

修士論文

JLab における Λ ハイパートライトンの
精密質量測定実験のための
ガス標的の基礎設計



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

目次

1	序論	1
1.1	ハイパー核とは	1
1.1.1	ハイパー核と相互作用研究	1
1.1.2	Λ ハイパー核研究の歴史	2
1.1.3	Λ ハイパー核の反応分光実験	4
1.2	JLab におけるこれまでの Λ ハイパー核分光実験	8
1.2.1	E89-009 実験 (Enge-SOS): 原理実証実験	9
1.2.2	E01-011 実験 (Enge-HKS)	10
1.2.3	E05-115 実験 (HES-HKS)	10
1.3	計画中の Λ ハイパー核の電磁分光実験	12
1.3.1	本実験 (JLab C12-19-002) の物理動機	13
1.3.2	本修士論文の研究目的	15
2	計画中の次世代実験のセットアップ	17
2.1	$(e, e'K^+)$ 反応の運動学	17
2.2	連続電子線加速器 (CEBAF) と Hall A	21
2.3	スペクトロメータ系とその配置	23
2.3.1	PCS	23
2.3.2	高分解能 K 中間子スペクトロメータ (HKS)	24
2.3.3	高分解能電子スペクトロメータ (HRS)	25
3	標的の基礎設計	27
3.1	標的の種類	28
3.2	標的設計上の要求	29
3.3	要求を満たす設計の基本コンセプト	30
4	標的温度	36
4.1	電子ビームにより標的中に生じる熱量	36
4.2	ANSYS を用いた標的温度の見積もり	39
4.3	固体標的温度	42
4.4	気体標的温度	44
5	標的セルの欠損質量測定への影響とセル厚の決定	46
5.1	統計誤差 $ \Delta B_{\Lambda}^{\text{stat.}} $	48
5.1.1	多重散乱	49
5.1.2	エネルギーストラグリング	51
5.1.3	実験分解能の総合評価と統計誤差のまとめ	52
5.2	系統誤差 $ \Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.}} $	54
5.3	トータル誤差 $ \Delta B_{\Lambda}^{\text{tot.}} $ と標的セルの決定	56
5.3.1	トータル誤差の算出	56
5.3.2	標的セル設定の決定	56

5.3.3	セル形状についての補足 (ツナ缶型 vs. 葉巻型)	58
6	まとめ	60
	参考文献	61

概要

Λ ハイパートライトン (${}^3_{\Lambda}\text{H}$; 中性子、陽子、 Λ で構成される粒子) はハイペロンを含む最も単純な束縛ハイパー核である。 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の Λ 束縛エネルギーは 130 ± 50 keV と過去のエマルジョン実験で得られており、その小さい束縛エネルギーを用いるとハイパートライトンの寿命は Λ と同程度と予想される。しかし、実際の寿命測定では Λ の寿命よりも有意に短い結果が得られている。この小さい束縛エネルギーと短寿命性の矛盾は「ハイパートライトンパズル」と呼ばれ、ハイパー核物理で特に優先度の高い解決すべき問題として注目されている。我々のグループは、近年確立した電子線を用いたハイパー核分光法を用いて Λ 束縛エネルギーを高精度で決定し、パズルを解決へと導くことを目指す (JLab C12-19-002 実験)。

我々は米国・ジェファーソン研究所 (JLab) において本実験を計画している。4.24 GeV のエネルギーを持つ連続電子線を $50 \mu\text{A}$ の大強度で極低温ヘリウムガス標的に照射し、 ${}^3\text{He}(e, e'K^+){}^3_{\Lambda}\text{H}$ 反応からの散乱電子と K^+ 中間子をそれぞれ高分解能磁気分光器 HRS および HKS で測定し欠損質量分光する。本実験では、 Λ 束縛エネルギーのトータルの誤差 (統計、系統誤差を考慮して) を 100 keV を切ることを目指している。

本研究では、極低温ガス標的の基本設計を行った。ガス標的はセルに封入し、その標的セルを真空チャンバにインストールしてビームを照射する。標的ガス密度の不定性やセルの厚さの一様性 (不定性) は信号の統計量だけでなく最終的な物理結果に誤差を生じさせる大きな要因の一つとなるため、注意して押さえるべき仕様、特にガス標的セルの形状や大きさ、セル厚を決める必要がある。私は以下の三つの要素を考慮して基本設定を決定した：(1) 標的系物質による計測の誤差への影響、(2) 真空中での熱伝導を用いた除熱性能、(3) 耐圧や他のコンポーネントとの物理的干渉やビーム光学アクセプタンス等の機械的要求。(1) (3) の評価については Geant4 モンテカルロシミュレーションを使用し、(2) の評価には 3 次元有限要素法解析ソフト ANSYS を用いた。本研究により、ガスセルを「ツナ缶タイプ」、大きさを「 $\phi 200$ mm」、セル厚を「0.3 mm」と決定した。また、本実験ではヘリウムガス以外にも他の固体標的を使用する計画であり、それらの標的も同システムで実験に使用できるような統合的システムの概念的設計も決定した。本研究で基礎設計を決定したことにより、JLab の標的グループと詳細設計を進めることが可能となった。

1 序論

本研究では、現在計画している電子ビームを用いた Λ ハイパー核分光実験のための標的の基本設計を行った。本節では、まず修士論文の内容に入る前の導入としてハイパー核研究の意義やこれまでの実験的な試みを述べる (1.1–1.2 章)。また、1.3 章では計画中的実験の物理動機と本修士論文としての研究の目的を述べる。

1.1 ハイパー核とは

1.1.1 ハイパー核と相互作用研究

ハドロンの一種であるバリオンは 3 つのクォークで構成されている。核子である陽子、中性子は第一世代のクォークである u、d クォークの 2 種によりそれぞれ uud と udd で構成される。しかしバリオンの中には、第二世代である s クォークを含めた u、d、s の 3 種のクォークで構成された Λ 、 Σ 、 Ξ 、 Ω 粒子と呼ばれるものが存在する。これら s クォークを含むバリオンをハイペロンと呼び、ハイパー核とは、通常の原子核と異なりそのようなハイペロンを含んだ原子核のことである。なお、スピン $J^P = \frac{1}{2}^+$ であるバリオンはバリオン 8 重項と呼ばれ図 1.1 のように、スピン $J^P = \frac{3}{2}^+$ であるバリオンはバリオン 10 重項と呼ばれ図 1.2 のようにまとめられる。

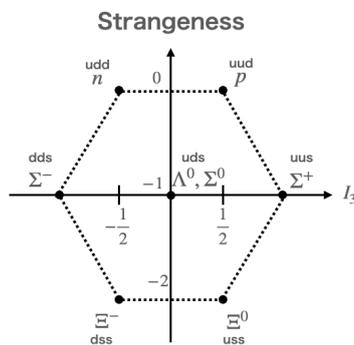


図 1.1 バリオン 8 重項

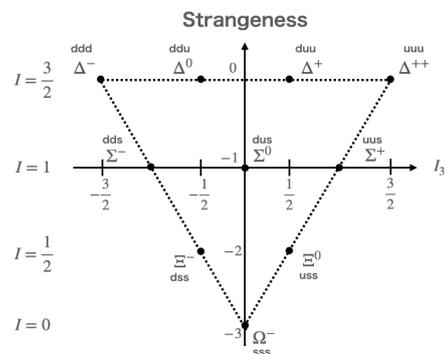


図 1.2 バリオン 10 重項

ハイペロンの特徴として、核子と異なりストレンジネスと呼ばれる量子数を持つことが挙げられる。この量子数の存在により、単粒子ハイペロンは核子からのパウリの排他率の影響を受けることなく全ての軌道に入ることができる。すなわち、ハイパー核の分光から原子核の深部の情報を得ることができるという特徴を持ち、通常原子核の分光において質量数の大きい原子核深部を調べるのは容易でないのに対し、 Λ ハイパー核の場合、原子核深部にはっきりとした殻構造が鋭いピークとして観測される。殻構造の教科書的例として Λ ハイパー核が良く取り上げられるのはこの性質による。現在、ハイペロン-核子間 (YN) 相互作用を求めることが、ハイパー核研究の主要な課題の一つであり、バリオン・バリオン間 (BB) 相互作用の統一的理解につながるため大きな注目を浴びている。相互作用を求めするために用いられる主流な方法として、散乱実験が挙げられるものの、ハイペロンビームを用いた散乱実験はハイペロンの寿命の短さにより困難である。そのため、原子核中にハイペロンを束縛させハイパー核を生成し、そのエネルギー構造を理論模型を介して解析することにより ΛN 間の有効相互作用を求めるといった手法が主にとられている。

また、ハイパー核分光実験において、通常核では調べるのが困難な状態間のエネルギー差について議論することができる。これは、ハイペロン・核子間相互作用が核子・核子間相互作用よりも弱いことにより通常核よりもハイパー核の状態幅が狭いためである (高い励起状態でも高々数 100 keV 程度であると予想される)。

1.1.2 Λ ハイパー核研究の歴史

ここでは、これまで行われてきたハイパー核研究、及び実験についての歴史をまとめる。

ハイパー核研究は、1952年に M. Danysz と J. Pniewski によって、宇宙線についてのエマルジョン (原子核乾板) 実験の中で Λ 粒子を含んだ原子核が発見されたことに始まる [1]。その後エマルジョン、泡箱を用いて軽い質量領域のハ

ハイパー核の基底状態の研究が行われた。これらの測定では Λ ハイパー核の弱崩壊後の荷電粒子の飛跡から物理量を導出する。質量の大きなハイパー核は崩壊核の飛程の短さから測定が困難であり、また、中性子放出確率の大きい中性子過剰な核種についても測定が難しい。崩壊トポロジーや以上に挙げた中性子過剰核等の同定の難しい核種を除き、十分統計をためれば Λ 束縛エネルギー測定の系統誤差も典型的に 50 keV 程度と小さく、高精度のデータが供給できるのが特徴である。しかし、弱崩壊の時間スケール (数百ピコ秒程度) に比べて γ 線を放出する脱励起の時間スケールが非常に短いため、励起状態のハイパー核がエマルジョン内で生成されたとしても、エネルギー解析に使用できる飛跡は脱励起後もの、つまり基底状態のハイパー核由来であることがほとんどである [2]。

1970 年代に加速器技術が発達したことで、K 中間子ビームによる (K^- , π^-) 反応を用いた実験が CERN や BNL にて行われるようになり、質量数の大きい Λ ハイパー核の測定が可能となった。この (K^- , π^-) 反応の利点として運動量移行が小さいため、重たいハイパー核を測定しても原子核表面に Λ を束縛させた状態が主に励起されるという特徴がある。

さらに 1980 年代には数 MHz の大強度 π 中間子ビームによる (π^+ , K^+) 反応を用いた実験が BNL、KEK で行われるようになった。(π^+ , K^+) 反応は、(K^- , π^-) 反応とは対照的に運動量移行が大きいため、原子核深部に Λ 粒子を束縛させることができる。この反応を用いた一連の測定結果から、原子核中で Λ がコア原子核と独立的なふるまいをする理論描像 (Λ が原子核中に入ることにより、コア原子核の性質が壊れず個性を維持した状態のものに Λ が結合するという描像; 弱結合模型) が近似的に有効であることが示された。

1990 年代からは、ゲルマニウムを用いた半導体検出器による γ 線分光実験が行われ、ハイパー核の励起エネルギーを数 keV [全幅 (FWHM)] といった、超高分解能で測定することが可能となった。本手法は、 Λ ハイパー核が励起状態から脱励起した際の γ 線を高精度で測定し特定の状態間のエネルギー間隔を決定する方法である [3]。そのため、励起状態のハイパー核の質量や状態エネルギーの

絶対値を決める際には基準となる測定 (例えば、エマルジョン実験で決定された基底状態の Λ 束縛エネルギー) を用いる必要がある。

そして、2000年に米国・トーマスジェファーソン研究所 (JLab) において施行され、実験原理が証明されたのが $(e, e'K^+)$ 反応を用いた反応分光実験である [4, 5]。本手法では、従来の二次ビームを用いた (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応分光実験とは異なり、一次電子ビームを用いることで、得られるエネルギースペクトラムの分解能を向上させることが可能となる。例えば、 $^{10}\text{B}(e, e'K^+)_{\Lambda}^{10}\text{Be}$ の分光結果はこれまでに取得された $^{10}\text{B}(\pi^+, K^+)_{\Lambda}^{10}\text{B}$ の結果と比べ3倍程度分解能が高かった [6]。なお、 $^{10}_{\Lambda}\text{Be}$ 高分解能測定成功により、従来の殻模型を用いた理論計算では再現できない構造が発見され、理論模型の拡張が試みられている [7]。

さらに近年では、CERN [8]、BNL [9, 10] や GSI [11] 等の施設で、重イオンビームを用いた Λ ハイパー核の不変質量測定法による束縛エネルギーの測定や寿命の測定が行われている。

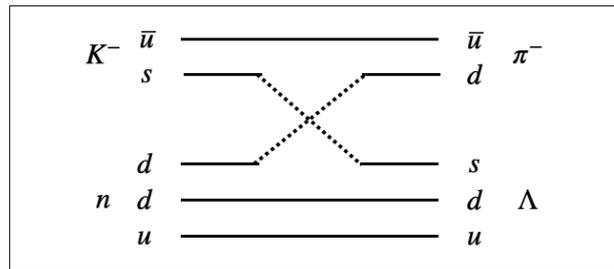
1.1.3 Λ ハイパー核の反応分光実験

前節で紹介したとおり、 Λ ハイパー核の反応分光を行う際に使用する反応として主に (K^-, π^-) 反応、 (π^+, K^+) 反応、 $(e, e'K^+)$ 反応が挙げられる (図 1.3)。これらの反応を用いる Λ ハイパー核の反応分光実験では、入射粒子及び反応によって散乱・生成される粒子の運動量と角度の情報から生成されたハイパー核の質量を欠損質量を用いて求め、その核構造を調べる (分光する)。以下にそれぞれの反応の特徴をまとめる:

- (K^-, π^-) 反応

この反応は図 1.3 が示すように、 s クォークの交換によって標的中の中性子を Λ 粒子に変換させる反応である。吸熱反応であるため、 K 中間子を標的中に静止させた状態で反応を起こさせることも可能である。 $(K_{\text{stop}}^-, \pi^-)$ 反応の場合、 K 中間子の運動量を測定する必要がないという特色がある。なお、運動量移行は小さく、深い束縛状態の励起はできない。

ストレンジネスクォークの交換による反応

 (K^-, π^-) 反応

ストレンジクォークの対生成による反応

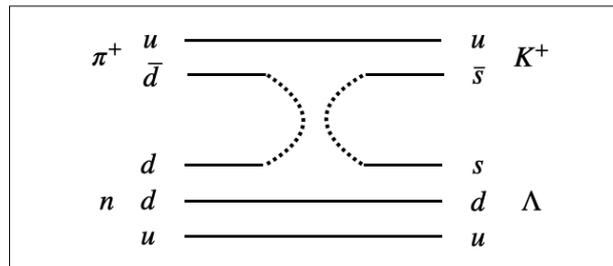
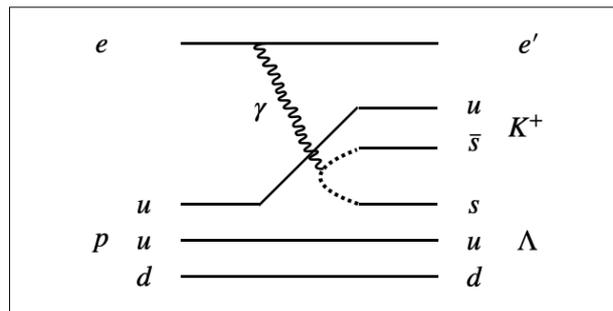
 (π^+, K^+) 反応 $(e, e'K^+)$ 反応

図 1.3 (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 、 $(e, e'K^+)$ 反応の簡易的なファインマンダイアグラム。 $(e, e'K^+)$ 反応では他の反応と異なり、陽子を Λ に変換する。また、 $(e, e'K^+)$ 反応は (π^+, K^+) 反応と同様に、ストレンジ-反ストレンジクォーク対を生成する反応で、ビーム粒子中のストレンジクォークを核子のクォークと交換する反応とは機構が異なる点も大きな特徴である。

- (π^+, K^+) 反応

この反応は図 1.3 が示すように s クォーク-反 s クォークの対生成によって、標的の中の子中性子を Λ 粒子に変換させる反応である。運動量移行が大きいいため、生成された Λ 粒子の軌道角運動量が反応前の核子と異なる確率が高いため、深い軌道状態に Λ が束縛したハイパー核を生成、分光することができる。

- $(e, e'K^+)$ 反応

この反応は他の 2 つの反応と異なり、標的中の陽子を Λ 粒子に変換させる反

応である。また、本反応ではスピン 1 を有する光が媒介することにより、核子をスピン反転させる強度が他の反応と比べて非常に強い。そのため、得られる Λ ハイパー核のスピン反転・非反転の両方の状態の測定が可能である。運動量移行は、 (π^+, K^+) 反応と同様、0 度粒子の測定においてビーム運動量を $1.5 \text{ GeV}/c$ と取ると $300 \text{ MeV}/c$ 程度であり、大きい。そのため、最外殻の核子を Λ に変換しその Λ を原子核深部に束縛させるだけの十分な角運動量を確保できる。

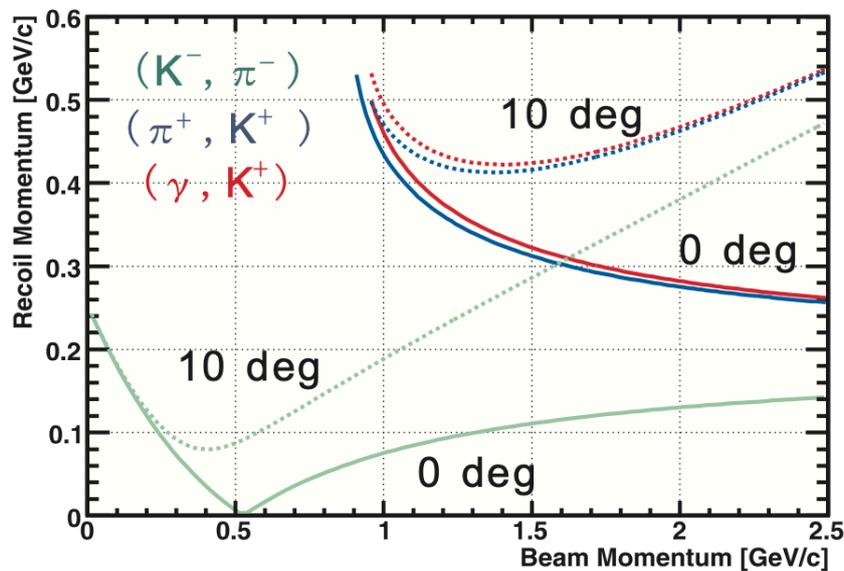


図 1.4 (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 、 (γ, K^+) 反応における、 Λ 粒子の反跳運動量のビーム運動量依存性 [12]。後述のように、 $(e, e'K^+)$ 反応では仮想光子を介して反応が起こるため、ここで示す (γ, K^+) 反応が $(e, e'K^+)$ 反応に対応する。散乱粒子の散乱角度が 0 度、10 度の場合の相関を示す。

