

修士論文

電磁生成反応による ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ ハイパー核精密分光実験のデザイン

Design of high-precision hypernuclear spectroscopy experiments on ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$
by electromagnetic reaction

石毛 達大
Tatsuhiko Ishige

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

令和5年

修士論文要旨

電磁生成反応による ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ ハイパー核精密分光実験のデザイン

東北大学大学院理学研究科 物理学専攻 原子核物理研究室

石毛 達大

令和 5 年

1. 研究背景と目的

ハイパー核物理はハイペロン (s クォークを含むバリオン) とそれを含む原子核であるハイパー核の研究をする分野であり、その目的の一つに高密度核物質の理解が挙げられる。例として、中性子星コアのような高密度環境下では中性子のフェルミ準位が非常に高くなりエネルギー的にハイペロンが発生し始めると考えられている。この考えに基づいた ΛN 相互作用を取り入れた理論モデル計算をよれば、中性子星の最大質量は太陽質量の約 1.5 倍と導かれた。しかし、近年の太陽質量 2 倍の中性子星の宇宙観測的発見により理論と観測事実の間で矛盾が生まれた。この矛盾は「ハイペロンパズル」と呼ばれ、解決には ΛNN 相互作用が重要であると考えられている。しかし、 ΛNN 三体力のデータが乏しい。そこで我々は ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ の精密分光から ΛNN 相互作用のアイソスピン依存性を、 ${}_{\Lambda}^{208}\text{Tl}$ から質量数依存性を研究する [1,2]。

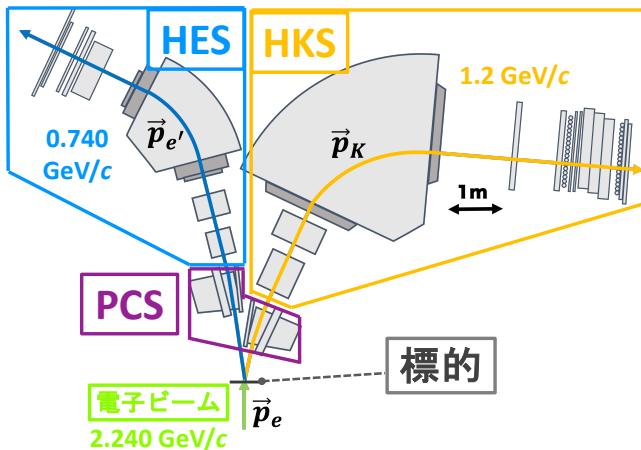


図 1: 次世代実験のセットアップ。電子ビームを照射した標的から生成される e' 、 K^+ を PCS 電磁石対を用いて、 e' を HES スペクトロメータ、 K^+ を HKS スペクトロメータに入射させる。各スペクトロメータで粒子の運動量を測定する。

次世代実験は米国のジェファーソン研究所 (JLab) で実施する予定であり、JLab の高強度な一次電子線を用い、 $(e, e'K^+)$ 反応による ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ と ${}_{\Lambda}^{208}\text{Tl}$ の質量分光を行う予定である。我々は今

まで JLab においてこの手法を開発し、軽いハイパー核に対して高精度の質量分光に成功しており、次世代実験では幅広い質量数領域において高精度質量分光を展開する。

2023 年に実験ホールが Hall-C に決まり、図 1 に示すようにセットアップを採用するが、その配置や実験条件には最適化の余地がある。そこで、本研究の目的は次世代実験セットアップのシミュレーションを用いた実験条件の最適化をし、 ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギーの決定精度を評価することである。

2. シミュレーションコードの開発

実験条件の最適化の手法を確立するために、ハイパー核生成から e' 、 K^+ の検出までを再現する Geant4 シミュレーションコードを開発した [3]。シミュレーションは標的でのハイパー核生成反応を担う標的シミュレーション、磁気光学系内での粒子の輸送から粒子の検出までを再現するスペクトロメータシミュレーションから構成される。特定の反応に注目するため、標的シミュレーションを反応前の電子ビームと、反応後の e' と K^+ を再現するように分けた。また、前回実験のセットアップシミュレーションを元にスペクトロメータシミュレーションを e' 側と K^+ 側に分けた。完成したシミュレーションを実行することで $(e, e'K^+)$ 反応の e' 、 K^+ の運動量ベクトルの情報を取得できる。

3. Λ 束縛エネルギースペクトル見積もり方法

最適化手法の確立のために、 $(e, e'K^+)$ 反応のイベントを生成するシミュレーションに加え、ハイパー核収量を見積もり Λ 束縛エネルギースペクトルを作成する必要がある。ハイパー核イベント数とバックグラウンドイベント数を見積もる計算方法を確立した。その際、過去実験の条件でイベント数を再現するようにパラメータを調整した。完成したシミュレーションコードと確立したイベント数計算を用いた $(e, e'K^+)$ 反応イベント

の再現により定量的な Λ 束縛エネルギースペクトルの見積りが可能となった [3]。

4. 実験条件の最適化と期待される結果

確立した Λ 束縛エネルギースペクトルの見積もり方法を用いて、実験条件の最適化を行なった。実験条件は HES のビーム軸に対する水平方向の設置角度 (HES 角度と呼ぶ)、標的の厚さ、ビーム電流の大きさであった。スペクトロメータの物理的制約と HES のレート耐性から HES 角度を 8 度に決定した。また標的厚やビーム電流を変化させ、 $^{40,48}\text{K}$ の s_Λ のピークをガウシアンでフィットしピークの統計的有意性を求めた。図 2 のように標的厚ごとに s_Λ のピーク有意性を比較し、標的厚を 150 mg/cm^2 に決定した。同様にビーム電流を $10 - 50 \mu\text{A}$ に変化させ、ピーク有意性を比較し、電流の大きさを $50 \mu\text{A}$ と決定した。

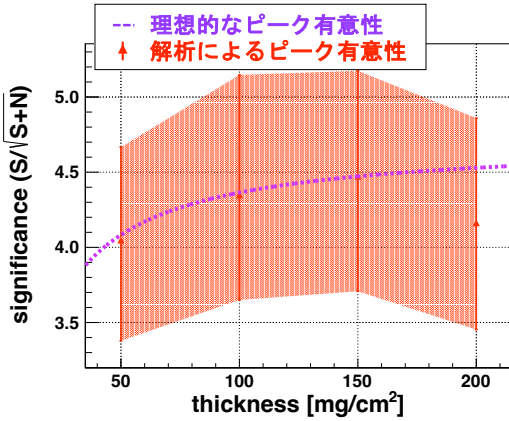


図 2: ^{48}K の理想的な計算によるピーク有意性 (紫線) とフィット解析によるピーク有意性 (赤点)。フィットによるピーク有意性ではエネルギーストラグリングの効果を考慮した。標的厚 200 mg/cm^2 でその効果が現れ始め、理想的な数値からフィットによるピーク有意性は下がる。

実験条件の最適化の後、 $^{40,48}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトルを得た (図 3、4)。 ^{40}K の s_Λ ピークをガウシアンでフィットした結果、ガウシアンの中心値は $\mu = -17.92 \pm 0.02 \text{ MeV}$ 、幅は $\sigma = 0.24 \pm 0.01 \text{ MeV}$ となった。よって、FWHM で 0.57 MeV のエネルギー分解能を期待できる。

^{48}K の s_Λ をガウシアンでフィットした結果、ガウシアンの中心値は $\mu = -18.21 \pm 0.03 \text{ MeV}$ 、幅は $\sigma = 0.29 \pm 0.02 \text{ MeV}$ となった。FWHM で 0.69 MeV のエネルギー分解能を期待できる。

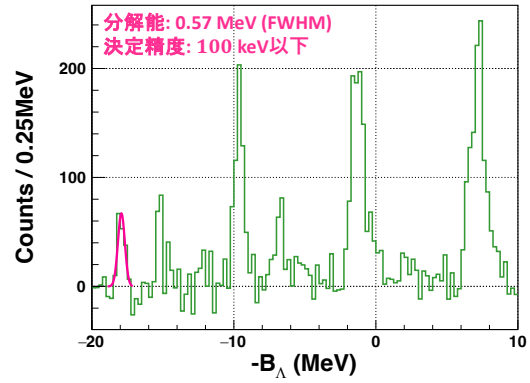


図 3: 標的厚 150 mg/cm^2 、ビーム電流 $50 \mu\text{A}$ 、ビーム照射時間 228 h での ^{40}K の Λ 束縛エネルギースペクトル。バックグラウンドを差し引き、 Λ の quasi-free 生成イベントを取り除いた。

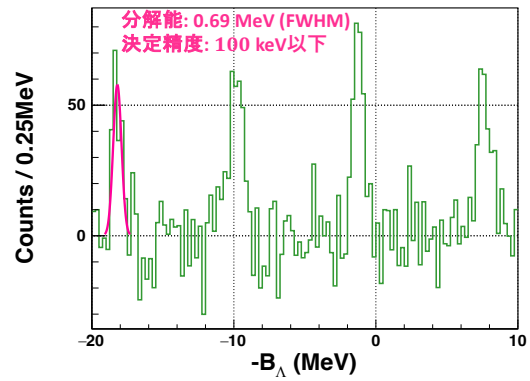


図 4: 標的厚 150 mg/cm^2 、ビーム電流 $50 \mu\text{A}$ 、ビーム照射時間 276 h での ^{48}K の Λ 束縛エネルギースペクトル。バックグラウンドを差し引き、 Λ の quasi-free 生成イベントを取り除いた。

そして、 Λ 束縛エネルギー決定精度は次世代実験のセットアップで 100 keV 以下を期待できる。

5. まとめ

JLab における $^{40,48}\text{K}$ の質量分光実験のセットアップ条件を最適化した。最適化に必要な手法として、シミュレーションと見積もり計算による Λ 束縛エネルギースペクトルの見積もり方法を確立した。確立した手法を用いて、セットアップ条件を最適化し $^{40,48}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギーを見積もった。その結果、 s_Λ 状態に対するエネルギー決定精度が 100 keV 以下と期待できるため、次世代実験では ΛNN 相互作用のアイソスピン依存性や質量数依存性を解明できる。

参考文献と発表成果

- [1] S. N. Nakamura *et al.*, Proposal to JLab (2015).
- [2] F. Garibaldi *et al.*, Proposal to JLab (2020).
- [3] T. Ishige, "The upcoming experiments on electroproduction of Lambda hypernuclei at JLab", Hawaii Island, USA, HAWAII2023 (2023).

概要

ハイパー核物理はハイペロン (s クォークを含むバリオン) とそれを含む原子核であるハイパー核の研究をする分野であり、その意義の一つに高密度核物質の理解が挙げられる。例として、高密度環境下の中性子星コアでは中性子のフェルミ準位が非常に高くなりエネルギー的にハイペロンが発生し始めると考えられている。この考えに基づいて ΛN 相互作用を取り入れた理論モデル計算を行った結果、中性子星の最大質量は太陽質量 1.5 倍と導かれた。しかし、近年の太陽質量 2 倍の中性子星の観測的発見により理論と観測事実とで矛盾が生まれた。この矛盾は「ハイペロンパズル」と呼ばれ、解決には ΛNN 相互作用が重要であると理論的に考えられている。しかし、実験による ΛNN 三体力のデータが乏しい。そこで我々は ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ から ΛNN 相互作用のアイソスピン依存性と、 ${}_{\Lambda}^{208}\text{Tl}$ から質量数依存性の研究をする。次世代実験は米国のジェファーソン研究所 (JLab) で実施する予定であり、JLab の持つ高強度な一次電子線を用い、 $(e, e'K^+)$ 反応による ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ と ${}_{\Lambda}^{208}\text{Tl}$ の高精度質量分光を行う予定である。

2023 年に実験ホールが Hall-C に決まり、用いるセットアップの装置を決定したが、その配置や実験条件には最適化の余地がある。そこで、本研究の目的は次世代実験セットアップのシミュレーションを用いて実験条件の最適化を行い、 ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギーの決定精度を評価することである。

まず初めに最適化手法の確立のために、 $(e, e'K^+)$ 反応のイベントを生成するシミュレーションコードの開発に加え、ハイパー核収量を見積もり計算方法と Λ 束縛エネルギースペクトルの見積もり方法を完成させた。この手法を用いて、 ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ に対する実験条件を最適化し、散乱電子スペクトロメータの設置角度は 8 度、標的厚は 150 mg/cm^2 、ビーム電流の大きさは $50 \mu\text{A}$ と決定した。実験条件の最適化の後に、 ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトルを見積もり、 s_{Λ} ピークをガウシアンでフィットした所、エネルギー決定精度が 100 keV 以下となった。

従って、 ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトルのエネルギー決定精度が 100 keV 以下と期待できるため、次世代実験では ΛNN 相互作用のアイソスピン依存性や質量数依存性を解明できると期待される。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ハイパー核物理とは	1
1.2	ハイパー核物理の研究意義	2
1.3	ハイペロンパズル	3
1.4	ハイパー核生成反応の特徴	7
1.5	本研究の目的	10
第 2 章	JLab での電磁生成反応によるハイパー核実験	11
2.1	$(e, e' K^+)$ 反応実験の特徴	11
2.1.1	運動学	11
2.1.2	素過程断面積	12
2.1.3	仮想光子フラックス	13
2.1.4	バックグラウンドイベント	14
	Møller 散乱	14
	ビーム電子の制動放射	15
	K^+ 測定側の電子・陽電子ペア	17
2.2	JLab での過去実験	18
2.2.1	ジェファーソン研究所 (JLab)	19
2.2.2	E89-009 実験 (Hall-C)	19
2.2.3	E01-011 実験 (Hall-C)	22
2.2.4	E05-115 実験 (Hall-C)	23
2.2.5	E94-107 実験 (Hall-A)	25
第 3 章	次世代実験のセットアップの概要とフルシミュレーションの構築	27
3.1	次世代実験のセットアップ概要	27
3.2	予定されている実験と用いる標的	29
3.3	PCS	30
3.4	HES	32
3.4.1	HES 電磁石	32

3.4.2	HES ドリフトチェンバー (EDC1、EDC2)	34
3.4.3	HES ホドスコープ (EHODO1、EHODO2、EHODO3)	35
3.5	HKS	36
	HKS 電磁石	37
	HKS ドリフトチェンバー (KDC1、KDC2)	39
	HKSTOF 検出器 (KTOF1X、KTOF1Y、KTOF2X、KTOF2Y)	40
	HKS チェレンコフ検出器 (AC1、AC2、AC3、WC1、WC2、WC3)	42
第 4 章	ミッシングマススペクトルの見積もり方法の確立	46
4.1	シミュレーションの開発	46
4.1.1	標的シミュレーション	48
	反応前シミュレーションについて	48
	反応後シミュレーションについて	51
4.1.2	スペクトロメータシミュレーション	55
	HES,HKS シミュレーションについて	56
	運動量分解能の求め方	58
	立体角の求め方	59
	磁場の最適化について	60
4.2	Λ 束縛エネルギースペクトルの見積もりの確立	62
4.2.1	バックグラウンド数の見積もり方法	63
	HES シングルレートの見積もり	64
	HKS シングルレートの見積もり	65
	アクシデンタルバックグラウンドレートの見積もり	69
4.2.2	ハイパー核レートの見積もり方法	70
4.2.3	ミッシングマススペクトルの見積もり方法	71
	ハイパー核のミッシングマススペクトルの見積もり	71
	バックグラウンドスペクトルの見積もり	73
	ミッシングマススペクトルの見積もり	76
第 5 章	セットアップ条件の最適化と期待される結果	77
5.1	セットアップの最適化	77
5.1.1	HES 設置角度の最適化	77
5.1.2	PCS と HES、PCS と HKS の性能	80
5.1.3	最適化におけるフィットループ解析	85
5.1.4	標的の厚さの最適化	88
	エネルギー損失補正	88
	結果	92

5.1.5	電子ビーム強度の最適化	96
5.2	期待される Λ 束縛エネルギースペクトル	99
5.2.1	期待される ${}_{\Lambda}^{40}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトル	99
5.2.2	期待される ${}_{\Lambda}^{48}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトル	101
第 6 章	まとめと今後の課題	104
参考文献		105

