

令和2年度

修士論文

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

KYOTO UNIVERSITY

京都大学理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二分野

延與紫世

令和3年1月27日

概要

中性子星が太陽の二倍を超えるその質量を支えられる機構は、宇宙・原子核物理分野の大きな謎の一つである。中性子物質を含んだ核物質の状態方程式 (Equation of State, EoS) は、この中性子星の半径・質量間の関係を記述する上で重要な情報であると考えられている [1].

状態方程式解明の鍵として注目を集めているのが、系のアイソスピン非対称度依存するエネルギー変化を表した対称エネルギーの項 $S(\rho)$ である。 $S(\rho)$ は以下の式で表される。

$$S(\rho) = J + L \frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0} + \frac{1}{2} K_{sym} \left(\frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0} \right)^2 + \mathcal{O}((\rho - \rho_0)^3)$$

この対称エネルギー項の中でも特に、核子密度に対する一次の傾きを表すパラメータ L と、中性子過剰核の表面に現れる中性子スキンの厚さとの間に強い相関があることが、平均場理論計算によって示唆されてきた [2, 3, 4]. この中性子スキン厚を測定する実験として、核子当たり約 300 MeV (300 MeV/A) の陽子弾性散乱を用いた日本グループによる安定核 ^{208}Pb の中性子分布・中性子スキン厚の測定 [5] は、国際的に高く評価されている。

しかしパラメータ L の定量性をさらに向上させるためには、安定核よりもさらにアイソスピン非対称度が高く、中性子スキンが発達した系である不安定な中性子過剰核での測定が必要である。一方で不安定核の中性子スキン厚を測定する上での課題として、原子核を標的とする従来の手法が適用できない点が挙げられる。この制約を解決するために、不安定核ビームを陽子標的に照射し逆運動学での陽子弾性散乱実験を行う、ESPRI 実験 (Elastic Scattering of Protons with RI beams) が立ち上げられた。その後 ESPRI グループは、広範囲の検出領域を持つ反跳陽子測定器と薄い大面積固体水素標的を開発し、逆運動学での精密な陽子弾性散乱断面積測定を可能とした。その一方で、設計上 1 mm^t で作製された固体水素標的の厚さを精密測定する手法がまだ確立しておらず、標的数が実験における最大の系統誤差となることが予想された。

今回、大強度の不安定核ビームを中重核領域まで供給できる理化学研究所 RI ビームファクトリーにおいて、これらの装置を用い陽子弾性散乱微分断面積測定実験を行った。中性子過剰核研究のフラグシップである二重魔法数核 ^{132}Sn に対して、エネルギー約 300 MeV/A の陽子弾性散乱実験に成功した。加えて、 ^{132}Sn の微分断面積の定量性を改善するための基準核として、安定核 ^{48}Ca の陽子弾性散乱実験も同時・同条件下で行った。 ^{48}Ca は順運動学で取得された高精度の陽子弾性散乱微分断面積と、その測定データをよく再現する理論計算 [6] が存在するため、これらと比較することで本測定の定量性を確保することが可能である。本論文では取得した ^{48}Ca データから、約 290 MeV/A の ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面積を決定し、固体水素標的の厚さを決定する手法を確立した。また本実験に用いた固体水素数が $N_{\text{tgt}, \text{fin}} = 9.12_{-0.47, -0.14}^{+0.47, +0.11} \times 10^{21}$ と決定された。

目次

第1章 序章	4
1.1 核物質の状態方程式と中性子スキン厚	4
1.1.1 核物質状態方程式	4
1.1.2 中性子スキン厚と対称エネルギー	6
1.2 安定核の中性子スキン厚測定実験	7
1.3 ESPRI 実験	9
1.3.1 実験の概要	9
1.3.2 不安定核における陽子・中性子密度分布の導出	12
1.3.3 錫 132	12
1.4 本研究の動機, 目的	14
第2章 実験	16
2.1 施設概要とビーム生成	17
2.1.1 RIBF の施設概要	17
2.1.2 二次ビームの生成	17
2.2 測定装置	20
2.2.1 ビームライン検出器	22
2.2.2 反跳陽子測定器	24
2.3 固体水素標的	26
2.3.1 パラ水素	26
2.3.2 本実験の SHT 作製	27
2.4 測定回路	31
第3章 データ解析	34
3.1 解析の流れ	34
3.1.1 データ解析の概要	34
3.1.2 シンチレータ検出器	35
3.1.3 マルチヒット TDC の取り扱い	36
3.2 ビーム解析	36
3.2.1 ビーム粒子識別	36
3.2.2 入射角度と標的での位置	41
3.2.3 ビームエネルギーの決定	42
3.3 反跳陽子解析	45
3.3.1 反跳粒子識別	45
3.3.2 陽子の反跳角度	48
3.3.3 RPS のエネルギー較正	51

3.3.4	弾性散乱の抽出	54
3.4	微分断面積の導出	56
3.4.1	平均微分断面積の定義	57
3.4.2	立体角	60
3.4.3	ビームエネルギーでの平均	60
第4章	固体水素厚の決定と議論	62
4.1	MM-RIA モデルによる理論計算	62
4.1.1	密度分布と有効相互作用	62
4.1.2	微分断面積の計算	62
4.2	固体水素厚の決定	64
4.2.1	計算値との比較	64
4.2.2	固体水素厚	66
4.2.3	固体水素厚決定における議論	67
4.3	議論	68
4.3.1	固体水素標的の安定性	68
4.3.2	系統的なずれ	68
4.3.3	考察	70
4.4	今後の展望	71
4.4.1	^{48}Ca 周辺核	71
4.4.2	統計量増大にむけた ESPRI の展望	72
第5章	まとめ	74
付録A	BDC のトラッキング	75(A)
A.1	BDC のトラッキング	75(A)
付録B	NaI 補正	77(A)
B.1	NaI の ADC 較正	77(A)
B.2	NaI の位置補正	78(A)
付録C	RDC トラッキング	80(A)
C.1	RDC の実験室系における位置	80(A)
C.2	RDC のトラッキング	83(A)

第1章 序章

本節では以下の構成に従い、本研究の物理的意義とそれにアプローチする実験的研究、本研究の目的について説明する。

1.1 節 物理的意義

核物質状態方程式とその対称エネルギー項，中性子スキン厚との関係

1.2, 1.3 節 アプローチする実験的研究

安定核に対する中性子スキン厚の測定，ESPRI 実験

1.4 節 本研究の動機，目的

1.1 核物質の状態方程式と中性子スキン厚

1967年に発見された中性子星 [7] が，太陽の2倍を超えるその質量を支えられる機構は宇宙・原子核物理分野の大きな謎の一つであり，いまだ解明されていない．この中性子星の半径と質量間の関係を記述する上での重要な情報が，中性子物質を含む核物質の状態方程式である [1]．核物質状態方程式を決めることで，原子核と，大部分が中性子から成る中性子星の性質を互いに結び付けて議論することができると考えられている．

1.1.1 核物質状態方程式

核物質状態方程式 (Equation of State, EoS) は，無限核子系での核子当たりのエネルギー $e = E/A$ を陽子・中性子密度 ρ_p, ρ_n の関数で表したものである．言い換えれば全核子密度 ρ_0 と，ある密度におけるアイソスピン非対称度 δ の関数で表された方程式である．ここで ρ_0, δ は $\rho_0 = \rho_n + \rho_p, \delta = (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p)$ を満たす．核物質状態方程式に関する最も基本的な知見の一部として，安定原子核に見られる「密度の飽和性 (飽和密度 $\rho_0 \sim 0.16 \text{ fm}^{-3}$)」と「束縛エネルギーの飽和性」，さらにこれらを良く描写する液滴模型が知られている．液滴模型を用い，原子核の結合エネルギーを陽子数 Z と核子数 A で半経験的に表現した，Weizsäcker-Bethe の質量公式を式 (1.1) に示した．また各定数の典型的な値については表 1.1 に示す．

$$-E_B = -a_V A + a_s A^{2/3} + a_C Z^2 A^{-1/3} + a_A \left(\frac{A}{2} - Z\right)^2 A^{-1} - \delta_P(A, Z) \quad (1.1)$$

$$\delta_P(A, Z) = \begin{cases} a_P A^{-3/4} & (\text{偶偶核}) \\ 0 & (\text{偶奇核}) \\ -a_P A^{-3/4} & (\text{奇奇核}) \end{cases} \quad (1.2)$$

表 1.1: 質量公式の典型的な定数値 [8] (MeV)

a_V	a_s	a_C	a_A	a_P
15.56	17.23	0.700	23.29	33.50

式 (1.1) は束縛エネルギーの実験値を非常によく再現しており, $\delta = 0$ 付近の安定原子核においては液滴模型による描写が比較的正しいことを示している. これに基づくと, 無限核子系での核子当たりエネルギーは $e = -a_V + a_A(\frac{N-Z}{2A})^2$ となり, $\delta = 0$ の対称核物質において核子当たりのエネルギーが最小となる密度が現れる. この時の e を対称核物質の飽和エネルギー e_0 (~ -16 MeV) と呼ぶ.

クーロンエネルギーを無視して核力のみを考慮し, 対称核物質 ($\delta = 0$) の状態方程式からの拡張を考えると, 状態方程式は近似的に式 (1.3) で表される.

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

式 (1.3) の第一項が対称核物質の状態方程式であり, 第二項の $S(\rho)$ は非対称核物質と対称核物質のエネルギー差を表す対称エネルギー項である. 陽子・中性子間での核力の荷電対称性から δ の奇数次項は現れない. さらに, 対称核物質の状態方程式と対称エネルギーは式 (1.4)-(1.6) のように, 飽和密度 ρ_0 近傍で展開することができる.

$$e(\rho, 0) = e_0 + \frac{1}{2}K_0\left(\frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0}\right)^2 + \mathcal{O}((\rho - \rho_0)^3) \quad (1.4)$$

$$S(\rho) = J + L\frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0} + \frac{1}{2}K_{sym}\left(\frac{\rho - \rho_0}{3\rho_0}\right)^2 + \mathcal{O}((\rho - \rho_0)^3) \quad (1.5)$$

$$K_0 = 9\rho_0^2 \frac{\partial^2 e(\rho, 0)}{\partial \rho^2} \Big|_{\rho=\rho_0}, \quad L = 3\rho_0 \frac{\partial S(\rho)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_0}, \quad K_{sym} = 9\rho_0^2 \frac{\partial^2 S(\rho)}{\partial \rho^2} \Big|_{\rho=\rho_0} \quad (1.6)$$

対称核物質に関しては各係数に比較的強く制限がかけられてきており, 前段落でも述べたように $e_0 \simeq -16$ MeV である. また非圧縮度と呼ばれる K_0 についても, ^{208}Pb に対する巨大共鳴 (ISGMR, ISGDR) の測定結果から $K_0 = 240 \pm 20$ MeV という値が導かれている [9]. この巨大共鳴については, RCNP(大阪大学 Research Center for Nuclear Physics) のスペクトロメータ Grand-Raiden を用いて, 巨大共鳴を他の共鳴状態から明確に識別できる 0° 付近の散乱実験が盛んに行われてきた [10]. その流れの中で近年, 二重魔法数核以外の測定結果から求められた K_0 の値が, ^{208}Pb から求められた結果よりも値が小さい傾向にあることが指摘された [11, 12, 13]. この傾向の理由はまだ明確でないことに加え, そもそも閉殻構造でない原子核からの情報が K_0 に対する理解を与えるかも明らかではない.

式 (1.3) は δ が十分に小さい時に成り立つ式であるが, 多くの理論計算により $\delta = 1$ の中性子物質においても式 (1.3) が良い近似であることがわかっている. 図 (1.1) に, Bonn-A ポテンシャルを用いた, Dirac-Brueckner-Hartree-Fock(DBHF) 計算 [14] による状態方程式の理論計算予測を示した [15]. 近年の理論研究によると, 二体力のみを考慮した理論計算の状態方程式では, 特に高密度側で系の束縛が強すぎる結果となる傾向がある. そのため三体力を考慮した理論計算が非常に重要視されている [16]. DBHF 計算は相対論的な効果を考慮した多体計算であり, 三体力の中で 2σ 交換による核子反核子仮想励起要素のみが組み込まれた形をとる [16, 17]. 図 1.1 の左図が, δ がある値を

とる時の状態方程式を表している。なお、ここでは δ が α として図示されている。非対称核物質は δ が1に近づくとつれて、エネルギーの最小値をとる飽和密度点がなくなることがわかる。右図は非対称核物質と対称核物質の核子当たりのエネルギー差を、 δ^2 に対して表したものであり、式(1.3)の左辺から右辺第一項を引いたものに等しい。実線で示された式(1.3)によるフィッティング結果が計算値を非常によく再現しており、これは δ が $\delta = 1$ に近づいたときも式(1.3)が良い近似であることを示している。この

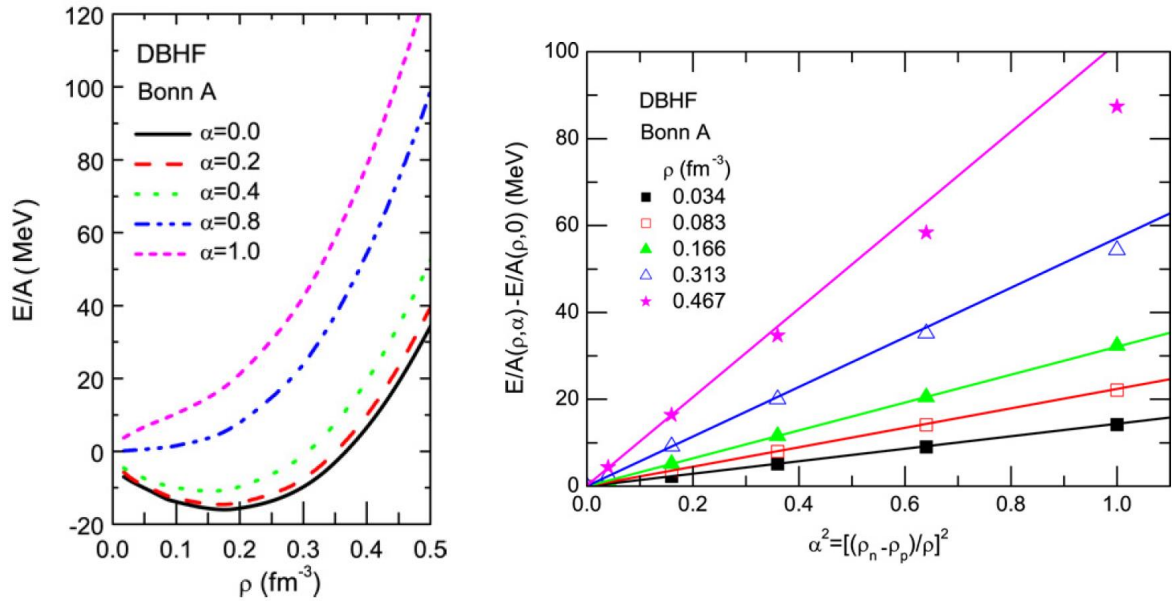


図 1.1: Bonn-A ポテンシャルを用いた、相対論的な Dirac-Brueckner-Hartree-Fock(DBHF) 計算による EoS の理論計算予測の一例。ここでは δ が α として図示されている。左図：非対称核物質の状態方程式。右図：非対称核物質と対称核物質の核子当たりのエネルギーの差。[図は [15], 元値は [14] より]

ことから、式(1.4)に加えて式(1.5)の各定数値に制限を付けるために、安定核から得られる $\delta = 0, \rho = \rho_0$ 近傍の情報だけでなく、アイソスピン非対称度のより高い系である中性子過剰核や、重イオン衝突による $\rho > \rho_0$ 領域、 $\rho < \rho_0$ の原子核低密度領域からの情報に注目が集まっている。

1.1.2 中性子スキン厚と対称エネルギー

式(1.5)の各定数に実験的な制限を与えるため、それぞれの定数と様々な観測量との相関の強さが理論的に議論されてきた(例:[18]図8)。その中でも、対称エネルギーの一次の傾きである L を決定する上で重要な物理量として、中性子過剰核や重い安定核の核表面に存在するとされている中性子スキンの厚さをここでは挙げる。中性子スキン厚は $\Delta r_{np} = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ で表される。

近年、魔法数を持つ中性子過剰な原子核の中性子スキン厚と L が相関を持つことが、相対論的・非相対論的双方の現象論的核力パラメータを用いた平均場計算によって示されてきた[2, 3, 4]。図1.2に Skyrme 相互作用を用いた Skyrme Hartree-Fock モデル

による、中性子スキン厚と状態方程式の各係数の関係を示した。図 1.2 からわかるように、特に ^{208}Pb や ^{132}Sn など重い二重魔法数を持つ核において中性子スキン厚と L が線形の強い相関を持っている。このことは重い核で中性子スキン厚を精密に決定すれば、対称エネルギーの係数 L が決定することを意味している。一方で ^{48}Ca については ^{208}Pb と比較して相関が弱い。しかし非常に最近になり、軽い核に限られていた第一原理計算が Ca 同位体の質量領域にまで到達した ([19, 20] など)。平均場計算が主な手段となる重い核での理論研究に加えて、二体・三体核力を取り入れた第一原理計算が状態方程式解明に大きく寄与することが期待できる。これらのことから、重い核と同時に、中重核領域での中性子スキン厚測定が積極的に行われている。

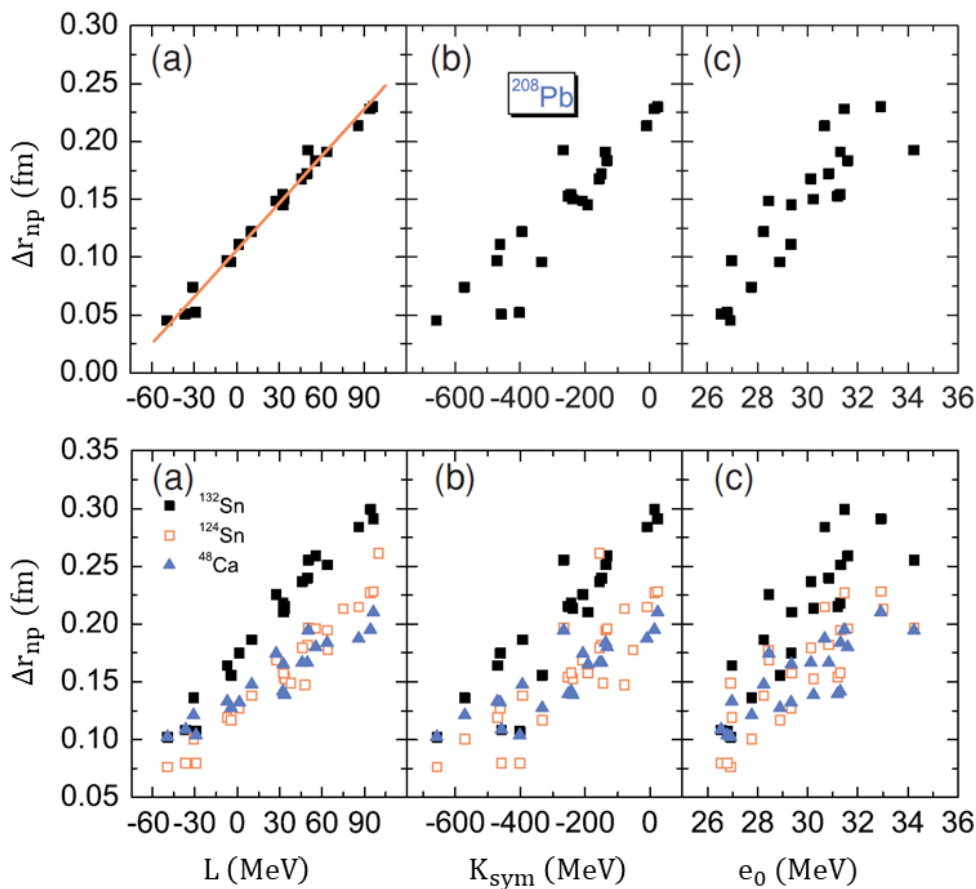


図 1.2: 様々な Skyrme 相互作用パラメータを用いた Skyrme Hartree-Fock モデルによる、中性子スキン厚と状態方程式の各係数の相関 [3]。上図が ^{208}Pb 、下図が ^{132}Sn , ^{124}Sn , ^{48}Ca での計算結果。

1.2 安定核の中性子スキン厚測定実験

本節では、陽子密度分布と中性子密度分布、もしくはその平均二乗半径から、直接的に中性子スキン厚 $\Delta r_{np} = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ を決定する実験について説明する。

電子散乱は、モデルに依存しない形で原子核の大きさや形状を調べることができる強力なプローブである。これは電子がほぼ点粒子とみなせることと、電子と原子核の

間の相互作用が電磁相互作用であり反応機構が非常によく知られていることが理由である。これまで多くの安定核の電荷分布 ($\rho_{ch}(r)$) が電子散乱によって決定されてきた [21]. 原子核の電荷分布は、陽子の電荷分布が陽子密度分布 ($\rho_p(r)$) を用いて畳み込まれた物であるため、これを逆に解くことで陽子密度分布が核の電荷分布より求められる。

一方電荷をもたない中性子に対しては、密度分布 ($\rho_n(r)$) やその平均二乗半径 ($\langle \rho_n^2 \rangle^{1/2}$) 決定のために他の方法がとられている。PREX 実験はその一つの有望な手法であり、 ^{208}Pb の $\langle \rho_n^2 \rangle^{1/2}$ を決定する実験である [22]. 電弱相互作用プローブとして偏極電子弾性散乱を用いるため、理論上は不定性が小さく確度の高い中性子スキンの導出が期待されている。しかし现阶段で導かれている結果 $\Delta r_{np} = 0.33_{-0.18}^{+0.16}$ fm はまだ統計誤差が大きく、式 (1.5) の L を高精度で決定するためには今後のさらなる測定が必要とされる。さらにこの PREX 実験は安定核を対象とした手法であり、標的として使用することが難しい不安定核には適用できないことをここで述べておく。

もう一つの選択肢として強い相互作用による陽子弾性散乱がある。陽子プローブは核力や原子核の内部構造の研究に古くから用いられてきた。近年、原子核内の平均自由行程が最大となり核内部の情報を得るのに最も適した中間エネルギー領域において、陽子弾性散乱を用いた中性子密度分布の導出法が確立された [5, 23].

約 200 MeV ~ 400 MeV という中間エネルギー領域の陽子弾性散乱には、Murdock と Horowitz による、 ^{12}C , ^{16}O , $^{40,48}\text{Ca}$, ^{90}Zr , ^{208}Pb に関する計算が存在した [24, 25, 26]. 彼らは、相対論的 Love-Franey (RLF) 相互作用を用いた相対論的インパルス近似 (Relativistic Impulse Approximation, RIA モデル) 計算を用いることで、広い質量領域の原子核に対し、スピン観測量も含めた実験値を定量的に再現することに成功した。この RIA モデル計算は自由空間の核子核子散乱振幅を密度分布で畳み込む、微視的モデルである。しかし現実の原子核と陽子との相互作用には、自由空間とは異なり様々な多体効果が現れる。そこで Sakaguchi らは、Horowitz と Murdock による RIA モデル計算 [26] のうち、 σ, ω メソンの質量と結合定数に対して、以下のような核子密度分布に依存した媒質効果を導入した [27]. $\rho(r)$ は全核子密度、 $\rho_0 = 0.1934 \text{ fm}^{-3}$ をここでは表す。

$$g_j^2 \mapsto \frac{g_j^2}{1 + a_j \frac{\rho(r)}{\rho_0}}, \quad \bar{g}_j^2 \mapsto \frac{\bar{g}_j^2}{1 + \bar{a}_j \frac{\rho(r)}{\rho_0}} \quad (1.7)$$

$$m_j^2 \mapsto \frac{m_j^2}{1 + b_j \frac{\rho(r)}{\rho_0}}, \quad \bar{m}_j^2 \mapsto \frac{\bar{m}_j^2}{1 + \bar{b}_j \frac{\rho(r)}{\rho_0}}, \quad (1.8)$$

$$(g_j, \bar{g}_j : \text{結合定数}, m_j, \bar{m}_j : \text{メソン質量}, j : \sigma, \omega) \quad (1.9)$$

各 a, b が現象論的パラメータとして作用し、原子核中の有効相互作用が核構造モデルに依存しない形で相互作用に対して導入された。しかし、このパラメータは現象論的に決定されるものであり、密度分布が詳細に知られている原子核に対する実際の陽子弾性散乱データで較正する必要があった。

Terashima らは、中性子密度分布が陽子密度分布とほぼ等しいことが知られている ^{58}Ni の核子密度分布を用い、その陽子弾性散乱微分断面積を再現するように現象論的パラメータを調整した。さらに他の原子核に同パラメータを適用することで、陽子弾性散乱微分断面積から中性子密度分布を直接導出する手法を確立した [23]. その後 Zenihiro ら [5] は、電子散乱で導出された陽子密度分布と ^{58}Ni で決定された現象論的パラメータを用い、媒質効果を考慮した RIA モデル計算を ^{208}Pb に適用することで、

^{208}Pb の中性子密度分布を導出した。上記の方法で決定された、 ^{208}Pb の中性子スキン厚は $\Delta r_{np} = 0.211_{-0.063}^{+0.054}$ fm であり [5], この Δr_{np} が支持する $L \sim 60$ MeV は他の物理量から引き出された $L = 88 \pm 25$ MeV などとも一貫性があるものであった ([3] など)。

以上に述べた方法を用いて、陽子・中性子密度分布を別々に測定することで安定核の中性子スキン厚を決定することができる。中性子スキン厚を決定する手法は上記の二種類以外にも存在するが、 $\rho_n(r)$ や $\langle \rho_n^2 \rangle^{1/2}$ を直接実験的に決定する手法は、現状のところ PLEX 実験と陽子弾性散乱だけである。

これまで述べた安定核に対する実験が進行する一方で、不安定核に関する実験的研究は、原子核を標的とする従来の手法が適用できないという点から課題が残された。しかし中重核領域の二重魔法数核には、系全体のアイソスピン非対称度が高く不安定な中性子過剰核も多く存在する。加えて、これらアイソスピン非対称度の高い系の原子核はより厚い中性子スキンを持つことが理論的に予言されている。このことは図 1.2 に示した L に対する中性子スキン厚の値にも現れており、安定核 ^{208}Pb ($\frac{N-Z}{A} \simeq 0.212$) と不安定核 ^{132}Sn ($\frac{N-Z}{A} \simeq 0.242$) を比較すると ^{132}Sn の方がより大きな中性子スキン厚を持つという計算結果が示されている。仮に、不安定核においても安定核と同程度の精度で中性子スキン厚を決定することが可能ならば、より厚い中性子スキン厚を持つ不安定核の方が、相対的にはより精密にスキン厚を決定できるということに他ならない。中性子スキン厚の精密度が高いほど、状態方程式の L を厳密に制限することにつながることから、不安定核に対する中性子スキン厚を高精度で測定する必要性が非常に高まっている。

1.3 ESPRI 実験

1.2 節で述べた安定核に対する中性子スキン厚測定実験は、標的に短寿命の原子核を用いることが困難であるという理由から、そのまま不安定核に応用することはできない。また、電子散乱を用いた電荷密度分布についても現在は、不安定核にはほとんど存在しない。これらの課題を解決し、アイソスピン非対称度がより高い不安定核の中性子スキン厚を測定するために立ち上げられたのが、**ESPRI 実験 (Elastic Scattering of Protons with RI beams)** である。ESPRI 実験では、不安定核ビームを陽子標的に照射し反跳陽子を検出する、いわゆる逆運動学を用いた陽子弾性散乱実験を行う。ESPRI 実験の特徴は以下の二つである。下記 1,2 を実現するため、ESPRI グループは反跳陽子測定器 (RPS) と固体水素標的 (SHT) を新たに開発した。

1. 逆運動学により、中間エネルギーでの陽子弾性散乱微分断面積の角度分布を測定する。
2. 陽子弾性散乱のみから不安定核の陽子・中性子密度分布を導出する。

1.3.1 実験の概要

初めに上記特徴 1 の逆運動学測定について述べる。逆運動学での測定を困難にする要因に、陽子の反跳角度が順運動学に対して広がることに加えて、反跳陽子のエネルギーが反跳角度によって急激に変化することがある。図 1.3 に逆運動学における原子核

散乱の概念図を、図 1.4 に散乱 $p(^{48}\text{Ca}, ^{48}\text{Ca})p$ における運動学を示した。 T_b, T_p, M_b, M_p が、ビームと陽子の運動エネルギー、質量をそれぞれ表し、 θ が陽子の反跳角度を意味している。 図 1.4 上が、反跳陽子の反跳角度とエネルギーの関係を表したものである。 $E_x = 0$ の基底状態に加え、 $E_x = 3.83 \text{ MeV}, 4.28 \text{ MeV}, 4.50 \text{ MeV}$ の第一～第三励起状態 ($J^\pi = 2^+, 0^+, 4^+$) それぞれについて、運動学を四本の曲線で表した。 また、このエネルギーに対応する弾性散乱微分断面積を図 1.4 下に示している。 微分断面積については、相対論的 Hartree 近似を用いた平均場 (RMF) 計算 [28] による密度分布を入力値として、相対論的インパルス近似 (RIA) で計算したものである [24, 25, 26]。 逆運動学で微分断面積角度分布の概形を取得するには、図 1.4 に灰色のハッチで示したような広い角度領域に反跳する、広いエネルギー領域の陽子を測定する必要がある。

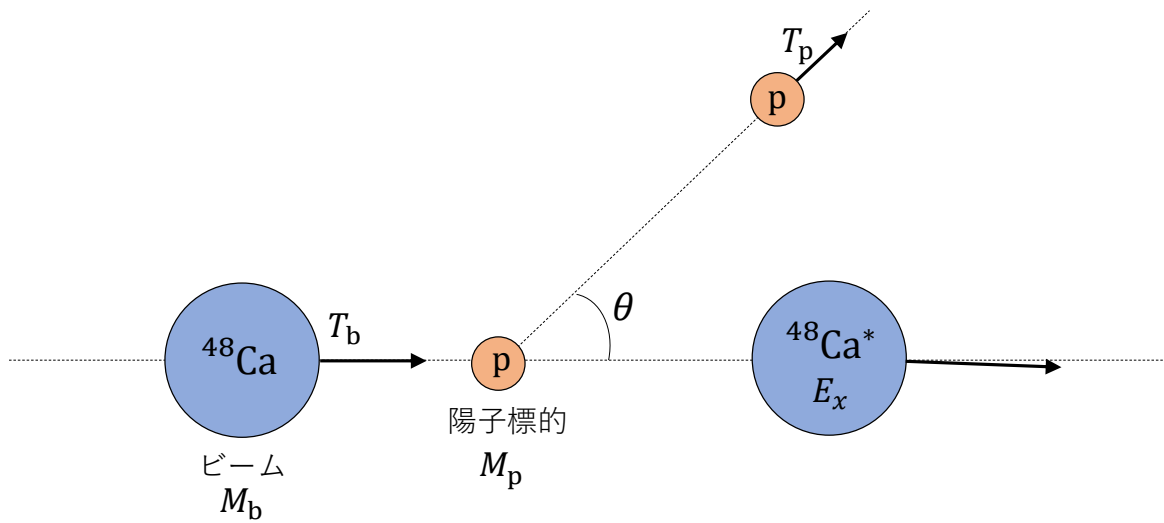


図 1.3: 逆運動学による原子核散乱の概念図。

ESPRI グループが開発した RPS は、実験室系の反跳角度約 $\theta_{lab} = 66^\circ - 80^\circ$ を覆い、エネルギー約 $E_p = 20 \text{ MeV} - 120 \text{ MeV}$ の反跳陽子が測定可能である。 RPS の詳細については 2.2 節で詳しく述べるため、全体図は図 2.4, 2.5 を参考にされたい。 RPS は、反跳陽子の入射位置・角度を測定する RDC (Recoil MWDC)、飛行時間とエネルギーロス測定するプラスチックシンチレータ PdE, NaI(Tl) カロリメータから構成される。 これら全体が、散乱した原子核の励起エネルギーを測定する質量欠損分光器 (missing mass spectrometer) として動作する。

さらに、バックグラウンドを除去し励起エネルギー分解能の高い逆運動学測定を行うための鍵となっているのが、固体水素標的 (SHT) [29, 30] である。 そもそも ESPRI 実験に用いる標的には以下の条件がある。 一つ目の条件が純粋な陽子からなり S/N (信号ノイズ比) が高いこと、二つ目の条件が、標的による角度分解能とエネルギーの広がり、RPS で想定される励起エネルギー分解能以下であることである。 標的による角度分解能は標的中の反応点不定性と RDC までの距離で決まり、エネルギー広がりも標的中の多重散乱が原因で生まれる。 これら二つの条件を満たす標的として、Matsuda

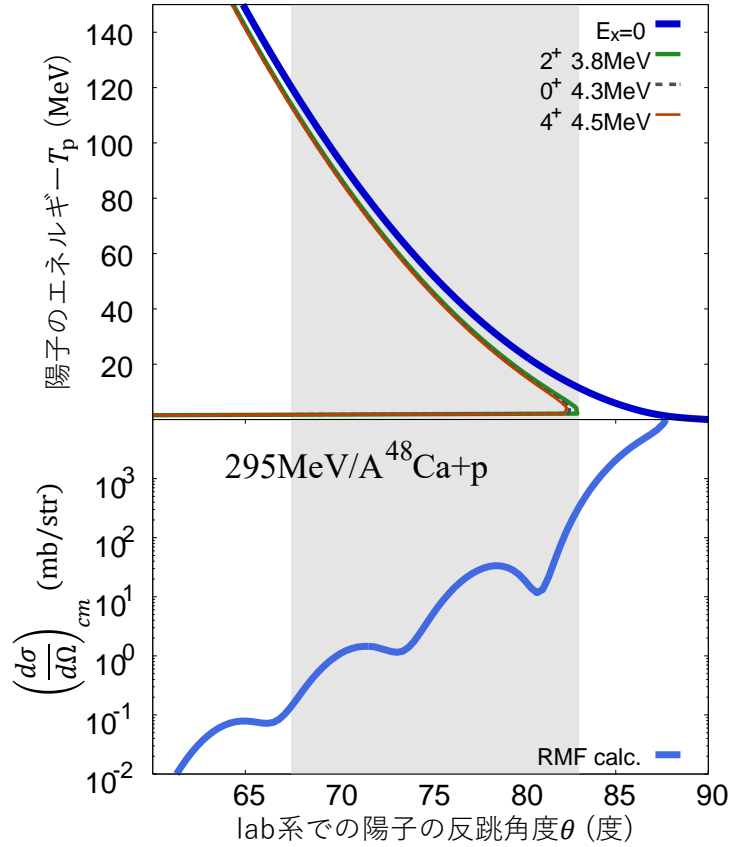


図 1.4: 弾性散乱 $p(^{48}\text{Ca}, ^{48}\text{Ca})p$ の運動学. 陽子の反跳角度と反跳陽子のエネルギー・微分断面積との関係. 微分断面積については, RMF 計算による密度分布を使った相対論的インパルス近似を用いて計算した [24, 25, 26]. 灰色のハッチで示されているのが, 微分断面積角度分布の概形を取得するために目標とすべき検出角度範囲.

らは厚さ 1 mm^t の $25\text{ mm}\phi$ 固体水素標的の開発に成功した [29, 30]. 水素を固体化することで, 標的に関する条件を満たすと同時に統計量も増加させることができる. 固体水素標的の詳細と本実験で作成した標的については, 2.3 節で説明する.

以上の ESPRI で開発された二種類の装置を用いることにより, 最終的な励起エネルギー分解能として設計値で約 500 keV が達成され, 逆運動学においても精密な陽子弾性散乱実験が可能となった. また, 励起エネルギー分解能を決める各測定量を次に示す. 質量欠損から求められる励起エネルギー分解能は, 次の式で表される.

$$(\Delta E_x)^2 \simeq \frac{a(\Delta\theta_p)^2 + b(\Delta T_p)^2 + c(\Delta\theta_b)^2}{(E_x + M_b)^2}, \quad (a, b, c : \text{任意定数}) \quad (1.10)$$

$$(\Delta\theta_p)^2 \simeq (\Delta\theta_b)^2 + \left(\frac{\Delta x_b}{l}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_p}{l}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{l}\right)^2 + (\Delta\theta_{mul.})^2 \quad (1.11)$$

なお l は標的から RPS までの距離約 1 m であり, 各項の内容と分解能 (σ) の設計値を表 1.2 にまとめた. 実際の実験・解析時には, 表 1.2 で表される各項の大きさに, 最終的な励起エネルギー分解能が決定される.

表 1.2: 励起エネルギー分解能への各測定量の寄与. 値は設計値を示す. また, 標的に関する値は 45° 傾けられた 1 mm^\dagger の標的を想定している.

