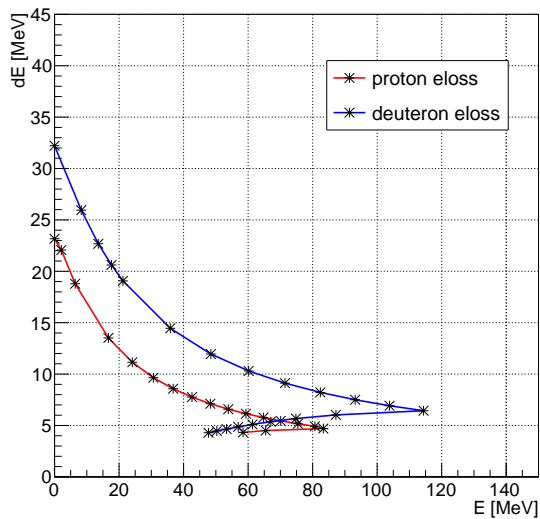


図 4.19: Energy loss 計算による BSD における $\Delta E - E$ プロット。赤線が陽子、青線が重陽子である。

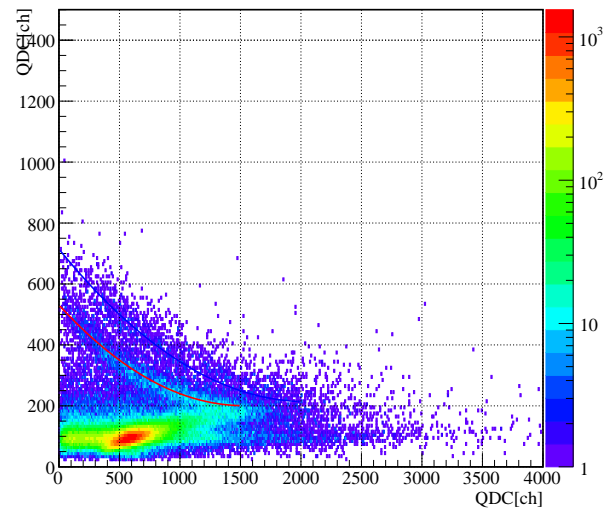


図 4.20: Energy loss 計算を基にした陽子、重陽子の 3 点フィッティング。赤線が陽子、青線が重陽子をフィッティングしたもの。

次に、図 4.20 で行ったフィッティングを基に、陽子と重陽子の分離を行う。図 4.21 に、陽子の筋に沿ったフィッティング関数との差分をとったプロットを示す。差分をとることで、陽子の筋を直線にして、陽子ピークをガウシアンでフィットする。フィットしたものが図 4.21 の右図である。陽子ピークを以下をカットすることで、 $Z=1$ の突き抜けイベントを除去した。

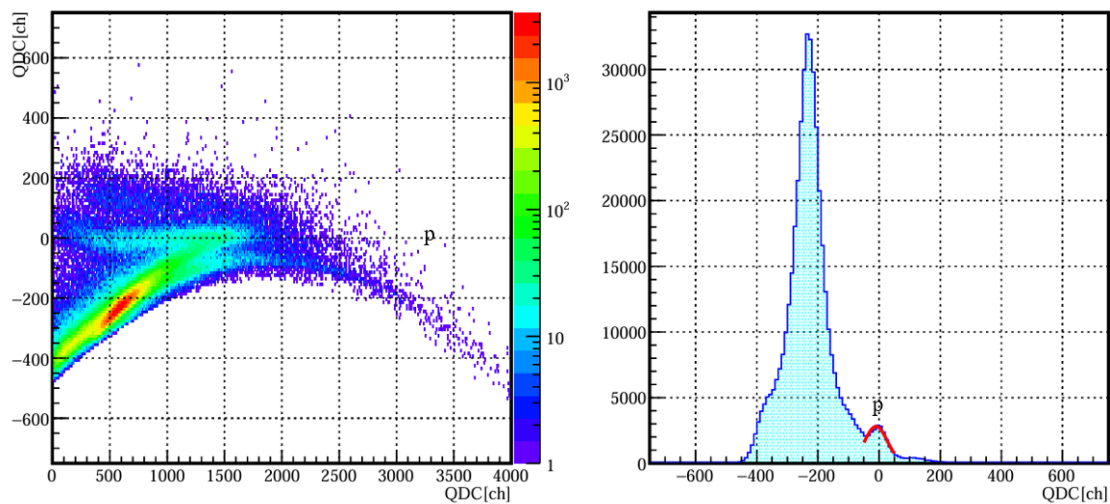


図 4.21: 左図は、陽子の筋に沿ったフィッティング関数との差分をとったものである。右図は、左図の Y 方向についての 1 次元プロットである。赤線はガウシアンフィット。