第1章

序論

1.1 ハイパー核物理とは

宇宙を構成する最小構成要素は標準模型においてクォーク、レプトン、基本的な相互作用を伝えるゲージ粒子、ヒッグス粒子に分類できる。中でも、物質の最小構成要素は電子と6種類のクォークと強い相互作用のチャージであるカラー(色荷)を伝えるグルーオンで成り立っている。クォークには種類に関わるフレーバーと呼ばれる量子数があり、表 1.1 にまとめた。クォークは電荷 ($+2/3e$, $-1/3e$) を持ち電磁相互作用するだけでなく、弱い相互作用、強い相互作用をする。クォークの世代間の遷移は異なる電荷への遷移だけが許され、弱い相互作用によって実現する。

クォークは現在の宇宙環境では一粒子で存在することはできない。代わりにカラーが白色になるようなクォーク多体系ではカラーの閉じ込め効果により存在できる。2体系ではメソン、3体系ではバリオンが存在し、そしてエネルギー状態が高い場合に4体系のテトラクォーク(例えば、 $X(3872)$)も存在すると考えられる。結果として、強い相互作用で束縛したクォークの組み合わせから非常に豊富な種類のメソンやバリオンが生まれている。特にバリオンの中でも、ストレンジクォーク(sと略記)を少なくとも1つ含み、それ以外がアップクォーク(uと略記)またはダウンクォーク(dと略記)で構成されるものをハイペロンという。

クォーク束縛系の質量はクォークの質量に加え、グルーオンや海クォークによる質量もある。全ての効果をクォークとしてみなす描像(構成子クォーク)では、構成子クォークの質量がu、dクォークで $300 \text{ MeV}/c^2$ 、sクォークで $500 \text{ MeV}/c^2$ と質量比がおおよそ等しくな

表 1.1: 全クォークの種類

電荷 (e)	第一世代	第二世代	第三世代
$+2/3$	u(アップ)	c(チャーム)	t(トップ)
$-1/3$	d(ダウン)	s(ストレンジ)	b(ボトム)

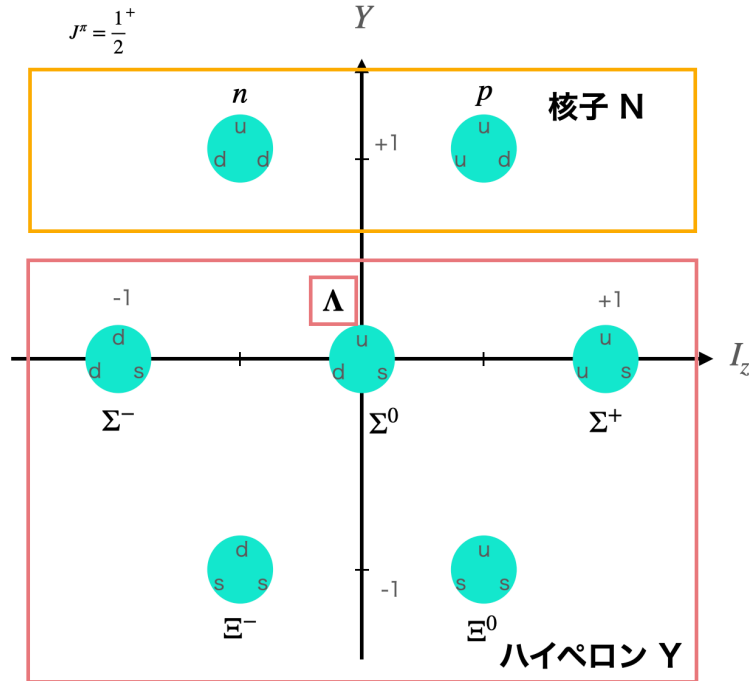


図 1.1: スピン $1/2$ 、パリティ正のバリオン八重項。横軸 I_z はアイソスピンの z 方向、縦軸 Y はハイパーチャージを表す。構成子クォークの描像で $SU(3)$ フレーバー対称性が成り立つ。

り、近似的に $SU(3)$ フレーバー対称性を構成する。これは s クォークを含むバリオンのスピンの $S = 1/2$ の時にバリオン八重項 (図 1.1)、 $S = 3/2$ の時に十重項として表現でき、 $SU(3)$ フレーバー対称性内での仲間として理解できる。

そして、ハイパー核とは原子核の陽子または中性子がハイペロンに置き換わった原子核である。ハイパー核においても一般的な核構造の性質は保っているが、ハイペロンが陽子、中性子とは異なる種類の粒子であるため、核子からのパウリの排他律が適用されず深部の原子核核軌道にも入り込めることが特徴的である。この原子核のプローブとしての特徴を活かして、原子核の深部構造が研究できる。また、地上環境下では Λ 粒子は安定には存在できず、弱い相互作用により寿命 263 ps で π^0 と中性子または π^- と陽子に崩壊し、稀に陽子と電子とニュートリノに崩壊する。ハイパー核内の Λ 粒子のベータ崩壊を用いて核内のバリオンの性質変化を見る実験の実現可能性が提案されている [1]。そして、ハイパー核にはハイペロンが含まれているため、 NN 相互作用の枠組みを拡張した YN 相互作用、バリオン間相互作用を調べるのに良い研究対象でもある。このように、ハイパー核を通して原子核の性質や、バリオンの性質、バリオン間相互作用を明らかにする物理をハイパー核物理という。

1.2 ハイパー核物理の研究意義

主に三つに大別される。

1. バリオン相互作用の統一的理解

核子 (N と表記) は核子同士で π 中間子を交換して束縛し原子核として成り立っている。ハイパー核も同様にハイペロン (Y と表記) と核子が束縛しており、 s クォークを含む K 中間子の交換が起きていると考えている。現在までに原子核散乱実験の豊富なデータから NN 相互作用の研究が進んできた。一方で、 YN 相互作用、 YY 相互作用はハイペロンが 263 ps で崩壊するために低エネルギー領域での散乱実験のデータが不足している。近年、 Σp 散乱実験に成功しており散乱実験のデータを取得が可能となった [2]。また Y を含む束縛系を調べることで、 YN 相互作用、 YY 相互作用を間接的に研究できる。これらの実験結果により NN 間相互作用から YN 相互作用、 YY 相互作用への拡張、すなわちバリオン間相互作用の統一的理解が進む。

2. 核内構造深部の探索

前述の通り、ハイパー核におけるハイペロンは核子と異なる粒子のため、核子のパウリの排他律の効果を受けずに核構造深部まで入れる。図 1.2 に示すように ${}^{89}_{\Lambda}Y$ の質量分光実験による結果がこの性質を表している。 Λ が s 軌道にある s_{Λ} 状態を鮮明に確認できる。さらに NN の有効相互作用を元にした理論と比較することで、より詳細にコアの原子核の情報を取得できる。原子核の核構造を調べる時はノックアウト反応を用いるが、この手法は殻構造深部の s 軌道のピーク幅が大きくなる。一方で、ハイパー核の質量分光実験では、寿命が比較的長い (~ 263 ps) ため、ピーク幅が小さくなり、深部の s_{Λ} が見える。従って、ハイパー核の質量分光によって原子核の核内構造の探索ができる。

3. 高密度核物質天体の理解

中性子星は高密度な核物質で構成された天体である。中性子星は言わば、中性子のみで構成された非常に大きな原子核として捉えることができる。現在の理解では中性子星の内部構造は外殻、内殻、外核、内核があるとされている。コア (内核) では中性子星のコアにハイペロンが安定的に存在するという予測があり、60 年ほど前から提唱されている [4]。 ΛN 相互作用を取り入れたモデル計算では中性子星の質量を太陽質量の 1.5 倍であった [5]。近年、大量質量 2 倍の中性子星が観測的に発見され、観測と予測の間に矛盾が生まれた。この矛盾をハイペロンパズルと言ひ、非常に重要な問題である。ハイペロンパズルの詳細については次のサブセクションで述べる。このようにハイペロンパズルを糸口に、高密度核物質天体である中性子星のコアの組成を解明することができる。

1.3 ハイペロンパズル

中性子星とは重い恒星の超新星爆発後に形成される高密度かつコンパクトな天体である。全ての観測されている中性子星は、その質量が $1 - 2M_{\odot}$ 、半径がおおよそ ~ 10 km と特徴づけ

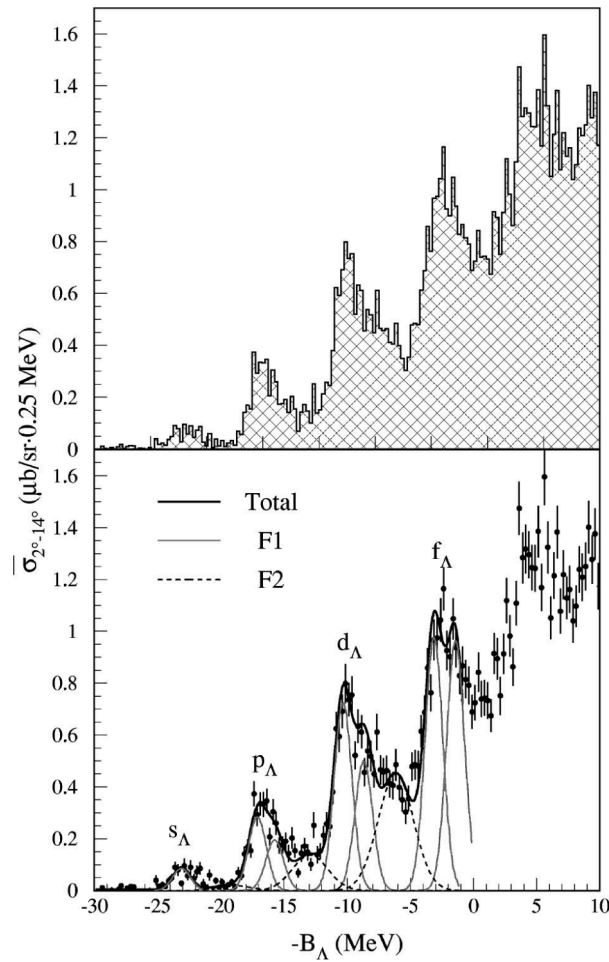


図 1.2: (π^+, K^+) 反応による ${}^{89}_{\Lambda}\text{Y}$ の欠損質量スペクトル [3]。

られている。中性子星の密度については原子核の数密度を $n_0 (= 0.16 \text{ fm}^{-3})$ とすると、中性子星の平均密度は $2n_0$ 以上の高密度になっている。中性子星はバリオンの縮退圧によって自身による重力崩壊を支えて成り立つと考えられている。そして中性子星の内部構造は表面からコアに向けて密度が上がるにつれ、異なる核物質状態に遷移していくと考えられている。中性子星コアに注目すると密度が $\sim 2n_0$ でハイペロンが発生する、またはクォークの自由度が現れる可能性が高い。Brueckner-Hartree-Fock 計算の結果を示す [6]。これによると中性子星のバリオン密度がある閾値を超えると、 Λ 粒子、 Σ 粒子が現れると予想される。

このような中性子星のコアでハイペロンが存在するという予測はエネルギー的に単純な考えに基づいている。中性子星のコアではパウリの排他律から中性子のフェルミ運動量が高く中性子が多く存在することになり、中性子星全体のエネルギーが上がってしまう。そこで、このエネルギーを下げるために、コアでは高い運動量の中性子が異種粒子のハイペロンに変わり運動量を小さくすると考えられる。したがって、中性子はコア内部でハイペロンに変わりがやすく、ハイペロンが β -stable な平衡状態で存在するはずである。

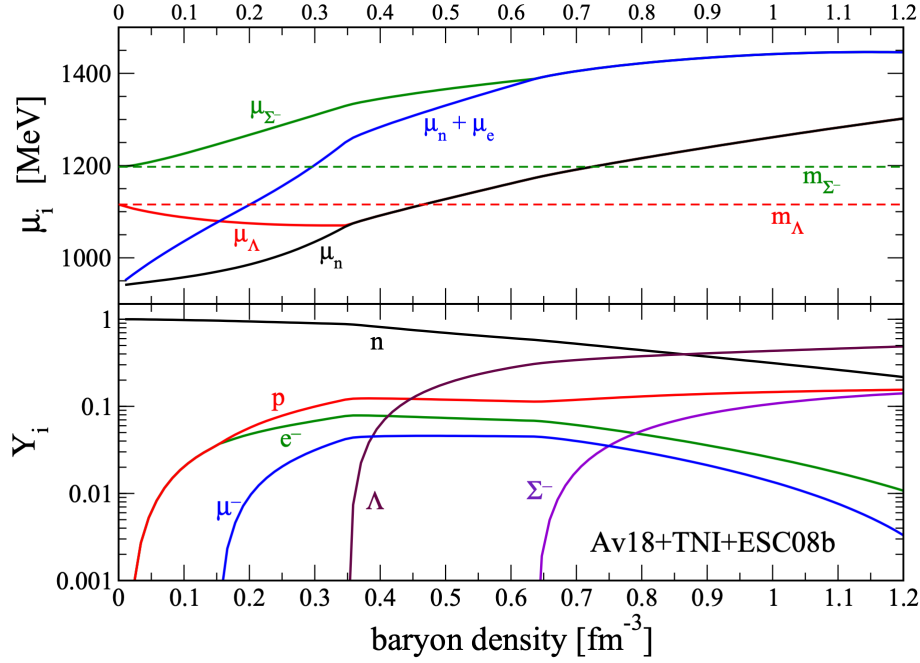


図 1.3: 中性子星内部のバリオン密度とその化学ポテンシャルの変化 [6]。 μ_i は各バリオンの化学ポテンシャルを Y_i は各バリオンの割合を表している。

ハイペロンを含んだ場合で推論される最大の中性子星の質量は、理論計算により $1.5 M_\odot$ であった [5]。一方で近年の観測によって $2 M_\odot$ ほどの重い中性子星 (PSR J1614-2330[7]、PSR J0348+0432[8]、PSR J740+6620[9]) が発見された。この実験観測と理論予測の矛盾を「ハイペロンパズル」と呼び、ハイパー核物理の分野で重要な問題の一つとなっている。

そこで、太陽質量 2 倍を再現するように中性子星の EoS(Equation of State、または状態方程式) を修正する必要がある。その中でも AFDMC(auxiliary field diffusion Monte Carlo) 計算の結果 [10] や三体バリオン斥力を用いた ESC(extended soft core) モデル計算がハイペロンパズル解決の鍵を提供している [10, 11]。図 1.4 が AFDMC 計算により得られた MR 曲線である。赤色の MR 曲線は NN と ΛN 相互作用のみを考慮しており、 $2M_\odot$ に到達していない。しかし ΛN に加えて ΛNN の斥力を考慮した $\Lambda N + \Lambda NN$ の場合、MR 曲線が $2M_\odot$ まで到達する可能性があることを示唆している。 $\Lambda N + \Lambda NN$ の (I) は軽いハイパー核の Λ 分離エネルギーを再現するような条件で (II) はより重いハイパー核を入れて再現するような条件に任意に対応している。パターン (II) の場合であると黒点線のように中性子星が太陽質量 2 倍を超える可能性が示唆された。それと同時に、パターン (I) と (II) の変化からハイペロンパズルの解決には ΛNN 相互作用に関する実験データをより取得する必要性がわかる。

特に中性子星の環境下ではアイソスピンが極端に偏っているため、 ΛNN 相互作用のアイソスピン依存性を取り出したい。しかし、アイソスピン依存性が決まるような十分精度の良い実験データが無い。従って実験で依存性の情報を引き出すことは非常に重要である。