さらに、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いた欠損質量分光には実験的な特筆すべき特徴がある：

1. 「一次ビームの使用が可能」

(K^-, π^-) 反応と (π^+, K^+) 反応では、加速器で加速した陽子を一次標的に照射し、そこで生成される K や π 中間子を実験標的に入射するビームを使用するという二次ビームを用いた実験であった。しかし、二次ビームはエネルギーの広がりやビームサイズを小さく抑えるのは難しく、さらに二次ビーム

をスペクトロメータを用いて測定する必要があるため、ビーム測定検出器の計数率耐性の制約により主にビームレートが限定され、多くの場合は数 MHz 程度が限界である。そのため、現実的なビームタイムで十分な収量を得るためには厚い標的を使用する必要があり、厚い標的物質が起因となるエネルギーストラグリングや多重散乱の効果により、得られるエネルギー Spektrum の分解能も制限されてしまっていた。一方、一次電子ビームを用いることができる $(e, e'K^+)$ 反応を用いる実験においては、(a) ビームの空間的広がり・エネルギー幅やふらつきが小さい、(b) 大強度ビームの供給が可能であり標的厚を薄くしても十分な統計が得られる、という特徴がある。(b) の利点が見られるのは、(a) の特徴からビームを事象毎に測定する必要が無いという事も重要な理由である。つまり、ビームの性質の良さと標的が起因となる分解能の抑制の効果を損なわない程度に、散乱粒子の測定分解能を高めることができれば原理的に二次ビームを用いた実験よりも高分解能で Λ ハイパー核が分光できる。私たちのグループは、散乱粒子を高分解能で測定する分光器を開発・運用し、それを用いた高分解能実験を約 20 年にわたり施行しており、その解析手法も含めて実験手法を改善してきた [13]。2014 年に発表した我々の実験結果では、 Λ ハイパー核の反応分光実験では最高の分解能の測定に成功している [14]。

2. 「陽子から Λ 粒子への変換」

$(e, e'K^+)$ 反応は陽子を Λ に変換するのに対し、従来の反応分光で用いられてきた (K^-, π^-) 反応、 (π^+, K^+) 反応は中性子を Λ に変換する。そのため、同じ原子核標的を用いた場合でも、生成される Λ ハイパー核種が異なり、鏡像核となる。核子間相互作用で多くの場合適応される「荷電対称性」を仮定し、クーロン力による効果 (コア核の変化等) の補正を正しく取り込むと、鏡像核における Λ 束縛エネルギーは同じになるはずである [15]。つまり、これまでエマルジョン実験やハドロンビーム実験で測定されてきた核種に対し、 $(e, e'K^+)$ 反応で生成した Λ ハイパー核のデータを供給することで鏡像核種

の束縛エネルギーの差を導出し、 ΛN 相互作用における荷電対称性の破れ (ΛN CSB) に対する知見を得ることができる。実際に、質量数 $A = 4$ の系では ΛN CSB の効果をはっきりと観測されており [3, 16, 17]、 ΛN 相互作用を記述する上で欠かせない効果であることが知られている [18]。我々のグループは、これらの効果の起源を明らかにするため、 s -殻のみならず p -殻の精密測定を行ってきたが [6, 19, 20]、未だ ΛN CSB の起源が明らかになっていない。 $(e, e'K^+)$ を用いた将来実験では、 ΛN CSB の起源を明らかにするための測定計画も含まれている [21]。また、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いた分光実験は従来のハドロンビーム分光と比べて、より中性子過剰なハイパー核の生成分光が可能であることも特徴である。

3. 「エネルギー絶対値の校正が可能」

$(e, e'K^+)$ 反応では、前述の通り陽子を Λ に変換する。そのため、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いた実験では水素を陽子標的として用いることで Λ , Σ^0 粒子を生成し、その生成事象のピークを既知の質量と一致させる事で高精度でエネルギーの校正ができる。なお、 Λ , Σ^0 の質量は、それぞれ ± 6 keV、 ± 24 keV の精度で知られている [22]。一方、 (K^-, π^-) 反応、 (π^+, K^+) 反応を用いた実験では、静止した安定な中性子標的が存在しないためこの手法をとることができない。重陽子を中性子標的として使用することはできるが、重陽子中の中性子はフェルミ運動しておており、反応の時点での中性子のフェルミ運動量を測定できない限り、欠損質量分光法では実験分解能等以外にフェルミ運動量分の不定性がピーク分解能に加味される [23]。これにより、重陽子を用いたエネルギー校正は高精度を目指す際には適応するのは困難である。

1.2 JLab におけるこれまでの Λ ハイパー核分光実験

我々のグループは、これまで 2000 年、2005 年、2009 年に、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核分光実験を実験ホール C (JLab Hall C) において行なってきた。

また、実験ホール A (JLab Hall A) では 2007 年に、我々 Hall C のチームとは異なるチームがハイパー核実験を施行している [24]。最近では、2018 年にトリチウムガス標的 [25] を用いて、Hall A と Hall C のハイパー核プロジェクトチームが協力し、 $nn\Lambda$ 状態の探索実験を JLab Hall A において施行した [26, 27]。この節では以上の実験のうち、2000 年、2005 年、2009 年に JLab Hall C において施行された E89-009 実験 (Enge-SOS)、E01-011 実験 (Enge-HKS)、E05-115 実験 (HES-HKS) の要点を示す。

1.2.1 E89-009 実験 (Enge-SOS): 原理実証実験

2000 年に行われた第一世代実験である E89-009 実験は、電子線による ($e, e'K^+$) 反応を用いてハイパー核分光実験を行った最初の実験である。実験セットアップの概略図を図 1.5 に示す。

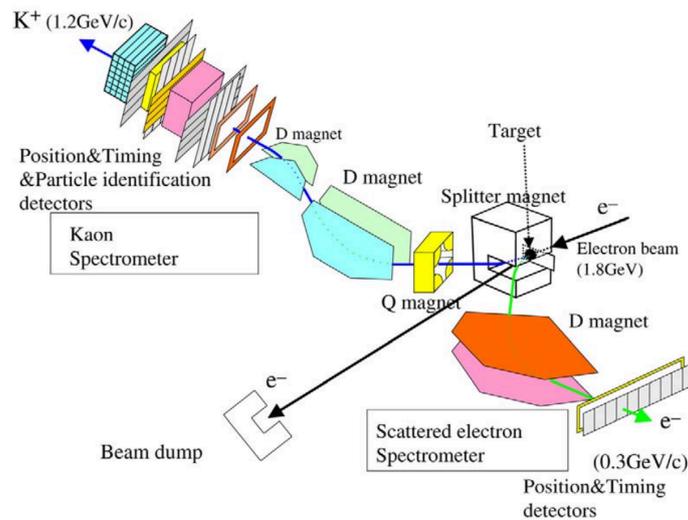


図 1.5 JLab Hall C で施行された E89-009 実験のセットアップ。散乱電子は Enge、 K^+ 中間子は SOS スペクトロメータで測定された。

JLab Hall C に既存の K 中間子側スペクトロメータ (SOS) と、他施設から移設した散乱電子側スペクトロメータ (Enge) を使用し、 ^{12}C を標的として $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ の測定による実験原理の実証が試みられた。その結果得られたエネルギー分解能は 750 keV (FWHM) であった。本実験により、従来の (π^+, K^+) 実験と比較し

て分解能が改善され、サブ MeV (1 MeV を切る) の分解能でハイパー核分光が可能であることが証明された。しかし、収量を大きくする目的で散乱粒子の超前方散乱角度をカバーする実験装置の配置としていたが、それにより大量の電子+陽電子バックグラウンドが磁気分光器 (スペクトロメータ) に混入し、信号・ノイズ比 (S/N) が悪い状態での厳しい測定であった。

1.2.2 E01-011 実験 (Enge-HKS)

2005 年に行われた E01-011 実験では、E89-009 実験で使用した核種よりも質量数の大きい ^{28}Si 標的を使用した分光を目指して施行された。 $(e, e'K^+)$ を用いた実験は主に電磁反応起因の背景事象により S/N が制限されるため、陽子数の大きい標的、つまり質量数の大きい標的を用いる場合に測定が直ちに困難になる。そのため、電磁生成起因の背景事象を如何に抑えるかという事が $(e, e'K^+)$ 実験により測定できる質量領域をどこまで拡張できるかを大きく左右する。E01-011 実験では、 sd 殻領域である $A = 28$ の標的を使用した実験を実現するため、主に以下の 2 点の工夫を施した：(1) 散乱電子側の磁気スペクトロメータ Enge を鉛直方向に傾ける Tilt 法を導入し、S/N の改善を図った点 [13]、(2) 分解能を制限していた K 中間子用のスペクトロメータ SOS の代わりに、新しく高分解能スペクトロメータ・HKS を設計・導入した点 [28]。これらの改善により、 ^{28}Al の分光データを成功裏に取得できた。実験セットアップの概念図を図 1.6 に示す。

1.2.3 E05-115 実験 (HES-HKS)

2009 年に行われた E05-115 実験では、中重質量数領域の核種 ^{52}V までのハイパー核の生成分光を目指した [13]。そのために、 Λ ハイパー核分光に特化した散乱電子用スペクトロメータ・HES を新設・導入した。また、新設する HES とこれまで使用してきた HKS を光学的なマッチングを考慮して新しい荷電粒子偏向磁石 (Splitter Magnet) も新設した。なお、新設 Splitter Magnet とは異なる個体だが、同等の機能を有する偏向磁石はこれまでの実験でも使用されてきた。こ

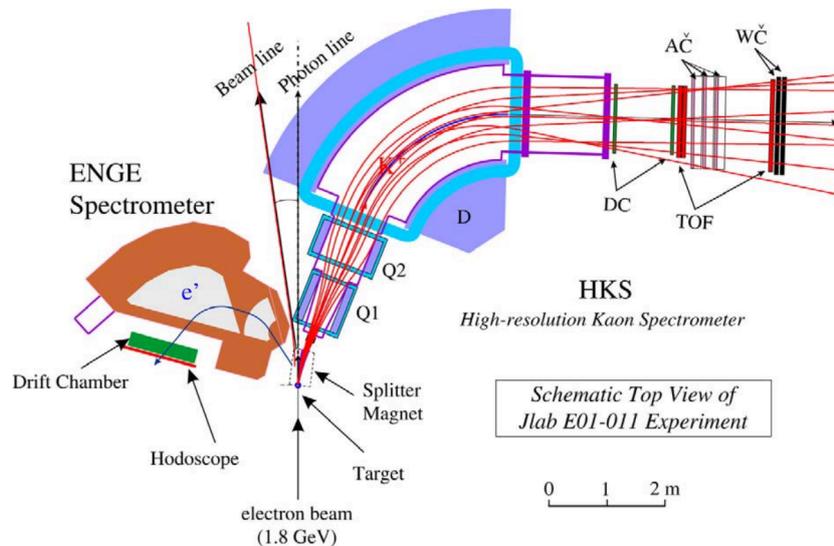


図 1.6 E01-011 実験のセットアップ。Enge、HKS を用いて分光実験が行われた。HKS は本実験のために設計・建設され導入された [28]。

の Splitter Magnet の使用目的は散乱電子と K 中間子用スペクトロメータの物理的な干渉をさけつつ、より前方散乱角度の粒子を捕らえ Λ ハイパー核の収量をできるだけ高めることである。しかし、特に電磁生成起因のバックグラウンド電子も前方に集中するため、散乱電子スペクトロメータの角度アクセプタンスの最適化は不可欠であり、E05-115 実験においても E01-011 実験で導入した Tilt 法を用いて S/N と収量の両方の観点で角度アクセプタンスの最適化がされている。また、HES はこれまで使用されてきた Enge と比べて、アクセプタンスが広く後述する仮想光子フラックスを大きくできる特徴がある。すなわち、単位時間あたりの Λ ハイパー核の収量をより大きくすることができた。実験セットアップを図 1.7 に示す。本実験では、 ${}_{\Lambda}^{52}\text{V}$ の測定のみならず、 ${}_{\Lambda}^7\text{He}$ [20]、 ${}_{\Lambda}^9\text{Li}$ 、 ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$ [6]、 ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ [14] の測定も行われた。特に p -殻 Λ ハイパー核の高精度データを系統的に供給し、 p -殻において ΛN CSB の効果は小さいという事を示したことは特筆に値する。

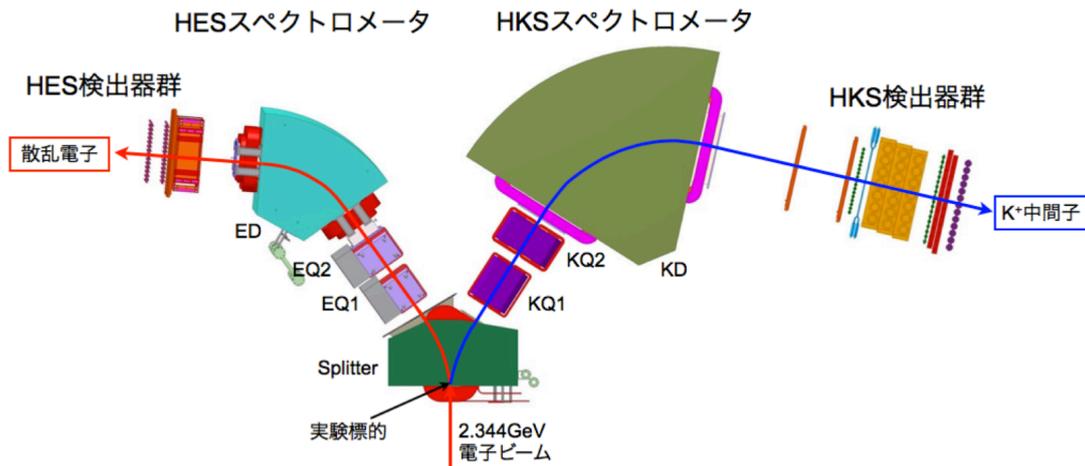


図 1.7 JLab Hall C で行われた E05-115 実験 [13] のセットアップの概略図。HES、HKS [28] を用いてそれぞれ散乱電子と K 中間子の運動量ベクトル解析を行い、 Λ ハイパー核の欠損質量分光を行った。本実験において、Splitter Magnet (SPL) も含めて散乱電子、K 中間子用磁気スペクトロメータが Λ ハイパー核の電磁分光に特化したものとなった。なお、HES には S/N を改善するための Tilt 方が導入され、鉛直方向にスペクトロメータを少し傾けることにより角度アクセプタンスを最適化している。

1.3 計画中の Λ ハイパー核の電磁分光実験

我々の研究グループは、これまでの複数にわたる Λ ハイパー核の電磁生成分光の経験と培った技術を発展させ、さらなる展開を目指して現在以下の三つのプロジェクトを計画している：

- C12-19-002 実験 (${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$); 条件付き採択
- E12-15-008 実験 (${}^{40}_{\Lambda}\text{K}$ 、 ${}^{48}_{\Lambda}\text{K}$); 採択
- E12-20-013 実験 (${}^{208}_{\Lambda}\text{Tl}$); 採択

これらの実験ではスペクトロメータ等の主要な装置を共通化させて、かつ共有できる校正データを相互の測定に利用することにより、効率的にデータを収集するとともに結果に対する系統誤差を小さく抑える狙いがある。また、本実験で使用する K 中間子磁気スペクトロメータ (HKS) は、本実験を行う予定である Hall A に備え付けられているものではなく、インストールするだけで大がかりな作業を要し、通常の工程ではインストールだけで半年は必要である。そのため、共通セットアップでビームタイムを連続的に使用することが労力・時間とともにコストも最小限にできるため、そのような調整を進めている。

C12-19-002 実験 [21] は JLab 実験課題審査委員会 (PAC) に条件付き採択されている実験であり、他の実験と異なる点は個体標的でなく極低温ガス標的を用いている点である。極低温ガス標的系の基本設計は信号の収量や S/N 等と関連し、実験で得られると期待される物理結果に直結する。本実験が採択でなく、条件付き採択となったのは主に標的系の基本設計が具体性が十分でなく PAC が実験の現実性を判断しかねる不定性があったことが大きな要因である。採択されるためには標的系の基本設計が必要である。そこで、本研究では、個体標的についても述べるが主に C12-19-002 実験のガス標的の基本設計を決めることを目標とした。節 1.3.1、節 1.3.2 ではそれぞれ本実験の物理動機 (${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ を測定する計画であるが、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の高精度分光について紹介する)、本修士論文の具体的な目的を述べる。

1.3.1 本実験 (JLab C12-19-002) の物理動機

Λ ハイパートライトン (${}^3_{\Lambda}\text{H}$) は最も単純な束縛する Λ ハイパー核として知られている。 Λ 粒子の短寿命性から、 ΛN 相互作用研究のための ΛN 散乱実験が難しいことは先述した。また、 Λ を含む 2 体系束縛系は束縛しないとされている。すなわち、厳密計算と実験データの比較により ΛN 相互作用を調べる際に、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の束縛エネルギーは極めて重要でかつ基本的な量となる。 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の Λ 束縛エネルギーは、エマルジョン実験により $B_{\Lambda} = 130 \pm 50$ keV [2] と非常に小さいことが知られている。

Λ の束縛エネルギーが小さく、また、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ を d- Λ の二体系とみると、その RMS 半径がおおよそ 10 fm と計算され、通常の原子核と比べ非常に広がっている系であると見積もられる。そのような広く広がっている系では、 Λ とコア原子核 (今の場合 d) の空間的なオーバーラップが小さいため、ナイーブには Λ はほとんど d と相互作用をせず、その寿命を考えたときにほぼ Λ と一緒になることが期待される。実際に、現実的な YN 、 NN 相互作用モデルを 3 体の Faddeev 計算に適応した理論予想では、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命が Λ と比べてわずか 3% しか短くならないと

予想されている [29]。しかし、GSI、CERN、BNL において重イオンを用いたハイパー核の近年の測定により ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命が Λ に比べて有意に短い結果が示された [30]。この小さい束縛エネルギーと短い寿命の矛盾は「ハイパートライトンパズル」と呼ばれ、現在ハイパー核研究の中で最も優先度の高い研究の一つとして注目されている。

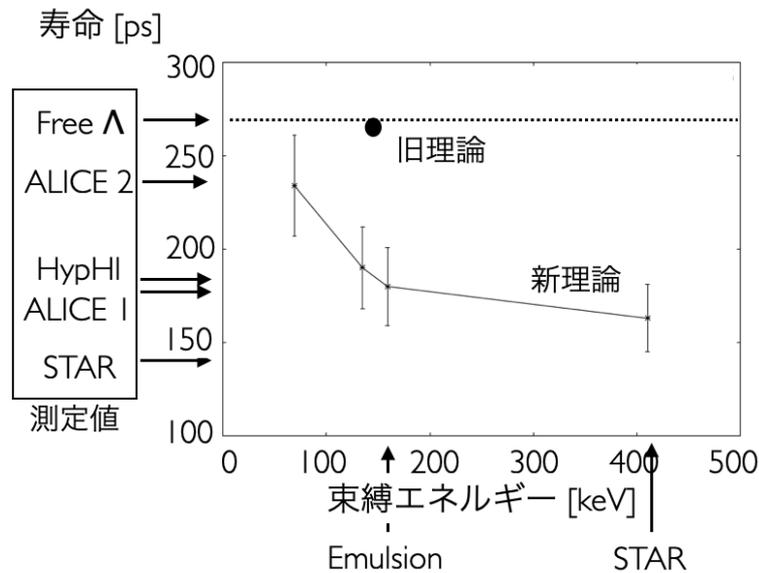


図 1.8 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命と束縛エネルギーに関する実験の測定値をまとめた図 [2, 10, 30]。測定値は矢印により示され、グラフ内の点及び直線は、寿命と束縛エネルギーの関係についての理論を表す。旧理論（黒点）は YN 、 NN 相互作用モデルを 3 体の Faddeev 計算に適応した結果 [29] を示し、新理論（直線）は ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の弱崩壊後に放出される π と残留核の終状態相互作用の効果を取り入れた理論計算の結果 [31] を示す。

