

令和4年度
修士論文

稀少不安定核での
陽子弾性散乱測定に向けた
新反跳陽子テレスコープの開発



京都大学
KYOTO UNIVERSITY

京都大学大学院 理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室
原子核・ハドロン物理学研究室

八尋寛太

令和5年1月25日

概要

陽子や中性子といったハドロンを構成要素とする核物質の状態方程式 (EOS) を決定することは原子核物理分野における至上命題の一つである。EOS の解明は、近年発見された二倍の太陽質量をもつ中性子星の質量機構の解明などをはじめとして、宇宙物理分野に対する波及効果も大きい。EOS は核子あたりのエネルギーを核子密度 ρ とアイソスピン非対称度 δ で展開した形で表現できる。EOS の中でも、 δ 依存項である対称エネルギー $S(\rho)$ は高密度物質である中性子星の内部構造を理解する上で不可欠であるため、近年注目されている。原子核を構成している陽子や中性子の総称である核子を無限系構成要素とする核物質の状態方程式を決定することは原子核物理分野において至上命題である。核物質の状態方程式は、核物質の一核子あたりのエネルギーを核子密度とアイソスピン非対称度で表現したものであるが、その中でも対称エネルギー項の不定性は未だに大きい。対称エネルギー項も、原子核の飽和密度付近 $\rho = \rho_0 \sim 0.16 \text{ fm}^{-3}$ で展開することができ、いくつかのパラメータについては良い制限がかけられているが、傾きパラメータと呼ばれる、核子系の圧力と比例関係にあるパラメータについては未だに不定性が大きい。 $S(\rho)$ の一次項の係数である傾きパラメータ L は有限系である原子核での中性子スキン厚と強い相関があることが知られている。つまり、中性子スキン厚を測定することは、EOS の傾きパラメータを制限することができるため、EOS 解明につながる有効な研究手法である。

我々のグループでは、不安定核ビームを用いた逆運動学陽子弾性散乱測定計画 (ESPRI 計画) を進めている。この測定から、アイソスピン非対称度の大きい原子核の陽子・中性子密度分布精密決定を目指しており、2019 年には中性子過剰核 ^{132}Sn での陽子弾性散乱測定を成功させた。更にアイソスピン非対称度の大きい原子核での陽子弾性散乱測定を計画しており、そのフラグシップとして ^{52}Ca の陽子弾性散乱測定 (ESPRI+) を理研 RIBF で予定している。しかし ^{52}Ca は、世界最大の不安定核ビーム強度を誇る理研 RIBF においても、散乱実験でのビーム強度が非常に小さい ^{132}Sn の場合に比べて 1 桁以上少ない稀少な不安定核である。このため、従来の ESPRI 実験で用いられた検出器群では十分な収量が見込めず、統計誤差の観点から、精密な核子密度分布の決定を行うことができない。そこで、我々は ESPRI+ 実験と称して、新たに GAGG(Ce) カロリメータと Si ストリップ検出器から構成された反跳陽子テレスコープと、多層化固体水素標的システムの開発を進めている。このアップデートにより、稀少不安定核 ^{52}Ca においても、従来と同程度の励起エネルギー分解能と収量を達成し、核子密度分布の精密決定を行うことが可能であると考えている。

本研究では、運動学による新テレスコープに対する要求性能の確認と、上で挙げた個々の検出器の性能評価を行った。その性能をもとに、陽子弾性散乱測定を再現するシミュレーションツールを Geant4 により構築し、 ^{52}Ca での ESPRI+ 実験で想定される励起エネルギー分解能と収量を確認し、新テレスコープのセットアップ最適化を行った。最適解でのセットアップでは、励起エネルギー分解能 $\Delta E_x \leq 0.6 \text{ MeV}$ 、収量は重心系最後方 (運動量移行 $q = 2.5 \text{ fm}^{-1}$) でも統計誤差 30% 以上が見込めることから、要求性能を満たしていることを確認した。上記の試算をもとに、新反跳陽子テレスコープの一部をデザインし、 ^{16}O ビームを用いた性能評価実験を QST HIMAC で 2023 年 1 月に行った。測定では、複数の光センサーと読み出し回路を用いて、弾性散乱事象の弁別を行い、励起エネルギー分解能と収量の評価を行った。エネルギーキャリブレーション方法に改善の余地はあるものの各散乱角度に対して励起エネルギー分解能 $\Delta E_x = 1.3 \text{ MeV}$ 以下、収量については開発したシミュレー

ションツールにより想定した収量と同程度であることが確認できた。今後は、本実験データのさらなる解析と実験データのキャリブレーション方法の確立、S/Nが小さくなる重心系後方用の多層固体水素テストを行い、ESPRI+実験完遂に向け新反跳陽子テレスコープのフルアレイを完成させる予定である。

目次

第1章	はじめに	3
1.1	核物質の状態方程式	3
1.2	対称エネルギー項と中性子過剰核の中性子スキン厚	4
1.3	安定核での陽子弾性散乱測定の実験手法	8
1.3.1	電子散乱と陽子散乱	8
1.3.2	不安定核での陽子散乱測定	10
第2章	稀少不安定核での陽子弾性散乱	13
2.1	ESPRI から ESPRI+へ：稀少不安定核 ^{52}Ca	13
2.1.1	物理的モチベーション	13
2.1.2	実験への要請	15
2.2	逆運動学による陽子弾性散乱測定の特徴と要求性能	16
2.3	ESPRI+セットアップ	21
2.3.1	固体水素標的	21
2.3.2	GAGG(Ce) カロリメータ	21
	概要と先行研究	21
	オフラインテスト	22
2.3.3	Si Strip Detector	26
	概要と先行研究	26
	オフラインテスト	27
第3章	シミュレーション	31
3.1	Geant4	31
3.2	シミュレーションのセットアップ	31
3.2.1	検出器	31
	ビームドリフトチェンバー	31
	GAGG(Ce) カロリメータ	32
	Si Strip Detector	32
3.2.2	標的	33
3.2.3	反跳陽子新テレスコープ	36
3.2.4	粒子発生方法	39
3.3	解析結果	41
3.3.1	多層標的の判別方法	41
3.3.2	角度分解能	42
3.3.3	エネルギー分解能	43
3.3.4	収量	46
3.3.5	角度アクセプタンス	46

第4章	実験	48
4.1	HIMACの施設概要	48
4.2	測定セットアップ	49
4.2.1	ビームライン	51
4.2.2	反跳陽子	51
4.2.3	標的	54
4.3	測定回路	55
第5章	解析	57
5.1	解析の流れ	57
5.2	ビーム解析	57
5.3	反跳陽子解析	63
5.3.1	反跳位置解析	63
5.3.2	反跳粒子解析	64
5.3.3	反跳陽子エネルギー解析	66
5.4	新テレスコープのパイロット検出器としての性能評価	68
5.4.1	励起エネルギー分解能	68
5.4.2	収量	71
5.4.3	シミュレーションとの比較	71
第6章	考察	75
6.1	性能評価実験での励起エネルギー分解能	75
6.1.1	標的厚による発生点の z 不定性	75
6.1.2	GAGG(Ce)カロリメータの位置依存性	76
6.1.3	計算による励起エネルギー分解能の評価	78
6.2	性能評価実験における収量	79
6.2.1	統計誤差による励起エネルギー分解能の悪化	79
6.2.2	キャリブレーションの正確性	79
第7章	まとめと今後の展望	82
7.1	まとめ	82
7.2	今後の展望	82

第1章 はじめに

1.1 核物質の状態方程式

原子核を構成している陽子や中性子の総称である核子を無限構成要素としている核物質について、その状態方程式を決定することは原子核物理分野において大きな目標の一つである。特に、2倍の太陽質量を持つ中性子星 [1] が発見されて以来、その質量を支える機構の解明は未だなされていない。さらに、超新星爆発過程、残留中性子星の冷却過程や元素合成過程などをはじめとして宇宙物理分野などにおいても、核物質の状態方程式解明が与えるインパクトは非常に大きい。具体的に、核物質の状態方程式とは核物質において一核子あたりのエネルギー E/A を、核子密度 ρ とアイソスピン非対称度 δ で表したものである。核子密度 ρ とアイソスピン非対称度 δ は以下で定義されるため、核物質の状態方程式は、陽子密度 ρ_p と中性子密度 ρ_n で表されるとも言える [2]。

$$\rho = \rho_p + \rho_n \quad (1.1)$$

$$\delta = \frac{\rho_p - \rho_n}{\rho_p + \rho_n} \quad (1.2)$$

核物質の状態方程式は、クーロンエネルギーを無視し、 δ による展開により近似的に式 (1.3) で書ける。 δ の奇数項が現れないのは、これはクーロン力を無視した時に、陽子と中性子の入れ替えに関するアイソスピン対称性が非常によく成り立っているためであり、核物質における大きな特徴の一つである。第一項は対称核物質を表しており、第二項の係数 $S(\rho)$ は対称エネルギー項と呼ばれる。

$$E/A(\rho, \delta) = E(\rho, \delta = 0) + S(\rho)\delta^2 + \mathcal{O}(\delta^4) \quad (1.3)$$

$$E(\rho, \delta = 0) = E_0 + \frac{1}{2}K_0 \left(\frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0} \right)^2 + (\text{高次項}) \quad (1.4)$$

$$S(\rho) = S_0 + L \left(\frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0} \right) + \frac{K_{\text{sym}}}{2} \left(\frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0} \right)^2 + (\text{高次項}) \quad (1.5)$$

対称核物質の $E(\rho, \delta = 0)$ は式 (1.4) のように、飽和密度 ρ_0 付近で展開することが出来る。第一項目の定数 E_0 は対称核物質の飽和エネルギーと呼ばれ、 $E(\rho = \rho_0, \delta = 0) \sim -16$ MeV であることが知られている。第二項目の K_0 は非圧縮率と呼ばれ、原子核の飽和性から来る非圧縮流体の特徴から来る項である。そのため、原子核における非圧縮団体運動である巨大共鳴の測定からよく制限がかけられている。例えば、Ni や Sn の N 数を変更した巨大単極子共鳴のデータに対する理論計算から、 $K_0 = 231 \pm 5$ MeV という制限 [3] や、 ^{208}Pb の巨大共鳴の測定データから $K_0 = 240 \pm 20$ MeV [4] などと、様々な実験データからの制限が進んでいる。

対称エネルギー項 $S(\rho)$ もまた式 (1.5) のように、飽和密度 $\rho_0 \sim 0.16 \text{ fm}^{-3}$ 付近で展開することが出来る [5]。図 1.1 に、様々な Skyrms 相互作用による平均場理論計算による対称エネルギー項の密度依存性を示した [6]。図中の $\rho/\rho_0 = 1$ での $S(\rho)$ が S_0 であり、 L はその

時の傾きに対応する。式 (1.5) の第一項 S_0 は、 $S_0 \sim 25 \sim 35$ MeV と比較的強い制限がかけられている。そして、式 (1.5) 第二項の L は対称エネルギー項の傾きパラメータ (Slope Parameter) と呼ばれている。この項は対称核物質でよく成り立っている液滴模型の質量公式の表面項の係数としても現れる。核物質の状態方程式においては、この項は核子系がもつ圧力と比例関係にあることが知られており、中性子星の質量や大きさを決定する上で非常に重要である。図 1.1 では、実験データによる制限がかけられている部分を青ハッチ部分で示してあるが、傾きパラメータ L の不定性により高密度領域での不定性は未だに大きいことがわかる。はじめに上述したように、近年の 2 倍の太陽質量をもつ中性子星の発見以来、その質量を説明する機構は未だになされていない。いまだに核物質の状態方程式の中でも傾きパラメータの不定性は大きく、このパラメータに強い制限をかけることは中性子星の質量機構や他の宇宙物理分野の過程を説明する上で非常に重要な意味をもっている。

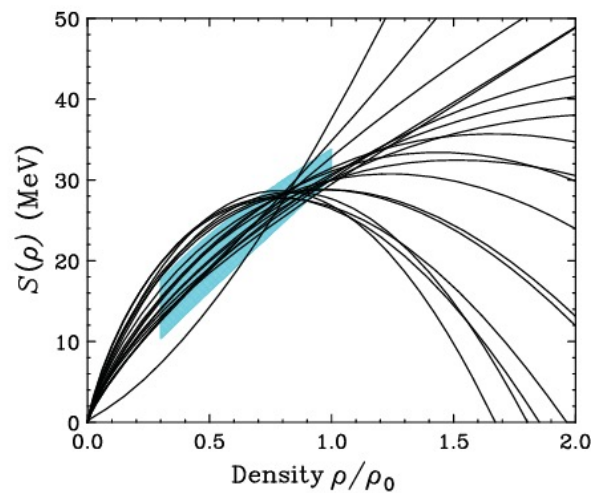


図 1.1: 様々な Skyrme 相互作用による対称エネルギー項の密度依存性。横軸が核子密度と飽和密度の比、縦軸は対称エネルギー [MeV]。青ハッチ部分は実験により制限がかけられている領域 [6]。

1.2 対称エネルギー項と中性子過剰核の中性子スキン厚

これまでの核物質の状態方程式研究から、対称エネルギー項は有限系である原子核の構造と関係があることが知られている。中性子過剰な原子核では、中性子分布が陽子分布と比較して表面付近に多く分布している。つまり、陽子半径に比べて中性子半径の方が大きく、表面付近には中性子の割合が高い中性子スキンと呼ばれる構造が発達している (図 1.2)。この中性子スキン厚と対称エネルギー項の傾きパラメータ L は強く相関していることが知られており、中性子過剰な不安定核で中性子スキン厚を測定することは傾きパラメータの制限において非常に有効な実験データとなる。中性子スキン厚は、中性子と陽子の平均二乗半径の差で定義され、式 (1.7) で表される。

$$r_{n,p} \equiv \langle r^2 \rangle_{n,p}^{1/2} = \sqrt{\frac{\int d\mathbf{r} r^2 \rho_{n,p}}{\int d\mathbf{r} \rho_{n,p}}} \quad (1.6)$$

$$\Delta r_{np} = r_n - r_p \quad (1.7)$$

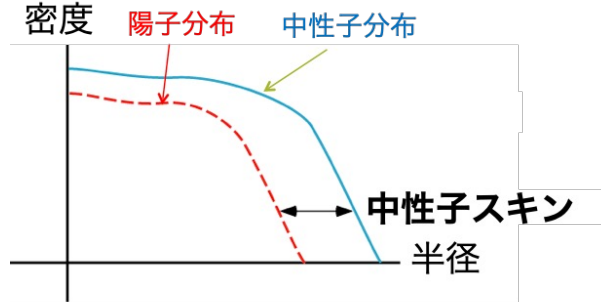


図 1.2: 中性子過剰核での中性子スキンのイメージ図。赤色が陽子密度分布、青色が中性子密度分布。

対称エネルギー項は液滴模型での質量公式での表面項に対応しているように、対称エネルギー項と中性子スキン厚は定性的にも理解が可能である。中性子過剰な原子核に置いて、原子核内部での対称エネルギーを下げようとする時、内部での中性子密度を下げ、陽子密度をあげるため、中性子分布を表面付近へと押しだし、陽子分布を原子核内部へと引き込むような指向性が生じる。それにより、表面付近においては、中性子分布が陽子分布より外側に押し出され、中性子半径が陽子分布より大きい中性子スキン構造が生じる。その結果、表面付近での対称エネルギーは上がることになる。このように、対称エネルギー項は核内部と表面付近でのエネルギーの均衡を取って、エネルギーが最小になるように決定される。対称エネルギーが決まれば、中性子と陽子の分布も決まり、それに伴った中性子スキン厚が決定されるため、対称エネルギー項と中性子スキン厚は密接に相関する。実際に様々な平均場理論計算によって、対称エネルギー項の傾きパラメータ L と中性子スキン厚 Δr は相関していることが確認されてきた [7, 8]。原子核において、 Z が大きくなるにつれて $Z = N$ から中性子過剰な方向になることで安定化することはよく知られている。また、殻模型からわかるように魔法数を持つ原子核は閉殻構造を作り非常に安定であり、理論的な計算も比較的容易であることが知られている。その中でも、 ^{208}Pb や ^{132}Sn 、 ^{124}Sn 、 ^{48}Ca といった中重元素での二重魔法核での研究は多く行われている。図 1.3、1.4 は各二重魔法核での中性子スキン厚と傾きパラメータ L の相関に関する理論計算の結果 [7, 8]。図 1.3、1.4 での ^{208}Pb での計算結果に着目すると、傾きパラメータ L と中性子スキン厚 Δr_{np} の相関は非常に強く見えており、直線フィッティングもよく合っていることが確認できる。図 1.3 から、 ^{132}Sn においても、 ^{208}Pb と同程度の相関が確認できる。一方、より軽い核である ^{124}Sn 、 ^{48}Ca となるにつれて、相関は弱くなっていることがわかる。しかし、現在では Ca 程度の原子核まで第一原理計算が可能になっており、第一原理計算による理論計算や三体力等の相互作用も含めた理論計算によって、さらなる対称エネルギー項への解明へとつながると考える。

以上のことから、中性子スキン厚を測定することで傾きパラメータを強く制限することができ、中性子過剰な原子核や中重原子核での中性子スキン厚の精密測定は、核物質の状態方程式解明に向けて非常に重要な実験データとなる。

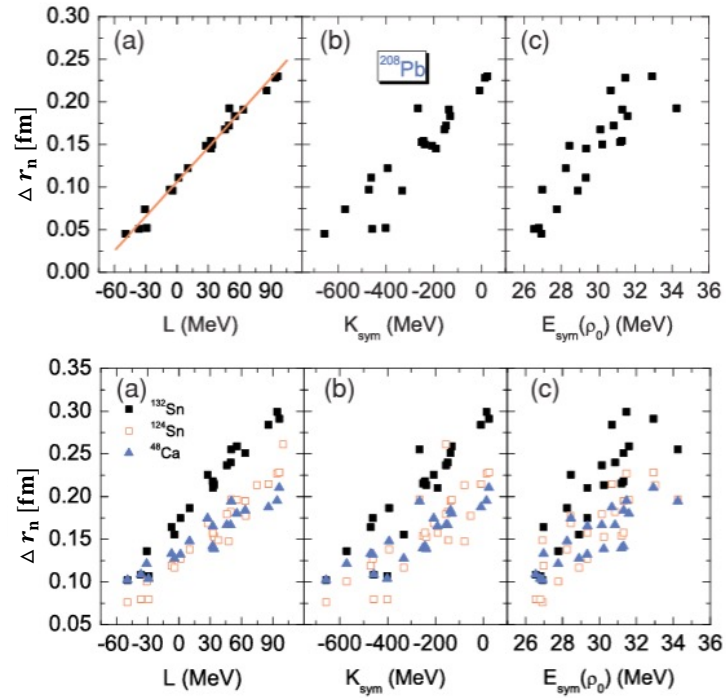


図 1.3: 様々な Skyrme 相互作用を用いた理論計算による、中性子スキン厚と対称エネルギー項の各パラメータの相関関係 [7]。上図が ^{208}Pb 、下図が左から ^{132}Sn 、 ^{124}Sn 、 ^{48}Ca での計算結果。

1.3 安定核での陽子弾性散乱測定の実験手法

前節で述べたように、中性子スキン厚は対称エネルギーを制限する最も有効なプローブであるため、多くの研究が、理論と実験の双方から行われてきた。しかし、中性子スキン厚は中性子半径と陽子半径の差であるため、非常に小さな量であり精密な測定が求められるため実験的決定は困難である場合が多い。中性子スキン厚を決めるには、前述のように陽子・中性子分布が必要である。陽子分布については安定核では古くから確立している電子散乱による電荷分布から決めることができる。そのため中性子スキン厚を決めるには中性子分布の正確な情報が不可欠である。

1.3.1 電子散乱と陽子散乱

陽子、中性子密度の測定や中性子スキン厚の測定方法において有力な方法として、パリティの破れを測定する電子弾性散乱と陽子弾性散乱の2つの手法がある。電子は非常にクリーンなプローブであり、電弱相互作用を用いてモデル依存性の小さい中性子密度分布を測定することが可能である。様々な原子核の荷電半径は電子散乱により精密に測定されてきたが、中性子密度を測定することは非常に困難であることがわかっている。弱い相互作用を用いてパリティの破れを測定する電子散乱の実験として Jefferson Laboratory (J-Lab) で行われている PREX 実験を例に上げて説明する。具体的には、偏極電子による弾性散乱測定により、不定性が小さい中性子スキン厚の測定ができると予想されている。これまでに報告された PREX 実験では $\Delta r_{np} = 0.33^{+0.16}_{-0.18}$ fm と誤差が大きくなっている [9]。その後の統計量を上げた PREX2 実験では、 $\Delta r_{np} = 0.283 \pm 0.071$ fm と誤差が改良されたが [10]、弱い相互作用のために統計誤差が非常に大きく、他の核種に展開していく上で難点となっている。さらに1点の運動量移行での測定しかないため、核構造モデルの仮定が必要なため、モデル依存性による不定性が排除できない。また、電子散乱の手法では、電子標的を用意することができないため不安定核領域へと拡張することが難しいことも注意したい。不安定核での電子散乱は可能であるが、弱い相互作用を用いた電子散乱は統計面から非常に困難である。

次に陽子散乱の手法について説明する。陽子をプローブとした強い相互作用を用いた陽子弾性散乱手法は、核物質の構造や核力の研究において非常に古い歴史がある。陽子は核内の陽子・中性子の両方に感度があるため、電子散乱の情報とを合わせることで、陽子・中性子分布を別々に決めることができる。我々の実験グループは核子あたり約 300 MeV の中間エネルギー領域での陽子弾性散乱測定により、中性子密度分布を高精度で抽出する手法を開発してきた [11]。200 ~ 400 MeV という中間エネルギー領域での陽子は、核子内での平均自由行程が約 2 fm と非常に長く、核内の内部の構造に対する感度が非常に高い。さらに、反応機構も単純な段階過程で記述できることから、相対論的インパルス近似 (RIA) を用いることで反応モデルの不定性が少なくなるという利点がある。さらに、RIA モデル計算に核子密度分布に依存した現象論的パラメータを導入し、媒質効果を取り入れることで原子核内の相互作用を核構造モデルに依存しない形で相互作用を記述した [12]。図 1.5、1.6 は、 ^{58}Ni で決定した現象論的パラメータを用いて導出した $^{204,206,208}\text{Pb}$ 、 $^{116,118,120,122,124}\text{Sn}$ での陽子、中性子密度分布である。

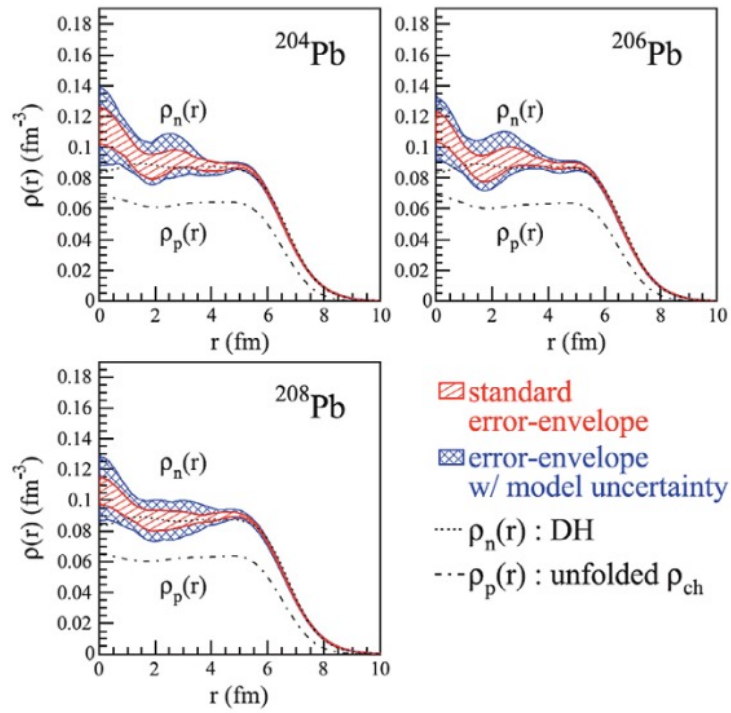


図 1.5: $^{204,206,208}\text{Pb}$ での核子密度分布。赤線が媒質効果を取り入れた効果によって不定性が改善された密度分布 [13]。

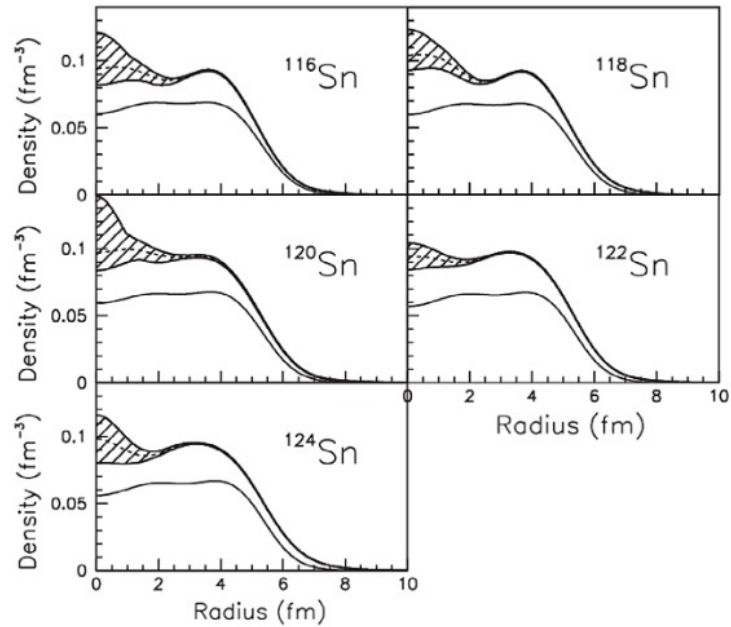


図 1.6: $^{116,118,120,122,124}\text{Sn}$ での中性子密度分布。ハッチ部分が誤差を含めた中性子密度分布 [14]。下部の曲線が陽子密度分布である。

1.3.2 不安定核での陽子散乱測定

我々はこれまで、安定核での陽子弾性散乱測定での核子密度分布の精密決定手法を確立してきたことは前述したとおりである。中性子スキン厚は、陽子と中性子の平均二乗半径の差という非常に小さな量であり、安定核からさらにアイソスピン非対称度の大きい原子核での測定へと進む必要があるため、これからは核物質の状態方程式解明に向けて不安定核での中性子スキン厚決定を進めていく予定である。しかし、この手法は電子散乱で測定可能な安定核に適用ができるものの、不安定核においては荷電密度分布測定ができないために、当てはめることができないため、陽子弾性散乱のみで陽子・中性子密度分布を決定する必要がある。そこで我々は、陽子弾性散乱のみで陽子・中性子密度分布を決定する手法として、2種類の間中間エネルギー領域での弾性散乱測定を行い測定した散乱角度分布から、陽子密度分布と中性子密度分布に関する連立方程式を解くような形で密度分布同時決定する手法を確立してきた [11]。この手法により、陽子弾性散乱のみで不安定核においても中性子スキン構造研究が可能となった。

この手法を用いて、これまでに不安定核での逆運動学による陽子弾性散乱測定を行ってきた。不安定核でのフラグシップ実験として ^{208}Pb よりもアイソスピン非対称度が大きくて、より軽い二重魔法核である ^{132}Sn での陽子弾性散乱測定を ESPRI (Elastic Scattering of Protons with RI beam) プロジェクトとして 2019 年に理研 RIBF で成功させた [15]。逆運動学による陽子弾性散乱のイメージ図を図 1.7 に示した。逆運動学による陽子弾性散乱測定では質量欠損法により、ビーム粒子の励起エネルギー E_x を再構成する。その際に必要なのは、図 1.7 で赤文字で記した、入射ビーム粒子のエネルギー T_b 、反跳陽子の運動エネルギー T'_p 、反跳陽子の散乱角度 θ の 3 つの物理量である。この 3 つの物理量を実験データから計算できれば、ビーム粒子の励起エネルギーを再構成することが出来る。逆運動学による陽子弾性散乱は、運動学により簡潔に表現でき、2.2 節で詳しく説明した。

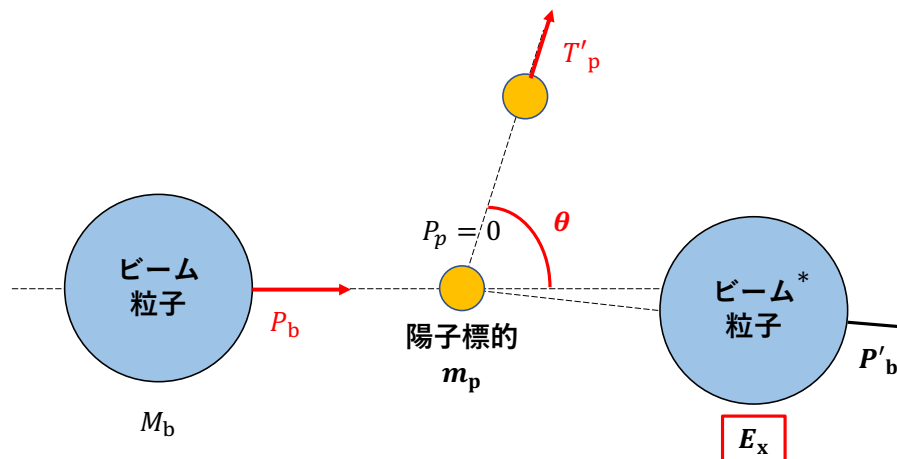


図 1.7: 逆運動学による陽子弾性散乱実験のイメージ図。

この 3 つの物理量を ESPRI プロジェクトでは Recoil Proton Spectrometer (RPS) で測定してきた。RPS のイメージ図を図 1.8 に示した。RPS は反跳陽子検出器とビーム検出器から構成されている。まず、ビームライン検出器 (Beam Line Detector) については、プラスチックシンチレータや Xe シンチレータ、Beam Drift Chamber (BDC) から構成される。プラスチックシンチレータは主にビームトリガー作成、ビーム粒子の Particle IDentification (PID)

の役割、Time Of Flight (TOF) によるビームエネルギーの再構成といった役割を持つ。Xeシンチレータは近年、我々のグループで開発されたシンチレータであり、不安定核での ΔE 検出器としてPIDを行う [16]。また、BDCについてはビーム粒子の飛跡 (Track) を測定する役割があり、反跳陽子の散乱角度 θ を決定する上で重要である。

次に、反跳陽子検出器についてであるが、上述したように反跳陽子のエネルギーと飛跡を測定し散乱角度を決定する必要がある。そのため、RPSでは反跳陽子検出器として Multi Wire Drift Chamber と ΔE プラスチックシンチレータと NaI シンチレータがあり、それぞれ反跳陽子の飛跡、 ΔE 、 T_p を測定する役割を持つ。間に ΔE プラスチックシンチレータを置いていることにより、反跳粒子のPIDができる。ビーム粒子と陽子標的との反応は弾性散乱によって陽子が反跳するだけでなく、破砕反応などにより様々な粒子 (deuteron や ^3He 、 α 粒子など) が発生する。そのため、 $E - \Delta E$ 法や $\Delta E - \text{TOF}$ 法によって反跳粒子のPIDを行っている。RPSの各検出器に関する主な性能などについては、表 1.1 にまとめた。

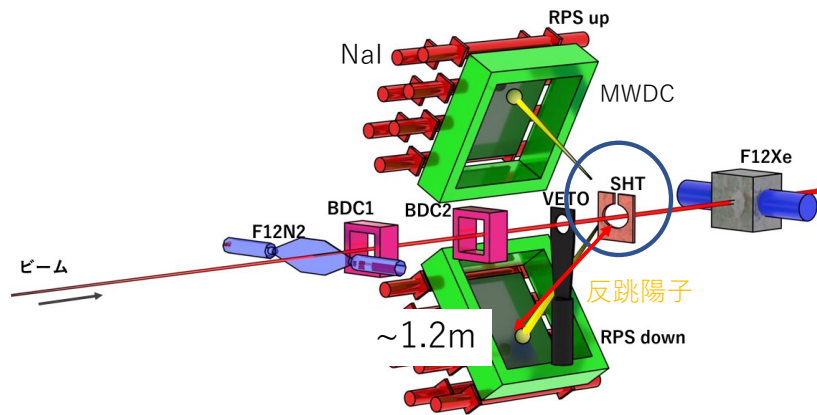


図 1.8: RPS のイメージ図。ビーム検出器と反跳陽子検出器から構成される。

最後に ESPRI での検出器群の特筆すべき特徴を述べて本章の締めとする。

- バックグラウンドの少ない陽子標的として固体水素標的 (SHT) を開発した [17]。
- RPS は実験室系で $\theta_{\text{lab}} = 66 \text{ 度} \sim 80 \text{ 度}$ をカバーする。
- 励起エネルギー分解能 $\Delta E_x \leq 500 \text{ keV}$ を達成する。