質量分光実験において ΛNN ポテンシャルの情報は Λ 束縛エネルギーから取り出せる。ア

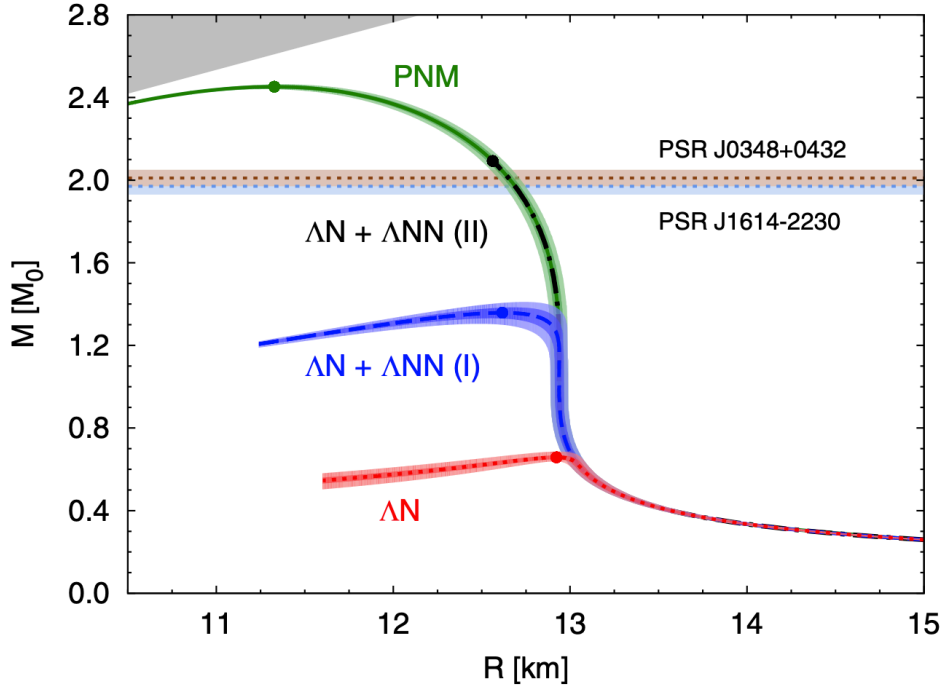


図 1.4: AFDMC 計算により得られた中性子星の MR 曲線 [10]。横軸は中性子星の半径、縦軸は中性子星の質量。中性子星の質量と半径の関係を表す曲線を MR 曲線と言う。ある仮定したバリオン間相互作用を用いて計算すると MR 曲線が得られる。

イソスピン依存性の情報を取るためには、アイソスピン非対称なハイパー核の Λ 束縛エネルギーを測定すれば良い。AFDMC 計算ではアイソスピン非対称な中重ハイパー核の Λ 束縛エネルギーの測定が非常に重要になると提言されている [10]。この計算では ΛNN 三体力のポテンシャルを入れており、その 2π 交換項は

$$v_{\lambda ij}^T \boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j = -3v_{\lambda ij}^T P_{ij}^{T=0} + C_T v_{\lambda ij}^T P_{ij}^{T=1}$$

のようにアイソスピン依存性が含まれている。ここでは実験で確かめられていないアイソスピン項の不定性を考慮するために第二項目の三重項状態 ($T = 1$) の係数を 1 から C_T に置き換えてパラメータ化している。パラメータ C_T の不定性を考えるにあたり、 C_T の値を $[-1.0, 1.5]$ の範囲で変化させると、図 1.5 にあるように軽い質量数領域よりも中質量数領域 ($A \sim 50$) に感度をもつ (B_Λ の変化が激しい)。

AFDMC 計算によって得られた ${}^{40}_\Lambda\text{K}$ と ${}^{48}_\Lambda\text{K}$ に対する C_T の Λ 分離エネルギーの関係性を図 1.6 に示した。 ${}^{40}_\Lambda\text{K}$ では C_T に対する感度は小さく、 ${}^{48}_\Lambda\text{K}$ では C_T に対する感度は大きいと予測される。また ${}^{48}_\Lambda\text{K}$ に対して、プロット点の傾きから B_Λ の決定精度が 100 keV 程度の場合、 C_T は 0.02 の精度になる。

我々のグループは ${}^{40}_\Lambda\text{K}$ と ${}^{48}_\Lambda\text{K}$ の Λ 束縛エネルギーを精度良く求め、そこから C_T を決定することを目的としている。そうすることで、 ΛNN ポテンシャルに制限がかかり、ハイペ

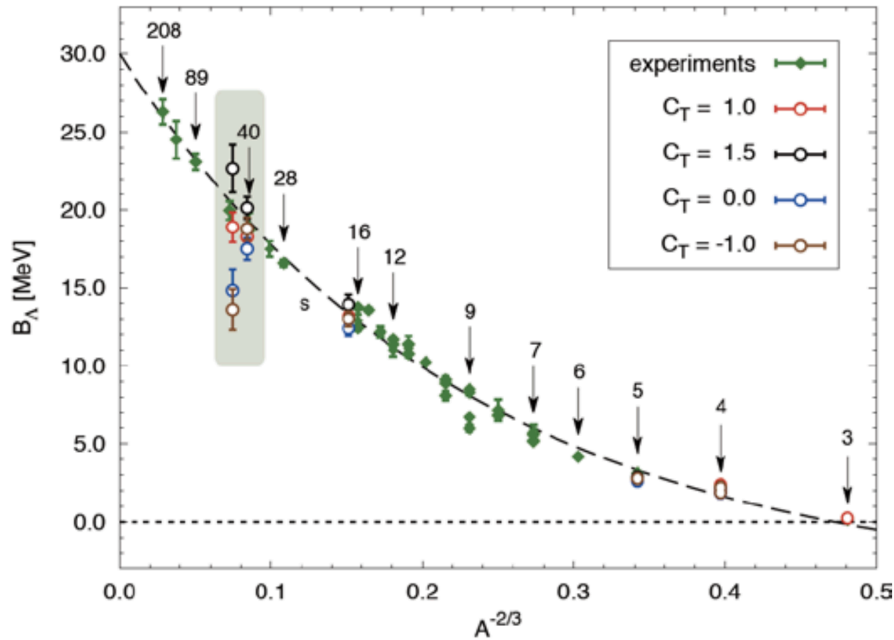


図 1.5: Λ 分離エネルギーの A 依存性 [12]。

ロンパズルの解決に繋がる。

1.4 ハイパー核生成反応の特徴

ハイパー核の生成反応は現在カウンター実験の主流として 3 種類の反応があり、それぞれ (K^-, π^-) 反応、 (π^+, K^+) 反応、 $(e, e'K^+)$ 反応がある。ここでは素過程、素過程の反応断面積の大きさ、素過程反応における Λ の反跳運動量を取り上げる。

- (K^-, π^-) 反応

(K^-, π^-) 反応はハイパー核カウンター実験の初期から成功している反応である。クォークレベルで見た素過程の観点では K^- の持つ s クォークを反応標的の中子子の d クォークと交換し、 Λ と π^- を生成する (図 1.7 上部)。 s と d の交換反応は $(e, e'K^+)$ 反応で説明されるストレンジネスの対生成のように結合定数を乗じる効果がないため、ストレンジ生成反応断面積が $\sim 100 \mu\text{b}/\text{sr}$ と比較的大きい (図 1.8)。この反応は図 1.9 にあるように K^- の運動量が $0.5 \text{ GeV}/c$ かつ π^- の反跳角度が 0 度の時に反跳運動量が 0 になる。また、発熱反応であるため静止した状態でも反応が起きる。

- (π^+, K^+) 反応

(π^+, K^+) 反応は現在主流の反応である。クォークレベルで見た素過程の観点では π^+ と n にある d クォークと反 d クォークのペアが対消滅し $s\bar{s}$ が対生成される (図 1.7 中部)。対消滅、対生成のため結合定数の乗じる効果があり (K^-, π^-) 反応よりもストレンジネス生成反応断面積が小さくなる (図 1.8)。また、吸熱反応であるため

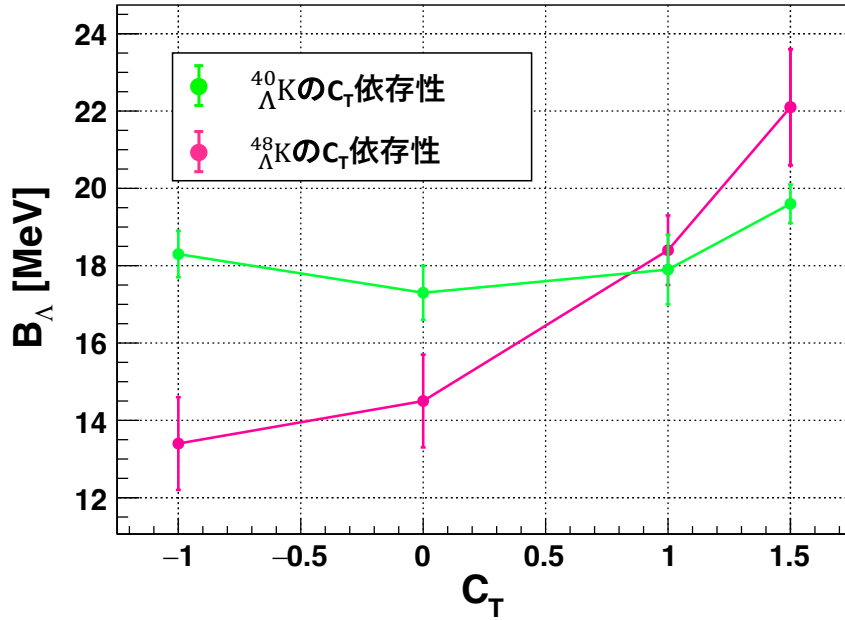


図 1.6: AFDMC 計算によって得られる $^{40,48}_{\Lambda}K$ の s_{Λ} 束縛エネルギーにおける C_T 依存性 [12]。

(K^- , π^-) 反応の逆で、lab 系での反跳運動量が大きい (~ 300 MeV/c)。

- ($e, e'K^+$) 反応

($e, e'K^+$) 反応は 2001 年に成功した反応である。クォークレベルで見た素過程の観点では入射電子が標的に対し仮想光子を渡し、この仮想光子から $s\bar{s}$ が対生成される (図 1.7 中部)。対生成のため結合定数である α を乗じる効果でさらに (π^+ , K^+) よりもストレンジネス生成反応断面積が小さくなる (図 1.8)。この反応は電磁生成によるハイパー核生成で、反応式は



と表される。電子が仮想光子を介して陽子と反応し、陽子から K^+ 中間子と Λ 粒子が生成されることがわかる。特徴として、陽子が反応し、 Λ 粒子に変わることである。他の Λ 粒子生成過程は中性子が反応するため、($e, e'K^+$) 反応は同じ元素標的からアイソスピンパートナーを作ることができ前述した反応と相補的である。

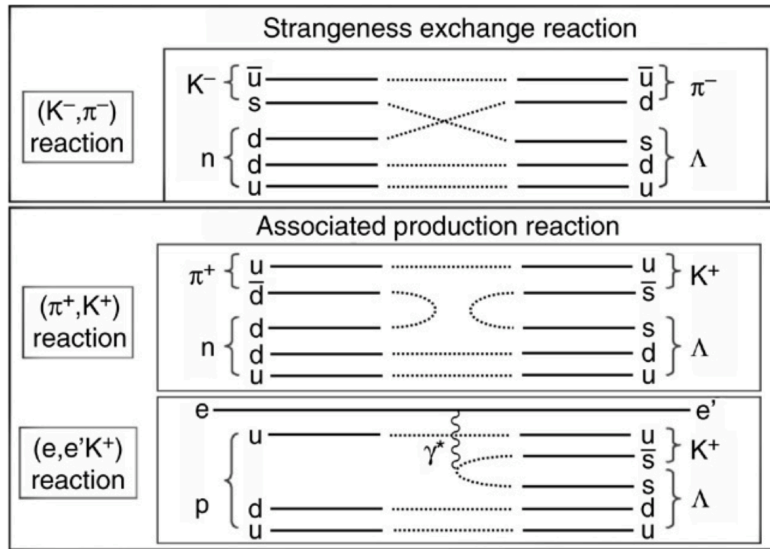


図 1.7: クォークレベルで見た各反応の素過程 [13]。

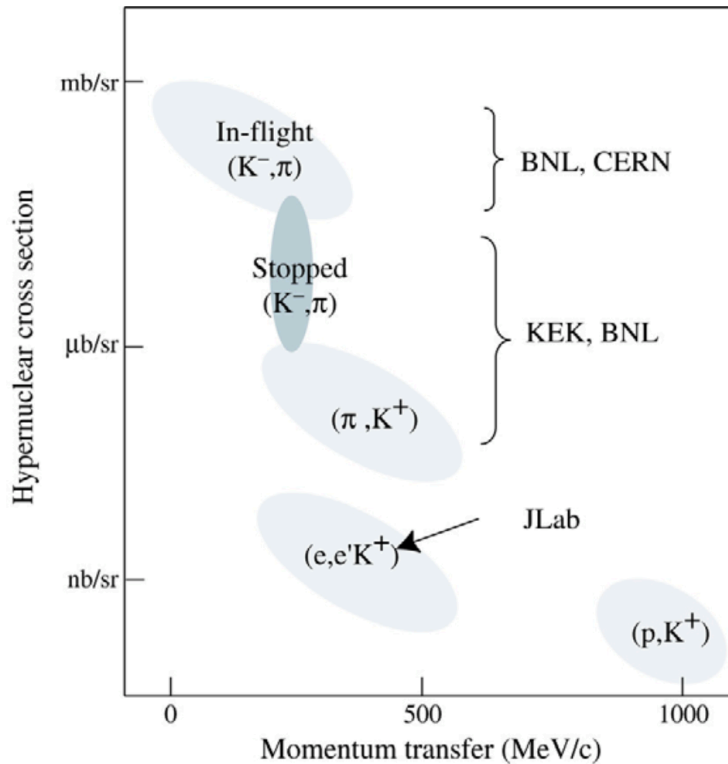


図 1.8: ハイパー核生成反応の断面積と運動量移行の関係 [13]。各反応を用いた実験を展開した研究所を示している。

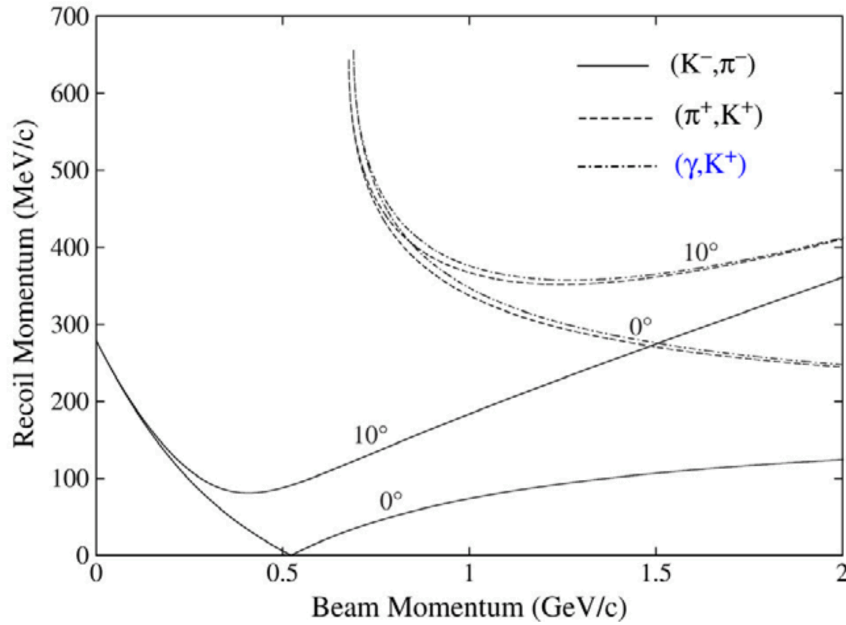


図 1.9: それぞれの反応における入射粒子運動量と Λ の反跳運動量の関係 [13]。反跳する角度を 0° , 10° のように決めると、入射粒子の運動量と Λ 反跳運動量の関係は一つの曲線で表せる。

1.5 本研究の目的

我々の研究グループが主導している JLab ハイパー核コラボレーションは、米国のジェファーソン研究所 (JLab) にて $(e, e'K^+)$ 反応を用いた高精度ハイパー核質量分光の次世代実験を行う予定である。我々は前述した通りハイペロンパズルの解明に向けて ΛNN ポテンシャルのアイソスピン依存性を測定する実験を提案し、承認された [12]。標的として ^{40}Ca , ^{48}Ca を用いて $^{40}_{\Lambda}\text{K}$, $^{48}_{\Lambda}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギーの値を測定する。また、ハイペロンパズルの解明に向けて ΛNN ポテンシャルの質量数依存性を測定する実験を提案し、こちらも承認された [14]。標的としては ^{208}Pb を用いて $^{208}_{\Lambda}\text{Tl}$ の Λ 束縛エネルギーの値を測定する。他にも 2023 年 12 月現在、LOI (Letter Of Intent) として異なる標的での実験を提案をしている [15, 16, 17]。

これらの実験は全て同じセットアップを用いて標的を入れ替えて行う予定である。次世代実験を実施する前にそれぞれの標的に対してより良い物理データが取れるようにセットアップの条件や配置などを最適化する必要がある。そこで、本研究の目的は以下の二点である。