世界的に、(1) 寿命をより高精度で決定する、(2) 束縛エネルギーをより高精度で測定する、という二つの実験的な動きとともに理論的な研究も精力的に展開されている。理論研究の中でも、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の弱崩壊後に放出される π と残留核の終状態相互作用の効果を取り入れた理論計算は ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の短寿命性を説明する可能性を示唆しており面白い [31] (図 1.8)。しかし、実際のパズル解決のためには寿命の実験データが现阶段ではばらつきが大きいため今後の高精度測定を待たざるを得ない。そのような状況は、寿命のみならず Λ 束縛エネルギーも同様である。近年、重イオン衝突実験 (STAR 実験) で束縛エネルギーが測定され、 $B_{\Lambda} = 410 \pm 120^{\text{stat.}} \pm 110^{\text{sys.}} \text{ keV}$ と得られた [10]。しかし、この STAR 実験の結果はエマルジョン実験で得られた $B_{\Lambda} = 130 \pm 50 \text{ keV}$ と比べると差がある。

さらに、STAR 実験の結果は不変質量法で得られた結果であるが、2体崩壊、3体崩壊の結果が系統的に異なっているようにも見える [9]。この2体、3体崩壊のから導出された結果の不一致問題はエマルジョン実験のデータにも見られる問題で [2]、両者とも単純に統計的なふらつきだけの問題なのかもしれないが、何か系統的な誤差が含まれることも考えられる。

そこで、本実験研究では ΛN 相互作用研究の基礎データとして重要な ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の Λ 束縛エネルギーを、我々が確立した電子ビームを用いた分光法を適応することによって高精度・高確度で求め、ハイパートライトンパズルを解決の糸口へ導くことを目指す。また、我々が用いる $(e, e'K^+)$ 反応では、以上で議論している基底状態 ($J^{\pi} = 1/2^+$) でなく第一励起状態 ($J^{\pi} = 3/2^+$) を観測できる可能性がある。もしも、 $J^{\pi} = 3/2^+$ 状態が存在すれば、基底状態に比べて $J^{\pi} = 3/2^+$ 状態が8倍程度生断面積が大きいという理論予想があり [32]、これほど大きな断面積の比を仮定すると基底状態は測定できないが、その代わりに第一励起状態が本実験で観測されることになる。 $J^{\pi} = 3/2^+$ 状態はこれまでどの実験でも観測されていないが、もしもこの状態を高精度で測定できれば ΛN 相互作用のスピントリプル項に対して強い制約を与えることができる。一方で、Pion-less EFT 模型による計算では、 $J^{\pi} = 3/2^+$ 状態は virtual state であり実際のピークとして観測できないと予想されており [33]、やはりその場合には基底状態のみの観測になる。以上のような理論模型の有効性の検証という意味でも、本実験のような束縛エネルギーだけでなくその生成反応の断面積も測定する実験研究は重要な意義を有する。

1.3.2 本修士論文の研究目的

節 1.3.1 で述べたように、JLab C12-19-002 実験 では精密に ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ (${}^4_{\Lambda}\text{H}$ も測定する予定) の Λ 束縛エネルギーを決定することを目指している。そのために要求されるトータル誤差 (統計誤差と系統誤差の両方を考慮した誤差) は、 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{tot}}| < 100 \text{ keV}$ である。実験では、極低温ヘリウム 3 (4) ガス標的に電子線を照射し、散乱電子、 K^+ を磁気スペクトロメータで測定してハイパー核の欠損

質量を得る。この時、ガス標的はアルミ合金等のセルに入れて使用することを想定しており、欠損質量を再構成する際、ガスやセル中で落としたエネルギーを補正しなければいけない。しかし、ガス密度の不定性やセルの一様性 (不定性) がそのエネルギー補正の不定性として寄与し、得られる B_{Λ} の誤差として残ってしまう。そのため、耐圧を考慮しつつガス密度、セルの大きさ・形状を決める必要があるが、これらは標的厚 (mg/cm^2) を決めるファクターであるため最終的に得られる収量を左右する。また、電子線を照射した際に主に標的セルに大きなエネルギーを落とし、標的 (セル) が真空チェンバー内に設置されていることから、標的の除熱を主に熱伝導に頼らざるを得ない。標的セル形状・大きさを決定するうえでは、もちろん、単純にインストールスペースの制約も考慮しなければならない。

以上のように標的の設計に様々な要求が存在しているため、本研究では、(a) 得られる物理結果、(b) 除熱性能、(c) その他の機械的制約 (ものの干渉、アクセプタンス等) の観点で状況の整理と物理結果へのインパクトを評価し、標的セル形状と厚さを決定することを目的とする。また、本実験では、他のハイパー核種の測定も同セットアップで行うため、それらの分光のための固体標的やビーム光学解析校正用のマルチフォイル標的等を含むの統一標的系としての概念的な全体設計についても決める。

2 計画中の次世代実験のセットアップ

前述のとおり、我々は JLab の実験ホール A において $(e, e'K^+)$ 反応を用いた次世代 Λ ハイパー核分光実験を計画しており、2022 年までには実験システムのインストールの準備を整えることを目標に準備を進めている。本実験では、我々のグループが Hall C で施行した E05-115 実験と比べて、ビームエネルギーを 2.3 GeV から 4.24 GeV に大きくすることにより、電磁反応起因のバックグラウンド粒子を低減し、特に中重-重質量数領域の原子核標的に対する測定感度を高める設計をしている。ビームエネルギーを上げることにより、Hall C で使用していた 散乱電子磁気分光器 HES では Λ ハイパー核分光に適切な運動学に対応できないため、HES に代わり Hall A 既存の HRS を使用する。K 中間子磁気スペクトロメータ HKS はこれまで Hall C で使用されてきたが、Hall A 既存の HRS と組み合わせた本実験を行うために Hall A へインストールして使用する。HRS-HKS システムで Λ ハイパー核分光の感度を高めるために、新しく PCS^{*1}(Particle Charge Separator) が設計された。PCS の建設は日本・TOKIN により完了しており、現在アメリカへの輸送の手続きを進めている。

本章では、 $(e, e'K^+)$ 反応の運動学について節 2.1 で触れた後、使用する電子線加速器、HKS-HRS 磁気スペクトロメータについてそれぞれ節 2.2、節 2.3 で紹介する。

2.1 $(e, e'K^+)$ 反応の運動学

本実験で観測する $(e, e'K^+)$ 反応の運動学を図 2.1 に示す。

^{*1} 設計初期のころは PCSM (Pair of Charge Separation Dipole Magnets) と呼んでいた。

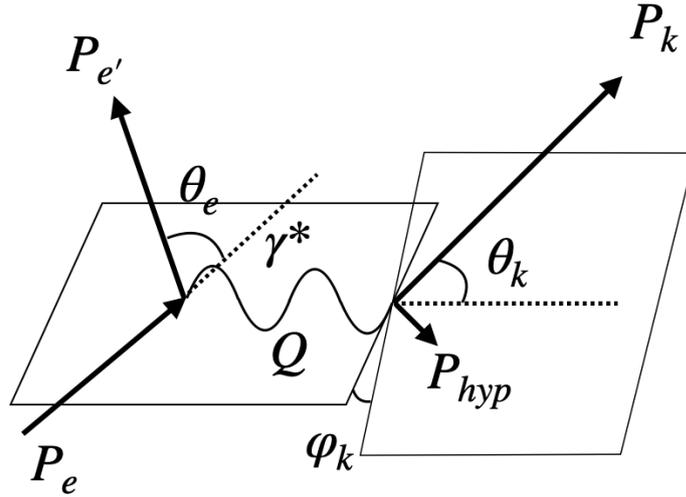


図 2.1 $(e, e'K^+)$ 反応の概念図。 P_e 、 $P_{e'}$ 、 P_k 、 P_{hyp} はそれぞれ入射電子、散乱電子、K 中間子、生成された Λ ハイパー核の 4 元運動量を表し、 Q は仮想光子が運ぶ 4 元運動量を表している。また、 θ_e は入射電子と散乱電子の散乱角、 θ_k は仮想光子と K 中間子の散乱角を表し、 ψ_k はそれぞれの反応平面の角度を表している。

ここで、それぞれの 4 元物理量に対し以下のように定義しておく。

$$\text{入射電子： } P_e = (E_e, \vec{p}_e) \quad (1)$$

$$\text{散乱電子： } P_{e'} = (E_{e'}, \vec{p}_{e'}) \quad (2)$$

$$\text{4 元運動量移行： } Q = (\omega, \vec{q}) \quad (3)$$

$$\text{K 中間子： } P_k = (E_k, \vec{p}_k) \quad (4)$$

$$\text{標的原子核： } P_{target} = (E_{target}, \vec{p}_{target}) \quad (5)$$

$$\Lambda : P_{hyp} = (E_{hyp}, \vec{p}_{hyp}) \quad (6)$$

上記の反応において、入射電子及び反応後の散乱電子、K 中間子のエネルギーと運動量、散乱角の情報を取得することで、標的原子核が静止していることから

標的の静止質量 M_{target} を用いて欠損質量 M_{hyp} の算出を行うことができる:

$$\begin{aligned}
M_{hyp} &= [E_{hyp}^2 - \vec{p}_{hyp}^2]^{\frac{1}{2}} \\
&= [(E_e + M_{target} - E_{e'} - E_k)^2 - (\vec{p}_e - \vec{p}_{e'} - \vec{p}_k)^2]^{\frac{1}{2}} \\
&= [(E_e + M_{target} - E_{e'} - E_k)^2 \\
&\quad - (p_e^2 + p_{e'}^2 + p_k^2 - p_e p_{e'} \cos\theta_{ee'} - p_e p_k \cos\theta_{ek} + p_{e'} p_k \cos\theta_{e'k})^2]^{\frac{1}{2}}
\end{aligned} \tag{7}$$

さらに、以上の欠損質量を用いて以下のように Λ 束縛エネルギーを導出することができる:

$$B_\Lambda = M_{core} + M_\Lambda - M_{hyp} \tag{8}$$

ここで、 M_{core} 、 M_Λ はそれぞれコア原子核、 Λ の質量である。

本実験では、4.24 GeV のエネルギーを持つ一次電子ビームを標的に照射し、2.74 GeV/c 程度の散乱電子と 1.2 GeV/c 程度の K 中間子をそれぞれ HRS、HKS を用いて測定する。散乱電子、 K^+ の散乱角度中心は、それぞれ 6.5 度、12.6 度と設定した。この運動学設定について以下で順を追って説明する。まず、 $p(\gamma, K^+)\Lambda$ 反応の反応断面積の入射ビームエネルギー依存性を図 2.2 に示す。我々は (仮想) 光子のエネルギーが $\omega = 4.24 - 2.74 = 1.5$ GeV となる設定を取っており、これは Λ の生成断面積が大きいところを選んでいる。エネルギーの校正を行う際、水素標的から Λ のみならず Σ^0 の事象も使用しエネルギースケールの線形性を高める。そのため Λ の生成断面積だけでなく Σ^0 の生成断面積も大きいビームエネルギーが好ましいが、 $E_\gamma = 1.5$ GeV 程度はちょうど Σ^0 の生成断面積が大きいところに対応する。以上の理由から、ビームエネルギー 4.24 GeV/c に対して、散乱電子の設定を 2.74 GeV/c としている。また、仮想光子に対して K^+ の散乱角度が小さい場合に、 Λ 、 Σ^0 の生成断面積が大きい (本当に 0 度周辺の超前方では断面積のデータが乏しく分かっていないが)。6.5 度の散乱電子を測定する場合 (PCS と組み合わせて物理的に測定できる限界)、仮

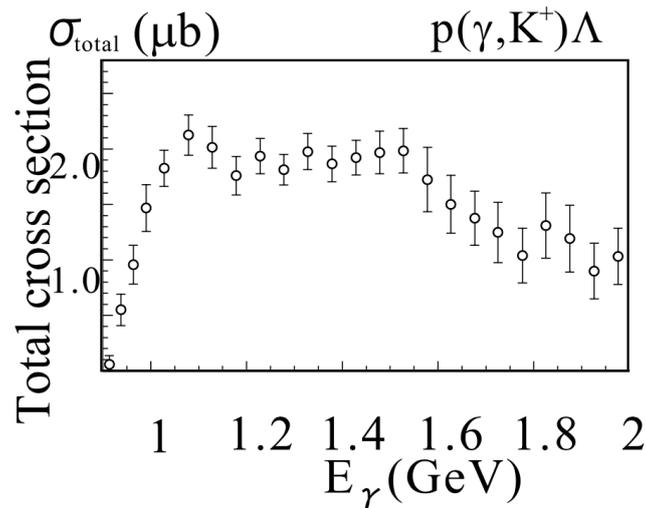


図 2.2 $p(\gamma, K^+)\Lambda$ の反応断面積の E_γ 依存性 [34]。横軸は仮想光子のエネルギーを表し、縦軸は全断面積を表している。本実験では $E_\gamma = 1.5$ GeV の条件で実験を行う。

仮想光子の散乱角度が 12.6 度あるのでその角度に HKS を設置し、仮想光子に対する K^+ の散乱角度が 0 度周辺のところを検出するようにしている。 K^+ の散乱角度が小さい場合に $E_\gamma = 1.5$ GeV とすると、 (γ, K^+) 反応における K^+ の運動量はおおよそ $p_K = 1.2$ GeV/ c となるため、HKS の中心運動量は 1.2 GeV/ c と設定した。

また、ビームエネルギーを Hall C で行った実験と比べて高めた理由は、主に散乱電子側磁気スペクトロメータへ混入する電磁生成起因の背景事象を低減させ、中重-重い質量数領域のデータ取得を可能とするためである。図 2.3 に仮想光子起因および制動放射起因の電子の分布を示す。これによると、どちらも超前方にピークを持つ点は同じだが、ビームエネルギーを上げた場合に、制動放射起因の電子の断面積は我々が検出する 6.5 度 \simeq 113 mrad 辺りでは大きく減少していることがわかる。したがって、制動放射起因のノイズ電子が大きく低減し、信号となる仮想光子起因の電子をより効率的に検出することができることが期待される。

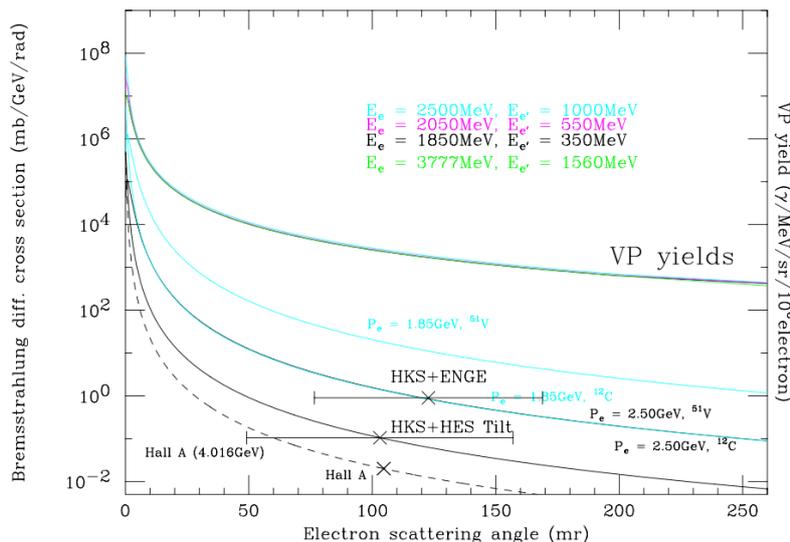


図 2.3 仮想光子起因および制動放射起因電子における散乱角のエネルギー依存性 [34]。横軸は電子の散乱角を表し、左縦軸が制動放射起因電子の断面積、右縦軸が仮想光子起因電子の断面積をそれぞれ表している。仮想光子起因電子の断面積分布が、電子ビームエネルギーの大きさに関わらず一定であるのに対し、⁵¹V、¹²C 標的に対して電子ビームの大きさを変えた場合の制動放射起因電子の断面積分布は大きく変化している。

2.2 連続電子線加速器 (CEBAF) と Hall A

実験で使用する高強度・高分解能の一次電子ビームは、アメリカのジェファーソンラボにある Continuous Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF) において生成される。CEBAF の概要を図 2.4 に、Hall A における主な性能を表 2.1 に示す。この加速器は、Injector で生成された 1497 MHz short buster (1.67 ps)

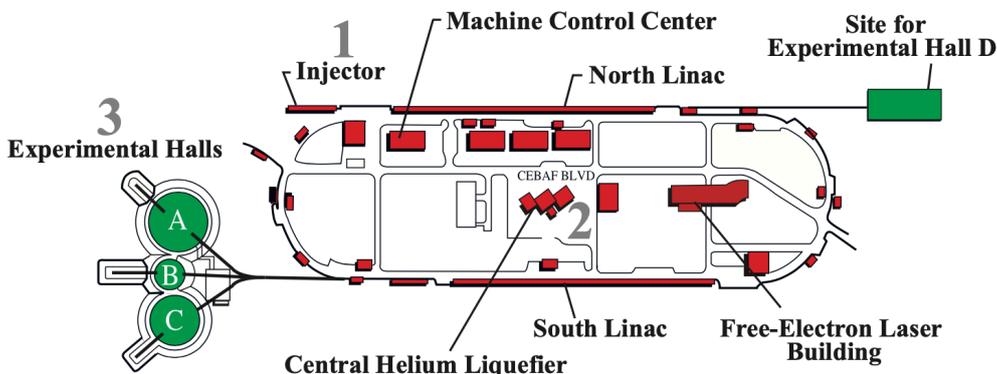


図 2.4 JLab にある連続電子線加速器 CEBAF の概略図。南北の線形加速器により電子を加速する。我々は Hall A において次世代ハイパー核実験を計画している。

の電子を、南北2か所の超伝導磁石を用いた Linac において 1.1 GeV ずつ加速し実験ホール A、B、C には 11 GeV (5周分)、実験ホール D に最大 12 GeV (5.5周分) の電子ビームを供給することができる。電子ビームの空間的な広がりはは小さく、100 μm rms 程度である。また、電子ビームは A、B、C の3つのホールに共通のキッカーで振り分けられるため、これらの実験ホールには $1497/3 = 499$ MHz 周期、つまり 2 ns のバンチ構造を持つ形で供給される。また、実験を行う予定である Hall A の基本レイアウトを図 2.5 に示す。Hall A 既存の磁気スペクトロメータ HRS は、QQDQ といった磁石構成から成る。