まず 1 点目についてであるが、ESPRI 実験では標的とし純粋な陽子からなる S/N の高い陽子標的が求められる。その点から、SHT は純粋な陽子標的であり、収量が少なくなる重心系後方においても S/N が高いため BG が少なく、弾性散乱事象の高精度な識別が可能になるという特徴がある。開発した固体水素標的は、 $35 \times 25 \text{ mm}^2 \times 1 \text{ mm}$ という大きさで厚さを持っており、1 mm という厚さであれば励起エネルギー分解能も $\Delta E_x \leq 500 \text{ keV}$ を達成できるため、ESPRI において特徴的な陽子標的である。次に、2 点目の反跳陽子の運動エネルギーのダイナミックレンジについて述べる。RPS は $\theta = 66 \sim 80 \text{ 度}$ の散乱角度を覆っており、エネルギーとしては、 $T_p' = 20 \sim 120 \text{ MeV}$ の反跳陽子が測定可能となっている。最

後に励起エネルギー分解能についてである。 $\Delta E_x \leq 500 \text{ keV}$ を達成する設計となっており、これは測定したいビーム粒子の第一励起エネルギーに依存して十分か決まる。基本的に、基底状態と第一励起状態のエネルギー差が約 2.5 MeV であれば、 5σ で分離できるため、励起エネルギー分解能 $\Delta E_x \leq 500 \text{ keV}$ を満たすよう設計してある。

表 1.1: ESPRI で使用した検出器の各情報

Xe シンチレータ	
厚さ	120 mm
ガス	Xe 1.5 atm
BDC	
有感領域	$150 \times 150 \text{ mm}^2$
面構成	X'-X-Y'-Y-X'-X-Y'-Y
アノードワイヤ間隔	5 mm
ガス	CH ₄ 50 Torr
RDC	
有感領域	$436 \times 436 \text{ mm}^2$
面構成	X-Y'-X-Y'-X'-Y-X'
アノードワイヤ間隔	14 mm
ガス	Ar(50%) + C ₂ H ₆ (50%) 1 気圧
PdE	
有感領域	$440 \times 440 \text{ mm}^2$
厚さ (up)	2.53 mmt
厚さ (down)	3.09 mmt
NaI × 7 台	
一台の面積	$450 \times 50 \text{ mm}^2$
奥行	50 mmt

第2章 稀少不安定核での陽子弾性散乱

我々はこれまで原子核の中性子スキン厚や核子密度分布の測定を安定核で進め、解析手法を確立してきた。そして、不安定核 ^{132}Sn の逆運動学による陽子弾性散乱測定を ESPRI プロジェクトの一環として理研 RIBF で 2019 年に完遂した。これから、さらにアイソスピン非対称度の大きい不安定核の領域での密度分布、中性子スキン厚測定を進めていく計画である。

2.1 ESPRI から ESPRI+ へ：稀少不安定核 ^{52}Ca

2.1.1 物理的モチベーション

不安定核での測定には、安定核と異なり逆運動学を用いるほかない。我々のグループでは逆運動学による不安定核での陽子弾性散乱測定として ESPRI 実験を進めており、 ^{132}Sn の実験をフラグシップとして成功させた [15]。 ^{132}Sn は陽子数 $Z = 50$ 、中性子数 $N = 82$ で、アイソスピン非対称度 $\delta = 0.242$ と大きい原子核となっている (^{208}Pb は $\delta = 0.231$)。また、核構造的な側面では陽子中性子ともに閉殻構造となっている二重魔法核という特徴を持つ。実験は理化学研究所 RI ビームファクトリー (RIBF) で 2016 年に 200MeV/A の実験が、2019 年に 300MeV/A の実験が行われた。

フラグシップである ^{132}Sn での ESPRI 実験成功を受けて、さらにアイソスピン非対称度の大きい原子核への拡張として ^{52}Ca の実験を予定している。これまで進めてきた代表的な安定核と ESPRI で進めてきた不安定核の核種を図 2.1 に示した。

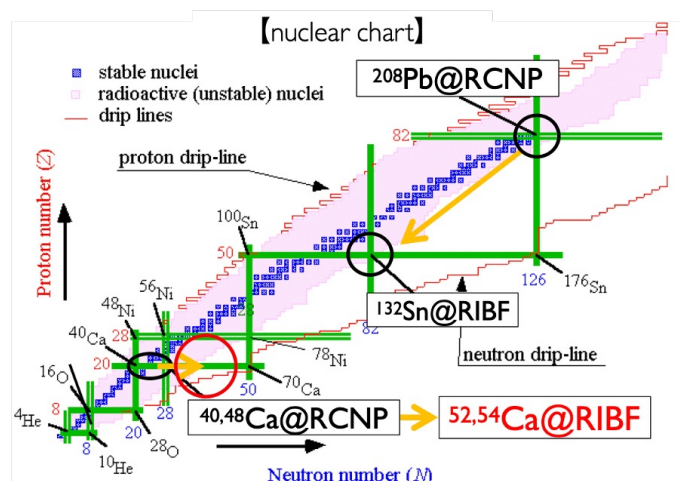


図 2.1: これまで弾性散乱測定を進めてきた原子核と実験を行った施設 (黒字) とこれから予定されている原子核 (赤字)。

^{52}Ca を次の実験対象とした理由は、以下の4点である。

- 高いアイソスピン非対称度を持つ ($\delta = 0.231$)。
- 中性子スキン厚が大きいことが予想される。
- 比較的軽い原子核のため第一原理計算が可能。
- 過去の $^{40,48}\text{Ca}$ 実験で得た密度分布と比較可能。

まず、1,2点目についてであるが、 ^{52}Ca のアイソスピン非対称度 δ は $\delta = 0.231$ と大きい中性子過剰核である。しかし一見すると、 ^{132}Sn と比較してアイソスピン非対称度は ^{132}Sn のほうが $\delta = 0.242$ と大きいのが、中性子スキン厚は ^{52}Ca のほうが大きいと先行研究含め予想されている [18]。図 2.2 は先行研究による Ca アイソトープでの電荷半径と中性子スキン厚を測定した結果である。Ca の中性子数 N を $22 \leq N \leq 31$ と変化させた時の平均二乗荷電半径 [fm] と中性子スキン厚を測定しており、その拡張として $N \geq 32$ での実験データはないものの、大きな中性子スキン厚であることを予想している。予想されている ^{52}Ca の中性子スキン厚が ^{132}Sn よりも大きいことから、核物質の状態方程式の Slope Parameter に大きな制限をつけることができると期待している。

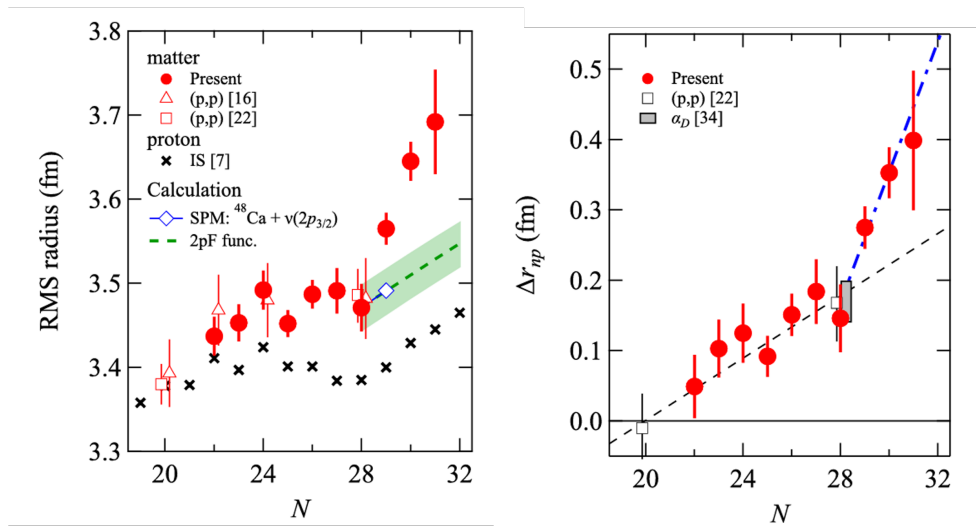


図 2.2: 先行研究による Ca アイソトープでの電荷半径 (左) と中性子スキン厚 (右) の測定結果 [18]。

次に、3点目についてであるが、 ^{52}Ca 原子核は $A = 20, N = 32$ と比較的軽い原子核に分類され、現在のスーパーコンピューターなどの性能を考慮すると第一原理計算が可能な原子核である。したがって、基本的な相互作用で記述される第一原理計算へのフィードバックとしても大きな意味をもつと考える。最後に4点目だが、これまで我々のグループでは安定核である $^{40,48}\text{Ca}$ の実験から中性子・陽子密度の測定を成功させてきた。そのため、 ^{52}Ca での密度分布を測定することで、 $^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{52}\text{Ca}$ 、 $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{52}\text{Ca}$ での密度分布変化を知ることができる。最近、この密度分布変化から対称エネルギーを制限する手法も提案されており、核物質の状態方程式の Slope Parameter を強く制限できることが期待される [19]。以上から、 ^{52}Ca を次の不安定核として陽子弾性散乱測定を成功させることが次の目標である。

2.1.2 実験への要請

世界中の加速器施設において、中重核の不安定ビームを供給することができる施設は限られている。RIBFは中でも大強度の中重核不安定核ビームを供給する能力を有している施設である。この特徴をもつRIBFをもってしても、 ^{52}Ca のビーム強度は他の核種に比べて非常に少なく、これまでのESPRI実験と比較して ^{52}Ca はRIBFでのビーム強度が10倍以上少ない数kcpsということが分かっている。つまり、これまでと同じ実験での検出器群を用いる場合、収量が1/10以下になってしまう。これは、正確な密度分布を得ることや核物質の状態方程式のSlope Parameterなどを精度良く決める上で、統計誤差が大きくなってしまいうため重要な問題となる。そのため、 ^{52}Ca での陽子弾性散乱測定による密度分布の精密決定を行なうためには、エネルギー分解能を十分に保ち、十分な収量を得ることができる大立体角を囲った新たな反跳陽子テレスコープ群が必要である。つまり、これまでのESPRI実験と同等の精度で核子密度分布を決定するための実験に対する要求性能は以下のようにまとめることができる。

1. 広い弾性散乱角度分布をカバーする。

- 入射ビーム粒子エネルギー 200 MeV/A の場合、重心系で 8~33 度をカバーする。実験室系で 85.2~70.3 度を覆う。図 2.3 における赤点線の範囲。
- 入射ビーム粒子エネルギー 300 MeV/A の場合、重心系で 7~30 度をカバーする。実験室系で 85.4~70.7 度を覆う。図 2.3 における緑点線の範囲。

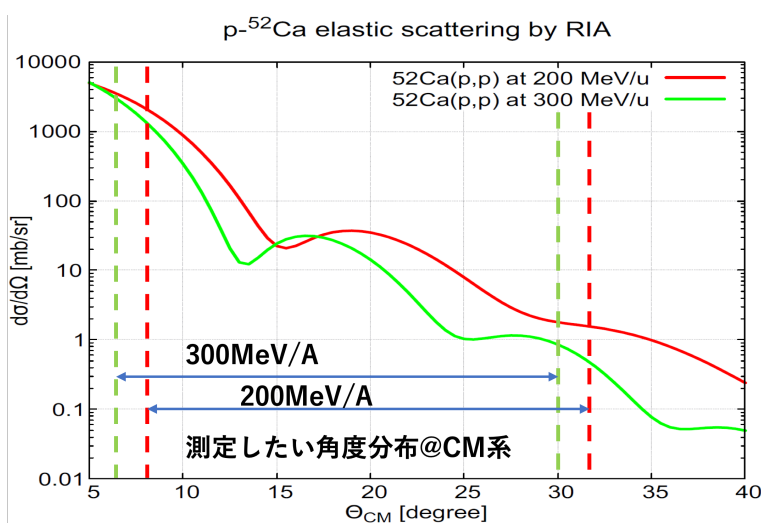


図 2.3: 相対論的インパルス近似による ^{52}Ca の陽子弾性散乱の重心系での散乱角度ごとの微分断面積。赤が 200 MeV/A で緑が 300 MeV/A。

2. 励起エネルギー分解能 $\Delta E \simeq 500\text{keV}(\sigma)$

- ^{52}Ca の第一励起エネルギーは 2.5 MeV であるため、基底状態と第一励起状態のピークを 5σ で分離するためには、励起エネルギー分解能は $\Delta E = 500\text{keV}$ が必要

- 励起エネルギー分解能はビーム検出器含めすべての検出器の分解能が複合的に関与するが、主に影響を与える要素は散乱陽子の角度分解能である。この散乱角度分解能 $\Delta\theta$ を $\Delta\theta = 3 \sim 7 \text{ mrad}$ 程度達成する必要がある。

3. 密度分布決定のための十分な収量

- CM系 30度付近の後方は $d\sigma/d\Omega \sim 1 \text{ mbarn/sr}$ と断面積が小さい(図 2.3)が、この角度領域でも 30%以下の統計誤差であれば、1~2%の誤差で中性子密度分布の半径を決定できる。そのため、収量から要請される実験の性能は、断面積の小さな角度領域でも 30%以下の統計誤差で収量を得ることである。

以上の要求性能を満たすには、励起エネルギー分解能を今までの ESPRI 実験での RPS と同程度に保ちながら、RPS より更に大立体角を覆う陽子テレスコープ群が必要である。さらに、検出器による立体角だけでなく収量を増やすためには標的数を増やす必要がある。 ^{52}Ca などの稀少不安定核においても精密陽子弾性散乱測定を成功させるべく、ESPRI+計画として下記二点の開発を進めている。

- 標的の多層化。固体水素標的 1つ1つの厚さはこれまで通りで標的中での多重散乱は抑えながらも、多層化することにより標的数を増やす。
→ 二層化固体水素標的により、分解能を保ちながら重心系後方での陽子標的数 2 倍にする。
- トラックとして Silicon Strip Detector (SSD)、カロリメータとして GAGG(Ce) を使った新たな反跳陽子テレスコープの開発。励起エネルギー分解能 $\Delta E \leq 500 \text{ keV}$ を達成しつつ、大立体角をカバーして収量を増やす。
→ RPS と比較して、新反跳陽子テレスコープで 4~5 倍以上の立体角を覆う。

本研究では、まずシミュレーションで、開発した新反跳陽子テレスコープの ESPRI+実験での想定性能の結果を報告する。そして、新反跳陽子テレスコープのプロトタイプとして一部を用いて、 ^4He , ^{16}O , ^{40}Ar での陽子弾性散乱測定を量子研究機構 HIMAC で行った実験結果を報告する。

2.2 逆運動学による陽子弾性散乱測定の特徴と要求性能

逆運動学による陽子弾性散乱測定は二体の散乱のため運動学で厳密に記述でき、励起エネルギー分解能も誤差伝搬の式から計算できる。本研究で重要な弾性散乱の運動学による性質について本節では説明する。

まずは弾性散乱における、散乱角度ごとの反跳陽子の運動エネルギーについて、式 (3.3) で表現できる。

$$T_p = \frac{2m_p\beta_b^2 E_b^2 \cos^2 \theta}{(E_b + m_p)^2 - \beta_b^2 E_b^2 \cos^2 \theta} \quad (2.1)$$

$$E_b = m_b + T_b \quad (2.2)$$

$$\beta = v/c \quad (2.3)$$

ここで、添字の b は入射ビーム粒子、p は反跳陽子を表し、 β は粒子の速度と光速との比である。また、非弾性散乱の場合は、励起エネルギー E_x を考慮することで、式 (2.4) の 2 次方程式を解くことに帰着され、これを解くことで反跳陽子のエネルギー T'_p 計算ができる。

$$aT'_p{}^2 + bT'_p + c = 0 \quad (2.4)$$

$$\begin{cases} a = (m_b + T_b + m_p)^2 - (2m_b T_b + T_b^2) \cos^2 \theta \\ b = (m_b + T_b + m_p)(E_x + m_b) - 2(2m_b T_b + T_b^2) m_p \cos^2 \theta \\ c = \frac{1}{4}(E_x + m_b)^4 \end{cases} \quad (2.5)$$

この 2 式から、図 2.4 に散乱角度ごとの反跳陽子の運動エネルギーをプロットした。どちらの曲線も 200 MeV/A の ^{52}Ca をビーム粒子として、赤線が弾性散乱、青線が第一励起状態 $E_x = 2.5$ MeV の非弾性散乱での運動学を示した。逆運動学による陽子弾性散乱測定を行い、弾性散乱事象と非弾性散乱事象を弁別するためには、図 2.4 中での 2 つの locus を弁別する必要がある。弾性散乱事象が弁別可能かどうかは、反跳陽子のエネルギー分解能と散乱角度分解能、ビーム粒子のエネルギー分解能により決定する。それぞれの要求性能については以降見ていく。

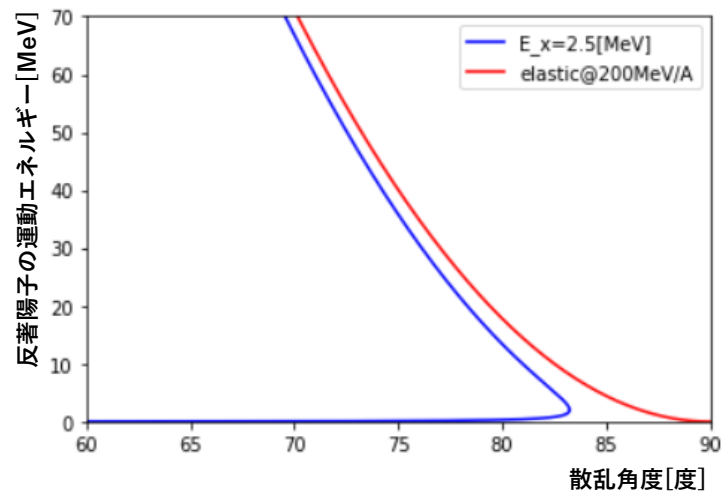


図 2.4: ビームエネルギー 200 MeV/A での ^{52}Ca の場合の運動学による散乱角度と運動エネルギーの関係。縦軸が運動エネルギー [MeV]、横軸が実験室系での散乱角度 [度]。

これまで、散乱角度として実験室系での散乱角度 θ_{lab} と重心系での散乱角度 θ_{cm} 扱ってきた。実験室の散乱角度とは、図 1.7 中での θ のことであり、一般的に実験室に固定された座標軸での入射ビーム粒子と反跳陽子の運動量ベクトルの内積から計算ができる。逆運動学での陽子弾性散乱について議論する上で、実験室系での角度と重心系での散乱角度はともに重要であり、一対一に対応づけが可能である。図 2.5 に実験室系の散乱角度での重心系での散乱角度の対応図を示した。図中の青線が 200 MeV/A での ^{52}Ca での角度の対応図、緑線は 300 MeV/A での角度の対応となっている。2.1.2 節や本節では、主に重心系での散乱角度を基準として議論をするが、シミュレーションや性能評価実験、実験データ解析などでは、実験室系での散乱角度を基準に議論するので、注意する。

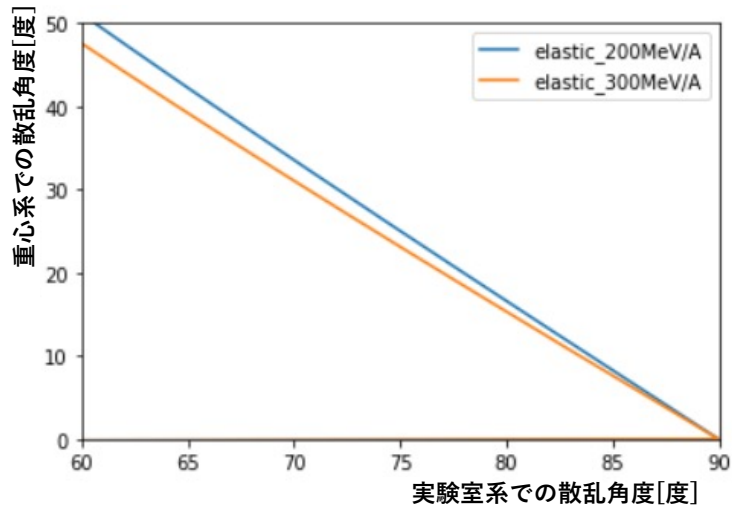


図 2.5: ^{52}Ca での運動学による実験室系での散乱角度 [度](横軸) と重心系での散乱角度 [度](縦軸) の関係。水色が 200 MeV/A の ^{16}O の場合、橙色が 300 MeV/A の ^{16}O の場合。

逆運動学による陽子弾性散乱の励起エネルギー E_x については、簡単な運動学で記述できる。逆運動学では、ビーム粒子と反跳陽子の 4 元運動量を測定し質量欠損法を用いることで、ビーム粒子の励起エネルギーを算出することができ、 E_x は以下の式で与えられる。

$$E_x = \left\{ m_b^2 - 2T_b T_p' - 2m_b T_p' - 2m_p T_p' + 2p_b p_p' \cos \theta \right\}^{\frac{1}{2}} - m_b \quad (2.6)$$

ここで、 T_b はビーム粒子の運動エネルギー、 T_p' は反跳陽子の運動エネルギー、 m_b はビーム粒子の質量、 m_p は陽子の質量である。そして、 θ は反跳陽子のビーム粒子の運動量ベクトルとなす散乱角度である。この式 (2.6) で、質量以外の物理量は検出器で測定する物理量である。そのため、この式から誤差伝搬によってエネルギー分解能 ΔE_x が計算できる。

$$(\Delta E_x)^2 = \frac{1}{(E_x + m_b)^2} [(P_b P_p \sin \theta)^2 (\Delta \theta)^2 \quad (2.7)$$

$$+ \left\{ \frac{P_b}{P_p} (T_p + m_p) \cos \theta - T_p - T_b - m_b \right\}^2 (\Delta T_p)^2 \quad (2.8)$$

$$+ \left\{ \frac{P_p}{P_b} (T_b + m_b) \cos \theta - T_p \right\}^2 (\Delta T_b)^2] \quad (2.9)$$

この励起エネルギー分解能について、 ^{52}Ca の 200MeV/A における $\Delta\theta$ 、 ΔT_p 、 ΔT_b の係数を図 2.6 に示した。ここから、ビーム粒子と反跳陽子のエネルギー分解能については、反跳陽子のエネルギー分解能が 2 桁ほど影響が大きいことがわかる。また、係数であり縦軸が任意単位であるため単純な比較はできないが、反跳陽子の散乱角度分解能の影響が大きいこともわかる。どの分解能にも共通していることとしては、重心系で後方になるほど係数の値も大きくなっているため、励起エネルギー分解能 $\Delta E_x \leq 500 \text{ keV}$ を達成するためには、反跳陽子のエネルギーの高い重心系後方の粒子に対する検出器の性能が重要に見えるが、前方になるほど反跳陽子のエネルギーが小さくなり分解能自体が悪くなるため、各係数と分解能の両方を包括的に評価する必要がある。以下、それぞれの分解能 $\Delta\theta$ 、 ΔT_p 、 ΔT_b について詳細に見ていく。

1. 角度分解能 $\Delta\theta$

反跳陽子の散乱角度の分解能であるが、散乱角度はビーム粒子の方向ベクトルと標的内の反跳陽子発生位置、反跳陽子の方向ベクトルの内積で決定する。そのため、散乱角度の分解能にはビーム検出器や反跳陽子検出器の位置分解能や標的からの距離、そして標的中や検出器中での多重散乱などによる影響など様々な要素が関与している。これら全てを考慮して、 $\Delta\theta$ は以下のような式で表現できる。ビーム粒子に関しては、標的上での角度分解能を $\Delta\theta_b$ 、標的上での入射位置の分解能を Δx_b とする。一方反跳陽子に関しては、反跳陽子検出器の位置分解能を Δx_p とし、標的の厚さによる発生位置の不確定性と標的中での多重散乱による分解能を Δz 、 $\Delta\theta_{\text{multi}}$ とした。 L は標的中心から反跳陽子検出器までの距離である。

$$(\Delta\theta)^2 = (\Delta\theta_b)^2 + \left(\frac{\Delta x_b}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_p}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{L}\right)^2 + (\Delta\theta_{\text{multi}})^2 \quad (2.10)$$

励起エネルギー分解能 $\Delta E \sim 500 \text{ keV}$ を達成するために要求される散乱角度分解能が決まるが、図 2.6 を見てもわかるように、重心系前方と後方で要求される角度分解能は異なる。重心系前方の 10 度付近 (実験室系 80 度付近) では、 $\Delta\theta \sim 5 \text{ mrad}$ 、重心系後方の 25 度付近 (実験室系 70 度付近) では、 $\Delta\theta \sim 1 \text{ mrad}$ が要求される分解能 (rms) である。ここで、式 (2.10) に目を移すと、第 2、3、4 項は散乱角度によって大きく変化するものではなく、基本的にビーム粒子と反跳陽子検出器の分解能と、標的中心からの位置によって決まるものである。そのため、この 3 項が $\sim 10^{-4}$ となる必要がある。以上のことを、収量を増やすため立体角を大きくするように距離を近づけるとともに ($L \sim 20 \text{ cm}$)、高い位置分解能を持つ反跳陽子検出器を使用すること ($\Delta x_p \sim 30 \mu\text{m}$) と薄い標的 ($\Delta z \sim 30 \mu\text{m}$) を使用することにより達成できる。そのため、新反跳陽子望遠鏡としては $100 \mu\text{m}$ ピッチの Si Strip Detector ($50 \mu\text{mt}$ 、 $100 \mu\text{mt}$) を使用する。そして、ビームライン検出器も $\Delta x_b \sim 30 \mu\text{m}$ を達成しているドリフトチェン

バーを使用する。そして標的としても、 $50\ \mu\text{mt}$ 厚のポリエチレン標的を使用することにより、重心系前方で $\frac{\Delta z}{L} \sim 10^{-4}$ を達成する。

2. 反跳陽子の運動エネルギー分解能 ΔT_p

反跳陽子の運動エネルギー分解能 ΔT_p については、角度分解能 $\Delta\theta$ との兼ね合いではあるが、概ね $\Delta T_p = 0.5\ \text{MeV}$ が要求される分解能である。反跳陽子検出器にはこのエネルギー分解能に加えて、反跳陽子のエネルギーレンジがおよそ $5 \sim 80\ \text{MeV}$ と大変広いため、そのエネルギーレンジを覆うことの出来る結晶を用いる必要もある。この観点から我々のグループでは反跳陽子のカロリメータとして GAGG(Ce) という結晶を採用した。このカロリメータに関して詳細な説明は次節に行なうが、他のプロジェクトとして進めている原子核中のノックアウトに関する先行研究で多くの開発が行われており、高密度・高分解能・吸湿性のないといった特徴を持つ結晶であり、反跳陽子のカロリメータとして非常に親和性が高い [21]。

3. ビーム粒子の運動エネルギー分解能 ΔT_b

ビーム粒子の運動エネルギー分解能 ΔT_b は、 $\frac{\Delta T_b}{T_b} = 10^{-2} \sim 10^{-3}$ が要求される。これは Beam Line Detector である主に BDC の分解能に依存する。ビーム粒子のエネルギーを測定する方法は、2台の BDC 間での TOF を用いる。ビーム粒子の運動エネルギー分解能は時間分解能に依存し、ビームラインが $1\ \text{m}$ の場合 $50\ \text{psec}$ でおよそ $\Delta T_b/T_b \sim 10^{-2}$ が実現される。予定している ^{52}Ca の RIBF での実験においては長いビームラインであることから、想定しているビーム粒子の運動エネルギー分解能が実現可能であるが、今回の性能評価実験は HIMAC の PH2 コースでの実験となっており、BDC 間の距離は $1\ \text{m}$ ほどであり、ビーム粒子のエネルギー測定は行わなかった。

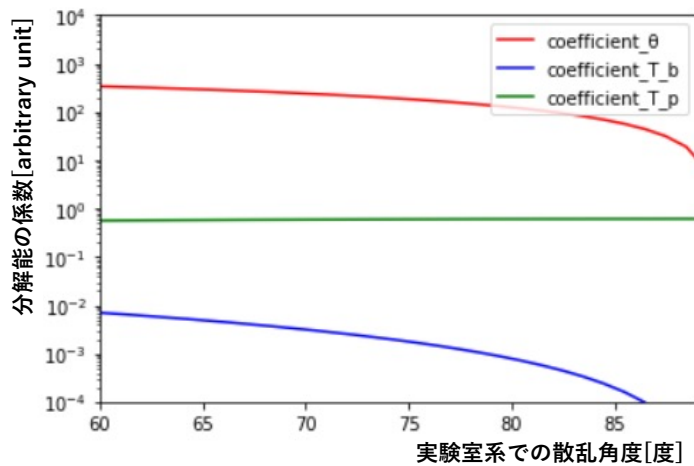


図 2.6: $200\ \text{MeV}/A$ での ^{52}Ca の励起エネルギー分解能の散乱角度ごとの係数。青が散乱角度の分解能によるもの。緑が反跳陽子の運動エネルギー、赤がビーム粒子の運動エネルギー。

2.3 ESPRI+セットアップ

2.1.2 で、ESPRI+には、実験的要請からこれまでの ESPRI 実験と比較してアップデートが必要であることを述べ、

- 陽子標的の多層化
- 大立体角を覆う新反跳陽子テレスコープ

の2つをあげた。この節では2つのアップデートについて詳しく説明していく。

2.3.1 固体水素標的

ESPRI 実験ではこれまで陽子標的として、固体水素標的 (SHT) とポリエチレン標的を使用してきた。表 2.1 にそれぞれの陽子標的におけるメリット・デメリットを示した。

表 2.1: 陽子標的の比較

	固体水素標的	ポリエチレン標的
良い点	クリーンな陽子標的	容易に薄い標的が作成可能
悪い点	薄い標的の作成が難しい	C のバックグラウンドの除去が必要

逆運動学による陽子弾性散乱測定において、重心系前方では散乱角度分布で散乱断面積が小さく収量が少なくなる特徴がある。したがって、重心系での角度範囲においては前方と後方での特徴に沿った陽子標的を選択する必要がある。詳しくは、3.2.2 で説明するが、ここでも簡単に述べておく。この観点から、ESPRI 実験では重心系前方用の標的として、クリーンな陽子標的である固体水素標的を用いてきた。これまでの ESPRI 実験で作成してきた固体水素標的の結果から作成可能な標的厚は 1 mm であることが分かっている。一方、重心系後方で陽子標的としてポリエチレン標的を用いているのは、標的中での多重散乱の影響を少なくすることや、反跳陽子の標的中での発生位置の厚さ方向の不定性を小さくするために、薄い標的であることが要求されるためである。そのため、ESPRI+実験としてビーム強度の小さい稀少不安定核での実験を成功させるにあたり、重心系前方セットアップでの陽子標的の個数を増やすことを考えており、固体水素標的の多層化というアップデートを行う。本研究では、固体水素標的の作成にはいたっていないが、シミュレーションにおいて多層化した固体水素標的として、2つの固体水素標的を並べたセットアップを考えた。

2.3.2 GAGG(Ce) カロリメータ

概要と先行研究

エネルギーカロリメータとして採用した GAGG(Ce) カロリメータについて説明する (図 2.7)。新テレスコープにおいて、弾性散乱で反跳してきた陽子のエネルギーを測定するための検出器である。

2.2 節で確認したように、要求されるエネルギー分解能は rms で $\Delta T_p = 0.5 \text{ MeV}$ である。GAGG(Ce) カロリメータは国内で開発・製造されている無機シンチレータであり、優れた



図 2.7: GAGG(Ce) 結晶 35mm 角とライトガイド

特性を持つ。GAGG(Ce) カロリメータは先行研究でも十分なエネルギー分解能を達成していることがわかっている [21]。まず、エネルギー分解能については、読み出し方法による差はあるが、100 MeV の陽子に対して 1%以下を達成している。具体的には APD (Avalanche Photo Diode) と PD (Photo Diode)、PMT (Photo Multiplier Tube) の 3 つでの読み出し方法による性能評価が行われている。この中で、最も高分解能である読み出しは APD であるが、PD と PMT でもエネルギー分解能 1%以下を達成している。APD が最も分解能が高いが、大面積の APD が未だ開発されておらず、35mm 角の GAGG を覆うには少なくとも 4 つの APD を必要とする。この場合、各 APD の gain を調整しなければならない点など踏まえ、GAGG を複数本使う場合にオペレーションの困難さから現実的でないという欠点がある。そのため、本研究では現時点で十分な分解能が出ている PD と PMT による二種類の読み出しを採用した。また、GAGG について我々が使用するものは 35 mm × 35 mm × 120 mm という大きさをもっている。この結晶に荷電粒子などが通過し、発光するという原理でエネルギーを測定するのであるが、120 mm という大きさをもっているため、通過位置による発光量の違いがあることが知られている。そのため、荷電粒子の通過位置が読み出し部分である端面に近いと、立体角の影響によりフォトセンサーの集光量の違いが生じてしまうため、分解能が悪化してしまう。しかし、この位置依存性はライトガイドにより軽減され、位置依存性の補正関数により解消できることがわかっており、今回は 35 mm 角の結晶に対して、78度の角度がついたライトガイドと、PD/PMT の二種類の読み出しを採用した。