		設計値	ΔE_x への寄与
$\Delta\theta_p$	反跳陽子の角度分解能	$< 2\text{ mrad}$	$\sim 0.3\text{ MeV}$
$\Delta\theta_b$	ビームの入射角度分解能	$\sim 0.1\text{ mrad}$	
$\frac{\Delta x_b}{l}$	ビームの位置分解能	$\sim 0.1\text{ mrad}$	
$\frac{\Delta x_p}{l}$	反跳陽子の位置分解能	$\sim 0.3\text{--}0.5\text{ mrad}$	
$\frac{\Delta z}{l}$	反応点不定性	$\sim 0.3\text{ mrad}$	
$\Delta\theta_{mul.}$	標的中の多重散乱	$\sim 0.5\text{--}3\text{ mrad}$	
ΔT_p	反跳陽子エネルギー分解能	$< 0.3\text{ MeV}$	$\sim 0.2\text{ MeV}$
$\Delta T_b/T_b$	ビームエネルギー分解能	$< 10^{-3}$	$< 0.05\text{ MeV}$

1.3.2 不安定核における陽子・中性子密度分布の導出

次に, ESPRI 実験の特徴 2 の不安定核における陽子・中性子密度分布の導出について述べる. 1.1.2 節にもあるように安定核に対しては, ^{58}Ni で較正された現象論的パラメータを用い, 電子散乱による陽子密度分布を入力として中性子密度分布を導出していた. これに対し ESPRI 実験では電子散乱からの情報が現状ほぼ存在せず, 陽子密度分布を入力として用いることができない点が課題であった. これを解決し陽子弾性散乱のみから陽子・中性子密度分布の双方を導出するために, これまでのエネルギーに加え二種類目のエネルギーで取得した陽子弾性散乱微分断面積を用いる手法が導入された. この際に着目されたのが, 核子核子 (NN) 相互作用のエネルギー依存性が, 陽子陽子間と陽子中性子間で異なるという現象である. 図 1.5 に, 自由空間での陽子陽子散乱と中性子陽子散乱の全断面積 (σ_{pp}, σ_{np}) を, 入射エネルギーの関数として表した [31]. なお各フィット関数は Charagi らによる [32]. 図 1.5 からわかるように, σ_{np} がエネルギー約 300 MeV でほぼ最小値をとるのに対し, σ_{pp} は約 200 MeV で最小値をとりその付近ではほぼ一定である. 原子核内においてもこの傾向が同様だとすれば, 200 MeV と 300 MeV での陽子散乱では, 原子核内の陽子・中性子に対する感度がそれぞれのエネルギーで異なることが考えられる. このことを利用し ESPRI グループは, 媒質効果を考慮した RIA 計算を ^{90}Zr に対する $200\text{ MeV} \cdot 300\text{ MeV}$ での順運動学陽子弾性散乱微分断面積に適用し, 陽子・中性子密度分布を独立に導出することに成功した [33]. この方法で導出された ^{90}Zr 陽子密度分布の平均二乗半径は $\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = 4.210(20)\text{ fm}$ であり, 電子散乱等のデータ [34] から求められた値 $4.198(1)\text{ fm}$ と誤差の範囲内で非常に良く一致した. 二種類のエネルギーによる核子密度分布導出法を利用することで, 不安定核に対しても陽子・中性子密度分布と中性子スキン厚を導くことが可能となる.

1.3.3 錫 132

^{132}Sn は陽子数 $Z = 50$, 中性子数 $N = 82$ で, 陽子中性子の双方が閉殻構造を持つ二重魔法数原子核である. ^{208}Pb よりも大きなアイソスピン非対称度 $\frac{N-Z}{A} \simeq 0.242$ を持つことが特徴である. また 1.1 節ですでに述べたように, 状態方程式対称エネルギー項の

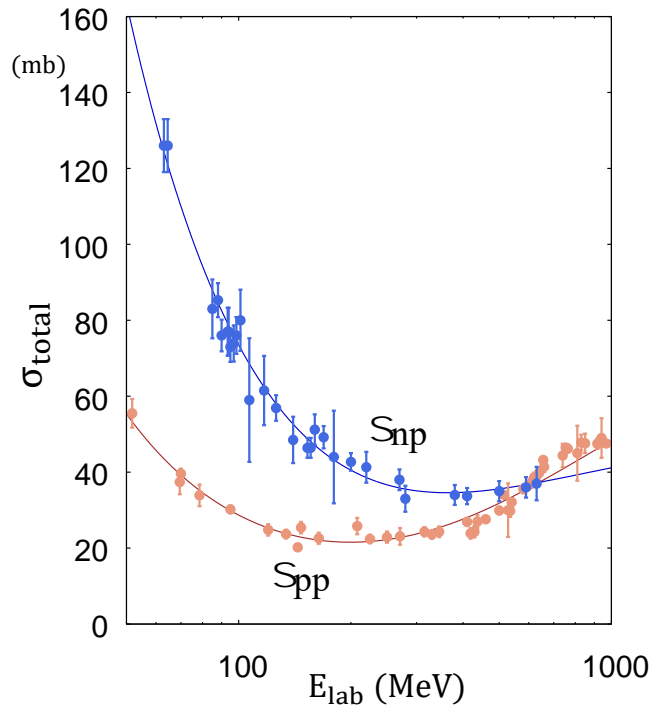


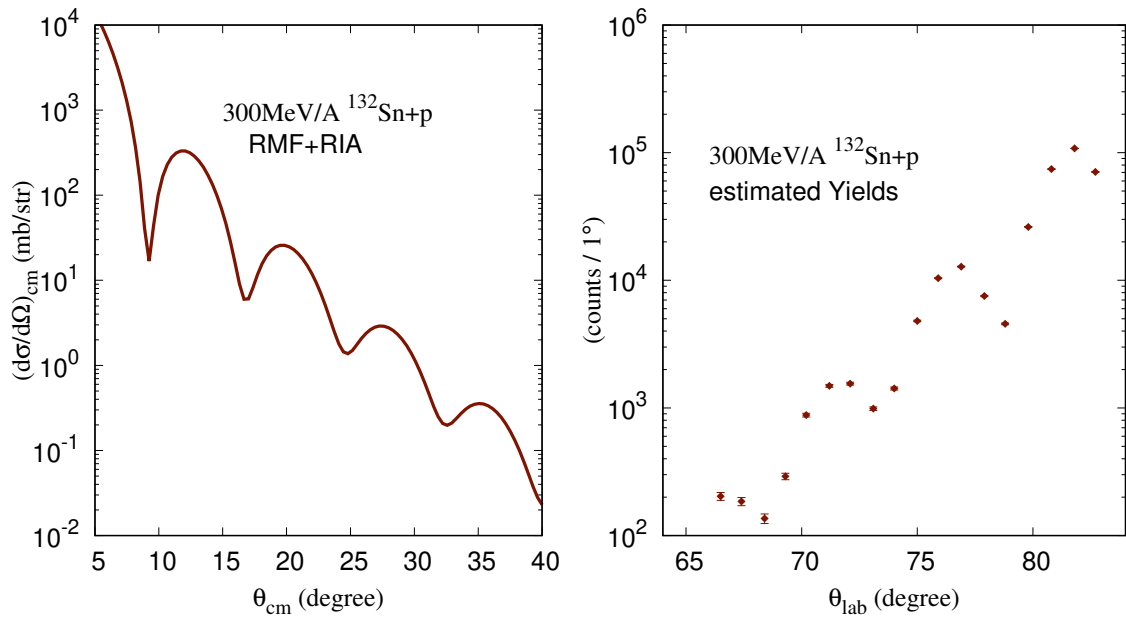
図 1.5: 入射エネルギーの関数として表された, 自由空間上の陽子陽子散乱と中性子陽子散乱の全断面積. 断面積の大きさがアイソスピンに依存している. 核子データ点は [31] より, 関数は Charagi らのフィッティング結果 [32].

傾き L と ^{132}Sn の中性子スキン厚に, 強い相関があることが示唆されている (1.1 節図 1.2 参照). 最終的に, ^{132}Sn の陽子・中性子密度分布半径 $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$, $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ を 0.5% の精度で決定するためには, $\theta_{cm} = 25^\circ \sim 30^\circ$ (300 MeV/A 時) の後方散乱角においても精度が 10% 程度以下となることが必要とされた. 図 1.6(a) に示されているのが, 理論計算による 300 MeV/A の ^{132}Sn 陽子弾性散乱微分断面積である. 計算には, RMF 計算による ^{132}Sn の核子密度分布を入力とした RIA モデルを用いた.

図 1.6(a) を基に弾性散乱イベントの収量が見積もられた. 約 10^5 cps の強度をもつ ^{132}Sn ビームが供給されたとき, RPS と 1 mm 厚の SHT を用いた一週間のデータ取得時間を仮定すると, 実験室系で 1° 毎の典型的な収量は図 1.6(b) のようになる. このとき, 統計精度は後方角で 3%~5% 程度となり, 十分な統計量が確保される. 逆に言えば, 1 mm 厚程度の標的を使用して統計量を得るためには, 10^5 cps 程度のビーム強度が必要になる.

一方で, 逆運動学測定は 1.3.1 節で述べたように順運動学測定に比べて実験的な困難が多い測定であるため, 系統誤差を生む要因が多い. この逆運動学における系統誤差を見積もるためには, 安定核に対する陽子弾性散乱微分断面積も同条件で測定し, 比較に用いることが必要不可欠である. 本研究ではその安定核として ^{48}Ca が選ばれた.

本研究は理化学研究所 RI ビームファクトリー (RIBF) で実験が行われた. 中重核領域の不安定核ビームを供給できる施設は非常に限られており, 世界でも理化学研究所 RI ビームファクトリー (RIBF) のみが上で述べたような大強度の中重核領域不安定核ビームを供給できる. また本測定に先立ち, 2016 年に 200 MeV/A の ^{132}Sn に対する陽



(a). 理論計算による 300 MeV/A の ^{132}Sn 陽子弾性散乱微分断面積. (b). 10^5cps のビームで一週間のデータ取得時間を仮定したときの典型的な収量.

図 1.6: 理論計算による 300 MeV/A ^{132}Sn 陽子弾性散乱微分断面積と、収量の見積もり.

子弾性散乱実験が行われた。本測定はそれに続く 300 MeV/A の ^{132}Sn に対する陽子弾性散乱実験であった。

1.4 本研究の動機，目的

1.3 節で述べたように，本測定の重要な実験装置の一つが固体水素標的である。固体水素の厚さは 1 mm になるように設計・作製された。しかし 2.3 節の作製方法でも述べるように，固体水素標的の作製条件によってこの厚さは増加する可能性がある。また，これまで作製されてきた固体水素標的には均一性という観点で課題が残されていた。

今回，2.3 節で報告するように，均一性が向上した固体水素標的を安定して作製することに成功した。しかし標的の厚さを直接測定するのは困難であり，固体水素標的厚を作製後に精密測定する方法はいまだに確立されていない。主な理由は，固体水素標的が 1 mm^t と非常に薄く溶けやすいため，輻射シールドの外や空気に晒すことができない点である。そのため固体水素標的の厚さ，つまり陽子標的の単位面積当たりの数が，微分断面積を決定する上で最大の系統誤差となることが予想される。目的核に対する陽子弾性散乱微分断面積のみでは定量性が確保されないため，基準となる安定核の陽子弾性散乱微分断面積を同時測定し比較・較正に用いることは，系統的な差異の抑制に非常に重要な意義がある。

本測定では， ^{48}Ca を基準核として採用した。 ^{48}Ca の陽子弾性散乱微分断面積は，非常に精度の高い順運動学による実験結果と，それをよく再現する理論計算が存在する [6]。この ^{48}Ca を利用して，固体水素標的の厚さつまり標的数を決定する方法を確立することを目指す。

本研究では,

- 安定核 ^{48}Ca において, 逆運動学を用いた陽子弾性散乱断面積を測定する.
- 陽子標的の厚さを誤差 7% 程度以下の精度で決定する.

ことを目的とする.

上記した二点の目的に関しては, 2章で本研究の実験全体, 3章でそのデータ解析について述べ, 4章で標的厚の決定・議論と今後の展望を, 5章でまとめを述べる.

第2章 実験

本実験は理化学研究所 RI ビームファクトリー (理研 RIBF) で行った。本章では RIBF の施設概要と二次ビーム生成、本実験の特徴について記したのち、測定装置、固体水素標的 (SHT)、測定回路の詳細についても述べる。

まず本測定で、陽子弾性散乱微分断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ を得るために必要な観測量について説明しておく。微分断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は、弾性散乱陽子数 y 、ビーム数 I_{beam} 、標的数 N_{tgt} 、検出効率 ϵ 、立体角 $d\Omega$ を用いて、

$$y = I_{\text{beam}} N_{\text{tgt}} \int \epsilon \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.1)$$

と表される。本章で紹介する各装置でこれらの観測量を得た。各観測量の解析については以下にまとめた各節で詳しく記す。

- 弾性散乱陽子数 y
反跳陽子測定器で検出した粒子のうち、前方散乱粒子の核種と励起エネルギーから弾性散乱を抽出した。反跳陽子測定器は 2.2.2 節で紹介し、弾性散乱抽出の解析は 3.2 節～3.3 節に記す。
- ビーム数 I_{beam}
ビームライン検出器でビーム粒子識別とトラッキングを行い、スケーラー数と合わせてビーム数を求めた。ビームライン検出器は 2.2.1 節で紹介し、粒子識別とトラッキングは 3.2 節で解析を行う。スケーラー等の回路については 2.4 節で述べ、3.4 節でビーム数を決定した。
- 標的数 N_{tgt}
本論文の目的であり、最終的にはこの値を決定する。2.3 節で作製方法や今回の実験における改良点等を説明する。
- 検出効率 ϵ
ビーム数を決定するための検出効率と、反跳陽子数を決定するための検出効率に分けられる。前者は 3.4.1 節のビーム数の決定箇所に記し、後者はすべて 3.4.1 節の検出効率導出の箇所に記した。
- 立体角 $d\Omega$
RPS を構成する各検出器の相対位置を図面值とし、RDC の測量位置から立体角を算出した。RPS, RDC については本章 2.2 節で詳細を述べる。

2.1 施設概要とビーム生成

2.1.1 RIBF の施設概要

実験を行った理研 RIBF の施設概要図を図 2.1 に示す [35]. RIBF は、入射用加速器である線形加速器 RIRAC, AVF サイクロトロンと、加速用のリングサイクロトロン RRC, fRC, IRC, SRC から構成されており、これらの組み合わせにより重イオンを多段的に加速する. 本測定では RIRAC, RRC, fRC, IRC, SRC を用い、一次ビームとして ^{238}U を 345 MeV/A まで加速した.

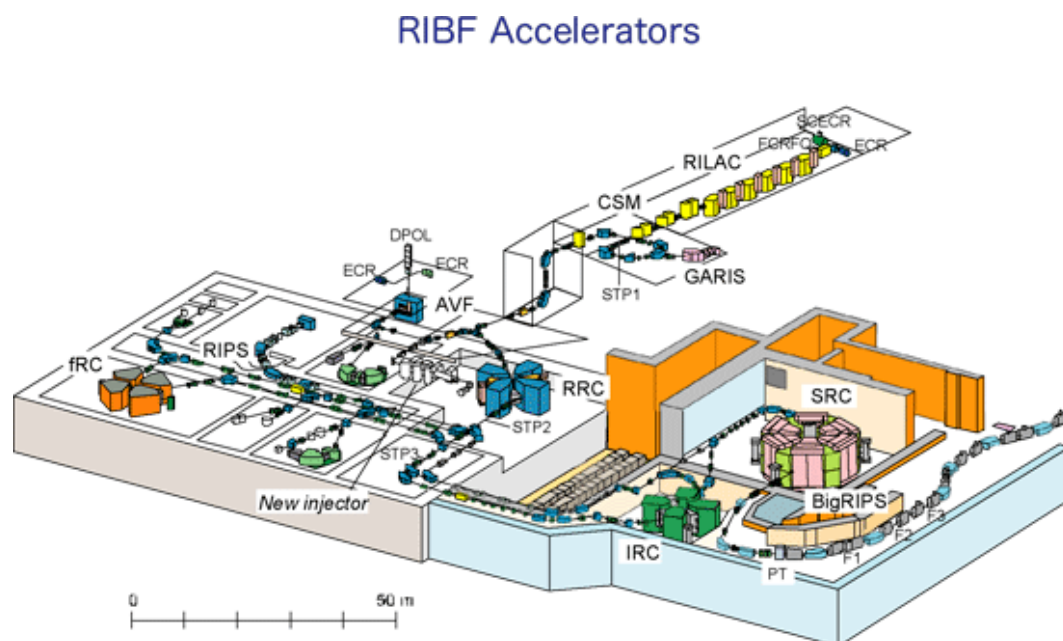


図 2.1: 理研 RIBF の施設概要図 [35]. 入射用加速器：RIRAC, AVF と加速用リングサイクロトロン：RRC, fRC, IRC, SRC

RIBF のビームライン概要図を図 2.2 に示した [35]. SRC で加速した一次ビームは F0 にある二次ビーム生成標的で破碎反応を起こし、SHT と反跳陽子測定器が設置された F12 まで超伝導 RI ビーム生成分離装置 BigRIPS により輸送される. 二次ビーム生成標的には ^9Be を用いた. ビーム粒子識別と運動量測定は F3, F5, F7, F12 に設置されたビームライン検出器で行った. これらの測定器と SHT については、それぞれ 2.2 節, 2.3 節で詳細を述べる.

2.1.2 二次ビームの生成

本測定では、F0 の二次ビーム生成標的 ^9Be の厚さ、F1 に位置する Al エネルギー減衰板の厚さ、F1, F2, F7 のスリットの幅を調整し、ビームの選択と運動量の選択を行った. 各値については、実験前に LISE++ によるシミュレーション [36] を行い仮決定していたが、実験中に純度を確認しながら磁気剛率の微調整が行われた. また、 ^{48}Ca に関しては以下に述べる理由により、さらにスリット幅の変更やエネルギー減衰板の追加などを行った.

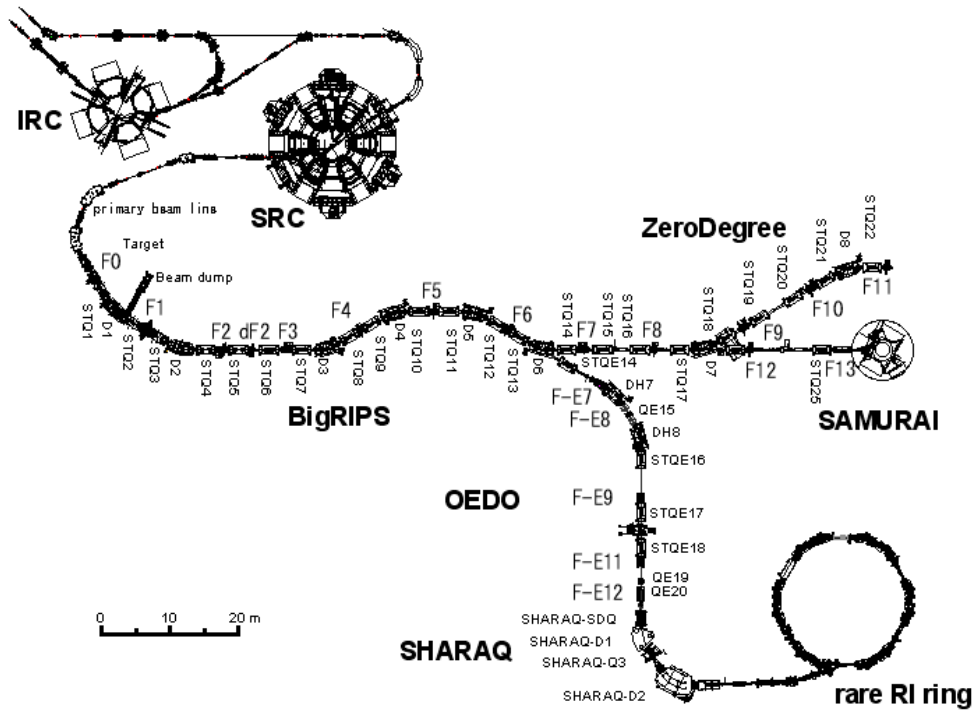


図 2.2: 理研 RIBF ビームライン概要図 [35]. 二次ビーム生成標的からの破碎反応によって生成した核を, F0 以降の超伝導 RI ビーム生成分離装置 BigRIPS により, SHT と反跳陽子測定器が設置された F12 まで輸送する. また, F3, F5, F7 にはそれぞれビームライン検出器が設置されている.

本来、本測定の目的核 ^{48}Ca 周辺の核種は ^{70}Zn ビーム等からの反応を用いることが、強度の高い二次ビームを生成するためには最適な方法とされている。しかし本測定の主目的は、 ^{48}Ca を使って ^{132}Sn からの陽子弾性散乱の較正データを取得することであり、 ^{132}Sn の測定時と同様の ^{238}U ビームからの破碎反応を利用する必要があった。そのため当初の設定では二次ビームに含まれる ^{48}Ca の純度が低く、実際の測定で二次ビーム生成標的の厚さやスリット幅を変更し走査することで ^{48}Ca の純度を高めた。さらに、F5については純度を高め、かつ、エネルギーを揃えることで測定結果を阪大RCNPで取得した既存のデータ [6] と比較するため、エネルギー減衰板 Al 3 mm を追加した。

測定時に用いた最終的な値を、表 2.1 に示した。

表 2.1: ^{132}Sn , ^{48}Ca ビーム生成時の各条件

設定		^{132}Sn	^{48}Ca
^{238}U ビームエネルギー		345 MeV/A	
二次ビーム生成標的		^9Be 3 mm	^9Be 11 mm
エネルギー減衰板	F1 (Al)	1 mm, 1.212 mrad	3 mm, 3.6069 mrad
	F5 (Al)	なし	1.5 mm, 1.187 mrad
スリット	F1	-21.4, +42.8 mm	-32.1, +64.2 mm
	F2	-2, +2 mm	-2, +2 mm
	F7	-30, +30 mm	-3, +8 mm
双極子電磁石	D1	7.6331 Tm	6.8500 Tm
	D2	7.4814 Tm	6.669 Tm
	D3, D4	7.3349 Tm	6.6065 Tm
	D5, D6	7.3068 Tm	6.4852 Tm
カクテルビーム	強度 (F12)	400-700 kcps	100-200 kcps
^{48}Ca 二次ビーム	エネルギー (F8)	約 290 MeV/A	300 MeV/A
	純度 (F12)	約 20%	約 22%

また測定時間や照射核種のまとめを図 2.2 に示した。バックグラウンド評価のために、SHT を用いた本来の測定に加え SHT なしでのデータ取得も行った。マシンタイムの都合上、 ^{48}Ca の SHT なしのデータは取得しなかったことも申し添えておく。

表 2.2: 測定のまとめ

設定		^{132}Sn	^{48}Ca
データ取得期間	SHT あり	3.7 日	0.5 日
	SHT なし	0.75 日	-
標的照射ビーム数	SHT あり	1×10^{10}	7×10^8
	SHT なし	5×10^9	-

本実験における二次ビーム生成の最大の特徴として、その強度の大きさのため粒子識別が困難であることが挙げられる。特に 345 MeV/A の ^{238}U から 300 MeV/A 程度の ^{132}Sn を生成するには、追加するエネルギー減衰板厚が必然的に限られるため、 ^{132}Sn 二次ビームの純度を高めることが難しい。そのため ^{132}Sn 設定時には、500 Mcps を超

える重イオンカクテル二次ビームが焦点面 F12 に到達する．しかしこのような大強度のビームは，検出器の応答速度が十分でないことと，重イオンによる放射線ダメージが大きいことから BigRIPS の標準検出器を用いた粒子識別が困難であった．

本研究では，放射線耐性が高く時間分解能の良い検出器を新たに導入し，上記の粒子識別の問題を解決した．本測定では東京大学原子核研究センター (CNS) で開発された，ダイヤモンド検出器 [37]，低圧力 MWDC (multi-wire drift chamber) [38]，SR-PPAC を，BigRIPS 標準検出器に加えて F3, F5, F7 に設置した．さらに F12 のビームライン検出器として，N₂ ガスシンチレーション検出器と Xe ガスシンチレーション検出器の二種類を用いた．これらに関しては，放射線耐性の強いエネルギー検出器として開発段階にある検出器である．

2.2 測定装置

本節以降では，主に本論文で解析した ⁴⁸Ca ビームを用いた測定について記す．

本節では測定に用いた検出器について説明する．図 2.3 に F3 以降の検出器を記した．F3, F5, F7 にはビームの識別と運動量の測定のためのビームライン検出器，F12 にはビーム識別・トラッキングのためのビームライン検出器と反跳陽子測定器 (RPS) を設置した．図 2.4 に F12 検出器群の概要を示した．

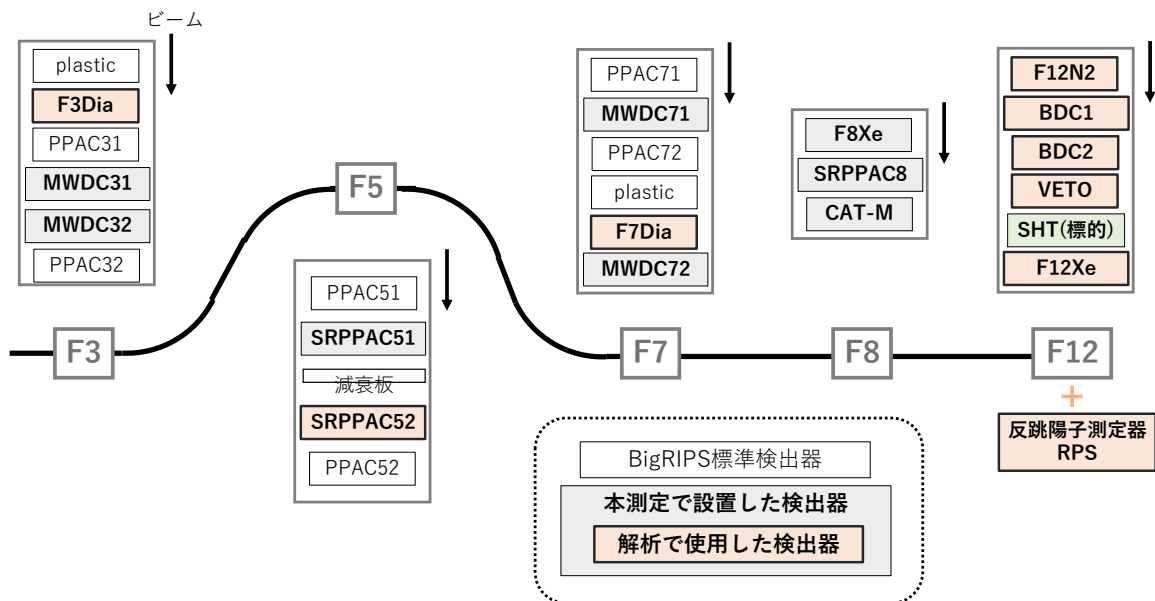


図 2.3: 各焦点面に設置された検出器．⁴⁸Ca の解析に用いた検出器が赤色で示されている．F3, F5, F7 の F3Dia, SRPPAC51, F7Dia と，F12 の RPS を含む検出器群を用いた．MWDC は [38] を参照のこと．

ビームライン検出器のうち ⁴⁸Ca の解析に用いた検出器については 2.2.1 節，RPS については 2.2.2 節で詳細を述べていくが，検出器ごとの役割を明解にするため，まず弾性散乱イベントの抽出に必要な物理量について説明する．

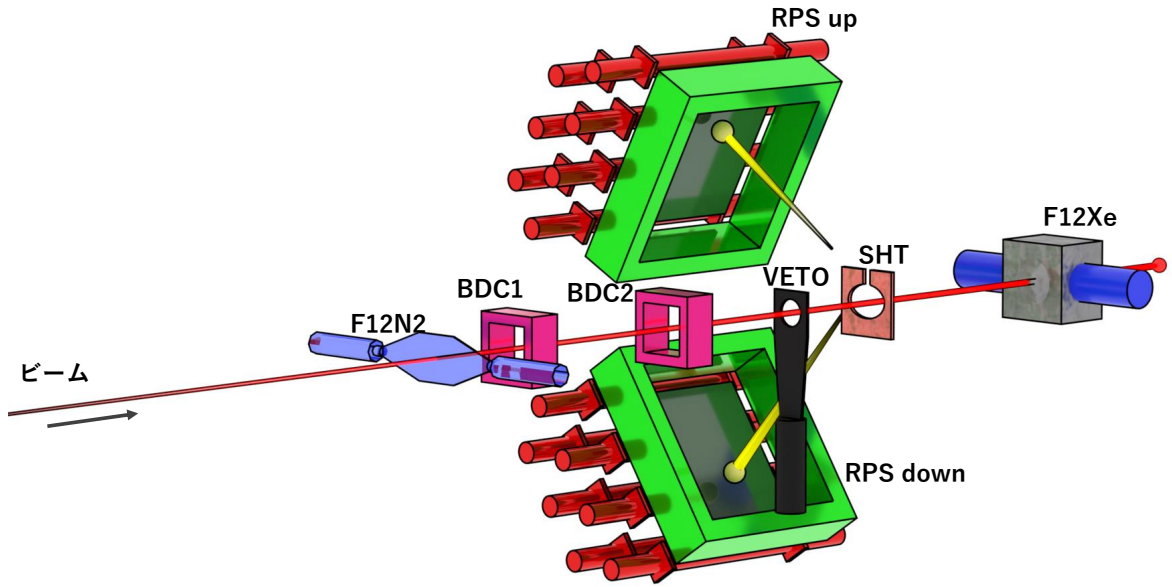


図 2.4: F12 に設置された検出器群の位置概要図. BDC1,2 で位置と角度を測定されたビームは, SHT の陽子を反跳させる. 反跳陽子は RPS で測定する.

逆運動学による ^{48}Ca (粒子 1) + p(粒子 2) \rightarrow $^{48}\text{Ca}^*$ (粒子 3) + p(粒子 4) の反応は, 以下の式 (2.2) で表される実験室系運動学に従う. ここで, E は各粒子のエネルギー, m は質量, θ_4 は粒子 4 の反跳角度, P, E_0 はそれぞれ衝突前の運動量と系の全エネルギーを表す.

$$E_4 = \frac{E_0(m_p E_1 + \frac{m_1^2 - m_3^2 + 2m_p^2}{2}) \pm P \cos \theta_4 [(m_2 E_1 + \frac{m_1^2 - m_3^2}{2})^2 - m_p^2 m_3^2 - P^2 m_p^2 \sin^2 \theta_4]^{1/2}}{E_0^2 - P^2 \cos^2 \theta_4} \quad (2.2)$$

入射ビームの実験室系の散乱角を 0 と近似したとき, 入射 ^{48}Ca の入射エネルギー T_b または運動量 P_b と, 反跳陽子の運動エネルギー T_p ・反跳角度 θ がわかれば, 散乱粒子の質量, つまり励起エネルギーが求まり弾性散乱イベントを抽出することができる. これら 3 つは以下の解析により決定する.

- 入射ビーム粒子

物質中のビーム粒子のエネルギー損失は Bethe-Bloch の公式を近似した形で, 粒子の原子番号 Z_b と粒子の速度 β_b を用いて以下のように表される.

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z_b^2}{\beta_b^2} \quad (2.3)$$

また運動量 P_b は, β_b と磁気剛性 ($B\rho$) を用いて $P_b = ZB\rho = m_b \gamma_b \beta_b$ と表される. ここから, 以下の式が導かれる.

$$\frac{m_b}{Z_b} = \frac{B\rho}{\gamma_b \beta_b} \quad (2.4)$$

式 (2.3), (2.4) から, 簡単には検出器でのエネルギー損失と, ある長さの飛行時間 ($ToF_b \propto 1/\beta_b$) の違いにより, ビーム粒子の識別が可能となる. 識別されたビーム粒子は運動量の広がりを持ち, その値に応じて運動量分散焦点面 F5 の通過位置が変化する. 逆に言えば, F5 での通過位置を測定することで, ビーム粒子の運動量を決定することができる. さらに, 反跳粒子の角度を求めるためのビーム側の情報として, ビームが標的に入射する位置と角度も測定する必要がある.

- 反跳陽子

反跳粒子においても, まず粒子識別が必要である. 物質中のエネルギー損失は式 (2.3) と同様に,

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z_r^2}{\beta_r^2} \quad (2.5)$$

で表される. $\frac{dE}{dx}$ と粒子のエネルギー $E_r = \frac{m}{\sqrt{1-\beta_r^2}}$ との相関では m, Z_r を, E_r と飛行時間 $ToF_r \propto 1/\beta_r$ との相関では m を分けることが可能であり, 陽子と他の粒子の識別を行うことができる. 本論文では前者を E- ΔE 法, 後者を E-ToF 法と呼ぶ. さらに付け加えれば, $\frac{dE}{dx}$ と ToF_r の相関では Z_r の分離が可能であり, これは ΔE -ToF 法と呼ぶことにする. 粒子識別に加えて, 粒子が反跳した先の位置を測定することで, ビーム粒子の入射位置・角度と合わせて反跳角度を決定することができる.

上で述べた物理量を基に, ビーム粒子の散乱後の励起エネルギー E_x を導出し, 弾性散乱を抽出する.

2.2.1 ビームライン検出器

表 2.3 にビームライン検出器の仕様をまとめた.

図 2.3 にも示すように, F3, F7 にダイヤモンド検出器 (F3Dia, F7Dia)[37] を設置した. この二台はどちらもタイミング検出器として用いられ, ビームが F3-F7 間を飛行する時間が得られる. ダイヤモンド検出器は 1 パッド 4 ストリップ構成であり, パッドは四隅から信号を読み出せる仕様になっている. 本測定ではパッド読み出しの全 4 ch を用いた.

運動量分散焦点面 F5 には位置検出器として SR-PPAC を二台設置した (SRPPAC51, 52). SR-PPAC は RIBF において開発段階にある検出器であり, 大強度ビーム耐性が高い位置検出器として実用化が進んでいる. ただし ^{48}Ca データ取得時は, SRPPAC51 がうまく動作しなかったため本解析では 52 のみを用いた.

また図 2.4 に示すように F12 に設置したビームライン検出器として, 上流側から, F12N2, BDC1・2, VETO, F12Xe の四種類がある. まず, 反跳陽子の飛行時間スタートカウンターとして F12N2 を用いる. F12N2 は F12 の標的前に設置された窒素 (N_2) ガスシンチレーション検出器である. 近年重 RI ビーム用に開発されており, N_2 ガスからのシンチレーション光を利用することで放射線損傷の影響を受けないことが特徴である.