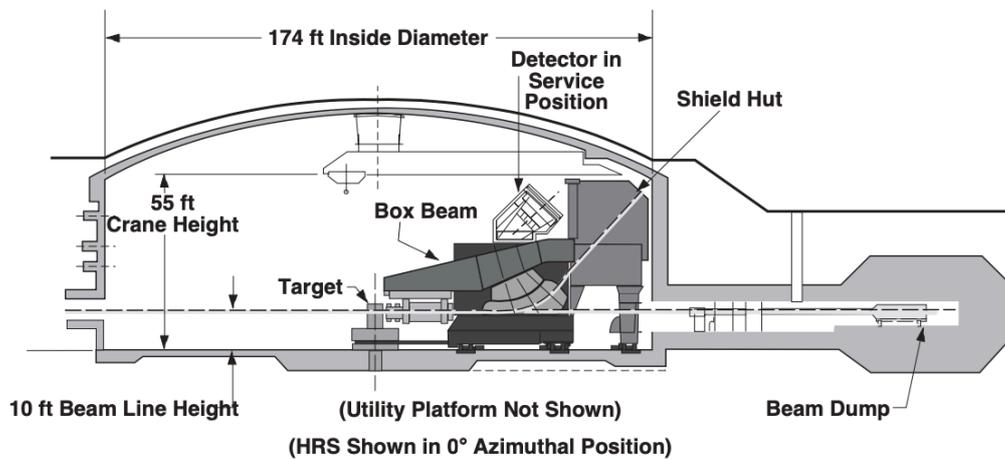


図 2.5 Hall A における基本レイアウト [35]。

表 2.1 CEBAF Hall A の主な性能 [36]

Beam Property	
Beam Energy	1-11 GeV
Energy accuracy	3×10^{-3}
Beam Current	1-120 μAmp
Beam Bunch Width	2 ns (499MHz)
Charge per Bunch	4-480 fCoul
Extracted <i>rms</i> Energy Spread	$< 10^{-4}$
Horizontal <i>rms</i> Beam Size	$< 250 \mu\text{m}$
Vertical <i>rms</i> Beam Size	200 μm

2.3 スペクトロメータ系とその配置

実験のセットアップを図 2.6 に示す。前回からの大きな変更点として、これまで実験を行ってきた Hall C から Hall A に場所を移し、HRS と PCS を導入したことがあげられる。

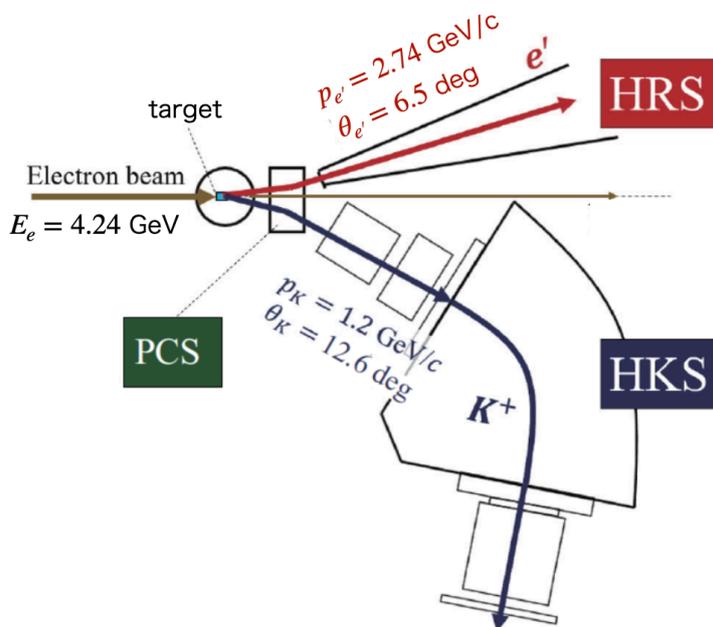


図 2.6 本実験のセットアップ。HRS、HKS によって散乱電子と K^+ の運動量ベクトル解析を行い、ハイパー核の欠損質量分光を行う。

2.3.1 PCS

Particle Charge Separator (PCS) は、2 つの双極電磁石で成る。図 2.7 に概念図を示す。前回実験では、Splitter Magnet を用い、電子ビームにより標的に生成された荷電粒子のうち正電荷の粒子を HKS 側に、負電荷の粒子を HES 側に導いていた。その際、標的が Splitter Magnet が生み出す磁場中に設置されていたことで、陽子-陽電子対生成反応で標的中で生じた陽電子の一部が HKS 検出器の近くで二次的粒子を発生させて、S/N を悪化させた。この陽電子バックグラウンドの HKS への混入を避けるため、本実験では、Splitter Magnet の代わりにビームライン上に磁場がほぼない PCS を導入する。

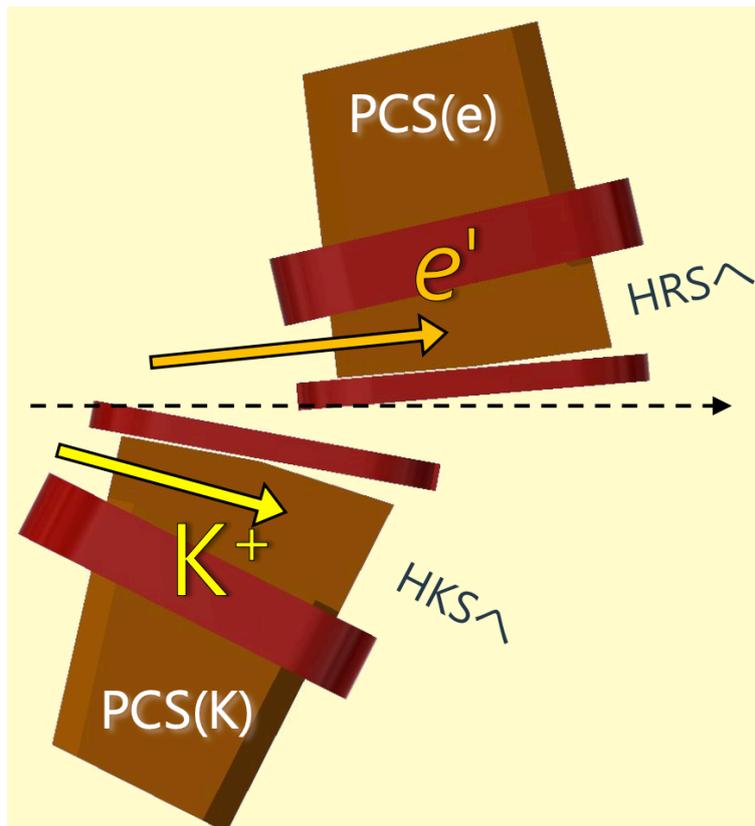


図 2.7 PCS を真上からみたときの概念図。ビームに対し標的から生成した超前方角度の粒子を偏向しない設計とし、過去に行った E05-115 実験で HKS に混入した陽電子起因のバックグラウンドが発生しないようにしている。

2.3.2 高分解能 K 中間子スペクトロメータ (HKS)

HKS スペクトロメータは、E05-115 実験（前々回実験）から使用されており、2つの四重極電磁石と1つの双極電磁石からなる QQD システムのスペクトロメータである。図 2.8 に HKS を構成する 3つの電磁石のレイアウトを、図 2.9、図 2.10 にそれぞれの電磁石の詳細を示す [28]。また HKS の主な仕様を表 2.8 にまとめ、各電磁石のパラメータを表 2.3、表 2.4 にまとめる [28]。

表 2.2 HKS の仕様 [28]

Item	
磁石構成	Q-Q-D
中心運動量	1.2 GeV/c
運動量アクセプタンス	1.05-1.35 GeV/c
立体角	~10 msr (w/ Splitter)
運動量分解能 ($\Delta p/p$)	2.0×10^{-4} (FWHM)

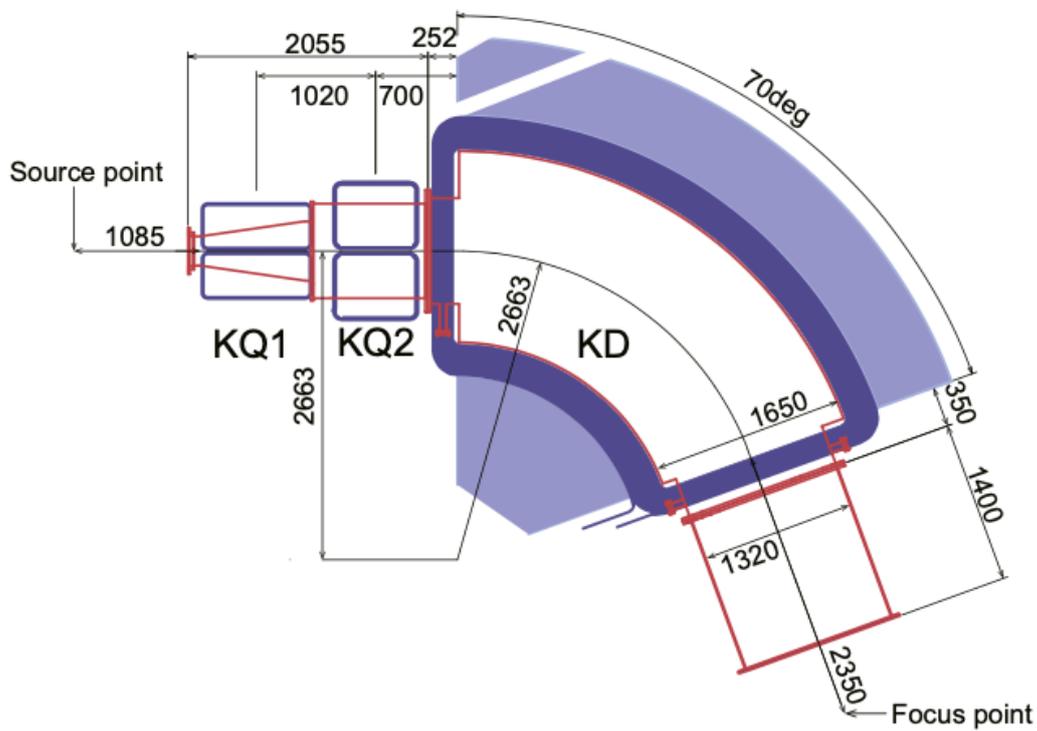


図 2.8 HKS のレイアウト [28]

表 2.3 HKS 四重極電磁石の仕様 [28]

	KQ1	KQ2
ボア半径 [mm]	120	145
全長 [mm]	840	600
有効幅 [mm]	500	800
コイル巻数	256	320
磁場勾配 [T/m]	5.78 (max 6.60)	-3.40 (max -4.19)
電流 [A]	585 (max 875)	363 (max 450)
総重量 [t]	8.2	10.5

2.3.3 高分解能電子スペクトロメータ (HRS)

HRS スペクトロメータは、前回実験で用いた HES の代わりに本実験で使用し、散乱電子の検出に用いる。HRS は、電子ビームのエネルギーを高めたことで反応後の散乱電子が 2.7GeV となり、HES の測定限界を超えてしまったため導入することになった。HRS は Hall A に設置してあるため、これまで実験を行ってきた Hall C から実験場所を移し実験をすることになっている。図 2.11、表 2.5

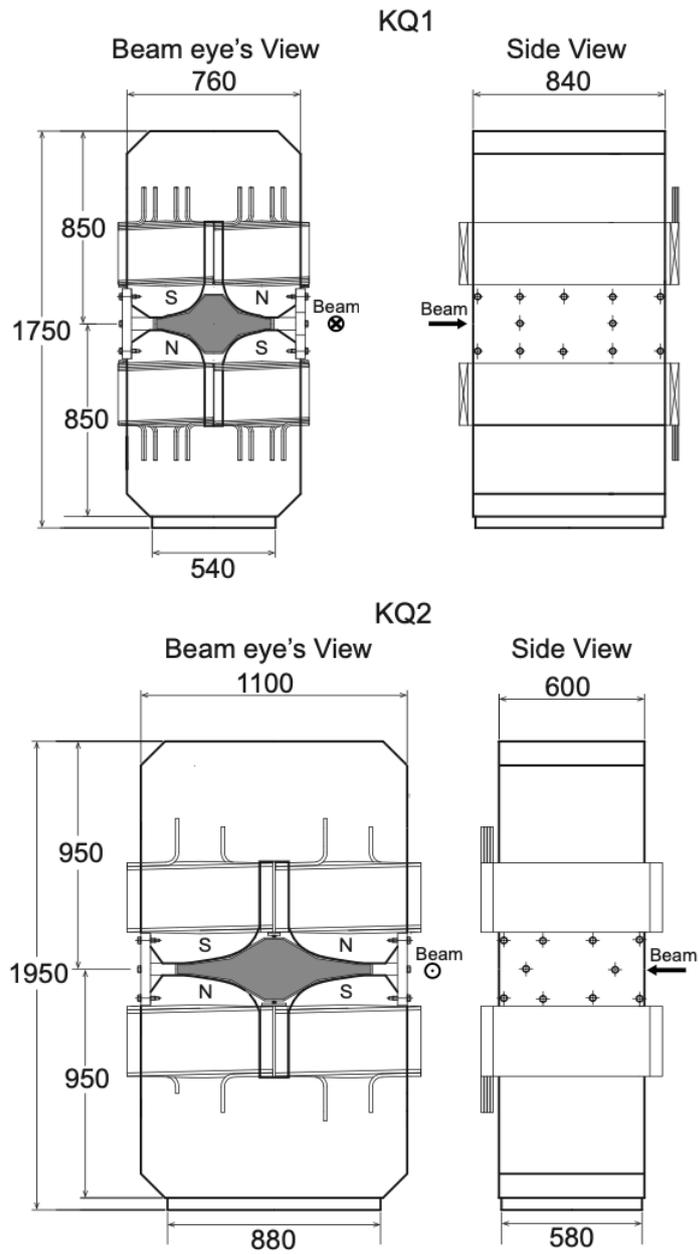


図 2.9 HKS 四重極電磁石のレイアウト [28]

にその仕様をまとめる [35]。QQDQ は基本的な設計であり、電磁石の配置数を増やすことで広範囲運動量、角度の検出が可能となっている。

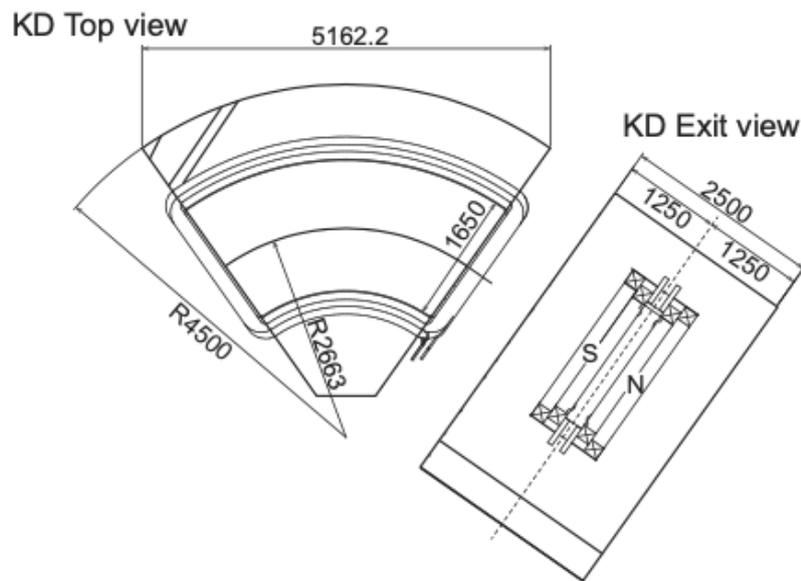


図 2.10 HKS 双極電磁石のレイアウト [28]

表 2.4 HKS 双極電磁石の仕様 [28]

	KD
ポールギャップ [mm]	200
ポール幅 [mm]	1560
屈曲角 [deg]	70
半径 [mm]	2663 (中心)
コイル巻数	256
磁場 [T]	1.44 (max 1.53)
電流 [A]	1050 (max 1254)
総重量 [t]	210

3 標的の基礎設計

本実験では、ハイパートライトン研究のために ^3He 標的を用いて実験を行う。この時使用する標的セルについて、第 1 章で述べたように物理結果への影響、除熱性能、機械的制約といったそれぞれの課題について考慮した上で設計を行うことが求められる。また、我々のグループは三つのプロジェクトについて同時に測定を行う予定であり、その中には固体標的が存在する。

そこで本章では、気体標的設計を物理的・熱的・機械的観点から行うと同時に、

として、 ^9Be 、 ^{10}B 、 ^{11}C 、 CH_2 、及びマルチフォイル炭素標的を使用する。気体標的においても校正用の標的として H_2 を用いる。これら、実験での使用が予定されている標的の反応、及びその厚さ、密度について以下の表 3.1 にまとめる。

表 3.1 標的のデータ

固体標的	反応	厚さ [mg/cm^2]
$^{6,7}\text{Li}$	$^7\text{Li}(e, e' K^+)_{\Lambda}^7\text{He}$	100
^9Be	$^9\text{Be}(e, e' K^+)_{\Lambda}^9\text{Li}$	100
$^{10,11}\text{B}$	$^{10}\text{B}(e, e' K^+)_{\Lambda}^{10}\text{Be}$	100
^{12}C	$^{12}\text{C}(e, e' K^+)_{\Lambda}^{12}\text{B}$	100
$^{40,48}\text{Ca}$	$^{40}\text{Ca}(e, e' K^+)_{\Lambda}^{40}\text{K}$	77.5
^{208}Pb	$^{208}\text{Pb}(e, e' K^+)_{\Lambda}^{208}\text{Tl}$	100
CH_2	$p(e, e' K^+)_{\Lambda, \Sigma}$ $^{11}\text{C}(e, e' K^+)_{\Lambda}^{11}\text{B}$	500
気体標的	反応	密度 [mg/cm^3]
^3He	$^3\text{He}(e, e' K^+)_{\Lambda}^3\text{H}$	2.1
^4He	$^4\text{He}(e, e' K^+)_{\Lambda}^4\text{H}$	4.3
T_2	$pnn(e, e' K^+)_{\Lambda nn, \Sigma^0 nn}$	3
H_2	$p(e, e' K^+)_{\Lambda, \Sigma^0}$	3

なお、標的の厚さについて、 $^{40,48}\text{Ca}$ 、 ^{208}Pb 、 $^{3,4}\text{He}$ のように実験でメインに使用する上で大きさが既に決まっているものはその値を、それ以外のまだ明確な値の決まっていない標的は、固体標的においては $100 \text{ mg}/\text{cm}^2$ 、気体標的においては $3 \text{ mg}/\text{cm}^3$ と設定し、これ以降の考察に用いた。

3.2 標的設計上の要求

本節では、標的の基礎設計の要求について述べる。新しく気体標的を導入する上で設計が必要となる標的セルを含め、固体・気体標的の統合設計における要求を機械的要求・物理的要求・熱的要求の3つに分けて説明する。:

- 機械的要求

実験では、標的を真空環境下に設置し、その上で標的交換を行わず実験を続けるための駆動機構と標的冷却のためのクーラントを用意する必要がある。そのため、標的設計を大きくすることに機構的制限が存在する。また、電子