1. 次世代実験のセットアップのフルシミュレーションを作り実験条件を最適化すること。
2. 最適化後に、我々が提案した $^{40,48}_{\Lambda}\text{K}$ の s_{Λ} 軌道の束縛エネルギー決定精度を評価すること。

第2章

JLab での電磁生成反応によるハイパー核実験

2章では、本研究の実験である JLab での電磁生成反応によるハイパー核実験についてまとめる。最初に $(e, e'K^+)$ 反応による実験の特徴を述べ、次に米国にある JLab の加速器の概要とそこで行われた過去実験での成功点と改善点をまとめる。

2.1 $(e, e'K^+)$ 反応実験の特徴

2.1.1 運動学

$(e, e'K^+)$ 反応の模式図は図 2.1 のように描ける。四元運動量を反応の関わる粒子に対し定義すると、第一に $\mathbf{P}_e = (E_e, \vec{p}_e)$ をもつ入射ビームの電子が仮想光子 γ^* を介して運動量移行 $\mathbf{q} = (E_e - E_{e'}, \vec{p}_e - \vec{p}_{e'}) = (\omega, \vec{q})$ を標的陽子に渡す。この時、散乱された電子は $\mathbf{P}_{e'} = (E_{e'}, \vec{p}_{e'})$ を持つ。反応後は $\mathbf{P}_K = (E_K, \vec{p}_K)$ をもつ K^+ 中間子と $\mathbf{P}_\Lambda = (E_\Lambda, \vec{p}_\Lambda)$ を

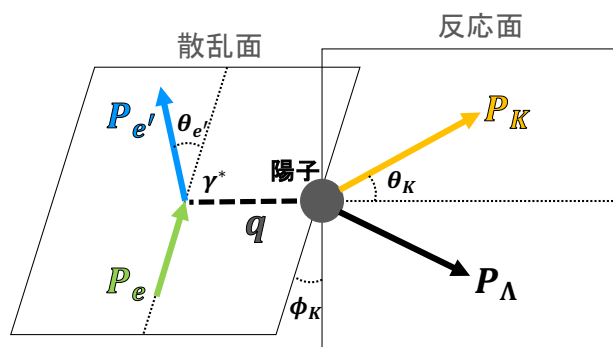


図 2.1: $(e, e'K^+)$ 反応の運動学の模式図。散乱面は散乱電子とビーム電子の運動ベクトルのなす平面。反応面は K^+ と Λ の運動量ベクトルのなす平面。

もつ Λ 粒子が生成される。この反応は仮想光子を介した反応であるため、

$$e \rightarrow e' + \gamma^* \quad (2.1)$$

$$\gamma^* + p \rightarrow K^+ + \Lambda \quad (2.2)$$

のように仮想光子を介する部分で散乱部分と反応部分で反応を分けることで二体問題として考えることができる。散乱面と反応面の角度を ϕ_K とする。

実験ではハイパー核が 200 ps ほどで崩壊するためハイパー核以外の関わる全ての粒子の運動量を知ることでハイパー核の四元運動量を間接的に測定する。この運動学において、ミッシングマス法を使ってハイペロンまたはハイパー核の質量を以下の式 (2.3) と書ける。

$$M_{HYP} = \sqrt{(E_e + M_{target} - E_{e'} - E_K)^2 - (\vec{p}_e - \vec{p}_{e'} - \vec{p}_K)^2} \quad (2.3)$$

式 (2.3) 中の入射電子のエネルギー E_e と運動量 \vec{p}_e 、静止標的のエネルギー M_{target} は既知であり、散乱電子と K 中間子のエネルギー $E_{e'}$ 、 E_K は運動量から導ける。そのため、式 (2.3) からハイペロンまたはハイパー核の質量 M_{HYP} を知るために我々の実験では散乱電子と K^+ 中間子の運動量ベクトルを測定する。そしてミッシングマス法を使って求めた M_{HYP} を Λ 粒子のコア原子核に対する束縛エネルギー $B(\Lambda^N Z)$ を

$$B(\Lambda^N Z) = M(^{N-1}Z) + M(\Lambda) - M_{HYP} \quad (2.4)$$

から求めることで、 Λ 粒子の束縛エネルギーを分光測定できる。

2.1.2 素過程断面積

$(e, e'K^+)$ 反応は仮想光子 (γ^*) を介した反応であるが、実光子による (γ, K^+) 反応もある。 (γ, K^+) 反応を用いた素過程反応断面積の不変エネルギー W の依存性が測定されている [19]。図 2.2 に示した。実験を行うにあたり、ハイパー核の収量を多くするため断面積が最大になる $W \sim 1.9$ GeV あたりを選ぶ。これは仮想光子のエネルギー ω がおよそ 1.5 GeV に相当する。

また、ハイペロンが生成される (γ^*, K^+) 反応の三重微分断面積は

$$\frac{d^3\sigma}{dE_{e'}d\Omega_{e'}d\Omega_K} = \Gamma \left(\frac{d\sigma_U}{d\Omega} + \epsilon_L \frac{d\sigma_L}{d\Omega_K} + \epsilon \frac{d\sigma_P}{d\Omega_K} \cos 2\Phi_K + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \frac{d\sigma_I}{d\Omega_K} \cos \Phi_K \right) \quad (2.5)$$

と書ける [25]。 σ_U 、 σ_L 、 σ_P 、 σ_I はそれぞれ、非偏極成分の横波成分、縦波成分、偏極成分の横波成分、偏極成分の干渉成分の断面積である。また、 Γ は仮想光子フラックスで、

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2} \frac{E_\gamma}{1-\epsilon} \frac{E_{e'}}{E_e} \quad (2.6)$$

である。ただし、 $\alpha = \frac{e}{4\pi^2} \simeq \frac{1}{137}$ は微細構造定数、 Q^2 は $Q^2 = -q^2 = -(\omega^2 - \vec{q}^2)$ で常に正の値である。式 (2.5)、(2.6) 中の横波成分の偏極度 ϵ 、縦波成分の偏極度 ϵ_L は次のように定

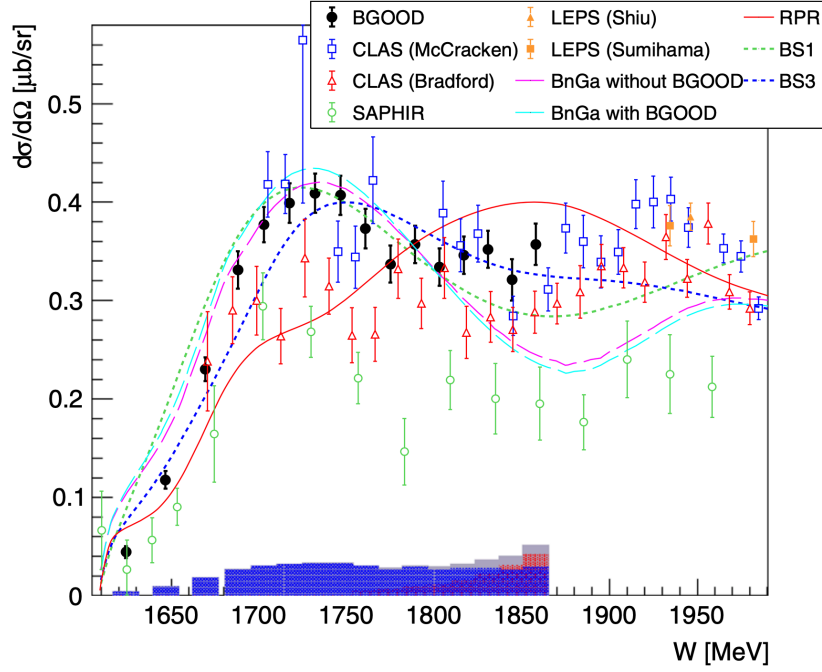


図 2.2: BGOOD 実験による (γ, K^+) 反応における系の不変エネルギー W と断面積の関係 [19]。黒色のデータ点が BGOOD のデータ。下の青色と赤色のヒストグラムはそれぞれ BGOOD のデータ点に対するスケールとフッティングの誤差であり、灰色のヒストグラムは全ての誤差である。青色のデータ点は CLAS (McCracken *et al.*) のデータ [20]。赤色のデータ点は CLAS (Bradford *et al.*) のデータ [21]。緑色のデータ点は SAPHIR のデータ [22]。オレンジ色のデータ点は LEPS のデータ [23, 24]。

義される。

$$\epsilon = \left(1 + \frac{2|\vec{q}|^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right)^{-1} \quad (2.7)$$

$$\epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2} \epsilon \quad (2.8)$$

$$E_\gamma = \omega + \frac{q^2}{2m_p} \quad (2.9)$$

ここで θ_e は実験室系での電子の散乱角である。次世代実験では、 Q^2 のオーダーが $Q^2 \sim 0.03 (\text{GeV}/c)^2$ で実験の運動学的なオーダーである $1 \text{ GeV}/c$ に比べ非常に小さいため、実光子のデータと関連づけられる。

2.1.3 仮想光子フラックス

仮想光子フラックスは式 (2.6) で定義でき、一電子あたり、かつ単位立体角、単位エネルギーあたりに生成される仮想光子の個数とみなせる。下の図 2.3 に仮想光子フラックスの角度依存性を示す。図 2.3 によると仮想光子フラックスは前方に集中しているため仮想光子の

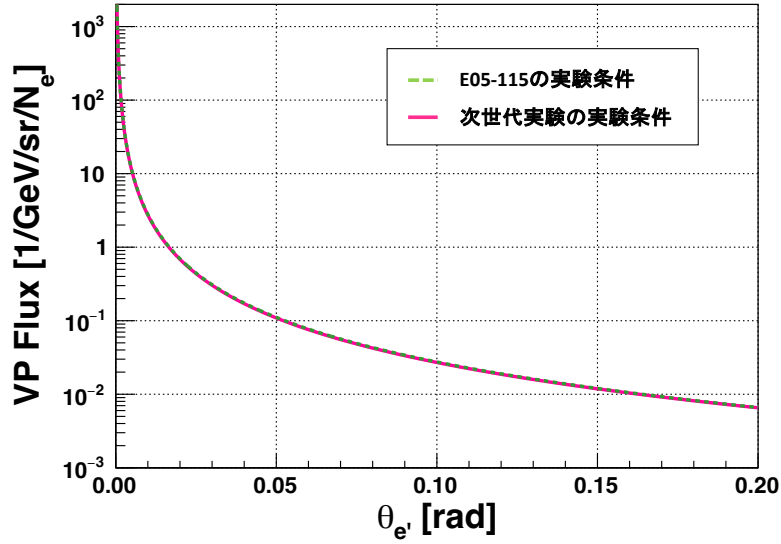


図 2.3: 仮想光子フラックスの角度依存性。緑色の点線が過去実験 (E05-115) での運動学の条件。ピンク色の線が次世代実験での運動学の条件。

生成されやすいと言える。したがって、実験ではハイパー核生成イベントを増やすために可能な限り前方に散乱された電子を測定する。

2.1.4 バックグラウンドイベント

($e, e'K^+$) 反応を用いた実験で最も困難な点は大量のバックグラウンドである。支配的な要素は三つ挙げられ、Møller 散乱、制動放射、陽電子生成である。それぞれのバックグラウンドの特徴と回避方法を述べる。

Møller 散乱

Møller 散乱は電子-電子散乱であり、ビームの電子と標的内の電子が散乱することで起こる。運動学的には電子-電子散乱であるのでビーム電子の散乱角 θ_e を運動学的に解くと

$$\cos \theta_e = \frac{(E_e + m_e) \left(\sqrt{p_{e'}^2 + m_e^2} - m_e \right)}{p_e p_{e'}} \quad (2.10)$$

ただし、標的内の電子が静止すると仮定している。式 (2.10) の E_e は電子ビームのエネルギー、 m_e は電子の質量、 p_e はビーム電子の運動量、 $p_{e'}$ は散乱したビーム電子の運動量である。ビーム電子のエネルギーと散乱電子の運動量が決まると散乱角が一意に決まる。5章で述べるように次世代実験のアクセプトされる散乱電子の運動量は $[0.740 - 0.100, 0.0740 + 0.100]$ GeV/c である。式 (2.10) に代入すると Møller 散乱による電子はおよそ 1.5 – 2.0 deg であり、散乱角が前方角に集中する。したがって、次世代実験において Møller 散乱による電子を回避するには 2 deg 以下の範囲を避けなければならない。

ビーム電子の制動放射

制動放射は入射電子が標的内の原子によってその加速度を変化させられた時に光子を放出する物理現象である。図 2.4 に示すように、電子が物質を通過する際にイオン化によるエネルギー損失と制動放射によるエネルギー損失がある。制動放射によるエネルギー損失がイオン化によるエネルギー損失を電子のエネルギーが数十 MeV 以上を持つとクリティカルエネルギーを上回る。

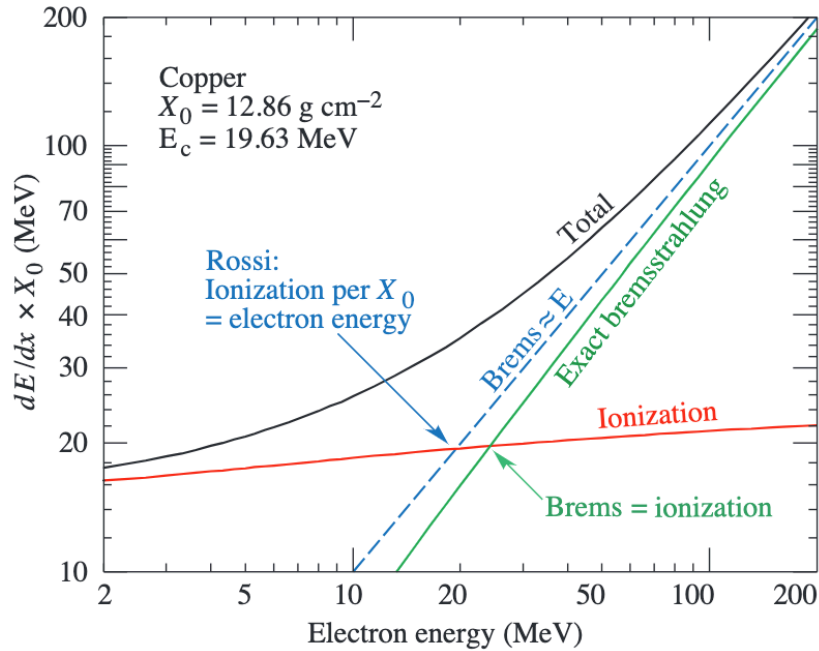


図 2.4: 電子が銅を通過する場合のエネルギー損失 dE/dx [26]。銅の場合 19.63 MeV でエネルギー損失に対するイオン化による寄与を制動放射の寄与が上回る。イオン化による dE/dx と制動放射による dE/dx がクロスする点をクリティカルエネルギーという。

次世代実験の入射電子のエネルギーは 1 GeV オーダーであるため、電子の反応のしやすい指標であるクリティカルエネルギーを遥かに超えており電子は制動放射をしやすい。制動放射の微分断面積は下の式 (2.11) で表される [27]。式 (2.11) 中の変数 k は制動放射による光子のエネルギー、 Ω_k は制動放射による光子の立体角である。

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_k dk} = \frac{2\alpha^3 E_e^2}{\pi k m_e^4} (b_1(Z^2 + Z) + b_2(X - 2Z^2 f((\alpha Z)^2))) \quad (2.11)$$

$$b_1 = \frac{2y - 2}{(1+l)^2} + \frac{12l(1-y)}{(1+l)^4} \quad (2.12)$$

$$b_2 = \frac{2 - 2y + y^2}{(1+l)^2} - \frac{4l(1-y)}{(1+l)^4} \quad (2.13)$$

$$l = \frac{\theta_k^2 E_e^2}{m_e^2} \quad (\theta_k : \text{光子の角度}) \quad (2.14)$$

$$y = \frac{k}{E_e} < 1 \quad (2.15)$$

$$f(z) = 1.202z - 1.0369z^2 + \frac{1.008z^3}{1+z} \quad (2.16)$$

$$X = Z^2 \left[\ln \left(\frac{a^2 m_e^2 (1+l)^2}{a^2 t'_{min} + 1} \right) - 1 \right] + Z \left[\ln \left(\frac{a'^2 m_e^2 (1+l)^2}{a'^2 t'_{min} + 1} \right) - 1 \right] \quad (2.17)$$

$$a = \frac{184.15(2.718)^{-1/2} Z^{-1/3}}{m_e} \quad (2.18)$$

$$a' = \frac{1194(2.718)^{-1/2} Z^{-1/3}}{m_e} \quad (2.19)$$

$$t' = \left[\frac{k m_e^2 (1+l)}{2E_e (E_e - k)} \right]^2 \quad (2.20)$$

図 2.5 から制動放射イベントは前方に集中しているため、回避するには可能な限り前方角を避けて散乱電子を測定する必要がある。ハイパー核収量の観点からは可能な限り前方角を見る必要がある一方でバックグラウンドの観点からは可能な限り前方角を避ける必要があることが考慮すべき点である。