オフラインテスト

これからはオフラインで行った GAGG 検出器の性能評価について報告する。まずは PMT 読み出しについてであるが、浜松ホトニクス の R11265U-20 というモデルを用いた。この PMT の採用理由としては、図 2.9 に示すように、GAGG の発光波長での量子効率が高く相性が良いためである。

オフラインでのエネルギー分解能を評価するに当たり、 γ 線源である ^{60}Co を用いた。 ^{60}Co

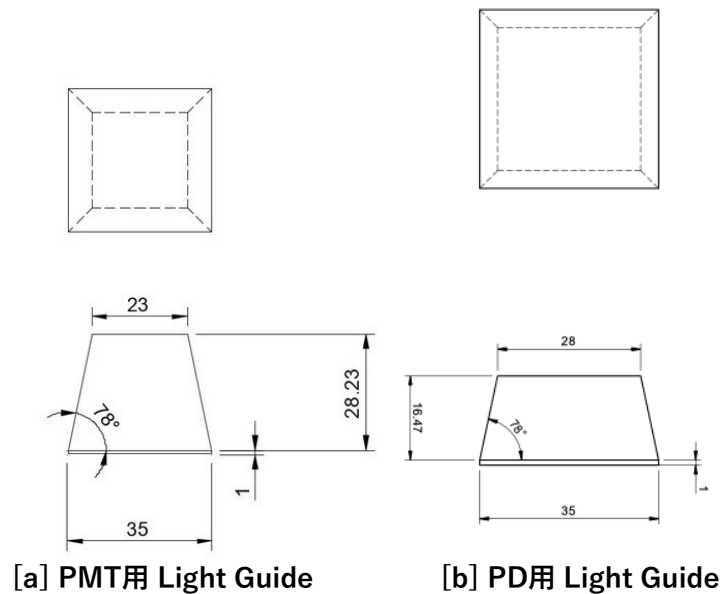


図 2.8: 今回採用した PD 用ライトガイド (左) と PMT 用ライトガイド (右)

線源は、1173 keV と 1333 keV の γ 線を出すことが知られており、この 2 ピークを測定した。測定したセットアップは図 2.10 に、回路の概略図は図 2.11 に示した。測定回路は、PMT の信号をそのまま QDC でデータ取得を行う回路と Mesytec の MSCF-16 により Shaping された信号の波高値を ADC でデータ取得できるよう組んだ。このときの ADC のスペクトルを図 2.12 に示した。

図 2.12 のスペクトルについて、 ^{60}Co の 2 ピークを 2 ガウシアンでフィッティングを行い、それぞれのピークからエネルギー分解能を見積もった結果が表 2.2 になる。また、オフラインテストで QDC でのデータ値ではベースラインを測定することができなかったため、表 2.2 での分解能の値に約とつけた。

表 2.2: オフラインテスト ^{60}Co でのエネルギー分解能 (rms)

	ADC	QDC
1173 keV	3.68 %	約 8.1 %
1333 keV	3.2 %	約 6.2 %

この結果から、先行研究での PMT 読み出し以上のエネルギー分解能が出ており、本研究において GAGG で測定したい反跳陽子の散乱エネルギーにおいて、十分な分解能が ADC で出ていることが確認できた。また、PD による読み出し方法で、preamp 回路 MPR16 (Mesytec) からの信号を STM16+ (Mesytec) を用いて shaping した信号を ADC でデータ取得行ったが、低いエネルギーレンジでの S/N が悪かったため、以降のシミュレーションで用いる GAGG の分解能や性能評価実験のデータ解析については、GAGG (PMT) 読み出しを ADC でデータ取得を行ったものだけを扱った。

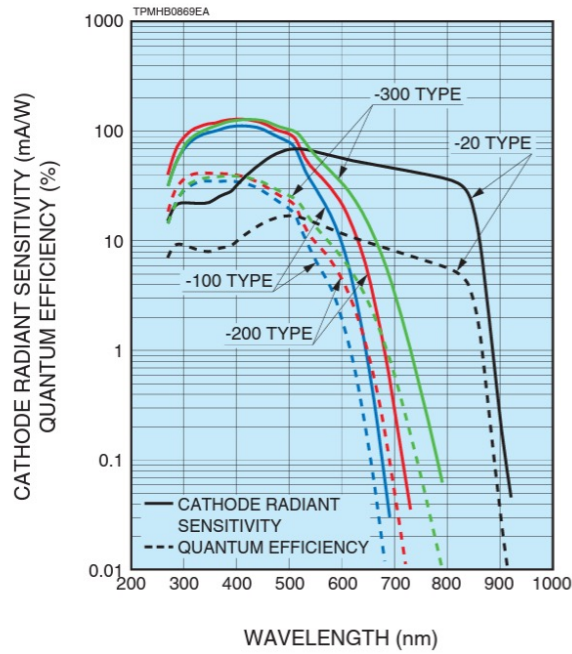


図 2.9: R11265U-20 の発行波長ごとの量子効率

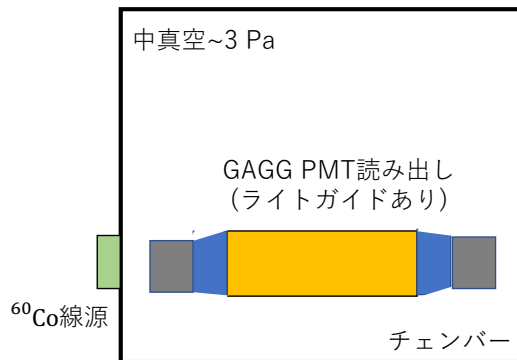


図 2.10: PMT 読み出し GAGG の ⁶⁰Co 線源オフラインテストのセットアップ

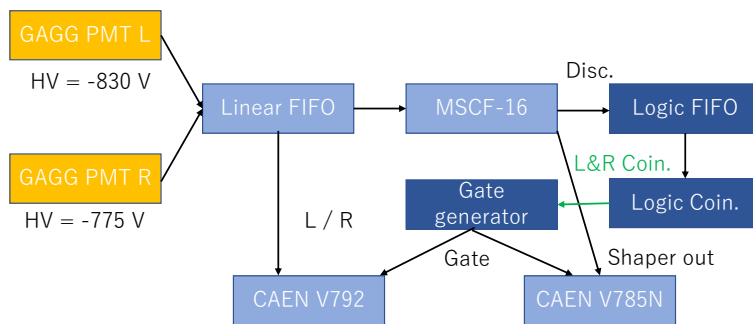


図 2.11: PMT 読み出し GAGG の ⁶⁰Co 線源オフラインテストの測定回路概略図

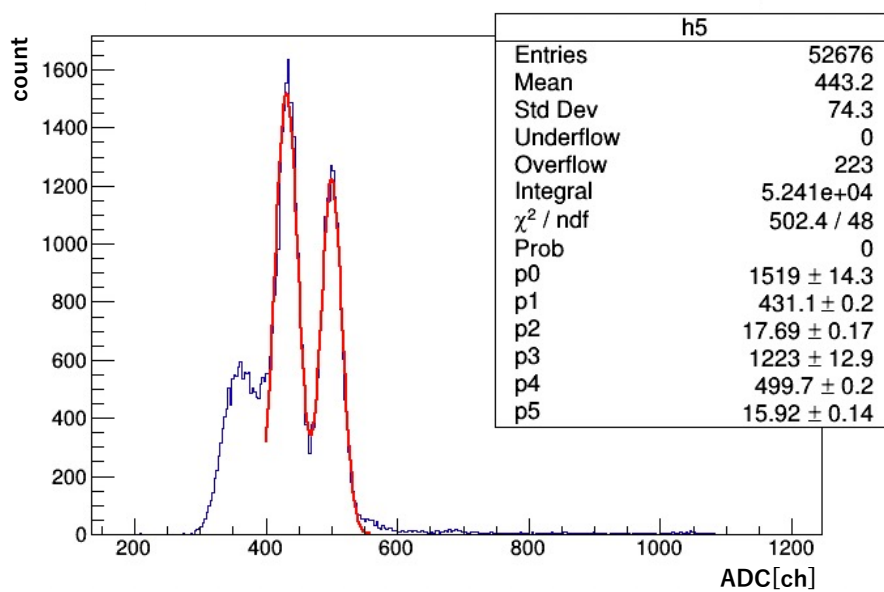


図 2.12: PMT 読み出し GAGG の ^{60}Co 線源での ADC スペクトル。L と R での相乗平均を取った。

$p_0 \times \exp(-(x - p_1)^2 / (2p_2^2)) + p_3 \times \exp(-(x - p_4)^2 / (2p_5^2))$ の 2 ガウシアンでフィッティングを行った。

2.3.3 Si Strip Detector

概要と先行研究

反跳陽子の位置検出器として採用した Silicon Strip Detector(SSD) について説明する。新反跳陽子望遠鏡で使用する SSD の実際の写真を図 2.13 に示した。左側はシリコンウェハと APV チップのついたメンブレン部分。右側は SSD の全体像。SSD はシリコン

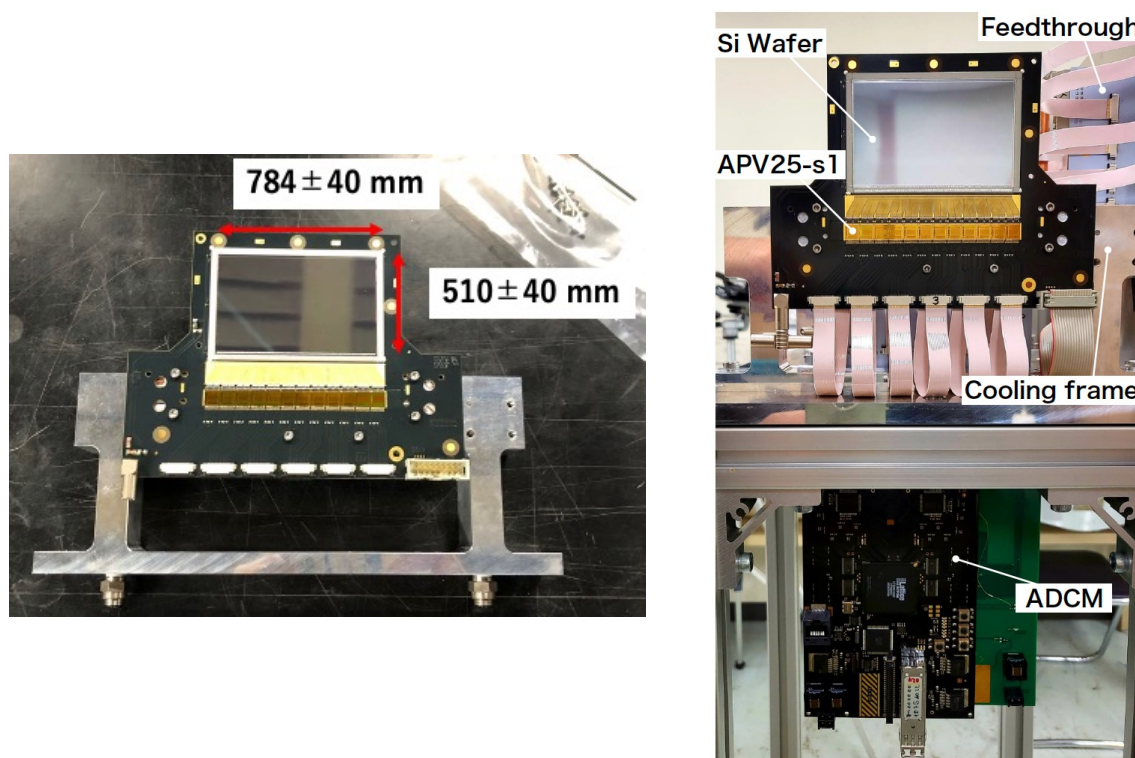


図 2.13: ESPRI+の新望遠鏡に採用した SSD 検出器 (50 μm)。

左は SSD のシリコンウェハ部分と APV チップ。右は SSD の読み出し回路とデータ取得用 ADC も含めた全体像。

ウェハーストリップ状の電極を配線した検出器であり、荷電粒子の検出位置とシリコン中で落としたエネルギー ΔE を検出する半導体検出器である。測定原理としては、n 型半導体と p 型半導体を接合したシリコンにバイアス電圧を印加することにより、空乏層を生成させる。飛行する荷電粒子がシリコン内を通過するとエネルギーを落とすが、その荷電粒子が落としたエネルギーは、電子・正孔対を生成するエネルギーとなる。この電子・正孔対がバイアス電圧により、上下に配置されている電極へと移動し、電気信号として検出される。採用した SSD は浜松ホトニクスが開発している S10938-5551 というモデルであり、SSD 検出器の性能や概要について、表 2.3 に示した。

表 2.3 では、浜松ホトニクスが出しているデータシートを参考に一般定格について示し、位置分解能とエネルギー分解能は先行研究を参考に示した。この SSD は検出位置をストリップでのみ感知しているため、位置分解能に関してはストリップ間隔に対して一様分布を仮定して計算している。また、エネルギー分解能に関しては、同じ種類の SSD(100 μm) での先行研究を参考に、ベースラインの太さで判断した [27]。このエネルギー分解能は非常に高

表 2.3: SSD(50 μ m の一般定格)

項目	数値	単位
シリコン厚 (メンブレン部)	50 \pm 10	μ m
チップサイズ	51000 \pm 40 \times 78400 \pm 40	μ m
有感領域	49450 \times 76800	μ m
ストリップ長	49400	μ m
チャンネル数	768	
ストリップピッチ	100	μ m
位置分解能 (σ)	28.8	μ m
エネルギー分解能 (σ)	3.6	keV

く、SSD に通過した粒子のエネルギーを測定する際の ΔE は、ほとんど SSD 内でのエネルギーストラグリングが支配的になる。

次に、SSD のデータ処理系について説明する。本研究で使用した SSD に関しては、シリコンウェハの下部に 6 枚の APV25-s1 という ASIC チップが配置されている。APV25-s1 のブロックダイアグラムを図 2.14 に示した [22]。APV25-s1 とは、128ch の信号を処理することが出来る ASIC チップであり、電荷敏感型プリアンプでストリップ電極からの信号を増幅し、CR-RC 整形回路で整形をした後、パイプライン型 A/D コンバータで波形処理を行い、マルチプレクサでパラレル信号をシリアル信号に変換している。

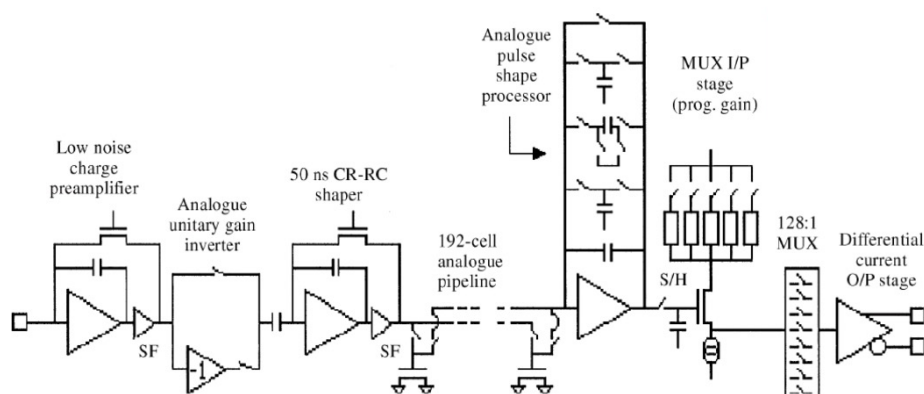


図 2.14: SSD に搭載の ASIC チップ APV25-s1 の 1ch のブロックダイアグラム [22]。

オフラインテスト

SSD のオフラインテストについて報告する。まず、SSD のベースラインの確認を行った。本研究で使用した SSD は、シリコンウェハと APV チップのついたバックプレーンから構成されるが、APV チップはデータ取得を始めると電力を消費して熱を持つため、温度が上がる特性がある。そのため、バックプレーンは冷却する必要があり、先行研究では SSD の治具に冷却水を流す機構を作成し冷却を行っていた。しかし、本研究の性能評価テストで使用する上で、冷却水を SSD の治具に流す機構を作成することは難しく、他の冷却機構を考えた。

まずは、 $50\ \mu\text{mt}$ の SSD は使用実績がなかったため、先行研究と同じ冷却機構で $100\ \mu\text{mt}$ と同等の性能である評価した。行ったテストベンチのセットアップは図 2.15 に示した。このセットアップ (テストベンチ 1) は、先行研究での治具に冷却水を流す機構で冷却を行った場合である。この時に 1k clock のトリガーでベースラインを測定したときのヒストグラムを図 2.16 に示す。治具に 15 度の冷却水を流しており、先行研究と同様のセットアップであるが、 $\sigma = 13.9\ \text{ch} \sim 4.2\ \text{keV}$ と同程度の性能であることが確認できた。

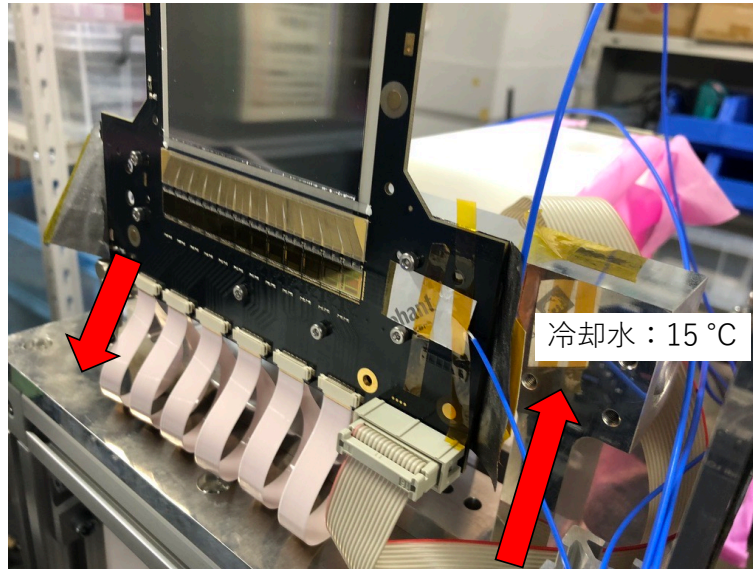


図 2.15: 先行研究と同様の冷却システムでのセットアップ (テストベンチ 1)。

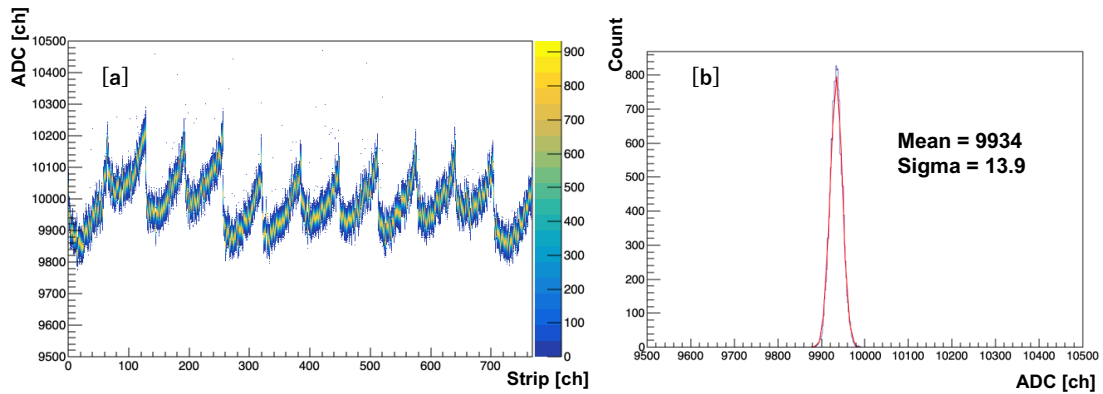


図 2.16: 左: テストベンチ 1 での SSD 検出器 ($50\ \mu\text{mt}$) での各ストリップ毎のベースラインの ADC。

右: 400ch(SSD の中心付近ストリップ) での base line の ADC ヒストグラム。

次に、後で述べる ESPRI+ の性能評価実験用に新たなセットアップでテストベンチ 2 を組み、オフラインテストを行った (図 2.17)。このテストベンチでは、熱源である APV チップがついている SSD のバックプレーンを、アルミニウムの治具と銅の丸棒を用いて、冷えたチェンバー底板につないで冷やすという構造にした。このテストベンチにおいてチェンバー底板は 14 度程度冷えているが、アルミ治具と銅丸棒の接触度合いや熱容量の関係から、APV チップを冷却し定常状態にすることはできなかった。そのため、時間が経過するにつれて温度とバイアス電圧を印加している電流値が上昇する傾向が見られた (図 2.18)。

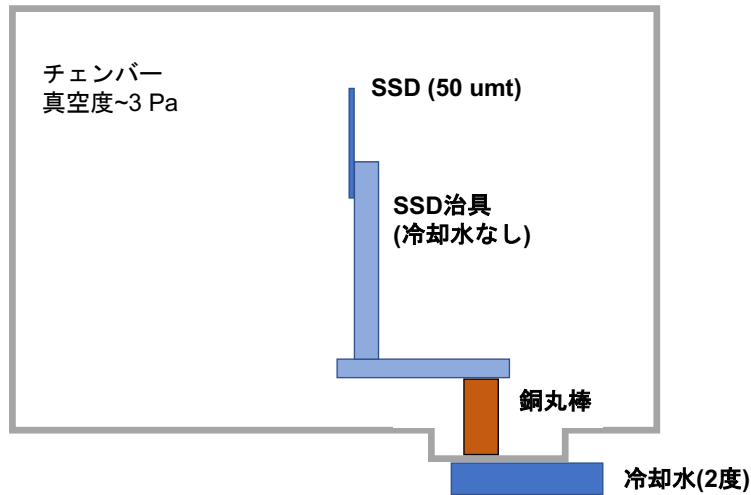


図 2.17: 性能評価実験を想定した冷却システムでのセットアップ (テストベンチ 2)。

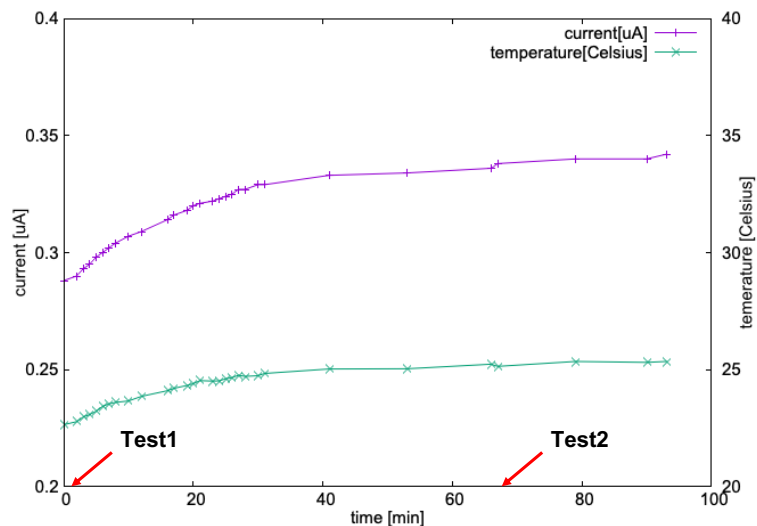


図 2.18: テストベンチ 2 での SSD でのリークカレント [μA] (左軸) とチップ付近の温度 [$^{\circ}\text{C}$] (右軸) の時間依存性。

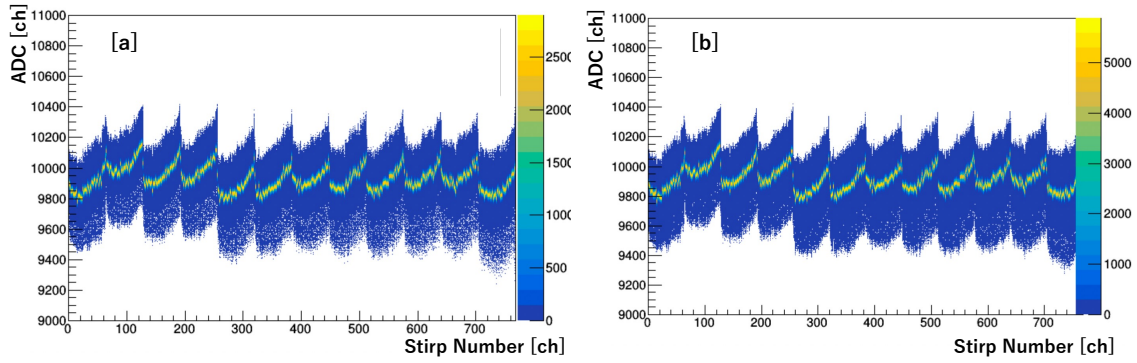


図 2.19: テストベンチ 2 での異なる時間での全ストリップ毎の ADC 分布。
左：図 2.18 での Test1、右：図 2.18 での Test2。

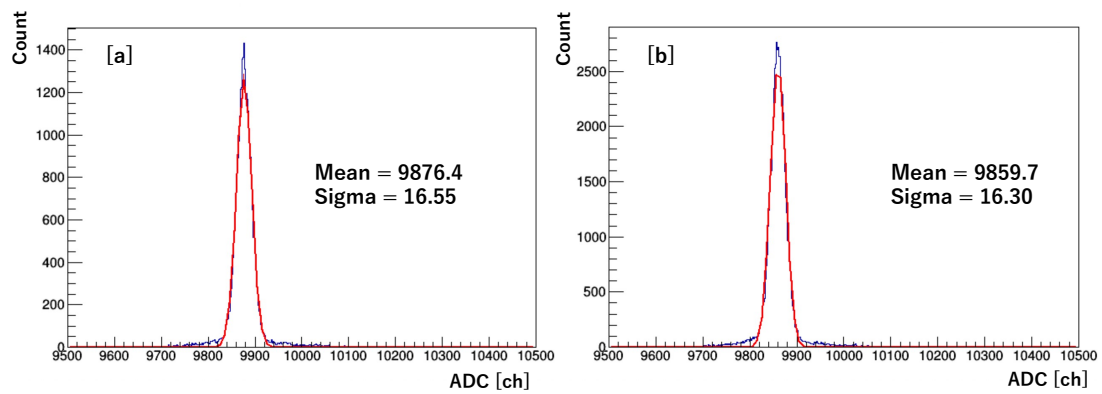


図 2.20: テストベンチ 2 での異なる時間での 400ch(SSD の中心付近ストリップ) での base line の ADC ヒストグラム。左：図 2.18 での Test1、右：図 2.18 での Test2。

第3章 シミュレーション

本研究の目的である、稀少不安定核での陽子弾性散乱のための新反跳陽子テレスコープ群の開発に向けて、テレスコープ群が ESPRI+実験の要求性能を満たすか事前にシミュレーションを用いて確認した。原子核実験での物理事象は確率事象であるため、モンテカルロシミュレーションでの実験の再現と相性が良い。本研究では、素粒子、原子核、宇宙物理学で多く適用されている Geant4 という CERN で開発されているプラットフォームを用いて、シミュレーションを行った。本章では、本研究で開発した陽子テレスコープ群の性能について、シミュレーションにより得られたデータの解析結果とともに報告する。

3.1 Geant4

Geant4(GEometry ANd Tracking) は「物質中の粒子の飛跡をシミュレーションする」ために、CERN によって開発されたソフトウェアツールキット GEANT の後継である。オープンソースで提供されている Geant4 は C++ で実装されたオブジェクト指向プログラミングを用いており、モンテカルロ法を用いたシミュレーションソフトウェアとなっており、原子核実験をはじめ高エネルギー物理学、宇宙物理学、医学など幅広い分野で適用されている [23]。Geant4 には検出器応答や幾何形状、物質との相互作用の機能、様々なユーザーインターフェースが用意されているという特徴がある。この点から、Geant4 の使用者は用意されているものを適当に組み合わせて使用、作成することで、目的のシミュレーションを構築することが可能である。本研究では、Geant4 を用いることで比較的容易にテレスコープ群の評価のためのシミュレーションが可能であった。

3.2 シミュレーションのセットアップ

3.2.1 検出器

本研究の逆運動学を用いた原子核の陽子弾性散乱実験は、主に 3 種類の検出器と陽子標的から構成される。検出器としては、ビームドリフトチェンバー、GAGG(Ce) カロリメータ、Si Strip Detector の 3 つである。シミュレーションの際に用いた検出器の性能などを以下説明していく。

ビームドリフトチェンバー

まず、ビームライン検出器のビームドリフトチェンバー (BDC) である。逆運動学では、密度分布や中性子スキン厚を知りたい原子核がビームとなり、陽子標的と散乱を起こし、その反跳陽子を測定する。その中で、ビームライン検出器で得るのは、ビームの通過した位置とその地点における運動の方向ベクトルである。本研究のシミュレーションにおいては、これ

までの ESPRI 実験で使用されてきたビームライン検出器の位置分解能と角度分解能を、解析の際に使用した [24]。これまでの ESPRI 実験で用いられてきた BDC の位置分解能と角度分解能は表 3.1 にまとめた。

GAGG(Ce) カロリメータ

本研究の新反跳陽子テレスコープを構成する検出器である。新テレスコープでは、弾性散乱で反跳してきた陽子のエネルギーを測定するための検出器であり、エネルギー分解能としては、rms で 100 MeV の陽子に対して 1%以下が要求される。GAGG(Ce) カロリメータは国内で開発・製造されている無機シンチレータであり、優れた特性を持つ。GAGG(Ce) カロリメータはオフラインテストから、十分なエネルギー分解能を達成していることがわかっている。陽子テレスコープ群のカロリメータとして用いるものは 35 mm × 35 mm × 120 mm の大きさを持っており、本シミュレーションではこの値を採用した。

Si Strip Detector

本研究の新反跳陽子テレスコープを構成する検出器である。新反跳陽子テレスコープでは、弾性散乱で反跳してきた陽子の飛跡を測定するための検出器が必要となる。反跳陽子の飛跡 (Track) をトラッキングするためには、ビーム検出器による標的での反応点に加えてもう一つ別の検出器で反跳陽子の通過点を得る必要がある。そのための検出器として、新テレスコープでは SSD 検出器を採用した。大きさとしては、100 mm × 80 mm × 100 μ m、X/Y Strip のものと、80 mm × 50 mm × 50 μ m、X Strip の二種類がある。SSD 検出器の位置分解能は基本的にストリップ間隔で決まっており、本シミュレーションで用いた位置分解能は表 3.1 に示した。

表 3.1: シミュレーションでの条件。分解能の値を rms で表した。

検出器の性能	条件値
BDC 位置分解能	130 μ m
BDC 角度分解能	3 mrad
GAGG エネルギー分解能	1.0 % @ 100 MeV proton
SSD 位置分解能	28.8 μ m
ビームの角度広がり	0.1 mrad

3.2.2 標的

陽子標的としては、固体水素標的とポリエチレン標的の2種類を用意した。陽子標的として二種類の標的を用意した主な理由は、収量と散乱角度分解能における実験的要請によるためである。逆運動学による陽子弾性散乱測定について、重心系での前方と後方で散乱断面積 σ は大きく異なり、重心系後方では散乱断面積 σ は小さく収量が少ない一方、重心系前方で散乱断面積 σ は前方と比較して10倍程度大きく収量が多いという特徴を持つ。陽子散乱測定においては、標的中の陽子との弾性散乱事象と、他のバックグラウンド事象の二種類があるが、解析の際には全事象から弾性散乱事象を抽出する必要がある。そのため、弾性散乱事象の収量が少ない領域では、バックグラウンドによるのノイズが少なくなるようS/Nを高く保つ必要がある。この点から、重心系後方の散乱角度では、散乱断面積が少ないためにバックグラウンドが少ない陽子標的を選ぶ必要があり、炭素等のバックグラウンドのない固体水素標的を用いた。一方、重心系前方は散乱断面積が比較的大きく収量も多くなるが、運動学で確認したように反跳陽子の運動エネルギーは小さくなる。そのため、標的厚が大きい場合、反跳陽子の標的中でのエネルギー損失により、最終的にGAGGに到達する反跳陽子が減ってしまい、測定可能な散乱角度領域が制限されてしまったり、標的中での多重散乱の影響によって角度分解能が悪化してしまい、励起エネルギー分解能が悪化することで、弾性散乱事象を抽出できない。このことから、重心系前方用セットアップとしては50 μm のポリエチレン標的を用いた。また、標的を選定する上で、標的厚と標的の回転角度も最適化するべきパラメータである。標的圧と標的の回転角度については、収量と励起エネルギー分解能の両方を考慮する必要がある。まず収量 Y に関してだが、反跳陽子の収量は以下の式(3.1)で表すことができる。

$$Y = I_{\text{beam}} \times T_{\text{runtime}} \times N_{\text{target}} \times \int_{\text{検出器の覆う立体角}} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3.1)$$