ビーム、散乱電子、散乱 K 中間子が標的以外の物質と必要最低限以上に反応することで B.G. が増えないよう設計を行う必要がある。

- 物理的要求

実験全体の B_A の決定精度として、emulsion 実験や STAR 実験より良い 100 keV 以下の値を測定することを目指している。そのため、統計誤差の抑制のため、特に気体標的において収量の確保が必要となり、なるべく大きな標的を作成する必要がある。ただし、HKS、HRS などのアクセプタンスの問題で大き過ぎる設計は無駄が多くなるため、適度な大きさを見つける必要がある。また、セル厚及び標的厚の厚さが厚くなるほどに多重散乱やエネルギーストラグリングの効果が大きくなり統計誤差が増加するため、最終的に求める B_A が 100keV 以下になるような厚さのセルである必要がある。

- 熱的要求

電子ビームの落とすエネルギーによって、固体標的の融解が生じないように設計を行う必要がある。また、気体標的の温度上昇による内圧の上昇でセルの破損が生じないようにする必要がある。本研究では破損の可能性は低いと考え圧力の計算にとどまり、実際にその圧力に耐えられるかどうかの考察・実験は行っていないものの、最終設計の段階では考慮しなければならない。

3.3 要求を満たす設計の基本コンセプト

前節の要求を考慮に入れつつ標的設計を行った。図 3.1 に示すものが標的基礎設計の全体像である。

全体図上部の円筒状の各容器が、気体標的を封入する容器であり、これを以後 Target Cell (標的セル) と呼称する。全体図下部の板状の部分が、固体標的を固定する部分であり、これを以後 Target Ladder と呼称する。また、Target Cell 群と Target Ladder の間に multi carbon foil target を用意できるようにした。この multi carbon foil target は、ビーム方向に幾つかの薄い炭素標的を並べるこ

とで、ビーム方向の細かい補正を可能にするものである。これにより、個体標的内の反応位置における運動量や角度のより良い補正を行うことができ、実験の精度を高めることができる。

実験ではこれらを吊り下げる形で設置し、上下に動かすことで標的の変更を行う。設計全体の高さは 1150 mm であり（図 3.1）、電子ビームの地面からの高さが図 2.5 に示すとおり 10 int \approx 300 mm であるため、高さ方向の移動に問題はない。また、この上部に ^4He クーラントを設置し、それらを標的周囲に配置されたパイプ内を循環させることで標的全体を冷却する。前実験の循環水による冷却と比べ、このクーラントを用いることで 15 K までの強力な冷却が可能となっている。

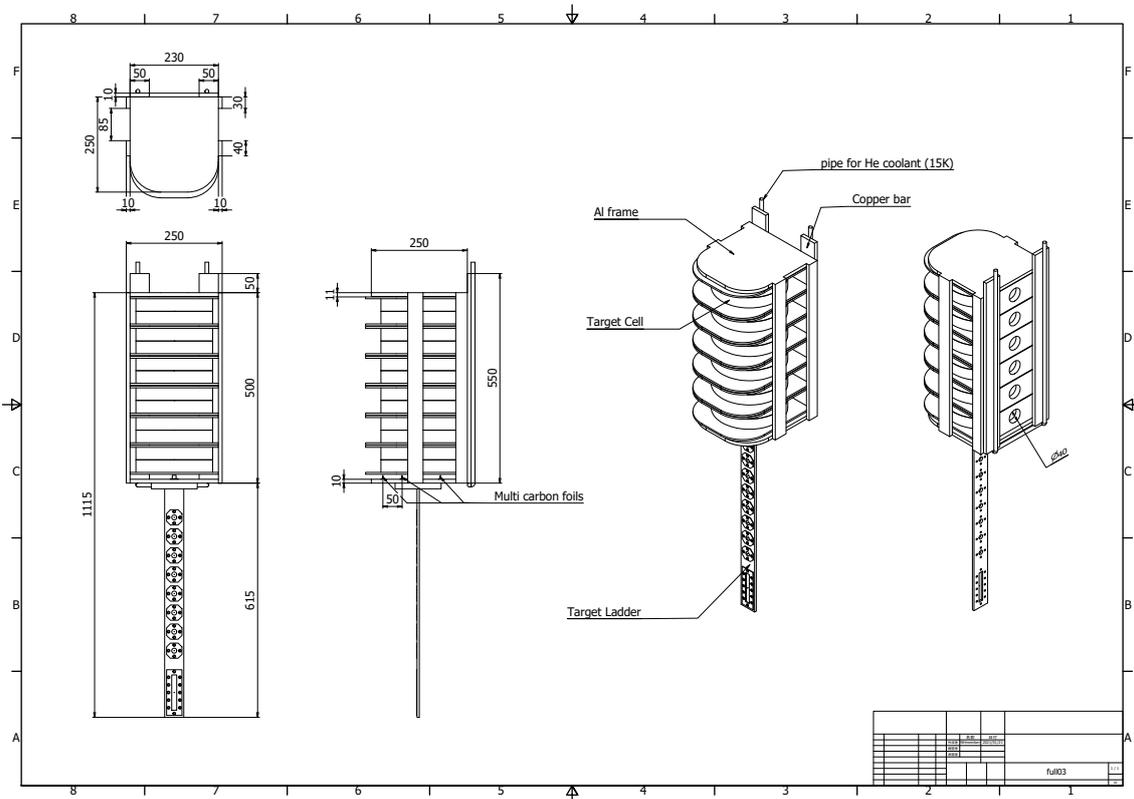


図 3.1 Target 全体

以下で Target Ladder、Target Cell それぞれの設計思想と考察、及び最終的な設計の様子について説明する。なお、ここで考慮した要求は機械的要求が主なものであり、熱的要求についての議論は第 4 章、物理的要求についての議論は第 5

章で行う。

- Target Ladder

Target Ladder についての詳細を図 3.2 に示す。Target Ladder の材料として、熱伝導の良いアルミニウムを使用する。Target Ladder は固体標的を取り付けるための細長い板であり、これまで行われてきた E01-011 実験及び E05-115 実験でも同種のものを使用してきた。故にその設計思想を引き継ぎ、電子ビームが標的に落とすエネルギーによる発熱を抑えつつ散乱電子や散乱 K 中間子と反応しないよう、標的固定板をなるべく薄くするという思想のもと設計を行った。

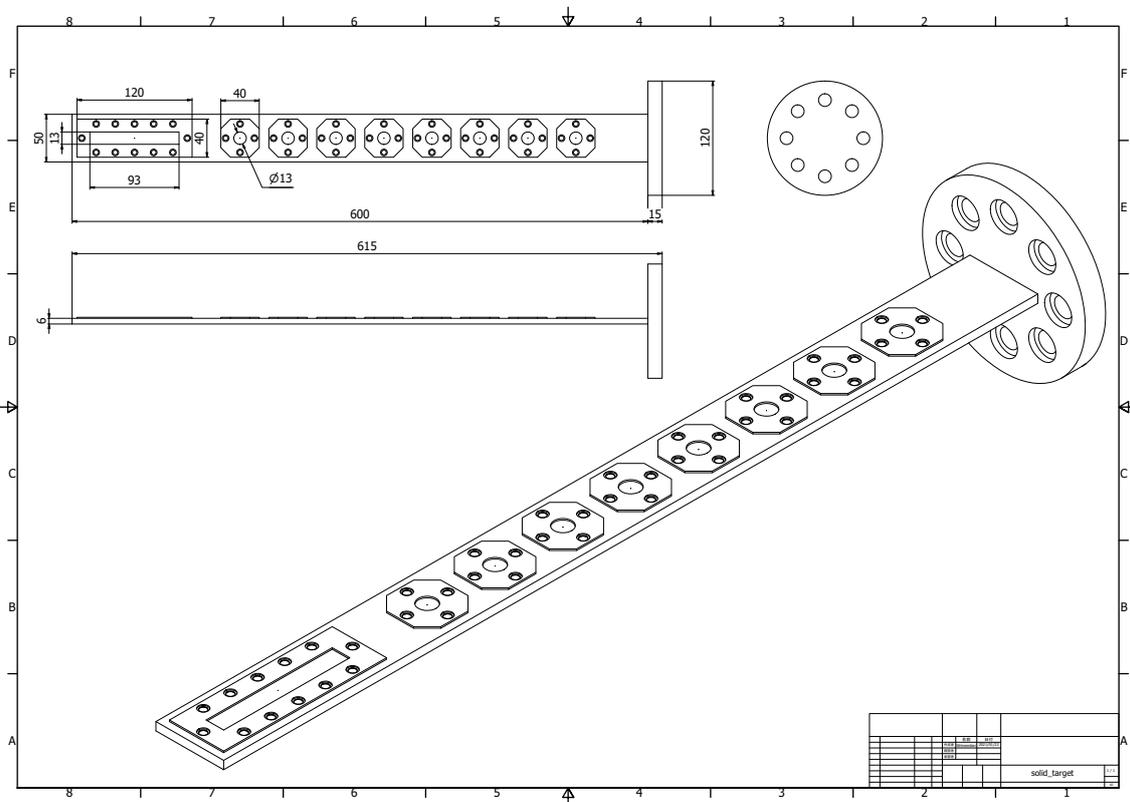


図 3.2 Target Ladder

固体標的に関係する前回実験からの大きな変化は、ビームエネルギーが 2.7 GeV から 4.2 GeV に上昇したこと、冷却方法が循環水による冷却から ^4He クーラントを用いた冷却に変わったことである。これらの効果は互いに打ち消し合い、Target Ladder を厚くすることなくより大きいビームエネルギー

での実験が行えるようになると考えられる。また、実験標的として取り付け
る CH_2 が $500 \text{ mg/cm}^2 = 5.3 \text{ mm}$ であることから、厚さを前回実験と同じで
ある 6 mm とし、また、8つの固体標的を取り付けられるよう長さを 615 mm
とした。この長さは、これまでの実験では標的の取り付けが同時に6つまで
であったのに対し、 ^4He クーラントの導入により、より多くの標的を配置す
ることが可能となったかを確認するために選択した。

- Target Cell

Target Cell についての詳細を図 3.3 に示す。Target Ladder と同様、熱伝導
率の良いアルミニウムを使用している。Target Cell は、本実験で $^3,^4\text{He}$ につ
いての研究を行うために新しく導入される気体標的容器であり、その設計思
想として、十分な収量が確保でき、かつ標的以外の反応が必要以上に起こら
ないような大きさにすることを考えた。以下ではそれら Target Cell 対す
る要求とそれらを満たすことで決定された Target Cell パラメータの値につ
いて説明する。

最初の要求として、十分な収量の獲得を満たすような設計を考えた。Target
Cell の直径を大きくすることでビームライン上の標的の量を増やすことがで
き、収量の確保につながるため、実験に必要な収量の値を 200 カウント程度
とし、収量の計算として、 ^3He を代表として以下の表 3.2 のデータを用いて
計算を行った。詳細な表式は項 5.1.3 にて行っている。結果として、Target
Cell を $\phi 200 \text{ mm}$ にすることで 20 日間の収量が 260 カウントになったため、
十分な量のデータを得ることができると考え、この $\phi 200 \text{ mm}$ を Target Cell
の直径とした。

次に、標的以外で起こる反応をなるべく少なくするという要求に対し、Target
Cell 側面を通過する荷電粒子以外の反応を検出しないような設計を考えた。
すなわち、荷電粒子が Target Cell 側面を通過することは避けられないが、
Cell 上下面を通過する反応は必然的な反応ではなく除外できるため、スペ
クトロメータがこのような粒子を捉えることのないようにした。そのため

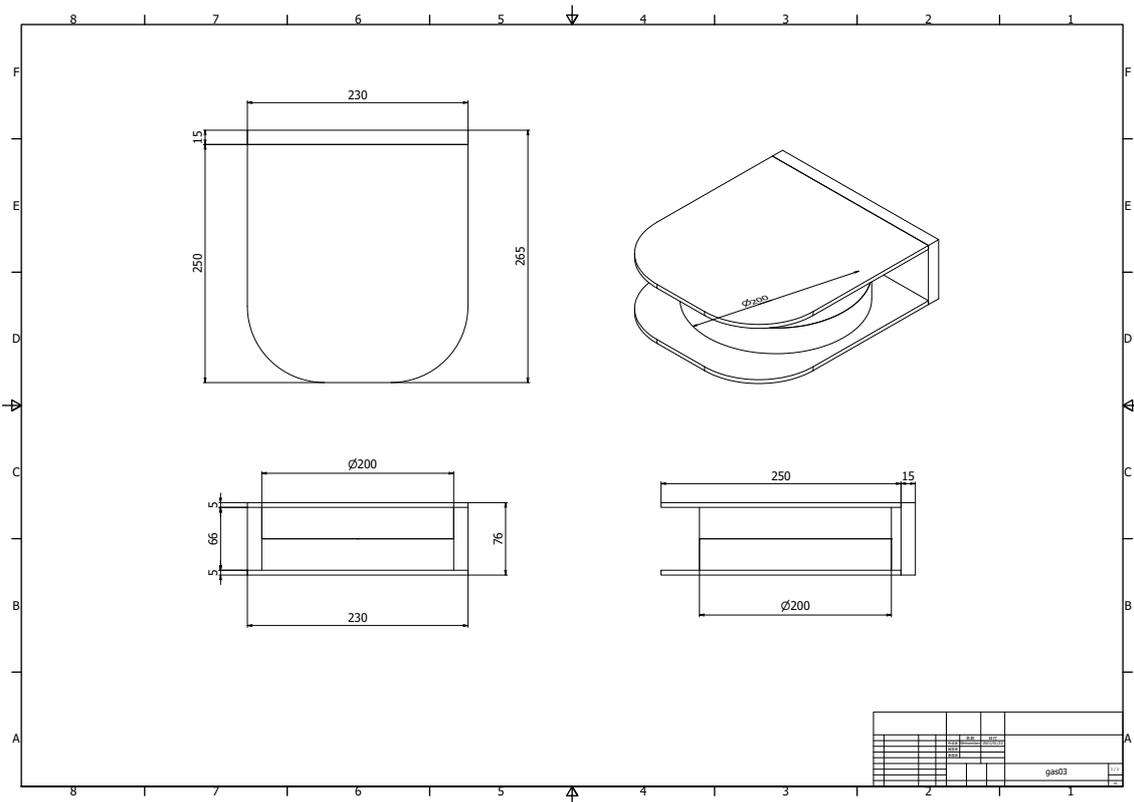


図 3.3 Target Cell

表 3.2 収量計算に用いたパラメータ

電子ビームカレント [μA]	50
仮想光子生成確率	2×10^{-5}
微分断面積 [nb/sr]	5
K 中間子立体角 [msr]	7
検出器での検出確率	0.75
気体密度効果	0.50
K 中間子の崩壊確率	0.26

に Target Cell の高さを、散乱電子、散乱 K 中間子が上下面を通過した後に HKS、HRS に入ることのないような高さにするようにした。その高さを決定する方法として次のように考えた。

Target Cell から上下の角度を持って放出された散乱電子、散乱 K 中間子が HKS、HRS にギリギリ捕捉される条件が、一つ目の双極電磁石の中央に当たるような軌道の時であるとして考える。前章で述べた HKS の一つ目の双極電磁石についての表 2.3、図 2.8 のデータを元に、図 3.4 のような状況を考

えると、このセルより大きい高さであれば Target Cell 上下面を通過しつつ HKS、HRS に入る散乱電子、散乱 K 中間子が存在しないと考えられる。

以上の考察をもとに計算を行った結果、図 3.4 における Target Cell の高さは 40 mm 程度であることがわかった。

上述の議論は簡略化したものであるため、実際の Target Cell の高さとして、余裕をもたせた 50 mm を採用することにした。

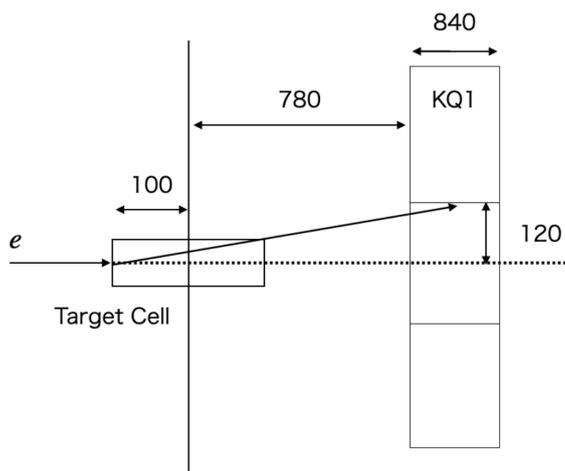


図 3.4 Target Cell の高さ議論のための概略図

また、先ほど述べた Target Cell の側面を通過する荷電粒子の影響を必要最低限に抑えるために、Target Cell の厚さをなるべく小さくすることにした。標的セル厚に関して実験標的の専門家と議論を行ったところ、簡易的な設計における耐圧計算では 1.5 mm の設定が可能であり、また、別の設定では 0.3 mm 程度まで薄くできるということが分かった。従って、機械的要求では 0.3 mm の厚さを望むものの他の熱的要求・物理的要求との兼ね合いを考慮しなければならない。

以上の議論をもとに、Target Cell として高さ 50 mm, 直径 200 mm とし、暫定的な厚さとして 0.3 mm の円筒状の容器を定義した。

4 標的温度

第2章で述べたように、CEBAFの電子ビームは一次ビームであり、また、ビームスポットが $100\ \mu\text{m}$ (*rms*) と非常に小さい。そのため、大きな熱負荷が標的の非常に小さい範囲にかかることになる。その結果として、標的に熱的問題が生じるため、標的の設計として大きな問題となる。本章では、節4.1で標的における電子ビームのエネルギー損失を求め、節4.2でその値を元に ANSYS を用いた標的温度のシミュレーションを行い、節4.3、節4.4においてその影響について議論した。

4.1 電子ビームにより標的中に生じる熱量

標的での電子ビームのエネルギー損失を Monte Carlo simulation code Geant4 を用いて導出した。シミュレーション方法として、直方体として設置した各標的に対し電子ビームを入射させるシンプルなモデルをとった。電子ビームのエネルギーを 4.2GeV と仮定し、標的の厚さを変化させながらシミュレーションを行った。その際得られたグラフの例を図4.1に示す。図4.1は主に2つの情報、すなわちエネルギー損失の最頻値 (Most Probable Value:MPV) と平均値 (mean) についての情報を持っている。ここで最頻値と平均値は異なる値を持っており、どちらの値をエネルギー損失の値と見なすかは状況に応じて判断する必要がある。今回のように標的に与えられる熱量を計算する場合、複数の入射電子が標的に与える総エネルギー損失を求めることと同じであると言えるため、エネルギー損失の平均値をデータとして使用することが妥当である。なお、最頻値の値に関しては、第5章で述べる系統誤差の推定の話と深く関わっており、また後ほど議論を行う。

上記の手順で見積もったエネルギー損失からビームが与える熱量 [W] を算出する。以下の式 (9) がエネルギー損失の値から熱量を求める式であり、電子ビー

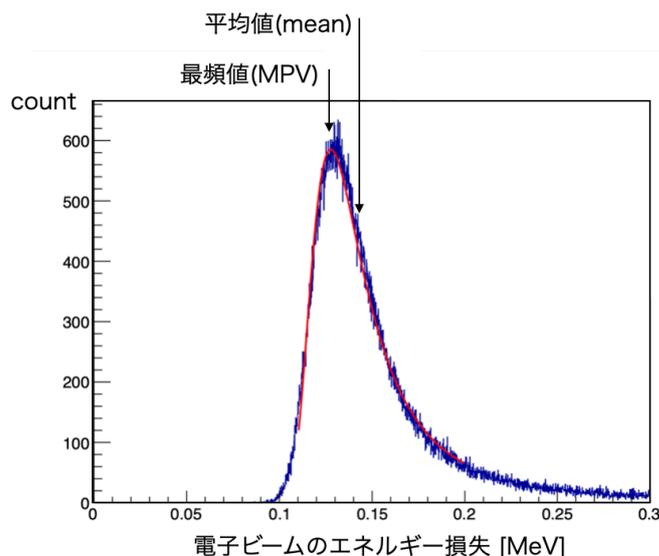


図 4.1 Geant4 によるエネルギー損失の様子

ムカレントが熱量の大きさに比例関係で影響する。

$$\text{熱量 [W]} = \text{エネルギー損失 [MeV]} \times \text{電子ビームカレント [\mu\text{A}]} \quad (9)$$