ビームが標的へ入射する位置と角度は、約 1 m の間隔をもった二台のドリフトチェンバー (BDC1・2, Beam Drift Chamber) を用いて測定される。同時にこの BDC1・2 による軌跡情報で、標的に入射したビームとそうでないビームを判別する。

しかし、標的周囲には厚い物質が多く存在し、ビームが標的以外を通過した際に多量のバックグラウンドを生むことが考えられる。そのため標的チェンバー前の大きさ 30 mm ϕ の穴が空いたプラスチックシンチレータ (VETO) を用い、VETO で反応したイベントはデータ取得の際に弾くことにした。

SHT を通過したビームは、標的直後の Xe ガスシンチレーション (F12Xe) でエネルギー損失が測定される。この F12Xe でのエネルギー損失と、F3Dia-F7Dia 間の飛行時間を主には用いてビームの核種識別を行う。なお F12Xe は同時に、ベースラインの変動値として用いるために遅らせた信号 (F12Xed, F12Xe-delayed) も取得した。

各シンチレーション検出器は光電子増倍管 (PMT) で読みだされており、F12N2, F12Xe については両側読み出しである。

表 2.3: 各ビームライン検出器の仕様

F3, F7Dia	
厚さ	0.2 mm
有感領域	30×30 mm
構成	1 パッド, 4 ストリップ
SRPPAC51, 52	
有感領域	240×150 mm ²
面構成	Cathode X-A-Cathode Y
ストリップ数	X: 94, Y: 58
ガス	C ₄ H ₁₀ 4 Torr
F12N2	
厚さ	140 mm
ガス	N ₂ 1.5 atm
BDC	
有感領域	150×150 mm ²
面構成	X'-X-Y'-Y-X'-X-Y'-Y × 2 台
アノード面間隔	4.8 mm
アノードワイヤー間隔	5 mm
アノード-ポテンシャルワイヤー間隔	2.5 mm
ガス	CH ₄ 50 Torr
VETO	
厚さ	0.5 mm
F12Xe	
厚さ	120 mm
ガス	Xe 1.5 atm

2.2.2 反跳陽子測定器

標的から反跳した陽子は、ビーム面に対して上下二台に設置された RPS(up, down) で検出される。図 2.5 が二台の RPS をビーム上流側から見た正面図と、真上から見た上面図である。各 RPS は、RDC(Recoil MWDC) 一台、プラスチックシンチレータ PdE 一台、NaI(Tl) カロリメータ (NaI) 七台から構成されており、それぞれが図 2.5 のように標的を囲む形で、約 1 m の距離に配置されている。各検出器についての情報を表 2.4 にまとめた。

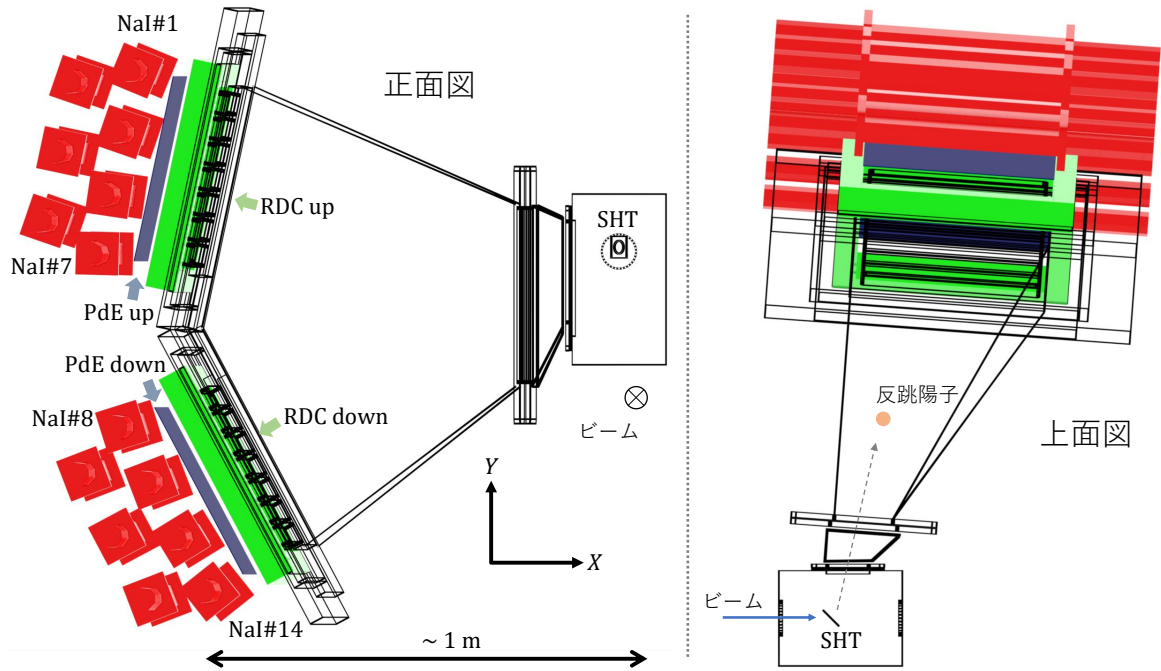


図 2.5: ビーム上流側からみた RPS・SHT(正面図) と、真上からみた RPS・SHT(上面図)。RDC, PdE, NaI×7 本が上下に 1 セットずつ設置された。

RDC は縦方向にワイヤーが張られた X 面と、横方向に張られた Y 面から成り、それぞれが表 2.4 に示した面構成をしている。なお、X'(Y') 面は X(Y) 面に対し半セル (7mm) ずらした面を表す。また、ガスは 1 気圧の Ar(50%) + C₂H₆(50%) を使用した。この RDC で反跳陽子の位置、つまり標的中心からの角度を測定した。

反跳陽子のエネルギー損失と飛行時間は PdE で測定した。PdE は薄型大面積プラスチックシンチレーション検出器であり、上下二台で厚さが異なるものを使用した。なお、エネルギーが低く PdE 中で停止してしまう粒子については PdE でのエネルギー損失が E_r 情報となる。

その後、NaI カロリメータ中で約 120 MeV 以下の陽子は停止する。反跳粒子の識別には二種類の方法を用いた。NaI で測定されるエネルギーと PdE でのエネルギー損失からは E- ΔE 法、PdE でのエネルギー損失と PdE への到達時間からは ΔE -ToF 法、E-ToF 法を用いることができる。PdE 中で停止した陽子については E-ToF 法のみを、比較的高エネルギーで PdE を突き抜けた粒子は E- ΔE 法を用いて粒子識別を行う検出器構成となっている。

表 2.4: RPS を構成する検出器の各情報

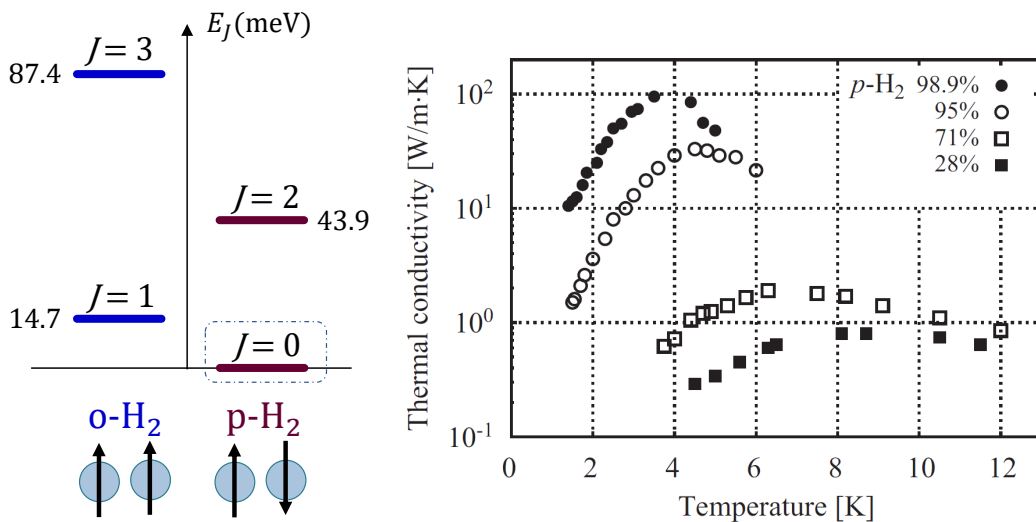
RDC	
有感領域	436×436 mm ²
面構成	X-Y'-X-Y'-X'-Y-X'
アノード面間隔	10 mm
アノード-カソード面間隔	5 mm
アノードワイヤー間隔	14 mm
アノード-ポテンシャルワイヤー間隔	7 mm
ガス	Ar(50%) + C ₂ H ₆ (50%) 1 気圧
PdE	
有感領域	440×440 mm ²
厚さ RPS up	2.53 mm ^t
RPS down	3.09 mm ^t
NaI×7 台	
一台の面積	450×50 mm ²
奥行	50 mm ^t

2.3 固体水素標的

陽子標的は、本実験の成功に大きく関与する実験装置の一つである。すでに 1.3.1 節でも触れたように、反応点の位置不定性による角度分解能の悪化を防ぐために、標的の厚さは約 1 mm であることが求められた。本実験では、パラ水素を固体化した固体水素標的 (SHT, Solid Hydrogen Target)[29, 30] を用いて、薄くかつ標的数の多い標的を実現した。

2.3.1 パラ水素

水素分子は 2 つの水素原子から構成されており、全核スピン (J) の組み合わせによって、オルト水素 ($o\text{-H}_2$) とパラ水素 ($p\text{-H}_2$) の二種類の核スピン異性体が存在する。図 2.6(a) に、二種類の核スピン異性体における全核スピンと回転エネルギー準位の関係を示した [39]。通常の室温水素 ($n\text{-H}_2$) には、この $p\text{-H}_2$ と $o\text{-H}_2$ が 1:3 の割合で存在しており、温度が下がるにつれ $p\text{-H}_2$ の割合が大きくなる。図 2.6(b) に、水素の熱伝導率の温度による変化を $p\text{-H}_2$ の割合別に示した。98.9% 純度 $p\text{-H}_2$ は温度 4 K 時の熱伝導率が 100 W/mK であり、 $n\text{-H}_2$ の 100 倍以上の熱伝導率を持つ。 $p\text{-H}_2$ の冷却効率が高いという特性を利用することで、溶けにくい固体水素標的が作製可能となった [29]。



(b). $p\text{-H}_2$ の割合別の熱伝導率温度依存性 [29].
(元データ [40, 41])

(a). 全核スピン J と回転エネルギー準位 (データ元 [39]).

図 2.6: H_2 の核スピン異性体特性.

$o\text{-H}_2$ から $p\text{-H}_2$ への自発的変換は非常に時間がかかるため、20 K 以下の低温環境でオルト-パラ変換器 (o/p 変換器) を通し $p\text{-H}_2$ へ変換した。変換器の中には触媒として

酸化鉄 (III) の粉末が詰められており, $n\text{-H}_2$ ガスを流しいれると 99.9%純度の $p\text{-H}_2$ ガスとして取り出すことができる.

2.3.2 本実験の SHT 作製

図 2.7 に SHT 作製システムの概要を示した. 4.2 K まで冷却可能な冷凍機 RDK-415D の先に標的セルが取り付けられ, 5 K 以下まで冷却される. そこに $p\text{-H}_2$ ガスを流し込み固化させることで SHT を作製した. セル周辺は Al 製の輻射シールドが取り付けられ, 周囲からの熱輻射を抑える. なお輻射シールドはビーム方向に開口部がある. またシステムには $T1\sim T4$ で示される Pt-Co 抵抗温度計を付け, コールドヘッド・セルの温度, o/p 変換器の出口の温度, 輻射シールドの温度, 冷凍機上部の温度をそれぞれモニターした.

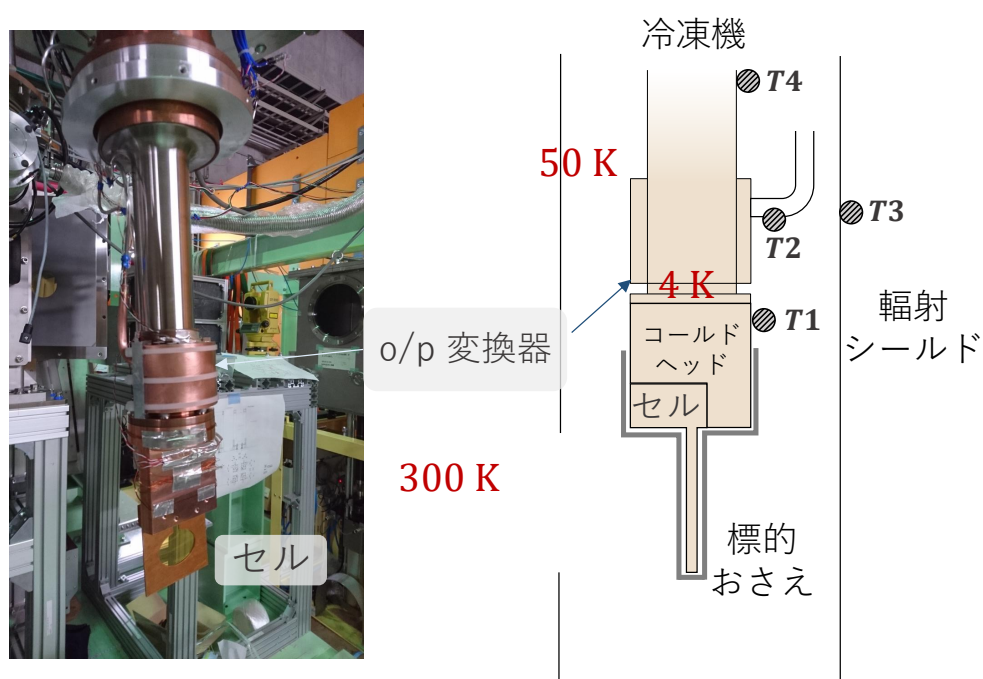


図 2.7: SHT 作製システム

図 2.8 に本実験の SHT 作製に用いたセルを示した. セルは厚さ 1 mm の無酸素銅 (C1020) でできており, 斜め 45° に傾けた際に水素封入部分が直径 25 mm の円となるように設計された. 45° に傾けるのは, 標的中の陽子の多重散乱による励起エネルギー分解能悪化を減少させるためである [42]. 水素封入膜としては通常, $6\ \mu\text{m}^t$ もしくは $9\ \mu\text{m}^t$ のアラミドフィルムが用いられる. しかし, 今回用意した $6\ \mu\text{m}^t$ に多数の傷がありガスの漏れが懸念された. そのため, 水素封入膜にはユーピレックス (UPILEX) $12.5\ \mu\text{m}$ を, 封入膜の接着には STYCAST 1266J を用いた. ガスをセル中で固体化させるとき, セルには図 2.7 にも示された標的おさえが取り付けられた. 2 mm 厚 Al の標的おさをネオジムボンド磁石で両側から押しつけることで, SHT の膨らみを抑えることができる. 標的おさえもコールドヘッドと接面を持たせたことで, 5 K 以下まで温度を下げることもできた. なお標的おさえを用いない場合は中心部分で 1.7 倍以上もの膨らみが生じることが報告されており ($40\ \text{mm}\phi$, $5\ \text{mm}^t$ セル)[43], 標的おさえで確実に厚さを

1 mm に保つことができているかは明らかでない。また、作製された標的はその薄さから、輻射シールドの外に出たり外気に触れたりすると溶けてしまうため、直接測定ではなく実際のビームとの反応を用いて厚さを測定することが必要である。

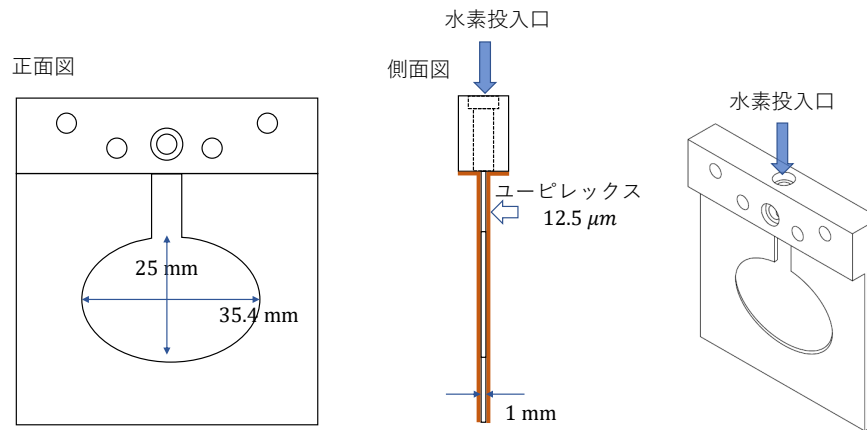


図 2.8: SHT 封入セル

今回の SHT 作製に関して特筆すべきこととして、不均一な個所の見られない標的を繰り返し、安定して作製する方法が確立した点がある。水素の三重点は $T_t = 13.8\text{ K}$ であり、それ以下の温度になると固体化する。固体化の際、圧力が小さい環境下では気相から直接固相へ、圧力が高くなると液相を経て固相へ転移すると考えられる。SHT 作製時、銅棒付近とセル中心での熱伝導率の違いにより、セル中心の温度が上昇する。その結果ガス流入量が多いと棒周辺が先に固体化し、中心に残る液相部分を覆ってしまう。その後セル全体が固体化したとき、中心部分に穴や「す」と呼ばれる固体水素の密度が小さい領域が生じてしまうことが、これまでの SHT 作製の課題であった。本実験においてはセル全体を低温に保つため、標的おさえがコールドヘッドに触れる面積が大きい形状を採用した。さらに熱輻射を抑えるため、輻射シールドの陽子反跳方向の開口部をアルミ蒸着マイラーに変更した。これらの改良により、これまでの標的おさえ温度が 7 K であったのに対し、本実験ではセルと一体となり 4 K 近くまで冷却され、ガス流入時の温度上昇をある程度防ぐことができたと考えられる。結果として、すの無い固体水素標的を繰り返し安定して作製することに成功した。

図 2.9 に示されているのが、測定に用いた SHT 作製時における Pt-Co 抵抗温度計でのモニター温度である。矢印で p-H₂ ガス封入の時刻を示した。なお T_4 が 4.2 K より低い温度を示しているのは、抵抗値にオフセットが載っているためである。セルにガスを封入し SHT が形成されていく間、 T_1 において 5.5 K までの温度上昇が確認された。この温度上昇について、図 2.10 に p-H₂ 密度の温度依存性を示した。13.8 K 以下の固体水素は密度がほぼ一定であることと、完成した SHT にすぐ見られなかったことから、作製した SHT は密度も均一であると考えられる。

最後に、図 2.11 にこれまで作製されてきた SHT の一部と [30]、今回作製し測定に用

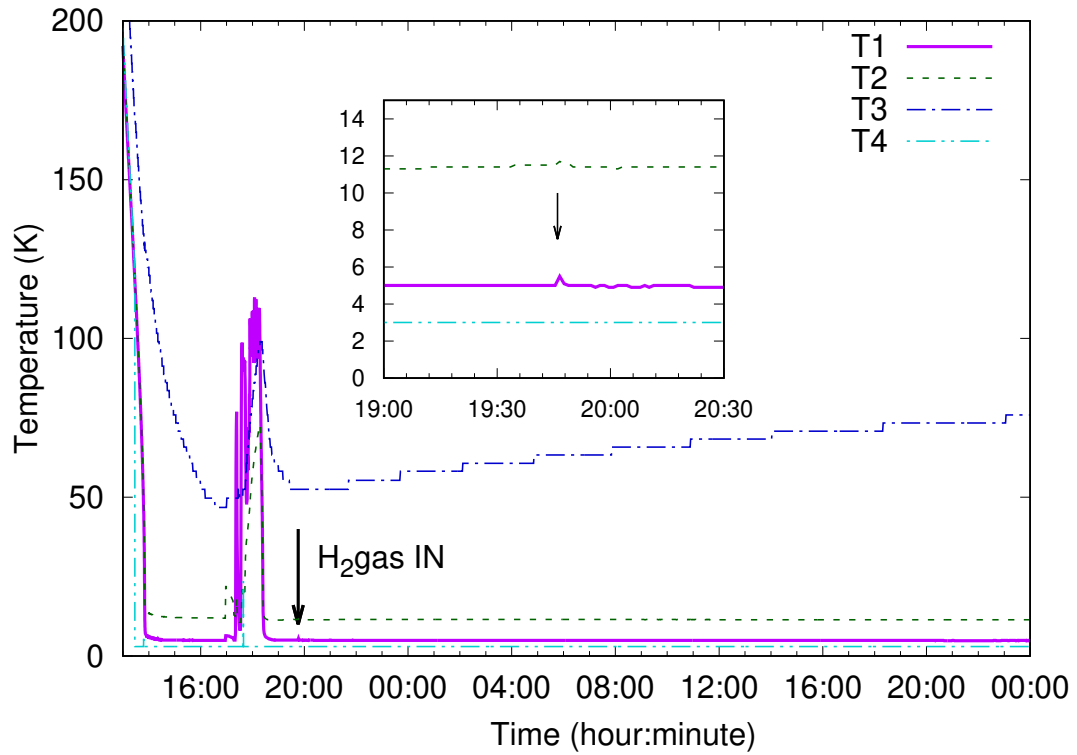


図 2.9: SHT 作製時の時間変化. 矢印で水素ガス封入の時刻を示した.

いた SHT を示す. 左から右にかけて作製時期が新しくなっており, 一番左の写真のみ n-H₂ で作製された SHT である. 図 2.11 の (b)(f) にはそれぞれ穴もしくははすが見られた. 一番右が今回作製した SHT であるが, すは見られなかった. 今回, 実験前にすが見られない SHT を, 安定的に繰り返し作れるようになった.

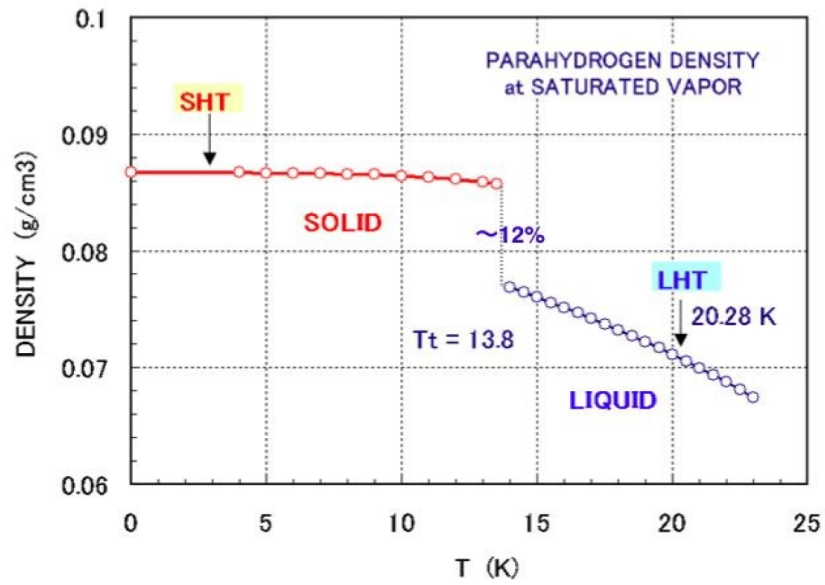


図 2.10: p-H₂ 密度の温度依存性. [44]

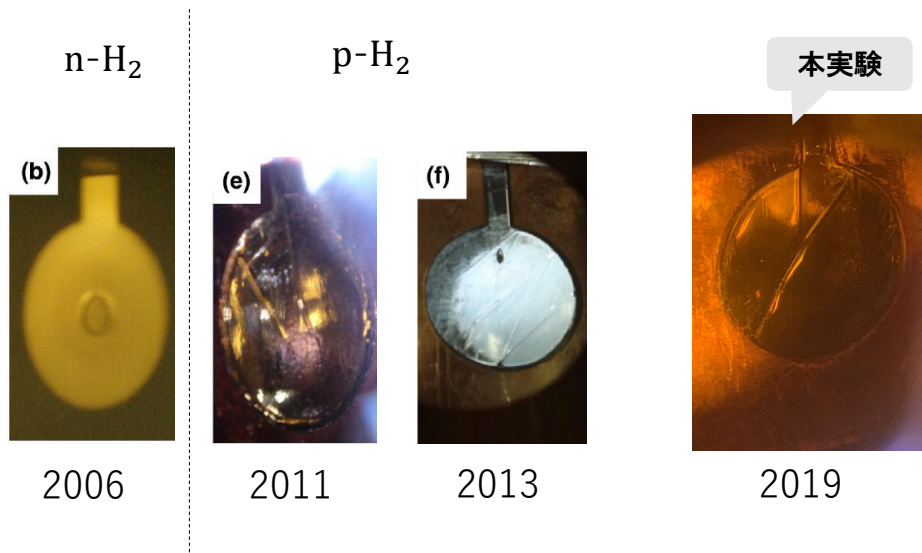


図 2.11: これまでに作製されたSHTと本測定用に作製したSHT[30]. 作製条件の詳細については [30] にまとめられている.

2.4 測定回路

本節では、解析に使用した検出器のデータ収集回路について述べる。焦点面 F3~F7 の検出器と F12 以降の検出器では異なるデータ収集回路を用いており、前者を BLD 回路、後者を ESPRI 回路と呼ぶこととする。それぞれの回路構成を図 2.12 に示した。LR は左右の PMT からの出力を意味する。

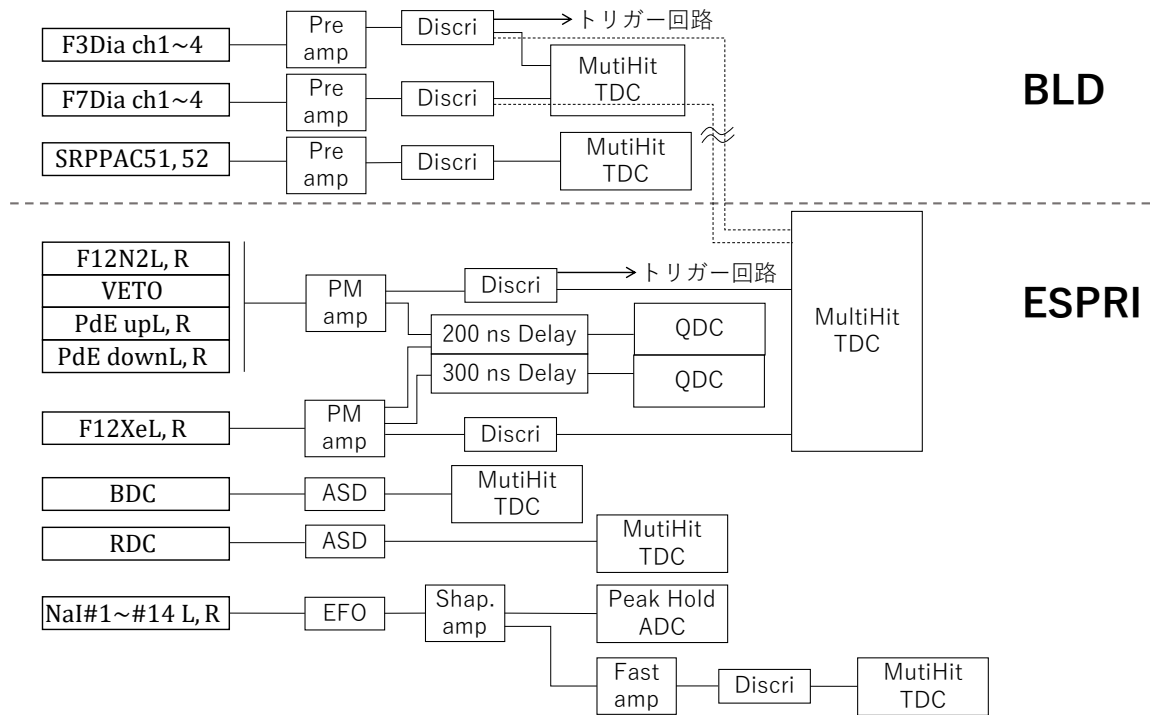


図 2.12: 各検出器の回路構成.

F3Dia, F7Dia はプリアンプ (Pre amp) で増幅後, discriminator (Discr) で NIM 信号に変換され Multi Hit TDC に送られた. Multi Hit TDC には CAEN V1290A を用いた. また, 各チャンネルの NIM 信号をスケーラー SIS3820 に送りで数を計測した. SRPPAC51, 52 はプリアンプで増幅後, Constant Fraction discriminator を通り Multi Hit TDC CAEN V1190A に送られた. これらの情報が BLD 回路データセットとして取得された.

一方で, ESPRI 回路データセットは以下の回路構成とした. まず F12N2, VETO, PdE, F12Xe は Photomultiplier Preamplifier (PM amp) Phillips model776 で増幅された. その後, これらを全て 200 ns 遅らせたアナログ信号に, F12Xe のみ 300 ns 遅らせた信号も加えて, ADC CAEN V792 (QDC) に送られた. なお F12N2, VETO, F12Xe を一台の QDC, PdE を別の QDC で取得した. また, PM amp 後の信号は Discr を通り NIM 信号に変換され, それぞれ Multi Hit TDC CAEN V1290A に送られた. さらにオンライン解析において使用するため, F3Dia と F7Dia の 4 ch 論理積をとったものを同 V1290A に送った. なお F12N2 と F12Xe の NIM 信号幅は 30 ns, それ以外は 50 ns とした.

BDC からのアノード信号は, Amplifier-Shaper-Discriminator (ASD) を通り LVDS 信号となった後, Multi Hit TDC CAEN V1190A に送られた. RDC からのアノード信号

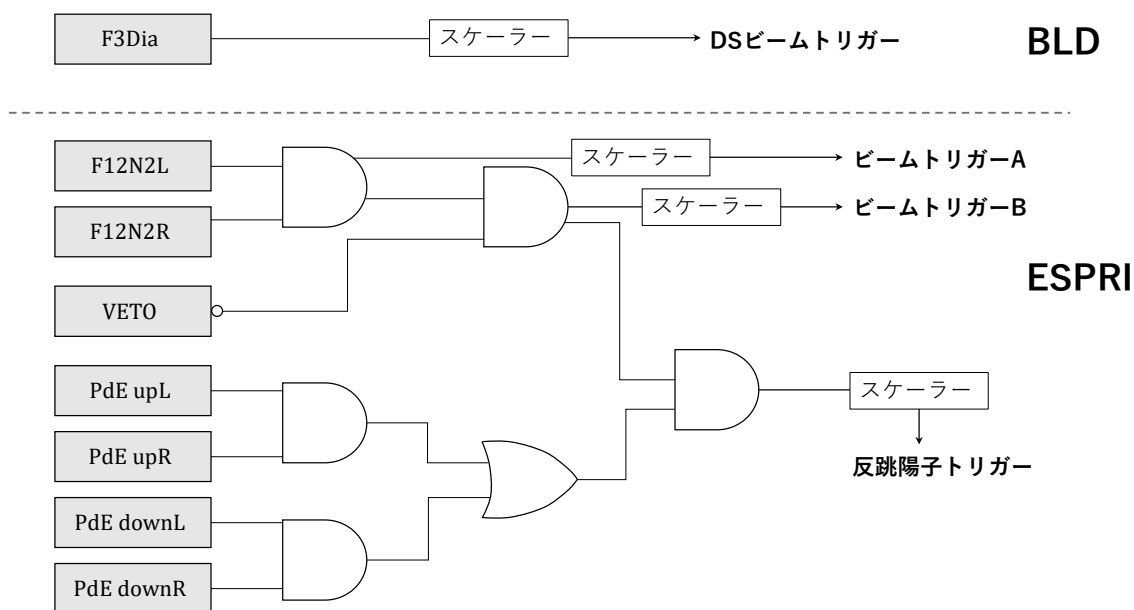


図 2.13: トリガー回路の構成.

も同様に ASD を通り LVDS 信号となった後, Multi Hit TDC AMSC AMT-VME に送られた.

最後に, NaI からの信号はエミッタフォロワ型プリアンプ (EFO) で増幅後, Pulse Shaping Amplifier (Shap. amp) CAEN N568B で信号成形され, Peak Hold ADC CAEN V785 に送られた. また, Shap. amp 後の信号を Fast Amplifier (Fast amp) と Discri に通し, V1190A に送った.

次にトリガー回路について述べる. 図 2.13 にトリガー回路の構成図と, 本解析に用いた四つのトリガーを示した. BLD 回路は, F3Dia の ch1 からの NIM 信号を 1/20000 に間引いた DS ビームトリガーを用意した. ESPRI 回路については, F12N2・PdE の NIM 信号と反転させた VETO の NIM 信号を用いて, 三種類のトリガー, ビームトリガー A, ビームトリガー B, 反跳陽子トリガーを作成した. これらの詳細を以下のとおりである.

- BLD トリガー

1. DS ビームトリガー : F3Dia の ch1 を 1/20000 に間引いたもの. BLD 回路の基本トリガーとなる.

- ESPRI トリガー

1. ビームトリガー A : F12N2 の L と R の論理積をとったもの. 以降の解析ではこのビームトリガー A をビームトリガーと呼ぶこととし, ビーム解析に用いた.
2. ビームトリガー B : ビームトリガー A に, バックグラウンド除去を目的とし反転させた VETO を加えたもの. F12 でのビーム調整時に用いた.

3. 反跳陽子トリガー : F12N2 の L, R と反転させた VETO の論理積に対し, PdE の L, R の論理積をとってから up, down で論理和をとったものを加えた. 反跳陽子データ取得時に用いた.

BLD 回路は DS ビームトリガーに加えて, ESPRI トリガーも受け入れてデータ取得できるようにした. ESPRI トリガーは三種類の中から適宜選択して用いた. BLD 回路と ESPRI 回路は, それぞれ別の PC で取得されデータ取得後に併合した. その際イベントを合わせるため, LUPO TimeStamp Module を用いて各回路, イベント毎にタイムスタンプを取得した.

第3章 データ解析

3.1 解析の流れ

本節では、以降の解析の流れや共通事項について先に述べておく。

3.1.1 データ解析の概要

測定データから、実験室系で $69^\circ \sim 83^\circ$ まで、 1° ビン幅での微分断面積を求めた。2.2 節でも触れたが、微分断面積の導出に必要な観測量とその関係を図 3.1 にまとめた。ビーム解析は 3.2 節、反跳陽子解析は 3.3 節で詳しく説明する。さらにそれらの結果を用いて反跳角 θ とビーム粒子の励起エネルギー E_x を算出し、3.4 節で各種検出効率と微分断面積の導出を行う。なお、ビーム解析にはビームトリガー A を用いたデータセット、反跳陽子解析には反跳陽子トリガーを用いたデータセット、その後の断面積導出までは反跳陽子トリガー時の全データセットを用いて解析した。

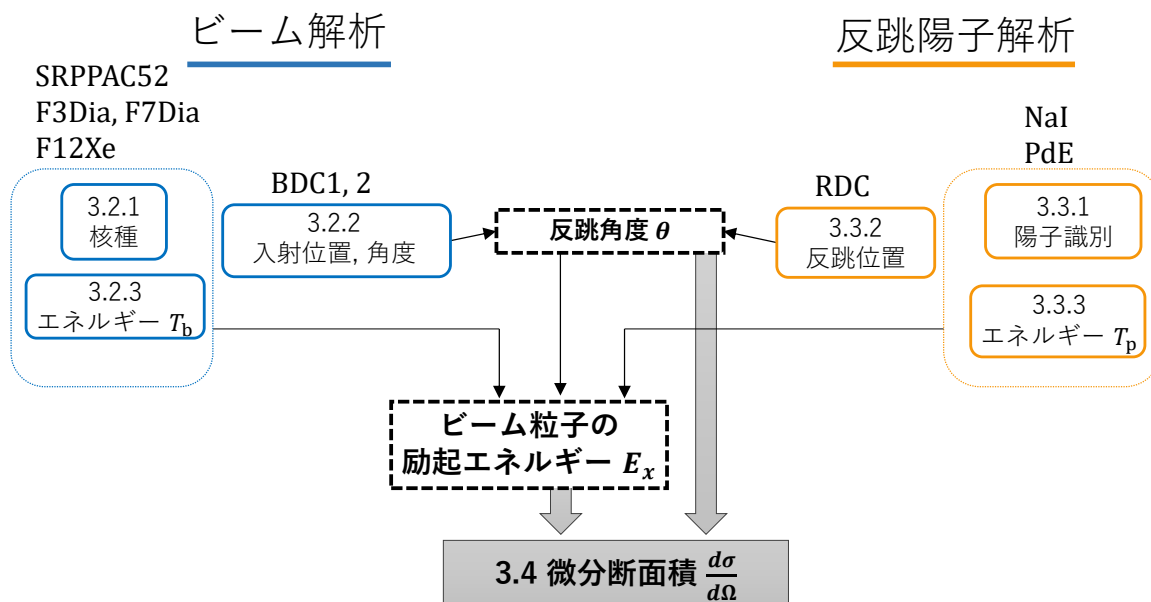


図 3.1: 解析の流れ. 必要な観測量とその解析に用いる主な検出器を示している. また, 各観測量の導出について述べている章を併記した.

次に、本論文における検出器の呼び方について述べる。2.2 節で説明した検出器名 (F12N2, F12Xe など) に加えて、QT がそれぞれ QDC・TDC 情報を意味し、LR が PMT の左右を意味すると定義する。また粒子の進行方向に対して左右を定義した。

解析では，ドリフトチェンバー等の位置検出器での測定データも用いる．その際の検出器上での三次元座標 XYZ は図 3.2 に従う．

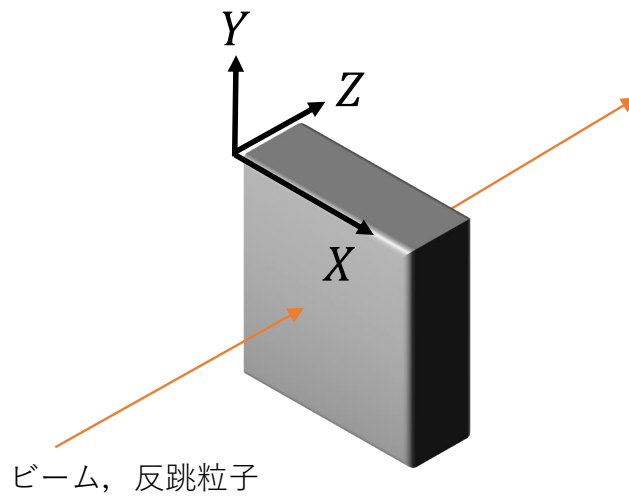


図 3.2: 位置検出器上での座標の定義.