図 4.22 と表 4.3 に BSD における陽子と重陽子の粒子識別についての 1 次元プロットとそれぞれのピークに関する情報を示す。

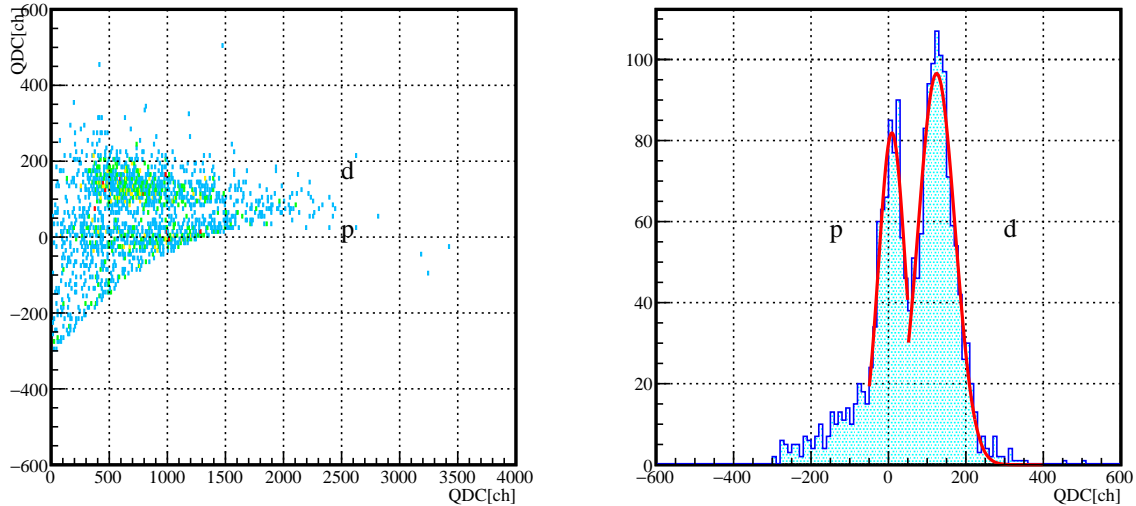


図 4.22: HODF の Li gate, HODP の proton gate をかけた際の BSD における陽子と重陽子の粒子識別。左図: proton の筋に沿った関数との差分をとったもの、右図: 左図の Y 軸についての 1 次元プロットであり、赤線は陽子, 重陽子ピークのガウシアンフィットである。

表 4.3: BSD における陽子と重陽子のピーク。

	mean[ch]	σ [ch]
陽子	6.166	29.42
重陽子	120.9	49.23

陽子と重陽子の分離度の評価を行った。

$$\text{陽子と重陽子のピーク間距離} : d = 120.9 - 6.166 = 114.7[\text{ch}] \quad (4.10)$$

$$\text{sigma の平均} \sigma : \sigma_{ave} = \frac{29.42 + 49.23}{2} = 39.325[\text{ch}] \quad (4.11)$$

$$\text{分離度} : s = \frac{d}{\sigma_{ave}} = 2.92 \quad (4.12)$$

ガウシアンでカットした時に、重陽子のガウシアン分布内に含まれる陽子の割合は 4.6% であり、重陽子の efficiency は 93% である。

最終的に決定した deuteron gate を図 4.23 に示す。

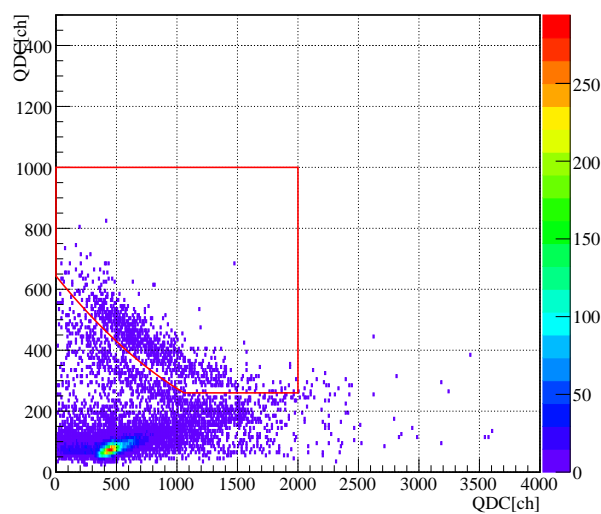


図 4.23: BSD における deuteron gate(赤線)。

図 4.24 に、BSD の deuteron gate をかけた際の HODF における粒子識別を示す。deuteron gate により、HODF において Li の残留核が識別されていることがわかる。