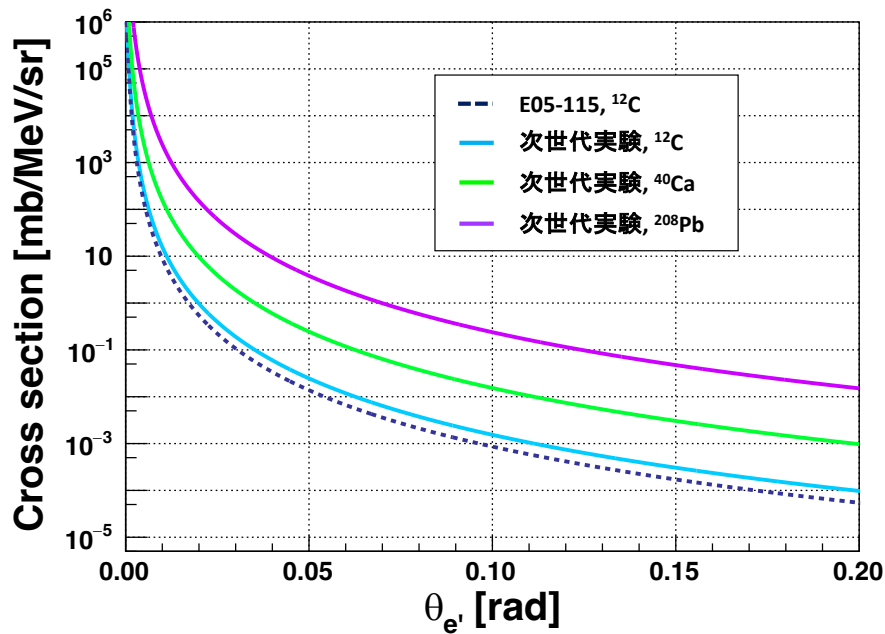


図 2.5: 制動放射反応断面積の角度依存性。紺色の点線が過去実験 (E05-115) の運動学条件で標的が ^{12}C の場合。水色の線が次世代実験の運動学条件で標的が ^{12}C の場合。緑色の線が次世代実験の運動学条件で標的が ^{40}Ca の場合。紫色の線が次世代実験の運動学条件で標的が ^{208}Pb の場合。

K^+ 測定側の電子・陽電子ペア

入射電子が標的で反応する時、 $0.8 - 1.0 \text{ GeV}/c$ の低運動量を持ち前方角を持つ陽電子が生成されるイベントが起きる。本章の後半で述べる前回実験 (E05-115) の K^+ 側の磁気光学系でこの陽電子は、真空チェンバー内の金属の NMR ポートに当たってしまった。陽電子が当たったため、二次的な反応で e^+e^- ペアの対生成が起き、それが後段の検出器まで輸送されバックグラウンドとなった (図 2.6)。このバックグラウンドを起こす陽電子は標的の陽子数 $Z(Z+1)$ の二乗に比例する。次の実験で用いる標的が $^{40,48}\text{Ca}$ のため、比較的 Z が大きいのでバックグラウンドになると考えられる。

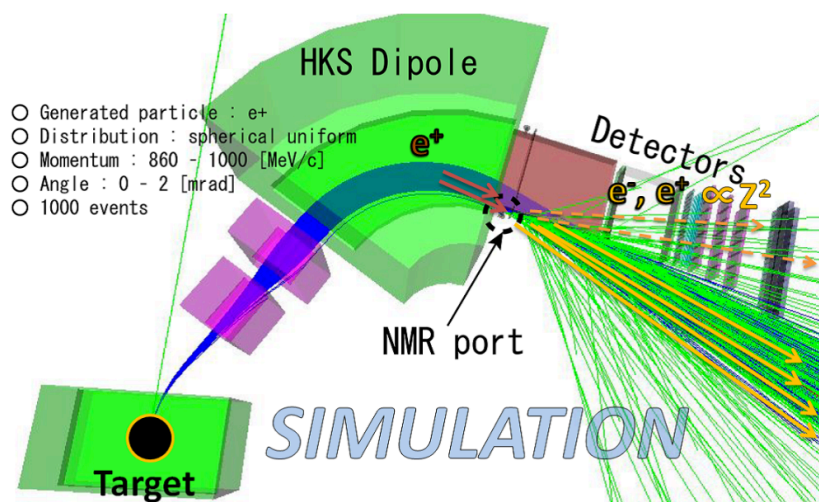


図 2.6: 前回実験 (E05-115) のセットアップシミュレーションで再現した陽電子バックグラウンド [18]。陽電子が真空チェンバーにある NMR ポートに当たることによって二次粒子が発生してする。

回避するために以上の運動量を持つ陽電子が入らない光学系にする必要がある。次世代実験では標的での反応後の粒子を正負電荷で分けるセパレーション電磁石対を新規開発した。開発した電磁石対は二つの磁石からなるため、前方角に飛ぶ荷電粒子を避けるように配置することができる。詳細は 3 章で述べる。

2.2 JLab での過去実験

我々の研究グループは米国ジェファーソン研究所 (JLab) で中心となって国際コラボレーション (JLab ハイパー核コラボレーション) を組織し、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核カウンター実験を行ってきた。このサブセクションでは、まず JLab の加速器施設を説明する。その後、現コラボレーションが関わってきたこれまでのハイパー核実験 (Hall-C 実験) と Hall-A でのハイパー核実験について説明する。

2.2.1 ジェファーソン研究所 (JLab)

米国のジェファーソン研究所 (JLab) には連続電子線加速器施設 (Continuous Electron Beam Accelerator Facility、略して CEBAF) と呼ばれる電子加速器がある。CEBAF は一次電子線ビームを供給することができる。図 2.7 中にあるように Injector によって電子は加速器内に射出され、CEBAF 内を 5 周 (線形加速器により 10 回加速) し、実験ホールである Hall A, B, C に供給される。扱える電子エネルギーは Hall-A, B, C で最大 11 GeV であり、扱える最大電流は $150 \mu\text{A}$ である [29]。次世代実験では電子を CEBAF 内で 2-pass(CEBAF 内を 2 周加速) の 2.240^{GeV} のビーム電子を用いる。また、この電子加速器は特筆すべき特徴を備えた加速器であり、以下の利点により ($e, e'K^+$) 反応実験が実現できる。

- ビームのエネルギーの広がり小さい ($\Delta E < 1.0 \times 10^{-4}$)
電子ビームのエネルギーの広がり小さいため、ミッシングマス分解能に対する寄与が小さくなる。
- ビームスポットサイズが小さい ($\sigma \sim 100 \mu\text{m}$)
実験では、逆輸送行列を用いて検出面での e' と K^+ に位置と角度から標的での運動量ベクトルを求める。その際、ビーム位置のずれが運動量分解能を悪化させる。CEBAF ではビームスポットサイズが小さいため一点として考えて良く、ビーム位置のずれによる運動量分解能の悪化が見られない。
- 電子ビームの強度が高い (最大 $150 \mu\text{A}$)
($e, e'K^+$) 反応は 1 章の図 1.8 で示したように、生成断面積がハドロンを用いた生成反応よりも 3 桁程度小さい。しかし、電子ビームの強度が非常に高いため (π^+, K^+) 反応と比べても遜色ないほどにハイパー核収量を集めることができる。さらに、ビーム強度を上げることで比較的薄い標的 ($\sim 100 \text{mg}/\text{cm}^2$) で実験を行える。そのためハイパー核生成反応点の広がり小さくなり、ミッシングマス分解能が良くなる。
- 連続ビームである (デュティーフクターが $\sim 100\%$)
連続ビームは時間に対して一定の強度で供給する。一方で、時間平均が同じでも一周期間にビーム強度が上下する加速器もある。 e' と K^+ のコインシデンス実験の性質上、電流強度が増加するとミッシングマスでの S/N 比が悪化する。それ故、時間に対して一定な連続ビームでは S/N 比は悪化しない。

これらの加速器の特徴により、JLab で ($e, e'K^+$) 反応を用いたハイパー核質量分光実験が可能になった。

2.2.2 E89-009 実験 (Hall-C)

E89-009 実験は 2000 年に JLab で行われた ($e, e'K^+$) 反応を用いたハイパー核質量分光実験の第一世代実験である。この実験では、1.8 GeV の一次電子ビームを電流 $2 \mu\text{A}$ 以下

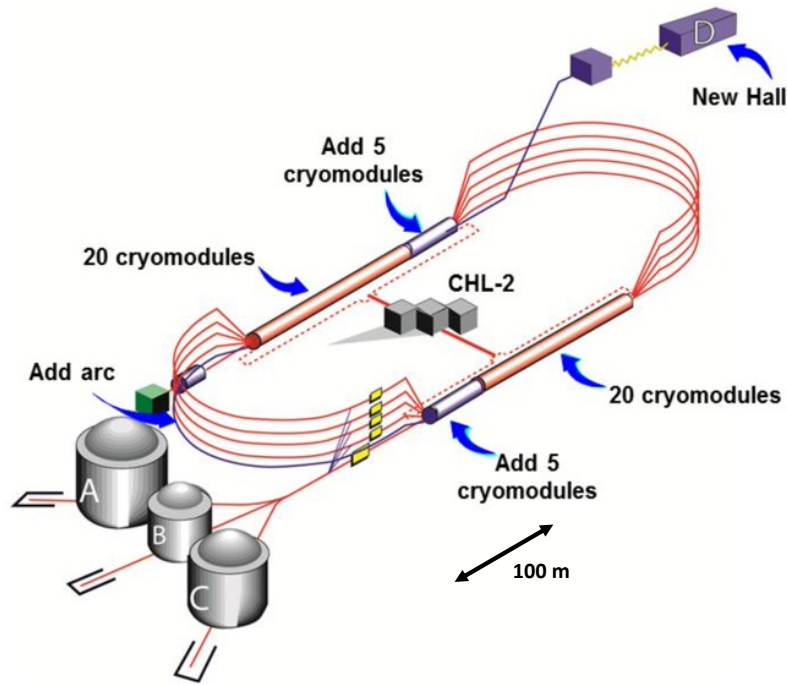


図 2.7: JLab の連続電子線加速器施設 (CEBAF) の模式図 [28]。ビームエネルギーが 12 GeV に更新された後の図である。実験ホールが Hall-A,B,C に加え新しく Hall-D が増設された。

で、厚さ 20 mg/cm^2 の標的に当て、 $0.3 \text{ GeV}/c$ の散乱電子と $1.2 \text{ GeV}/c$ の K^+ 中間子を測定した。ここでは標的直後の荷電粒子を左右に分けるために弁別磁石として SPL (splitter magnet) を使い、 K^+ 側のスペクトロメータとして JLab に備わっていた SOS (Short Orbit Spectrometer)、散乱電子側のスペクトロメータには ENGE (Enge split-pole 型スペクトロメータ) を用いた。また各々のスペクトロメータの立体角は e' 側で 1.6 msr 、 K^+ 側で 7.5 msr であった。

^{12}C 標的に対し以下の図 2.9 ような Λ 束縛エネルギースペクトルが得られた。 $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ のピークに対して、 900 keV (FWHM) のエネルギー分解能を達成し、 $(e, e'K^+)$ 反応の有用性を実証した [31]。しかしながら、 e' 側でビーム軸に対して超前方である 0 度方向をアクセプトしていたため、バックグラウンドの影響が増大し、ビーム電流の大きさを抑える必要があった。また、SOS の運動量分解能が十分でない ($\Delta p/p \sim 10^{-3}$) かつ立体角が小さいため、ハイパー核イベントの収量とエネルギー分解能も制限されていた。従って、この実験は $(e, e'K^+)$ 反応の有用性を示したが、同時にまだ実験の持つポテンシャルを引き出せる余地を残していた。

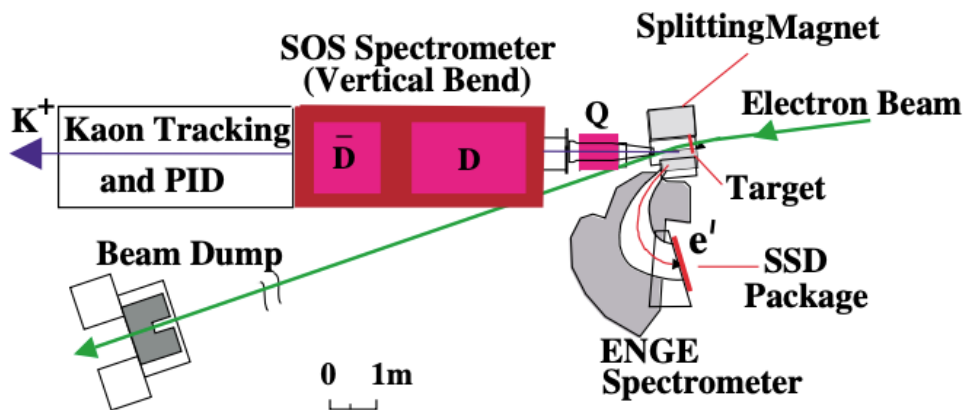


図 2.8: E89-009 実験のセットアップの模式図 [31]。

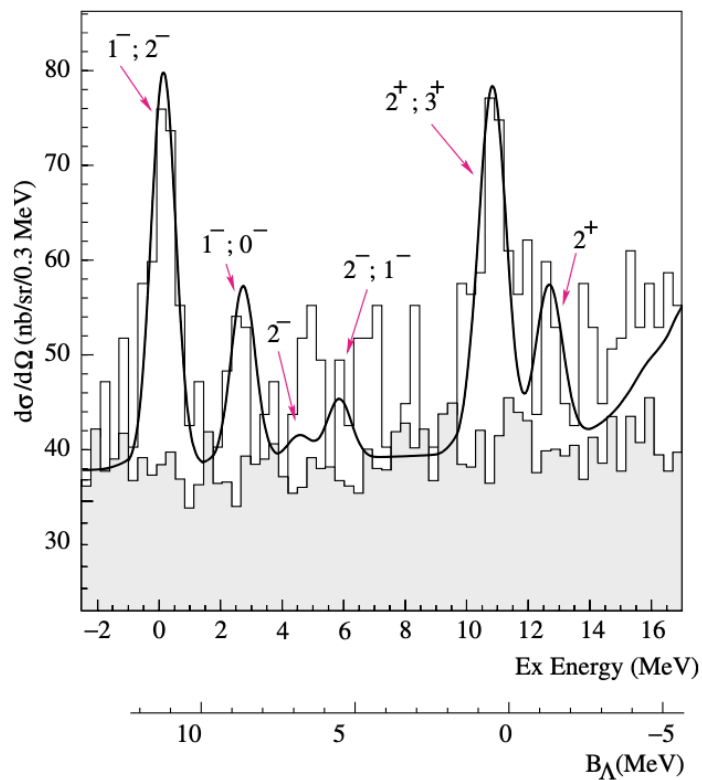


図 2.9: E89-009 実験での $^{12}_{\Lambda}B$ のエネルギースペクトル [31]。灰色のヒストグラムはバックグラウンド。無色のヒストグラムは実験で得られたミッシングマススペクトル。黒色の実線はフィットした関数。