3.1.2 シンチレータ検出器

検出器 F12N2, F12Xe, PdE, NaI は全て両側読み出しシンチレーション検出器である．図 3.3 に典型的な両側読み出し検出器の模式図を示した．荷電粒子が位置 x , ある

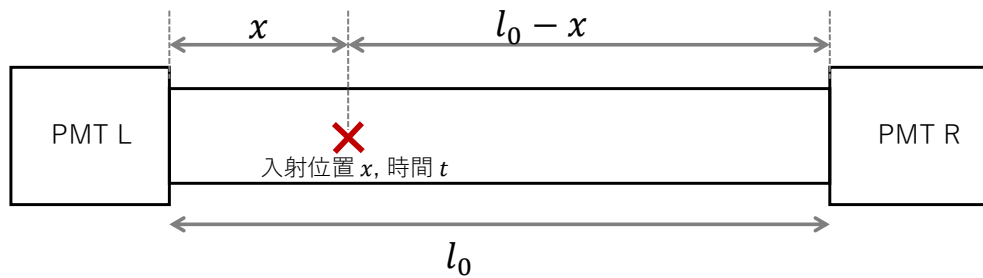


図 3.3: 典型的な両側読み出し検出器の模式図．荷電粒子が入射したとする位置を赤いバツ印で示した．

時間 t に入射し，大きさ Q_0 の光を生じさせたとする．最終的に左右それぞれの PMT に入る信号の大きさ・時間 ($Q_{L,R}, t_{L,R}$) は，シンチレータ中での信号速度 v_c ，適当な定数 $t_{L0,R0}$ と減衰定数 a_c を用いて次のように表すことができる．

$$t_L = t + \frac{x}{v_c} + t_{L0}, \quad t_R = t + \frac{l-x}{v_c} + t_{R0} \quad (3.1)$$

$$Q_L = Q_0 e^{-a_c \frac{x}{l}}, \quad Q_R = Q_0 e^{-a_c \frac{l-x}{l}} \quad (3.2)$$

なお $Q_{L,R}$ は QDC や ADC の値からペDESTAL値を差し引いた値である。左右の PMT からの信号の平均として、

$$\langle t \rangle = \frac{t_L + t_R}{2} = t + \frac{l}{2v_c} + t_0 \quad (t_0 \text{ 定数}) \quad (3.3)$$

$$\langle Q \rangle = \sqrt{Q_L Q_R} = Q_0 e^{-ac/2} \quad (3.4)$$

をそれぞれ考えれば、荷電粒子の入射位置に関わらないエネルギー損失、時間情報を取得することができる。今後の解析で特に明記しない限りは、両側読み出しシンチレーション検出器で落としたエネルギー、入射時間の情報に式 (3.4), (3.3) を用いることとする。

3.1.3 マルチヒット TDC の取り扱い

測定の時間情報はすべてマルチヒット TDC で取得されており、本論文では信号のリーディングエッジを TDC 情報として用いた。

真のビームバンチからの信号はトリガー信号に対してほぼ一定の TDC 情報として得られる。その一方で、真バンチの前後のビームバンチからの信号も、TDC のゲート内に入り TDC 情報として取得される。これらの信号はトリガーに対してビームバンチ間隔分だけずれていく。解析においては真バンチのみを選択し、その内で一番目のものを採用した。ただし反跳陽子測定器の PdE, RDC に関しては F12N2 との時間差を考慮しており、次節以降の本文中でその方法について触れた。

3.2 ビーム解析

本章ではビーム粒子に関する解析について述べる。示した各図に関して特に記述がないものは全て、ビームトリガー (ビームトリガー A) 時のものである。

3.2.1 ビーム粒子識別

式 (2.3), (2.4) より、ビーム粒子のエネルギー損失と飛行時間の違いで、ビーム粒子の電荷 Z と質量数 A の識別を行った。

エネルギー損失は、F12Xe の QDC 値から信号を遅らせた F12Xed の QDC 値を引いたものを使用した。なお、F12Xe に関しては両側読み出しシンチレーション検出器ではあるが、以下に述べる理由により左側の PMT からの値のみを使用した。図 3.4 にビームトリガー時の、F12Xed を引いていない F12Xe QDC 値を示した。図 3.4(a),(b) が左右の PMT からの値 (F12XeL, F12XeR) をそれぞれ表しており、(c) が二つの相関を表している。F12XeL が一つのピーク構造を採るのに対し、F12XeR には約 400 ch 下がったもう一つのピーク構造が見られた。F12XeL で主ピークに含まれているイベントが、F12XeR の約 400 ch 下がったピークを構成していることから、何らかの理由でピーク位置のずれが起こったと考えられる。この構造は時間や、ビームの通過位置等には依存せずランダムに現れており、補正が困難であった。そのため、本解析では F12XeL の

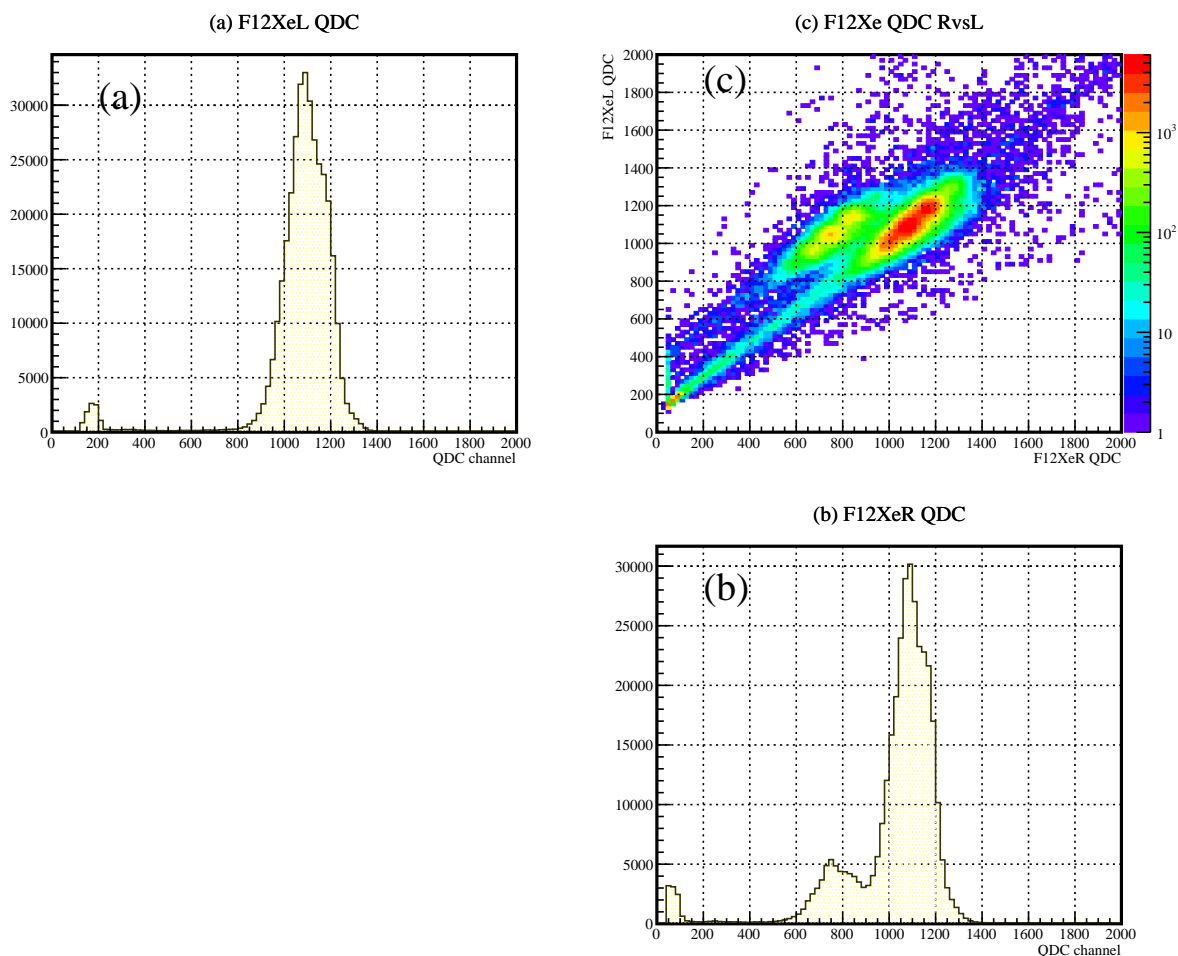


図 3.4: ビームトリガー時の F12Xe の QDC 値. (a):左側の PMT からの値. (b):右側の PMT からの値. (c):左右の PMT からの値の相関. 右側の PMT はピークが二つに分かれていることがわかる.

みを使用することとし, F12XeL から F12XedL を引いた値を F12XeQ として解析に用いた.

飛行時間は, 焦点面 F3 と F7 に設置されたダイヤモンド検出器間の時間差 (F3-F7ToF) を使用した. なお各ダイヤモンド検出器において, 四つのパッドの平均をとった. さらに各ビーム粒子は運動量の違いによって, 運動量分散焦点面 F5 での検出位置が変化する. ビームの運動量中心にある核が F5 中心を通過するのに対し, 運動量が中心からずれると, F5 直前の双極電磁石 D4 による曲げ具合に過不足が生じることが理由である. 結果的に同じ核 (Z と A/Q が等しい集団) であっても, この運動量の違いが飛行時間の違いを生むため識別の分離度が悪くなる. そこで, 運動量の違いによる核種毎の飛行時間を, F5 での位置 (F5X) を使って補正した. 図 3.5 左に補正前, 右に補正後の F3-F7ToF と F5X の相関を示した. 今後はこの補正した F3-F7ToF を用いる.

上で述べてきた F3-F7ToF と F12XeQ の二次元相関図と, それを XY 各軸に射影した一次元ヒストグラムを図 3.6 に示した. この図と BigRIPS による実験中の粒子識別の結果を比較し, 円で囲まれた最も明るい核種群が ^{48}Ca であることを同定した.

次に ^{48}Ca イベントの抽出方法について述べる. 図 3.6 において, ^{48}Ca の上下を結ぶ直

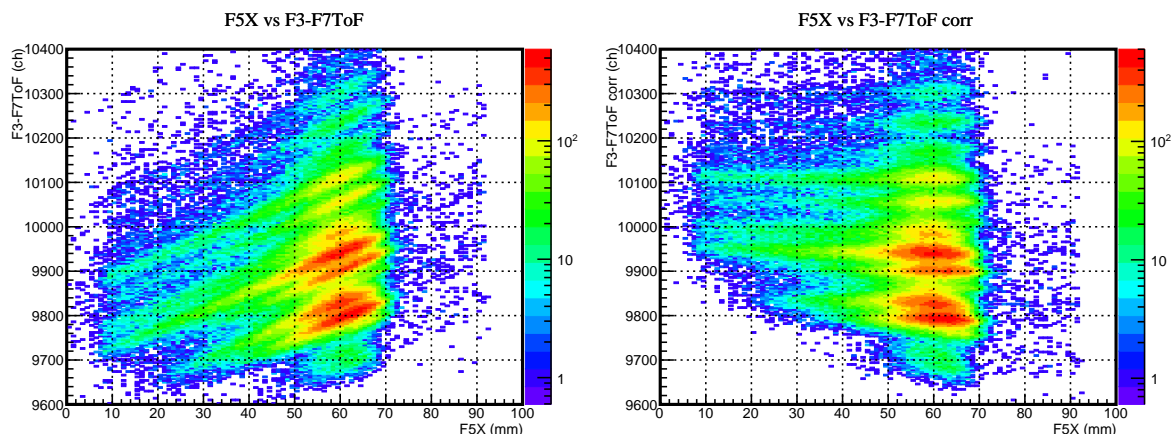


図 3.5: F5 での位置 (F5X) と F3F7 間 ToF (F3-F7ToF) の相関とその補正. 左:補正前. 右:補正後.

線が $A/Q \simeq 2.4$, 左右を結ぶ直線が $Z = 20$ を表す. ^{48}Ca に対して, 上下左右の核種がそれぞれ, $^{50}_{21}\text{Sc}$, $^{46}_{19}\text{K}$, $^{47}_{20}\text{Ca}$, $^{49}_{20}\text{Ca}$ であり, すべて不安定核である. 最も簡単には, 適当な楕円で切り出すことでそれぞれの核種を抽出することができる. この方法を用いて抽出した核種を, XY 方向にそれぞれ射影しガウシアンでフィットしたときの平均値を, 各核種の中央値として採用した. なお, 上で述べた二直線は, $A/Q \simeq 2.4$ の ^{50}Sc , ^{48}Ca , ^{46}K の中央値 3 点から最小二乗法で求めた直線と, $Z = 20$ の ^{47}Ca , ^{48}Ca , ^{49}Ca の中央値 3 点から最小二乗法で求めた直線を示していた.

この二直線を基準として $A/Q \simeq 2.4$, $Z = 20$ 周辺でカットし, それぞれの直線状に射影したヒストグラムを図 3.7 に示す. 左図は $Z = 20$ 周辺でカットし, $A/Q \simeq 2.4$ の直線上に射影した値, 右図は $A/Q \simeq 2.4$ 周辺でカットし, $Z = 20$ の直線上に射影した値であり, それぞれの図で中央のピークが ^{48}Ca である. これらのヒストグラムを三つのガウス関数の和 (3 ガウシアン) でフィットした. その結果として, ^{48}Ca の標準偏差 σ に対して各ピークの平均値 μ までの分離度を矢印で示した. 左図の F3-F7ToF で表される A/Q は 3σ , 右図の F12XeQ で表される Z は 2σ を最終的なカット範囲とすることにした. ここで一つ注意点を述べる. 反跳粒子トリガーのときは F12XeQ の分離度がビームトリガー時よりも悪いという現象がみられた. これは, 反跳粒子トリガー時には散乱・原子核反応イベントが強調されること, またビーム強度が 20 倍以上大きいことが理由として考えられる. この影響で, ^{48}Ca に対して Q が一つ上の核種である ^{50}Sc が $Z = 20$ 周辺に有為に混じっていたため, 反跳陽子トリガー時には F3-F7ToF で表される A/Q を 4 ガウシアンでフィットした. また最終的にカットした範囲を, 図 3.8 に示した. 左の図から, Z 方向のカット, A/Q 方向のカット, 最終的な ^{48}Ca 選択範囲を表す.

最後に, 抽出した ^{48}Ca に対する他核種の混合率を見積もった. 図 3.8 の結果をカットに用いた直線上に射影し, 前段落で述べたフィッティングを再度行うことで混合率を計算した. 結果は表 3.7 にまとめられている.

^{48}Ca ビームの割合は 22.42% であった. ビーム割合の導出方法については 3.4 節で詳しく述べる.

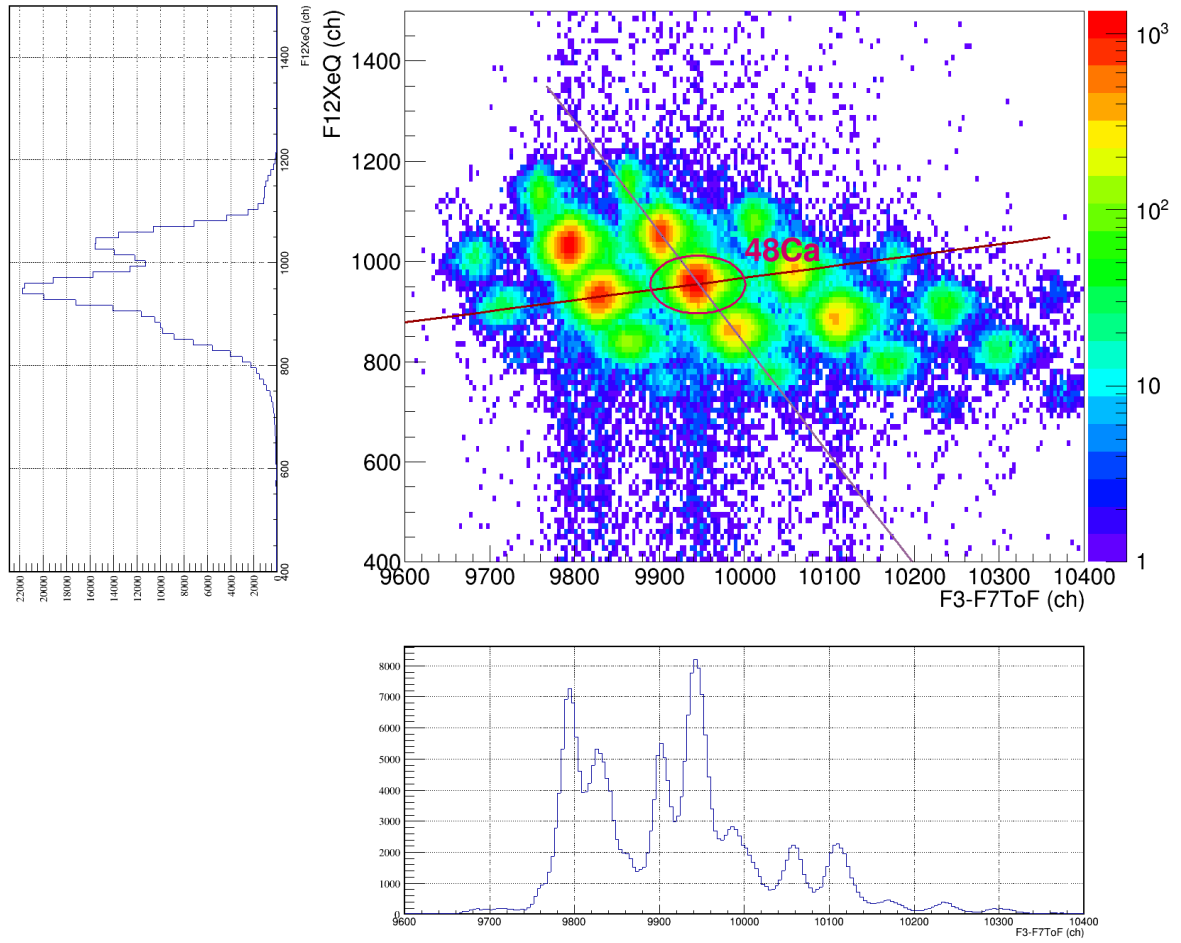


図 3.6: F3-F7ToF と F12XeQ の相関による粒子識別二次元図と各値の一次元ヒストグラム. 円で囲まれた核種が ^{48}Ca .

表 3.1: ビーム粒子識別のフィッティング結果と他核種の混合率

		A/Q 分離 (σ)	Z 分離 (σ)	^{48}Ca への混合率
ビームトリガー	^{47}Ca	7.0	-	0.02 %
	^{49}Ca	7.1	-	0.05 %
	^{50}Sc	-	4.4	0.4 %
	^{46}K	-	4.3	0.3 %
反跳陽子トリガー	^{47}Ca	6.0	-	0.5 %
	^{49}Ca	5.8	-	0.8 %
	^{50}Sc	2.8	4.1	3.8 %
	^{46}K	-	3.9	2.6 %

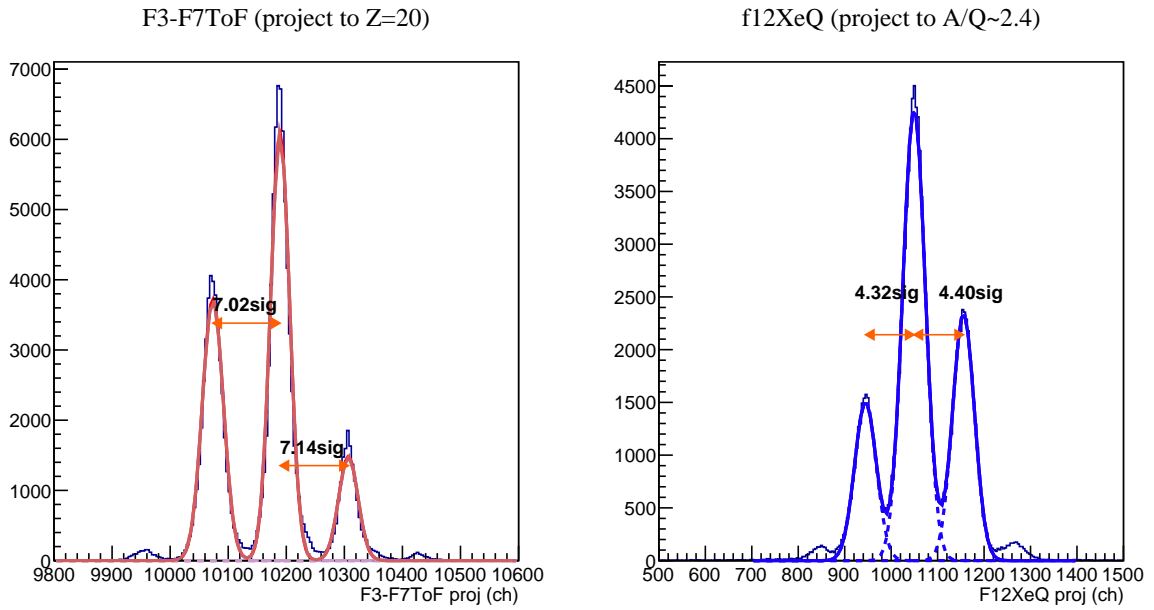


図 3.7: $A/Q \approx 2.4$ と $Z = 20$ 周辺でカットし、それぞれの直線上に射影したもの。左: $Z = 20$ 周辺でカットし、 $A/Q \approx 2.4$ の直線上に射影した。右: $A/Q \approx 2.4$ 周辺でカットし、 $Z = 20$ の直線上に射影した。各矢印は3ガウシアンでフィットした際の σ に対する分離度を示す。

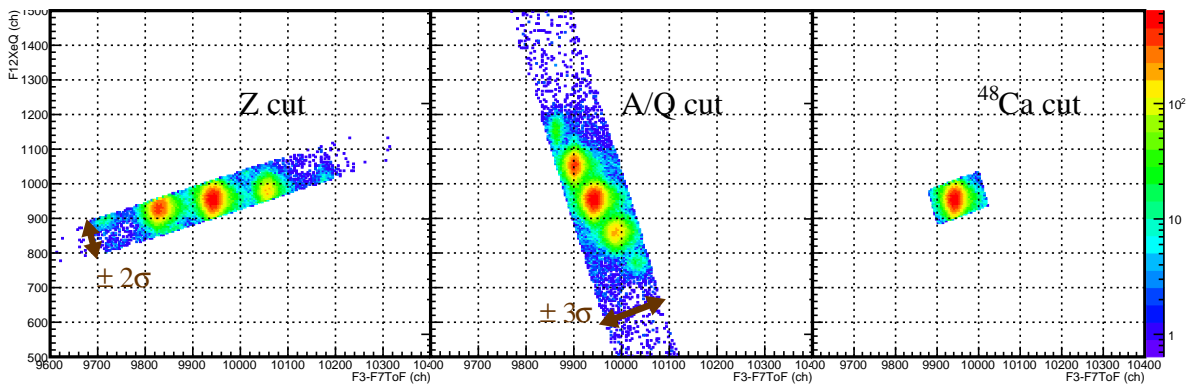


図 3.8: ^{48}Ca の識別結果。左の図から、 Z 方向のカット、 A/Q 方向のカット、最終的な ^{48}Ca 選択範囲を表す。

3.2.2 入射角度と標的での位置

ビームが標的に入射する軌跡は、1 m 間隔に設置された二台の BDC に入射した位置から求める。BDC 解析の概要は以下の通りである。

図 3.9 に BDC1 の X1 面で得られた TDC(リーディングエッジ) の値を示す。ビームトリガー時は 100~800 ch の範囲でゲートをかけ、この範囲に入ることを各面でのヒット条件とした。この得られた TDC の値をドリフト時間として、アノードワイヤーまでのドリフト長を求めた。このとき、ビームが垂直に入射した際のアノードワイヤーとポテンシャルワイヤー間の長さを最大のドリフト長とした。

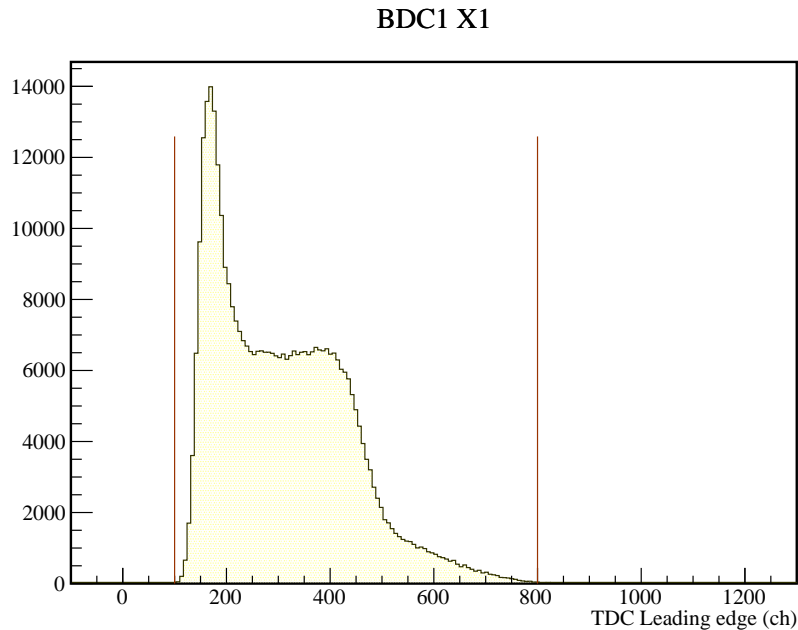


図 3.9: BDC1 の X1 面で得られた TDC リーディングエッジ分布。ゲートをかけた範囲 (100~800 ch) を直線で示した。

信号が得られたワイヤーの位置 x_i とドリフト長 dx_i から、各面における検出位置が求まる。これらの検出位置から、入射直線を最小二乗法で決定し、各 BDC での最終的な入射位置を求めた。各 BDC の典型的な位置分解能は $150 \mu\text{m} \sim 220 \mu\text{m}$ であった。詳しい解析については付録 A.1 に任せることにする。

上で述べた解析を二台の BDC でそれぞれ行った。求められた二点と各 BDC の位置から、標的までの軌跡を導出した。まず図 3.10 に全核種に対するビームの入射角度を示している。左図が水平 (X) 方向の入射角度 $A = \frac{dx}{dz}$ 、右図が垂直 (Y) 方向の入射角度 $B = \frac{dy}{dz}$ をそれぞれ表す。また図 3.11 に示されているのが、反跳陽子トリガー時の SHT 標的上の全核種に対するビームプロファイルである。左図が二次元のビームプロファイル、右図が SHT 中心からの距離 R で表現した値である。中心部分以外に見られる、イベント数が多い同心円状の箇所が SHT の縁部分を示している。これを基に SHT の中心を $(X, Y) = (0.05 \text{ mm}, 0.55 \text{ mm})$ と算出し、実線で $\phi = 25 \text{ mm}$ の SHT、点線で縁から 1.5 mm 内側 ($\phi = 22 \text{ mm}$) の範囲を示した。点線の内側を標的に当たったイベントと判断した。なお SHT の外側にイベント数の少ない範囲が四角形に分布しているが、これは SHT 直前に置かれた VETO シンチレータによってイベントが弾かれた領域であ

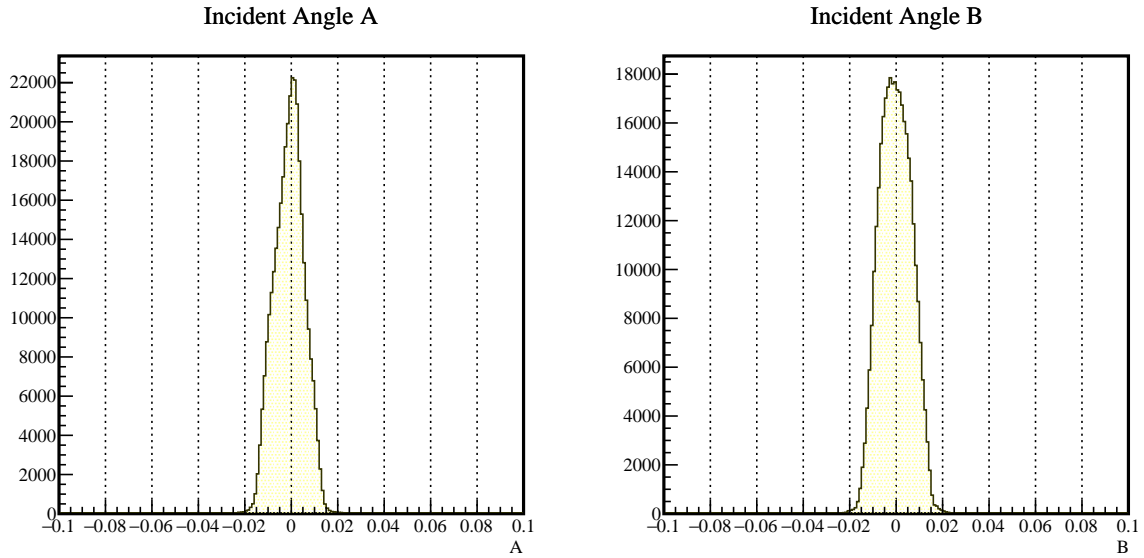


図 3.10: ビームの入射角度. 左右の図がそれぞれ本文中の AB を表す.

ると考えられる.

BDC の検出効率を次の式に従って求めた.

$$\begin{aligned} \text{検出効率} &= \Pi_{\text{BDC}1,2} \left(\Pi_{i_x} \frac{\text{X1, X2, X3, X4 全てにヒットしたイベント数}}{\text{X } i_x \text{ 面以外の 3 面にヒットしたイベント数}} \right) \\ &\times \left(\Pi_{i_y} \frac{\text{Y1, Y2, Y3, Y4 全てにヒットしたイベント数}}{\text{Y } i_y \text{ 面以外の 3 面にヒットしたイベント数}} \right) \quad (3.5) \\ &\quad (i_x = 1, 2, 3, 4, \quad i_y = 1, 2, 3, 4) \quad (3.6) \end{aligned}$$

これにより, 全ビームに対する検出効率が 89.2(7) % と導出された.

3.2.3 ビームエネルギーの決定

ビームエネルギーは F5 での水平位置 F5X と, F5 での運動量分散 (31.2 mm/%) から計算した. F5X, 運動量分散, F5 直前の双極子電磁石 D4 の磁気剛性率 $B\rho_0$ を用いると, ビーム粒子の運動量 P_b は次のように表される. ここで表 2.1 に示したように, $B\rho_0 = 6.6065 \text{ Tm}$ であった.

$$P_b = B\rho_0 \left(1 + \frac{\text{F5X}}{\text{運動量分散}} \right) \quad (3.7)$$

F5X は SRPPAC52 で測定した. また, F1 スリットを $\pm 2 \text{ mm}$ の距離に狭めビームライン中心を通る粒子に制限して取得したデータを用いて, SRPPAC52 の中心を校正した. 図 3.12 左に F1 スリットを閉めたときの, ^{48}Ca についての F5X を示した. これを実線で示すようにガウス関数でフィットし, 中心値を 119.5 mm と決定した. 右図は中心をゼロ点に合わせ, スリット幅を実験時の値に戻したときの, F5X 分布である.

イベント毎の F5X を式 (3.7) に代入し, 焦点面 F5 直前における ^{48}Ca を求めた. その後, スピン軌道相互作用を考慮した ATIMA[45] を用いて, LISE++ で F5 以降のエネ

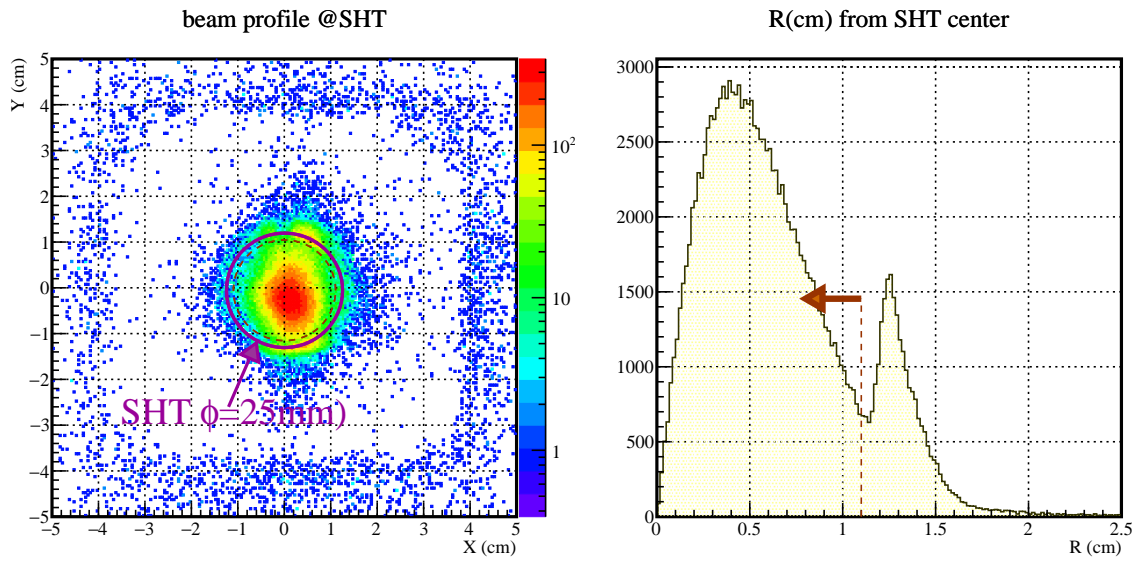


図 3.11: 右 : BDC でのトラッキングによる, SHT 上でのビームプロファイル. 実線で $\phi = 25 \text{ mm}$ の SHT, 点線で解析に使用した縁から 1.5 mm 内側の範囲が示されている. 左 : SHT 上でのビーム位置を中心からの距離で表したもの. 点線は左図と同一な点線を示している. なお SHT 中心は $(X, Y) = (0.05 \text{ mm}, 0.55 \text{ mm})$ である.

ルギー損失を計算した. 図 3.13 に示したのが, 焦点面 F12 の SHT 中心における ^{48}Ca の運動エネルギー T_b である. なお, SRPPAC のストリップ幅 2.5 mm より, 運動エネルギー分解能は $8.0 \times 10^{-2} \%$ と見積もられた.

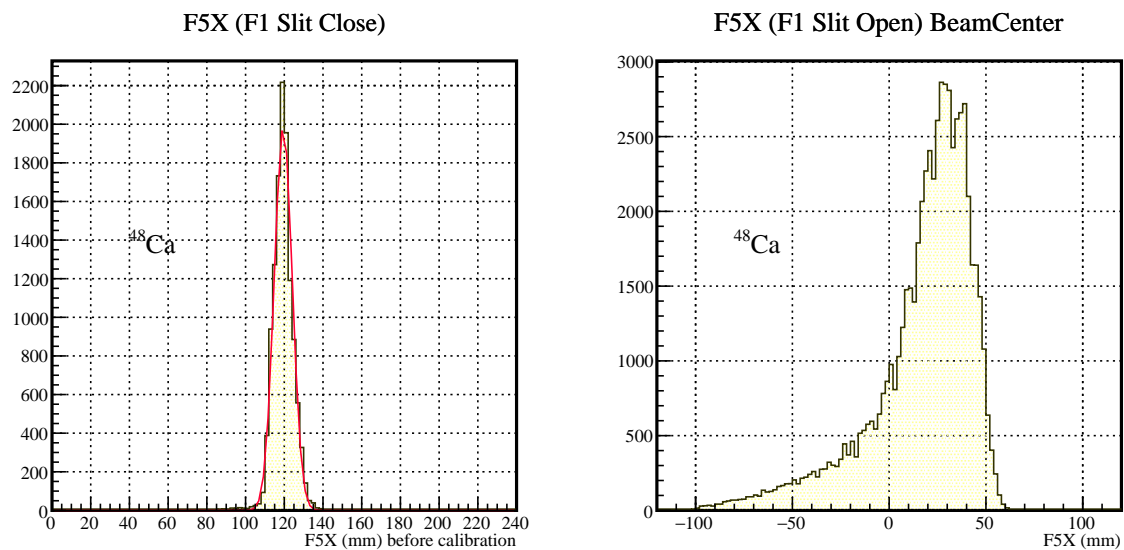


図 3.12: 焦点面 F5 での水平位置. 左: F1 スリットを閉めた際の F5X. ガウシアンでフィットした結果から中心値を 119.5 mm とした. 右: SRPPAC52 の中心をゼロ点に合わせたもの. スリット幅は主データ取得時と同じ.

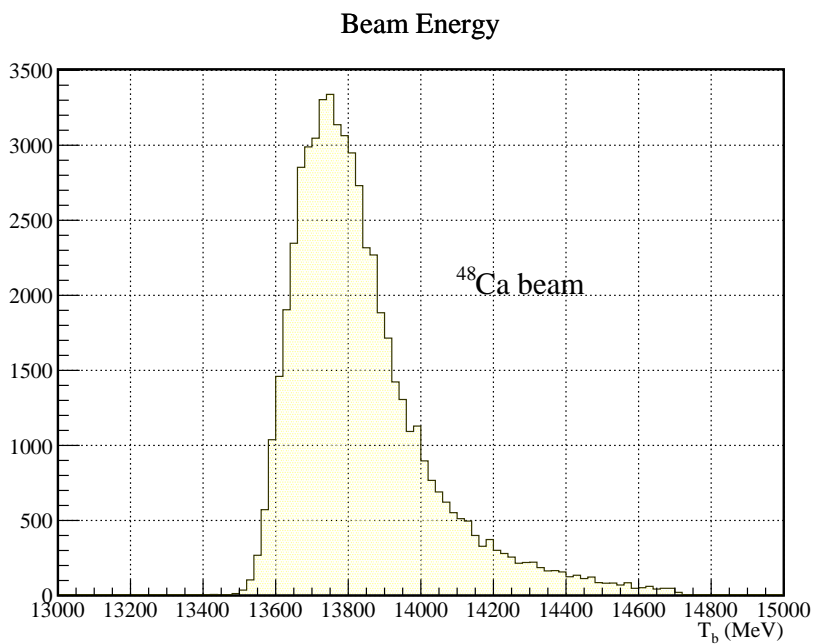


図 3.13: SHT でのビームエネルギー.