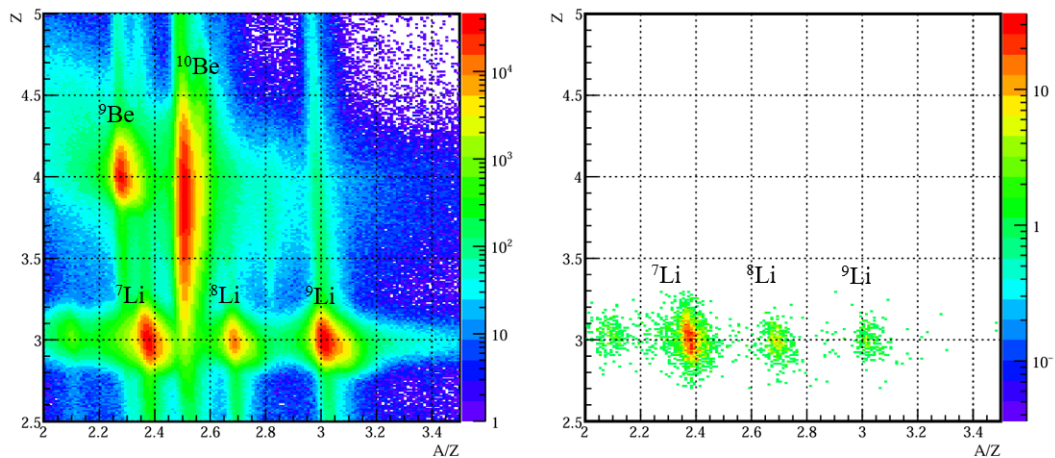


図 4.24: HODF における粒子識別。左図: deuteron gate をかける前, 右図: deuteron gate をかけた後。

第5章 結果と考察

5.1 inclusive 断面積

実験データから得られた $^{10}\text{Be}(p, pd)$ 反応による ^7Li , ^8Li も inclusive な生成断面積を入射核破碎反応で生成されたと仮定して、EPAX コード [9] との比較を行った。表 5.1 に実験結果と EPAX との比較を示す。実験結果と EPAX(v3.1a) との良好な一致が確認できる。

表 5.1: 実験結果と EPAX [9] の比較。

	^7Li	^8Li
current work	20.1(3) mb	11.1(2) mb
EPAX(v2.15)	8.71 mb	5.23 mb
EPAX(v3.1a)	27.5 mb	16.5 mb

5.2 後方散乱の微分断面積

$^{10}\text{Be}(p, pd)$ 反応における後方散乱の反応断面積を以下の式を用いて導出した。

$$\sigma_{\text{int}} = \frac{N_{\text{event}} \cdot \text{DS} / \text{Live time}}{N_{\text{beam}} N_{\text{tgt}}}, \quad (5.1)$$

N_{event} は、BSD において重陽子が観測され、HODF において Li が観測され、HODP において陽子が観測されたイベント数である。DS は Down Scale factor、Live time は scaler から得たトリガー数に対する accept されたイベントの割合、 N_{beam} は入射ビームの数、 N_{tgt} は標的における単位面積当たりの粒子数である。表 5.2 に、全断面積と断面積計算に用いたそれぞれのパラメータの値を示す。

表 5.2: $^{10}\text{Be}(p, pd)$ 反応における後方散乱の反応断面積。

N_{event}	1004
N_{beam}	4.70×10^{10}
trigger	B*HODP
DS	1
Live time	0.633
N_{tgt}	$\frac{0.115\text{g}/\text{cm}^2 \times N_A}{1\text{g}/\text{mol}}$
σ_{int}	$0.47 \pm 0.01 \mu\text{b}$

$^{10}\text{Be}(p, pd)$ 反応における後方散乱の全断面積は $0.47(1)\mu\text{b}$ であり、この値は高橋修論 [4] で議論されたシュミレーションによって得られた値 $0.30\mu\text{b}$ と近いものである。

BSD の立体角を計算する。BSD は、target 中心から z 方向に 830.5mm 後方の位置に設置され、サイズは 70mm×240mm であるため、

$$\Delta\Omega_{\text{BSD}} \sim \frac{70\text{mm} \times 240\text{mm} \times 2}{(830.5\text{mm})^2} = 4.87 \times 10^{-2}\text{sr}. \quad (5.2)$$