各標的の情報と、得られたエネルギー損失の値、熱量を表 4.1 にまとめる。ここで、第 3 章で表 3.1 に示した実際に実験で用いる標的に加え、将来的な実験として使用する可能性のある Cr, Cu といった標的においても解析を行った。また D₂, T₂ に関して Target Cell を使用した実験の予定はないが、test 的にシミュレーションに含め、解析を行った。ここで、熱量の計算に用いる電子ビームカレントとして 50 μA を一律に仮定した。

また、Target Cell を構成する Al におけるの発熱も考慮する必要がある。なお、第 3 章で定義した Target Cell の厚さは 0.3 mm であるが、先述の通り 1.5 mm の設計も選択の可能性があるため、厚さを変化させた場合にどの程度の影響が生じるのかを調べるため、複数の厚さでの Al におけるエネルギー損失をシミュレーションした。その結果を以下の表 4.2 に示す。

また、表 4.1 に示す固体標的においても標的厚を変えた場合のエネルギー損失シミュレーションを行ってみた。固体標的と Al における厚さごとのエネルギー

表 4.1 各標的に対する電子ビームのエネルギー損失と熱量

標的	標的厚 [mg/cm ²]	エネルギー損失 (mean) [MeV]	エネルギー損失 (MPV) [MeV]	熱量 [W]
^{6,7} Li	100	0.14	0.12	7.1
⁹ Be	100	0.14	0.11	7.0
^{10,11} B	100	0.18	0.14	8.9
¹² C	100	0.14	0.11	6.9
^{40,48} Ca	77.5	0.12	0.097	6.0
⁵² Cr	100	0.14	0.11	7.0
⁶³ Cu	100	0.14	0.11	6.9
²⁰⁸ Pb	100	0.11	0.087	5.6
CH ₂	500	0.90	0.70	45

標的	標的密度 [mg/cm ³]	エネルギー損失 (mean) [MeV]	エネルギー損失 (MPV) [MeV]	熱量 [W]
T ₂	3	0.079	0.070	3.9
D ₂	3	0.12	0.10	5.9
H ₂	3	0.23	0.21	12
³ He	2.1	0.11	0.097	5.5
⁴ He	4.3	0.17	0.15	8.4

表 4.2 Al に対する粒子のエネルギー損失と熱量

標的厚 [cm]	エネルギー損失 (mean) [MeV]	エネルギー損失 (MPV) [MeV]	熱量 [W]
0.03	0.12	0.11	6.1
0.06	0.25	0.22	12
0.06	0.37	0.35	19
0.12	0.50	0.46	25
0.15	0.63	0.58	31

損失の様子をそれぞれまとめたものが図 4.2、図 4.3 である。これらは厚さの定義が異なるため同じグラフにまとめなかったものの同種のグラフであり、これを見ると固体標的及び Al のどちらにおいても、エネルギー損失と標的厚の関係はおおよそ直線的であるということがわかる。

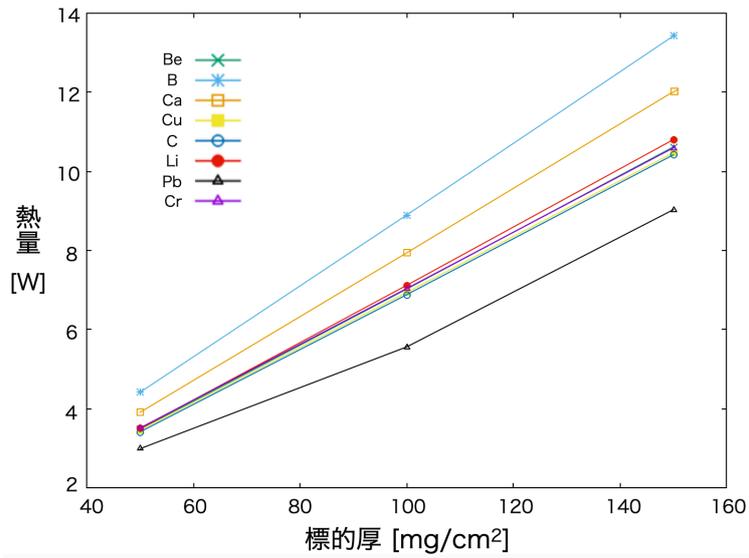


図 4.2 各標的の標的厚 [mg/cm^2] ごとのエネルギー損失の様子

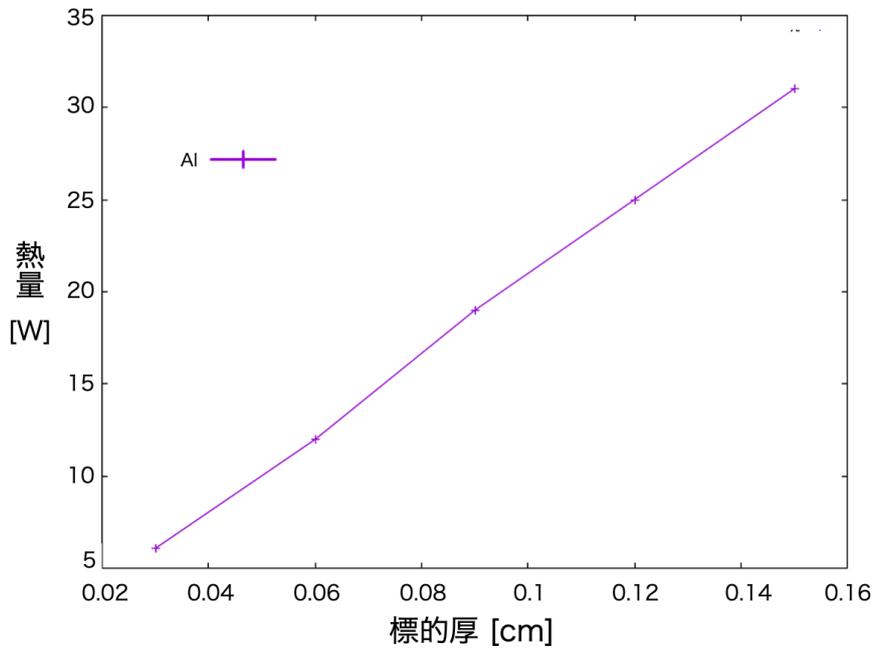


図 4.3 Al の標的厚 [cm] ごとのエネルギー損失の様子

4.2 ANSYS を用いた標的温度の見積もり

次に、上記で求めた熱量をもとに、有限要素法解析ソフト ANSYS を用いて標的の基礎設計における定常状態の温度を求め、標的ごとの融解の危険性について議論した。有限要素法とは、解析的に解くことが難しい微分方程式を近似的に計

算する方法である。考える領域を有限の要素に分割し、それぞれにおいて近似的に方程式を解いてその重ね合わせで束縛条件を満たすように全体の解を求める。

まず、ANSYS を用いてシミュレーションを行う上で定義を行った点について述べる。:

- ジオメトリの定義

前章で述べた基礎設計のモデル化を行った。以下に気体標的のモデル、及び固体標的のモデルについてそれぞれを図 4.4、図 4.5 に示す。ここで、Target Cell に封入する標的のモデルとして、上から順に H_2 , D_2 , T_2 , 4He , 3He , ガスなし (empty) を定義した。同様に、Target Ladder に固定する標的として、上から順に B, Ca, Li, Cr, Be, Cu, C, Pb, CH_2 と定義した。標的の設置の基準は、表 4.1 の中で多くの熱量を落としているものをなるべく上方に置くというものであるが、十分な冷却力があるため、位置関係の影響は大きく問題にはならないと言える。

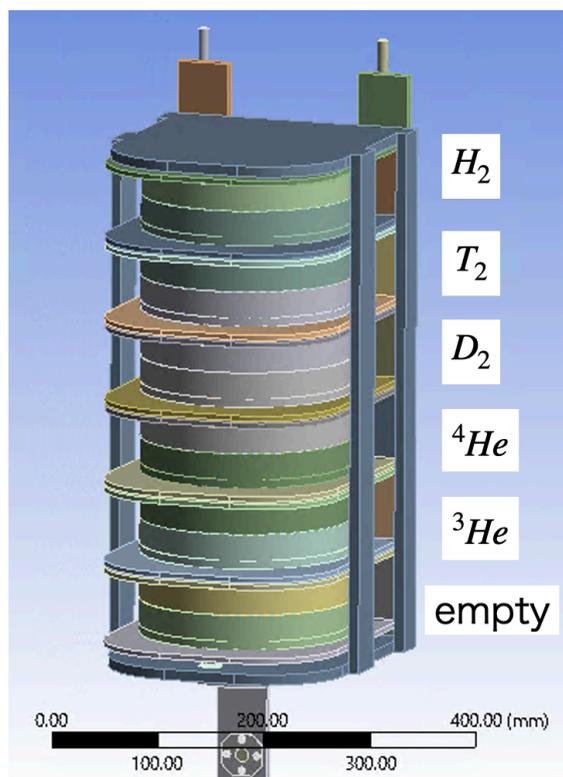


図 4.4 気体標的ジオメトリの様子

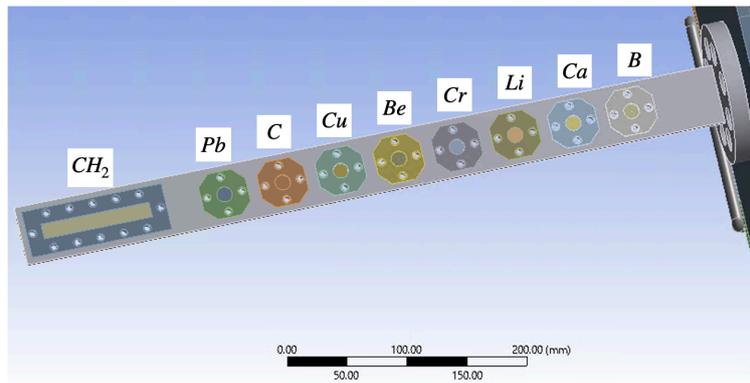


図 4.5 固体標的ジオメトリの様子

- 構成物質の物理量の定義

ANSYS 内にあるデータセットを用い、各構成物質の熱伝導率を定義した。熱伝導率 $[W/(m \cdot K)]$ とは、一種類の材料の中で熱がどれだけ伝搬しやすいかをあわらす値であり、物質に固有のものである。なお、温度依存性を持つ。各物質における熱伝導率に関して、理科年表の値と分散型熱物性データベースの値を参照した [37]。

また、ビームにより生じる熱量として、標的内部にビームスポットと同じ大きさの $\phi 100 \mu m$ の発熱体をおき、前述の計算結果から求められる熱量を一樣に与えた。

- 境界条件の定義

標的全体の周辺環境は真空であるとした。また、実際の冷却として標的周囲のパイプに 15K の ^4He を循環させることから、パイプの温度を 15K 固定とした。また、固体標的と Target Ladder の間で接触熱伝導率を、気体標的と Target Cell の間で熱伝達係数を定義する必要がある。これらの値は物質の種類によって一意に決まるものではなく、標的の固定の仕方や種類によって様々な値をとる。本研究では典型的な接触熱伝導率を $\sim 100 \text{ W/m}^2\text{K}$ であると考え、この値を個体標的の接触熱伝導率として解析を行った。また、気体標的の熱伝達係数について、静止大気中での対流熱伝達係数が $5 \sim 25 \text{ W/m}^2\text{K}$ であることから、本研究では $22 \text{ W/m}^2\text{K}$ を熱伝達係数の値として

解析を行った。

4.3 固体標的溫度

前節の有限要素法を用いて、固体標的の溫度を導出した。以下に標的ごとの最高溫度と融点をまとめる。

表 4.3 ANSYS 解析による個体標的溫度

標的	融点 [K]	ビームカレント [μA]	溫度 [K]
Li	453	50	230
Be	1560	50	288
B	2349	50	2061
C	3823	50	358
Ca	1115	50	379
Cr	2130	50	786
Cu	1358	50	396
Pb	601	50	352
CH ₂	398	50	19345

ビームカレントを 50 μA にしていても、Be、C、Ca、Cr、Cu の 5 つの標的は熱が融点近くまで上がることなくしっかりと冷却されていると言える。一方、融点を超える標的として CH₂ が存在する。また、融点付近まで溫度が上昇している標的として、Li、B、Pb の 3 種類がありどれも融点まで 200 ~ 300 K 程度の高溫になっている。そこでこれら 4 つの標的に関して、ビームカレントを変えた場合の解析、すなわち式 (9) において、熱量を変えた場合の解析を行った。それらの結果を表 4.4 に示す。

表のうち、融点を超えていなかった Li、B、Pb についての結果を図 4.6 にまとめた。この図から、Li は直線的に増加し、Pb はこれから上がり始め、B は上がり幅がかなり高くなっていることがわかる。正しい接触熱伝達率の値がわからないため、発熱量には不定性がある。その上でこの変化の様子を踏まえると、B について 50 μA のビームを使用することは危険であると言える。40 μA にビームを下げた場合、800 K ほど低くなるため融解の危険はかなり低くなると考えら

表 4.4 ビームカレントを変化させた場合の個体標的溫度

標的	融点 [K]	ビームカレント [μA]	温度 [K]	標的	融点 [K]	ビームカレント [μA]	温度 [K]
Li	453	50	230	Pb	601	50	352
		40	185			40	282
		30	141			30	214
		20	98			20	143
		10	53			10	81
B	2349	50	2061	CH ₂	398	50	18954
		40	1219			30	11378
		30	496			10	3799
		20	182			2	768
		10	77			1	393

れる。

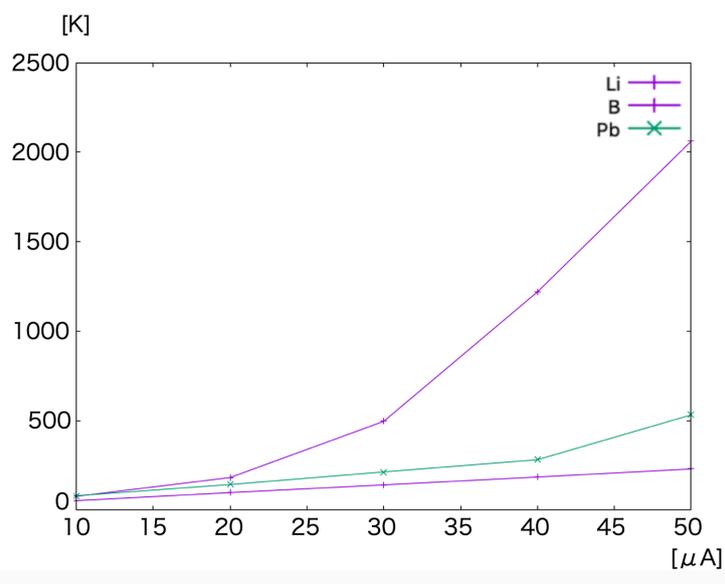


図 4.6 ビームカレントを変化させた時の発熱の様子

一方 CH₂ は、シミュレーションによると 1 μA までビームカレントを下げて
もまだ融解の可能性が高いと言える。そのため、ビーム径を、 $\phi 100 \mu\text{m}$ よりも広
くし、熱量を分散させる必要があると言える。

まとめると、接触熱伝達率を一律 100 W/m²K と考えた場合、ANSYS によ
る解析から (a)Be、C、Ca、Cr、Cu は 50 μA の電子ビームで融解の可能性は低
い。(b)Li、Pb、B は 50 μA では融解の可能性が高く、特に B はビームカレント

を $40 \mu\text{A}$ に下げるべきである。(d)CH₂ はビーム径を広げて実験を行う必要がある。という考察を行うことができる。

4.4 気体標的溫度

前節と同様に有限要素法を用いて、気体標的の溫度を導出した。以下に示す表 4.5 に気体標的の解析結果をまとめる。この表は気体周りの雰囲気溫度が 25 K であると仮定し ANSYS で解析を行った場合の最高溫度、平均溫度、内圧の値をまとめたものである。これによると、なお empty とはガス標的を封入せずに電子ビームを Target Cell に照射した場合のシミュレーションであり、すなわちこの溫度は Al のものである。Al の融点は 933 K であるため Target Cell が融解するといった問題は生じないと言える。

ここで、低温であるセル内での気体圧力を求めるため、ファンデルワールスの状態方程式

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \quad (10)$$

を用い平均溫度から内圧を推定した。v は気体が 1 mol あたりに占める体積 [m^3/mol] である。また、ファンデルワールスの状態方程式において a, b はどちらも気体の種類によって決まる定数であるが、その値は一意的なわけではなくある程度の任意性を持つ。とは言っても定数の値がオーダー単位で変化するわけではないため厳密な値を求める必要はない。ここでは、水素について $a = 24.8 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{m}^6/\text{mol}^2$ 、 $b = 26.7 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ とし、He について $a = 3.45 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{m}^6/\text{mol}^2$ 、 $b = 23.8 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ とし、 $R = 8.314 \text{ J}/\text{mol}\cdot\text{K}$ として圧力の計算を行った。なお、同位体においてはこの定数に大きな差がないと考え同様の値を用いた。

内圧の様子を見ると、H₂、³He については十分な冷却がされており、問題のない大きさであると言える。しかし ⁴He について見てみると、冷却が少し悪くなっており圧力も相応に上がっている。とはいえオーダー単位で変化をするほど大き

表 4.5 ANSYS 解析による気体標的溫度

標的	最高溫度 [K]	平均溫度 [K]	内圧 [$\times 10^3$ Pa]
T ₂	236	49.8	203
D ₂	297	60.0	367
H ₂	191	26	281
³ He	233	38.7	227
⁴ He	351	73.9	674
Empty(Al)	118		

く変わっているわけではないため、破裂の危険性はないと言える。なお、T₂、D₂については実際に Target Cell に封入して実験を行うわけではないため、今回は議論しないこととする。