3.3 反跳陽子解析

本章では、反跳陽子解析について述べる。解析は全て反跳陽子トリガー時のデータを用いた。また、特に明記していなければ RPS up の図を指している。

3.3.1 反跳粒子識別

2.2.2 節でも述べたように、反跳粒子から陽子を識別するために、粒子のエネルギーに応じて二種類の方法を採用した。それぞれの場合に用いる方法と、使用する検出器は以下の通りである。

- 低エネルギー粒子 (~ 20 MeV 程度以下の陽子)
PdE で停止 → E-ToF 法 [PdE]
- 中・高エネルギー粒子
NaI で停止 → E- Δ E 法 [PdE, NaI]

PdE での粒子識別

はじめに F12N2 と PdE 間の飛行時間 (ToF(F12N2-PdE)) と、PdE での QDC 値の左右平均 (PdEQ) を用いて粒子識別を行った。本来、反跳粒子の飛行時間には SHT 標的から PdE までの時間を用いるべきである。しかし本解析では、ビームが F12N2 と SHT 標的間を飛行する時間が、ビーム粒子やビームのエネルギーによってほぼ変わらないという仮定をおき、スタートカウンターとして F12N2 を用いた。なお PdE において TDC 情報にマルチヒットがあった場合は、以下の条件で選択した。

1. すべての PdE ヒットのうち、ToF(F12N2-PdE) の値が最も小さいもの。
2. $182 \leq \text{ToF}(\text{F12N2} - \text{PdE}) < 210$ を満たすヒットが PdE にある場合は、そのうちで最も ToF(F12N2-PdE) の値が小さいものを選びなおす。

図 3.14(a) に ToF(F12N2-PdE) と PdEQ の相関を示した。ToF(F12N2-PdE) が低い値の時、つまりエネルギーが高く PdE を突き抜ける領域では、式 (2.5) ($\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z_r^2}{\beta_r^2}$) に従うため、右肩上がりの Δ E-ToF 相関曲線に乗る。ToF(F12N2-PdE) が大きくなるにつれエネルギーが低くなり PdE で停止し始める。この領域は $E_r = \frac{m}{\sqrt{1-\beta_r^2}}$ に従う (E-ToF 相関)。これらの二関数を陽子に対してフィットしたものを図 3.14(a) に示した。フィッティング関数は以下のとおりである。

$$(1) \quad g_1(x) = a_1 + a_2x + a_3x^2 \quad (3.8)$$

$$(2) \quad g_2(x) = \frac{b_1}{(x - b_2)^2} + b_3 + b_4(x - b_2)^2 \quad (3.9)$$

a, b : 定数, $g_1(x), g_2(x)$: PdEQ, x : ToF(F12N2 - PdE)

また、前者の関数との残差を (b) に、後者の関数との残差を (c) に示した。

(b) は $182 < \text{ToF}(\text{F12N2-PdE}) < 193$ の領域, (c) は $193 < \text{ToF}(\text{F12N2-PdE})$ の領域を

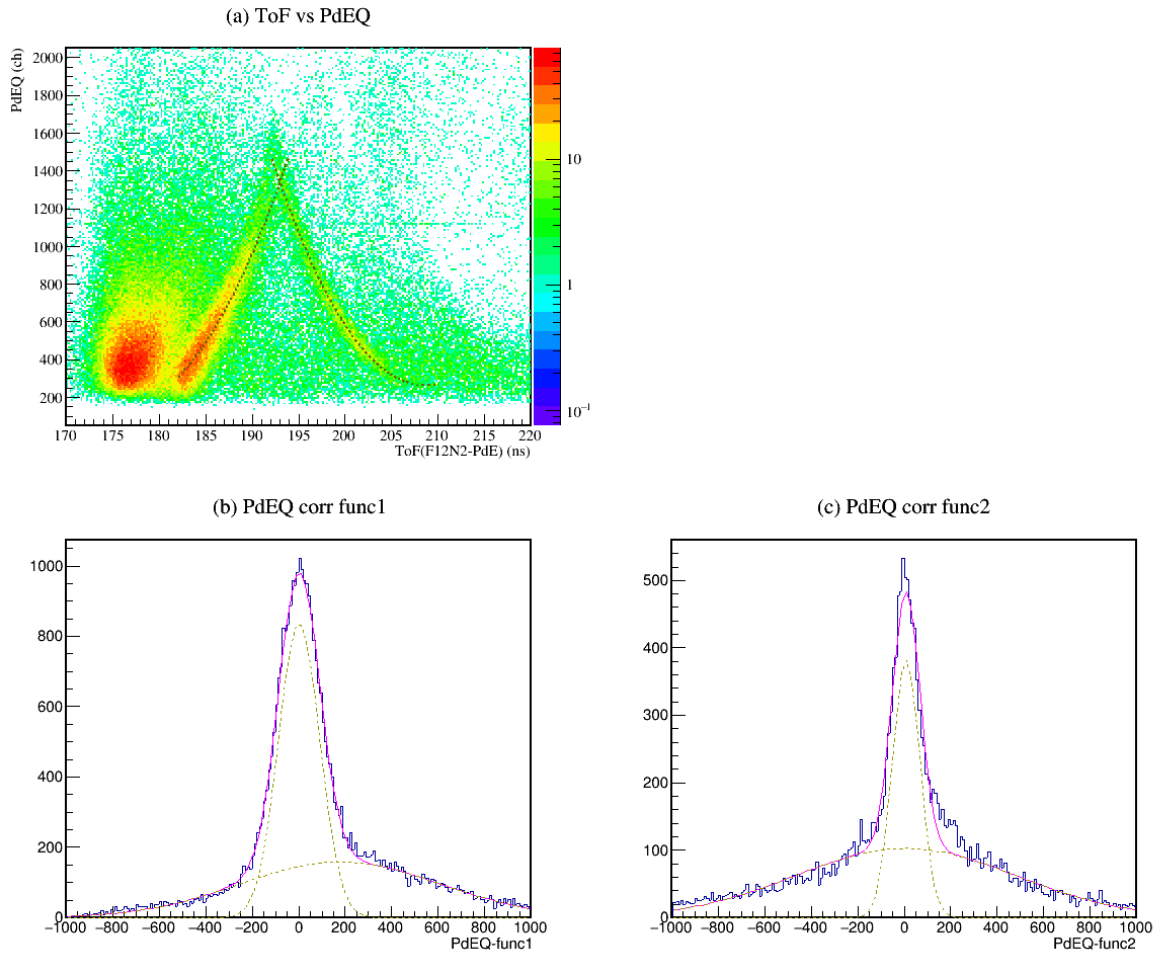


図 3.14: F12N2 と PdE 間の飛行時間 (ToF(F12N2-PdE)) と, PdEQ を用いた粒子識別. (a): ToF(F12N2-PdE) と PdEQ の相関. 左側の点線が式 (3.8) の関数. 右側の点線が式 (3.9) の関数. (b): PdE を突き抜けた陽子に対するフィッティング結果との差. (c): PdE で停止した陽子に対するフィッティング結果との差.

描画している. その後 (b), (c) に対して, 背景事象と陽子イベントの 2 ガウシアンでフィットを行った. これ以降の主解析においては, 陽子イベントのフィッティング結果の 5σ を陽子イベントとして選択した. ただし図 3.14(b) で識別可能なのは粒子の原子番号 $Z_r = 1$ のみである. そのため, 次段落で述べる NaI を用いた識別により陽子イベントを選択した. この NaI を用いた解析のために, 図 3.14(b) の 2σ を抽出した.

NaI での粒子識別

次に, PdEQ と, NaI の ADC 値の平均 (NaIA) を用いて粒子識別を行った. 前段落の結果を用いて $Z_r = 1$ から 2σ の範囲にある粒子に対して, 以下の解析を行い陽子としての選択範囲を決定した. 各 NaI のパルサーを用いた較正については, 付録 B.1 で詳細を記述する.

図 3.15(b) に示したのが NaIA と PdEQ の相関であり, E- Δ E 相関を表す. また, NaIA と PdEQ は PdE 以外でのエネルギー損失を無視すれば, 次の関係を満たす. ただし

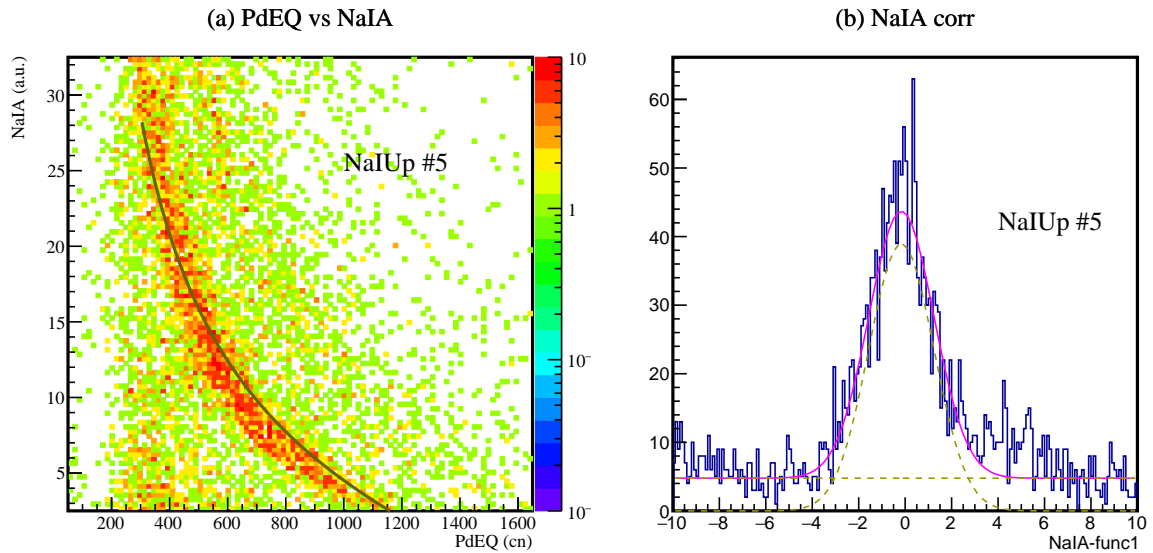


図 3.15: NaIA と PdEQ を用いた粒子識別. 例として NaI#5 (RPS up 五本目) を用いた. (a):NaIA と PdEQ の相関. (b):(a) をフィットした関数との残差.

a_i, b_i ($i = 1, 2, \dots$) は適当な定数を表す.

$$\text{NaIA} = a_1(E_r - \Delta E) + a_2 \quad (3.10)$$

$$= a_1 a_3 \frac{A_r Z_r^2}{\Delta E} - \Delta E \quad (3.11)$$

$$= \frac{b_1}{\text{PdEQ}} + b_2 \text{PdEQ} + b_3 \quad (3.12)$$

式 (3.12) で図 3.15(a) をフィットし, (b) に残差を示した. (b) を全段落の時と同様に 2 ガウシアンでフィットし, この関数を基に陽子イベントを 5σ で選択した. 以上の NaI での粒子識別の結果を, 突き抜けた粒子に対しては用いることとした.

3.3.2 陽子の反跳角度

陽子の RDC 上での位置 (座標) は, RDC によるトラッキングで決定した. RDC は $X \times 4$ 面, $Y \times 3$ 面の計 7 面構成である. この中で, X1 面は反跳粒子に対して最も上流の表面にありノイズが多かった. そのため解析から外し, XY とも 3 面ずつのみを使用した. 図 3.16 に RDC up の X2 面で得られた TDC (リーディングエッジ) の値を示した. RDC の -400~50 ch の範囲内の信号にゲートをかけ, これに加えて信号が閾値を超えた時間 (TOT, Time-Over-Threshold) が 200 ch 以上であることを各面でのヒット条件とした. さらに, トリガー信号の時間のばらつきによる RDC の TDC 情報への影響を抑制するため, RDC と PdE の TDC の差をドリフト時間として用いた.

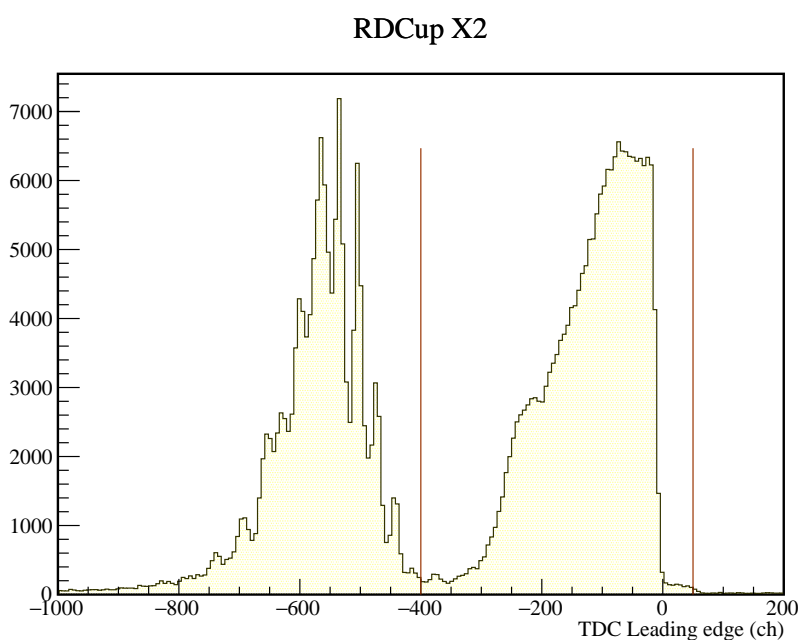


図 3.16: RDC up の X2 面で得られた TDC リーディングエッジ分布. ゲートをかかけた範囲 (-400~50 ch) を直線で示した. なお RDC の TDC 情報取得に用いた AMSC AMT-VME は, TDC 分布の正負が反転している.

RDC の詳しいトラッキング方法と位置分解能について付録 C.2 で詳細を説明しており, 典型的な位置分解能は $100 \mu\text{m}$ 程度であった.

この RDC 上での座標から陽子の反跳方向を求めるためには, 実験室系での RDC の位置が必要である. 本実験では, ビームライン上標的位置に設置した二軸自動回転ステージ付き反射鏡と, その約 1.5 m 下流に設置した計測レベルを用いて RDC の位置を測量した. SHT 中心と反射鏡のビーム軸上の位置が一致することを仮定し, 得られた測量点から, RDC の実験室系での位置を表す中心位置・回転角の六つのパラメータを決定した. この測量方法の詳細についても, 付録 C.1 で詳しく述べている.

以上により, 実験室系での SHT 中心からの反跳位置 ($\vec{r} = (r_x, r_y, r_z)$) がわかった. この反跳位置情報に, 3.2.2 節でもとめた入射ビームの軌跡 (\vec{b}) を加えることで, 陽子の

反跳角度 (θ, ϕ) を求めた. なお, θ, ϕ は, \vec{r}, \vec{b} と以下の式に従って関係する値である.

$$\cos \theta = \vec{r} \cdot \vec{b} \quad (3.13)$$

$$\sin \phi = \frac{r_x}{r_x^2 + r_y^2} \quad (3.14)$$

3.3.1 節の PdE での陽子識別で, 2σ 内で選択された陽子に対する RDC の検出効率を, θ を 1° 幅に区切り次の式に従って求めた.

$$\begin{aligned} \text{検出効率}_{\exists\theta} = & \left(\frac{\Pi_{i_x} \text{X2, X3, X4 全てにヒットしたイベント数}}{\text{X } i_x \text{ 面以外の 2 面にヒットしたイベント数}} \right) \\ & \times \left(\frac{\text{Y1, Y2, Y3 全てにヒットしたイベント数}}{\Pi_{i_y} \text{Y } i_y \text{ 面以外の 2 面にヒットしたイベント数}} \right) \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$(i_x = 2, 3, 4, i_y = 1, 2, 3) \quad (3.16)$$

ただし式 (3.15) を計算するとき, イベント毎の θ は RDC のトラッキング情報を用いずに決定する必要がある. そこで以下に述べるように, PdE の左右の PMT に信号が入る時間差を用いて $\theta = \theta_{\text{PdE}}$ を決めることにした.

式 (3.1) を再度用いると, 左右の PMT からの時間差が次に示すように入射位置 x の情報を持つことがわかる.

$$\begin{aligned} t_L - t_R &= t + \frac{x}{v_c} - \left(t + \frac{l-x}{v_c} \right) \\ &= \frac{2x-l}{v_c} \end{aligned} \quad (3.17)$$

図 3.17 に, PdE の左右の PMT の時間差 (PdET(L-R)) と, RDC のトラッキング結果から求めた θ との相関を示した. なお描画条件は, θ, ϕ が RDC の検出範囲内であること, 3.3.1 節の PdE で止まった粒子に対する陽子識別が 2σ 以内であること, NaI での陽子識別が 2σ 以内であることである. これを一次関数でフィットし, PdET(L-R) から θ_{PdE} への変換関数とした. フィット結果の関数を図 3.17 に点線で描画した. 以上の θ_{PdE} を用いて求めた, 陽子に対する RDC の検出効率を図 3.18, 3.19 に示した. 図 3.18 が PdE で停止した陽子 (図 3.14(c) 2σ 以内) に対する検出効率を表し, 図 3.19 が PdE を突き抜けた陽子 (図 3.14(b) 2σ 以内) に対する検出効率を表している. 図 3.18, 3.19 から, 検出効率が θ 方向の変化に依存せずほぼ一定であることが分かった.

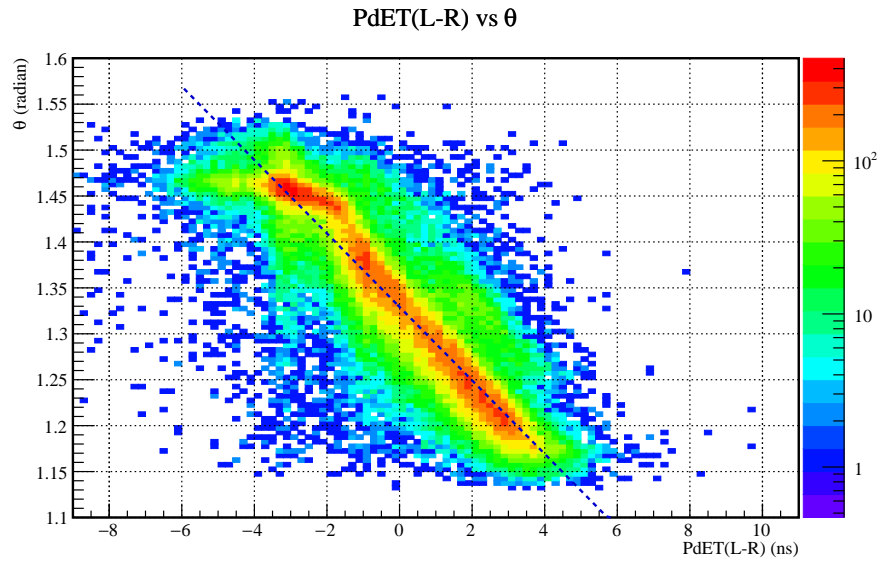


図 3.17: PdE の左右時間差と θ との相関. PdET(L-R) から θ_{PdE} への変換に用いる関数を点線で示した.

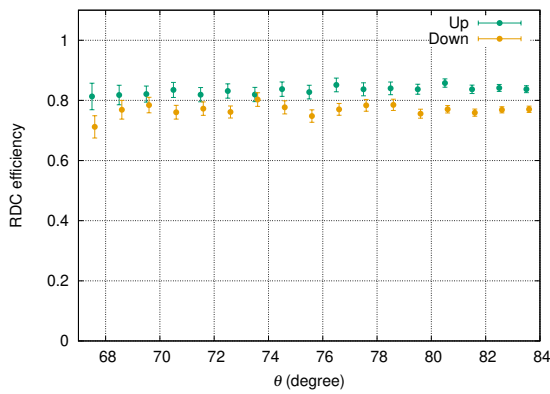


図 3.18: PdE で停止した陽子に対する RDC の検出効率

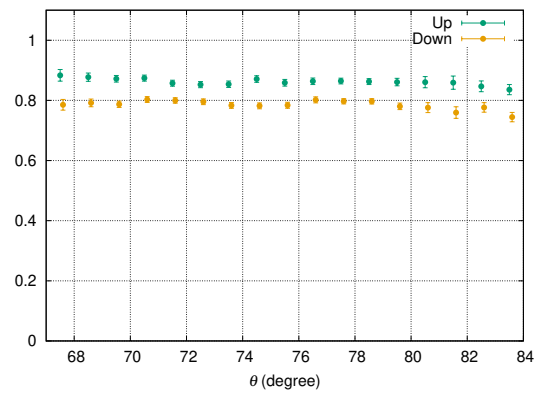


図 3.19: PdE を突き抜けた陽子に対する RDC の検出効率

3.3.3 RPS のエネルギー較正

本節では、RPS で検出された陽子について、各測定量 (QDC・ADC・TDC 値) からエネルギーへの較正を行った結果について説明する。また、本節以降の解析では反跳陽子トリガーで取得した ^{48}Ca ビームの全データを用いた。図 3.20 に RPS のエネルギー較正方法についてまとめた。流れは次のとおりである。まず、弾性散乱により反跳した陽子の反跳角 θ と、 ^{48}Ca ビームの運動量から、その陽子自身が持つべきはずの運動エネルギー T_p が求まる。この T_p を基準にして、ToF(F12N2-PdE) と NaIA から運動エネルギー $T_p[\text{NaI}]$, $T_p[\text{NaI}]$ にそれぞれ較正する。最終的な較正結果として、 $T_p[\text{NaI}]$ を高エネルギー陽子に適用し、 $T_p[\text{ToF}]$ を $\lesssim 30$ MeV の低中エネルギー陽子に適用した。これは、20 MeV \sim 30 MeV 程度の運動エネルギーを持つ陽子が PdE での停止・突き抜けの境界に当たり、NaI でのイベントの検出漏れが多く起こると考えられるからである。以下では図 3.20 に従って行った解析の詳細を述べていく。

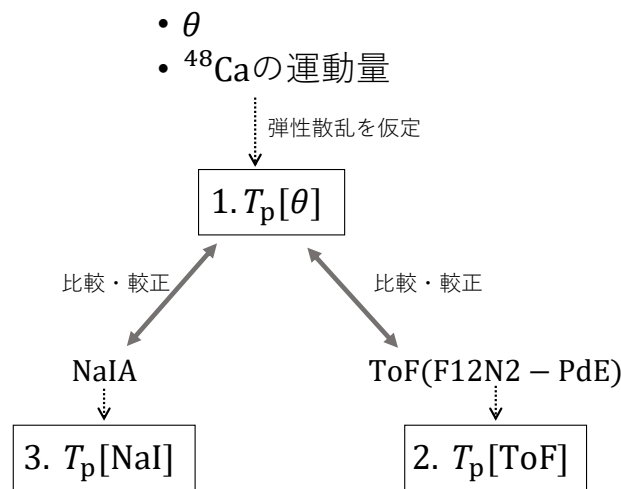


図 3.20: RPS のエネルギー較正の流れ。詳しくは本文を参照。

まず初めに、2.2 節の式 (2.2) に従い、 $T_p[\theta]$ を求めた。このとき弾性散乱イベントであることを仮定し、励起エネルギー $E_x = 0$ とした。

図 3.21 に ToF(F12N2-PdE) と $T_p[\theta]$ との相関を示した。描画条件は、 ^{48}Ca であること、RDC で検出範囲内に入っていること、さらに PdE で停止した粒子に対する陽子識別 5σ もしくは、NaI での陽子識別 5σ である。弾性散乱イベントのローカスがあることがわかる。これを、関数 $T_p = \frac{m_p}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_p$ でフィットし、 $T_p[\text{ToF}]$ を求める関数とした。結果として得られた関数を図 3.21 に実線で示した。この結果を用いて $T_p[\text{ToF}]$ を求めた。なお対象としたイベントは、図 3.14 での粒子識別で陽子と判断されたイベントのなかで、ToF(F12N2-PdE) が小さいところでは分解能が保証されないことを考慮し $184 \leq \text{ToF(F12N2-PdE)}$ を満たすものとした。

次に $T_p[\text{NaI}]$ への較正を行った。NaI は、粒子の進行方向に対し左右に長さを持つ約 45 cm の結晶であり、測定された NaIA に入射位置依存が生じる可能性が考えられた。これは [46, 47] でも報告されている。そのため、本研究ではまず RDC で測定した位置

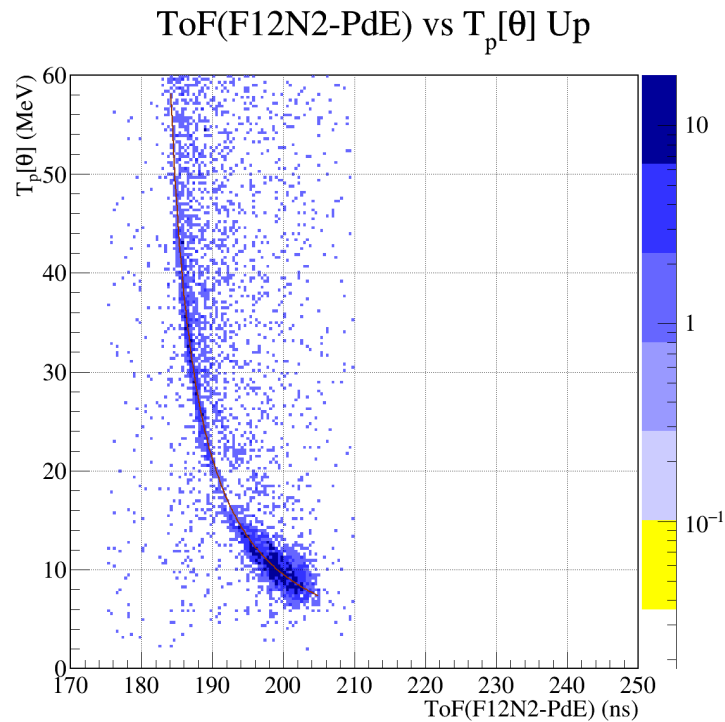


図 3.21: PdE: ToF(F12N2-PdE) からのエネルギー較正.

を用い, NaIA の位置依存性を補正した. 補正の方法等詳細は付録 B.2 に記述した. 図 3.22 に五本目の NaI の NaIA と $T_p[\theta]$ との相関を示した. 描画条件は, ^{48}Ca であること, NaI での陽子識別 5σ であること, さらに RDC の検出範囲内に入っており, RDC 内部の入射角が良い値 ($-0.4 < A < 0.6 \text{ rad}$, $-0.5 < B < 0.5 \text{ rad}$) であることである. 弾性散乱イベントを二次関数でフィットし, $T_p[\text{NaI}]$ を求める関数とした. 結果として得られた関数を図 3.22 に実線で示した.

以上の解析による較正結果 $T_p[\text{NaI}]$, $T_p[\text{ToF}]$ と反跳角 θ を, 二次元図 3.23 に示した. また同時に点線で, 287 MeV/u の ^{48}Ca と陽子の弾性散乱に対する逆運動学曲線を示した. 左図が NaI で決定された陽子の運動エネルギー $T_p[\text{NaI}]$ であり, 右図が ToF(F12N2-PdE) で決定された陽子の運動エネルギー $T_p[\text{ToF}]$ を表している. 双方とも T_p と θ の相関のローカスが, 弾性散乱を表す曲線上に分布しており, $T_p[\text{NaI}]$, $T_p[\text{ToF}]$ のフィットにおいて弾性散乱が選択されていたことがわかる.

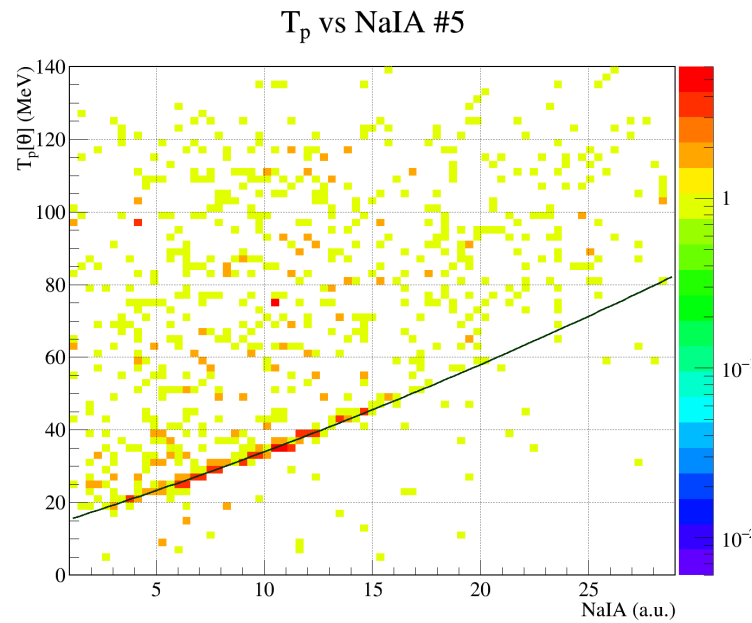


図 3.22: NaI: ToF(F12N2-PdE) からのエネルギー較正. NaI 五本目について示した.

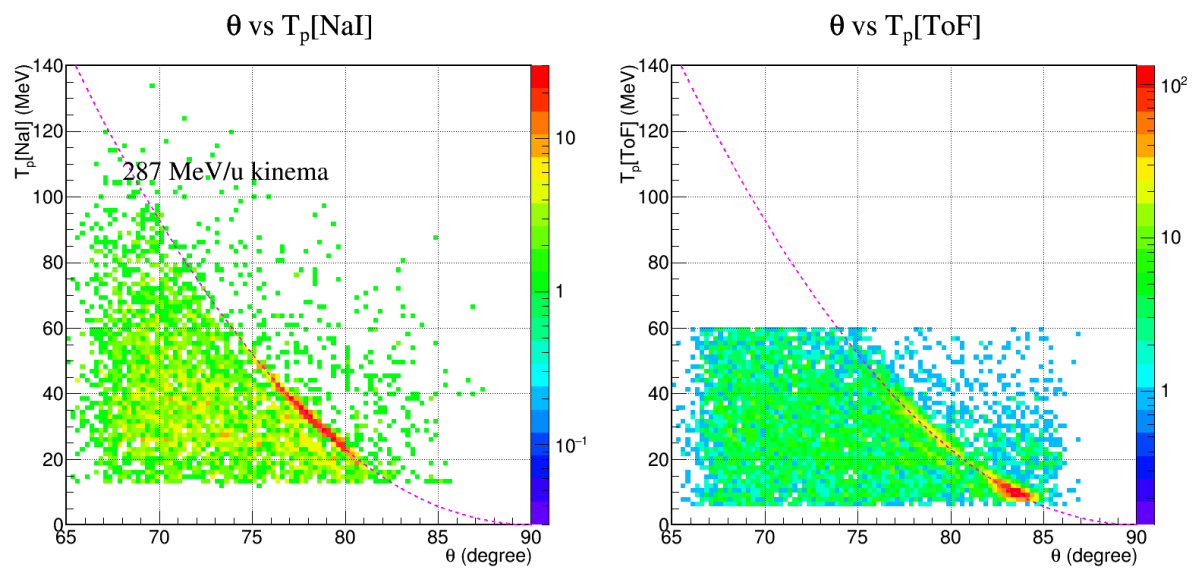


図 3.23: 較正した T_p と θ との関係. 左図が NaI で決定された陽子の運動エネルギー $T_p[\text{NaI}]$. RPS up の七本全ての NaI での値を描画している. 右図が ToF(F12N2-PdE) で決定された陽子の運動エネルギー $T_p[\text{ToF}]$.

3.3.4 弾性散乱の抽出

前節までに導かれた T_b , $T_p[\text{NaI, ToF}]$, θ から, 式 (2.2) に従って, $^{48}\text{Ca}(p, p)^{48}\text{Ca}$ 反応の ^{48}Ca 励起エネルギーを求めた. ここで, 入射 ^{48}Ca の実験室系での散乱角を 0 と近似したことを述べておく. 励起エネルギースペクトルから $E_x = 0$ の弾性散乱イベントを抽出し, 実験室系で 1° ビンごとの収量 y_i を求めた. 以下では y_i の決定について順に説明する.

図 3.24 に示されているのが, 五本目の NaI で測定された角度別の励起エネルギー分布である. NaI は一本ずつの統計が少ないため, 3° ビン幅で切り弾性散乱イベントを判定した. また図 3.25 に, PdE up で測定された励起エネルギー分布をある角度について示した.

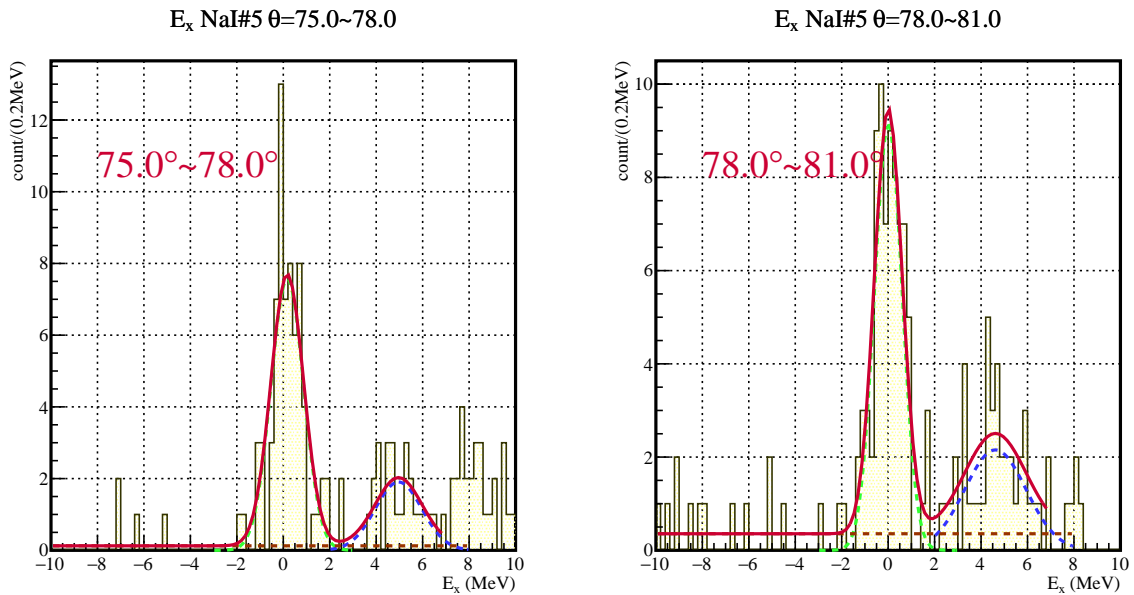


図 3.24: 五本目の NaI で測定された励起エネルギー分布. 左: 実験室系で $75^\circ \sim 78^\circ$. 右: 実験室系で $75^\circ \sim 81^\circ$.

^{48}Ca には $E_x = 0$ の基底状態の上に $E_x = 3.83, 4.28, 4.50 \text{ MeV} (J^\pi = 2^+, 0^+, 4^+)$ と励起状態が続く. 基底状態を励起状態から分離するために, 以下の 2 ガウシアンと定数が足された関数 $f(x)$ で図 3.24, 3.25 等のヒストグラムをフィットした. フィット結果はそれぞれのヒストグラム上に, 赤色の実線で示されている. ここで h_1, μ_1, σ_1 で表されるガウシアンをガウシアン 1, h_2, μ_2, σ_2 で表されるガウシアンをガウシアン 2 と命名する.

$$f(x) = h_1 \exp\left(-\left(\frac{x - \mu_1}{\sqrt{2}\sigma_1}\right)^2\right) + h_2 \exp\left(-\left(\frac{x - \mu_2}{\sqrt{2}\sigma_2}\right)^2\right) + c \quad (3.18)$$

$$h_{1,2}, \mu_{1,2}, \sigma_{1,2}, c : \text{定数} \quad (3.19)$$

各励起状態には断面積の角度依存性があるため, 角度ビンごとに二つ目のガウシアンを構成する励起状態は異なるが, RCNP で取得された順運動学での実験より, 主な構成要素は $E_x = 3.83 \text{ MeV} (J^\pi = 2^+)$, もしくは $E_x = 4.50 \text{ MeV} (J^\pi = 4^+)$ であることがわかっている [48]. ガウシアン 1 のフィッティング結果 σ_1 を各検出器で観測された最

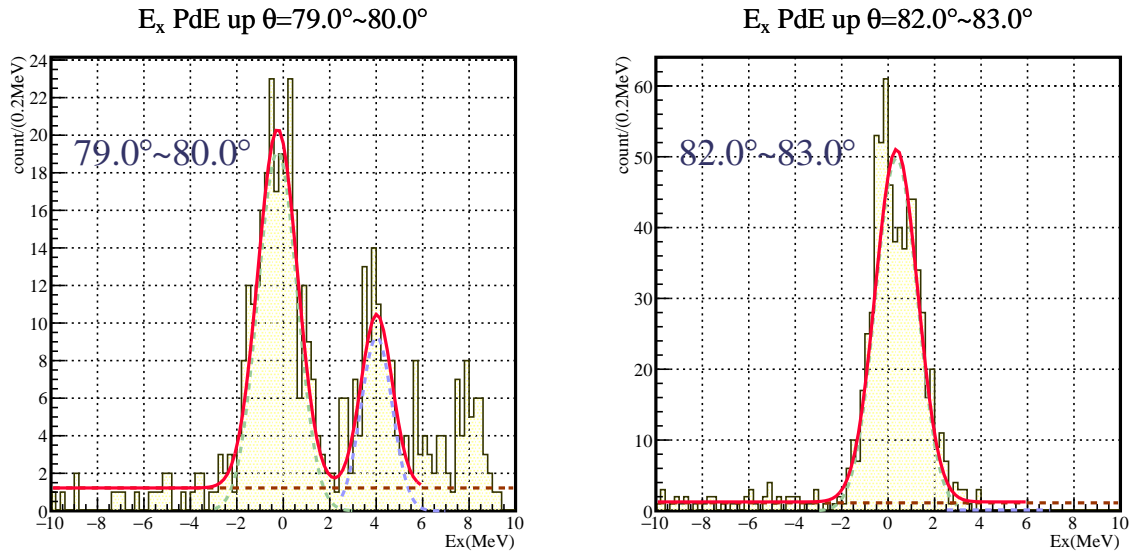


図 3.25: PdE up で測定された励起エネルギー分布. 左: 実験室系で $79^\circ \sim 80^\circ$. 右: 実験室系で $82^\circ \sim 83^\circ$.

終的な励起エネルギー分解能とした. 図 3.26 に検出器毎, 角度毎の励起エネルギー分解能をまとめた. $E_x = 0$ の弾性散乱として $\mu_1 - 3\sigma_1 < E_x < \mu_1 + 3\sigma_1$ を満たすイベント

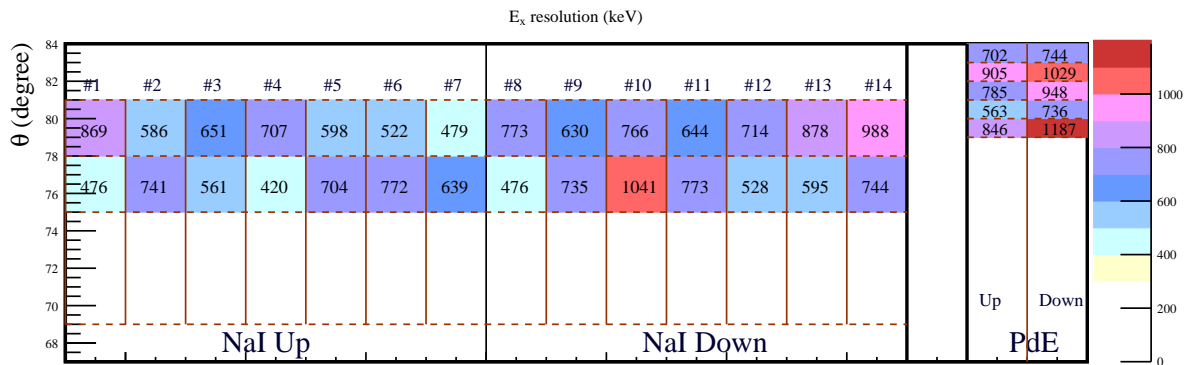


図 3.26: 検出器毎の励起エネルギー分解能 (keV). NaI は 3° 毎, PdE は 1° 毎の評価.