実験室系での散乱角 $\theta_{\text{lab}} = 4^\circ \sim 9^\circ$ においては、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_d} \sim \frac{\sigma_{\text{int}}}{\Delta\Omega_{\text{BSD}}} = 9.63\mu\text{b}/\text{sr}, \quad (5.3)$$

以上のようにして求められた角度分布を図 5.1 に示す。

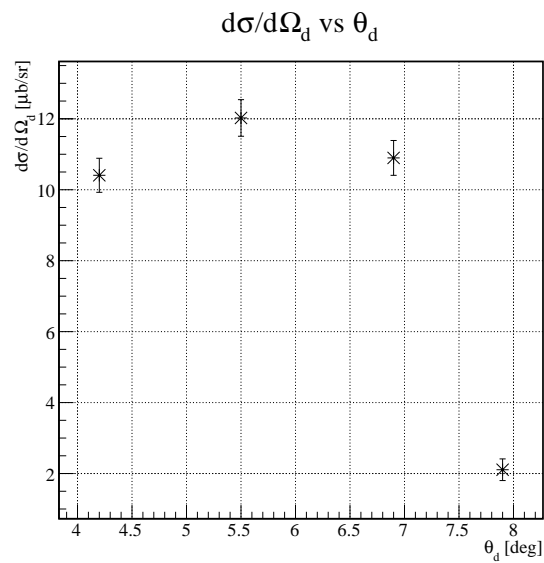


図 5.1: $^{10}\text{Be}(p, pd)$ 反応における後方散乱の微分断面積の角度分布。エラーバーは統計誤差のみを示す。

第6章 まとめと今後の展望

6.1 まとめ

本論文では、不安定核における短距離相関現象 (SRC) の観測を目指し、 $^{10}\text{Be}(p, pd)$ 反応の逆運動学を用いて、不安定核である ^{10}Be の SRC 探索実験を理研 RIBF において世界に先駆けて行った。その結果、 $^{10}\text{Be}(p, pd)$ 反応の後方散乱における断面積、および、角度分布 (微分散乱断面積) を導出することに成功した。反応では残留核 (終状態) として期待される ^7Li , ^8Li が実際に同定され、 $^{10}\text{Be}(p, pd)$ 反応の後方散乱の断面積が $0.47(1)\mu\text{b}$ とわかった。加えて、終状態として散乱粒子の条件を課さない inclusive な ^7Li , ^8Li の生成断面積も求めたところ、 ^7Li , ^8Li の生成断面積は、それぞれ $20.1(3)\text{mb}$, $11.1(2)\text{mb}$ とわかった。これは核破碎反応モデル計算 (EPAX (v3.1a)) と良い一致をみた。

6.2 今後の展望

FSD の解析、すなわち、前方散乱の全断面積、および角度分布を導出する。また、 γ 線解析、中性子の解析を行い、残留核 ^8Li の終状態の選択 (1^+) の解析を行う。その後、今回得られた BSD の解析結果、すなわち後方散乱の断面積、および歪曲波インパルス近似計算との比較を行い、pn 短距離相関の出現が有意であるかどうかについて議論を行う。さらに、将来的には、Be, C, O 等により広範囲の同位体について、 (p, pd) 反応実験を行い、pn 短距離相関について定量的な観測が可能になると期待される。

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] T. Kobayashi *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 317 (2013).
294-304
- [6] RIKEN NISHINA CENTER RIBF, SAMURAI
<https://www.nishina.riken.jp/RIBF/SAMURAI/overview.html>
- [7] 山田啓貴, 学士論文, 東京工業大学 (2016)
- [8] T. Kubo, *Nucl. Instr.Meth.B*204(2003)97.
- [9] K. Sümmerer, *PHYSICAL REVIEW C* **86**, 014601 (2012)
- [10] William R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Berlin, Springer(2012).

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、日々のミーティングにおいて、原子核物理の幅広い知識や知見を学び、また、研究以外での何気ない会話であらゆる方面において支えていただきました。実験の共同メンバーであった寺嶋知氏には、実験中や解析時に多くのことを教えていただきました。解析が行き詰まった時には、道筋を見つけていただき、次なる一步を踏み出すことが出来ました。中村研究室のメンバーの方々は、日頃の他愛ない会話で精神的な支えとなっていました。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。このような研究ができる環境に恵まれたのは、みなさんのおかげです。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。