各変数は、 I_{beam} はビーム強度 [cm^2s]、 T_{run} はビームタイム [s]、 N_{target} [cm^2] は面あたりの陽子標的数、 $d\sigma/d\Omega$ は微分散乱断面積 [mbarn]、 $d\Omega$ は立体角を表している。式(3.1)をみると、収量 Y は N_{target} [cm^2] という面あたりの陽子標的数と比例関係にあり、 N_{target} は標的の密度 d [g/cm^3] と標的厚 t [cm] の積で表現できるため、同じ密度の物質でも標的厚をパラメータとして陽子標的個数を決めることができる。また、 N_{target} [cm^2] は逆運動学による陽子弾性散乱では、ビーム粒子が標的を通過する距離中での面あたりの陽子標的数であるため、同じ厚さの標的であっても、標的をビームに対して回転することで面あたりの陽子標的数は変化する。以上から、面あたりの陽子標的数 N_{target} は以下の式(3.2)で表すことができる。

$$N_{\text{target}} = dt / \cos \theta_{\text{tilt}} \quad (3.2)$$

ここで、 θ_{tilt} は、ビーム軸に対してy軸まわりに回転した角度である。 $\theta = 0$ [rad] がビーム軸に対して垂直に置いた場合に対応する。つまり、標的厚と標的の回転角度により収量を大きくすることも可能であるが、そこには精密測定ゆえの励起エネルギー分解能からの制約があるため、いたずらに増やすことはできない。

標的厚や標的の回転角度による、励起エネルギー分解能への影響は大きく2種類が挙げられる。1つ目は標的中での多重散乱の影響である。ビーム粒子はエネルギーが大きく標的中での多重散乱は気にならないが、重心系前方に行くほど反跳陽子のエネルギーは下がり、数 MeV 程度となる。数 MeV 程度のエネルギーでは標的中でのエネルギーロスや多重散乱によるエ

エネルギーストラグリングや角度ストラグリングが大きくなるため、この影響によって励起エネルギー分解能は悪化してしまう。また、2つ目は標的厚による反跳陽子の発生点の不定性である。これまでの ESPRI 実験や ESPRI+の実験セットアップでは、標的中での発生点の XY 座標 (ビーム軸と垂直な平面) は決定できるが、標的中での発生点の Z 座標は決定できない。そのため、現在は標的中での発生点について XY 座標は検出器によるトラックで計算し、Z 座標は標的中心という仮定をおいて発生点を決め散乱角度を算出している。この点から、標的厚や標的の回転角度が大きい場合、反跳陽子の発生点の Z 座標について大きな誤差が生まれてしまうため、励起エネルギー分解能が悪化してしまう。以上のことから、2.2 節で計算した分解能への影響を考慮しながら、要求性能を満たしながら収量を大きくする標的厚と標的の回転角度を決定した。ESPRI+実験での標的は表 3.2 に示した。また、反跳陽子の散乱角度 [度] ごとの標的中での角度ストラグリング [mrad] 影響を図 3.1 に、反跳陽子の運動エネルギーごとの標的中でのエネルギー損失 [MeV] を図 3.2 に示した。

表 3.2: 散乱角度ごとの標的種類と標的厚と標的の回転角度。

	標的の種類	標的厚 [mm]	標的の回転角度 [deg.]
重心系後方用	固体水素標的	1	45
重心系前方用	ポリエチレン標的	0.05	60

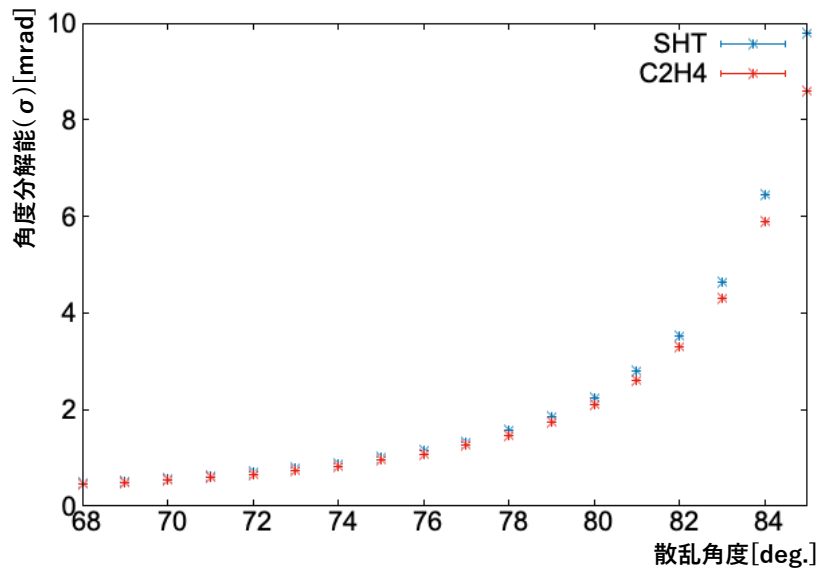


図 3.1: 反跳陽子の散乱角度 [度] に対する 1 mm SHT (青) と 0.05 mm ポリエチレン標的 (赤) 中での角度ストラグリング [mrad]。LISE++によって計算した [25]。

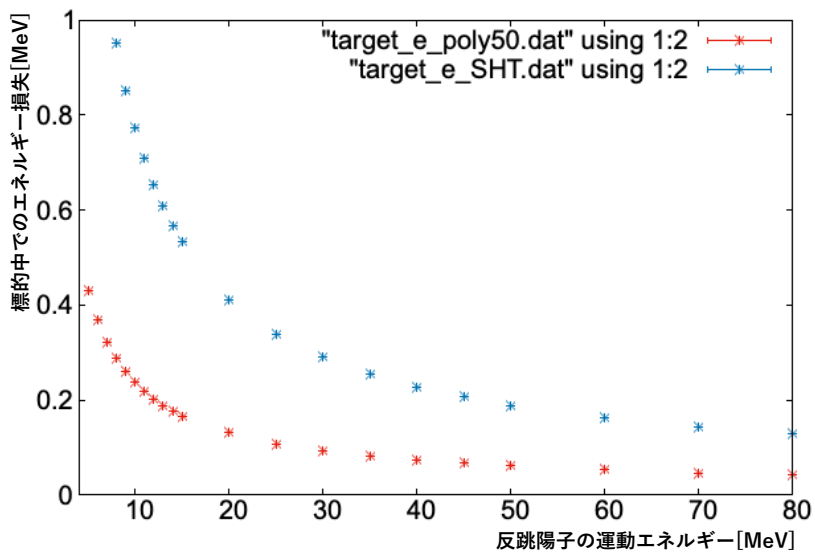


図 3.2: 反跳陽子のエネルギー [MeV] に対する 1 mm SHT (青) と 0.05 mm ポリエチレン標的 (赤) 中での反跳陽子の散乱角度に対するエネルギー損失 [MeV]。LISE++によって計算した [25]。

3.2.3 反跳陽子新テレスコープ

これら GAGG(Ce) カロリメータと SSD から構成される反跳陽子検出器と陽子標的を用いて新テレスコープを最適化する。陽子標的の標的厚と回転角度は決定しているため、最適化する要素は、SSD の配置と多層標的間の距離の 2 つである。はじめに二層の固体水素標的を用いた重心系後方用セットアップについて考える。まず 1 点目であるが、要求される励起エネルギー分解能を満たすように SSD を配置する必要がある。その上で、標的中心に対して大立体角を覆うように近づけることで、要求性能である励起エネルギー分解能と十分な収量という 2 点を満たすことができる。では、励起エネルギー分解能について見ていく。SSD の検出器としての分解能が励起エネルギー分解能に最も影響を与える部分は角度分解能である。角度分解能の要求としては 2.2 節で見たように、 $\Delta\theta \sim$ 数 mrad であり、角度分解能の式 (2.10) の中で SSD の位置分解能が効いてくる。SSD の位置分解能は $\Delta x_p = 28.8 \mu\text{m}$ であるので、これを加味し SSD の標的中心からの距離は 15 cm と決定した。この場合、SSD による反跳陽子の散乱角度に対する影響 $\Delta\theta_{\text{SSD}}$ は $\Delta\theta_{\text{SSD}} = \Delta x_p / L_p = 28.8 / 0.15 [\mu\text{m}/\text{m}] \sim 0.192 [\text{mrad}]$ となる。この分解能は反跳陽子の散乱角度分解能の中で支配的になることなく、重心系前方においても散乱角度分解能として $\Delta\theta \sim 1 \text{ mrad}$ を達成することができる。次に標的中心に対する SSD の中心位置を最適化する。基本的には、標的中でビーム粒子が照射される部分に対して、測定したい散乱角度を SSD が覆うことが出来ることが望ましい。標的中心から 15 cm で、SSD の大きさが 10 cm \times 8 cm であるため、標的中心から 72 度回転した位置に置けば、実験室系で 90 度から 60 度付近に置くことが可能である (図 3.3)。

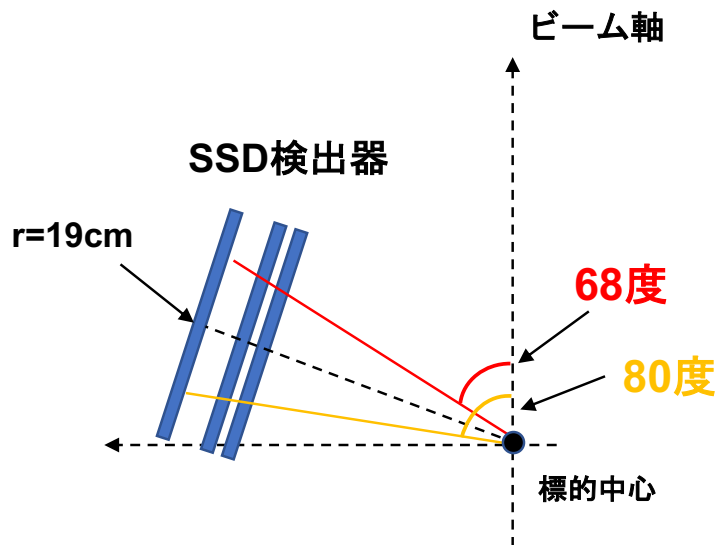


図 3.3: 新テレスコープでの重心系後方用セットアップでの SSD の配置。SSD は X/Y/X ストリップの 3 つを使用するため、3 枚目の SSD は標的中心から 19 cm に配置されている。散乱角度は実験室系で 80 度から 68 度の十分な角度領域を覆っている。

この配置により、角度分解能として $\Delta x_p / L \sim 0.3 \text{ mrad}$ を達成するとともに、SSD のカバーする散乱角度は実験室系で 86.4 度 \sim 61.6 度と要求性能を満たす配置が完了した。

次に 2 点目であるが、標的を多層化することによりどの標的からの反跳陽子かを判別する必要がある。そのため、標的間の距離を離す必要があるが、その距離は SSD の位置分解能やトラッキングの精度に依存する。つまり、SSD の配置を決定することで、標的間の距離は

幾何学的に決定することが出来る。測定したい散乱角度を実験室系で 80 度から 68 度とすると、標的間の距離を 4 cm に設置した場合、標的 1 で散乱角度 68 度で反跳した陽子は標的 2 に被ることなく反跳することが出来る。なおかつ、標的 2 での反跳陽子も SSD で 80 度から 68 度を覆うことができ、覆う散乱角度を満たしながら、標的 1 と 2 での判別も可能であることが計算により分かった。図 3.4 が重心系後方用セットアップであるが、これは重心系で $16 \text{度} \leq \theta_{\text{cm}} \leq 36 \text{度}$ を覆っており後方用セットアップとして要求性能を満たしている。

重心系前方用セットアップについても同様に、散乱角度分解能を満たすように配置すればよいが、重心系後方用セットアップと同じく SSD と標的中心の距離を $L \sim 15 \text{cm}$ とすれば十分であることがわかった。重心系前方用セットアップについては、幾何学的な設置の容易さなどを考慮して、図 3.5 のように決めた。前方用セットアップ多層標的でないため、SSD $50 \mu\text{m} \times \text{Strip}$ 1 枚のみを使用した。SSD は X Strip ($50 \mu\text{m}$) 1 枚のみを $(x, y, z) = (150 \text{mm}, 0 \text{mm}, 35 \text{mm})$ に設置した。前方用セットアップについても、実験室系で $74 \text{度} \leq \theta_{\text{lab}} \leq 84 \text{度}$ を覆っており、これは重心系で $200 \text{MeV}/A$ の ^{16}O で $26 \text{度} \geq \theta_{\text{cm}} \geq 9 \text{度}$ をカバーしている。

GAGG(Ce) カロリメータに関しては、反跳陽子のエネルギーを測定する検出器であり、SSD で覆っている立体角を十分に覆っていれば良いため、配置に関しては特に最適化する要素はない。以上から、ESPRI+での新テレスコープの検出器と陽子標的、その配置を決定した。

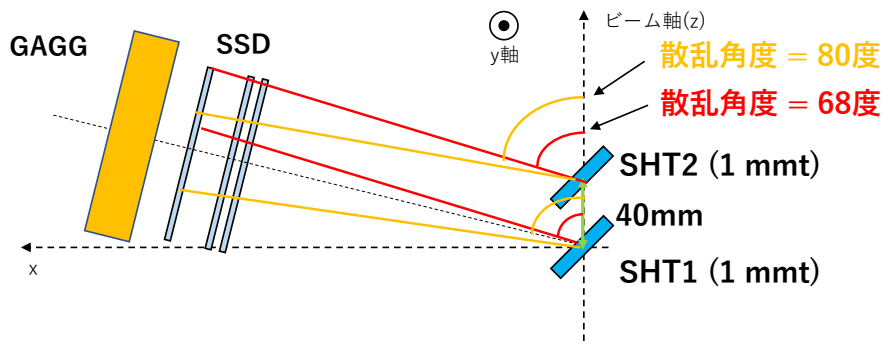


図 3.4: 新テレスコープ重心系後方用セットアップでの SSD と多層標的の真上から見た配置図。陽子標的間は 4 cm 離して配置されている。散乱角度は両標的とも実験室系で 80 度から 68 度をカバーしており、68 度の散乱角度で反跳した陽子が両標的を通過することはないように配置している。

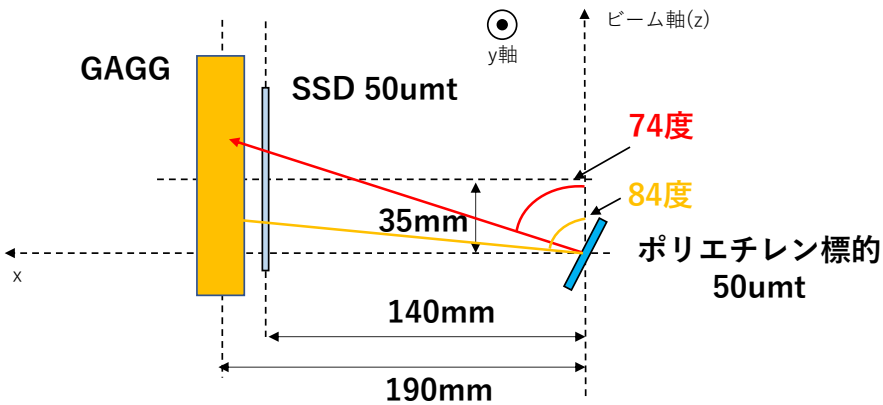


図 3.5: 新テレスコープでの重心系前方用セットアップでの SSD の真上から見た配置図。SSD は X Strip(50 μ mt)1 枚のみを $(x, y, z) = (150 \text{ mm}, 0 \text{ mm}, 35 \text{ mm})$ に設置した。散乱角度は実験室系で 84 度から 74 度をカバーしており、十分な角度領域を覆うことができる。

3.2.4 粒子発生方法

次に、Geant4上でどのように逆運動学による陽子弾性散乱を再現し、新テレスコープの励起エネルギー分解能と収量をシミュレーションするかを説明する。Geant4では、荷電粒子の物質中でのエネルギー損失や、多重散乱による角度ストラグリングなどは用意されている。そのため、検出器を配置し、その物質中でのエネルギー損失や検出位置のデータはそのまま流用ができ、その理想的なデータを検出器が持つ固有の分解能で畳み込むことで、実際に実験した際に得られるデータとして解析することが可能になる。したがって用意するものとしては、弾性散乱を起こした反跳陽子を標的中で発生させることである。具体的には、ESPRI+での ^{52}Ca での散乱断面積に従った角度分布で反跳陽子を発生させることと、弾性散乱の運動学に従った散乱角度での運動エネルギーを持つ反跳陽子を標的中で発生させることである。

まず1点目の散乱断面積にしたがった角度分布で発生させる方法についてであるが、方法としては棄却法を用いた。図3.6を用いて説明すると、散乱角度(横軸)と散乱断面積(縦軸)の両方に乱数を振り、ある散乱角度において乱数で降った散乱断面積の値が、参考にした散乱断面積データよりも大きい場合は棄却し、散乱断面積データより小さい乱数になったときの散乱角度を採用するという方法である。つまり、図3.6での水色の枠内に入った散乱角度と散乱断面積の組み合わせでのみ反跳陽子を発生させることとなる。これにより、散乱角度分布にしたがった確率で反跳陽子を発生させることができる。実際にシミュレーションで発生させた ^{52}Ca での反跳陽子の散乱角度分布が図3.6であり、参考にした ^{52}Ca での散乱角度分布を再現していることを確認した。

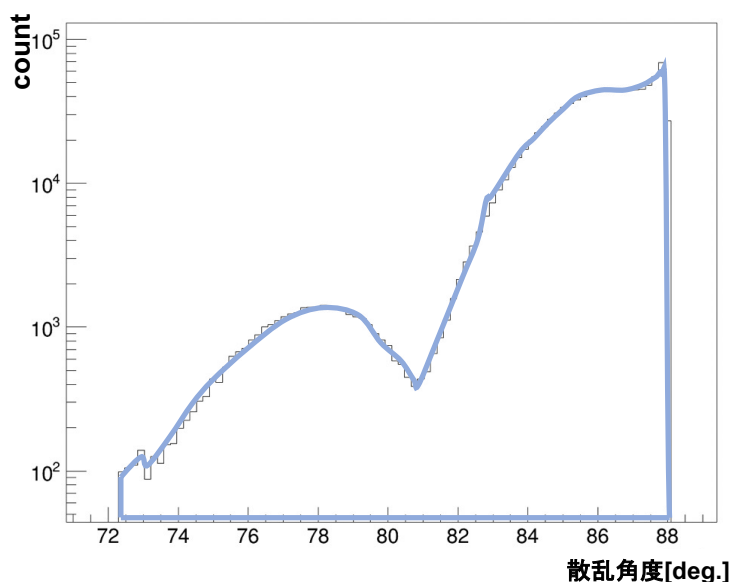


図 3.6: シミュレーションで発生させた反跳陽子の角度分布。発生方法としては棄却法を採用した。

次に2点目の反跳陽子のエネルギーについてである。棄却法により散乱角度が決定できたため、運動エネルギーは散乱角度によって一意に決定できる。そのため、以下の式(3.3)にしたがった運動エネルギーをもった反跳陽子を発生させることで200 MeV/Aでの ^{52}Ca 陽

弾性散乱の反跳陽子の再現ができた。

$$T_p = \frac{2m_p \beta_b^2 E_b^2 \cos^2 \theta}{(E_b + m_p)^2 - \beta_b^2 E_b^2 \cos^2 \theta} \quad (3.3)$$

ここで、 β_{beam} は相対論でのローレンツ因子でも表現できる $\beta = v/c$ である。このエネルギーをシミュレーションに組み込み、実際に散乱角度ごとにエネルギーをプロットしたものが図 3.7 であり、弾性散乱の locus を再現していることが確認できた。locus よりも低いエネルギーで見えているものは、反跳陽子が GAGG に斜め入射したことにより、全エネルギーを落とさなかった事象などによる影響が見えている。

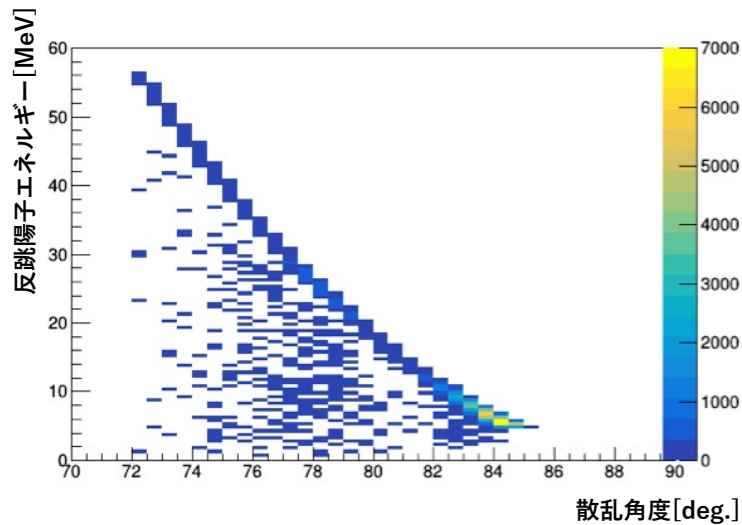


図 3.7: シミュレーションで発生させた反跳陽子の散乱角度ごとのエネルギー。弾性散乱の locus が確認できた。

本節の最後に、シミュレーションでのビームに関する情報を表 3.3 にまとめる。

表 3.3: シミュレーションで用いた ESPRI+実験での ^{52}Ca ビームに関する情報

項目	数値
エネルギー	200 MeV/A
ビームの大きさ (一様分布)	ϕ 15 mm
ビームの角度広がり (σ)	5 mrad
ビーム強度	5 kcps
ビームタイム	3 日

3.3 解析結果

前節 3.2 では ESPRI+ 実験での ^{52}Ca での新テレスコープの全体像と、シミュレーションで逆運動学の陽子弾性散乱を再現する方法について説明した。この節では ESPRI+ でのシミュレーションの結果を報告する。主に SHT 標的 1 mm 厚を 2 つ配置した場合のシミュレーションの結果について報告しながら、角度分解能やエネルギー分解能などについては、固体水素標的とポリエチレン標的の両方の結果についてまとめた。

3.3.1 多層標的の判別方法

標的を 2 つに多層化したときの判別方法について述べる。判別する方法を図 3.8 になる。判別方法は、テレスコープの 3 枚 (X/Y/X strip) のうち、2 枚の X strip を使用する。この 2 枚の X strip を用いて反跳陽子の散乱してきた平面が決定できる。この平面と BDC でトラッキングしたビーム粒子のビーム軸との交点を求め、その z 座標から判別する。新テレスコープで使用する SHT 標的は $35\text{ mm} \times 25\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ の大きさを持っているものを 45 度回転させているので、 Z 方向に射影した長さは、標的中心からおよそ $\pm 17.6\text{ mm}$ であり、本セットアップで重なっている部分はないため、十分分離可能である。

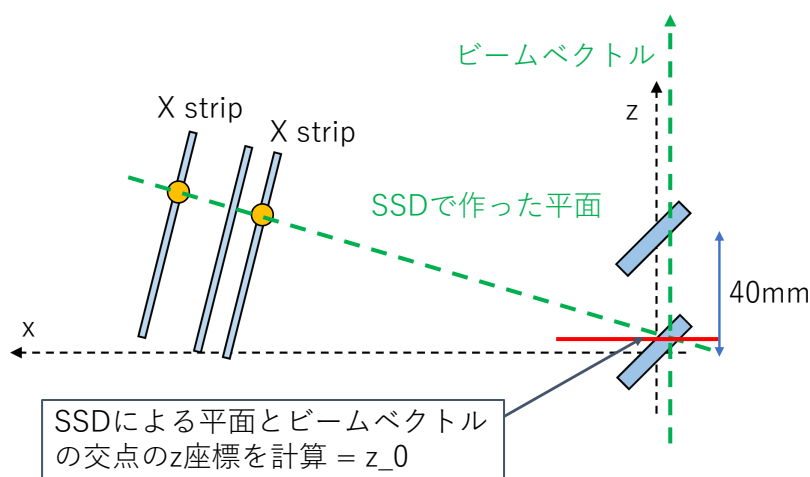


図 3.8: 多層標的の判別方法。 z_0 を計算することで、どちらの標的からの反跳陽子かを判別した。

この方法を用いて実際に判別した結果が、図 3.9 である。標的 1 での標的中心を $z = 0$ として、標的 2 は $z = 40$ に標的中心を配置した。標的 1 と 2 での事象がきちんと分離できていることが確認できたため、以降の解析では $z_0 < 20$ のときに標的 1 由来の反跳陽子として、 $z_0 > 20$ のときに標的 2 由来の反跳陽子として解析を行った。

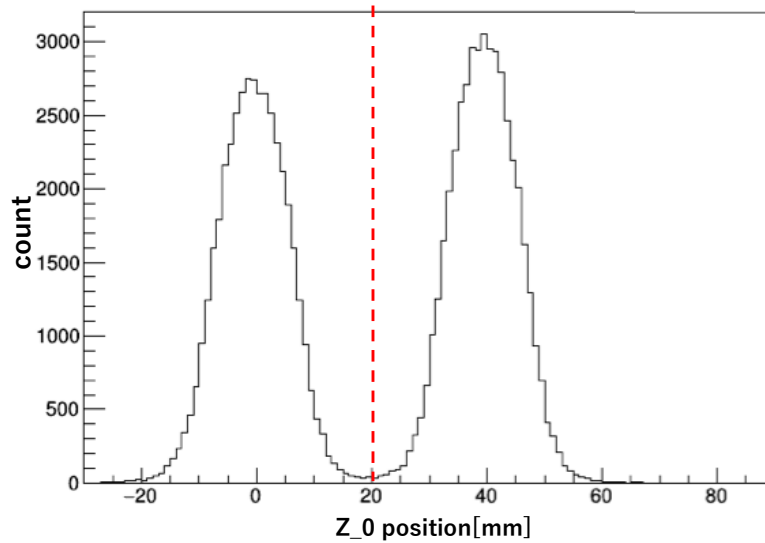


図 3.9: SHT2つを 40 mm 離して配置したときに判別方法を用いて計算した Z_0 の分布

3.3.2 角度分解能

多層標的での判別方法が確立できたので、次に反跳陽子の散乱角度を計算した。散乱角度は 3 台の SSD と BDC を用いて計算する。まずは、1 台目 (X Strip) と 2 台目 (Y Strip) を使用して、反跳陽子の散乱してきた平面が決定できる。次に、3 台目 (X Strip) での直線と、前の 2 台での平面との交点により、3 台目の SSD の位置での反跳位置が決定できる。次に、BDC のトラッキングにより、標的でのビーム粒子のスポットが決定できるため、Z 軸 (ビーム軸方向) の反跳陽子の発生位置は標的中心であるとして、標的中での発生位置が決定できる。以上から、標的中での発生位置と散乱位置が決定できたため、反跳陽子の散乱方向ベクトルが決定できる。その方向ベクトルから、 $\theta = \arccos(z/r) - \theta_{\text{beam}}$ により散乱角度 θ を計算できる。この方法で SSD の検出位置と BDC のトラッキングから計算した結果の θ と、シミュレーション上で発生させた反跳陽子の散乱角度を $\theta_{\text{simulation}}$ として、その残差分布が図 3.10 になる。この図では、全散乱角度での残差分布ではあるが、角度分解能で $\Delta\theta_{\text{all}} \sim 5 \text{ mrad}(\text{rms})$ となっている。これは、各散乱角度での角度分解能を収量で重み付けした平均である。

これを各散乱角度ごとに残差分布の広がりをガウス分布でフィッティングを行い、角度分解能 σ_θ を計算した結果が図 3.11 である。この結果をみると、重心系後方である $\theta = 72$ 度あたりでは $\Delta\theta \sim 2 \text{ mrad}$ であり、重心系前方である $\theta = 83$ 度付近では $\Delta\theta \sim 5 \text{ mrad}$ となっており、散乱角度分解能の要求性能を満たしている。重心系後方で SHT の場合、72 度では角度分解能の悪化が見られるが、これは標的厚 z の不定性による散乱角度分解能の悪化を表している。重心系後方に行くほど標的中での角度ストラグリングが小さくなっていくため、 z 不定性の影響が優位になっていく。一方、重心系前方になるにつれて散乱角度分解能が大きくなっていくのは、標的中での角度ストラグリングによる影響が見えている。

この結果をみると、重心系前方セットアップ、後方セットアップともに $\Delta\theta \leq 3 \text{ mrad}$ であり、散乱角度分解能の要求性能を満たしていることがわかる。重心系後方でポリエチレン標

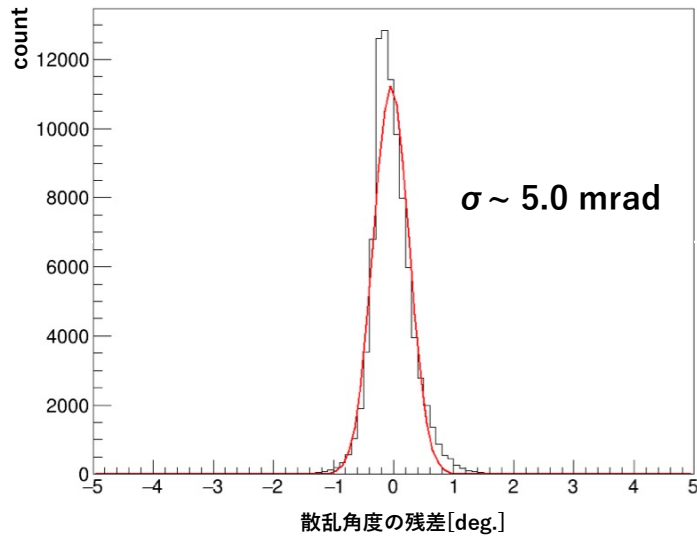


図 3.10: SHT2つの時に、全散乱角度での θ と $\theta_{\text{simulation}}$ の残差分布。ガウス分布でフィッティングした結果が赤線。

この場合、72度付近では角度分解能の悪化が見られるが、収量が少ないことにより誤差が大きくなっていることによるものと考えられる。しかし、重心系前方用のポリエチレン標的で、 $\theta = 72 \text{ deg.}$ 付近はS/Nが悪いと予想されるので、この散乱角度領域は重心系後方用のみで測定すれば良いとした。

3.3.3 エネルギー分解能

次に励起エネルギー分解能の結果をみる。励起エネルギー E_x は、式(2.6)を用いて、散乱角度と反跳陽子の運動エネルギー、ビームエネルギーから計算ができる。今回、ビームのエネルギーに関しては200 MeV/Aを仮定して、励起エネルギーを計算した。例として、SHTの時の散乱角度80 deg.での励起エネルギーの分布が図3.12である。励起エネルギーとして平均値が0であるガウス分布となっていることが確認できた。

各散乱角度ごとに励起エネルギー分解能を計算した結果が図3.13である。どちらの標的の場合も概ね $\Delta E \sim 500[\text{keV}](\text{rms})$ を満たしていることが確認できたが、SHTとポリエチレン標的とともに励起エネルギー分解能が悪化する箇所があることがわかった。まず、SHTの場合は重心系前方である $\theta_{\text{lab}} < 73 [\text{deg.}]$ での領域で ΔE_x が500 keV以上になっていることがわかる。重心系前方では、反跳陽子のエネルギーは高くGAGGの分解能も良く、標的中の角度ストラグリングも小さいため、分解能の悪化に影響するのは標的のZ方向の不定性によるものだと考えた。また、固体水素標的を多層化したセットアップでは、SSD100 μmt を3枚(X Strip / Y Strip / X' Strip)を使用しており、SSDにおける ΔE 測定用のADCのダイナミックレンジが600 keVであることから、各SSDで信号がサチレーションを起こさない要請から測定可能な散乱角度が決定しており、 $\theta \leq 80 \text{ deg.}$ となっている。また、ポリエチレン標的50 μmt の場合については、散乱角度 $\theta \leq 75 \text{ deg.}$ 以降での励起エネルギー分解能が500 keV以上であり、ポリエチレン標的であることから標的に存在するC中の陽子などと散乱を起こした事象などがあるため、実際はさらにS/Nが悪くなり分解能が悪くなる

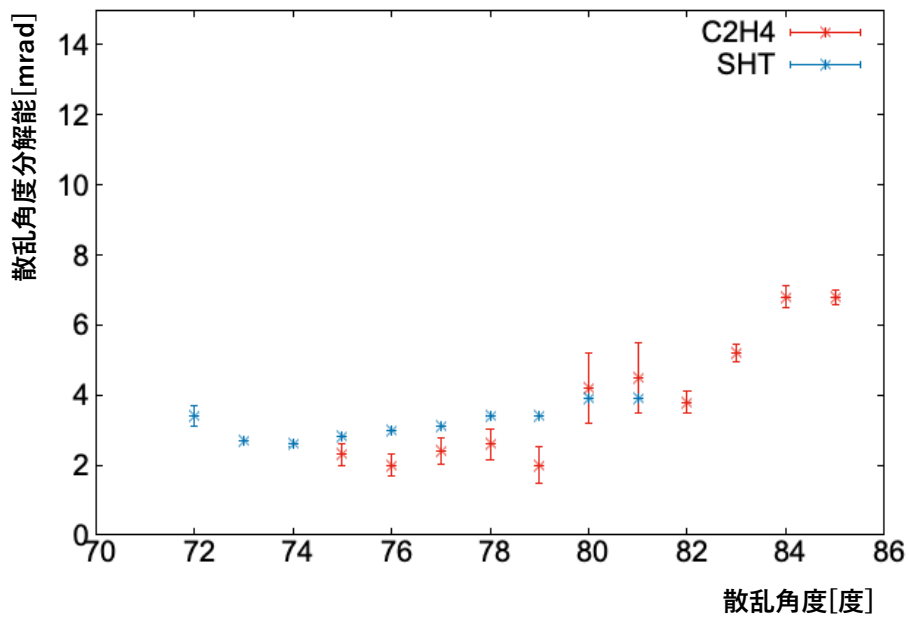


図 3.11: 各散乱角度 [deg.] ごとの散乱角度分解能 $\Delta\theta$ [mrad](rms) のプロット。青点が SHT 2つの時、赤点がポリエチレン標的 1つの時。