トを抽出し, 実験室系の角度 $\theta_i - 0.5^\circ \leq \theta < \theta_i + 0.5^\circ$ ($\theta_i = 69.5, 70.5, \dots, 82.5^\circ$) の角度範囲のイベント数を Y_i とした. ただし, NaI の $69^\circ \sim 75^\circ$ に関しては, $75^\circ \sim 78^\circ$ で得られた値を用いた.

本測定では, 固体水素を標的枠から抜いた SHT なしでのデータ取得は行っていない. そのためこの Y_i は, 標的膜に含まれる ^{12}C などからのバックグラウンドと, 二つ目のガウシアンで表された非弾性散乱を含んだイベント数である. そこで次のような解析を角度毎に行い収量 y_i を得た.

1. $-20 \text{ MeV} < E_x < \mu_1 - 4\sigma_1$ の範囲内のイベント数 Y_{bg} を $6\sigma_1$ 領域に規格化した値を, バックグラウンドとして差し引く.
2. フィッティング結果から, ガウシアン 1 に対するガウシアン 2 の混合率 P_{mix} を求め, 差し引く.

上記の解析を式に表すと以下の通りである。

$$y_i = \left(Y_i - Y_{\text{bg}} \frac{6\sigma_1}{(\mu_1 - 4\sigma_1) - (-20 \text{ MeV})} \right) \times \frac{1}{1 + P_{\text{mix}}} \times \frac{1}{0.997} \quad (3.20)$$

以上により算出された収量 y_i を，図 3.27 に示した．PdE は PdE up, down 別々に数えた値であり，NaI は RPS up, down の七本ずつを合計した値である．誤差には収量 y_i の統計誤差 Δy を与えた．なお NaI については検出器ごとに統計誤差を算出し，検出数に応じて重みづけをした．実験室系での反跳角約 80° 以上は，PdE で陽子が停止する

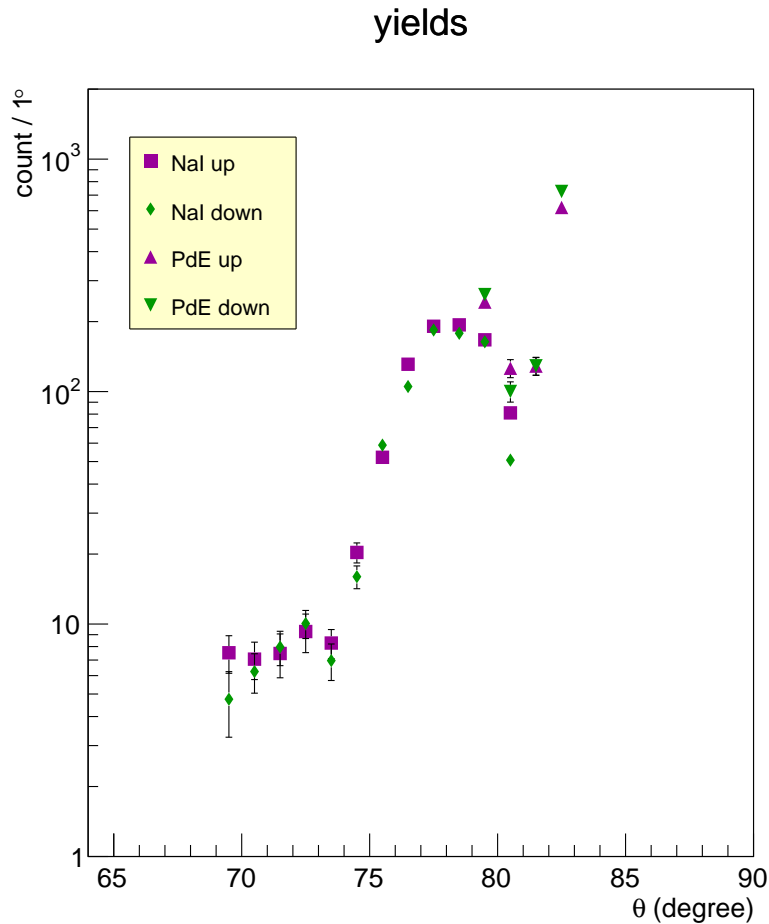


図 3.27: 実験室系で 1° 毎の収量．PdE は up, down 別々に数えた値．NaI は up 七本, down 七本ずつで合計した値．

エネルギー領域になる．そのため，RPS up, down とともに NaI で十分に検出される 79° 未満の領域は NaI を用いて測定された収量を， 79° 以上の領域は PdE を用いて測定された収量を，以降の解析における収量 y_i とした．

3.4 微分断面積の導出

本章では，前章での収量の結果を基に，重心系での微分断面積を決定する．

3.4.1 平均微分断面積の定義

実験室系での収量 y_i (i : 角度ビン) より, 以下のように σ_i が定義できる.

$$y_i = \epsilon_0 I_{\text{beam}} N_{\text{tgt}} \epsilon_i \sigma_i \quad (3.21)$$

ここで, ϵ_0 は角度によらない検出効率, ϵ_i は角度に依存した検出効率, I_{beam} は ^{48}Ca ビームの数, N_{tgt} は陽子標的の面積当たりの数である. 無限に小さい微小立体角 $d\Omega$ を仮定すると, $d\Omega$ 内の断面積 σ と微分断面積の関係は,

$$\sigma = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{lab}} d\Omega_{\text{lab}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{cm}} d\Omega_{\text{cm}} \quad (3.22)$$

と表される. なお, lab, cm はそれぞれ実験室系と重心系を意味する. 一方実験時に得られる値は, ある有限の立体角 $\Delta\Omega_i$ での断面積 σ_i である. そこで重心系での微分断面積の平均値として, 次の値を定義する.

$$\overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{cm}}} = \frac{\sigma_i}{\Delta\Omega_{\text{cm}}} \quad (3.23)$$

本解析では式 (3.23) を求めるべき微分断面積とする. 最初に式 (3.21) の各パラメータ ($I_{\text{beam}}, N_{\text{tgt}}, \epsilon_0, \epsilon_i$) の決定について説明する.

N_{tgt}

標的数 N_{tgt} は, SHT の密度 ρ_{H} , 厚さ d_{H} , 原子量, アボガドロ数 N_{A} を用いると,

$$N_{\text{tgt}} = \frac{\rho_{\text{H}} d_{\text{H}} N_{\text{A}}}{\text{原子量}} \quad (3.24)$$

と求まる. さらに式 (3.24) に, 水素封入膜に用いたポリイミドフィルムユーピレックスに含まれる水素の数を加算したものを, N_{tgt} とした. ただし膜に含まれる標的数は SHT に含まれる標的数の 1% 以下であった. 標的厚は設計値で 0.141 cm である. また密度は 4K での固体水素密度 $\rho_{\text{H}} = 86.8 \text{ mg/cm}^2$ を用いることとした. 最終的には, この標的厚を決定することが目的となる.

I_{beam}

ビーム数 I_{beam} は, 2.4 節にあるように, F12N2 の TDC をスケーラーで計測した通過数をもとに決定した. さらに, スケーラー計測数から実際の ^{48}Ca のビーム数を求めるための補正として, 1. 他バンチからのランダムなイベント, 2. F12N2Q が値を持つ (ビームである), 3. 標的に当たった, 4. ^{48}Ca の割合, 5. DAQ 収集効率を, ビームトリガー時のデータを用いて求めた. 1~5 の割合は, 以下のような式にそれぞれ従うイベント数を数えることで計算した.

1. 他バンチからのランダムなイベント. 100+1.03%

これまでの解析ではトリガーに対して正しいバンチのみを選択してきた. 正しいバンチには, 他バンチからのイベントがある確率でランダムに混合し, それらのイベントはスケーラーで数え落とされるため, ビーム数の補正に加える必要があった.

2. F12N2Q が値を持つ. **99.33 %**

スケーラーで計測されたイベントの内, QDC の値が非常に小さいイベントはビーム粒子以外が由来となっていると考えられた. そのため, F12N2 左右の PMT からの QDC が 500 ch 以上の時をビーム由来 (F12N2Q *ok*) とし, その割合を次の式で求めた. なお *true* とは TDC がトリガーに対して正しいバンチ (*true bunch*) にいるという条件であり, F12N2T *true* は左右の PMT からの TDC が両方正しいバンチにいるという条件を意味している.

$$\frac{F12N2T \text{ true} \cap F12N2Q \text{ ok}}{F12N2T \text{ true}} \quad (3.25)$$

3. 標的に当たった. **88.88 %**

F12N2 で検出されたビームの内, BDC でのトラッキング結果が実際に標的に当たっている割合を求めた. なお標的枠から 1.5 mm 内側に入ったイベントを標的 *ok* と表し, BDC1, BDC2 の双方でトラックできたイベントを BDC *ok* と表した.

$$\frac{F12N2T \text{ true} \cap F12N2Q \text{ ok} \cap \text{標的 } ok}{F12N2T \text{ true} \cap F12N2Q \text{ ok} \cap \text{BDC } ok} \quad (3.26)$$

4. ^{48}Ca の割合. **22.42 %**

ビーム中での ^{48}Ca の割合は以下の通りである. なお F12XeQ *ok* とは F12XeQ が 500 ch 以上であること, F3F7F5 *ok* とは図 3.6 に示した F3-F7ToF が 9700 ~ 10300 ch であることをそれぞれ表した.

$$\frac{F12N2T \text{ true} \cap F12N2Q \text{ ok} \cap \text{標的 } ok \cap ^{48}\text{Ca}}{F12N2T \text{ true} \cap F12N2Q \text{ ok} \cap \text{標的 } ok \cap F12XeQ \text{ ok} \cap F3F7F5 \text{ ok}} \quad (3.27)$$

5. DAQ 収集効率. **97.82 %**

I_{beam} は, スケーラー数と 1~4 の割合との積をとり, 5 で割ることで求められ, $7.803(57) \times 10^8$ 個であった.

ϵ_0

反跳角によらない検出効率 ϵ_0 は次の三つである. **1. ビーム粒子識別に用いた F3~F7 の検出器の検出効率, 2. F12Xe の検出効率, 3. BDC の検出効率**を, 反跳陽子トリガー時のデータを用いて求めた. 1, 2 の割合は, 以下のような式にそれぞれ従うイベント数を数えることで計算した. なお各表式については, 上の N_{beam} と同様である. 3 については, 3.2.2 節で求めた **89.2(7) %**を用いた.

1. F3~F7 の検出器の検出効率. **74.63 %**

ビーム粒子識別の際の F3-F7ToF を導出するために F3Dia, F7Dia と SRPPAC51 を用いていた. これらの検出効率は以下の式でまとめて求めた.

$$\frac{F12N2T \text{ true} \cap F12N2Q \text{ ok} \cap \text{標的 } ok \cap F3F7F5 \text{ ok}}{F12N2T \text{ true} \cap F12N2Q \text{ ok} \cap \text{標的 } ok} \quad (3.28)$$

2. F12Xe の検出効率. **86.74 %**

$$\frac{F12N2T \text{ true} \cap F12N2Q \text{ ok} \cap \text{標的 } ok \cap F12XeQ \text{ ok}}{F12N2T \text{ true} \cap F12N2Q \text{ ok} \cap \text{標的 } ok} \quad (3.29)$$

ϵ_i

反跳角に依存した検出効率 ϵ_i は次の二種類, **1. RDC の検出効率, 2. NaI シンチレータ中での原子核反応率**で決定される.

1. RDC の検出効率は 3.3.2 節で詳しく述べている.
2. NaI シンチレータ中での原子核反応率

NaI シンチレータで陽子が停止するまでの間に, NaI(Tl) 結晶中の原子核と原子核反応を起こし想定する発光が得られないことがある. この原子核反応率は陽子の入射エネルギーに依存する. 図 3.28 に Goulding と Rogers による原子核反応率の計算結果 [49] を黒丸で, それを三次スプライン補間した曲線を紫色の実線で, 二次関数でフィットした曲線を点線で示した. 本解析では, 実験室系における 1° 毎の角度ビンに応じて, その中央値となる角度に反跳したときの陽子の運動エネルギーに対する原子核反応率から検出効率を求めた. なお運動エネルギーは, 標的から反跳した瞬間のエネルギーから, ATIMA を用いた LISE++ で算出した物質中でのエネルギー損失を差し引いたものである.

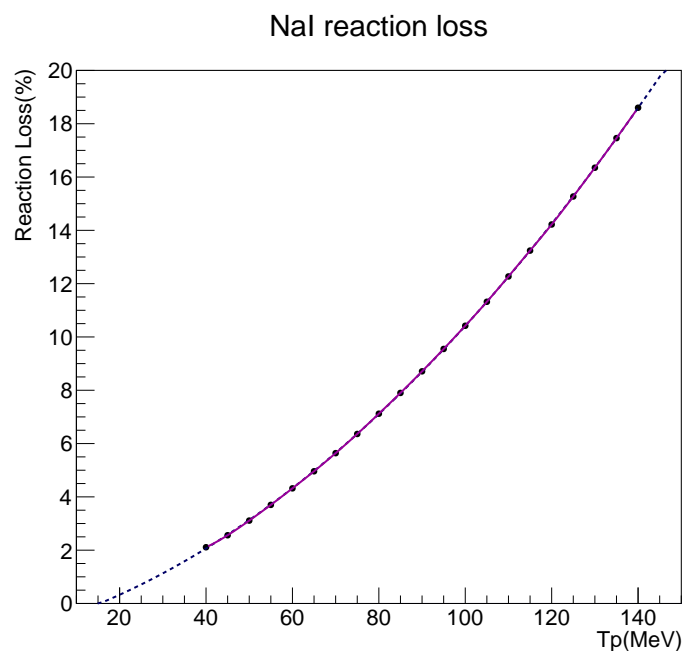


図 3.28: NaI(Tl) 結晶中での原子核反応率 [49]. 紫色の実線: 計算結果を三次スプライン補間したもの. 黒色の点線: 二次関数でフィットした結果. 計算結果の範囲内はスプライン補間を, 範囲外はフィッティング結果を用いて反応率を決定した. 本実験の実験条件では最大でも 10%程度であることがわかる.

以上の値を用いて, ある有限の立体角 $\Delta\Omega_i$ における断面積 σ_i を算出した.

3.4.2 立体角

式 (3.23) 右辺の $\Delta\Omega_{cm}$ を以下の式で表した.

$$\Delta\Omega_{cm,i} = \int d\phi \int_{\theta_{cm,i,\min}}^{\theta_{cm,i,\max}} \sin\theta_{cm} d\theta_{cm} \quad (3.30)$$

$$= \Delta\phi_i (\cos\theta_{cm,i,\min} - \cos\theta_{cm,i,\max}) \quad (3.31)$$

今, 角度ビンとして $\theta_i - 0.5^\circ \leq \theta < \theta_i + 0.5^\circ$ ($\theta_i = 69.5, 70.5, \dots, 82.5^\circ$) を採用したので, $\theta_{cm,i,\min}$ は $\theta_i - 0.5^\circ$, $\theta_{cm,i,\max}$ は $\theta_i + 0.5^\circ$ に対応する重心系の角度である. また $\theta_{cm,i}$ を θ_i に対応する重心系の角度とする. なお, 実験室系の反跳角 θ と重心系の反跳角 θ_{cm} の間には次の関係が成り立ち, 本測定の検出器立体角の範囲では, ビームエネルギー T_b に対し一意に求まる. ここで W, γ は重心系での全エネルギーとローレンツ因子であり, それぞれ $W = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2E_1m_2}$, $\gamma = (E_1 + E_2)/W$ で表現される.

$$\tan\theta = \frac{\sin\theta_{cm}}{\gamma(-\cos\theta_{cm} + \alpha)} \quad (3.32)$$

$$\text{ただし, } \alpha = \frac{P_1}{E_1 + m_2} \frac{1}{W^2} \frac{W^2 + m_2^2 - m_1^2}{\left(1 - \frac{2(m_1^2 + m_2^2)}{W^2} + \frac{(m_1^2 - m_2^2)^2}{W^4}\right)^{1/2}} \quad (3.33)$$

$$(3.34)$$

また $\Delta\phi$ については, RDC に対する NaI, PdE の図面上の相対位置と, RDC と SHT 中心の相対位置を用いて, SHT 中心から各検出器を見込む仰角を算出した. $\Delta\phi$ は θ に依存するため, 各 $\theta_i(\theta_{cm,i})$ での $\Delta\phi$ を $\Delta\phi_i$ として採用した.

$\Delta\Omega_i$ と σ_i から $\overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}}$ を導出した.

3.4.3 ビームエネルギーでの平均

図 3.13 のビームエネルギー分布にもあるように, 本実験はエネルギーに広がりを持つビームを用いて測定が行われた. 収量 y_i は, それらエネルギー領域からの弾性散乱を全て合計したものである. 一方 $\overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}}$ は, ある一点に固定したビームエネルギーを用いて算出される. そこで $\overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}}$ に対しても, 実際のビームエネルギー分布に合わせて重み付け平均をとった. 図 3.29 に示されたのが各ビームエネルギーの割合 Pr_{beam} である. 各ビン中央値のエネルギーを用いて $\overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}}$ を算出し, 式

$$\overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}} \mapsto \Sigma_j \left(\overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}} \times Pr_{\text{beam}} \right) \quad (3.35)$$

j : 各ビン中央値のビームエネルギー

に従って, 最終的な微分断面積とした. 図 3.30 に, 導出された ^{48}Ca と陽子の弾性散乱微分断面積を示した. なお RPS up, down を別々に算出した. 誤差には, 収量・ビーム数・標的数の統計誤差 $\Delta y_i, \Delta I_{\text{beam}}, \Delta N_{\text{tgt}}$ とビーム混合率, RDC・BDC の検出効率の誤差を与えた.

図 3.30 が本研究における第一の結果である.

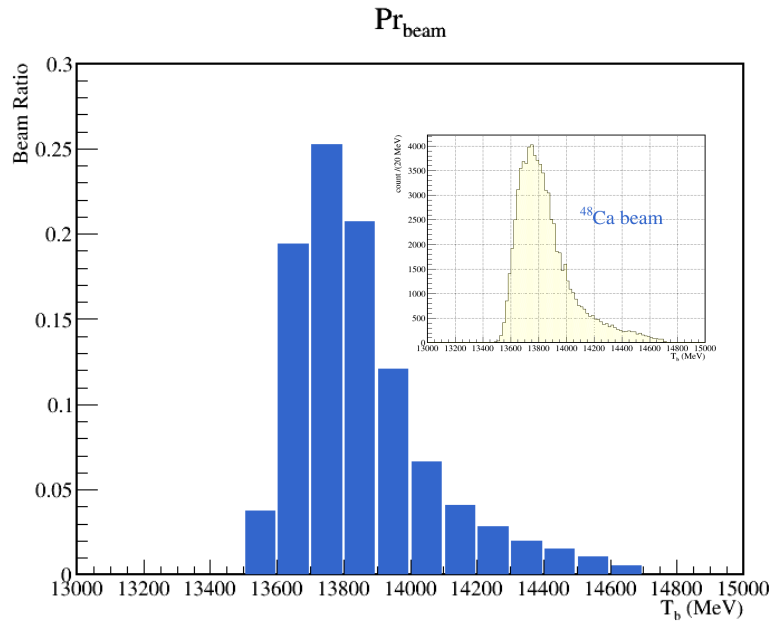


図 3.29: 重み付け平均をとった各ビームエネルギーの割合 Pr_{beam} . 内側の図は図 3.13 と同じ図である.

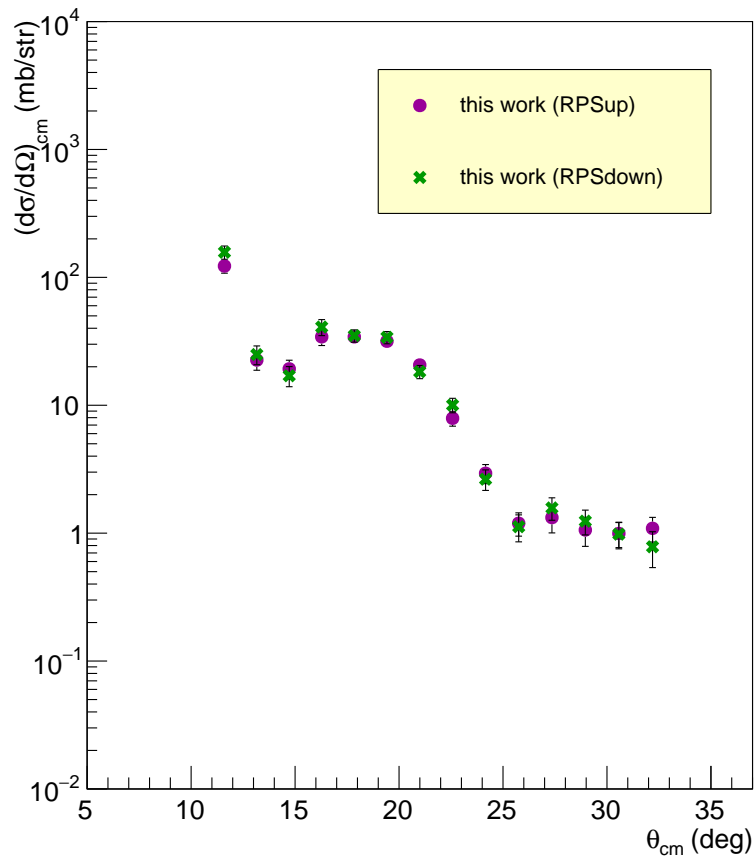


図 3.30: ^{48}Ca と陽子の弾性散乱微分断面積. エネルギーは 282.6 MeV/u ~ 305.5 MeV/u をエネルギー分布に応じて重み付け平均したもの.

第4章 固体水素厚の決定と議論

4.1 MM-RIA モデルによる理論計算

^{48}Ca は、順運動学下で測定された 295 MeV/A の陽子に対する精密な弾性散乱微分断面面積と、MM-RIA モデルを用いることで導出された核子密度分布の結果が存在する [6]. 本研究でも弾性散乱を記述する光学ポテンシャルへの入力値として、上記 [6] の密度分布と有効相互作用を使用し、 ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面面積を計算した.

4.1.1 密度分布と有効相互作用

弾性散乱は光学ポテンシャルを用いその反応を記述することができる. その入力として、標的核 ^{48}Ca の基底状態における密度分布と、有効相互作用が求められる. 1.2 節で前述したように [6] では、核子密度に依存した有効相互作用を用いて光学ポテンシャルを計算している. 以下でその有効相互作用と密度分布の決定について述べる.

初めに式 (1.7)~(1.9) に示した現象論的パラメータが、 ^{58}Ni の陽子弾性散乱を再現するように較正された. 同パラメータが $A = 116\sim 208$ の重い原子核でも上手く機能したことから、 $A = 58$ に近い ^{48}Ca においても同じ値が用いられた. 表 4.1 に各依存パラメータを示した. 本研究においても表 4.1 の値を用いた.

次に [6] での密度分布導出について簡単に説明する. 陽子密度分布 $\rho_p(r)$ は、荷電分布 $\rho_{ch}(r)$ を陽子・中性子の電荷分布で展開することで得られた. また中性子密度分布 $\rho_n(r)$ は 11 個のパラメータで表現されるガウス和関数 (SOG) で与えられた. 上記の有効相互作用と核子密度分布を用いて導出された微分断面面積が、 ^{48}Ca の陽子弾性散乱微分断面面積を再現するように SOG パラメータが決定された. 密度分布の導出結果を図 4.1 に示した. 本研究の計算にもこの密度分布を用いた.

以上の密度分布と有効相互作用を入力として、MM-RIA モデルを用い光学ポテンシャルを計算した. なお、RIA モデル計算では、核子のベクター密度分布 $\rho_v(r)$ とスカラー密度分布 $\rho_s(r)$ を用いて光学ポテンシャルを計算する. 簡単のため ρ_s は $\rho_s = 0.96\rho_v$ と仮定した.

4.1.2 微分断面面積の計算

前節で求めた光学ポテンシャルから、295 MeV/A の ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面面積を求めた. 図 4.2(a) に、その計算値 (実線) と RCNP で取得した実験データ [6] (逆三角) を示した. 実験データと比較するために計算値は、測定時の条件に合わせ $\theta_{cm} \pm 20$ mrad で角度平均をとった. 前節の各値を入力値とした MM-RIA モデルによる計算が、295 MeV/A の ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面面積を良く再現していることがわかる.

j	$a_j = \bar{a}_j$	$b_j = \bar{b}_j$
σ	-0.044	0.097
ω	0.037	0.075

表 4.1: MM-RIA モデル有効相互作用の密度依存パラメータ

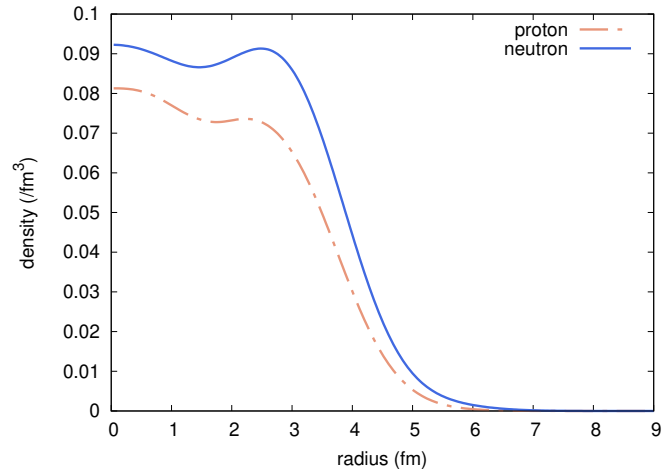


図 4.1: MM-RIA モデルの入力に用いた密度分布.

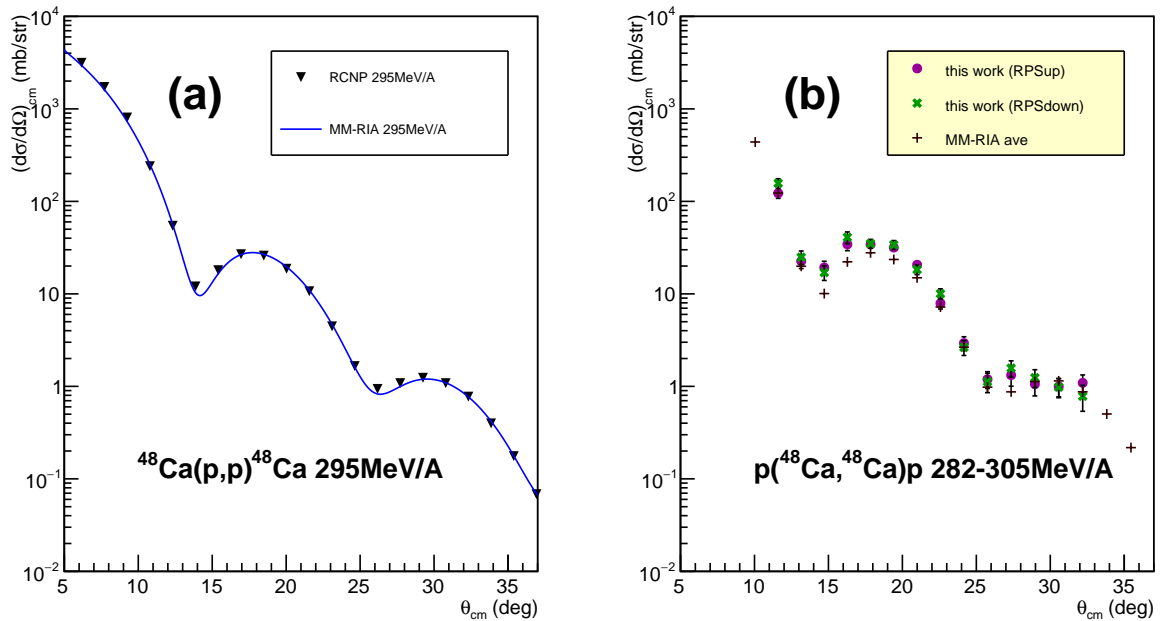


図 4.2: (a) : 295 MeV/A ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面積の実験データ [6] と計算値. (b) : 今回の測定データと, そのエネルギーで重み付け平均した計算値.

同様の MM-RIA モデルを用いて, エネルギーを今回の測定に合わせた計算を行った. エネルギーの設定値は 3.4.3 節図 3.29 の各ビン中央値の各エネルギーを用いた. 実験値と比較するための角度平均は, 今回の測定時と同じ $\theta_{cm,i,min} \sim \theta_{cm,i,max}$ の範囲を十等分して行った. その後, 3.4.3 節で行った実験値のビームエネルギーに対する重み付け平均と同じ方法で, 計算値についても平均をとった. 以上の計算結果を図 4.2(b) に + 記号で示した (MM-RIA ave). また今回測定された, 逆運動学での ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面積も描画した.

4.2 固体水素厚の決定

4.2.1 計算値との比較

単純には, 図 4.2(b) に示した実験データと計算値を比較することで, 固体水素厚についての議論が可能である. しかしここで, 計算は実際の微分断面積を完全に再現したものではないことに注意しなければならない. 295 MeV/A ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面積の実験データ [6] と, 計算値との比を図 4.3 に示した. 角度に依存して最大で約 20% のずれが生じていることがわかる.

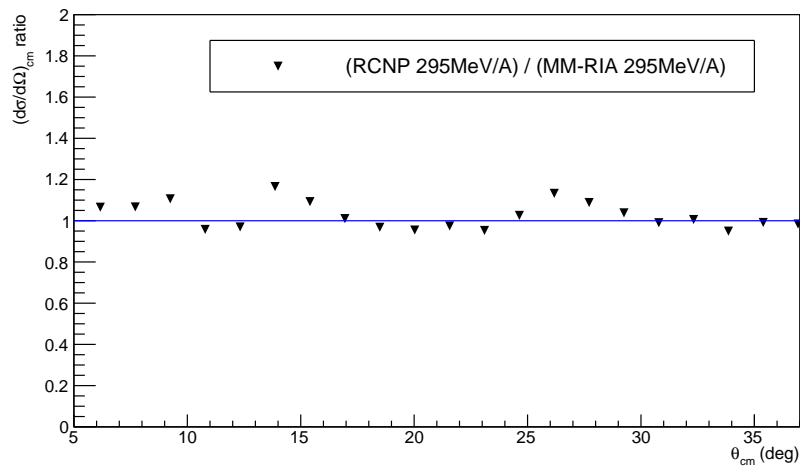


図 4.3: 295 MeV/A ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面積の実験データ [6] と計算値との比.

図 4.2 右に示した今回の測定エネルギーでの計算値と, 測定データとを比較するためには, このように計算が再現しきれていない微分断面積を考慮に入れる必要がある. そこで以下のようにして測定エネルギーでの計算値を較正した.

まず, 反跳角 θ_{cm} から運動量移行 q への較正を行った. 図 4.4(a) に横軸を q に取った場合の, 295 MeV/A ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面積の実験データ (RCNP 295 MeV/A), 295 MeV/A の計算値 (MM-RIA 295 MeV/A), 今回の測定エネルギーでの計算値 (MM-RIA ave) の三種類の値を示した. MM-RIA 295 MeV/A のほぼ上に MM-RIA ave が乗っており, 測定エネルギーの違いによって生じる, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ の角度に依存した形状差が見られないことがわかる.

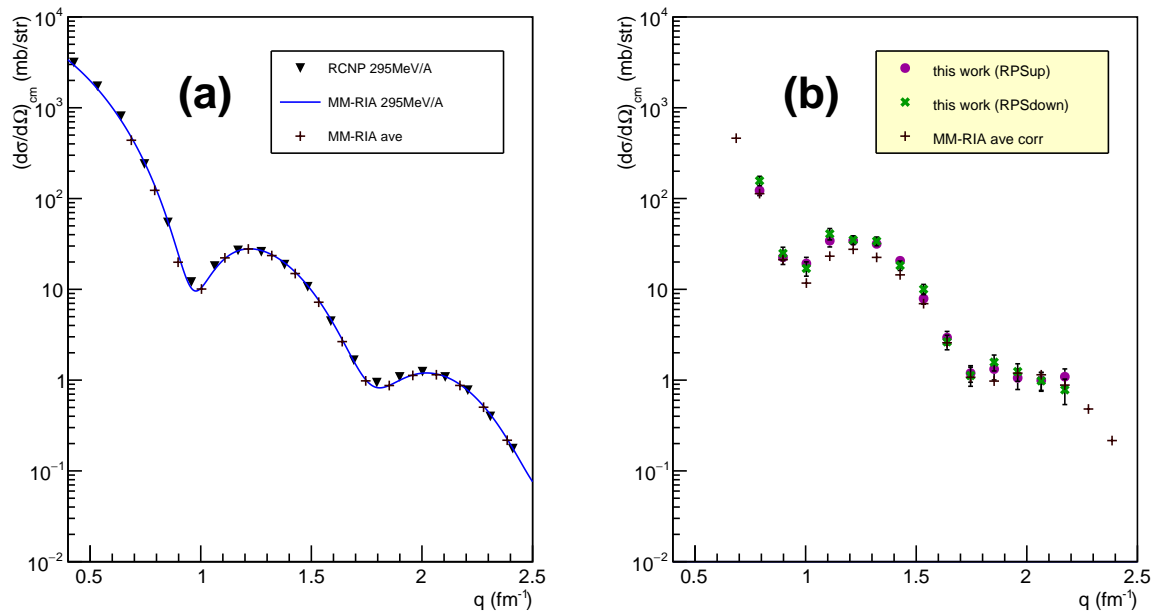


図 4.4: 運動量移行 q に対する微分断面積. (a):295 MeV/A ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面積の実験データ (RCNP 295 MeV/A), 295 MeV/A の計算値 (MM-RIA 295 MeV/A), 今回の測定エネルギーでの計算値 (MM-RIA ave), (b):今回の測定データと較正をした計算値 (MM-RIA ave corr)

次に図 4.4(a) に示した MM-RIA ave に対して, 以下の値との積をとることで, 計算が再現しきれていない微分断面積の増減を考慮に入れた. これを MM-RIA ave corr として図 4.4(b) に, 今回の測定データとともに記した.

- 図 4.4(a) に示した値,

$$\frac{295 \text{ MeV/A での実験データ (RCNP 295 MeV/A)}}{295 \text{ MeV/A での計算値 (MM-RIA 295 MeV/A)}} \quad (4.1)$$

を三次スプライン補間した関数.

実際の微分断面積の増減を加味した計算値に対する, 本実験の測定値の比 $\overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}}$ 比を 図 4.5(a) に示した. (b), (c) は RPS up, down のみをそれぞれ定数値でフィットした結果 R_{ratio} を表した. 点線が全測定点に対するもの (範囲 1) で, 実線が NaI での測定点に対して (範囲 2) フィットした結果である.

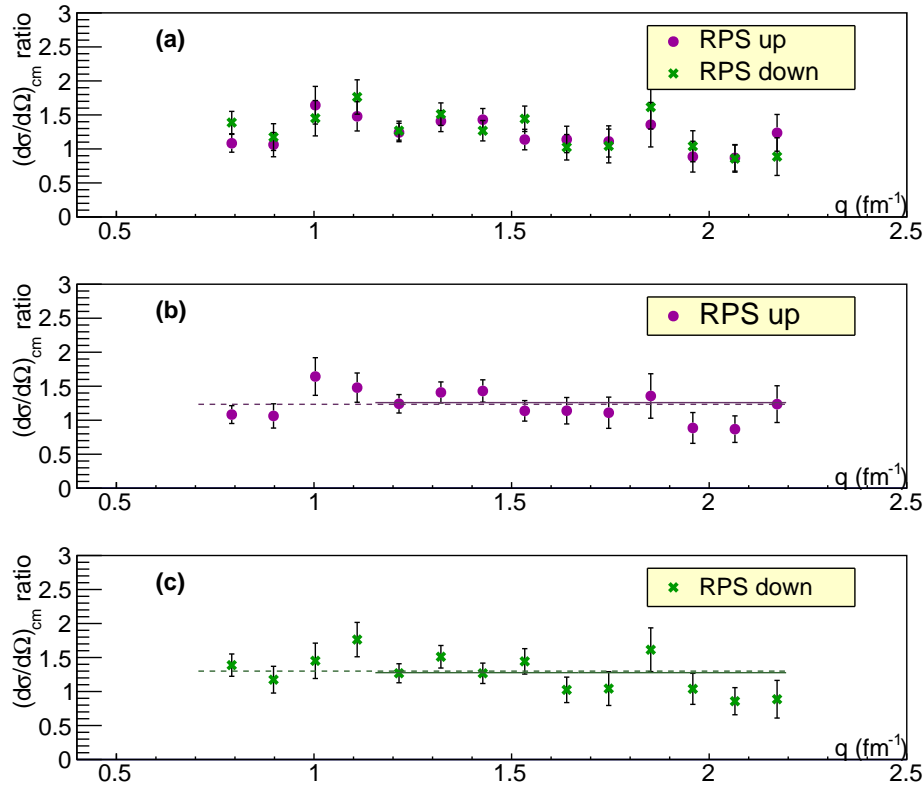


図 4.5: 微分断面積の補正した計算値に対する, 本実験の測定値の比. (a):RPS up, down を同時に描画した. (b), (c):RPS up, down. 点線が全測定点に対して定数をフィットした結果. 実線が NaI での測定点のみをフィットした結果 R_{ratio} .