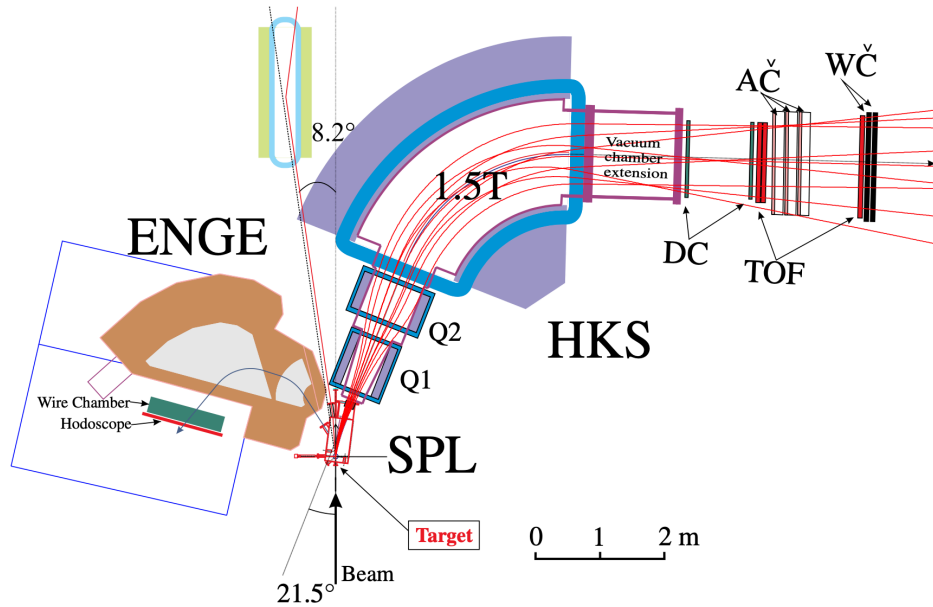


図 2.10: E01-011 実験でのセットアップの模式図 [32]

2.2.3 E01-011 実験 (Hall-C)

E01-011 実験は 2005 年に JLab で行われた $(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核質量分光実験の第二世代実験である。ビームエネルギー、 e' 、 K^+ の中心運動量などの反応の運動学は変わっていない。標的は ^{12}C に加え ^7Li 、 ^{28}Si を追加した。セットアップの変更点は 2 点あり、第一世代実験で挙げられた課題に対する改善である。一点目は、 K^+ 側のスペクトロメータに新しく開発した HKS (High resolution Kaon Spectrometer) を導入したことである。HKS は運動量分解能が $\Delta p/p \sim 2 \times 10^{-4}$ と設計され、SPL を併用して 16 msr もの立体角を達成する性能を持つ。二点目は、ENGE に対し tilt 法を用いたことである。tilt 法とはスペクトロメータの運動量分散方向の平面 (水平面) に対し垂直に 8 度傾ける手法である。本章の前半で述べたように、バックグラウンドの主要因である Møller 散乱と制動放射は前方に集中するため、tilt 法によりバックグラウンドを抑制できる。

E01-011 実験では、 ^{12}C 標的に対し以下の図 2.11 ような Λ 束縛エネルギースペクトルが得られた。 $^{12}_\Lambda\text{B}$ の基底状態のピークに対して、およそ 460 keV (FWHM) のエネルギー分解能を達成し、tilt 法の採用と HKS の導入が高統計数かつ高分解能に寄与することを証明した [33]。

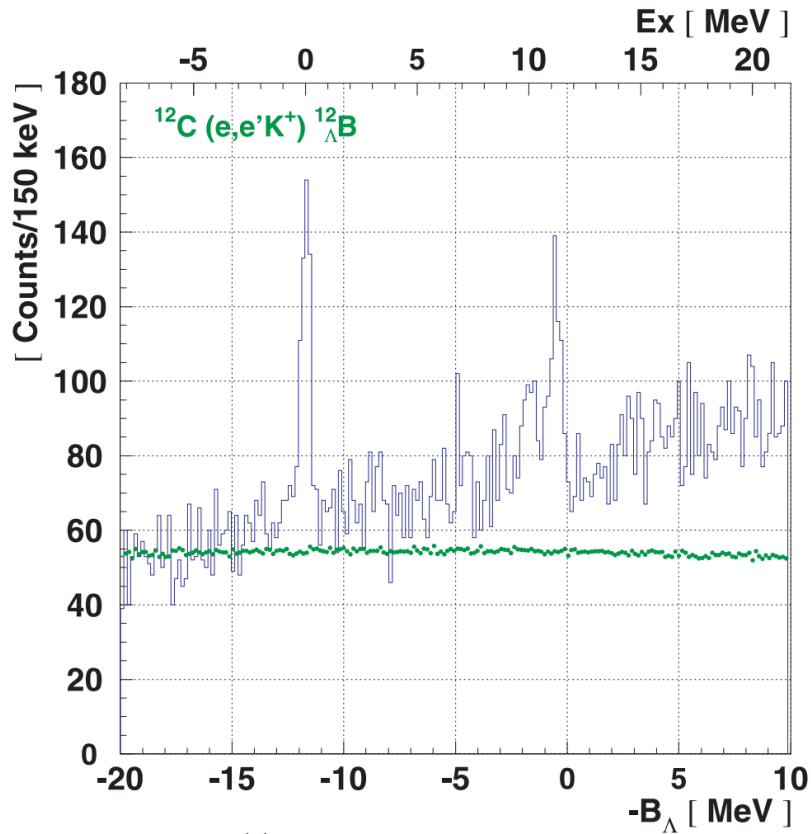


図 2.11: E01-011 実験での $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ のエネルギースペクトル [33]。緑色の実線のヒストグラムはバックグラウンド。青色の実線のヒストグラムは実験で得られたミッシングマススペクトル。

2.2.4 E05-115 実験 (Hall-C)

E05-115 実験は 2009 年に JLab で行われた $(e, e' K^+)$ 反応を用いたハイパー核質量分光実験の第三世代実験である。実験の目的は、広い質量数領域 ($A = 7 - 52$) で Λ ハイパー核を高精度に質量分光測定することである。標的として CH_2 、 ^7Li 、 ^9Be 、 ^{10}B 、 ^{12}C 、 ^{52}Cr を用いた。E01-011 実験からのセットアップの変更点は 2 点ある。一点目は、運動学の変更である。具体的にはビームエネルギーを 2.344 GeV にし、仮想光子の持つ運動量を 1.5 GeV/ c に保つようにして、0.844 GeV/ c の散乱電子と 1.2 GeV/ c の K^+ を測定した。測定する散乱電子の運動量が増えることでバックグラウンドの Møller 散乱、制動放射の角度分布がより前方角に集中する。E01-011 実験よりもバックグラウンドが減少し Λ 束縛エネルギースペクトルの S/N 比が改善されることである。二点目は散乱電子側のスペクトロメータとして

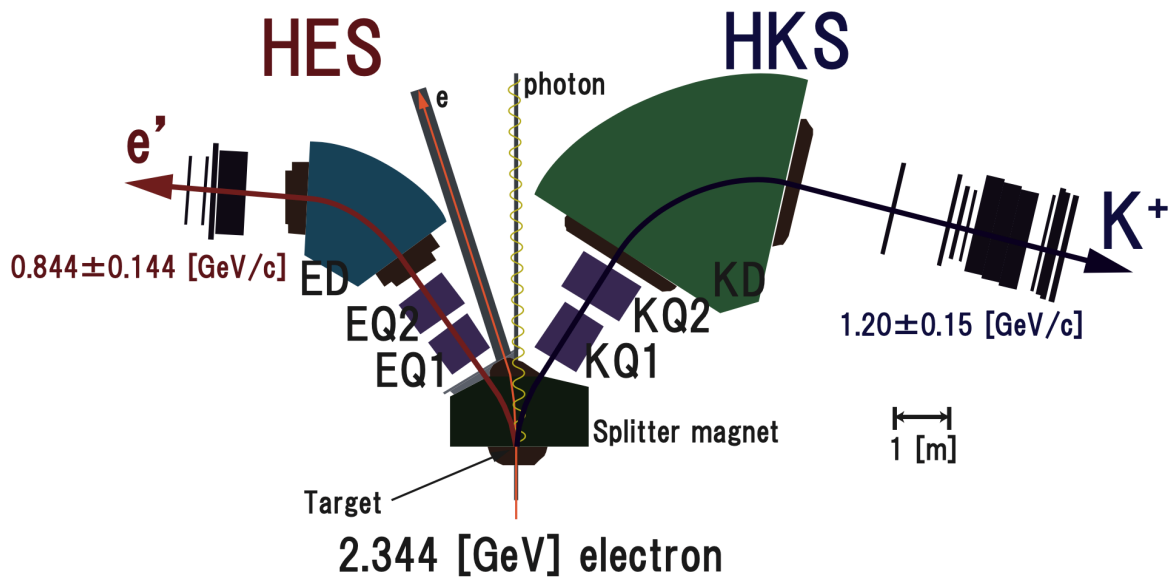


図 2.12: E05-115 実験のセットアップ [18]。

ENGE に替わって HES(High resolution Electron Spectrometer) を新規開発し、導入した点である。SPL と合わせた HES のアクセプタンス (~ 7 msr) は ENGE のアクセプタンスより大きく設計されているため、より多くのハイパー核イベントを測定できる。E05-115 実験では E01-011 実験と同様に tilt 法を適用し、運動学の変更からより小さく前方角に tilt 角度を設定できたため仮想光子イベント、即ちハイパー核イベントの収量が多くなった。

E05-115 実験では、 ^{12}C 標的に対し以下の図 2.13 のような Λ 束縛エネルギースペクトルが得られた。ピークに対するエネルギー分解能は FWHM で 0.5 MeV であり、ハイパー核質量分光として高い分解能を達成した。

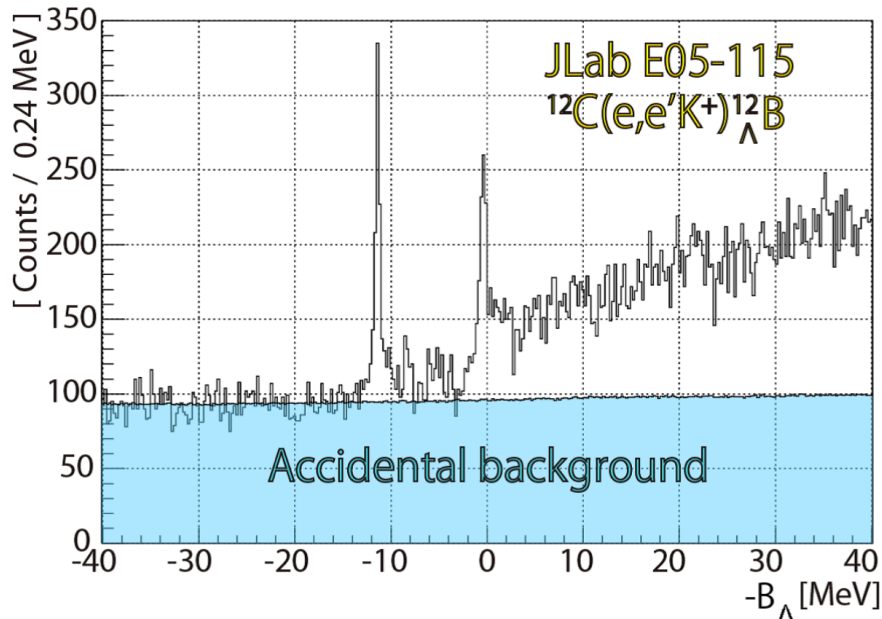


図 2.13: E05-115 実験で得られた $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ のエネルギースペクトル [18]。水色のヒストグラムはバックグラウンド。無色のヒストグラムは実験で得られたミッシングマススペクトル。

E05-115 は成功を収めたが、実験実施後に SPL の問題点が挙げられた。次世代実験のセットアップではこれら問題点を解決した。

- 前方角起因の陽電子バックグラウンドを拾ってしまうこと。
- ビーム入射、生成粒子、ビームダンプの位置調整が難しいこと。

2.2.5 E94-107 実験 (Hall-A)

E94-107 実験は 2004 から 2005 年に JLab の Hall-A で行われた $(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核質量分光実験である。この実験は我々とは別の実験であり、現コラボレーターが実施した実験である。セットアップについては 3.77 GeV のビームを照射し、で Hall A に常設されている磁気スペクトロメータ HRS を用いてビーム軸に対して 6° 方向の e' と K^+ を測定した。E94-107 実験では特徴的な RICH(Ring Imaging Cherenkov) 検出器を使って PID を行っており、RICH 検出器を含んだ PID の効率 π^+ の排除率では 10^{-3} 、陽子の排除率では 10^{-5} ほどと高い識別精度であった [30]。

E94-107 実験では、 ^{12}C 標的に対し以下の Λ 束縛エネルギースペクトルが得られた (図 2.14)。励起エネルギーが 11 MeV 付近の p_{Λ} 状態に対して、670 keV の高分解能を達成した [30]。

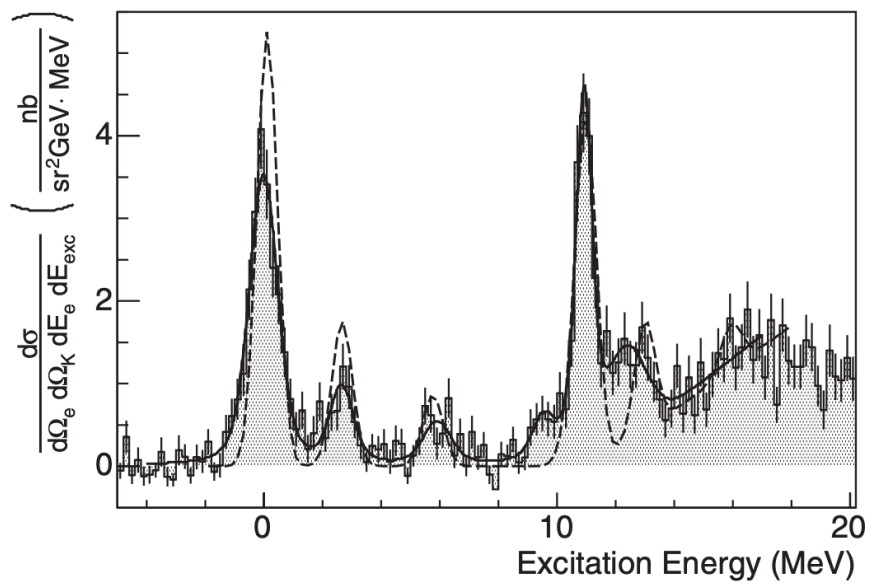


図 2.14: E94-107 実験での $^{12}_\Lambda B$ のエネルギースペクトル [30]。実線はスペクトルに対するベストフィット。点線は理論で予測されるスペクトル。

第3章

次世代実験のセットアップの概要とフルシミュレーションの構築

2章では、JLabのハイパー核実験の概要、成功点、改善点を述べた。3章では、E05-115からの改善点も述べながら、次世代実験のセットアップの概要及びセットアップの準備状況も説明していく。

3.1 次世代実験のセットアップ概要

最初に、本実験のセットアップ全体を図 3.1 で概観する。本実験は、過去実験と同じく $(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核質量分光実験であり、Hall-C で行われる。セットアップは標的、PCS マグネット、二つのスペクトロメータである HES、HKS で構成される。これから装置の説明は後のセクションで後述するが簡単な役割を以下に説明する。

1. 標的…ハイパー核生成のための標的
2. PCS…正負荷電粒子を左右に分ける電磁石対
3. HES…散乱電子の運動量ベクトルを測定するスペクトロメータ
4. HKS… K^+ を識別しその運動量ベクトルを測定するスペクトロメータ