ことが予想される。そのため、ポリエチレン標的としては $75 \text{度} \leq \theta \leq 84 \text{deg.}$ をカバーする前方用セットアップとして要求性能を満たしていることを確認した。

両方において、標的厚をさらに薄くすることによって励起エネルギー分解能を良くすることが出来るが、十分な収量がない場合には統計誤差がおおきくなってしまふ。そのため、収量との兼ね合いであることから、このシミュレーションの結果で収量が十分あるかを 3.3.4 節で議論する。

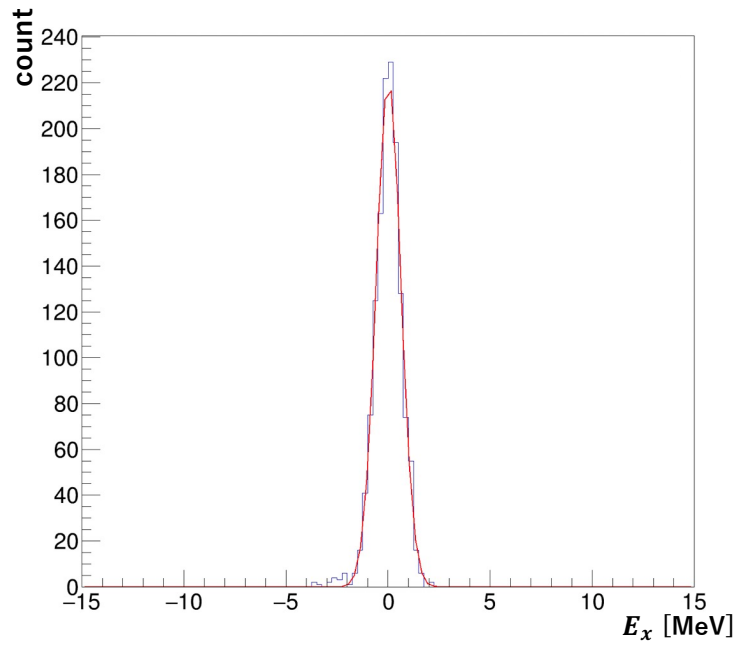


図 3.12: SHT の時の散乱角度 $\theta = 80$ [deg.] での励起エネルギー分布。
赤線はガウス分布でフィッティングした結果で、平均値が $\mu \sim 0$ 、 $\sigma \sim 400$ [keV] となっている。

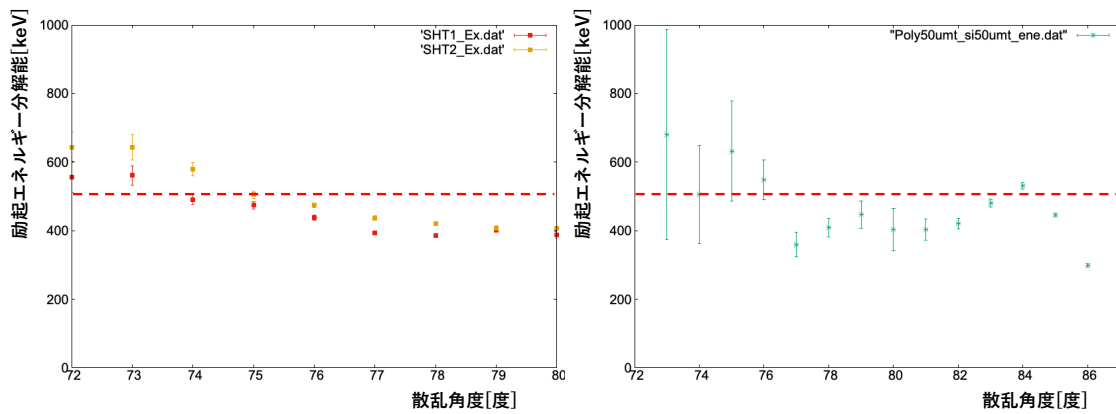


図 3.13: 各散乱角度 [deg.] ごとの励起エネルギー分解能 ΔE_x keV のプロット。
左が SHT1 mmt2 の時 (赤点は標的 1、橙点は標的 2)、右がポリエチレン標的 $50 \mu\text{mt}$ の時。赤点線は励起エネルギー分解能 $\Delta E_x = 500$ keV のライン

3.3.4 収量

励起エネルギー分解能を確認し、概ね $\Delta E_x \sim 500$ [keV] を達成していた。次に ESPRI+ で要求される十分な収量を満たしているかを確認した。今回はバックグラウンドをシミュレーションに入れていないため、基本的に励起エネルギーで $E_x \sim 0$ となっているイベントが収量となる。SHT とポリエチレン標的の場合でシミュレーションした収量は図 3.14 である。この収量の結果から、重心系後方用セットアップとして、SHT の場合は $\theta_{lab} = 70$ deg. まで、統計誤差 30% 以下での収量となっており、ESPRI+ で想定しているビームタイムにおいて ^{52}Ca の密度分布を計算する上で必要な収量を満たしていることが確認できた。

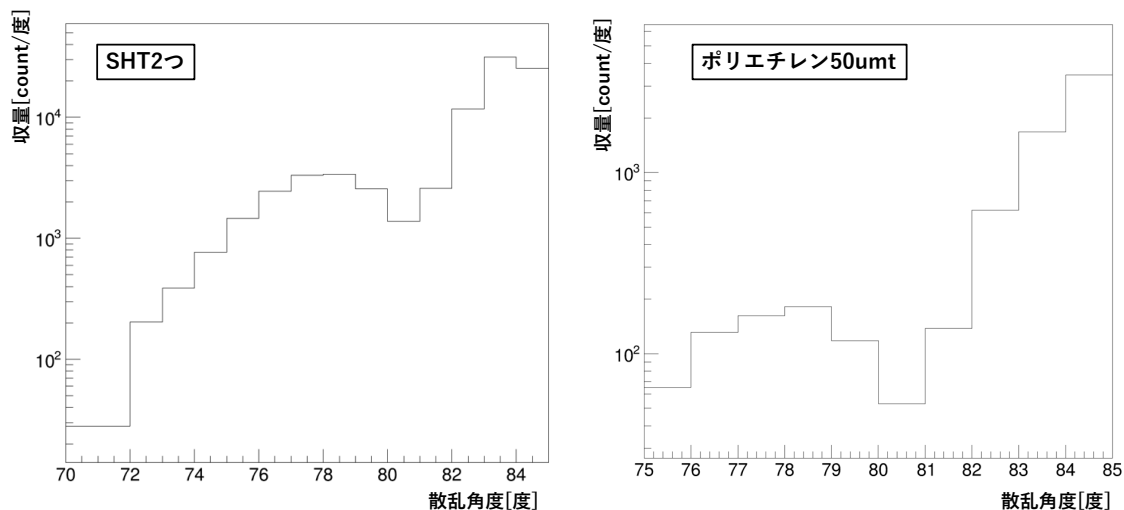


図 3.14: 各散乱角度 [deg.] ごとの収量 Y [count/度] のプロット。左が SHT 2つの時、右がポリエチレン標的 50 μm t の時。

以上から、新望遠鏡を用いることで稀少不安定核 ^{52}Ca での陽子弾性散乱測定での要求性能を満たすことがシミュレーションで確認できた。

3.3.5 角度アクセプタンス

最後に角度アクセプタンスを確認した。角度アクセプタンスとは、実験データなどを解析する上で信頼できる散乱角度領域のことを指している。基本的には角度分解能が悪化することによって、本当の散乱角度とは異なる散乱角度を計算し解析してしまうため、角度アクセプタンスを評価した。角度アクセプタンスを決定する上で、今回の新望遠鏡には2つの要素が挙げられる。

- SSD の ΔE 検出器としての ADC のダイナミックレンジ
- 角度分解能の悪化

まず、1点目について、SSD は先行研究を参考に ΔE を ADC で測定しているが、ダイナミックレンジが 600 keV となっている。表 3.4 に反跳陽子のエネルギー [MeV] に対する SSD での

エネルギー損失 [keV] をまとめた。ここから、100 μmt の SSD を使用した場合は、15 MeV 以上の運動エネルギーを持った反跳陽子しかエネルギー損失を正確に測定出来ない。SSD でのエネルギー損失は、反跳陽子の全運動エネルギーを測定するため、GAGG での E と合わせて $E - \Delta E$ の手法で荷電粒子の PID (Particle Identification) に使用するためという 2 つの目的がある。この観点からも、重心系前方用としては $T_p \geq 7 \text{ MeV}$ の反跳陽子を測定したため、より薄い 50 μmt の SSD を使用することが重要であることがわかる。

表 3.4: SSD での陽子のエネルギーロス

反跳陽子のエネルギー [MeV]	SSD(100 μt) での ΔE [keV]	SSD(50 μt) での ΔE [keV]
5	1579	634
7	1160	561
9	939	460
11	796	393
13	693	342
15	615	305

次に、角度分解能の悪化による角度アクセプタンスへの影響であるが、シミュレーションでの SSD のトラックを用いて計算した散乱角度 θ とシミュレーションで発生させた散乱角度 $\theta_{\text{simulation}}$ をプロットすることで確認する。縦軸に θ 、横軸に $\theta_{\text{simulation}}$ をとったものが図 3.15 である。この 2 次元ヒストグラムをみると、やはり標的中での角度ストラグリングが大きくなる重心系前方で、SSD のトラックによる散乱角度 θ は広がっていくことがわかる。実験データの解析では、散乱角度分布を算出する際に、散乱角度を 1 度ごとに区切って収量を計算する。そのため、散乱角度の広がりか 1 度あると、散乱角度分布の精密な決定ができなくなってしまふ。この点を考慮すると、散乱角度として信頼できる範囲は $\theta \leq 85 \text{ deg.}$ であった。

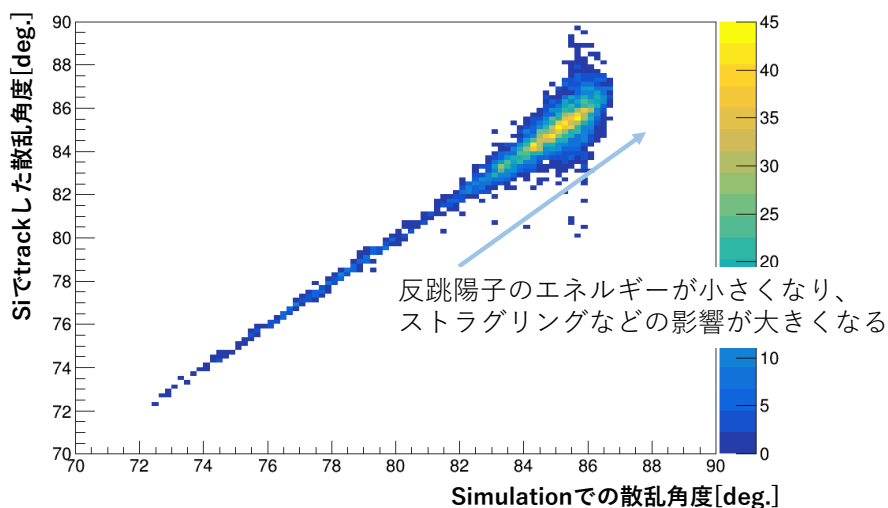


図 3.15: SSD を使って計算した散乱角度 θ (縦軸) とシミュレーションで発生させた反跳陽子の散乱角度 $\theta_{\text{simulation}}$ (横軸) の 2 次元ヒストグラム。

第4章 実験

シミュレーションでは、 ^{52}Ca でのESPRI+実験で新テレスコープが実験遂行に向けて要求性能を満たしていることを確認した。本研究では、パイロットスタディとして新テレスコープの一部を使用して、逆運動学による陽子弾性散乱を測定する性能評価実験を行った。実験は放射線医学研究所(放医研)にある重粒子線がん治療装置(HIMAC)で行った。本章では、HIMACの施設概要と、実験の測定セットアップと回路について説明する。

4.1 HIMACの施設概要

実験を行ったHIMACの施設概略図を図4.1に示す[28]。HIMACは千葉県稲毛市にある、がん治療などの医療用施設兼研究施設である。加速器群は線形加速器RFQライナックとアルパレライナック、主加速器シンクロトロンから構成される。この3つの加速器によりイオン源の重イオンを加速している。重イオンとしては、He,C,N,O,Ne,Si,Arなどを加速することが出来る。線形加速器では、6 MeV/Aまで、主加速器では最大800 MeV/Aまで加速が可能である。

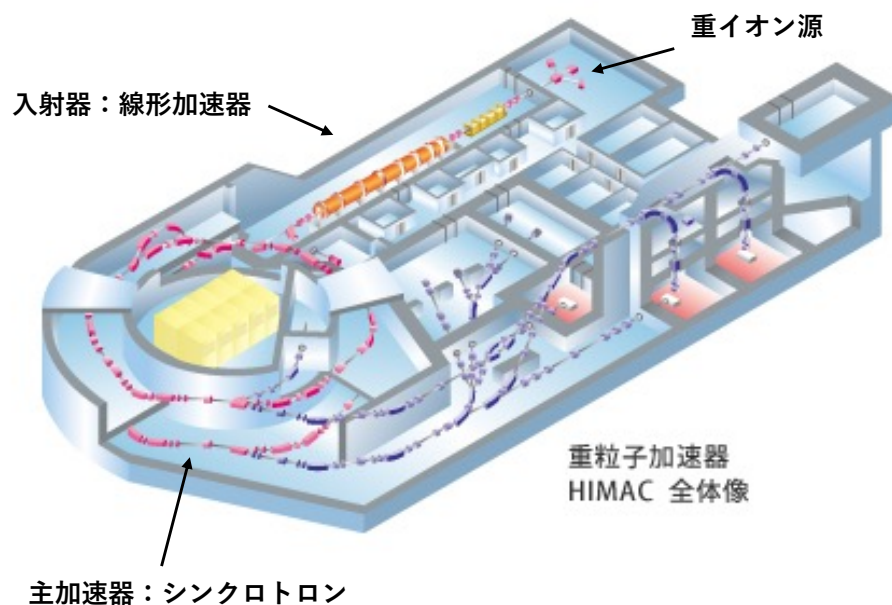


図 4.1: 放医研 HIMAC の施設概略図 [28]。イオン源の粒子をRFQとアルパレと呼ばれる線形加速器で加速し、主加速器であるシンクロトロンで加速。ビームラインは治療棟に運ぶラインと共同研究用のラインに分かれている。

本実験では、ビーム核種として ^4He , ^{16}O , ^{40}Ar の3種類のビーム粒子を、全て230 MeV/A

で使用した。ビームのカウントレートは下は 2k ppp から上は 1M ppp までを扱った。HIMAC のビームは主加速器がシンクロトンであるので、周期性がありパルスごとのビーム粒子数をカウントした。HIMAC での 1 パルスは約 3.3 秒であり、ビームレートの単位 ppp とは、particles per pulse の略。使用した核種でのビームタイムを表 4.1 にまとめた。本実験において 3 種類の核種で陽子弾性散乱測定を行った理由は、表 4.1 の他にもう一つ理由がある。本実験は、新反跳陽子テレスコープのプロトタイプとして前方用セットアップの一部の性能評価を行う目的の他、バックグラウンド事象を系統的に評価したいという目的もある。実際の実験では、標的での C 中の陽子と散乱による事象や、破碎反応による陽子以外の粒子による事象、また、チェンバーの出入り口膜などの物質と反応による事象など、様々なバックグラウンドが挙げられる。このバックグラウンドを 3 核種で比較することで系統的に評価できると考えた。しかし、5 章で本実験の解析結果を報告するが、本解析では統計量不足による原因で、 ^{16}O の物理測定データのみ解析を行った。3 核種の中から ^{16}O を選択した理由は、第一励起状態の励起エネルギーが $E_{1st} = 6.049 \text{ MeV}$ と高いため、励起エネルギー分解能を評価しやすいと考えたからである。

表 4.1: 本実験での各核種のビームタイム

核種	^4He	^{16}O	^{40}Ar
ビームタイム	2 × 12 hours	4 × 12 hours	3 × 12 hours
実際のデータ取得時間 [min.]	434	395	408

4.2 測定セットアップ

本実験は HIMAC での課題番号 H424 クラスターノックアウトの実験と並行して行った。本実験の実験セットアップの概略図を図 4.2 に示した。

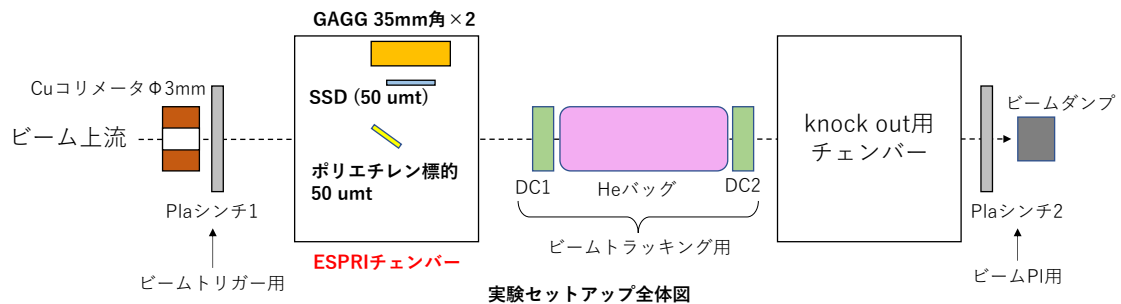


図 4.2: 本実験での全体セットアップの概略図。ビーム上流側が図左側、下流が右側となっている。上流側に本実験の性能評価用チェンバー、下流側にノックアウト用チェンバーを配置している。

上流から順に説明していく。

- コリメータ

図 4.3 に示したように、ビーム出口直後には 100 mm × 70 mm × 100 mm のコリメータが配置されている。材質は真鍮で、中心に $\phi 3 \text{ mm}$ の貫通穴が空いている。コリメータ

タはアクチュエータに載っており、pulse レベルでの移動が可能である。本実験では、 ^{16}O のビームプロファイルが非常に小さい径であったため、基本的にコリメータを使用することはなかった。

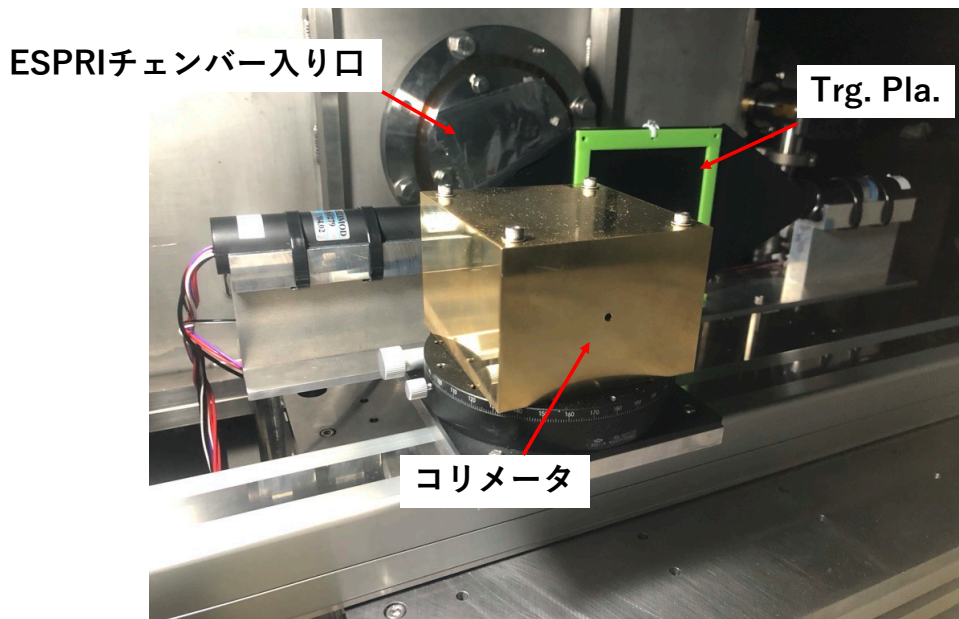


図 4.3: ビームライン出口から見た上流のセットアップ。手前から、コリメータ、トリガープラスチックシンチレータ、ESPRI チェンバー入り口。

- トリガープラスチックシンチレータ
最上流のビームライン検出器、トリガープラスチックシンチレータである。図 4.3 にもあるが、 $100\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ のプラスチックシンチレータを PMT で両側から読み出している。基本的な役割は、ビーム由来のロジック信号としてトリガーに参入することである。詳細は 4.3 で説明する。また、TDC 用の time reference としての役割や、TOF を測定するためという役割もあるが、本実験では TOF では分解能が出ないことなどから使用していない。
- ESPRI チェンバー
本実験における新テレスコープの性能評価用チェンバー。詳細は 4.2.2 節で説明した。
- ドリフトチェンバー (DC)
ビームライン用検出器として、ビームのトラッキングを行う。
本実験において、ノックアウト実験と並行して行っていることから、ESPRI チェンバーよりビーム下流側に配置した。詳細は、4.2.1 節で説明した。
- ノックアウト用チェンバー
HIMAC の研究課題 H424 実験でのノックアウト用チェンバー。検出器は GAGG(Ce) と SSD から構成され、陽子標的として液体水素標的を採用した。こちらのノックアウト用テレスコープも開発中であり、プレ実験として性能評価を行うために設置した。
- ΔE 用プラスチックシンチレータ

最下流に配置されたビームライン検出器。ビーム粒子に関して、トリガープラスチックシンチレータと合わせてPIDを行う役割。

4.2.1 ビームライン

ビームライン検出器であるDCについて主に説明する。主な仕様については、表4.2にまとめた。一般に、ドリフトチェンバー(DC)は2台を用いて、ビーム粒子をトラッキングすることで標的への入射角度と入射位置を決定する。本実験では、ロックアウトとの並行実験であることから、ESPRIチェンバーより下流側に約1mの間隔でDCを配置した。このため、本実験での陽子弾性散乱のイベントについては、標的との弾性散乱により反跳後のビーム粒子をトラッキングしていることに注意する。

表 4.2: ビームライン検出器 BDC の仕様

有感領域	94 × 94 mm ²
面構成	X1-X1'-Y1-Y1'-X2-X2'-Y2-Y2'
アノードワイヤー間隔	5 mm
アノードワイヤー太さ	1 mm
アノード-ポテンシャルワイヤー間隔	2.5 mm
ガス	Ar(90%) + C ₂ H ₆ (10%)
台数	2台を1m離して配置

今回は、陽子弾性散乱のイベントに関して散乱後のビーム粒子の角度を測定しているため、DC2台を通過するビーム粒子の散乱角度に制限がつく。まずESPRIチェンバーの標的中心からDC2台目のY2'面までは約2m離れている。今回使用したDCの有感領域は97mmであるので、 $\theta_{\text{beam}} \sim \pm 48.5/2 = \pm 24.25 \text{ mrad} \sim \pm 1.4 \text{ 度}$ の散乱角度で反跳したものが測定可能である。2体系での運動学により、230MeV/Aの¹⁶Oでの陽子弾性散乱について、反跳陽子の散乱角度 θ とビーム粒子の散乱角度 θ_{beam} をプロットしたものが図4.4である[29]。ここから、ビーム粒子の散乱角度 $\theta_{\text{beam}} \leq 1.4 \text{ 度}$ となるのは、¹⁶Oの場合、反跳陽子の散乱角度で $\theta \sim 77 \text{ 度}$ であることがわかる。同様にして各核種について、陽子の散乱角度の制限を見積もった結果が表4.3である。

表 4.3: DC2台を通過する弾性散乱事象の散乱角度

ビーム核種	⁴ He	¹⁶ O	⁴⁰ Ar
反跳陽子の散乱角度 θ	< 86度	< 77度	制限なし

4.2.2 反跳陽子

本実験では、新テレスコープの一部を使用して性能評価を行った。そのセットアップの概略図を図4.5に示した。本実験では、新テレスコープの一部として50 μm tのSSD(X Sttip)1枚とGAGG(Ce)カロリメータを2本使用した。GAGG(Ce)カロリメータの読み出しには、両側PMT読み出しと両側PD読み出しの2種類を採用した。2本のGAGGはSSDの立体角をカバーするように配置しており、SSDと標的の間の距離は140mm、GAGGと標

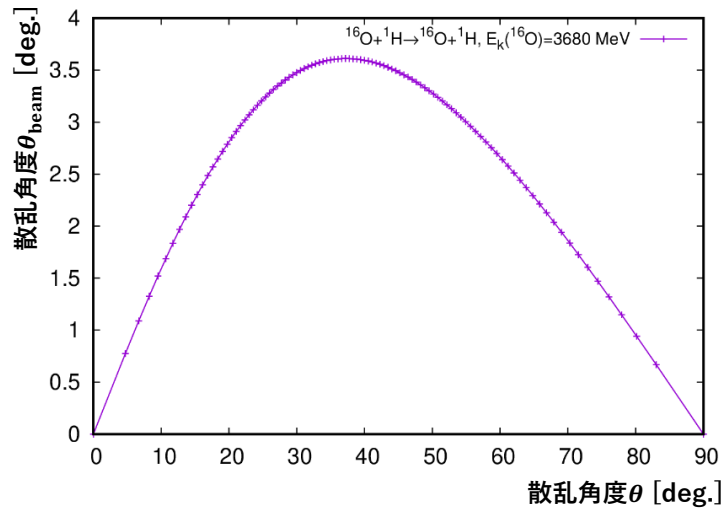


図 4.4: 230MeV/A での ^{16}O 陽子弾性散乱における、反跳陽子の散乱角度 θ [deg.](横軸) とビーム粒子の散乱角度 θ_{beam} [deg.](縦軸のプロット [29])

的の間の距離は 210 mm とした。SSD は 1 枚のみの使用であるため、陽子標的はポリエチレン標的 $50\ \mu\text{m}$ で、標的の回転角度は 60 deg. に設定した。Y Strip の SSD がいないことから、反跳陽子の散乱ベクトルの y 座標に不定性があるが、シミュレーションで y 座標の不定性が角度分解能に大きく効かないことが確認できたため、X Strip 1 枚だけを採用した。本実験での粒子識別は SSD での ΔE と GAGG での E を用いて、 $E - \Delta E$ 法を使用した。一般に、ポリエチレン標的とビーム粒子の反応はもちろん弾性散乱だけでなく様々であり、陽子だけでなく重水素 d や ^3He , α 粒子など多様な粒子が多様なエネルギーで発生する。そこから反跳陽子として陽子を選択する方法として、 $E - \Delta E$ 法や $\Delta E - \text{TOF}$ 法、 $E - \text{TOF}$ 法など様々である。本実験では、以下の 2 つの要素から粒子識別を $E - \Delta E$ 法で行うこととした。まずは、 ΔE 検出器である SSD がトリガー信号を取り出せないことである。この点から、SSD で止まってしまう粒子に関して、現在のセットアップで測定することはできない。この点から、SSD のみで $\Delta E - \text{TOF}$ 法により粒子識別することはできない。次に、TOF 分解能が無いことである。新テレスコープのセットアップでは、大立体角を覆うため検出器を標的に近づけている分、時間分解能は悪い。そのため、TOF によりエネルギーを再構成する場合、エネルギー分解能が悪いため十分な粒子識別はできない。以上の理由から、粒子識別は $E - \Delta E$ 法を使用した。

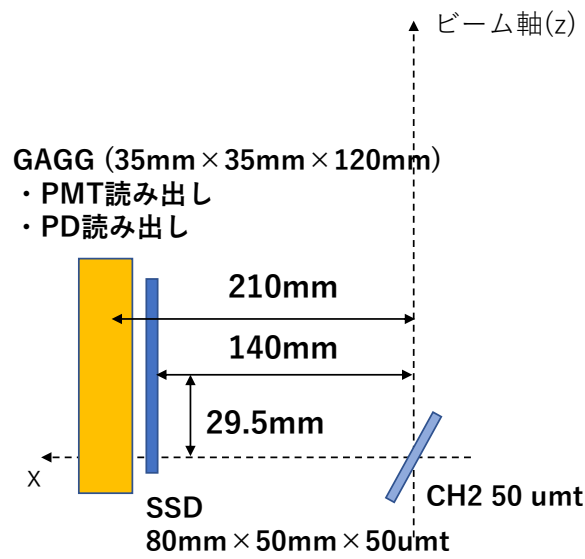


図 4.5: 性能評価実験での新テレスコープの概略図。

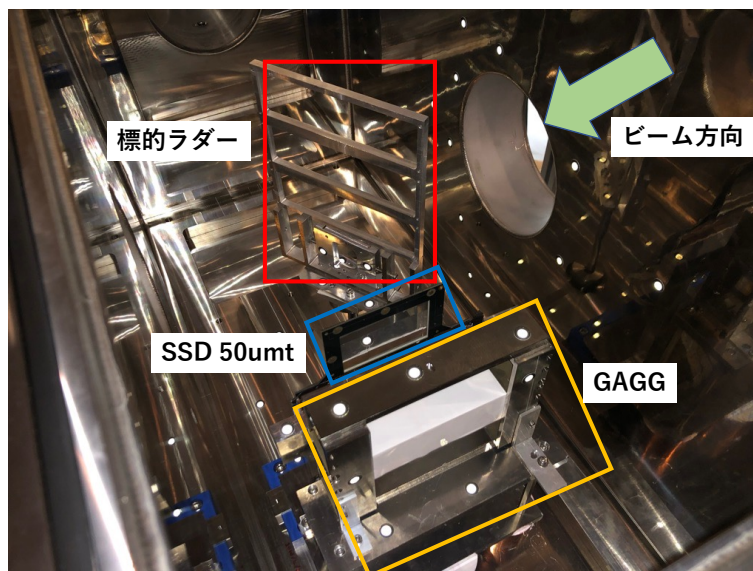


図 4.6: 性能評価実験での新テレスコープの写真。ビーム方向によって左側からの写真。奥側から、標的ホルダー、SSD、GAGG となっている。

4.2.3 標的

本実験で使用した標的を図 4.7 に示した。使用した標的は主に以下の 3 つである。

- 50 μmt 厚のポリエチレン標的
新テレスコープの性能評価を行う物理測定用の標的である。
- 70 μmt 厚炭素 (C) 標的
バックグラウンド評価用である。物理測定用のポリエチレン標的には、陽子標的である H の他に、C も含まれている。そのため、 ^{16}O と C 中の陽子との散乱などといった様々なバックグラウンドが発生する。したがって、C 標的を用意してバックグラウンドを差し引くことで、ポリエチレン標的の時の陽子弾性散乱が評価できる。
- 800 μmt 厚ポリエチレン標的
立ち上げ・キャリブレーション用に用意した。厚い標的を用意し収量を多くすることで、角度分解能は落ちるが、検出器のダイナミックレンジの確認や、タイミング調整等に使用した。

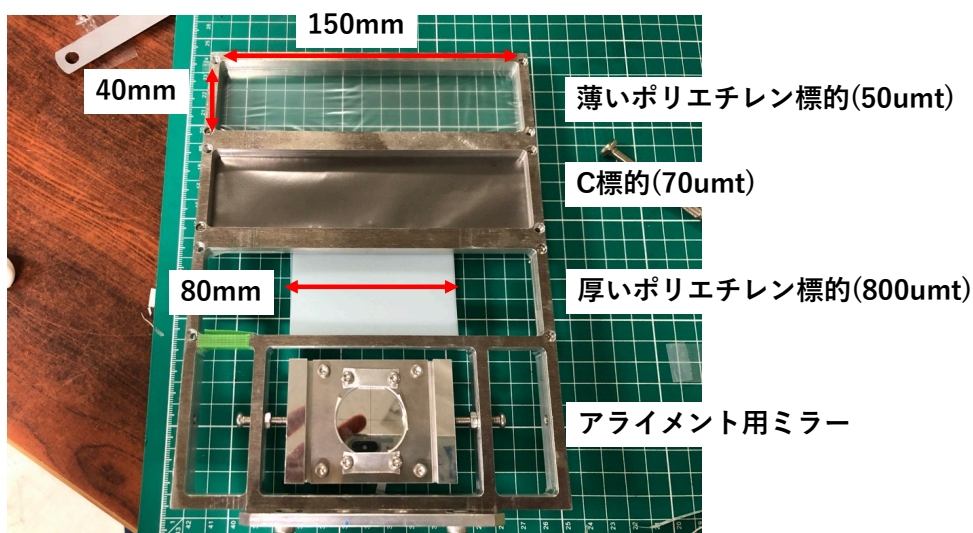


図 4.7: 作成した標的。標的ラダーには 3 つの標的を装着可能で、写真では上からポリエチレン標的 (50 μmt)、C 標的 (70 μmt)、厚いポリエチレン標的 (800 μmt) である。最下段は、アライメントで使用したミラーとなっている。