5 標的セルの欠損質量測定への影響とセル厚の決定

ハイパー核の欠損質量を導く際、ビームエネルギー、散乱電子、 K^+ に関して、通過物質中で損失した運動量 (エネルギー) 分を補正する必要がある。これは、式 (7) に基づいて欠損質量を解く際に考慮するのはハイパー核の反応点での運動学であり、磁気分光器解析等で導出したそのままの値ではないからである。入射電子のエネルギーは加速器からの情報、散乱粒子については HRS、HKS の運動量解析情報から得る。つまり、入射電子、散乱電子、 K^+ の標的セルも含めた標的系での運動量損失をそれぞれ Δp_e , $\Delta p_{e'}$, Δp_K として、

$$p_e = p_e^{\text{meas.}} - \Delta p_e \quad (11)$$

$$p_{e'} = p_{e'}^{\text{meas.}} + \Delta p_{e'} \quad (12)$$

$$p_K = p_K^{\text{meas.}} + \Delta p_K \quad (13)$$

のよう補正した運動量を式 (7) に代入する必要がある。ここで、 $p^{\text{meas.}}$ は加速器や HRS、HKS で求められたそれぞれの粒子の運動量である。しかし、 $\Delta p_{e,e',K}$ は実測できないため、標的や標的セルの厚さを仮定したシミュレーションを行い、運動量損失の最頻値 (MPV) の値を補正項として採用する。つまり、シミュレーション内で正しい物質量を定義しないと、欠損質量再構成に誤差を生み、それが直接 B_Λ の決定の系統誤差となる。この系統誤差の観点では、ガス標的自身の物質量は小さくその密度の不定性も数 % 程度と小さいため、標的を設計するうえでは主に標的セルの厚さとその一様性 (不定性) に気を付ければよい。標的セルの厚さの一様性を良いものが必要であるという点から、セル形状は「ツナ缶型」を採用するものとする (節 5.3.3 参照)。

また、標的系の物質によりエネルギーストラグリングや多重散乱の効果で欠損質量分解能が悪化し、その悪化に比例してピークの中央値決定精度 (統計的な誤差) が悪化する。標的セルはできる限り薄くできれば、セル厚の不定性による系

統計誤差やこの統計誤差を小さく抑えられることに繋がるが、真空中に設置するガスセルの耐压性能が十分担保される設定でなければいけない。ガス封入時、オペレーション時のセル耐压性能について JLab の標的グループとの議論を行い、二つのセル設定のオプションの可能性を見出した：

- (セル設定 A) セル厚 $t = 0.3 \text{ mm}$

標的セルを標的チェンバ内にインストールして冷却 (40 K) 後、ガスを封入し閉じ込め、オペレーションへ移行する。標的セルへガスを導入するパイプや封じ込めのシステム等が必要であり、複雑なシステムとなる。そのため、設計や製造により時間と労力がかかる。

- (セル設定 B) セル厚 $t = 1.5 \text{ mm}$

室温 (300 K) でガスを標的セルに封入したのちに、真空をつくる標的チェンバ内へインストール。オペレーション時に冷却する (40 K)。セルにパイプ等の加工が必要なく非常にシンプルな設計。本設定において、 $t = 1.3 \text{ mm}$ 程度まで薄くできると算出されているが、本研究では $t = 1.5 \text{ mm}$ として議論を進める。

これらの設定に対して、分解能悪化による統計誤差への影響、運動量損失補正に関わる系統誤差系統を評価し、以上の二つのセル設計オプションのいずれかを決定する必要がある。統計誤差、系統誤差の見積についての評価をそれぞれ節 5.1、節 5.2 で示す。また、トータル誤差を節 5.3 で評価し、決定したセル設定を示す。

5.1 統計誤差 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{stat.}}|$

欠損質量を導出するために用いる式 (7) において、偏微分を考えると、次の式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_{hyp}}{\partial p_e} \Delta p_e = & + \frac{1}{M_{hyp}} [\beta_e (M_{target} - E_k - E_{e'}) \\ & + p_{e'} \cos \theta_{ee'} + p_k \cos \theta_{ek}] \Delta p_e \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_{hyp}}{\partial p_{e'}} \Delta p_{e'} = & - \frac{1}{M_{hyp}} [\beta_{e'} (M_{target} + E_e - E_k) \\ & - p_e \cos \theta_{ee'} + p_k \cos \theta_{e'k}] \Delta p_{e'} \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_{hyp}}{\partial p_k} \Delta p_k = & - \frac{1}{M_{hyp}} [\beta_e (M_{target} + E_e - E_{e'}) \\ & - p_e \cos \theta_{ek} + p_{e'} \cos \theta_{e'k}] \Delta p_k \end{aligned} \quad (16)$$

$$\frac{\partial M_{hyp}}{\partial \theta_{ee'}} \Delta \theta_{ee'} = - \left(\frac{1}{M_{hyp}} p_e p_{e'} \sin \theta_{ee'} \right) \Delta \theta_{ee'} \quad (17)$$

$$\frac{\partial M_{hyp}}{\partial \theta_{ek}} \Delta \theta_{ek} = - \left(\frac{1}{M_{hyp}} p_e p_k \sin \theta_{ek} \right) \Delta \theta_{ek} \quad (18)$$

$$\frac{\partial M_{hyp}}{\partial \theta_{e'k}} \Delta \theta_{e'k} = - \left(\frac{1}{M_{hyp}} p_{e'} p_k \sin \theta_{e'k} \right) \Delta \theta_{e'k} \quad (19)$$

実験で導出する欠損質量の分解能は、上記の式 (14)–(19) に運動量 (Δp)、角度分解能 ($\Delta \theta$) を代入し、すべての項の二乗和の平方根をとることで第一近似的に求めることができる。

標的物質が起因となる多重散乱・エネルギーストラグリングによって、運動量・角度分解能が悪化するのは必至である。これに伴い、欠損質量 (Λ 束縛エネルギー) 分解能も悪化する。本章ではセル設定 A、B に対して、欠損質量の統計誤差を定量的に評価する。節 5.1.1、節 5.1.2 では標的セルの厚さを変えたときの多重散乱の効果による角度分解能の悪化、エネルギーストラグリングによる運動量分解能の悪化を評価し、式 (14)–(19) の二乗和平方根を用いてこれらの角度・運動量分解能の悪化が欠損質量分解能にどの程度直接的に寄与するかを評価する。しかし、実際には磁気スペクトロメータはビーム光学系として複雑なふるまいを示すため、直接的な欠損質量への影響のみでなく、間接的な効果も存在す

る。例えば、標的における多重散乱により角度がばらつきその効果によって粒子検出器での位置分解能が悪化すれば、結果として運動量分解能も悪化することとなる。もちろん、HRS、HKS ともに point-to-point 収束するビーム光学として設計されているため、ここで例として挙げた粒子の角度と運動量のカップリングは小さい。しかし全くないわけではなく、わずかながらも存在する。つまりこの間接的效果と呼んでいるのは、式 (14)–(19) の二乗和平方根を用いて導出する方法で無視している共分散の項の寄与と言い換えることができる。このようなビーム光学の複雑なふるまいも含めた標的物質の欠損質量 (束縛エネルギー) 分解能を見積もるため、ビーム光学を組み込んだモンテカルロ (MC) シミュレーションを用いた評価を行った。節 5.1.3 では、MC シミュレーションの結果得られたセル設定 A、B に対する欠損質量分解能を示す。さらに、期待される欠損質量分解能と信号の統計量を考慮して Λ 束縛エネルギーの決定精度の統計誤差 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{stat}}|$ を評価する。

5.1.1 多重散乱

多重散乱とは、図に示すような、荷電粒子が物質中を通過する際に、クーロン力の影響で何度も散乱されてしまい、ビーム方向に角度を持つようになる現象のことである。

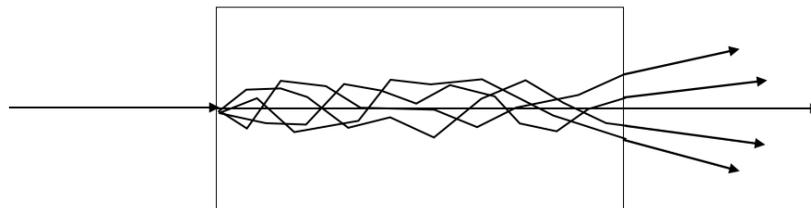


図 5.1 荷電粒子が物質を通過する際の多重散乱の様子の概念図

ビーム粒子や散乱粒子は、気体標的および標的セルを通過する際に多重散乱の効果で角度に広がりを持つ。ガス標的における粒子の散乱は標的セルにおけるものと比べて小さいため、この節では標的セルにおける多重散乱の効果を評価す

る*2。

多重散乱の効果を確認するため、Geant4 を用いた解析を行いその値を確認した。前章のエネルギー損失のシミュレーションの際に用いたセットアップと同じく、直方体の単純モデルを用い、また、入射電子ビーム、散乱電子を 6.5 度、K 中間子を 12.5 度の角度である厚さの標的セル (Geant4 内でアルミニウムとして定義した) に照射し、通過した後の角度の様子を解析した。

MC シミュレーションで得られる角度の広がりの様子を表すヒストグラムの例を図 5.2 に示す。多重散乱の効果による角度の広がり ($\Delta\theta^{\text{ms}}$) として、このヒストグラムをガウス関数でフィッティングして得られた分散 σ^2 を、半値全幅 (FWHM) に変換して評価する。Geant4 MC シミュレーションを用いて入射

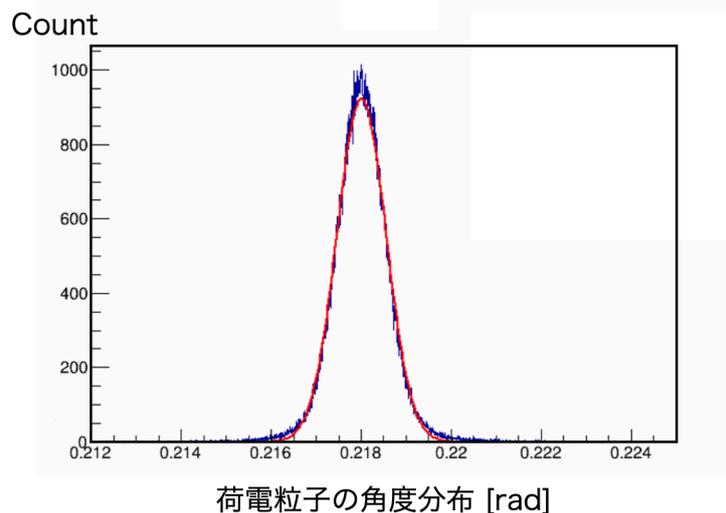


図 5.2 12.5 度 (≈ 218 mrad) に射出した K^+ が特定の厚さの物質 (アルミニウム) を通過した際の多重散乱による角度の広がり Geant4 を用いた MC シミュレーションで求めた結果の例。赤い線はガウス関数でフィッティングした結果である。

電子、散乱電子、K 中間子の異なる標的セルの厚さをに対する多重散乱による角度の広がりを見積もった結果を表 5.1 に示す。セル設定 A、B の場合に、多重散乱による角度の広がりが散乱電子 (K 中間子) に対してそれぞれ全幅で 0.5 (1.3) mrad 程度と 1.1 (3.2) mrad 程度と見積もられた。

*2 節 5.1.3 で統計誤差を求める際はガス標的の効果も含めてシミュレートしている。

表 5.1 各荷電粒子の標的セル厚を変化させたときの (多重散乱による) 角度の広がり $\Delta\theta^{\text{ms}}$ を Geant4 を用いた MC シミュレーションで求めた結果。半値全幅で示している。

Target cell thickness t (mm)	Beam electron $\Delta\theta_e^{\text{ms}}$ ($/10^{-4}$) (rad)	Scattered electron $\Delta\theta_{e'}^{\text{ms}}$ ($/10^{-4}$) (rad)	K^+ $\Delta\theta_K^{\text{ms}}$ ($/10^{-4}$) (rad)
0.3	3.41	4.77	12.9
0.6	5.01	7.00	18.7
0.9	6.22	8.72	23.3
1.2	7.21	10.2	27.7
1.5	8.13	11.4	31.5

5.1.2 エネルギーストラグリング

エネルギーストラグリングとは、荷電粒子が物質中を通過する際に失うエネルギーの大きさに統計的ゆらぎが生じることで、荷電粒子のエネルギー分布が、物質を通過した後では幅を持つようになる現象のことである。本実験において、欠損質量の導出のために各粒子の反応前後にもつ運動量 (エネルギー) の情報を用いるため、エネルギーストラグリングは欠損質量の分解能に影響する。ただし、前節と同様気体標的における影響は標的セルにおけるものと比べて小さいため、ここでは標的セルによる影響のみを評価する。

エネルギーストラグリングの効果も、前節の多重散乱の効果を見積もった際に使用した MC シミュレーションを用いた。得られるエネルギー損失の分布は図 4.1 のようにランダウ関数的になるが^{*3}、本見積りでは、シミュレートして得られたエネルギー損失ヒストグラムの MPV 周辺をガウス関数でフィッティングしてその分散 σ^2 を導出し、それを全幅 (FWHM) へ変換した。

ここで、式 (14)–(19) にあるように欠損質量に影響するパラメータとしてはエネルギーでなく運動量を用いるので、

$$p^2 = E^2 - m^2 \quad (20)$$

^{*3} 図 4.1 は標的物質に落ちたエネルギー分布であるが、ここで見積もっているのは粒子が落としたエネルギーである。標的中で発生する制動放射 γ 線等の標的物質で必ずしもエネルギーを落とさないが、入射粒子のエネルギーは損失している事象も多々あるため厳密には一緒ではない。ピーク付近の分布関数は両者近い分布を持つので一見区別が難しいので注意が必要である。

から導出できる式

$$\begin{aligned}\Delta p &= \frac{E}{p} \times \Delta E \\ &= \frac{1}{\beta} \times \Delta E \\ &= \frac{\sqrt{p^2 + m^2}}{p} \times \Delta E\end{aligned}\quad (21)$$

を用いてエネルギー分解能を運動量分解能に変換した。この変換の際、入射電子、散乱電子、中間子に対する運動量をそれぞれ 4.2、2.7、1.2 GeV/c とした。

以上の解析から求めた、エネルギーストラグリングによる入射電子、散乱電子、K 中間子の標的厚ごとの運動量の広がり (Δp^{st}) を表 5.2 にまとめる。前述の通

表 5.2 各荷電粒子に対する、エネルギーストラグリングによる標的セル厚ごとの運動量の広がり。値を半値全幅 (FWHM) で示している。

Target cell thickness t (mm)	Beam electron $\Delta p_e^{\text{st}}/p$ ($/10^{-5}$)	Scattered electron $\Delta p_{e'}^{\text{st}}/p$ ($/10^{-5}$)	K^+ $\Delta p_K^{\text{st}}/p$ ($/10^{-5}$)
0.3	6.35	5.53	5.56
0.6	7.2	10.6	10.3
0.9	16.4	12.4	13.6
1.2	21.2	20.2	15.6
1.5	27.2	25.6	19.1

り、磁気スペクトロメータ固有の運動量・角度分解能に表 5.1、表 5.2 でまとめた多重散乱とエネルギーストラグリングの効果を加味した分可能を評価し、それらを式 (14)–(19) に代入し、二乗和の平方根をとることで第一近似的に欠損質量の分解能を求めることが可能である。しかし、より正確な分解能の導出にはこれでは不足がある。次項にて詳しく説明する。

5.1.3 実験分解能の総合評価と統計誤差のまとめ

節 5.1.1、節 5.1.2 において、直接的に欠損質量の分解能に寄与する効果として多重散乱とエネルギーストラグリングの大きさを定量的に議論した。これらの効果は直接的に欠損質量分解能に反映されるが、これらの効果は HRS、HKS の粒子検出器における位置、角度分解能の悪化としても寄与する。我々の実験では、

HRS、HKS の粒子検出器での粒子の位置・角度情報を逆輸送行列を用いることで標的における粒子の運動量ベクトルとして算出する。そのため、多重散乱やエネルギーストラグリングの効果がどの程度運動量・角度再構成分解能に寄与し、最終的に欠損質量測定分解能として反映されるかは、HRS、HKS のビーム光学情報を組み込んだモンテカルロ (MC) シミュレーションにより評価する必要がある。

表 5.3 に Geant4 を用いた MC シミュレーションの結果を示す。本見積では、PCS+HRS、PCS+HKS に対して独立のシミュレーションコードを用いて行った。磁石の 3 次元磁場情報や標的物質もシミュレーション内に構築している。本シミュレーションでは、 3 mg/cm^3 のヘリウムガスを $\phi 200 \text{ mm}$ のツナ缶型の

表 5.3 PCS+HRS、PCS+HKS のビーム光学情報を含んだ MC シミュレーションによる標的セル厚 t を変化させた際の運動量、角度分解能の変化。ガス密度が 3 mg/cm^3 のヘリウムガスがツナ缶型のセルに封入されている場合を仮定し、標的セルの材質はアルミニウム (2.7 g/cm^3) とした。標的セル厚がゼロの点については、ガスもシミュレーションには設定していない。全て半値全幅 (FWHM) の値である。なお、 x' 、 y' はそれぞれ $\frac{p_x}{p_z}$ 、 $\frac{p_y}{p_z}$ と定義される量で角度を表す。

Thickness t (mm)	$dp_{e'}/p_{e'}$ ($/10^{-4}$)	dp_K/p_K ($/10^{-4}$)	$\delta x'_{e'}$ ($/10^{-3}$)	$\delta y'_{e'}$ ($/10^{-3}$)	$\delta x'_K$ ($/10^{-3}$)	$\delta y'_K$ ($/10^{-3}$)	dM_{HYP} (MeV/ c^2)
0.0	2.88	4.48	1.68	1.10	1.32	0.99	1.0
0.3	3.20	5.68	1.90	1.44	1.92	0.97	1.1
1.5	3.84	6.72	2.36	1.90	3.38	0.99	1.3

セルに封入した場合を仮定し、標的セルを 0–1.5 mm の間で変化させて運動量、角度分解能を全幅として見積もった。表の最後の列には、得られた運動量、角度分解能からモンテカルロ的に見積もった ${}^3\text{He}(e, e'K^+)_{\Lambda}^3\text{H}$ に対する欠損質量分解能 (FWHM) を示している。得られるピークの分布をガウス関数を仮定すると、 Λ 束縛エネルギーの統計誤差 ($\Delta B_{\Lambda}^{\text{stat.}}$) は以下のように決まる：

$$|\Delta B_{\Lambda}^{\text{stat.}}| = \frac{\text{FWHM}}{2\sqrt{2\ln 2} \times \sqrt{N_{\text{HYP}}}} \quad (22)$$

ここで、 N_{HYP} はハイパー核の収量である。 N_{HYP} は以下のように求める：

$$N_{\text{HYP}} = \frac{d\sigma}{d\Omega_K} \times d\Omega_K \times N_{\text{target}} \times \Gamma^{\text{int}} \times N_e \times \epsilon \times f_{\text{decay}} \times f_{\text{density}} \quad (23)$$

N_{HYP} は ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ (${}^4_{\Lambda}\text{H}$) に対して 260 (215) カウントと得られる。ここで、各パラメータの値として、微分断面積 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = 5$ (20) nb/sr [38]、立体角 $d\Omega_K = 7$ msr、標的数 $N_{\text{target}} = 7.0 \times 10^{21}$ (1.0×10^{22}) cm^{-2} 、仮想光子フラックス $\Gamma^{\text{int}} = 2 \times 10^{-5}$ /electron、 $N_e = \frac{50 \mu\text{A}}{e} \times 3600 \times 24 \times 20$ (2) days = 5.4×10^{20} (5.4×10^{19})、トータル検出効率 $\epsilon = 0.26 \times 0.75$ (K^+ の崩壊率、DAQ その他検出効率)、ビーム照射時のガス密度の低下効果 [25] $f_{\text{density}} = 0.50$ を仮定した。 N_{target} の算出の際、ヘリウム 3 (4) のガスの密度を 2 (4) g/cm^3 とした。また、 $\phi 200$ mm のツナ缶型標的のうち、 $200 - (2 \times t_{\text{cut}})$ mm の範囲を実際に解析に使える領域とした。これは、標的セルから発生した粒子の事象をデータ解析で除去しガス領域からの事象を選定する際に反応位置 z_t の再構成情報を用いるが、この分解能が 15 mm (FWHM = $\sigma_z \times 2\sqrt{2\ln 2}$) と MC シミュレーションで見積もられているため $t_{\text{cut}} = 2\sigma_z = 13$ mm としている。以上で見積もられた期待される収量とエネルギー (欠損質量) 分解能を式 (22) に代入すると、表 5.4 のようにセル設定 A、B それぞれについて $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{stat.}}|$ が得られる。