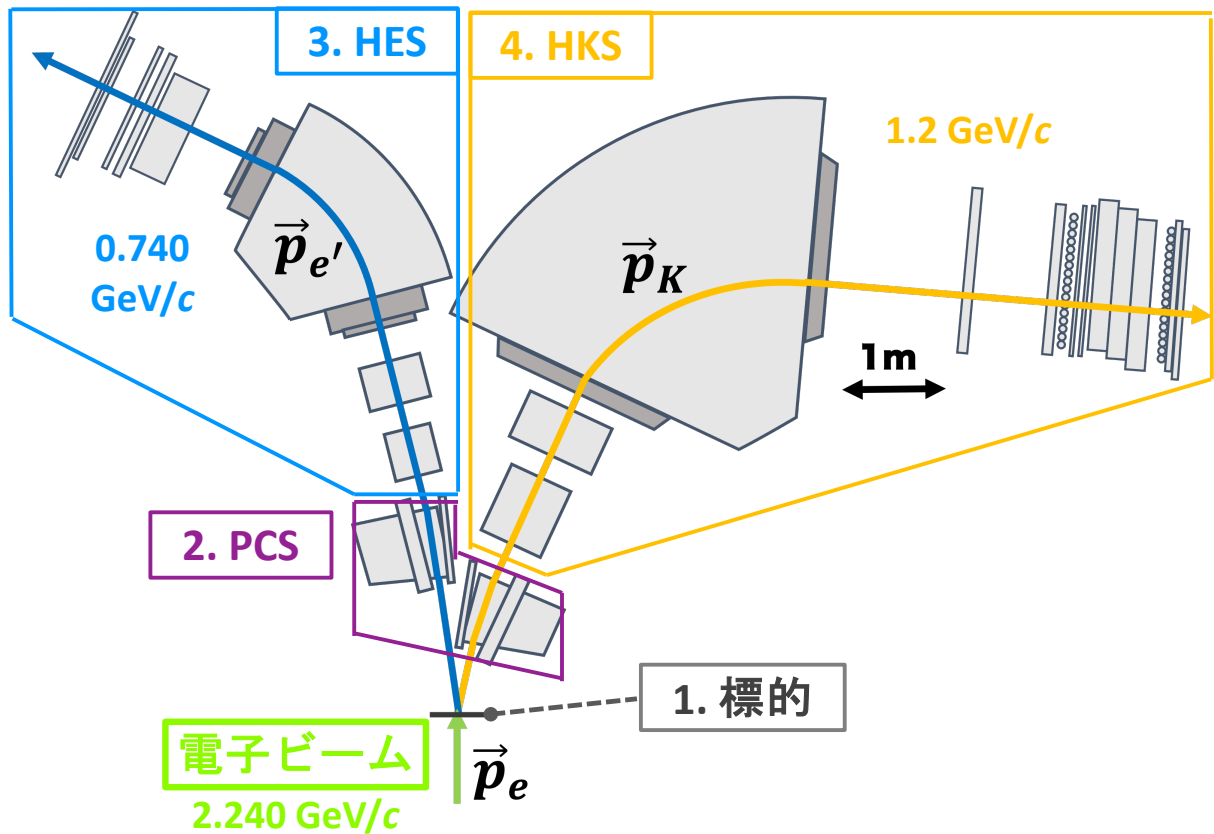


図 3.1: 次世代実験のセットアップの模式図。HES、HKS、PCS は縮尺通りに描いた。標的は縮尺よりも大きく描いてある。

本実験における運動学パラメータを表 3.1 にまとめた。電子ビームエネルギーは CEBAF の 2-pass を使用するため、2.240 GeV である。2 章の素過程反応断面積で述べたように、仮想光子の運動量を $1.5 \text{ GeV}/c$ に保つため、散乱電子の中心運動量を $0.740 \text{ GeV}/c$ とする。また、ハイパー核の生成は HES と HKS の運動量アクセプタンス内で捉えられることを図 5.10(5 章参照) で確認できる。精度良く質量が測定されている Λ と Σ^0 の生成イベントがアクセプタンス内に入るため、これらの質量を基準にしミッシングマススペクトルのエネルギー絶対値を較正できる。これにより Λ 束縛エネルギーの絶対値キャリブレーションが可能になる。

表 3.1: 次世代実験における運動学パラメータ

ビーム	エネルギー E_e [GeV]	2.240
	エネルギー安定性 $\Delta E_e/E_e$	3×10^{-5}
PCS+HES	中心運動量 p_e [GeV/c]	0.740
	中心角度 $\theta_{ee'}$ [deg]	8
	立体角 $\Omega_{e'}$ [msr]	3.4
	相対運動量 $\Delta p_{e'}/p_{e'}$	4.4×10^{-4} (FWHM)
PCS+HKS	中心運動量 p_K [GeV/c]	1.200
	中心角度 θ_{eK} [deg]	15
	立体角 Ω_K [msr]	8.3
	相対運動量 $\Delta p_K/p_K$	2.9×10^{-4} (FWHM)

3.2 予定されている実験と用いる標的

次世代実験では 1 章で述べたように、様々な標的を使用する予定である。表 3.2 に予定している実験、標的、ハイパー核、実験目的をまとめた。メイン実験である E12-15-008 と E12-20-013 実験は JLab において承認されておりビームタイムの準備をしている。また LOI12-23-013、LOI12-23-016、LOI12-23-011 は 2023 年に LOI 形式で出し、2024 年夏にプロポーザルとして提案する予定である。全ての実験を実施すると、標的の質量数が $A = 6$ から $A = 208$ までの幅広い質量数領域に渡る。したがって、幅広い質量数のハイパー核を同じセットアップでカバーする必要がある。

表 3.2: 次世代実験で使用する予定の標的。実験名、状況、ハイパー核、実験目的も記した。

実験名	状況	標的	ハイパー核	実験目的
E12-15-008	承認済み	$^{40,48}\text{Ca}$	$^{40,48}_{\Lambda}\text{K}$	Λ NN 三体斥力の アイソスピン依存性の測定
E12-20-013	承認済み	^{208}Pb	$^{208}_{\Lambda}\text{Tl}$	Λ NN 三体斥力の 質量数依存性の測定
LOI12-23-013	来年に提案	^6Li , ^9Be , ^{11}B	$^6_{\Lambda}\text{He}$, $^9_{\Lambda}\text{Li}$, ^{11}Be	軽いハイパー核の 荷電対称性の破れの研究
LOI12-23-016	来年に提案	^{27}Al	$^{27}_{\Lambda}\text{Mg}$	Λ をプローブとした 三軸非対称核の研究
LOI12-23-011	来年に提案	未定	未定	JLab における初の 崩壊 π 中間子分光実験

表 3.2 で挙げた標的以外にも CH₂, ¹²C 標的をエネルギー絶対値較正のために使用する予定である。

3.3 PCS

PCS(Pair of Charge Separation magnets、または PCS) は標的により生成した正電荷粒子を散乱電子スペクトロメータに負電荷粒子を K⁺ スペクトロメータへと分ける双極電磁石対である。スペックを表 3.3 にまとめた。図 3.1 にあるように PCS は二つに分かれており、E05-115 で用いた SPL の代わりに配置される。PCS は E05-115 で使用していた SPL の問題点を解決するために開発された。問題点は以下の通りだった。

- 前方角方向に飛ぶ陽電子バックグラウンドを拾ってしまうこと。
- ビーム入射、生成粒子、ビームダンプの位置調整が難しいこと。

これらの問題に対して、PCS を二つの電磁石にすることで解決した。図 3.1 の示すように PCS を配置すれば、前方角に磁場が発生しない。そのため、標的で発生する前方角に飛ぶ e⁺ のバックグラウンドはそのままビーム方向に直進し、スペクトロメータのアクセプタンスに入らない。この利点により、次世代実験では重い標的を使用しても、原子番号 Z の二乗に比例するような前方角に飛ぶ e⁺ のバックグラウンドを避けることができる。

PCS は片側ずつで磁場、すなわち磁気光学系を調整できる。そのためビーム軸方向にビームダンプを用意し、生成粒子の曲げる位置や角度調整についても PCS の片側ずつで調整できる。

PCS の準備状況は図 3.2、図 3.3 にあるように日本で開発、製作を終えて、JLab に輸送した。

表 3.3: 磁場関連のパラメータ [34, 37]

		PCS (散乱電子側)	PCS (生成 K 中間子側)
総重量		8.0 t	7.8 t
最大磁場		1.3T	
主コイル (2 コイル/磁石)	導体サイズ	16 × 16 mm ² , φ10 mm hole	
	巻数	96/コイル	
	電流	1700 A/磁石	
	電圧	106 V/磁石	
補助コイル (2 コイル/磁石)	導体サイズ	14 × 9 mm ² , 10 × 5 mm ² hole	
	巻数	88/コイル	
	電流	1000 A/磁石	
	電圧	97 V/磁石	

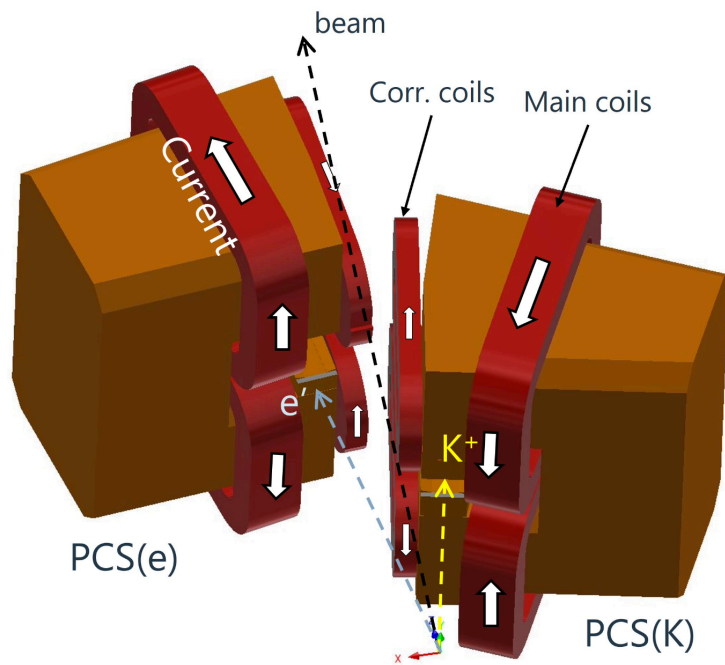


図 3.2: CAD による PCS の 3D モデルの図 [35]。



図 3.3: PCS の実物の写真 [35]。

3.4 HES

散乱電子側のスペクトロメータの HES は散乱電子を測定する。HES は過去実験で実績があるため、次世代実験では中心運動量に合わせるように HES の磁場や置く角度を変えて用いる予定である。HES の検出器を図 3.4 に示した。散乱電子の位置と角度を測定するためのドリフトチェンバー (EDC1、2) と飛行時間 (time of flight、または TOF) を測定するためのプラスチックシンチレーター (EHODO1、2、3) が配置されている。

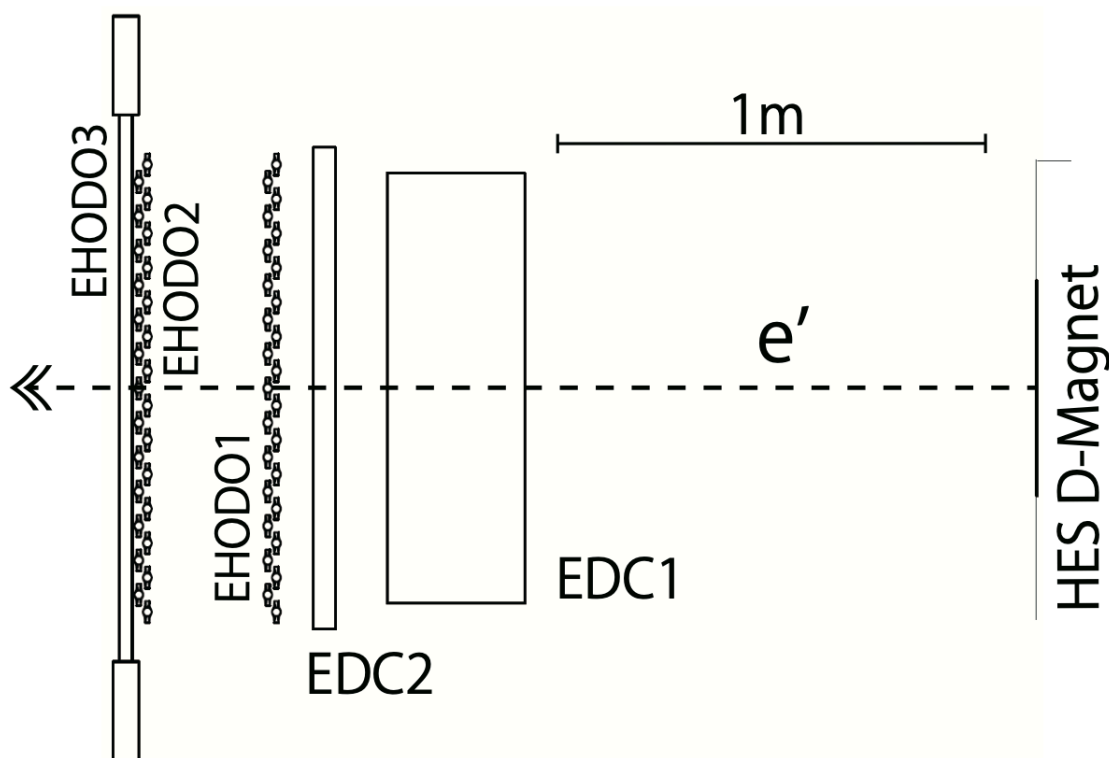


図 3.4: HES の検出器の配置図 [36]。右から左の矢印は散乱電子の飛ぶ方向を指している。

3.4.1 HES 電磁石

HES の電磁石は図 3.5 のように二つの四重極電磁石 (EQ1、EQ2) に一つの双極電磁石 (ED) のアレイで構成されている。入射してくる荷電粒子を EQ1 で鉛直フォーカスし、EQ2 で水平方向にフォーカスした後、ED で水平方向に運動量分散させる。HES のマグネットのスペックを以下の表 3.4, 3.5 にまとめた。

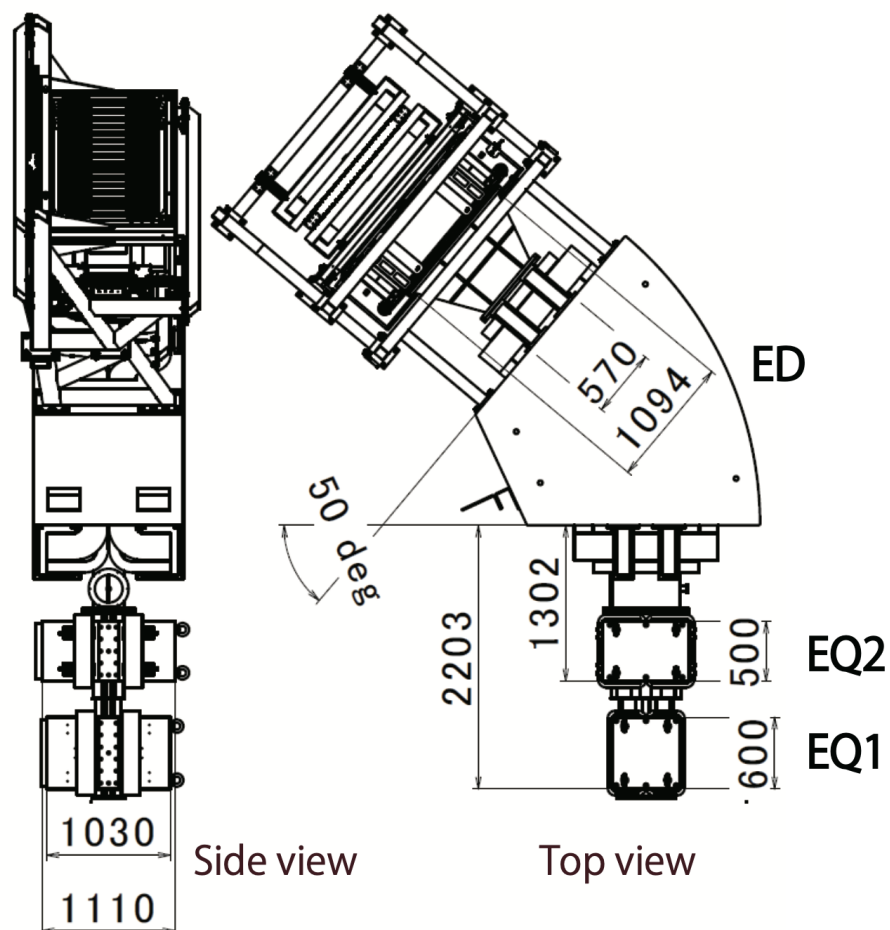


図 3.5: HES マグネットの模式図 [18]。HES は QQD アレイから構成されている。単位は mm である。

表 3.4: HES 四重極マグネット (EQ1, EQ2) の主なパラメータ [18]

	EQ1	EQ2
Bore radius [mm]	100	125
Pole length [mm]	600	500
Max. magnetomotive force [A · turns]	144000	144000
Number of turns	180	180
Conductor size [mm]	9 9	9 9
Max. field gradient [T/m]	7.8	5.0
Max. current [A]	800	800
Total magnet weight [ton]	2.8	3.1

表 3.5: HES 双極子のマグネット (ED) の主なパラメータ [18]

Pole gap height [mm]	194
Pole length [mm]	1560
Max. magnetomotive force [A · turns]	289680
Number of turns	136
Conductor size [mm]	17 × 17(ϕ 11 hole)
Max. field [T]	1.65
Max. current [A]	1065
Total magnet weight [ton]	36.4