各標的での陽子標的個数を表 4.4 にまとめた。

表 4.4: 本実験で用いた各標的における単位面積あたりの原子数

標的の種類	50 μmt 厚の C_2H_4	70 μmt 厚の C	800 μmt 厚の C_2H_4
面あたり Atom 数 [$/\text{cm}^2$]	5.99×10^{20}	4.42×10^{20}	9.58×10^{21}

4.3 測定回路

本実験で用いた測定回路について説明する。本実験では主に babirl と呼ばれる理研で標準的に使用されている DAQ システムと、SSD 用の DAQ システムである TRB3 を複合的に用いてデータ取得を行った。反跳陽子のデータ取得回路を図 4.8 に示した。ビーム検出器はトリガープラスチックシンチレータと DC であり、トリガープラスチックシンチレータは QDC(V792N) でビーム粒子のエネルギー損失を測定するとともに、TDC(V1290) と MultiHit TDC(V1190) の reference に入れた。また、DC ではトラッキングのために MultiHit TDC でデータ取得を行うとともに、TOT でビーム粒子の DC 中でのエネルギー損失を測定した。ESPRI+ の反跳陽子測定のための回路は、GAGG と SSD が入っている。GAGG には読み出しが PMT と PD があり、両側読み出しとなっている。まず、PMT 読み出しについては生信号を QDC(V792) と Flash ADC(CAEN V1730B と V2740) で荷電粒子のエネルギー測定を行った。また、Mesytec 製の MSCF-16(PMT 用) で Shaping と TFA による DiscrI 信号の作成を行った。Shaping された信号は ADC(V785N) に入り、2 種類の方法で GAGG PMT でのエネルギー測定を行った。MSCF-16 からの discrI 信号はトリガー回路を通して、ESPRI+ の物理トリガー作成を行った。次に、PD 読み出しの raw signal は Mesytec 製の Preamp である MPR-16 で信号増幅され、Mesytec 製の STM16+ で Shaping を行った。Shaping された信号は ADC へと入り GAGG での荷電粒子のエネルギーを測定した。PD 読み出しのトリガーについても、STM16+ の TFA による discrI 信号を使用して、ESPRI+ の物理トリガー作成を行った。

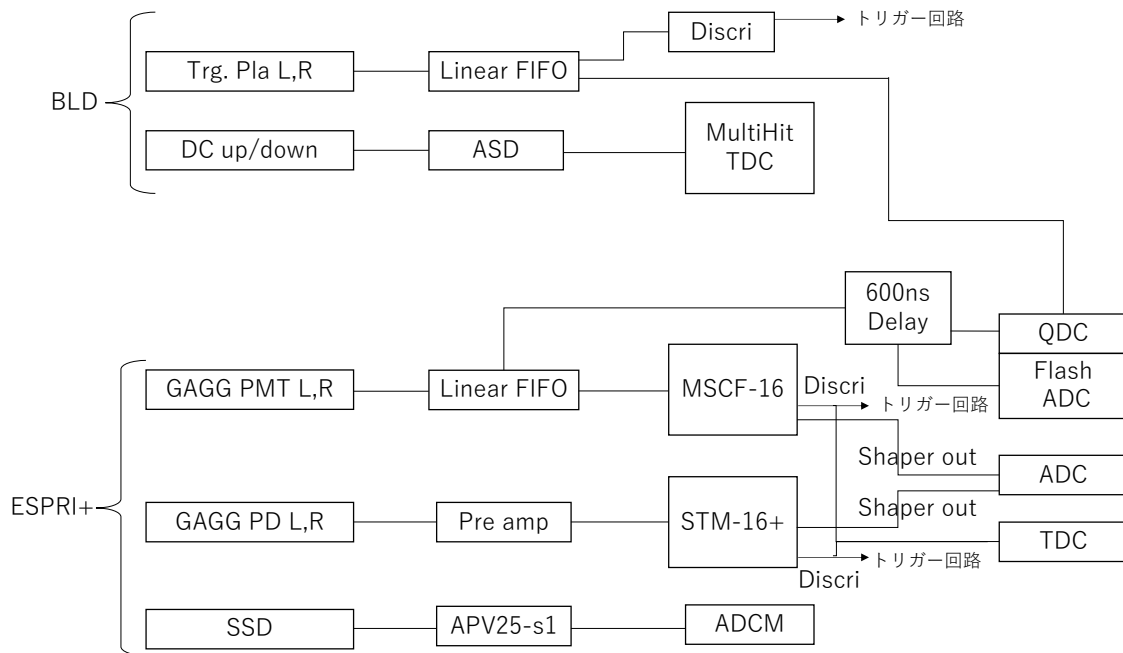


図 4.8: 反跳陽子測定用検出器群のデータ取得回路構成。

また、トリガー回路を図 4.9 に示した。トリガーについては、2 種類用意した。1 つ目は、トリガープラスチックシンチレータの DiscrI 信号のみを使用して、ビームダウンスケール (DS) トリガーを作成した。ダウンスケールはビームレートが ~ 200 kppp の際には、 $1/2000$ としてビームトリガーをリクエストトリガーに加えた。2 つ目は、GAGG とトリガープラ

スチックシンチレータの論理積で作成した物理トリガーである。このトリガーを ESPRI と p リガーと呼ぶ。GAGG の PMT と PD 読み出しはどちらも両側読み出しであるため、それぞれの L と R の論理積を作成した。L,R の論理積とトリガープラスチックシンチレータの論理積を取ることで、ビームと同期した GAGG での論理信号が作成できた。そして、PMT 読み出しと PD 読み出しの論理和をとることで、ESPRI+ の物理トリガーをリクエストトリガーに加えた。アクセプトトリガーは理研で開発された GTO モジュールを使用して作成した。GTO で各モジュールからの End Of Busy (EOB) 信号を管理し、全モジュールカからの EOB が到達した際に次のトリガー信号を作成した。このモジュールを使用することにより、TRB3 と呼ばれる別の DAQ システムを採用している SSD についても GAGG とのイベント統合が可能となった。

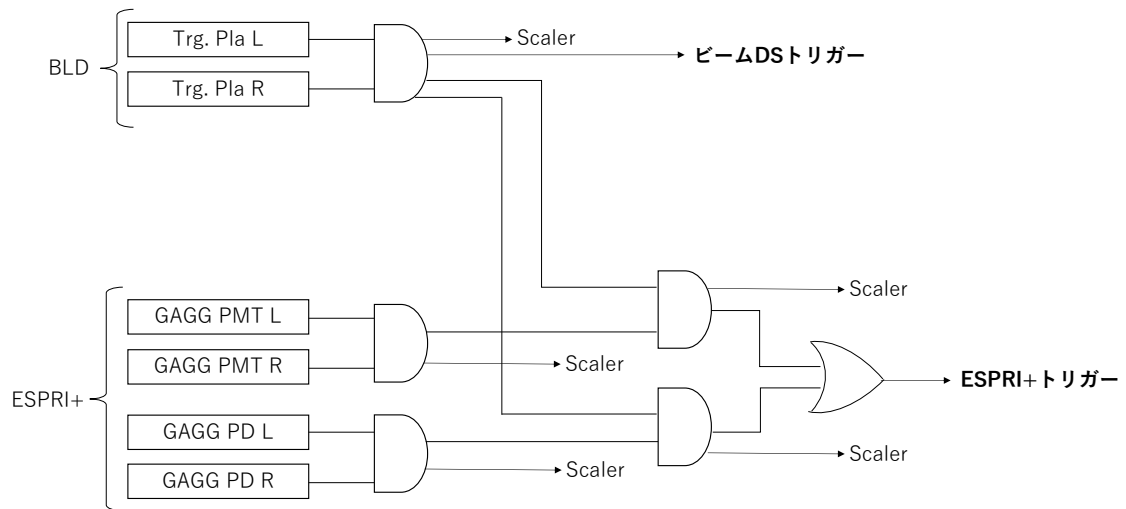


図 4.9: トリガー回路構成。

第5章 解析

本章では、新テレスコープの性能評価実験の解析結果を報告する。

5.1 解析の流れ

本実験の解析の流れを図 5.1 を示した。左側にビーム解析、右側に反跳陽子解析をまとめた。

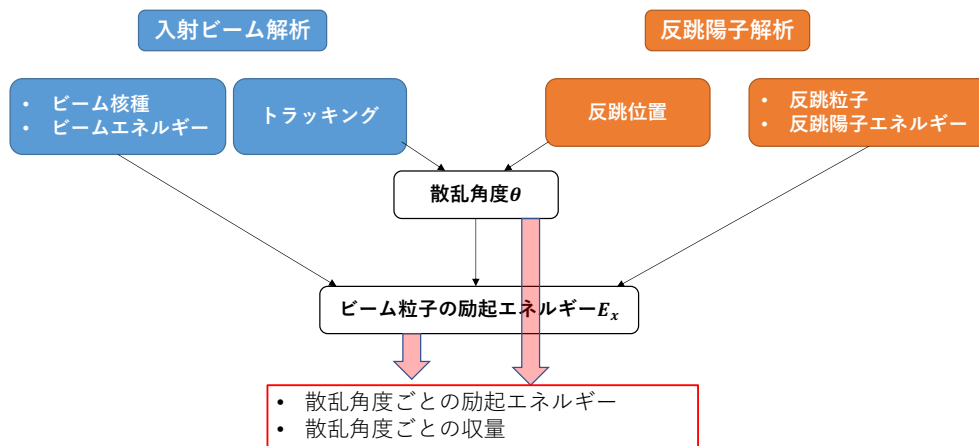


図 5.1: 本実験の解析の流れ。

5.2 ビーム解析

ビーム解析は大きく分けて3つに分けられる。まずはビーム粒子の種類とエネルギーについてであるが、今回の解析において一次ビームを用いていることから、ビーム粒子 ^{16}O のエネルギーは230 MeV/Aとした。 ^{52}Ca などの不安定核では、破碎反応による二次ビームを用いるため、ビーム運動量に広がりがあるが、今回は安定核 ^{16}O の一次ビームであるため、入射エネルギーは230 MeV/Aとして良いと考えた。次に、ビーム粒子の粒子識別についてである。ビーム粒子のエネルギー損失について、 dE/dx は式(5.1)のように、ビーム粒子の Z^2 に比例することがわかる。

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z_{\text{beam}}^2}{\beta_{\text{beam}}^2} \quad (5.1)$$

このことから、ビーム粒子に ^{16}O とは別の Z を持つ粒子が合った場合は、BLDの ΔE で判別ができる。また、本実験セットアップではESPRIチェンバーの下流にDCがあるため、

DCでも ΔE を測定することができる。解析では、DCでの ΔE は Time Over Threshold (TOT) を使用した。つまり、本解析ではトリガープラスチックシンチレータでの ΔE と DC1 での TOT、または DC1 での TOT と DC2 での TOT 相関により、粒子識別を行った。まず、図 5.2 にトリガープラスチックシンチレータで測定した ΔE のヒストグラムを示した。 ^{16}O でのビームレート 100 kppp でのヒストグラムとなっているが、1100 ch 付近のピークが ^{16}O (230MeV/A) によるものであり、より上の ch である 1800 ch と 2500 ch 付近のピークはビームレートが高いことからパイルアップした信号の影響によるものであると考えた。

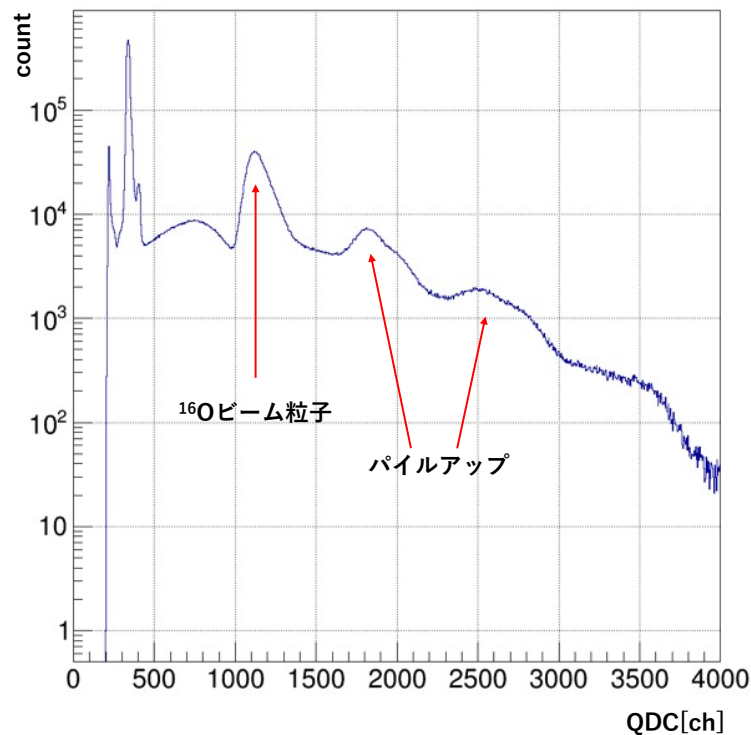


図 5.2: トリガープラスチックシンチレータでの QDC 値。L と R の相加平均をとった。

ここで、HIMAC のスピル構造について説明する。HIMAC の主加速器はシンクロトロンとなっており、約 3.3 秒の周期でビーム粒子を取り出している。この 3.3 秒の 1 周期の中で、ビーム粒子は一様ではなく構造をもって取り出していることに注意する。図 5.3 が本実験でのビーム構造であるが、1 スピル 3.3 秒であることが確認できる。また、1 スピルにレート的高低差があり時間構造を持っているが、10 ms オーダーの時間構造であり、現在の QDC ゲート幅が数 100 ns であることを考えると、ビームの時間構造由来でパイルアップが起きる確率は有意に大きくない。

HIMAC でのビームの特徴を確認したところで、ビーム粒子識別の解析に入る。トリガープラスチックシンチレータでの ΔE と DC1 での TOT の相関を図 5.4 に、DC1 での TOT と DC2 での TOT の相関を図 5.5 に示した。トリガーとしては全トリガー (ビーム DS、ESPRI トリガー、knock out トリガー) を選択した。ビーム粒子 ^{16}O に対して、 $Z = 8$ より大きい粒子については HIMAC の PH2 コースが一次ビームであることから少ないと考える。 $Z \leq 7$ の粒子に関しては、図 5.4、図 5.5 を確認した。トリガーとして、ESPRI トリガーのみを選択した時の DC 2 つでの TOT 相関が図 5.5 となっている。この場合、 $Z \leq 7$ の相関が見え

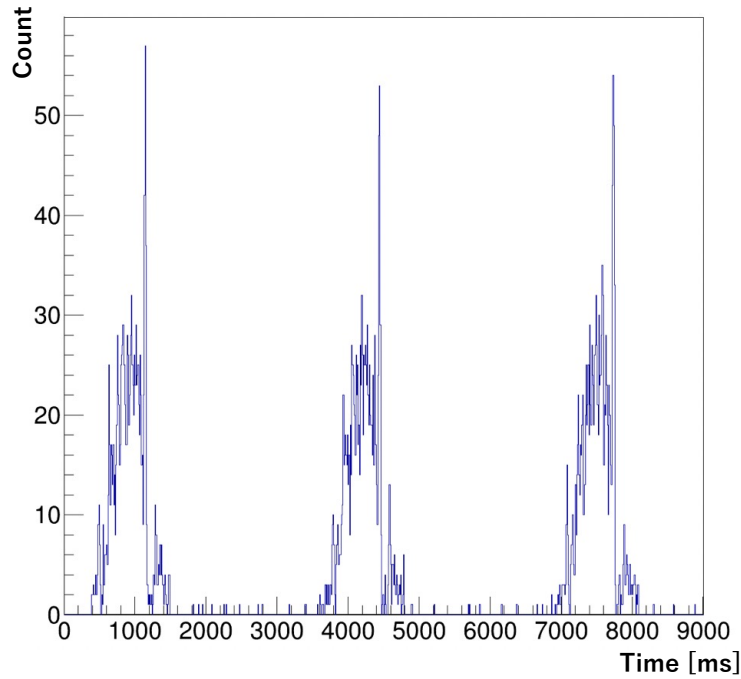


図 5.3: HIMAC でのビームレート 2 kpps の時のスピル構造。横軸は時間 [ms] で、縦軸はカウント。ビン幅は 10 ms としている。

ていたため、ビーム粒子識別として図 5.5 の赤線をカット条件として反跳陽子解析を行った。

次に、DC のトラッキングによるビームプロファイルを確認した。図 5.6 は ESPRI チェンバーの標的上での ^{16}O ビームプロファイル。標的上では、xy 平面で $\sigma_x = 2.19$ [mm]、 $\sigma_y = 2.01$ [mm] となっており、コリメータなしでも十分に細いビームとなっていることを確認した。

本実験において、DC が ESPRI チェンバーより下流にあることから、測定可能な物理量は反跳陽子と散乱したビーム粒子のなす角度 $\theta_{\text{afterrecoil}}$ となる。 $\theta_{\text{afterrecoil}}$ から励起エネルギーを計算し、弾性散乱事象を選択することも可能であり、計算方法を式 (5.2) に示した。式 (5.2) を E_b について解けば、ビーム粒子の励起エネルギーを求めることができ、弾性散乱事象を選択することが出来る。

$$|\mathbf{p}_p|^2 |\mathbf{p}_{\text{recoilb}}|^2 \cos^2 \theta_{\text{afterrecoil}} = \{E_b E_{\text{recoilb}} - m_p E_p - E_{\text{recoilb}}^2 + m_p^2\}^2 \quad (5.2)$$

しかし、この方法により励起エネルギーを求め弾性散乱事象を選択することは、以下の 2 点から本実験では適していないと判断し、従来の方法で散乱角度を決定し励起エネルギーを計算する方法をとった。

- 式 (5.2) が煩雑であり、解から適切なエネルギー状態を選択する必要がある。
- 本実験での入射ビーム角度が小さいことから、従来の方法で計算した励起エネルギーの誤差が小さい。

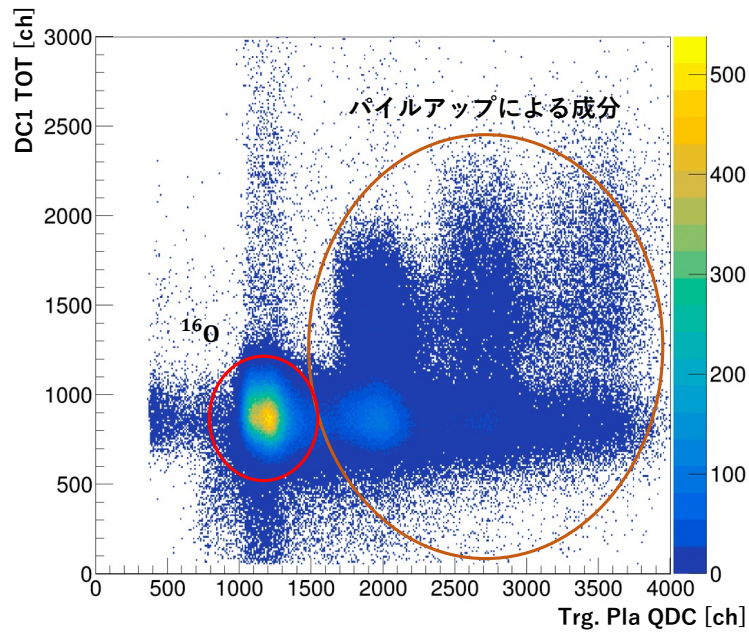


図 5.4: トリガープラスチックシンチレータでの QDC 値 (横軸) と DC1 での TOT 値 (縦軸) の相関。

まず、1 点目については式 (2.6) と式 (5.2) を比較すればわかるが、入射ビーム粒子と反跳陽子の方向ベクトルの内積で作った散乱角度 θ を用いて励起エネルギーを計算する方法は $\theta_{\text{afterrecoil}}$ を用いて計算するより簡潔である。従来を使用する理由としては、2 点目が重要である。本実験でのビームの角度広がりについて、図 5.7 に示した。左側がビーム粒子の θ 方向の角度分布、右側が ϕ 方向の角度分布となっている。赤線はガウシアンでフィッティングを行った結果であるが、 $\text{mean} \sim 0$ [mm] に立っており、 $\sigma_{\theta} = 1.98$ [mrad]、 $\sigma_{\phi} = 1.97$ [mrad] であった。このビーム角度広がり、 $\sigma_{\theta_{\text{beam}}} = 1.98$ [mrad] であり、ビーム粒子の角度広がりが、 $\sigma_{\theta_{\text{beam}}}$ で 0.116 度であることを意味する。従来の方では、反跳陽子の散乱角度は、反跳陽子のトラッキングによって計算した角度からビーム粒子の入射角度を引いて計算するが、引く角度の誤差が σ で 0.116 度であることを意味している。この誤差は収量面では小さいと考え、収量においてもエネルギー分解能でも本解析では誤差として許容出来ると判断した。そのため、本解析では反跳陽子の散乱角度を計算する方法としては以下とした。

1. SSD による検出位置と DC による標的上の位置により、反跳陽子の散乱角度を計算。
2. ビーム粒子の入射角度については、 $\theta_{\text{beam}} = 0$ [deg.] として、励起エネルギーと収量に誤差として含める。

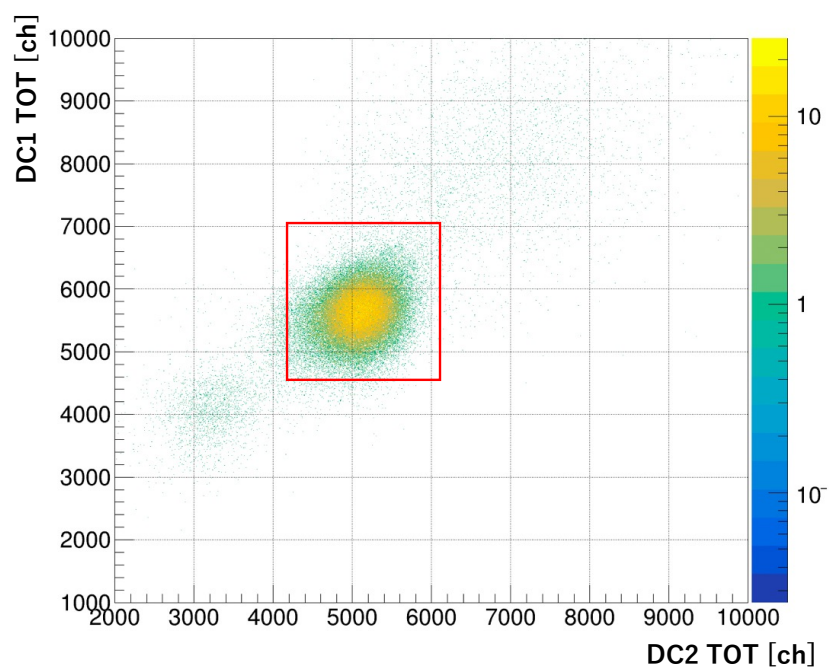


図 5.5: DC1 の TOT(縦軸) と DC2 の TOT(横軸) の相関。ESPRI トリガーのみを選択してプロットした。トリガー選択後も確認できたため、反跳陽子解析では赤線部分のみを選択して解析を行った。

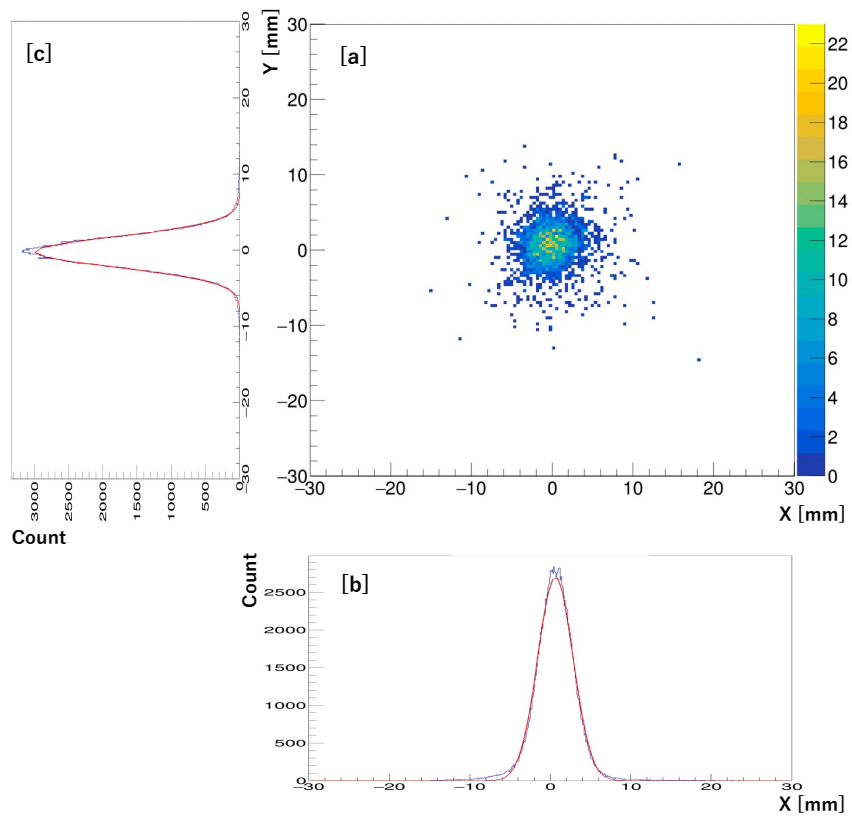


図 5.6: ESPRI チェンバーの標的上ででのビームプロファイル。横軸が x [mm]、縦軸が y [mm]。

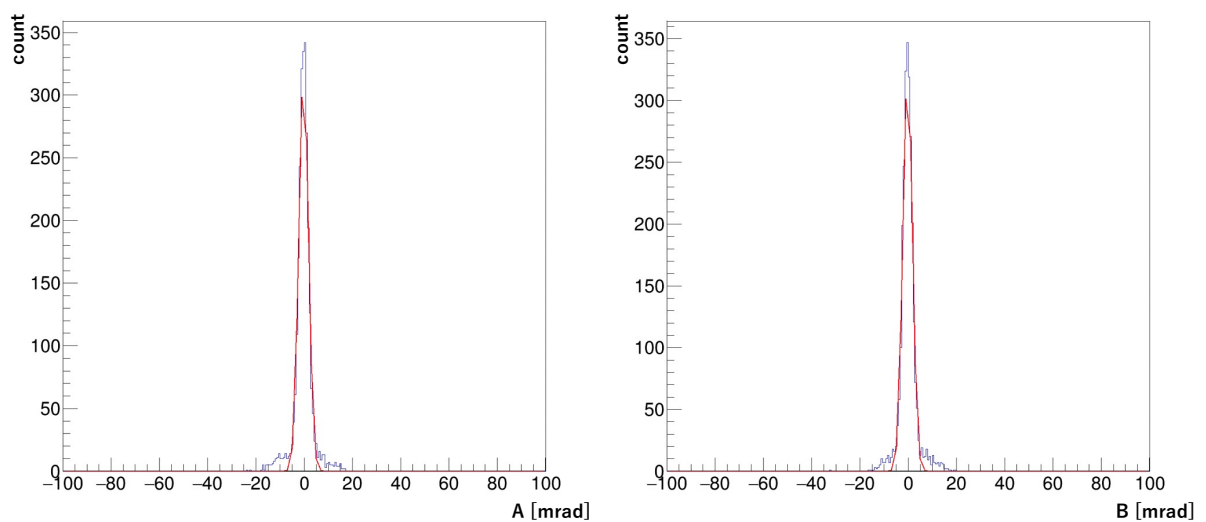


図 5.7: ^{16}O でのビーム角度のプロファイル。左は θ 方向の角度 [mrad]、右は ϕ 方向の角度 [mrad]。赤線はガウシアンでフィッティングした結果。

5.3 反跳陽子解析

反跳陽子解析は、図 5.1 右側に示したように主に 3 つある。

- 反跳位置解析 → 5.3.1
- 反跳粒子解析 → 5.3.2
- 反跳陽子エネルギー解析 → 5.3.3

それぞれの解析結果については各小節で説明した。

5.3.1 反跳位置解析

反跳粒子の位置解析についてであるが、SSD での検出位置から反跳位置を決定する。SSD はシリコンウェハを通過した荷電粒子が電子正孔対を生成し、両側にストリップ上に伸びた電極で検出し電気信号に変換することにより、位置を検出している。本実験で用いた $50\ \mu\text{mt}$ の SSD はビームを用いた実験での使用実績はなく、ADC 値とエネルギー [MeV] の変換関数や、ADC のダイナミックレンジ、データ取得系のディレイ時間などが不透明である。そのため、ADC 値とエネルギー [MeV] の変換関数とダイナミックレンジに関しては、先行研究で使用されている $100\ \mu\text{mt}$ の SSD を参考にした。SSD の電気信号をピークホールドするために必要なディレイ時間の設定が必要であり、データ取得系のディレイ時間を $1225\ \text{ns}$ とした。決定方法は、データ取得系の中でディレイ時間を変更しながら SSD での ADC 値を測定し、その値が最も大きくなるディレイ時間に決定した。図 5.8 がディレイ時間を変更しながら測定した ADC 値の結果である。

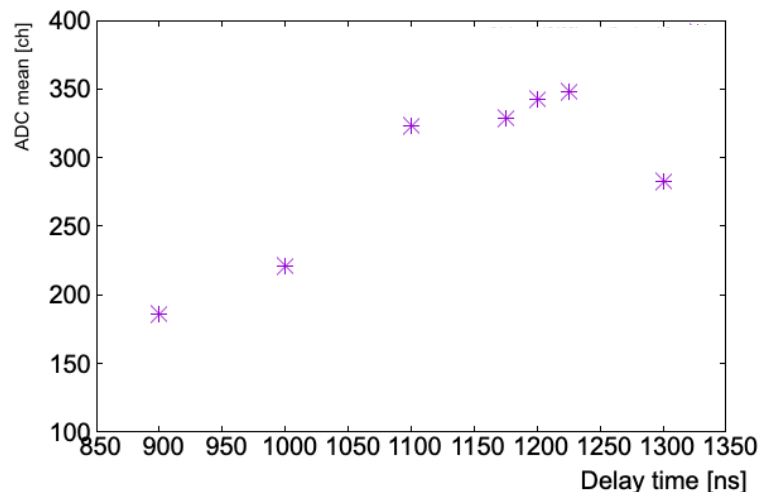


図 5.8: SSD でのディレイ時間ごとの ADC 値 (ch)。ディレイ時間としては $1225\ \text{ns}$ を採用した。

SSD での荷電粒子の通過位置測定について、位置検出器としての位置分解能はストリップ間隔で決まっており、 $\sigma_x = 28.8 \mu\text{m}$ である。SSD での反跳粒子の検出位置の結果を図 5.9 に示した。横軸は実験室系での座標になっており、本実験セットアップは図 4.5 となっており、標的中心を実験室系座標で原点とした、 z 座標 [mm] が横軸となっている。有感領域は 76.8 mm であり、全ストリップからの信号により位置検出できていることが確認できた。

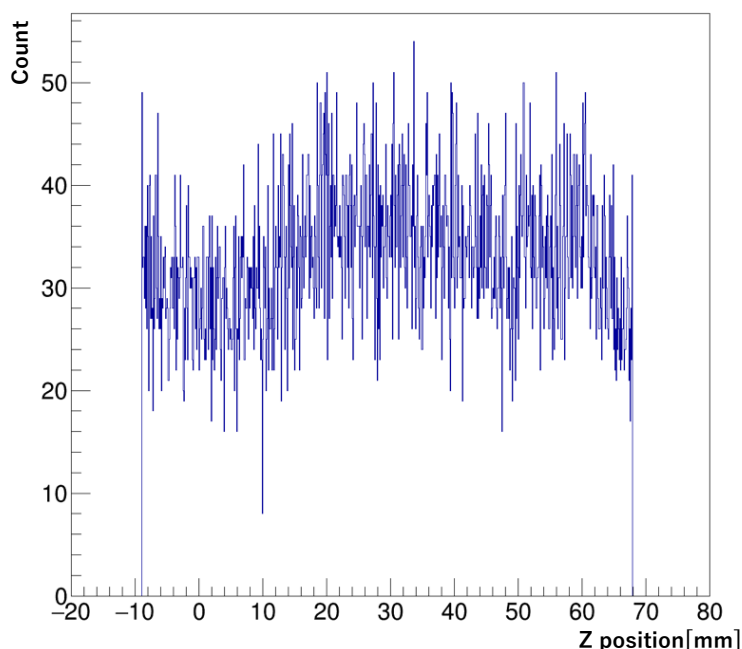


図 5.9: 実験室系での反跳粒子の検出位置の z 座標 [mm]。 $z = 29.5 \text{ mm}$ に設置した SSD が有感領域 76.8 mm の幅で位置検出できていることがわかる。