表 5.4 標的セル設定 A、B に対する、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の Λ 束縛エネルギーを決定する際の統計誤差 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{stat.}}|$ の評価のまとめ。括弧内の数値は ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の測定について見積もられる統計誤差である。

Target cell type	Cell wall thickness t (mm)	$ \Delta B_{\Lambda}^{\text{stat.}} $ (keV)
A	0.3	29 (32)
B	1.5	34 (37)

5.2 系統誤差 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.}}|$

本実験における Λ 束縛エネルギーの系統誤差は主に、(i) Λ 、 Σ^0 を用いたエネルギー校正手法、(ii) 標的物質における運動量 (エネルギー) 損失の補正、に起因する。(i) の誤差はこれまでの実験により、 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.;calib.}}| = 50$ keV 程度であると期待されるため [13]、 B_{Λ} の系統誤差は、

$$|\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.}}| = \sqrt{|\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.;dp}}|^2 + |\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.;calib.}}|^2} \quad (24)$$

$$= \sqrt{|\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.;dp}}|^2 + 50^2} \quad \text{keV} \quad (25)$$

と計算される。ここで、 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.;dp}}|$ は、式 (11)–(13) に示した運動量損失補正に関わる系統誤差である。標的セルの厚さのばらつきの標準偏差を 10% と仮定して、標的セル厚 t を 0.3–1.5 mm の範囲で変化させ、系統誤差がどのように変化するかを見積もった結果を表 5.5 に示す。10% のばらつきの場合には、0.9 mm 厚のセルで目標の 100 keV を系統誤差のみで超えてしまうため、問題であると考えられる。そこで、本設計ではセル形状を「ツナ缶型」とし、形状を簡素化する

表 5.5 標的セル厚のばらつきの標準偏差を 10% と固定した場合の運動量損失補正に起因する Λ 束縛エネルギーに対する系統誤差 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.;dp}}|$ の見積り。

Cell wall thickness t (mm)	$ \Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.;dp}} $ (keV)	$ \Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.}} $ (keV)
0.3	29	59
0.6	59	77
0.9	88	101
1.2	120	130
1.5	150	158

ることによってセル厚のばらつきを抑えることを目指した。これにより、セル厚のばらつきを標準偏差で $\sigma_t = 25 \mu\text{m}$ に抑えることが現実的に可能である。このセル厚のばらつきは、 $t = 0.3$ 、1.5 mm に対してそれぞれ 8.3%、2.0% の誤差に対応する。表 5.6 に $\sigma_t = 25 \mu\text{m}$ を仮定した場合の、セル設定 A、B に対する

表 5.6 標的セル厚さ t のばらつきが $\sigma_t = 25 \mu\text{m}$ の標準偏差をもつ場合の Λ 束縛エネルギー測定の系統誤差 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.}}|$ の見積り。括弧の中の数値は運動量補正に関わる系統誤差 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.;dp}}|$ を示す。参考までに厚さのばらつきが $\sigma_t \times 3 = 75 \mu\text{m}$ の場合も示している。

Production	Systematic error	$\sigma_t = 25 \mu\text{m}$		$\sigma_t \times 3$	
		$t = 0.3 \text{ mm}$ Target cell A	$t = 1.5 \text{ mm}$ Target cell B	$t = 0.3 \text{ mm}$	$t = 1.5 \text{ mm}$
Λ	$ \Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.}} $	(18)	(22)	(53)	(55)
${}^3_{\Lambda}\text{H}$	$(\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.;dp}})$ (keV)	55 (23)	59 (29)	84 (68)	86 (70)

系統誤差をまとめた。参考として、 $\sigma_t \times 3 = 75 \mu\text{m}$ の標準偏差のばらつきを持つ場合も示している。なお、 Λ 生成に対する系統誤差については運動量補正に関わる誤差しか示していない。 Λ は運動量校正に使用するため、この運動量補正誤差が $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.;calib.}}|$ の方に反映される。つまり、ここで議論した Λ に対する運動

量補正の誤差 ($\sigma_t = 25 \mu\text{m}$ の場合には 20 keV 程度) も考慮して、式 (25) で使用した $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.;calib.}}| = 50 \text{ keV}$ を仮定した。

5.3 トータル誤差 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{tot.}}|$ と標的セルの決定

5.3.1 トータル誤差の算出

以上で評価したセル設定 A、B に対する統計誤差、系統誤差の両方を考慮したトータルの誤差を以下のように見積もる：

$$|\Delta B_{\Lambda}^{\text{tot.}}| = \sqrt{|\Delta B_{\Lambda}^{\text{stat.}}|^2 + |\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.}}|^2} \quad (26)$$

式 (26) に表 5.4、表 5.6 にまとめた統計誤差、系統誤差の値を代入し、セル設定 A、B に対するトータル誤差を評価した。表 5.7 にその結果をまとめる。セル設

表 5.7 セル設定 A、B の場合の、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の Λ 束縛エネルギー測定のとータル誤差の見積り。括弧内の数値は ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ に対する見積りを示す。

Target cell type	Cell wall thickness (mm)	$ \Delta B_{\Lambda}^{\text{tot.}} $ (keV)
A	0.3	62 (63)
B	1.5	68 (69)

定 A、B に対するトータル誤差はそれぞれ $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{tot.}}| = 62, 68 \text{ keV}$ と見積もられどちらの設定でも我々の要求を満たしていることが分かった。また、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ のトータル誤差は、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ のトータル誤差と同程度である。

5.3.2 標的セル設定の決定

以上で評価した Λ 束縛エネルギー測定の精度の観点では、セル設定 A、B のどちらも十分であることから、より簡易的なシステムであるセル設定 B を選択すべきだと言える。しかし、実験を遂行するにあたって注意すべき事として、トリガーレート (コンピュータに対してデータの記録を要求するスピード) も一つの大きなポイントとなる。物理模型に基づいた疑似データを PCS+HRS、PCS+HKS をモデル化した MC シミュレータで解析し、トリガーレート (主に

背景事象を起因とする粒子がつくる偶発的コインシデンスの計数率)を見積もることができる。このレートシミュレータは片山氏(京大、2020年度修士論文)が本実験に条件に最適化する形で開発したもので、過去に JLab Hall C で行われた E05-115 (HES-HKS) 実験のトリガーレートを良く再現することが確認されている。本シミュレータでヘリウムガス標的をセル設定 A、B に封入した場合を仮定し、トリガーレートを見積もるとそれぞれ 0.2 kHz、1.5 kHz 程度であると見積もられた [39]。この際、トリガー条件に HKS に設置されているエアロゲルチェレンコフ検出器による π^+ の除去、水チェレンコフ検出器による陽子の除去の条件も含まれている [40]。典型的な許容できるトリガーレートは 2 kHz 程度であり、設定 B の場合の 1.5 kHz においても十分高いデータ収集 (DAQ) 効率を維持してデータ取得できるようにも思われる。しかし、予期せぬバックグラウンドが発生しないとも限らない。実際に、過去の E05-115 (HES-HKS) 実験では標的からの電子-陽電子対生成反応からの陽電子が K 中間子用の磁気スペクトロメータのある一部のコンポーネントへヒットし、そこからの二次的粒子の影響でトリガーレートを逼迫したため、特に陽子数の大きい標的に対してビーム強度を弱めて(つまり、単位時間あたりの信号の収量をさげる形で)実験を進めざるを得なかった [13]。本実験ではこの陽電子バックグラウンドが入ってこない設計にはなっているとはいえ、新しいビーム光学 (HRS-HKS の組み合わせ初めての設定。さらにこの上流に設置する PCS は新設磁石である) での実験であるため、余裕を持った設計は不可欠である。すなわち、トリガーレートに余裕を持った設計という観点で設定 A が望ましい。さらに我々の実験では、ハイパー核の収量を大きくするため、磁気スペクトロメータをなるべく前方角度に設置する。そのため、標的の下流のビームダンプライン(使われなかったビーム電子やビーム照射により発生した二次的粒子をビームダンプへと導く真空パイプ)をなるべくスリムに作りものの干渉を避ける必要がある。仮にビームが通過する物質が多いと、先述した多重散乱等の効果によりビームが広がるためそれに応じてビームパイプを太くする必要が出てきてしまう。つまり、ビームダンプラインも含

めたセットアップの詳細設計上、セル設定 A を採用することに利点がある。以上のように、(a) Λ 束縛エネルギー測定のとータル誤差、(b) トリガーレート、(c) ビームダンプリンのスリム化の必要性を総合的に考慮し、セル設定 A (標的セル厚さ $t = 0.3 \text{ mm}$) を採用することと決定した。

5.3.3 セル形状についての補足 (ツナ缶型 vs. 葉巻型)

セルの形状について、本研究ではセル厚さ一様性を重視し「ツナ缶型」を採用している。しかし、過去に JLab Hall A で我々のグループが行った $nn\Lambda$ 状態の探索実験 [26, 27] では、長さ 250 mm の「葉巻型」のセルが採用され、そこに 0.1 g のトリチウムガス (約 40 TBq) を封入し実験に使用した [25]。この葉巻型のトリチウムガス標的には、葉巻の先端 (人が葉巻をくわえる場合に、口に向かう側) からビームを照射し、散乱粒子は葉巻の側面 (人が葉巻を持つ面) から散乱粒子が通過する。葉巻型はツナ缶型に比べて、ガス密度を同じ場合に封入するガスの量が少なく済むという利点がある。しかし、この実験で使用したトリチウムガス標的はハイパー核実験以外の他の実験とも共通で使用した標的であり、以下の主な 2 点の理由で、 $nn\Lambda$ 探索実験に最適なものではなかったと言える：

- 葉巻側面における粒子の通過距離

Λ ハイパー核の収量を高めるために磁気スペクトロメータを前方角度 ($\theta_{\text{spec.}} = 13.2 \text{ deg}$) に設置した。そのため、葉巻側面の標的セルにおける粒子に対してセル厚さ (おおよそ $t = 0.4 \text{ mm}$) に乗ずる形で $\frac{1}{\sin \theta_{\text{spec.}}} \simeq 4.4$ のファクターがかかり、のセル内通過距離が長くなってしまった。これにより、節 5.1 や節 5.2 で述べた B_{Λ} 測定の統計誤差や系統誤差を抑えるのが難しかった。

- 標的セル厚の一様性

葉巻型セルを製作する際、アルミ合金の塊をくり抜く工程がある。その際ドリルで加工するので、250 mm 超の長いドリルを扱うが、深く削ったときに振動やブレを抑えるのは技術的に難しく、厚さに一定のむらが生じてしまっ

た。実際の $nn\Lambda$ 実験で使用したトリチウム標的とエネルギー校正用標的である水素に使用したセルの厚さ測定の位置によるばらつきは標本偏差で (側面だけでのデータを用いて) 9–24% もあった [25]。

本実験においても、 $nn\Lambda$ 探索実験と同様の葉巻型の可能性についても考察した。葉巻型の標的セルを散乱電子スペクトロメータの方へ傾ける (標的セルの長手方向の向きを散乱電子の散乱角度にそろえる) ことにより、上にのべた $1/\sin\theta_{\text{spec}}$ のファクターを抑えることができる。しかし、葉巻型セルの現実的に得られる厚さの一様性を考慮して標的物質中の運動量 (エネルギー) 損失補正に関わる系統誤差 (5.2 章) を見積もると、本実験の要求を満たすことが難しいことが分かった。そのため、本実験における標的セル形状として「ツナ缶型」を採用することを決定した。

6 まとめ

本研究では、米国・JLab で計画している ${}^3\text{He}(e, e'K^+){}^3_\Lambda\text{H}$ 反応を用いたハイパートライトンの Λ 束縛エネルギー精密測定 (JLab C12-19-002 実験) のための極低温ガス標的の基本設計を行った。設計するにあたり主に以下の三点を考慮した：(a) 得られる物理結果、(b) 除熱性能、(c) その他機械的な制約。本研究の定量的な評価のために三次元要素法を用いた熱伝導計算が可能な ANSYS と磁気スペクトロメータのビーム光学を組み込んだ Geant4 モンテカルロシミュレーションを用い、ガス標的セルの形状を「ツナ缶型」、大きさを「 $\phi 200$ mm」、セル厚を「0.3 mm」と決定した。この設計において ${}^3_\Lambda\text{H}$ の Λ 束縛エネルギー測定におけるトータル誤差 (統計、系統誤差の両方を考慮した誤差) は $|\Delta B_\Lambda^{\text{tot}}| = 62$ keV と得られ、我々が求める要求を十分満たす。また、本実験では ${}^{40}\text{Ca}$ や ${}^{208}\text{Pb}$ といった固体標的も用いるため統合的な標的システムが必要とされる。本研究では、固体・ガス標的の統合標的システムのコンセプト設計と簡易モデルでの除熱性能の計算を行い、ガス、固体標的を同じシステムに乗せることが可能であることも確認した。本研究により決定したガス標的の基本設計パラメータと固体・ガス標的統合系のコンセプト設計をもとに今後 JLab 標的グループと詳細設計の議論を開始する。

謝辞

本研究を修士論文にまとめるにあたり、非常に多くの方々に手助けをいただき、誠にありがとうございました。この場を借りてお礼申し上げます。特に、指導教員である後神利志助教には、研究の指針の相談や本論文の添削など様々な場面でお力添えをいただき、本当にありがとうございました。また、永江知文教授には、修士論文の発表会や日々の会話の中で常に助言をいただき、研究を進める上でとても参考にさせていただきました。大変感謝しております。

永尾翔助教を始めた東北大学の方々にも、ミーティング中での助言などを多分にいただき、とても参考になりました。また、同じ研究グループの先輩である梅崎英一氏、鈴木一輝氏には様々なことを尋ね、その度に優しく教えていただき、全く得難い先輩方だったと思っています。

その他の研究室の方々にも、様々な場面でお世話になりました。同じ居室である稲葉健斗氏にはいつも気にかけていただき、落ち込みかけていたときに励ましていただいたことがとても嬉しく、ありがたかったです。同期の片山一樹氏、大橋翼氏とは、情報を交換しながら切磋琢磨することができ、とて身になることばかりでした。まだまだ研究室の皆様へ個別の感謝の気持ちを伝えたいところではありますが、紙面と時間の都合上まとめてお礼申し上げることにします。

最後に、ここまで私を育ててくれた家族に感謝の気持ちを述べさせていただきます。これまでな形で迷惑をかけてきましたが、その度にました。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] M. Danysz and J. Pniewski, *Phil. Mag.* 44 (1953).
- [2] M. Jurič et al., *Nucl. Phys. B* 52, 1 (1973).
- [3] T.O. Yamamoto et al. (J-PARC E13 Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 115, 222501 (2015).
- [4] T. Miyoshi et al. (HNSS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 90, 232502 (2003).
- [5] L. Yuan et al. (HNSS Collaboration), *Phys. Rev. C* 73, 044607 (2006).
- [6] T. Gogami et al. (HKS (JLab E05-115) Collaboration), *Phys. Rev. C* 93, 034314 (2016).
- [7] A. Umeya et al., *JPS Conf. Proc.* 26, 023016 (2019).
- [8] ALICE Collaboration, *Phys. Lett. B* **797**, 134905 (2019).
- [9] P. Liu, *Nucl. Phys. A* **982**, 811–814 (2019).
- [10] The STAR Collaboration, *Nat. Phys.* (2020);
<https://doi.org/10.1038/s41567-020-0799-7>.
- [11] C. Rappold et al., *Phys. Rev. C* 88, 041001(R) (2013).
- [12] O. Hashimoto, H Tamura, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 57, 565 (2006).
- [13] T. Gogami et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* 900, 69–83 (2018).
- [14] L. Tang, C. Chen, T. Gogami et al. (HKS (JLab E05-115 and E01-011) Collaborations), *Phys. Rev. C* 90, 034320 (2014).
- [15] R.H. Dalitz and F. Von Hippel, *Phys. Lett.* 10, 1 (1964).
- [16] A. Esser et al. (A1 Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 114, 232501 (2015).
- [17] F. Schulz et al. (A1 Collaboration), *Nucl. Phys. A* 954, 149 (2016).
- [18] D. Gazda and A. Gal, *Phys. Rev. Lett.* 116, 122501 (2016).
- [19] S.N. Nakamura et al. (HKS (JLab E01-011) Collaboration), *Phys. Rev.*

- Lett. 110, 012502 (2013).
- [20] T. Gogami et al. (HKS (JLab E05-115) Collaboration), Phys. Rev. C 94, 021302(R) (2016).
- [21] T. Gogami et al., Proposal to JLab PAC48, “*High accuracy measurement of nuclear masses of Λ hyperhydrogens,*” 2020.
- [22] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020).
- [23] F. Dohrmann et al., Phys. Rev. C 76, 054004 (2007).
- [24] F. Garibaldi et al. (Jefferson Lab Hall A Collaboration), Phys. Rev. C 99, 054309 (2019).
- [25] S.N. Santiesteban et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A 940, 351-358 (2019).
- [26] L. Tang et al. (JLab Hypernuclear Collaboration), Proposal to JLab PAC45, E12-17-003, “*An isospin dependence study of the Λ - N interaction through the high precision spectroscopy of Λ -hypernuclei with electron beam,*” 2016.
- [27] T. Gogami, ..., T. Toyoda et al., AIP Conf. Proc. 2319, 080019 (2021).
- [28] Y. Fujii et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 795, 351–363 (2015).
- [29] H. Kamada et al., Phys. Rev. C 57, 4 (1998).
- [30] C. Rappold et al., Phys. Lett. B 728, 543–548 (2014).
- [31] A. Gal and H. Garcilazo, Phys. Lett. B 791, 48–53 (2019).
- [32] T. Mart et al, Nucl. Phys. A 640, 235–258 (1998).
- [33] M. Schäfer et al., Phys. Lett. B 808, 135614 (2020).
- [34] O. Hashimoto, L. Tang, J. Reinhold, S.N. Nakamura et al. “*The present status of the JLab E05-115 experiment,*” February 12, 2009.
- [35] J. Alcorn et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 522, 294–346 (2004).
- [36] J. Benesch, “12 GeV CEBAF Beam Parameter Tables,” JLAB-TN-18-

022, 2018.

- [37] 国立研究開発法人産業技術総合研究所. 分散型熱物性データベース. Network Database System for Thermophysical Property Data, <https://tpds.db.aist.go.jp>, (参照 2021-01-26)
- [38] F. Dohrmann et al., Phys. Rev. Lett. 93, 242501 (2004).
- [39] K. Katayama, “*Development of HRS-HKS coincidence trigger system using FPGA —High precision Λ hypernuclear spectroscopy at JLab—*,” Master’s thesis, Kyoto University, JFY2020.
- [40] T. Gogami et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 729, 816–824 (2013).