4.2.2 固体水素厚

図 4.5 のフィッティング結果 R_{ratio} を表 4.2 にまとめた. 誤差としてフィッティング誤差を表した. RPS up 範囲 1, 2 と RPS down 範囲 1, 2 のそれぞれでは R_{ratio} がフィッ

表 4.2: 補正した微分断面積計算値と本測定値の比を定数フィットした結果 R_{ratio}

	全測定点 (範囲 1)	NaI での測定点 (範囲 2)
RPS up	1.203(49)	1.202(59)
RPS down	1.267(52)	1.220(61)

ティング誤差の範囲内で一致した. 上記の結果を用いて固体水素標的の厚さを求めると, 表 4.3 で示される値となった. 誤差として, R_{ratio} のフィッティング誤差を与えた.

表 4.3: 固体水素標的の厚さ d_H

	全測定点 (範囲 1)	NaI での測定点 (範囲 2)
RPS up	1.20 +0.04, -0.06 mm	1.19 +0.05, -0.07 mm
RPS down	1.26 +0.04, -0.06 mm	1.21 +0.05, -0.07 mm

4.2.3 固体水素厚決定における議論

次に, 4.2.2 節で固体水素厚を決定するために用いた各測定点の妥当性について議論する. 以下に述べるような理由により, PdE up については観測量の精度が信頼できず厚さの決定には用いるべきでないと結論付けた.

$\theta_{cm} < 17^\circ$ の四点には ToF(F12-PdE) から求めた T_p を用いており, PdE の時間情報が最重要情報である. 図 4.6 に PdE up, down の各検出器について, 左右の PMT からの時間差 (PdET(L-R)) と QDC 情報の比 (PdEQ(L/R)) の相関を示した. 同じエネルギーをもつ粒子が PdE に広く入射した場合, PdET(L-R) と PdEQ(L/R) には負の相関が見られる. 今回の実験条件下では, PdE の入射位置が反跳角 θ に依存するという特徴があり一定の相関は見られないが, 連続性を持った分布は見られると予想される. しかし, 図 4.6(b) に示される PdE down での分布には連続性が見られたのに対し, (a) に示された PdE up の分布では PdET(L-R) = -2 ns 付近に不連続な箇所が存在した. この不連続箇所を生じさせる要因は不明だが, 当該箇所付近に結晶構造の変性等が存在し, 光量が保たれていない可能性がある. 以上の理由から, RPS up に関しては $\theta_{cm} > 17^\circ$ の NaI を用いた測定点のみを採用することとした. なお, 3.3 節で行った反跳粒子識別にも PdE up からの TDC, QDC 情報は用いたため, $\theta_{cm} > 17^\circ$ 領域においても測定点の妥当性には疑念が残る. しかし, $\theta_{cm} > 17^\circ$ の角度領域は PdE up の不連続箇所よりも十分右側であることと, 導出した $\theta_{cm} < 17^\circ$ 領域の微分断面積 (図 3.30) に up, down で大きな差がみられなかったことから, 測定点として採用した.

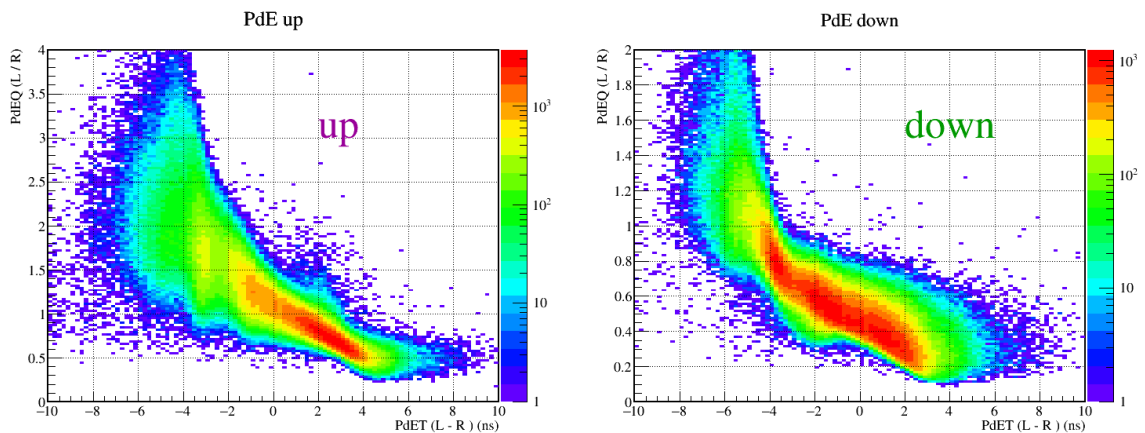


図 4.6: 左右の PMT からの時間差 (PdET(L-R)) と QDC 情報比 (PdEQ(L/R)) との相関. (a), (b) がそれぞれ PdE up と down を表す.

以上から RPS up について, 表 4.3 に示した結果のうち, 範囲 1 の全測定点に対する結果に関しては信頼度が低いと結論づけられた. そのため RPS up は範囲 2 の値を, RPS down は範囲 1 の値を採用することとした. これらを用いて算出された固体水素単体の厚さは,

$$d_H = 1.23^{+0.04}_{-0.07} \text{ mm} \quad (4.2)$$

であった. 固体水素の密度はこれまで同様に 86.8 mg/cm^3 とした.

さらにここまでの固体水素標的厚測定手法は, 次節で行う χ^2 を用いた議論によると危険度 10% で棄却されなかった.

4.3 議論

本節では, 前節での結果を基に議論と考察を行う.

4.3.1 固体水素標的の安定性

まず, SHT の安定性について議論する. SHT に照射され続ける大強度ビームが固体水素の温度上昇と融解を引き起こすと, 実験中に SHT の厚さが小さくなり一定値には保たれない. この場合, 本論文で算出された厚さをそのまま ^{132}Sn に適用することはできないため, ビーム照射中の変化の有無を確認する必要がある. ここでは, スケーラーで数えられたビームトリガー B と反跳陽子トリガーの数の比 P_{reac} から, SHT の厚さに大きな変化がないことを確認した. 図 4.7 に示されたのが, 本実験で固体水素を用いて取得されたデータセットに対するそれぞれの P_{reac} である. 横軸が各データセットの取得開始時間を表しており, RI ビームの種類 (^{132}Sn 周辺, ^{48}Ca 周辺カクテルビーム) によって色分けされている. データ取得時間が短いデータセットで多少の増減は見られるが, ^{132}Sn 開始後に PdE の高圧電源 (HV) の値を調整したときを除いては一定値を保っていることが分かった.

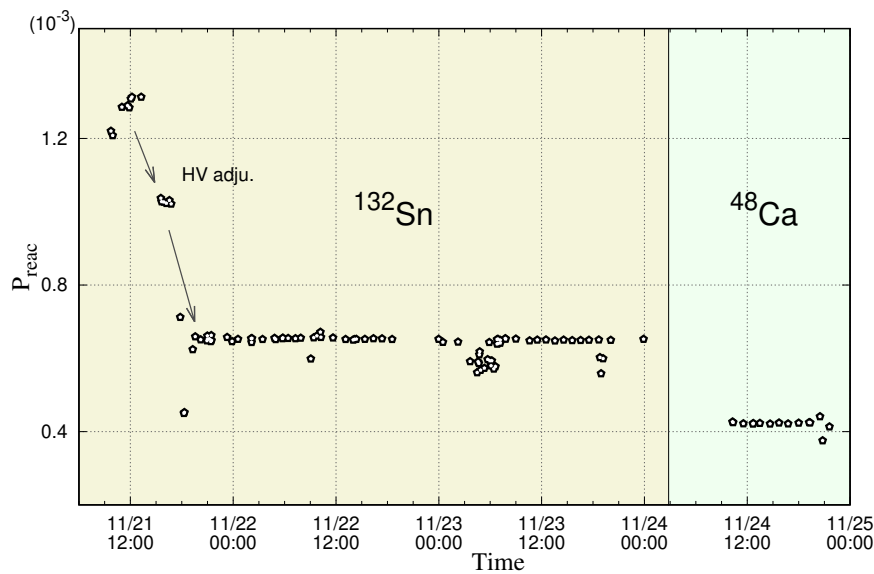


図 4.7: ビームトリガー B と反跳陽子トリガーの数の比 P_{reac} .

4.3.2 系統的なずれ

式 (4.2) の値は本論文の条件下で解析を行った際の, 微分断面積に対する系統的なずれを含むものである. この系統的なずれは主に, 反跳角 θ に依存しないオフセットと, θ 自身の系統誤差から成る. 本論文において θ に依存しないオフセットは解析段階で考慮されているが, もし考慮しきれていない要素があれば微分断面積の絶対値へのオフセットとして現れる. 一方で θ 自身の系統誤差は, 微分断面積の形状自体を変化させ

る要因となる可能性があるため, θ を精度良く測定することは重要であった. 本測定では, BDC の検出位置分解能 (付録 A.1), RDC の測量誤差 (付録 C.1), RDC の検出位置分解能 (付録 C.2) がすべて $200 \mu\text{m}$ 程度かそれ以下の値を示しており, θ に対する相対的な誤差は最大でも 1% 程度であったと見積もられる.

しかし前節までの解析では, RDC の測量に用いた反射鏡と, 固体水素標的 (SHT) の位置とのずれに関しては考慮していない. もし仮に反射鏡の位置が SHT 中心からずれたときは, θ に対して最大のずれを生じさせると予想された. 図 4.8 の左図に, SHT と反射鏡がずれた時の, 真の反跳角 θ と観測反跳角 θ' の関係を表した. 右の図が SHT と反射鏡のずれを $x_{\text{off}} = 0.3 \text{ cm}$ としたときの, 実際のデータ値における θ と差 $\theta' - \theta$ との関係である. なお反射鏡はステージが四点で固定されており, 設計上ではねじのあそび以下 ($< 0.05 \text{ cm}$ 程度) だと考えられる. ここでは, θ 自身のずれが生む系統誤差を

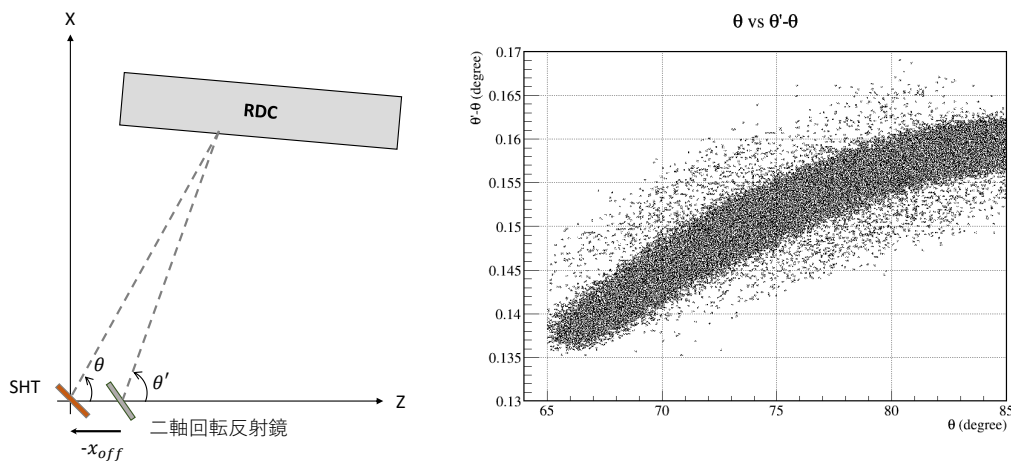


図 4.8: 左図: 反射鏡と SHT のずれと θ, θ' との関係. 右図: 実際のデータにおいて, SHT が反射鏡よりも Z 軸に $+0.3 \text{ cm}$ ずれていた ($x_{\text{off}} = 0.3 \text{ cm}$) としたときの θ と θ' との差.

見積もるために, 3.3 節で抽出した弾性散乱イベントをそのまま使い, 抽出後の各角度ビンのとり方のみを x_{off} によって変化させたとき固体水素厚へどのような影響があるかを確認した.

まず, 以下のように χ_{cross}^2 を定義した. $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{cm}}$ 比とは図 4.5 の各測定点を意味し, R_{ratio} とは図 4.5 に線で示した各フィッティング結果を意味する. また, 各測定点の誤差で重み付けを行った.

$$\chi_{\text{cross}}^2 = \sum_{\text{測定点}} \left(\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{cm}} \text{比} - R_{\text{ratio}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{cm}} \text{比の誤差}} \right)^2 \times \frac{1}{\text{自由度}} \quad (4.3)$$

次に, $-0.2 \text{ cm} \leq x_{\text{off}} \leq 0.4 \text{ cm}$ の領域で 0.025 cm 毎に x_{off} を動かし, χ_{cross}^2 と R_{ratio} を算出した. 図 4.9(a), (b) に x_{off} に対する χ_{cross}^2 と R_{ratio} の値を示した. RPS up の範囲 2, RPS down の範囲 1 に対するそれぞれの結果が, 円, 空四角で表されている. (a) に, χ_{cross}^2 の平均値を黒の実線 (ave) で示した. (b) の誤差棒はフィッティング誤差を表す. また, RPS up, down それぞれの χ_{cross}^2 において, 危険率 5% で棄却されない領域を金色の斜線で示した.

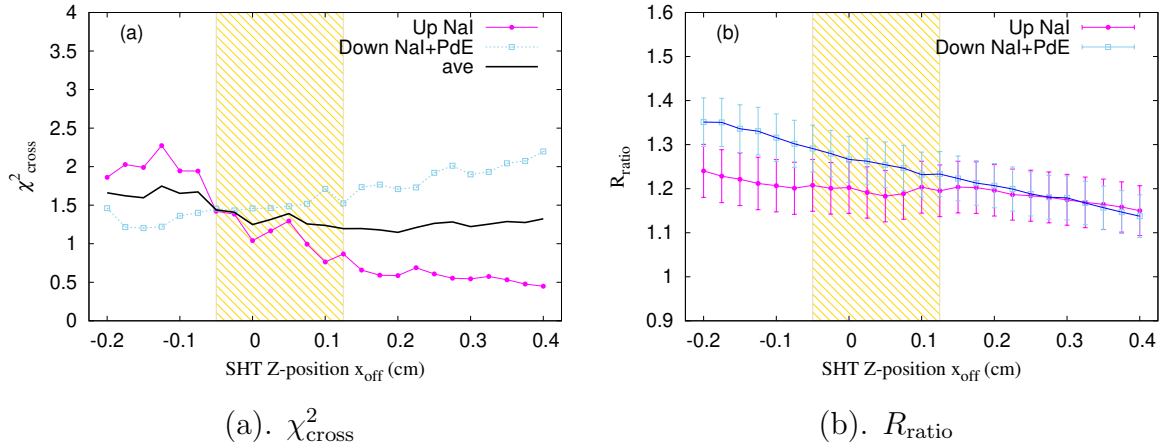


図 4.9: x_{off} を変化させたときの χ^2_{cross} , R_{ratio} . 金色の斜線部分が, χ^2 検定において危険率5%で棄却されなかった範囲.

χ^2_{cross} が棄却されなかった領域において, 4.2.2~4.2.3 節と同様の解析を行って固体水素厚を算出した. その中で固体水素厚の最小値・最大値, $d'_{\text{H},\text{min}}$, $d'_{\text{H},\text{max}}$ は以下の式で表される値となった.

$$d'_{\text{H},\text{min}} = 1.21^{+0.04}_{-0.07} \text{ mm} \quad (4.4)$$

$$d'_{\text{H},\text{max}} = 1.24^{+0.05}_{-0.06} \text{ mm} \quad (4.5)$$

式(4.2)の $d_{\text{H}} = 1.23^{+0.04}_{-0.07} \text{ mm}$ と, $d'_{\text{H},\text{min}}$, $d'_{\text{H},\text{max}}$ とのずれを本節の初めに述べた θ 自身の系統誤差として与えると, 結果は式(4.7)で示す $d_{\text{H},\text{fin}}$ と結論付けられる. 上下に正負の誤差を, 左側に微分断面積の誤差から生じた固体水素標的厚の誤差, 右側に θ 自身の系統的なずれによる誤差を表した. なお左側の誤差は主に, 収量の統計的揺らぎと, ビーム識別の際の他核種の混合率から生じたものである.

$$d_{\text{H},\text{fin}} = 1.23^{+0.04,+0.01}_{-0.07,-0.03} \text{ mm} \quad (4.6)$$

なお, 以上の議論で用いていた標的の厚さは, 固体水素の密度を仮定するだけでなく, SHT の 45° 回転やその他の回転の誤差を無視していた. そのため最終的には, 膜も含めた標的数で記述することが適当である.

$$N_{\text{tgt},\text{fin}} = 9.12^{+0.47,+0.11}_{-0.47,-0.14} \times 10^{21} \quad (4.7)$$

この固体水素標的厚の結果を用いると, 測定の系統誤差を7%程度に抑えることができる.

本論文において θ のずれによる誤差は, 統計量や他核種の混合から生じた誤差に比べて小さな値であった. しかし, 図4.9(a),(b)からわかるように, x_{off} が微分断面積に対して系統的なずれを生む大きな要因となることは事実である. この x_{off} について, 次回以降の実験においては実測することを推奨したい.

4.3.3 考察

測定の系統誤差として7%という値は微分断面積の目標精度10%以内には十分収まっている現状見積もられた ^{132}Sn の統計的精度と合わせると, 後方角度では10%程

度の相対誤差となる。また、固体水素標的厚の精度をさらに向上させるためには、基準核に対する統計量の確保やビーム粒子識別精度の他に、測定器の幾何学的位置の測量精度が大きく寄与することが本論文で明らかになった。これらを踏まえ、今後の測定において留意すべき点を以下で考察する。

角度ずれの最大の要因として予測されるのは、前 4.3.2 節でも議論した標的と反射鏡の相対位置であり、精度よく実測する方法を吟味する必要がある。また、付録 C.1 で RDC 位置測量の課題点として挙げた、反射鏡のロストモーションも考慮すべき点である。付録 C.1 表 C.1 に平均値 μ として示されているが、決定した RDC 計算位置と実際の測量値との差を精査すると、分布にオフセットが生じるものがあった。本来、この分布は 0 を中心に分布すべきであり、ロストモーションの影響で一定方向にずれが生じた可能性も否定はできない。以降の測量に向けた改善のためにも、このロストモーションが生じにくい測量方法を考案していくことを提案したい。

4.4 今後の展望

本論文の結果を用いた 300 MeV/A の ^{132}Sn 陽子弾性散乱微分断面積の導出と、 ^{132}Sn 中性子スキン厚の決定が、本研究全体に対する今後最大の目的となる。それに対して、本論文で扱ったデータと ESPRI 実験に対する今後の展望として、以下の二点もここでは述べておく。

- ^{48}Ca 周辺核
- 統計量増大にむけた ESPRI の展望

4.4.1 ^{48}Ca 周辺核

本実験で取得された ^{48}Ca データには、他の核種によるイベントも混在していた。本論文の今後の展望として、実験的知見が限られている ^{48}Ca 周辺の不安定核に関して新たな物理情報を与える可能性を述べる。

Ca 同位体は陽子数 ($Z = 20$) に魔法数を持ち、長寿命な同位体が 6 種類存在する。この安定領域には $^{40,48}\text{Ca}$ の二種類の二重魔法数核が存在する。この Ca 同位体では、 $N = 32$ (^{52}Ca) に新たな魔法数が発見され [50], $N = 34$ (^{54}Ca) にも新魔法数が示唆されるなど [51], $N = 28$ を超えた不安定核領域で新しい物理現象が次々に発見されている。標準的な殻模型では $\pi f_{7/2}$ 軌道と $\nu f_{5/2}$ 軌道の価核子はテンソル力で引き合い、 $\pi f_{7/2}$ 軌道の陽子数に応じてこのテンソル力が弱まる。その結果として $\pi f_{7/2}$ の陽子数が 0 となる ^{20}Ca では、 $\nu f_{5/2}$ とその下の $\nu p_{1/2}$ 間や $\nu p_{1/2}$ と $\nu p_{3/2}$ 間にギャップが生まれ、 $N = 28$ を超えた $N = 32, 34$ の新たな魔法数を生み出していると考えられている [52]。

$Z = 20$ の Ca 同位体に対して、Sc 同位体は $Z = 21$ であり $Z = 20$ の閉殻構造に加えてその上の $\pi f_{7/2}$ 軌道に陽子が一つ入った構造をしている。上で述べた理由により、Ca 同位体周辺の殻構造を理解するうえで重要な情報となる可能性がある。しかし、Sc は ^{45}Sc のみが安定同位体であり、他の不安定な同位体は基底状態も含めて物理的情報が極めて少ない。特に ^{49}Sc の陽子弾性散乱微分断面積を測定した実験データは、どの角度領域においても未だ存在しない。

今回の ^{48}Ca のカクテルビームには、約22%の ^{48}Ca に対し、 ^{49}Sc ($N = 28$)が約18%、 ^{50}Sc ($N = 29$)が約12%の割合で存在した。さらに本論文の結果から、全く同一の実験条件で取得した ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面積の測定結果と、それを用いて決定された固体水素標的の厚がある。これらを用いれば ^{49}Sc に対して、系統誤差が抑えられた状態で陽子弾性散乱微分断面積を導出できると考えられる。 ^{48}Ca データは統計量が充分でないため、後方散乱角において統計的揺らぎが課題として残されるが、一定の角度領域で ^{49}Sc の陽子弾性散乱微分断面積を導出することは非常に大きな意義がある。

4.4.2 統計量増大にむけた ESPRI の展望

現状の RPS で励起エネルギー分解能 ~ 500 keV を保つためには、 1 mm^t 程度の厚さが限界であり、標的をより厚くして統計量を稼ぐことは難しい。その一方で 1 mm^t の固体水素標的では、 10^5 cps のビームを用いても約一週間のマシンタイムが必要となる。しかし、RI ビームの需要が高まる中でこのような長期間のマシンタイムを確保することは現実的でない。さらにこの RI ビームを効率よく使用するためにも、ビーム強度を上げる方法以外で統計量を増大させる必要性がある。これらを実現する今後のアップグレード計画として、統計量増大に向けた ESPRI+計画が検討・テスト段階にある。

ESPRI+計画では、標的厚の増大と、後方角を覆う立体角の大きな検出器の導入により、統計量を四倍に増やすことを目的とする。図 4.10 に検出器と標的の模式図を示した。ビーム軸左側に位置するのが RPS である。ESPRI+計画ではこの既存の ESPRI

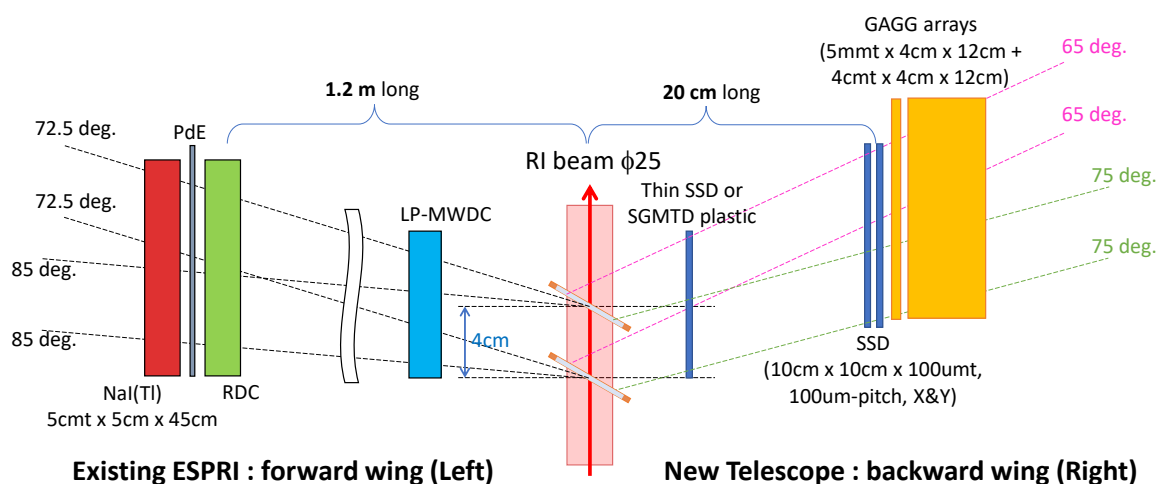


図 4.10: ESPRI+計画の検出器の模式図。

検出器群を利用し、固体水素標的を二枚にレイヤー化することが考えられている。標的近くに MWDC を加えることで、どちらのレイヤーの標的から散乱したイベントかを判別する。この標的のレイヤー化により単純には統計量が二倍になることが見込まれる。

さらに固体水素標的の右側には、主に後方角度散乱イベントを検出のために新たな検出器群を設置する。ここでは位置検出器として、 $100\ \mu\text{m}$ 間隔にストリップ化されたシリコン検出器 (SSD) を用いる。SSD は位置分解能が RDC に比べて三分の一以下で

あるため, 既存の RPS よりも検出器と標的との距離を短くし立体角を大幅に稼ぐことが可能である. カロリメータとしては, NaI(Tl) と同程度のエネルギー分解能とより高い時間分解能を持つ, Ce ドープ GAGG シンチレータの導入が検討されている. これら右側の検出器群は, 弾性散乱以外のノックアウト反応実験等にも共同で用いることが想定されており, 汎用性の高いスペクトロメータである.

第5章 まとめ

ESPRI 実験では、中性子過剰核において出現する中性子スキン厚を導出することを目的とし、不安定核に対する陽子弾性散乱微分断面積を逆運動学で測定する。目標とされる精度は $25^\circ \sim 30^\circ$ の後方角で 10 % 以下である。今回、二重魔法数原子核である ^{132}Sn に対して、エネルギー約 300 MeV/A での陽子弾性散乱実験を行った。

陽子標的として用いたのは設計値 1 mm^t の固体水素標的 (SHT) である。本研究ではまず冷却システムの改善により、固体水素均一性の向上に成功した。その一方、現状ではこの SHT の厚さを正確に測定する手法は確立しておらず、 ^{132}Sn 陽子弾性散乱微分断面積の絶対値に対して、最大の不定性を生むことが予想された。

今回、 ^{132}Sn 陽子弾性散乱微分断面積の定量性確保のために、基準核として ^{48}Ca に対する陽子弾性散乱実験が同実験条件下で行われた。 ^{48}Ca には、順運動学で測定された高精度の陽子弾性散乱微分断面積と、その実験データを良く再現する信頼性の高い理論計算が存在する [6]。

本論文では逆運動学での ^{48}Ca 陽子弾性散乱実験のデータに着目し、エネルギー約 290 MeV/A での ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面積を導出した。陽子識別と弾性散乱の抽出を行ったのは反跳陽子測定器 RPS である。反跳角 1° 毎に $\sigma = 400 \text{ keV} \sim 1000 \text{ keV}$ の励起エネルギー分解能を達成し、3.8 MeV 以上に存在する ^{48}Ca 励起状態への非弾性散乱と弾性散乱を弁別した。さらに上記の理論計算と比較し、固体水素の厚さを $d_{\text{H},fin} = 1.23_{-0.07, -0.03}^{+0.04, +0.01}$ mm と決定した。上下に示されているのが正負の誤差であり、左側に主に統計的揺らぎとビームに対する他核種の混合から見積もられた誤差、右側に反跳角の系統的なずれによる誤差を示した。

付録A BDCのトラッキング

A.1 BDCのトラッキング

マルチヒット TDC V1190A を用いた。

まず BDC の各面で得られた TDC から STC(Space Time Conversion) パラメータを作成し、入射時間情報をドリフト距離にした。TDC 値を x_t , $x'_t \leq x_t$ のイベントの積分値を y_t とするとき、ビームがアノードワイヤーとポテンシャルワイヤー間に満遍なく当たっていれば、 y_t の値がアノードワイヤーからの距離に比例する。そこで y_t の最大値 $y_{t\max}$ が、ビームが垂直に入射した際のアノードワイヤーとポテンシャルワイヤー間距離を表すように、以下の補正式を作成した。なお y'_t は $y_{t\max}$ で規格化された y_t であり、STC パラメータは各面ごとに作成した。

$$y'_t = \frac{1}{1 + \exp(\sum_{i=-1}^2 a_i x_t^i)} \quad (a_i : \text{STC パラメータ}) \quad (\text{A.1})$$

上で求めた補正式に、アノードワイヤーとポテンシャルワイヤー間距離 0.25 cm をかけることで、TDC から求めたドリフト距離とした。求めた各面でのドリフト距離をもとに、以下に述べる最小二乗法を X 面 Y 面それぞれに対して独立に行うことでトラッキングを決定した。以下では X 面を例として挙げながら説明する。

粒子の面 i での検出位置 xx_i は、信号が得られたワイヤーの位置 x_i とドリフト距離 dx_i から求められる。 xx_i と各面のビーム軸方向の位置 zz_i を用いると、 $\chi^2 \equiv \sum_i (f(zz_i) - xx_i)^2$ を最小にする入射位置 X と入射軸の傾き (入射角度) A は以下の式に従う。ここで $f(zz_i) = X + Azz_i$ であり、XY 各方向の入射直線を意味する。

$$M = \sum_i \begin{pmatrix} 1 & zz_i \\ zz_i & zz_i^2 \end{pmatrix}, \quad b = \sum_i \begin{pmatrix} xx_i \\ zz_i xx_i \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

$$M \begin{pmatrix} X \\ A \end{pmatrix} = b \quad (\text{A.3})$$

M が正則行列であるとき、 X, A は解を持ち入射直線が決まる。その後この X, A を用い、入射直線と xx_i との残差、 $r_i \equiv f(zz_i) - xx_i$ を計算した。さらに各面における検出位置 xx_i は、 $xx_i = x_i \pm dx_i$ の左右二通りが考えられるため、ヒットを要求する面数に応じて、 $2^{\sum \text{各面でのヒット数}}$ 通りの検出位置の組み合わせが存在する。本解析ではヒット要求を 4 面全てとしたため、4 面全てが 1 ヒットならば 16 通りの組み合わせの中から χ^2 が最小となるものを探索することとなる。なおこの最小二乗法探索を行う中で、以下の条件をかけた。

- ビームトリガー時は TDC 100~800 ch, 反跳陽子トリガー時は TDC 0~800 ch のゲート内に入る。

- 各面で1以上20未満のヒットである。

図 A.1 に、入射直線とドリフト距離との残差 r_i を示した。左図がドリフト距離に対する残差分布である。この結果から左図を $r(dx) = c(dx - 0.25)(dx + 0.25)dx$ でフィット

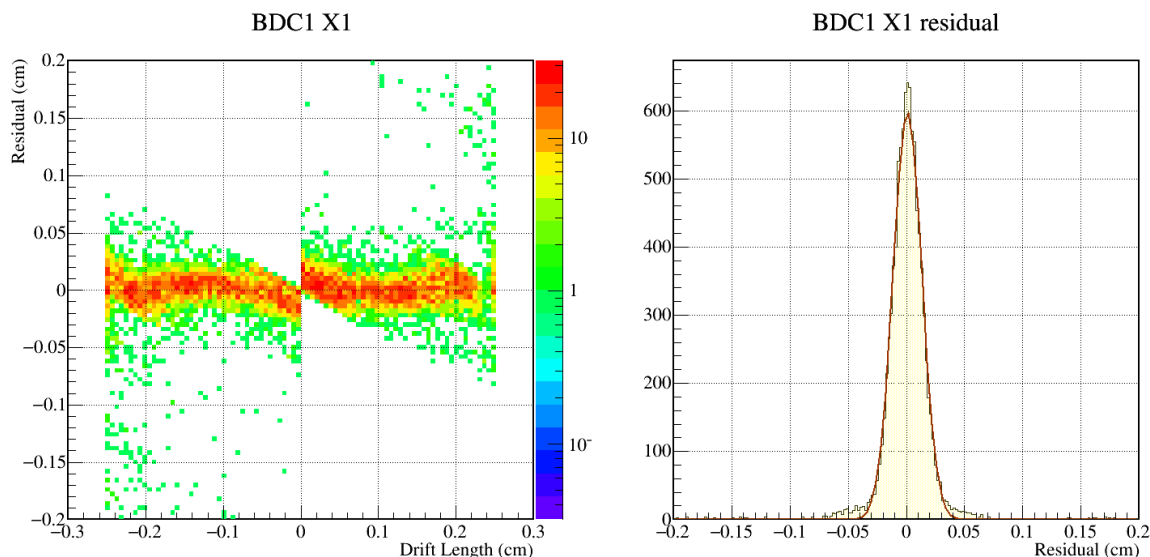


図 A.1: BDC トラッキングとの残差。BDC1 X1 面を例として示す。左図：ドリフト距離に対する残差の相関。右図：残差。

とし、新たなドリフト距離 $dx' = dx + r(dx)$ を定義した。これは、ドリフト距離に対して残差が持つ相関を補正するためである。各面に対して得られた dx'_i を用いて、再度上で述べたトラッキング解析をやり直した。なお、ビームトリガー時は補正を一回、反跳陽子トリガー時のデータについては補正を二回行った。

位置分解能は図 A.1 右に示した残差分布を、ガウシアンでフィットした結果の 1σ とした。表 A.1 に各面の位置分解能をまとめた。端の面に合わせた方が χ^2 が小さくなりやすいため、1面や4面などの残差が小さくなりやすい。そのため BDC 一台分の位置分解能として8面全体の相加平均をとった。

表 A.1: BDC の位置分解能 (μm)

トリガー	ワイヤー方向		1面	2面	3面	4面	総合
ビーム	BDC1	X	135.6	156.4	134.8	155.1	148.4
		Y	118.1	162.4	162.7	117.5	
	BDC2	X	155.2	227.1	215.6	144.2	205.0
		Y	156.4	229.7	225.5	150.8	
反跳陽子	BDC1	X	143.3	165.3	136.3	154.3	147.7
		Y	125.9	174.4	165.1	117.5	
	BDC2	X	183.4	277.7	261.3	169.9	224.9
		Y	188.7	282.9	264.6	170.5	

付録B NaI補正

B.1 NaIのADC較正

パルサーを使用し, NaIからの信号を取得に用いたADC (CAEN V785) の非線形性補正を行った. 取得した x 番目のパルサーの値を示すADCのチャンネルを y とするとき, 関数 $y = \sum_{i=0}^n a_i x^i$ でフィットし補正した. 図B.1に $n = 1 \sim 3$ の場合の, 各 x に対する y と補正関数との残差を示した. 例としてRPS upを構成する七本のNaIのL側を示している. 補正関数の次数を上げるにつれ, 残差の相関が小さくなることが分かった. 本

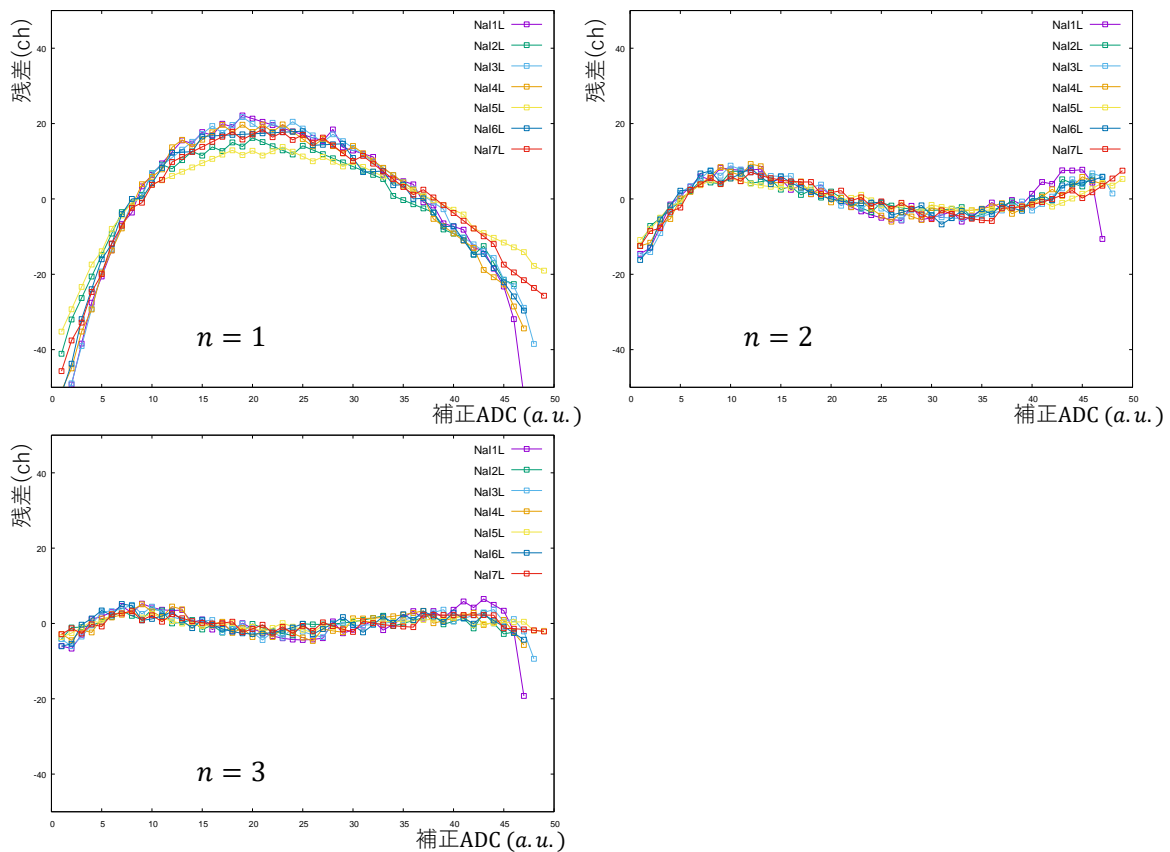


図 B.1: NaI の ADC 非線形補正. 補正関数との残差を示す. 左上: 一次関数, 右上: 二次関数, 左下: 三次関数で補正したもの.

解析では $n = 3$ の三次補正関数を採用した. なお, 実際の ADC チャンネルからの補正は, x に関する三次方程式を解くことで得られる.