反跳粒子の検出位置 z が決定できた。検出位置は他に x と y 座標があるが、 y 座標については本実験で使用した SSD が X strip 1 枚であることから、SSD 検出器の中心、つまり実験室系座標で $y = 0$ とした。また x 座標についても、チェンバー、SSD の設置の段階でのアライメントの精度で設置精度は決まっており、反跳位置計算では $x = 140 \text{ mm}$ として、以降の解析を行った。

5.3.2 反跳粒子解析

反跳粒子解析では、SSD と GAGG に入射してくる荷電粒子を識別するために行う。ビーム粒子とポリエチレン標的とは、弾性散乱の他に破砕反応などにより様々な粒子が生成され、反跳陽子検出器へと入射してくる。ここで生成される粒子は陽子だけでなく重水素や ^3He 、 α 粒子など様々であり、各々の粒子の持つエネルギーも様々である。その中で、陽子弾性散乱事象を抽出するため、まずは SSD と GAGG でのエネルギー損失と全エネルギーの違いから、反跳粒子として陽子を選択する必要がある。弾性散乱事象の選択は以降の解析で行うことにより、全事象から陽子弾性散乱事象の選択が可能となる。反跳粒子の粒子識別 (PID) として、SSD と GAGG を用いると説明したが具体的には $E - \Delta E$ 法を使用した。同じエネルギーを持つ異なる種類の荷電粒子について考える。それぞれの荷電粒子がある物質

中で落とすエネルギー ΔE は、節 5.2 で説明したように、

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{AZ_{\text{particle}}^2}{\beta_{\text{particle}}^2} \quad (5.3)$$

であり、荷電粒子の AZ^2 に比例する。つまり、同じ E をもつ荷電粒子について、 ΔE を測定することで p,d,t, α を反跳粒子の中から識別することが出来る。本実験では E 検出器として GAGG を ΔE 検出器として SSD を使用し、反跳粒子識別を行った。図 5.10 に、LISE++ によって計算した陽子と重水素の SSD50 μmt でのエネルギー損失 ΔE の違いを示した。縦軸が SSD でのエネルギー損失となっており、縦軸の誤差は SSD(50 μmt) でのエネルギーストラグリングによる影響を考慮した。赤線は、SSD での ΔE が $\Delta E = 0.6 \text{ MeV}$ となる境界線であり、この線を超えると SSD の ADC のダイナミックレンジを超えてしまい、データとしてオーバーフローするため注意が必要である。このように、SSD の ΔE 検出器としてのエネルギー分解能は良く、粒子識別を行う上で十分な性能を持っていることを確認した。また、実際には t (triton) や α 粒子なども入射してくるが、本測定で用いた GAGG でのエネルギー領域において、SSD で落とすエネルギーが非常に大きいためオーバーフローするため、本実験では考慮しなかった。

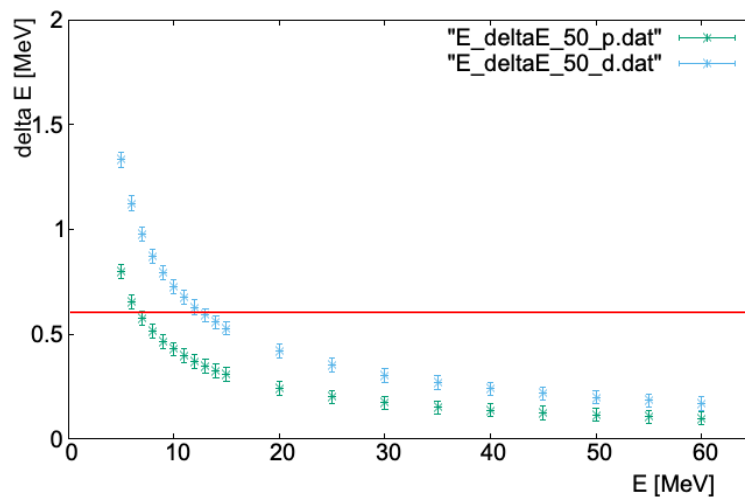


図 5.10: 各エネルギー [MeV] ごとの 50 μmt SSD での陽子と重陽子の ΔE [MeV] の違い。縦軸が SSD での ΔE 、横軸が各粒子がもつ運動エネルギー [MeV]。LISE++ によって計算した。

以上から GAGG と SSD で測定した $E - \Delta E$ のスペクトルが図 5.11 である。縦軸が SSD での ΔE [MeV] で、横軸が GAGG(PMT) での E [MeV] である。縦軸と横軸については、運動学を用いて、SSD の ADC と GAGG(PMT) の ADC をキャリブレーションし、どちらもエネルギー [MeV] に変換を行った。図 5.11 から、 $E - \Delta E$ の相関を持った曲線が見えていくことがわかる。図中の曲線は LISE++ での計算結果であり、赤が陽子の $E - \Delta E$ 、緑が重水素の $E - \Delta E$ を示している。赤線に乗った陽子由来の相関が見えていくことが確認できた。またバックグラウンドの上に、重水素由来の相関も見えており、陽子との識別は十分できていると判断した。したがって、反跳粒子識別としては図 5.11 において、オレンジ色で示した部分を陽子によるイベントと判断し、当箇所を選択して以降解析を行った。

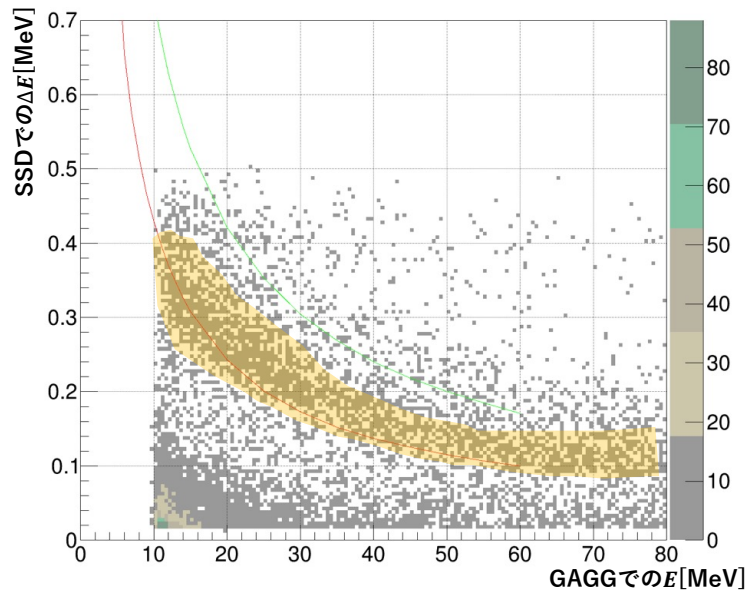


図 5.11: GAGG でのエネルギー [MeV](横軸) と 50 μmt SSD での ΔE [MeV](縦軸) の相関。赤線は陽子のエネルギーごとの ΔE の計算値、緑線は重水素のエネルギーごとの ΔE の計算値。どちらも LISE++ で計算した。

5.3.3 反跳陽子エネルギー解析

これまでの説明を通して、5.2 節、5.3.1 節から散乱角度 θ が計算でき、5.3.2 節から反跳陽子の識別ができることがわかった。散乱角度 θ については、ビーム粒子のトラックによる標の上でのビーム粒子の位置 $(x_{\text{beam}}, y_{\text{beam}}, z_{\text{beam}})$ がわかる。これは反跳陽子の発生位置ともみなすことができる。また、SSD による反跳陽子の検出位置も $(x_{\text{p-SSD}} = 140 \text{ mm}, y_{\text{p-SSD}} = 0 \text{ mm}, z_{\text{p-SSD}})$ として決定できるため、反跳陽子の散乱方向のベクトルが、 $(X, Y, Z) = (140 - x_{\text{beam}}, -y_{\text{beam}}, z_{\text{p-SSD}} - z_{\text{beam}})$ として決定できる。この方向ベクトルから、 $\theta = \arccos(Z / \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2})$ を計算することで散乱角度 θ を求めることができる。

反跳粒子識別後の陽子について散乱角度を求めることができたため、GAGG での ADC のチャンネルからエネルギーへ変換するためのキャリブレーションを行った。キャリブレーションには図 5.12 に示すように運動学を利用した。まず、GAGG での ADC 値でカットをかけて、そのカット条件での散乱角度の平均値を計算した。散乱角度の平均値により、弾性散乱事象の場合での反跳陽子の運動エネルギーを運動学を用いて計算した。すると、GAGG での ch 値と運動学によるエネルギー [MeV] の対応ができるため、この対応点を数点とり、フィッティングを行うことでキャリブレーション用の変換関数を作成した。この方法によって、GAGG(PMT) での ADC 値からエネルギーへの補正関数は、

$$E_{\text{GAGG}}[\text{MeV}] = 0.0077 \times \text{ADC}_{\text{GAGG}}[\text{ch}] + 6.0576 \quad (5.4)$$

と決定された。

これにより、GAGG での ADC 値がエネルギー [MeV] に補正できた。同様に、SSD での ΔE についても運動学を用いた方法でキャリブレーションを行い、反跳陽子エネルギー解析が完了した。

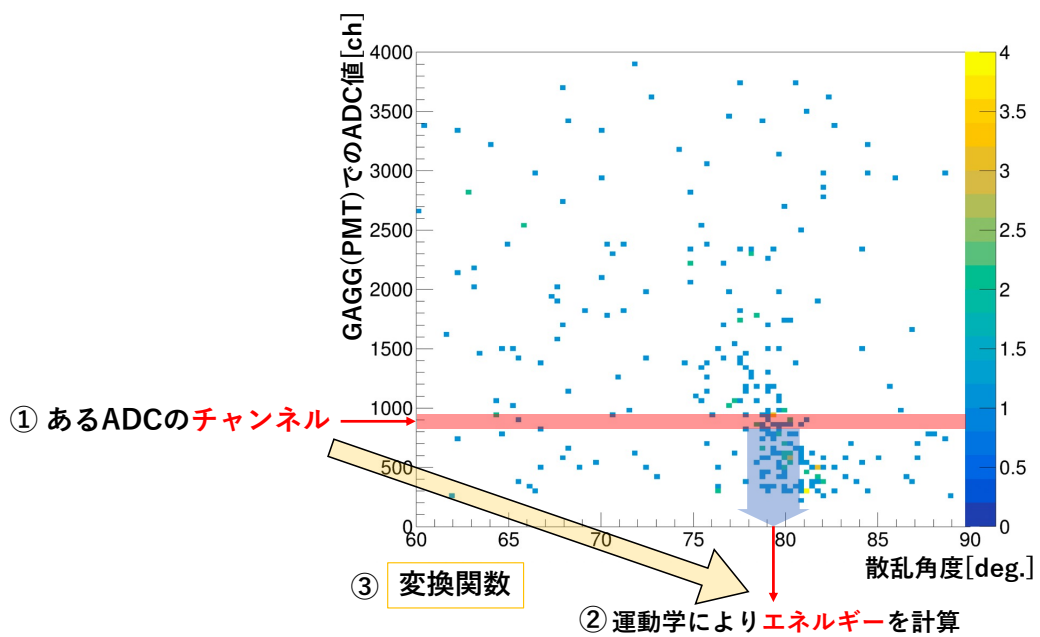


図 5.12: GAGG での ADC 値をエネルギーに補正するための運動学を用いたキャリブレーション方法。縦軸が GAGG での ADC 値 [ch]、横軸が散乱角度 θ [deg.]。

5.4 新テレスコープのパイロット検出器としての性能評価

5.4.1 励起エネルギー分解能

ビーム解析と反跳陽子解析ができたので、弾性散乱事象の抽出について本節では説明する。まず、キャリブレーションした反跳陽子のエネルギー [MeV] と反跳角度 [度] のプロットを図 5.13 に示した。図 5.13 内の赤線は陽子弾性散乱による反跳陽子の散乱角度毎の運動エネルギーを計算しプロットしたものである。弾性散乱事象の locus が 79 度から 85 度付近までで見えていることが確認できた。赤線が弾性散乱事象の運動学、緑線が非弾性散乱による ^{16}O の第一励起状態 $E_x = 6.049\text{MeV}$ の運動学を示した。第一励起状態の散乱事象は $\theta = 80$ 度までに制限されるため、本実験で主に測定した角度領域では第一励起状態はほとんど確認できなかった。

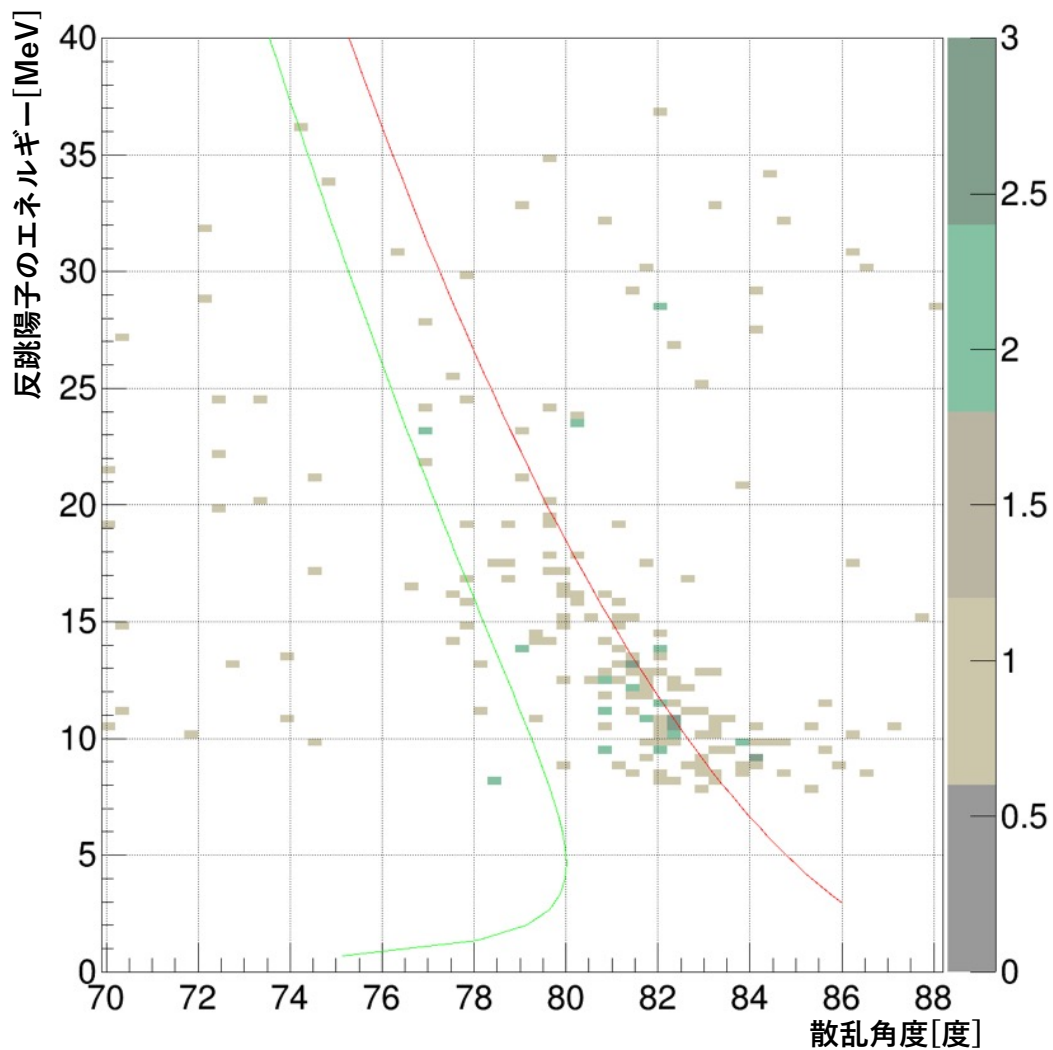


図 5.13: 散乱角度ごとの反跳陽子のエネルギー。縦軸が反跳陽子のエネルギー [MeV]、横軸が散乱角度 θ [deg.]。赤線は運動学による弾性散乱事象の locus、緑線が第一励起状態 $E_x = 6.049\text{MeV}$ での非弾性散乱事象による locus。

ここで、弾性散乱の運動学に従う locus が確認できたので、実際に励起エネルギー E_x を計算した。励起エネルギーの計算式は、式 (2.6) を用いた。ここで、ビーム粒子の運動エネルギー $T_b = 230 [\text{MeV}/A] \times 16 [A] = 3680 [\text{MeV}]$ 、陽子質量は $m_p = 938.272 [\text{MeV}]$ 、 ^{16}O の質量は $m_b = 14899.1 [\text{MeV}]$ として計算した。図 5.13 に励起エネルギースペクトルを示した。図は、散乱角度 $\theta = 80$ 度 \sim 83 度での励起エネルギーを計算した結果である。この角度範囲に限定した理由として、まず 83 度という角度についてはシミュレーションの角度アクセプタンスから決定した。エネルギー検出器である GAGG(Ce) カロリメータは次に、 80 度という角度については、節 4.2.1 で説明した DC2 での角度アクセプタンスと収量によって決定している。 $\theta \leq 76$ 度の弾性散乱事象についても DC2 に反跳ビーム粒子が入射する場合はあるが、その場合は入射ビーム粒子に角度がついていたり、収量面からも正確に評価できない。また、6 章の考察で詳細に説明するが、本解析では収量の観点から、エネルギーキャリブレーションが収量の少ない後方で悪化するという結果となった。そのため、後方角度になるほど励起エネルギー分布がシフトしてくることにより、分解能を正確に評価できないと判断したため $\theta \geq 80$ 度とした。

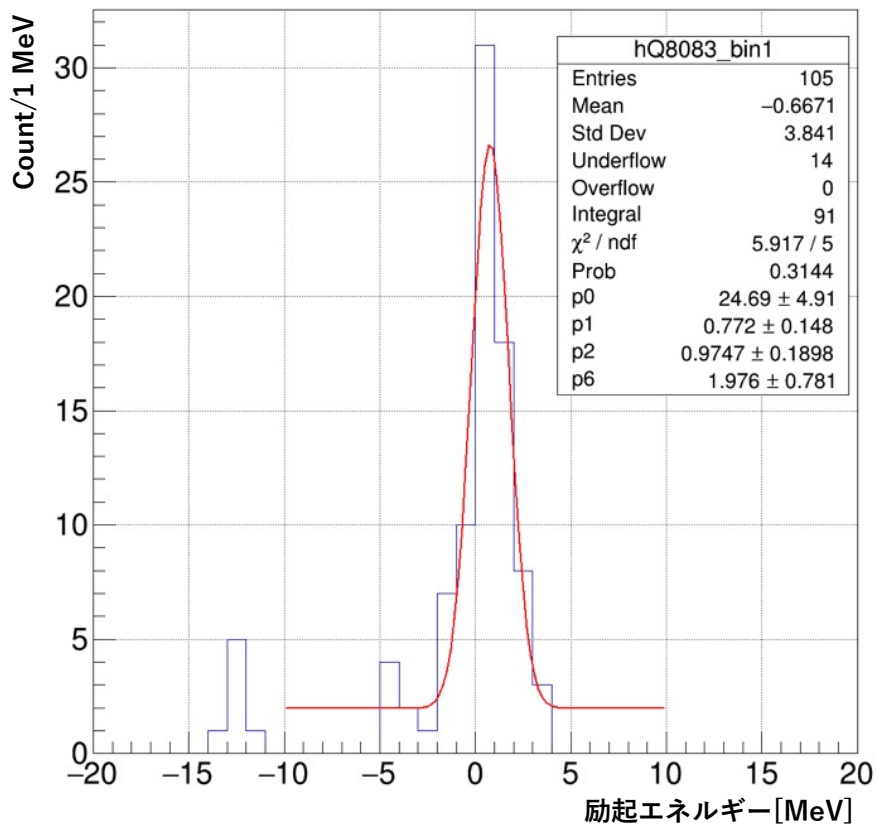


図 5.14: 散乱角度 $\theta = 80$ 度 \sim 83 度での励起エネルギースペクトル [MeV]。赤線はガウシアン+定数によるフィッティング関数の結果。

この励起エネルギースペクトルをフィッティングすることで新テレスコープのパイロット検出器群の励起エネルギー分解能 ΔE_x の性能評価を行った。図 5.14 中の赤線がフィッティング関数の結果となっており、右上の統計ボックスにフィッティング関数のパラメータ値を表記している。フィッティング関数については、1 ガウス分布を使用した。

^{16}O について、レベルスキームから第一励起状態の励起エネルギーが 6.049 MeV [30] であることがわかっており、本実験で測定した散乱角度範囲において第一励起状態を測定できるセットアップとなっているが、 $80 \leq \theta \leq 83$ 度の解析で用いた散乱角度においては、第一励起状態の散乱事象は測定できないため考慮していない。以上のフィッティング結果から、励起エネルギー分解能 ΔE_x を評価した結果、 $\Delta E_x = 0.9747 \pm 0.1898$ MeV (rms) であった。また、 $80 \text{度} \leq \theta \leq 83 \text{度}$ での散乱角度 1 度ごとでの励起エネルギー分布をガウシアンでフィッティングした時の分解能を表 5.1 にまとめた。この表から、分解能の角度依存性が見えており、6 章の考察でも後述するが、主に本実験特有の角度分解能が悪いこと効いていると考える。

表 5.1: 散乱角度ごとの励起エネルギー分布のフィッティング結果。

散乱角度	80.5 度	81.5 度	82.5 度
分解能 (σ) [MeV]	1.429 ± 0.755	1.021 ± 0.198	0.5392 ± 0.0757

5.4.2 収量

励起エネルギーが計算できたので、本章の最後に収量を評価する。図 5.14 での励起エネルギースペクトルから、励起エネルギー分解能は rms で $\Delta E_x = 1.294 \text{ MeV(rms)}$ とわかった。この点から、基底状態 ($E_x = 0 \text{ MeV}$) から 2σ での陽子弾性散乱事象を選択して、各散乱角度ごとの収量を計算した。その結果が、図 5.15 である。

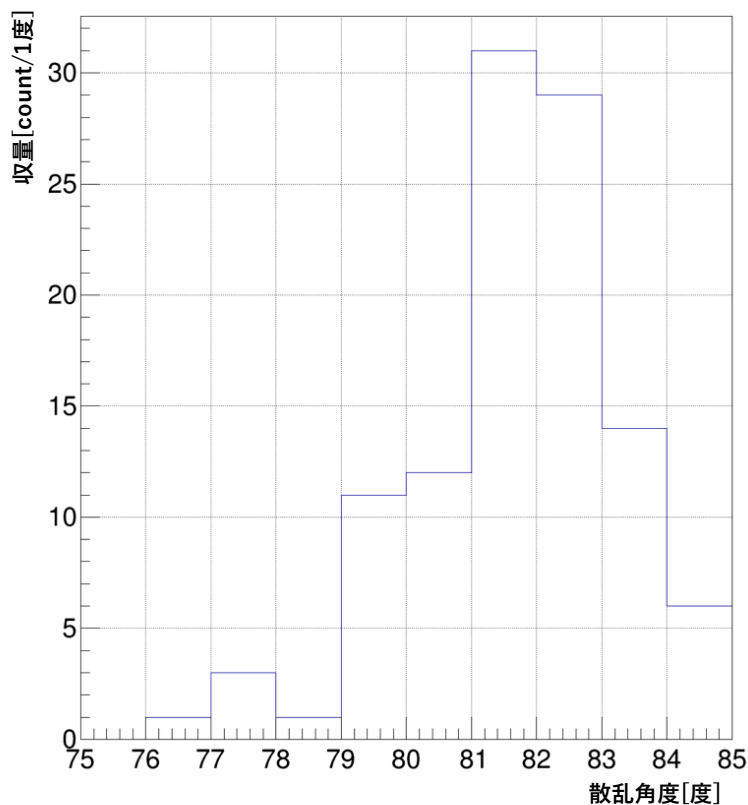


図 5.15: 散乱角度 $\theta = 75$ 度 \sim 85 度 ごとの収量。横軸が散乱角度 [deg.]、縦軸が本実験のビームタイムにおいて GAGG(PMT) で得られた収量 [count]。

5.4.3 シミュレーションとの比較

本実験で行った新テレスコープのパイロット検出器群についても、3章でのシミュレーション同様に、本実験の ^{16}O での性能評価実験で、どの程度の励起エネルギー分解能と収量が得られるかを確認した。本節では、そのシミュレーション結果と実験結果を比較した。シミュレーションのセットアップは、本実験と同様のものを用意し、解析方法も本実験での解析手法と同様に行い、単純比較ができるようにした。図 5.16 に Geant4 シミュレーションでのセットアップを示した。セットアップにおける各検出器の設置位置などは、図 4.2 を参照したい。なお、注意点として本実験の解析では分解能と収量の観点から GAGG(PMT) 読み出しの ADC データのみを解析したため、シミュレーションは GAGG(PMT) の 1 台だけを設置している。このセットアップを用いて、表 5.2 にその他のシミュレーション条件を示した。その結果、弾性散乱事象の励起エネルギースペクトルは図 5.17 のようになり、分解

能 $\Delta E_x = 0.5 \text{ MeV(rms)}$ と見積もられた。散乱角度ごとに違いはあるが、 $\theta = 82$ 度ではシミュレーションによる想定通りのエネルギー分解能が出ている一方、他の散乱角度ではシミュレーションと比較して2倍以上大きい値となっていることがわかった。この悪化については、6章で議論した。また、散乱角度毎の収量は図5.18のようになった。収量は、実験結果とシミュレーションの結果は $80 \text{ 度} \leq \theta \leq 83 \text{ 度}$ の範囲で同程度であった。

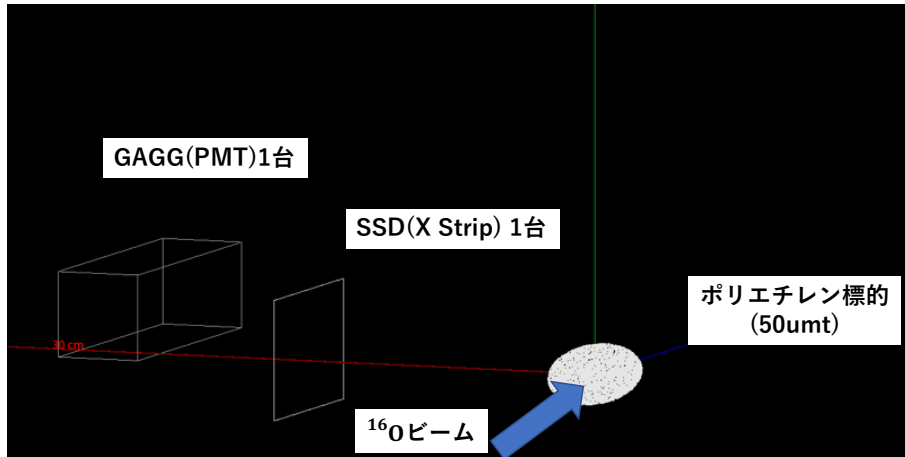


図 5.16: 性能評価実験のセットアップを Geant4 で構築したシミュレーションツールにより再現した図。右側から、ポリエチレン標的、SSD、GAGG(PMT) となっている。

表 5.2: ^{16}O でのシミュレーション条件

ビームライン	
ビーム角度広がり	2 mrad(σ)
ビームスポット	$\phi 15 \text{ mm}$ で一様に発生
ビームレート	70k cps
測定時間	400 min.
BDC	
BDC 角度分解能	0.13 mrad
位置分解能	130 μm
反跳陽子検出器	
SSD 位置分解能	28.8 μm
GAGG エネルギー分解能	1.0% @100 MeV 陽子

シミュレーションデータの解析においては、散乱角度によるカット条件を課したことに触れておく。カット条件としては、 $80 \text{ 度} \leq \theta \leq 83 \text{ 度}$ であり、2つの理由からカット条件を課した。まず1つ目は、性能評価実験との解析手法と同様にするためである。単純比較をする上でわかりやすいため、カット条件を用いた。2つ目は、角度アクセプタンスの観点からである。図5.19に散乱角度ごとの角度残差分布を示した。この図から、残差分布で1度を超え始める $\theta = 83$ 度までが、解析で使用できる妥当性のある散乱角度であると判断した。

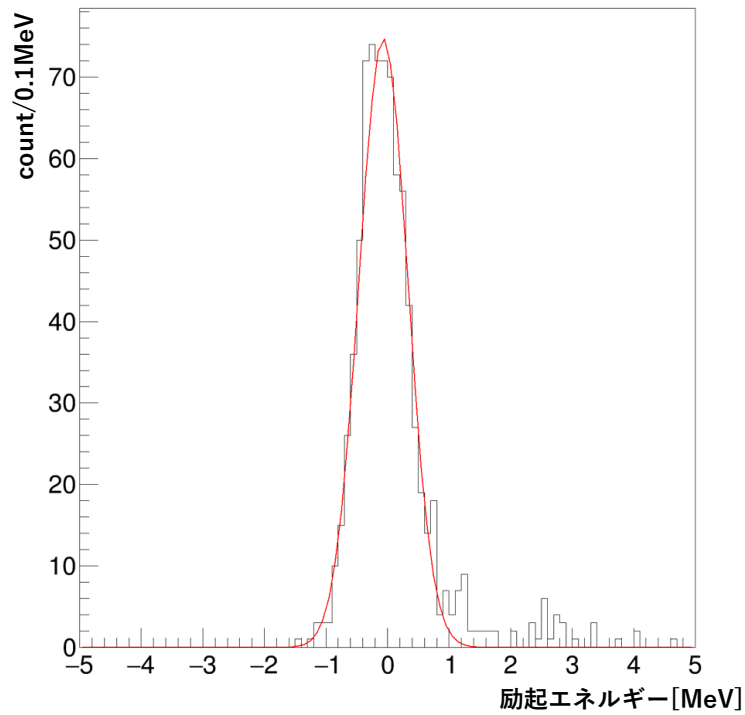


図 5.17: 散乱角度 $\theta = 80$ 度 ~ 83 度での励起エネルギー分布 [MeV]。赤線はガウシアンでのフィッティング結果。

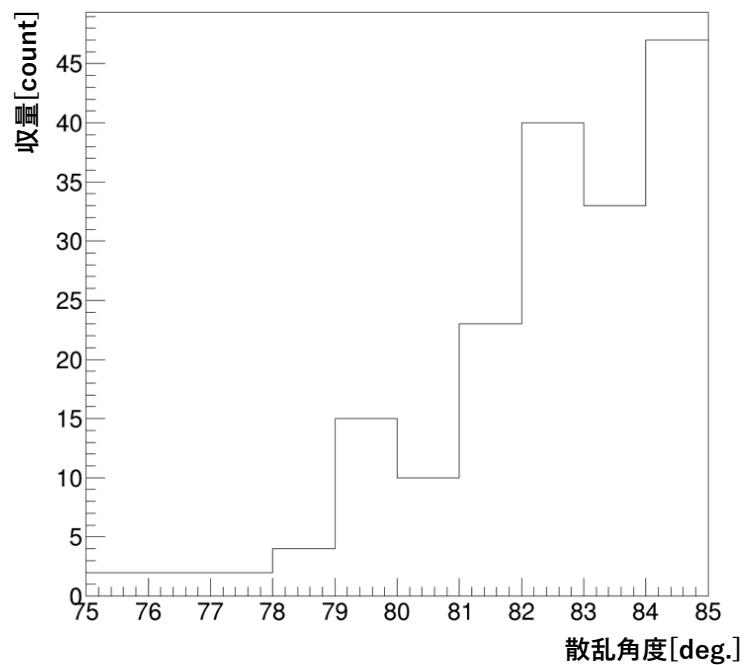


図 5.18: 散乱角度 $\theta = 75$ 度 ~ 85 度 ごとの収量。横軸が散乱角度 [deg.]、縦軸が性能評価実験のビーム強度と時間を仮定した、GAGG(PMT) で得られる収量 [count]。

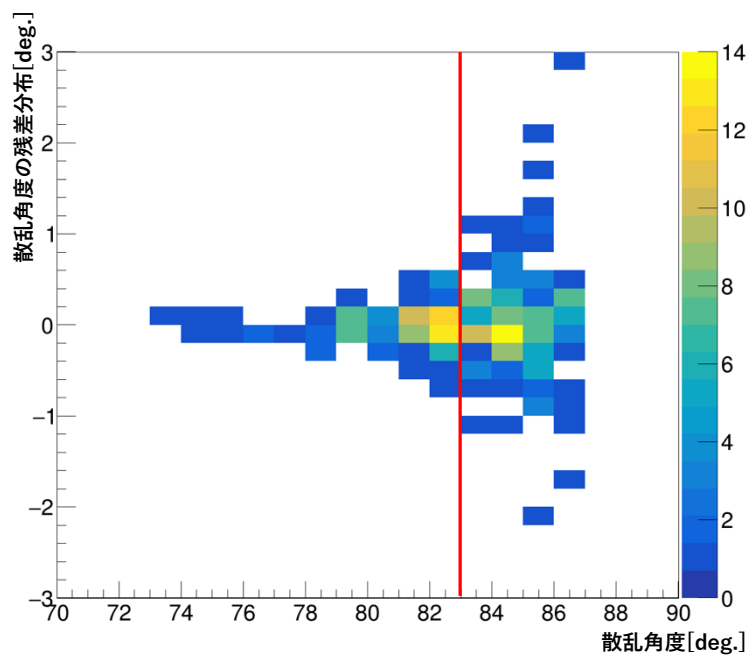


図 5.19: 散乱角度 θ ごとの散乱角度の残差分布。横軸が散乱角度 [deg.]、縦軸が検出器で計算した散乱角度とシミュレーションで生成した散乱角度の残差分布 [deg.]。赤線は散乱角度 $\theta = 83$ 度のラインであり、この散乱角度までを角度アクセプタンスとした。

第6章 考察

本章では、 ^{52}Ca でのシミュレーション結果と性能評価実験の結果をふまえて議論・結果の考察を行った。まず、 ^{52}Ca での新テレスコープによる ESPRI+実験でのシミュレーションについてであるが、想定した検出器分解能において、励起エネルギー分解能 $\Delta E_x \leq 600 \text{ keV}$ を測定対象の散乱角度において達成していることが確認できた。 ^{52}Ca の第一励起エネルギーは $E_{1\text{st}} = 2.563 \text{ MeV}$ であり、 4σ での弾性散乱による基底状態と、第一励起状態の分離が可能である。また、収量は重心系前方で統計誤差 10%以下、後方で統計誤差 30%程度のイベント数が見込めることがわかり、新テレスコープでの大立体角化と多層陽子標的化により、要求性能である励起エネルギー分解能と収量を満たすことが確認できた。性能評価実験では、収量こそシミュレーションと同程度であったが、励起エネルギー分解能については、シミュレーションでの計算値 $\Delta E_x \sim 500 \text{ keV}$ と比較し、実験結果は $\Delta E_x = 0.9747 \text{ MeV}$ と 2 倍程度大きな値となってしまった。主に、この励起エネルギー分解能の結果について本章では考察を行った。

6.1 性能評価実験での励起エネルギー分解能

シミュレーションでは、GAGGでのエネルギー分解能を 100 MeV の陽子に対して、1%(σ)という値を採用した。この値は、先行研究を参考にしたが、 ^{60}Co 線源の 2 ガンマ線ピークを GAGG(PMT)を用いて ADC でデータ取得を行ったオフラインテストの結果ともコンシステントである。また、標的厚による、反跳陽子の発生点の z 不定性については、 $\Delta z = 0.05 \text{ mm}$ として計算を行っている。しかし、この 2 点について性能評価実験について十分な解析が行えていないと判断したため、考察していく。

6.1.1 標的厚による発生点の z 不定性

本性能評価実験ではポリエチレン標的 $50 \mu\text{mt}$ を用いた。実際に実験で使用したポリエチレン標的は図 4.7 に示したが、最上段がポリエチレン標的 $50 \mu\text{mt}$ となっている。今回作成した陽子標的は $25 \mu\text{mt}$ のポリエチレンシートを 2 枚重ねて、両面テープで標的ラダーへと固定するという方法を取った。厚さについては、面積と質量を測定し密度を用いて計算することで決定したが、正確な厚さは $z = 53.19 \mu\text{mt}$ であった。しかし、図 4.7 の最上段のポリエチレン標的に注目すると、両面テープでの固定強度といった点から、標的ラダーに設置した時に標的にシワができてしまっていた。シワができてしまうと、標的厚を z 方向へ射影した時に、 $50 \mu\text{m}$ 以上に広がることになってしまう。標的厚の不定性 Δz が大きくなることは、反跳陽子の散乱角度分解能に大きく影響する。標的厚 Δz の散乱角度分解能に対する影響を図 6.1 に示した。

正確な実測値は測定できないため不明であるが、作成した標的でのしわの影響によって $500 \mu\text{m}$ の幅に広がってしまっていた場合を仮定する。本実験ではさらに、標的を回転角

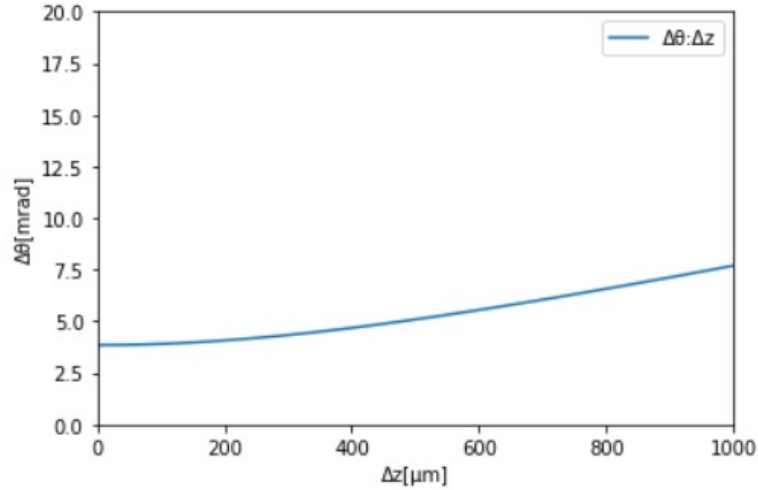


図 6.1: 標的厚の不定性 Δz に対する散乱角度分解能 $\Delta\theta$ 。縦軸が散乱角度分解能 [mrad]、横軸が標的厚の不定性 [μm]。計算は、多重散乱の影響を 3 mrad、標的中心と検出器の距離を $L = 0.14\text{ m}$ とした時の結果。

度 $\theta_{\text{target}} = 60$ 度で回転させているため、 z 方向の不定性としては作成した標的厚の幅の $1/\cos 60$ 度 $= 2$ 倍となるため、 $\Delta z = 1\text{ mm}$ と計算できる。この値を用いて、本実験での散乱角度分解能を計算すると、 $\Delta\theta = 8.55\text{ mrad}$ となる。用いた計算値は表 6.1 に示した。

$$\Delta\theta = \left[(\Delta\theta_b)^2 + \left(\frac{\Delta x_b}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_p}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{L}\right)^2 + (\Delta\theta_{\text{multi}})^2 \right]^{1/2} \quad (6.1)$$

表 6.1: 散乱角度分解能の計算に用いた参考値。

変数	用いた数値
ビーム角度分解能 $\Delta\theta_b$	2 mrad
ビーム位置分解能 Δx_b	200 μm
反跳陽子位置分解能 Δx_p	30 μm
反跳陽子検出器と標的中心の距離 L	0.14 m
多重散乱での角度分解能 $\Delta\theta_{\text{multi}}$	4 mrad

ここで、反跳陽子の標的中での多重散乱による影響は、散乱角度 $\theta = 81$ 度での反跳陽子の値を用いた。標的厚の不定性の観点から、散乱角度分解能が悪化し、結果として励起エネルギー分解能が悪化してしまった要因の一つを挙げた。

6.1.2 GAGG(Ce) カロリメータの位置依存性

本研究での新反跳陽子テレスコープにおいて、反跳陽子のエネルギー検出器として採用した GAGG(Ce) カロリメータについては、我々グループのクラスターノックアウト実験のプロジェクト内で先行研究が良く進んでいる [26]。具体的には、エネルギー分解能や位置依存

性、時間分解能などについて詳細にスタディが行われており、本小節では位置依存性に関して考察したい。本来、GAGG(Ce) 結晶に、直接 PMT を接着し読みだした場合、結晶中での荷電粒子の通過位置によって両端での光量に変化するという依存性があることが知られている。この位置依存性は、端面付近と結晶中心とを通過した場合、エネルギー分解能が 2 倍以上端面付近を通過した場合に悪くなる結果が報告されている [21]。この位置依存性は、ライトガイドを結晶と読み出しの間に挟むことにより、立体角の影響を抑えることで位置依存性を少なくすることが可能であることがわかっており、図 6.2、6.3 では、ライトガイドの影響により、光量の位置依存性が全体で 0.4% に抑えることができるとわかる。

この先行研究での結果を踏まえ、本研究でもライトガイド (78 度) を採用し、PMT で読みだした。しかし、このライトガイド (78 度) と PMT を組み合わせて、GAGG 結晶全体でデータ取得を行ったことはなく、これまでのライトガイド (72 度) とは異なることに注意する。この点から、GAGG(Ce) 結晶とライトガイド (78 度) のマッチングが悪く、位置依存性が先行研究で報告されている程度に抑えることができていない可能性があることを考慮する。GAGG(Ce) での位置依存性の問題は、エネルギー分解能が測定位置により 2 倍以上悪化してしまう点であるが、本実験では GAGG(Ce) での光量の位置依存性を補正できるようなセットアップとなっていないため、解析では位置依存性をないものとして扱った。この観点から、GAGG(Ce) でのエネルギー分解能が悪化してしまい、励起エネルギー分解能に影響したということは要因の一つとして考えることができる。

Position dependence
of y direction

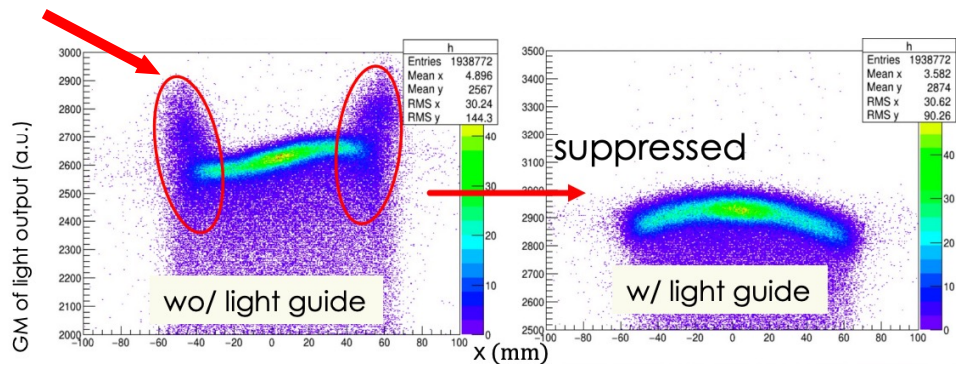


図 6.2: 先行研究による GAGG(PMT) での陽子 120 MeV に対する光量の位置依存性 [26]。左図がライトガイド (72 度) がない場合、右図がライトガイドがある場合。

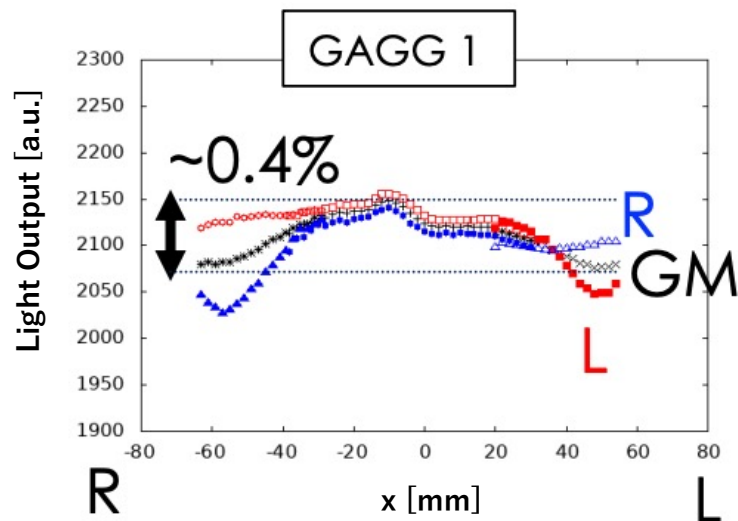


図 6.3: 先行研究による GAGG(PMT) での陽子 120 MeV に対する光量の位置依存性 [26]。赤線が左側読み出しによる光量、青線が右側読み出しによる光量、黒線が両側読み出しの相加平均による光量。

6.1.3 計算による励起エネルギー分解能の評価

以上の励起エネルギー分解能悪化の要因に関する考察から、散乱角度分解能とエネルギー分解能の悪化を踏まえて励起エネルギー分解能を計算した。まず、散乱角度分解能については、6.1.1 節で説明したように、 $\Delta\theta = 8.55 \text{ mrad}$ とした。また、エネルギー分解能については、GAGG(Ce) での ^{60}Co での 2 ガンマピークのオフラインテストの結果では、 $\Delta E \sim 3\%$ であったが、位置依存性による影響で 1.5 倍ほど悪くなったとして $\Delta E = 4.5\%$ を仮定した。以上の各分解能と、本解析ではビーム粒子の運動エネルギーは決め打ちであったため、ビー

μ粒子のエネルギー広がりとして、0.2%を仮定した。以上から、励起エネルギー分解能を計算すると散乱角度 $\theta = 81$ 度で $\Delta E_x = 1.169$ MeV となる。

6.2 性能評価実験における収量

本研究の性能評価実験において、十分な収量が得られなかったことは励起エネルギー計算において様々な影響があったと考える。具体的には、GAGGとSSDのキャリブレーションを行う上で誤差が大きくなってしまったことと励起エネルギー分解能の悪化が挙げられる。

6.2.1 統計誤差による励起エネルギー分解能の悪化

章5で解析による励起エネルギー分解能 ΔE_x と散乱角度 θ ごとの収量 $Y(\theta)$ を計算したが、励起エネルギー分解能は $80 \text{度} \leq \theta \leq 83 \text{度}$ での合計した励起エネルギーとなった。 ^{52}Ca でのシミュレーションでは θ ごとの ΔE_x を計算して、励起エネルギー分解能を決定したが、本解析においては、散乱角度ごとの収量 Y が非常に小さく、 $\theta = 78$ 度では $Y = 2 \sim 4$ イベント、 $\theta = 79$ 度で $Y = 10 \sim 20$ イベント程度と非常に少ない結果となった。そのため、散乱角度ごとの励起エネルギー分布では統計誤差が非常に大きくなってしまふと結果となった。以上を受けて、励起エネルギー分解能は $80 \text{度} \leq \theta \leq 83 \text{度}$ での合計した分布を用いて計算したが、角度分解能は角度依存性があり、キャリブレーションが正確でない場合は、励起エネルギー分布は各散乱角度でシフトしてしまうために、各散乱角度で合計した励起エネルギー分布は幅を持った形になってしまう。この点から、収量が少ないことが励起エネルギー分解能が悪くさせるということは十分に考えることができる。

6.2.2 キャリブレーションの正確性

本実験における解析におけるエネルギーキャリブレーションは小節5.4.1で説明したが、本小節では収量の問題から発生したエネルギーキャリブレーションの正確性について議論した。本実験では、物理ラン中に陽子標的として $50 \mu\text{mt}$ のポリエチレン標的、バックグラウンド評価用として $70 \mu\text{mt}$ の炭素標的とブランク標的を用いた測定を行った。本来はポリエチレン標的での解析を行った上で、バックグラウンドの評価と除去を行うために炭素標的での測定を解析し、ポリエチレン標的のデータから差引くということを行うが、ポリエチレン標的での収量が少なく、差し引きを行うに十分な統計量がないとして、本解析ではおこななかった。本解析で用いたキャリブレーション方法により反跳陽子のエネルギーを計算し、散乱角度に対する反跳陽子のエネルギーをプロットしたものが図5.13である。この図には計算による弾性散乱のlocusを赤線で示しているが、全体的に収量が少なくフィッティングを行う上でバックグラウンドも含めたヒストグラムで行っているため、相対的にずれてしまうという点がある。反跳陽子のエネルギーが正確にキャリブレーションできないことは、励起エネルギーの計算に大きく影響する。図6.4に本解析での励起エネルギーを散乱角度ごとにプロットした。図6.4では、橙色で示した事象が弾性散乱事象だと考えている。この散乱角度に対する励起エネルギー分布をみると相関が残っているように見え、散乱角度 $\theta \sim 83$ 度付近を $E_x \sim 0$ として、一次関数でシフトしているように見える。橙色部分の事象が弾性散乱事象だと仮定した場合、このシフトはエネルギーキャリブレーションまたは散乱角度のキャリブレーションによる影響であると考えられる。本解析において散乱角度の

キャリブレーションは基本的に SSD と標的システムを含めたチェンバーの相対距離といった Geometrical な要素により決まっている。Geometrical な相対位置は実験開始前の検出器アライメント時点で基本的に決まっており、本実験では各々の検出器のビームラインに対する座標は 0.1 mm 程度の精度で決定している。そのため、散乱角度のキャリブレーションはおおよそ合っていると考えた。一方、エネルギーキャリブレーションについては、ADC のチャンネルに対して、弾性散乱事象と仮定した locus の散乱角度を決定し、その散乱角度から計算したエネルギーを対応付ける方法を取っているため、弾性散乱事象がバックグラウンド等とはっきり区別されている必要がある。しかし、本実験では収量が十分でないために、弾性散乱事象とバックグラウンド事象を完全に分離することはできず、結果としてバックグラウンドを含めた上でキャリブレーションを行っていることになった。この影響により、エネルギーキャリブレーションの正確性が悪くなり、複数の散乱角度領域で励起エネルギー分布見た場合、図 6.4 で横軸に射影した形となるため励起エネルギー分解能が悪化してしまう。本解析ではその影響により励起エネルギー分解能が悪化したと考える。

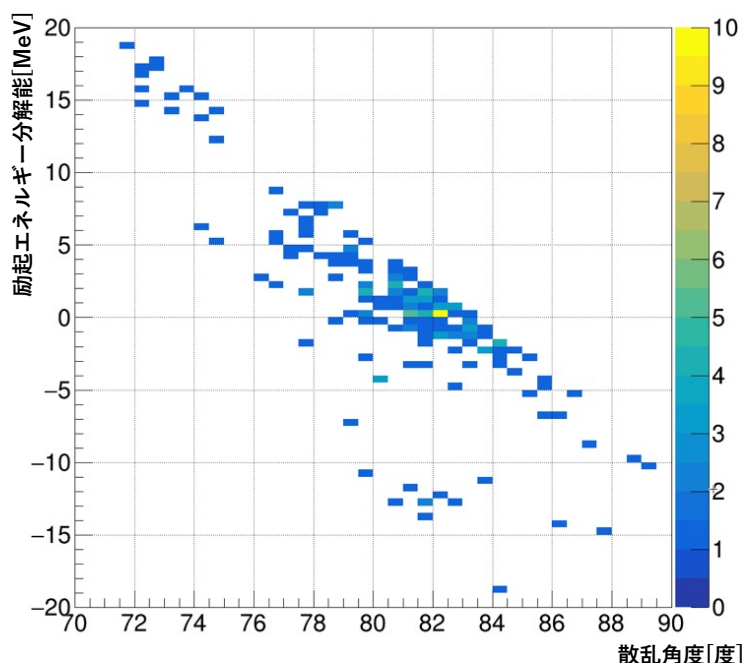


図 6.4: 本実験における散乱角度ごとの励起エネルギー分布。横軸が散乱角度 [度] で、縦軸が励起エネルギー [MeV]。

5.4.1 では、収量の問題から $80 \text{度} \leq \theta \leq 83 \text{度}$ での励起エネルギー分布をひとまとめに解析し、ガウシアンでフィッティングを行った。ここで、キャリブレーションが正確に決まっていると思う散乱角度 $82 \text{度} \leq \theta \leq 83 \text{度}$ の 1 度のみで励起エネルギー分布を図 6.5 で確認した。この散乱角度のみで、励起エネルギー分布をガウシアンでフィッティングした結果が図中の赤線である。フィッティングの結果は $\Delta = 532.9 \text{ keV}$ であり、想定通りの励起エネルギー分布となっている。しかし、フィッティングの中央値は 0.4 MeV とずれていることがわかる。しかし、この図からわかるのは、各散乱角度ごとに正確なエネルギーキャリブレーションが行えている場合、励起エネルギー分布は細くなり、シミュレーションと近い励起エネルギー分解能になることが予想できる。しかし、本研究内では散乱角度 $77 \text{度} \leq \theta \leq 84 \text{度}$

の角度範囲全体で正確なエネルギーキャリブレーションを行うことはできなかったため、結果として励起エネルギー分解能が2倍程度悪くなってしまったと考える。

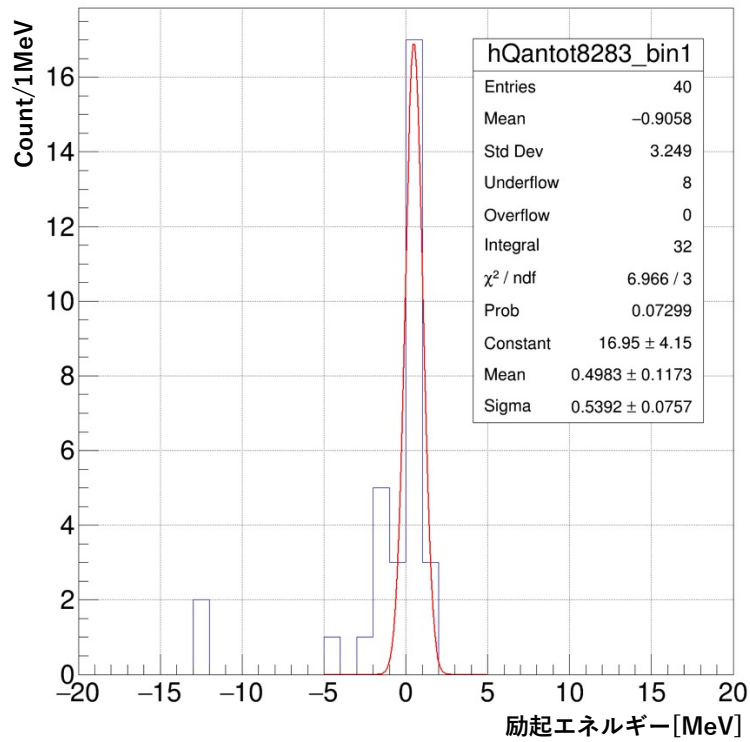


図 6.5: 本実験における散乱角度 $82 \text{度} \leq \theta \leq 83 \text{度}$ での励起エネルギー分布。横軸が散乱角度 [度] で、縦軸が励起エネルギー [MeV]。1 ビンは 1 MeV とした。

第7章 まとめと今後の展望

7.1 まとめ

我々は核物質の状態方程式解明に向け、中性子過剰核 ^{52}Ca の逆運動学による陽子弾性散乱測定 ESPRI+ を理研 RIBF で計画している。 ^{52}Ca は RIBF を持ってしても、ビーム強度が数 k cps と非常に小さいため、大立体角を覆いながら高い励起エネルギー分解能を持つ反跳陽子テレスコープが必要である。本研究では、新反跳陽子テレスコープとして、ESPRI+ 実験においても十分な収量と励起エネルギー分解能を達成するよう、GAGG(Ce) カロリメータと SSD を用いたセットアップの geometry 最適化を行った。また、逆運動学による陽子弾性散乱測定を再現するシミュレーションツールを Geant4 を用いて構築し、ESPRI+ 実験での新反跳陽子テレスコープが要求性能を満たすことを確認した。想定される励起エネルギー分解能は $\Delta E_x \leq 600 \text{ keV}$ 、収量は重心系最後方 (運動量移行 $q \sim 2.5 \text{ fm}^{-1}$) で統計誤差 30% 以下での統計量が見込めることが分かった。

そして上記の結果を受け、QST HIMAC での ^{16}O ビームを用いて、新反跳陽子テレスコープの重心系前方用セットアップの一部をデザインし、性能評価実験を行った。解析の結果、励起エネルギー分解能は $80 \text{ 度} \leq \theta \leq 83 \text{ 度}$ で $\Delta E_x \leq 1.3 \text{ MeV}$ 、収量はシミュレーションと同程度の統計量であることが確認できた。

7.2 今後の展望

本研究で構築した陽子弾性散乱測定用のシミュレーションでの計算値は、性能評価実験と収量の点で一致したことから信頼できることが分かった。シミュレーションツールとして、本研究では新反跳陽子テレスコープの励起エネルギー分解能と収量が要求性能を満たすことを確認するのみであったが、他にも実用方法があると考えている。具体的には実験データの解析ツールとしての運用していく方法である。逆運動学による弾性散乱では、収量から散乱断面積へと直し、そこから核子密度分布を最終的に決定していくが、収量から散乱断面積に変換する際には検出器の立体角を考慮する必要がある。検出器の立体角評価は、今回のシミュレーションツールで散乱角度分布を一様分布と仮定することで計算が可能であり、解析で用いることが可能である。また、実際の実験では検出器のアライメントなどの観点から geometrical な設置精度などから系統誤差が生じる。今回の解析では、この運用方法での解析などは行わなかったが、細かな位置精度による誤差の評価や最適化なども、今回のシミュレーションツールを用いて可能であるため、実験データから今まで以上に精度高く核子密度分布を決定することが可能になると考えている。性能評価実験での結果については、性能評価実験を想定したシミュレーションでは、励起エネルギー分解能 $\Delta E_x \sim 500 \text{ keV}$ であったが3倍程度悪化した結果となった。この結果については、統計量によるエネルギーキャリブレーションの精度が落ちてしまった点や作成した標的の厚さ不定性が大きくなったことから角度分解能が悪化した点、GAGG の光量の位置依存性を較正できないためにエネ

ルギー分解能が悪化してしまったことが挙げられる。この結果を踏まえ、さらなる解析として新望遠鏡でのエネルギーキャリブレーション方法を確立し、本実験データでの励起エネルギー分解能を向上させる予定である。また、GAGG(PMT)についても、今回使用したライトガイド(78度)とPMTでの光量の位置依存性に関するスタディは必要である。しかし、今回の性能評価実験でのセットアップでは位置依存性を解析できないため、さらなる開発要素として今後予定していく。

さらに、本研究ではビームを用いた性能評価実験として、新望遠鏡の重心系前方用セットアップの一部のみを評価したが、重心系後方用の性能評価も今後予定している。S/Nの悪い後方では、二層の固体水素標的作成を行っていく必要がある。そして、最終的には ^{52}Ca でのESPRI+実験を、新望遠鏡のフルアレイを用いることで完遂し、更にアイソスピン非対称度の大きい系での測定を進めていく予定である。

謝辞

本論文を執筆には、大変多くの方々にご協力・ご助力頂きました。この場を借りて皆様に感謝申し上げます。指導教官である銭廣十三准教授には、学部4回生の頃から原子核実験のイロハから始まり陽子弾性散乱など最新の研究まで、広く深く熱心に教えていただきました。理解が十分でない自分にも、常に真摯に向き合ってください、時には研究以外のパーソナルな部分でもアドバイスをしてくださり、本当に多くのことを学ばせていただきました。銭廣さんなしには、本論文は執筆しえませんでした。大変感謝しております。

実験を無事遂行できたのは、ESPRI・ONOKORO 共同研究者の方のご尽力の賜物です。大変感謝しております。特に、理化学研究所の田中純貴特別研究員、久保田悠樹特別研究員には、実験を一から行う上で数え切れないほどのアドバイス、ご協力を頂きました。お二方のご助言で実験準備や本測定の本難を乗り越えたと言っても過言ではありません。大変感謝しております。そして、同研究室の先輩である土方佑斗さん、辻峻太郎さんには、修士一回生の頃から本当にお世話になりました。お二方の知見が多く場面面で手助けになり、その全てが本論文につながったと思っています。同研究室の萩尾慎吾さん、矢野隆之さんは、京都での息抜きとして欠かせない存在でした。実験でも ESPRI 関係のお仕事を手助け頂き、大変感謝しております。また立教大の武重祥子さん、埼玉大の樋口浩志さん、杉山大樹さんには実験準備から手を貸して頂きました。幾多の理研出張も楽しく過ごせたのは、皆様の存在があったからこそだと感謝しております。日常的な作業でも楽しい時間を過ごすことができ、修士生活での実験を楽しみ過ごせたのは皆様のおかげです。また、理化学研究所の馬場秀忠チームリーダーにはシミュレーションをはじめとして SSD を始めとする DAQ で大変ご助力いただきました。本論文でデータ解析は馬場さんなしにはできませんでした。大変感謝しております。そして、理研仁科センターの上坂知洋主任研究員には、物理の議論や講義はもちろん、研究に対する取り組み方など多くのことを学ばせていただきました。他にも、ESPRI 共同研究者である大阪大学 RCNP 坂口治隆研究員、甲南大学松田洋平准教授、IMP 寺嶋知研究員、東邦大学原田知也さんには陽子弾性散乱測定のご指導を頂き、多方面でサポートしていただきました。大変感謝しております。本論文の実験で関わってくださった方、皆様に深く感謝しております。

そして、永江知文教授をはじめとする原子核・ハドロン物理学研究室のメンバーには、時には研究に関する議論を交わしたり、時にはプライベートな会話で息をついたり、皆様のお陰で楽しみながら研究をすすめることができました。

また、これまでに出会い、心の支えとなっています友人皆様にも、研究生活以外でも刺激をもらい自身の糧であったことに大変感謝しております。

最後になりますが、自分がこれまで気兼ねなく物事に打ち込むことができ、かけがえのない時間を過ごすことができたのは、いつも優しく見守り、支えてくれた家族のおかげです。心から感謝申し上げます。

関連図書

- [1] A. Hewish, S. J. Bell, J. D. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins, *Nature* 217, 709 (1968).
- [2] J. M. Lattimer, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 62, 485 (2012).
- [3] Kazuhiro Oyamatsu, Kei Iida, *Progress of Theoretical Physics*, Volume 109, Issue 4, April (2003).
- [4] S. Shlomo, V. Kolomietz, and G. Colo, *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei* 30, 23 (2006).
- [5] M. B. Tsang, et al. , *Phys. Rev. C* 86 (2012) 015803.
- [6] M. B. Tsang, et al.,*PHYSICAL REVIEW C*86,015803 (2012).
- [7] L.-W. Chen, C. M. Ko, and B.-A. Li, *Physical Review C* 72, 064309 (2005)
- [8] *PRL* 106, 252501 (2011)
- [9] S. Abrahamyan, Z. Ahmed, H. Albatineh, K. Aniol, D. Armstrong, W. Armstrong, T. Averett, B. Babineau, A. Barbieri, V. Bellini, et al., *Physical review letters* 108, 112502 (2012).
- [10] Brendan T. Reed, F.J. Fattoyev, C.J. Horowitz, and J. Piekarewicz ,*Phys. Rev. Lett.* 126, 172503, 27 April (2021).
- [11] H. Sakaguchi and J. Zenihiro , *Progress in Particle and Nuclear Physics* 97 (2017) 1 .
- [12] Sakaguchi, H. Takeda, S. Toyama, M. Itoh, A. Yamagoshi, A. Tamii, M. Yosoi, H. Akimune, I. Daito, T. Inomata, et al., *Physical Review C* 57, 1749 (1998).
- [13] Zenihiro J., Sakaguchi H., Murakami T., Yosi M., Yasuda Y., Terashima S., Iwao Y., Takeda H., Itoh M., Yoshida H.P. and Uchida M. ,*Phys. Rev. C*, 77 (2008), p. 24317.
- [14] Terashima S., Sakaguchi H., Takeda H., Ishikawa T., Itoh M., Kawabata T., Murakami T., Uchida M., Yasuda Y., Yosoi M., Zenihiro J., Yoshida H.P., Noro T., Ishida T., Asaji S. and Yonemura T. ,*Phys. Rev. C*, 77 (2008), p. 24317.
- [15] J.Zenihiro et.al, *Riken Accelerator Progress Report* (2019).
- [16] 土方佑斗, 重い大強度不安定核ビームの粒子識別に向けたキセノンガスシンチレータの開発, 修士論文, 京都大学 (2021).

- [17] 延與紫世, 逆運動学による ^{48}Ca 陽子弾性散乱を用いた固体水素標的厚測定手法の確立, 修士論文, 京都大学 (2021).
- [18] M.Tanaka, *et al.* Phys. Rev. Lett. 124,102501(2020).
- [19] J.Zenihiro,T.Uesaka,H.Sagawa,and S.Yoshida. Prog. Theor. Exp. Phys. (2021), 023D05.
- [20] 辻峻太郎, 逆運動学 (p,pX) 反応測定に向けた GAGG(Ce) カロリメータの開発, 修士論文, 京都大学 (2022).
- [21] 辻峻太郎, 逆運動学 (p,pX) 反応測定に向けた GAGG(Ce) カロリメータの開発, 修士論文, 京都大学 (2022).
- [22] M.J.French et al. — NIM A 466 (2001).
- [23] S.Agostinelli,et al.,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003).
- [24] 松田洋平, 陽子弾性散乱による陽子過剰核 ^9C の研究,Ph.D.thesis, 東北大学 (2008).
- [25] LISE++, A simulation for exotic beam prodction with fragment separation, <http://lise.nsl.msui.edu/lise.html>.
- [26] R.Tsuji, Development of TOGAXSI array, SAMURAI Work Shop 2022.
- [27] K.Higuchi,J.Tanaka,et al. Silicon trackers for cluster knockout reactions in ONOKORO, Riken Accelerator Progress Report (2021).
- [28] 新しいがん治療時代の到来を告げる重粒子加速器 HIMAC <https://www.nirs.qst.go.jp/rd/collaboration/himac/outline.html>
- [29] Two-Body Kinematics Calculator and Plotter <https://skisickness.com/2010/04/relativistic-kinematics-calculator/>
- [30] F. Ajzenberg-Selove ,Nuclear Physics A Volume 375, Issue 1, 1 February (1982).