その後 3.1.2 節で述べた, LR 両側での平均を採ったものを NaIA として解析に用いた.

B.2 NaI の位置補正

NaI への入射位置に対する依存性を補正するときは、NaI に入射する陽子の運動エネルギーを規格化する必要がある。これは NaI が反跳角 θ 方向について長さを持ち、入射位置によって陽子のエネルギーが変化するため、NaI からの発光量と位置を単純には比較できないことが理由である。規格化には、PdE までの飛行時間をエネルギー較正した T_p [ToF] を用いた。さらに陽子は、上流にある RPS の各検出器でエネルギー損失を起こした後に NaI に入射するため、その損失分を T_p [ToF] から差し引いた運動エネルギーを用いている。エネルギー損失は、スピン・軌道力を考慮した ATIMA[45] を用いて LISE++[36] で算出した。

図 B.2 左に二本目の NaI について、RDC での X 方向の検出位置に対する規格化した NaIA の値を示した。また右図のグラフは NaIA の値の位置依存性を表しており、検出位置で分割した際の NaIA 値をガウシアンでフィッティングした結果を描いたものである。Y 軸方向の誤差棒はガウシアン 1σ 、X 軸方向の誤差棒は分割幅である。

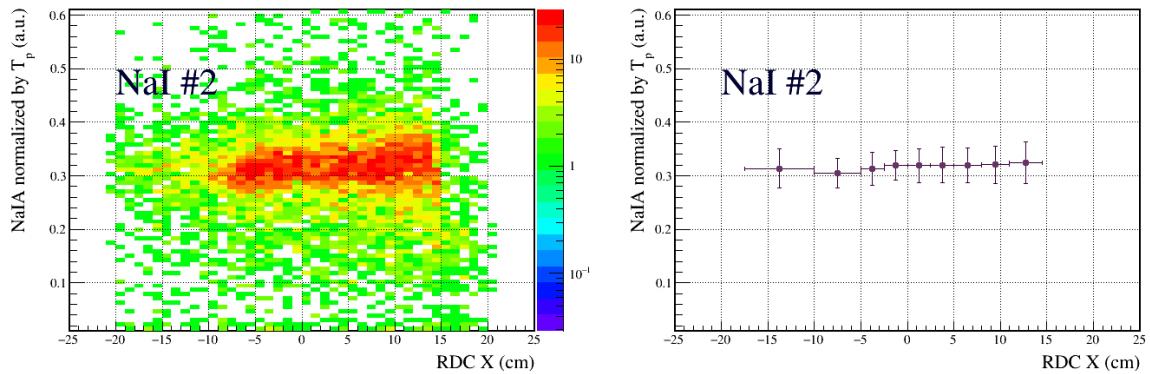


図 B.2: NaI 二本目の NaIA 位置依存性。左:RDC での X 方向の検出位置に対する規格化した NaIA。右: 検出位置で分割した NaIA の中心値。

この位置依存を以下の方法で補正した。まず図 B.2 左のグラフを、以下の関数でフィットした。

$$\text{NaIA} = \text{const.} \times e^{-\frac{(X_{\text{RDC}} - \mu_0)^2}{a}} \quad (X_{\text{RDC}} : \text{RDC で検出された X 方向の位置}) \quad (\text{B.1})$$

各 NaI に対して μ_0, a を決定し、式

$$\text{NaIA} \mapsto \text{NaIA} \times e^{-\frac{(X_{\text{RDC}} - \mu_0)^2}{a}} \quad (\text{B.2})$$

に従い補正した。全 NaI に対する補正結果を図 B.3 に示した。

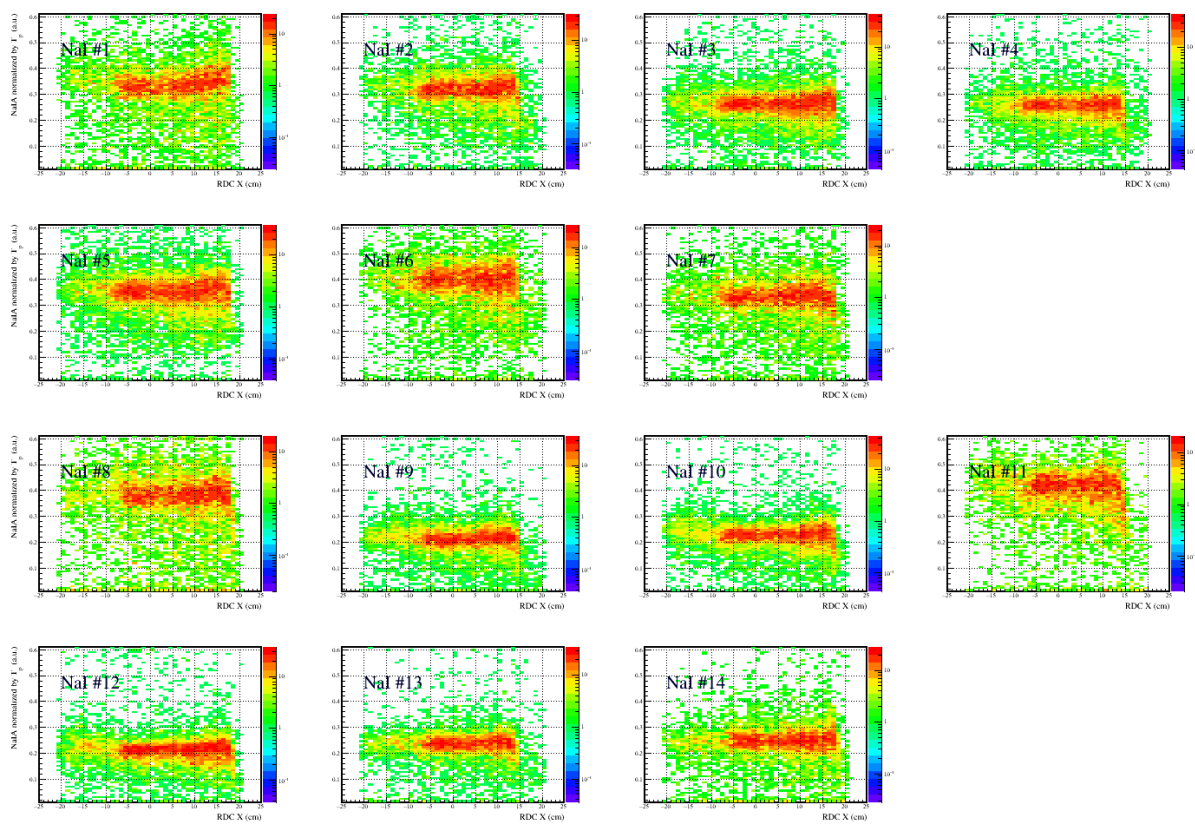


図 B.3: 各 NaI に対する NaIA 位置依存性の補正結果.

付録C RDCトラッキング

C.1 RDCの実験室系における位置

反応における正確な反跳角度を求めるためには、RDCの実験室系での詳細な位置を得ることが不可欠である。本実験では、標的位置に設置した二軸自動回転ステージ付き反射鏡と下流側に設置した計測レベルを用いて、RDCのワイヤーが交わる点の角度をそれぞれ計測した。回転制御には、五相ステップモータ内蔵のSGSP-40YAW、ステージコントローラSHOT-102を用いた。反射鏡を用いた理由は、各検出器や標的ななどのセットアップ位置を変更することなく位置を測量するためである。これらの測量点から、実験室系におけるRDCの三次元的な位置と角度を探索した。図C.1にRDC位置測量に用いたセットアップの概要を示す。

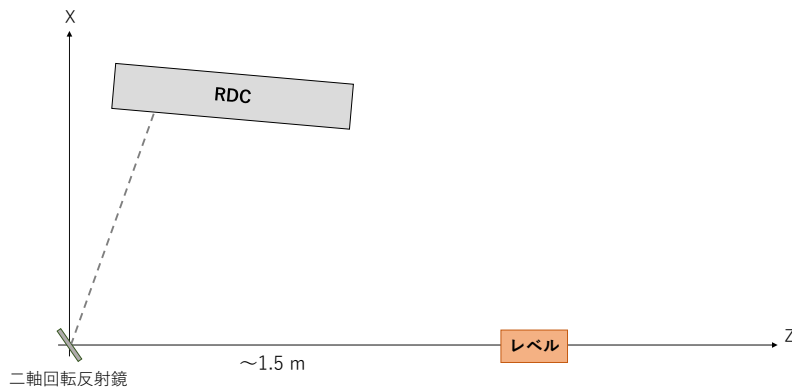


図 C.1: RDC の位置計測セットアップの概念図

まず、測量時に得られる二軸の反射鏡回転角 θ_{mir}, ϕ_{mir} から、測量対象点の実験室系での θ, ϕ を求めた。図C.2に反射鏡と測量点の関係を示した。反射鏡の法線ベクトル \vec{n} は式(C.2)に従って表される。

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{mir} & 0 & \sin \theta_{mir} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{mir} & 0 & \cos \theta_{mir} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi_{mir} & -\sin \phi_{mir} \\ 0 & \sin \phi_{mir} & \cos \phi_{mir} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (C.1)$$

$$= \begin{pmatrix} \sin \theta_{mir} \cos \phi_{mir} \\ -\sin \phi_{mir} \\ \cos \theta_{mir} \cos \phi_{mir} \end{pmatrix} \quad (C.2)$$

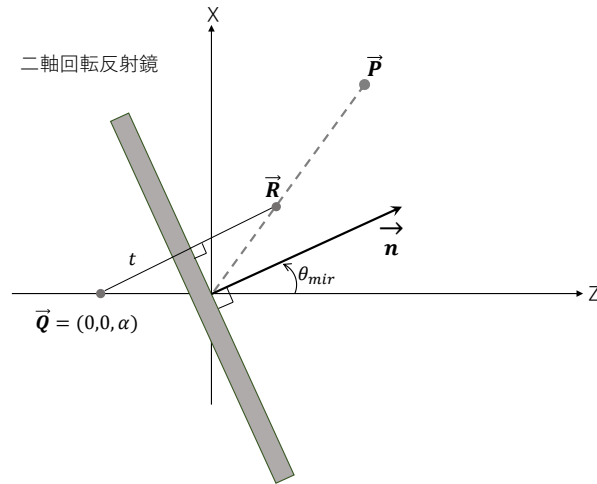


図 C.2: 反射鏡の回転角と測量点との関係

今、測量点の位置を \vec{P} 、原点と \vec{P} を結ぶ直線上の任意の点を \vec{R} とすれば、 \vec{P} の θ, ϕ を求めることは、 \vec{R} の θ, ϕ を求めることと同値である。 θ, ϕ が 90° 以下のときは、 \vec{R} は Z 軸負上の点 $\vec{Q} = (0, 0, \alpha)$ と、 \vec{Q} と反射鏡が作る平面との距離 t を用いて式 (C.3) のように表すことができる。

$$\vec{R} = \vec{Q} + 2t\vec{n} \quad (\text{C.3})$$

$\alpha = -1$ とすると点 \vec{R} の座標は式 (C.4) と表され、ここから測量点の Z 軸に対する角度 θ と仰角 ϕ が得られる。

$$\vec{R} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} + 2 \cos \theta_{mir} \cos \phi_{mir} \begin{pmatrix} \sin \theta_{mir} \cos \phi_{mir} \\ -\sin \phi_{mir} \\ \cos \theta_{mir} \cos \phi_{mir} \end{pmatrix} \quad (\text{C.4})$$

測量は上下の RDC に対してそれぞれ 121, 131 点行った。

その後、三次元空間に配置した RDC 上の点と、それぞれの測量点との差を以下のような χ 二乗値で表現した。ここで $\theta_{search}, \phi_{search}$ はそれぞれあるパラメータを用いて計算した結果であり、 θ, ϕ は測量値である。

$$(\chi^2)_i = \sum_{\text{全ての点}} (\theta_{search} - \theta)^2 + (\phi_{search} - \phi)^2 \quad (i : \text{Up, Down}) \quad (\text{C.5})$$

式 (C.6) が最小になるように、RDC の位置を表す六つのパラメータ (位置、回転角度) をグリッドサーチし決定した。図 C.3 に決定したパラメータを用いて求めた RDC 上の点と、その点の測量値との XY 方向の差 (X_{diff}, Y_{diff}) を示した。なお、各点は RDC 上での座標 (x_{RDC}, y_{RDC}) であり、測量値は θ, ϕ に距離の計算値を加えることで RDC 上での座標に直した。図 C.3 の (a), (b) が RDC up に対する値であり、(a) は Y 方向のワイヤー、(b) は X 方向のワイヤーに関する点である。同様に (c), (d) が RDC down に対する値であり、(c) は Y(縦) 方向のワイヤー、(d) は X(横) 方向のワイヤーに関する点である。またさらに各点に対して、点線(紫色)が X 方向のずれ、実線(緑)が Y 方向

のずれを表している。これらをガウシアンでフィットすることで、RDCの測量誤差をフィット結果の 1σ として見積もった。フィット結果の平均(μ)とともに表 C.1 にまとめた。C.2節のRDC位置分解能よりは少し大きい値となったが、A.1節でのBDC位置分解能と同程度であった。

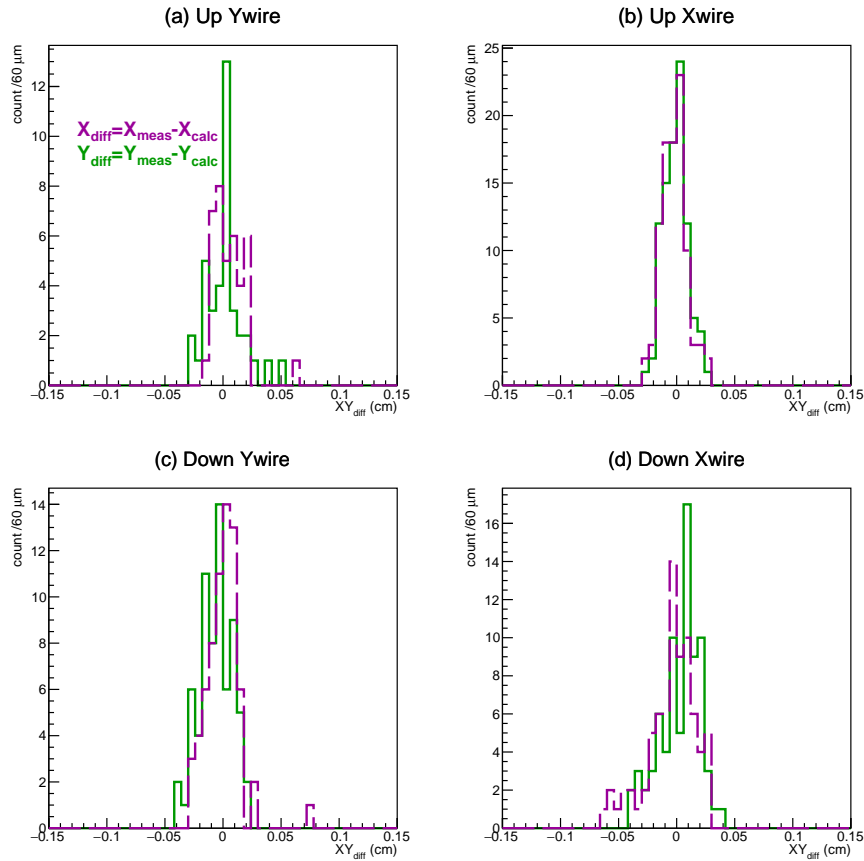


図 C.3: RDC の各点における計算値と測量値とのずれ

表 C.1: RDC の測量誤差

	ワイヤー方向	ずれの方向	平均 μ (μm)	誤差 σ (μm)
RDC up	Y	X	66.5	138.2
	Y	Y	1.0	154.8
	X	X	-28.4	101.2
	X	Y	-8.1	103.6
RDC down	Y	X	7.1	142.6
	Y	Y	-45.5	151.8
	X	X	17.5	188.6
	X	Y	31.5	179.8

本測量における課題点として次の二点を挙げておく。一つ目が、標的中心と反射鏡の相対位置を実測できず、二点が一致していると仮定した点である。これについては4.3.2節で議論した。二つ目として、反射鏡を回転させる際にロストモーションと呼ば

れる位置のずれが確認された。ロストモーションとは、同一点に向かって両方向から位置決めをした場合に、一方向からの位置決めと逆方向からの位置決めとの間に生じるずれのことである。本測量では最大で2ステップ程度のずれがあった。これはRDC上の距離で約80 μm である。本測量では、原点から出発しすべての点を同一の方向から読むように測量したため、このずれは解析において考慮していない。

C.2 RDCのトラッキング

マルチヒットTDC AMSC AMT-VMEを用いた。なおトリガー信号の時間のばらつきによるTDC情報への影響を抑制するため、RDCとPdEのTDCの差をドリフト時間とした。また以下のRDCトラッキング解析では、3.3.1節で識別された陽子イベントを抽出した。

トラッキングと位置分解能の導出はほぼ、BDCトラッキングと同様にして行った。詳しい方法についてはA.1節を参照されたい。アノードワイヤーとポテンシャルワイヤー間距離は0.7 cmを用いた。STCパラメータを求める際は、RDC中でのエネルギー損失が大きい荷電粒子由来のイベントを選択するため、ワイヤーに集まった電荷が大きいイベントを選択した。この選択は、TDC信号の高さが閾値を超えていた時間(TOT, Time-Over-Threshold)が各面で最大のものを選ぶことで行った。求めた各面でのドリフト距離をもとに、トラッキングを最小二乗法でX面Y面独立に決定した。以下ではX面を例としてあげながら説明する。

BDCにおけるトラッキングと異なるのは、 χ^2 の定義である。RDCに対して陽子は角度を持って入射することが予想された。そのためドリフト距離から角度補正を加えることで、ある面*i*での位置情報 $xx_i = x_i + dx_i$ が求まる。そこで χ^2 は次の式のように定義した。

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^3 \left[\frac{f(zz_i) - x_i}{1 + \tan^2 A} - dx_i \right]^2 \quad (\text{C.6})$$

$$f(zz_i) = X + Azz_i \quad (\text{C.7})$$

式(C.6)を最小とするようにX, Aを求めた。入射直線とドリフト距離との残差は $r_i \equiv \frac{f(zz_i) - x_i}{1 + \tan^2 A} - dx_i$ である。BDCトラッキング時と同様に、検出位置の組み合わせを考慮した $2^3 \times 2$ 各面ヒット数-1 通りの中から、 χ^2 がさらに最小となるものを探索した。なお、この最小二乗値探索を行う中で、以下の条件をかけた。

- TDC -400~50 ch のゲート内に入る。
- TOT 2000 ch 以上。
- 各面で1以上20未満のヒットである。

さらに、BDCトラッキング時と同じ方法を用いて、ドリフト距離に対し残差が持つ相関を補正した。新たなドリフト距離を用いてトラッキング解析をやり直すという反復を、RDC upのY面については六回、RDC upのX面とRDC downについては二十回行った。各回において、残差分布をガウシアンでフィットし 1σ を位置分解能として求めた。解析の繰り返し回に対する、各面の位置分解能の変化を図C.4に示した。図

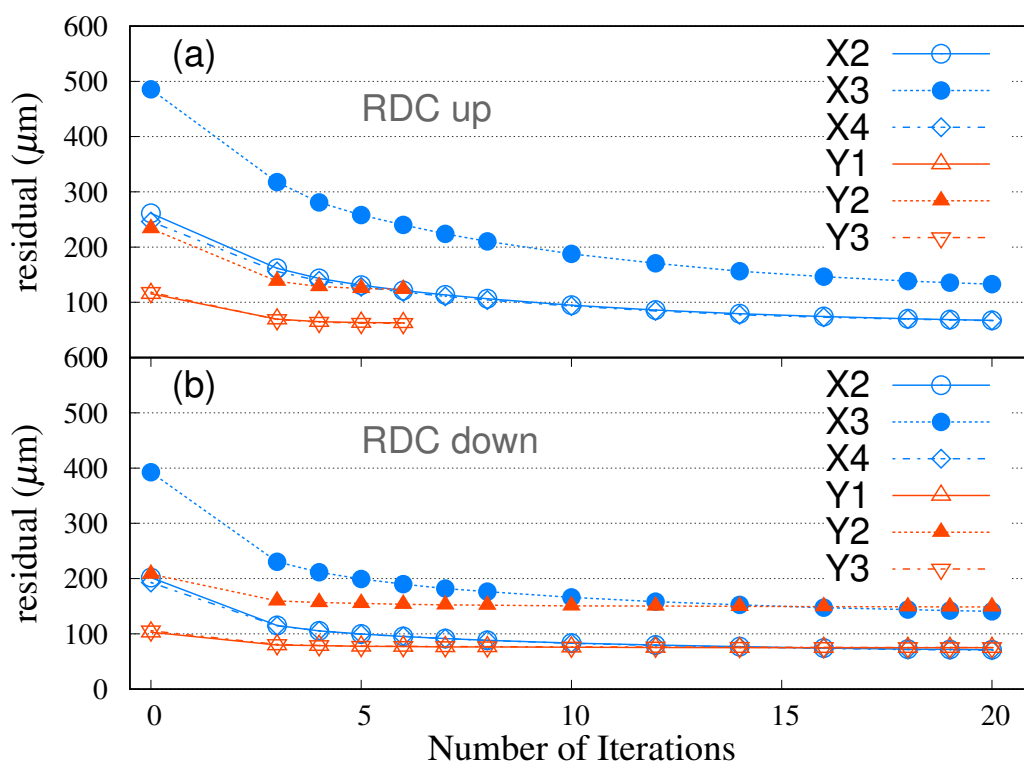


図 C.4: RDC の各面に対する位置分解能. 横軸はトラッキング解析の繰り返し回に対応する. (a):RDC up. (b):RDC down.

C.4(a) に RDC up, (b) に RDC down の位置分解能をそれぞれ示した. 各 RDC での位置分解能として XY6 面の相加平均をとると, RDC up が $85.9 \mu\text{m}$, RDC down が $96.9 \mu\text{m}$ となった.

謝辞

本論文の執筆にあたり、ご協力・ご助言いただきました多くの方々に感謝の意を表します。

指導教官である銭廣十三准教授には、実験、解析のご指導など全てにおいてご指導いただきました。度重なる質問に対しても、毎回丁寧にご教授いただきました。また、実験への取り組み方など、その姿からたくさんの学びがあったと感じております。

多くの ESPRI 共同研究者の皆さまにも、実験の際に多大なご尽力を賜りました。特に、大阪大学 RCNP 坂口治隆共同研究員、東北大学 CYRIC 松田洋平助教、北京航空航天大学寺嶋知研究員には、実験を共同で遂行するにあたり、実験・理論双方の面でたくさんのご指導・ご助言をいただきました。また松田助教は何も知識がなかった私に、固体水素標的の作製について一から教えていただくとともに、常にサポートしていただきました。東邦大学原田知也さんには、実験・解析について常に相談や質問をさせていただきました。土方佑斗さんは、修士に上がる前から同じグループの同期として一緒に作業することも多かったと思います。わたしのとりとめもない話題にいつも付き合っていただきありがとうございます。毎月の解析報告会の際にもみなさまから非常に多くのアドバイスをしていただき、深く感謝しております。さらに、本実験に携わった全ての人に御礼申し上げます。

研究室の永江知文教授、成木恵准教授、村上哲也講師、後神利之助教はいつも様々なことに対してお声がけいただき、感謝申し上げます。村上講師は同室であることもあり、研究面での疑問についてまるで辞書のように教えていただきました。研究以外の話題も非常にウィットに富んでおり、いつも良い息抜きとなっていました。京都大学原子核理論研究室の金田佳子准教授には、修士一年次に ESPRI グループに配属された際、関連論文の輪読ゼミを行っていただくなど理論面で大変お世話になりました。みなさまの物理に対して真摯に向き合う姿から多くを学ばせていただきました。

研究室の他のメンバーは、研究の進捗を気にかけてくださり、わたしが楽しい研究生活を送る一助となりました。渡邊憲さん、藤川祐輝さん、片山一樹さんをはじめ 210 号室のみなさまは、解析や勉強に疲れコーヒーをもらいに行くといつも、楽しいお話で気分転換させてくださいました。稲葉健斗さんは、研究室 web 委員の仕事を手伝っていただくだけでなく、研究面・生活面全てで多くの相談に乗っていただきました。修士課程の同期である大橋翼さん、高浦雄大さん、豊田峻史さん、中須賀さとみさん、谷口博紀さんには、お互いの研究や生活について話すことでとても良い刺激を受けました。みなさまに深く御礼申し上げます。

ここで全員のお名前を挙げることは難しいですが、本当に多くの人に助けられ、教えられ、二年間を過ごしてきました。修士課程をこの環境で過ごせたことに感謝します。

最後になりましたが、原子核物理学での修士課程進学という選択に賛同し、様々なところでいつも後押ししてくれた家族に心から感謝の意を表します。

参考文献

- [1] J. M. Lattimer, Annual Review of Nuclear and Particle Science **62**, 485 (2012).
- [2] B. A. Brown, Physical review letters **85**, 5296 (2000).
- [3] L.-W. Chen, C. M. Ko, and B.-A. Li, Physical Review C **72**, 064309 (2005).
- [4] M. Centelles, X. Roca-Maza, X. Vinas, and M. Warda, Physical Review C **82**, 054314 (2010).
- [5] J. Zenihiro, H. Sakaguchi, T. Murakami, M. Yosoi, Y. Yasuda, S. Terashima, Y. Iwao, H. Takeda, M. Itoh, H. Yoshida, *et al.*, Physical Review C **82**, 044611 (2010).
- [6] J. Zenihiro, H. Sakaguchi, S. Terashima, T. Uesaka, G. Hagen, M. Itoh, T. Murakami, Y. Nakatsugawa, T. Ohnishi, H. Sagawa, *et al.*, arXiv preprint arXiv:1810.11796 (2018).
- [7] A. Hewish, S. J. Bell, J. D. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins, Nature **217**, 709 (1968).
- [8] 鷺見義雄, 原子核物理入門 (裳華房, 2011).
- [9] S. Shlomo, V. Kolomietz, and G. Colo, The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei **30**, 23 (2006).
- [10] U. Garg and G. Colò, Progress in Particle and Nuclear Physics **101**, 55 (2018), and papers cited here.
- [11] T. Li, U. Garg, Y. Liu, R. Marks, B. Nayak, P. M. Rao, M. Fujiwara, H. Hashimoto, K. Kawase, K. Nakanishi, *et al.*, Physical review letters **99**, 162503 (2007).
- [12] T. Li, U. Garg, Y. Liu, R. Marks, B. Nayak, P. M. Rao, M. Fujiwara, H. Hashimoto, K. Nakanishi, S. Okumura, *et al.*, Physical Review C **81**, 034309 (2010).
- [13] D. Patel, U. Garg, M. Fujiwara, H. Akimune, G. Berg, M. Harakeh, M. Itoh, T. Kawabata, K. Kawase, B. Nayak, *et al.*, Physics Letters B **718**, 447 (2012).
- [14] E. Van Dalen, C. Fuchs, and C. Fuchs, The European Physical Journal A **31**, 29 (2007).

- [15] B.-A. Li, L.-W. Chen, and C. M. Ko, *Physics Reports* **464**, 113 (2008).
- [16] Z.-H. Li, U. Lombardo, H.-J. Schulze, W. Zuo, L. Chen, and H. Ma, *Physical Review C* **74**, 047304 (2006).
- [17] W. Zuo, A. Lejeune, U. Lombardo, and J.-F. Mathiot, *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei* **14**, 469 (2002).
- [18] X. Roca-Maza and N. Paar, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **101**, 96 (2018).
- [19] G. Hagen, T. Papenbrock, D. J. Dean, and M. Hjorth-Jensen, *Physical Review C* **82**, 034330 (2010).
- [20] K. Tsukiyama, S. Bogner, and A. Schwenk, *Physical review letters* **106**, 222502 (2011).
- [21] H. De Vries, C. De Jager, and C. De Vries, *Atomic data and nuclear data tables* **36**, 495 (1987).
- [22] 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).
- [23] S. Terashima, H. Sakaguchi, H. Takeda, T. Ishikawa, M. Itoh, T. Kawabata, T. Murakami, M. Uchida, Y. Yasuda, M. Yosoi, *et al.*, *Physical Review C* **77**, 024317 (2008).
- [24] C. Horowitz, *Physical Review C* **31**, 1340 (1985).
- [25] D. P. Murdock and C. J. Horowitz, *Physical Review C* **35**, 1442 (1987).
- [26] C. J. Horowitz, D. P. Murdock, and B. D. Serot, *Computational Nuclear Physics1 chapter 7* (Springer-Verlag, 1991) Chap. 7.
- [27] H. 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).
- [28] C. Horowitz and B. D. Serot, *Nuclear Physics A* **368**, 503 (1981).
- [29] Y. Matsuda, H. Sakaguchi, J. Zenihiro, S. Ishimoto, S. Suzuki, H. Otsu, T. Ohnishi, H. Takeda, K. Ozeki, K. Tanaka, *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **643**, 6 (2011).
- [30] Y. Matsuda, M. Tsumura, H. Sakaguchi, S. Terashima, J. Zenihiro, T. Kawabata, H. Otsu, D. Beaumel, Z. Tian, Y. Maeda, *et al.*, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry* **305**, 897 (2015).

- [31] G. Giacomelli, *Total Cross-section Measurements : Progress in Nuclear Physics*, edited by D. Brink and J. Mulvey (Pergamon, 2013).
- [32] S. Charagi and S. Gupta, *Physical Review C* **41**.
- [33] J. Zenihiro, H. Sakaguchi, S. Terashima, Y. Matsuda, *et al.*, in *RIKEN Accelerator Progress Report*, Vol. 47 (2014).
- [34] I. Angeli, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **87**, 185 (2004).
- [35] *RIBF User's information*, <https://www.nishina.riken.jp/RIBF/accelerator/overview.html>.
- [36] *LISE++*, *A simulation for exotic beam production with fragment separation*, <http://lise.nsl.mscl.msu.edu/lise.html>.
- [37] S. Michimasa, M. Takaki, M. Dozono, S. Go, H. Baba, E. Ideguchi, K. Kisamori, H. Matsubara, H. Miya, S. Ota, *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **317**, 710 (2013).
- [38] H. Miya, S. Ota, T. Fujii, S. Kawase, Y. Kubota, C. Lee, H. Matsubara, K. Miki, A. Saito, S. Michimasa, *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **317**, 701 (2013).
- [39] K. Fukutani and T. Sugimoto, *Progress in surface science* **88**, 279 (2013).
- [40] R. Bohn and C. Mate, *Physical Review B* **2**, 2121 (1970).
- [41] R. Hill and B. Schneidmeyer, *Z. Phys. Chem* **16**, 257 (1958).
- [42] 馬場辰雄, 300 MeV/u ^{16}C ビームを用いた陽子弾性散乱微分断面積の測定, 修士論文, 京都大学 (2014).
- [43] 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).
- [44] 遠藤奈津美, 固体水素の研究・開発, 卒業論文, 東北大学 (2004).
- [45] J. Lindhard, A. H. So, *et al.*, *Physical Review A* **53**, 2443 (1996).
- [46] Y. Matsuda, H. Sakaguchi, H. Takeda, S. Terashima, J. Zenihiro, M. Itoh, K. Ozeki, and T. Kobayashi, *CYRIC annual report* , 15 (2006).
- [47] J. Zenihiro, Y. Matsuda, H. Sakaguchi, H. Takeda, Y. Iwao, H. Matsumoto, and M. Itoh, *CYRIC annual report* , 20 (2005).
- [48] J. Zenihiro, private communication.
- [49] C. Gouling and J. Rogers, *Nuclear Instruments and Methods* **153**, 511 (1978).

- [50] F. Wienholtz, D. Beck, K. Blaum, C. Borgmann, M. Breitenfeldt, R. B. Cakirli, S. George, F. Herfurth, J. Holt, M. Kowalska, *et al.*, *Nature* **498**, 346 (2013).
- [51] D. Steppenbeck, S. Takeuchi, N. Aoi, P. Doornenbal, M. Matsushita, H. Wang, H. Baba, N. Fukuda, S. Go, M. Honma, *et al.*, *Nature* **502**, 207 (2013).
- [52] X. Xu, M. Wang, K. Blaum, J. D. Holt, Y. A. Litvinov, A. Schwenk, J. Simonis, S. R. Stroberg, Y. H. Zhang, H. S. Xu, P. Shuai, X. L. Tu, X. H. Zhou, F. R. Xu, G. Audi, R. J. Chen, X. C. Chen, C. Y. Fu, Z. Ge, W. J. Huang, S. Litvinov, D. W. Liu, Y. H. Lam, X. W. Ma, R. S. Mao, A. Ozawa, B. H. Sun, Y. Sun, T. Uesaka, G. Q. Xiao, Y. M. Xing, T. Yamaguchi, Y. Yamaguchi, X. L. Yan, Q. Zeng, H. W. Zhao, T. C. Zhao, W. Zhang, and W. L. Zhan, *Phys. Rev. C* **99**, 064303 (2019).

目次

1.1	EoS の理論計算予測	6
1.2	中性子スキン厚と状態方程式各係数の相関	7
1.3	逆運動学による原子核散乱の概念図.	10
1.4	弾性散乱 $p(^{48}\text{Ca}, ^{48}\text{Ca})p$ の運動学	11
1.5	NN 散乱全断面積のエネルギー依存	13
1.6	理論計算による 300 MeV/A ^{132}Sn 陽子弾性散乱微分断面積と、収量の見積もり.	14
2.1	理研 RIBF の施設概要図	17
2.2	理研 RIBF ビームライン概要図	18
2.3	各焦点面に設置された検出器	20
2.4	F12 に設置された RPS を含む検出器群	21
2.5	ビーム上流側と真上から見た RPS	24
2.6	H_2 の核スピン異性体特性.	26
2.7	SHT 作製システム	27
2.8	SHT 封入セル	28
2.9	SHT 作製時の時間変化	29
2.10	$p\text{-H}_2$ 密度の温度依存性.	30
2.11	これまでに作製された SHT と本測定用に作製した SHT.	30
2.12	検出器回路	31
2.13	トリガー回路	32
3.1	解析の流れ	34
3.2	位置検出器上の座標定義.	35
3.3	典型的な両側読み出し検出器の模式図.	35
3.4	F12Xe の QDC 値	37
3.5	F3F7 間 ToF の補正	38
3.6	ビーム粒子識別二次元図	39
3.7	ビーム粒子識別一次元図	40
3.8	^{48}Ca の識別結果	40
3.9	BDC の TDC 分布	41
3.10	ビームの入射角度	42
3.11	SHT 上でのビームプロファイル	43
3.12	焦点面 F5 での水平位置	44
3.13	SHT でのビームエネルギー	44
3.14	PdE での粒子識別	46

3.15 NaIでの粒子識別	47
3.16 RDCのTDC分布	48
3.17 PdEの左右時間差と θ との相関	50
3.18 PdEで停止した陽子に対するRDCの検出効率	50
3.19 PdEを突き抜けた陽子に対するRDCの検出効率	50
3.20 RPSのエネルギー較正の流れ	51
3.21 PdE:ToF(F12N2-PdE)からのエネルギー較正	52
3.22 NaI:ToF(F12N2-PdE)からのエネルギー較正	53
3.23 較正した T_p と θ との関係.	53
3.24 五本目のNaIで測定された励起エネルギー分布.	54
3.25 PdE upで測定された励起エネルギー分布.	55
3.26 検出器毎の励起エネルギー分解能.	55
3.27 実験室系で 1° 毎の収量.	56
3.28 NaI(Tl)結晶中での原子核反応率.	59
3.29 ビームエネルギーでの重み付け平均.	61
3.30 ^{48}Ca と陽子の弾性散乱微分断面積.	61
4.1 MM-RIAモデルの入力に用いた密度分布.	63
4.2 ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面積の実験データと計算値との比較.	63
4.3 295 MeV/A ^{48}Ca 陽子弾性散乱微分断面積の実験データ [6] と計算値との比.	64
4.4 運動量移行 q に対する微分断面積.	65
4.5 補正した計算値に対する本実験の測定値の比.	66
4.6 左右のPMTからの時間差とQDC情報比との相関.	67
4.7 ビームトリガーBと反跳陽子トリガーの数の比.	68
4.8 反射鏡とSHTのずれと θ との関係.	69
4.9 x_{off} を変化させたときの χ^2_{cross} , R_{ratio} .	70
4.10 ESPRI+計画の検出器の模式図.	72
A.1 BDCトラッキングの残差	76(A)
B.1 NaIのADC非線形補正	77(A)
B.2 NaIAの位置依存性	78(A)
B.3 NaIA位置依存性の補正結果	79(A)
C.1 RDCの位置計測セットアップの概念図	80(A)
C.2 反射鏡の回転角と測量点との関係	81(A)
C.3 RDCの各点における計算値と測量値とのずれ	82(A)
C.4 RDCの位置分解能.	84(A)

表 目 次

1.1	質量公式の典型的な定数値	5
1.2	励起エネルギー分解能への各測定量への寄与	12
2.1	^{132}Sn , ^{48}Ca ビーム生成時の各条件	19
2.2	測定のまとめ	19
2.3	各ビームライン検出器の仕様	23
2.4	RPS を構成する検出器の各情報	25
3.1	ビーム粒子識別のフィッティング結果と他核種の混合率	39
4.1	MM-RIA モデル有効相互作用の密度依存パラメータ	63
4.2	補正した微分断面積計算値と本測定値の比を定数フィットした結果 R_{ratio}	66
4.3	固体水素標的の厚さ d_{H}	66
A.1	BDC の位置分解能	76(A)
C.1	RDC の測定誤差	82(A)