3.4.2 HES ドリフトチェンバー (EDC1、EDC2)

HES ドリフトチェンバーは散乱電子の位置、角度を測定する。HES はソフトウェアスペクトロメータのため焦点面に正確に合わせずに、焦点面に近い面として検出器面 (reference plane) を定義し、その面での位置・角度を測定する。HES のドリフトチェンバーである EDC1 は蜂の巣状のセル構造を持ったドリフトチェンバーであり、E05-115 で使用された [18]。典型的な一面の分解能と効率 $\sigma \sim 220 \mu\text{m}$ で 99 % である。もう一つのドリフトチェンバーである EDC2 については、HKS 側で置く KDC1、KDC2 と同じ構造であるため、ここでは省略し 3.5 章で述べる。

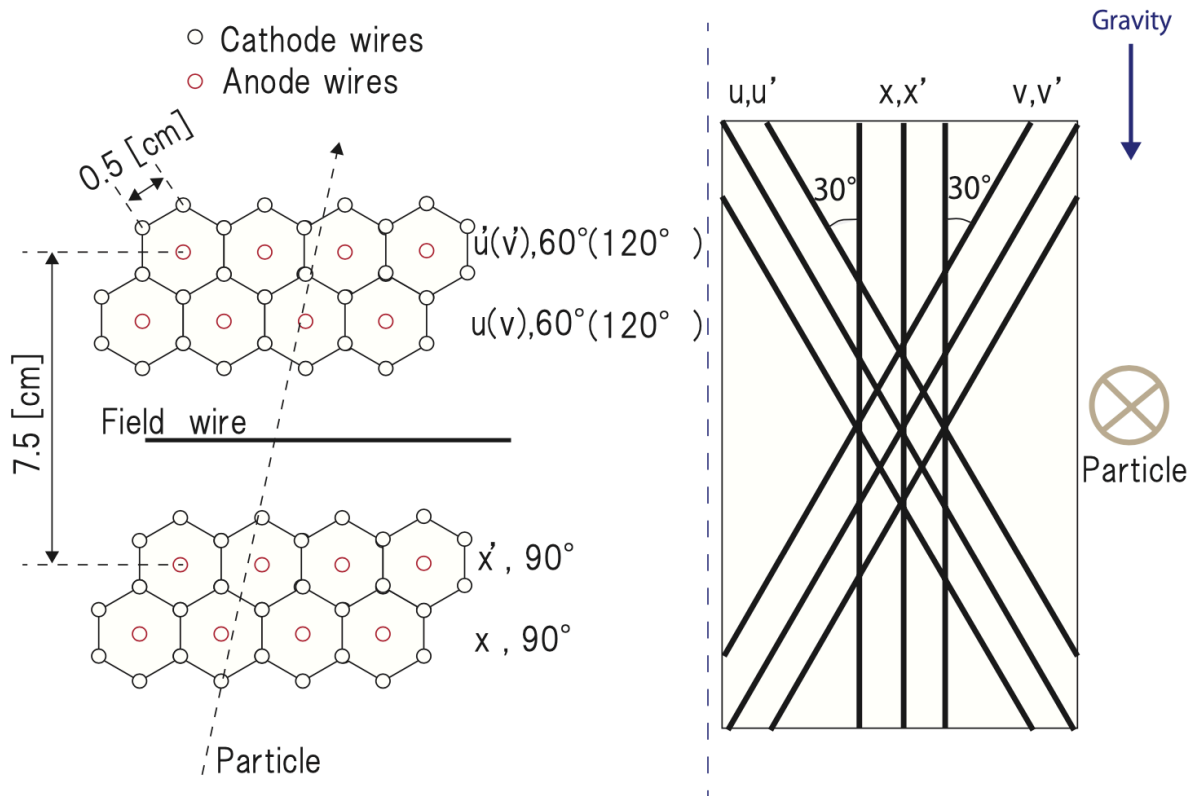


図 3.6: EDC1 のワイヤーの配置 [18]。EDC1 のセル構造は蜂の巣上で EDC1 は XX' 層、 UU' 層、 VV' 層で構成されている。

3.4.3 HES ホドスコープ (EHODO1、EHODO2、EHODO3)

HES ホドスコープは粒子の TOF の測定と HES 側のトリガー元として用いられる。EHODO1、2 はプラスチックシンチレーターの両側に PMT をつけたセグメントが水平方向に 29 個並んでいる。典型的な時間分解能は $\sigma \sim 100$ ps である [18]。

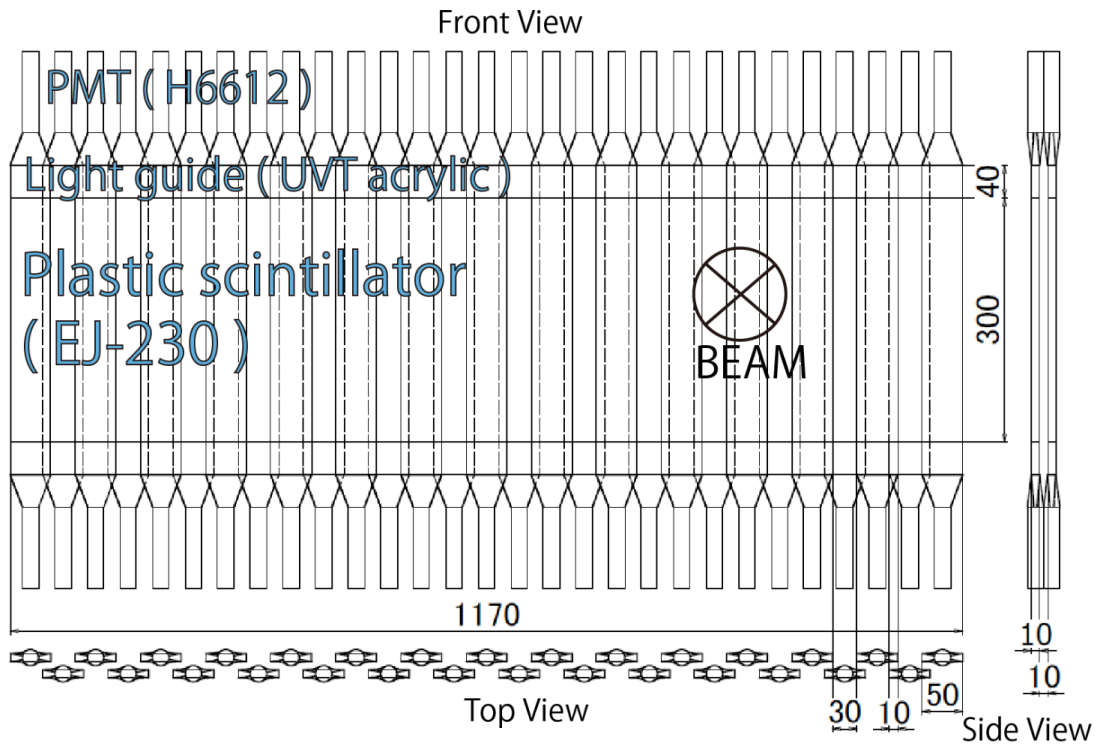


図 3.7: EHODO1(EHODO2) の配置図 [18]。2つの PMT とプラスチックシンチレーターのセットが互い違いに 29 セグメント並んでいる。単位は mm である。

EHODO3 は EHODO1、2 の時間を合わせるために使用されており、EHODO2 の直後に置かれている。典型的な時間分解能は $\sigma \sim 100$ ps である。

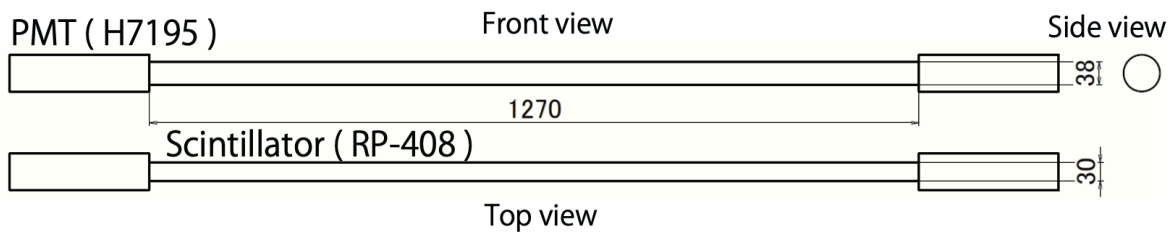


図 3.8: EHODO3 の配置図。[18]。単位は mm である。

3.5 HKS

K^+ 側のスペクトロメータの HKS は正電荷の粒子 (主に K^+ , p , π^+) を測定するだけでなく、PID (particle identification、粒子識別) する役割を担う。HKS のビームに対する角度は 15 度に設定した (表 3.1 を参照)。HKS の検出器は図 3.9 のように K^+ の位置と角度を測定するためのドリフトチェンバー (KDC1、2) と TOF を測定するためのプラスチックシンチレーター (KTOF1X、1Y、2X、2Y) が配置されている。加えて、PID 用にエアロジェル

チェレンコフ検出器 (AC1、2、3)、水チェレンコフ検出器 (WC1、2) が配置されている。

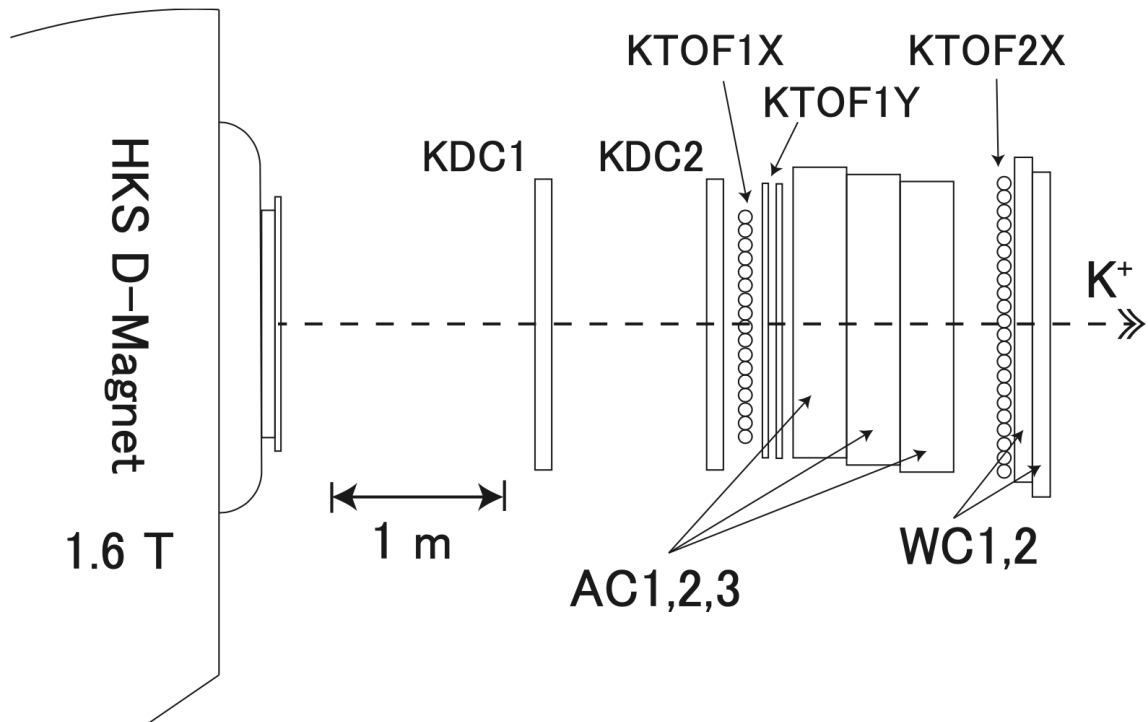


図 3.9: HKS の検出器の配置図 [36]。左から右への矢印は正電荷の粒子が飛ぶ方向を指す。

HKS 電磁石

HKS の電磁石は図 3.10 のように二つの四重極電磁石 (KQ1、KQ2) に一つの双極電磁石 (KD) のアレイで構成されている。HES 同様に、HKS の磁気光学系は入射してくる荷電粒子を鉛直、水平方向にフォーカスし、水平方向に運動量分散させる。

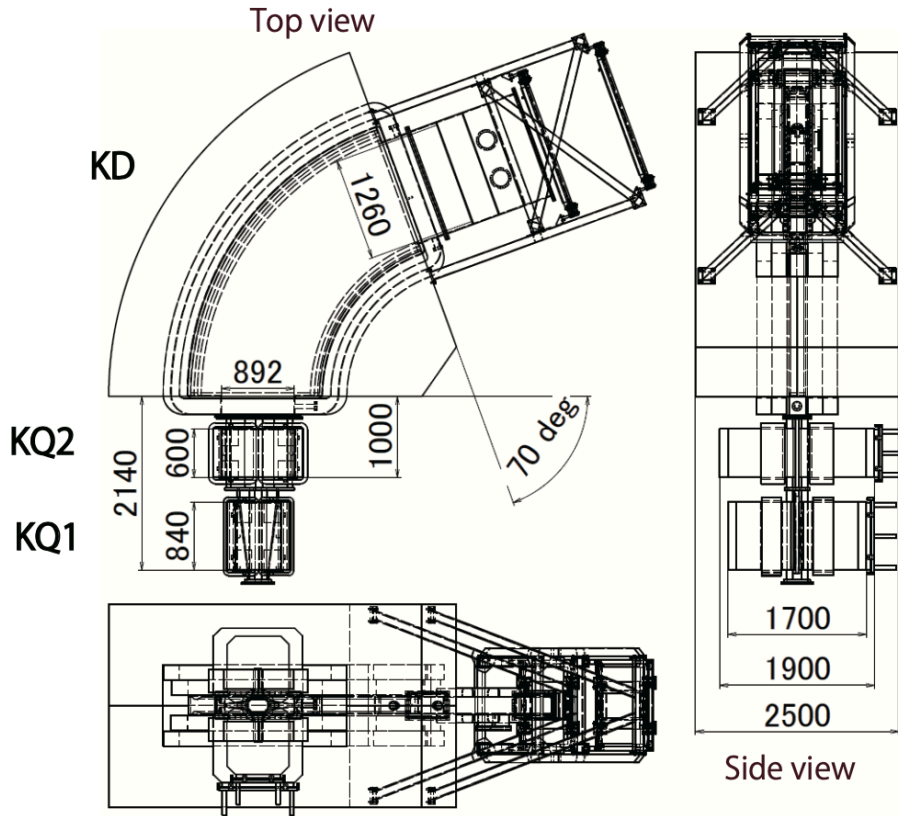


図 3.10: HKS マグネットの模式図 [18]。HKS も QQD アレイから構成されている。単位は mm である。

表 3.6: HKS 四重極マグネット (KQ1, KQ2) の主なパラメータ [18]

	KQ1	KQ2
Bore radius [mm]	120	145
Pole length [mm]	840	600
Max. magnetomotive force [A · turns]	224000	144000
Number of turns	256	320
Conductor size [mm]	8 × 8 ($\phi 6$ hole)	13.5 × 11.5($\phi 6.3$ hole)
Coil winding	Double panckae	Solenoid
Max. field gradient [T/m]	6.6	4.2
Max. current [A]	875	450
Resistance [m Ω]	181 at 55°C	119 at 45°C
Cooling water flow rate [l/m]	49.6	17.3
Pressure drop MPa	0.36	0.38
Number of coolant circuits	16	8
Total magnet weight [ton]	8.2	10.5

表 3.7: HKS 双極子のマグネット (KD) の主なパラメータ [18]

Pole gap height [mm]	200	
Pole length [mm]	1560	
Max. magnetomotive force [A · turns]	291840	
Number of turns	256	
Conductor size [mm]	22 × 22($\phi 12$ hole)	
Max. field [T]	1.53	
Max. current [A]	1140	
Resistance [m Ω]	145 at 47.5°C	
Cooling water flow rate [l/m]	Gap side	Yoke side
	66.3	68.8
Pressure drop MPa	0.32	0.35
	8	
Total magnet weight [ton]	210	

HKS ドリフトチェンバー (KDC1、KDC2)

KDC1 と KDC2 は過去実験で使われており、図 3.11 のように平面型のドリフトチェンバー 6 層 (UU', XX', VV') で構成されている。典型的な分解能は $\sigma \sim 280 \mu\text{m}$ である [18]。

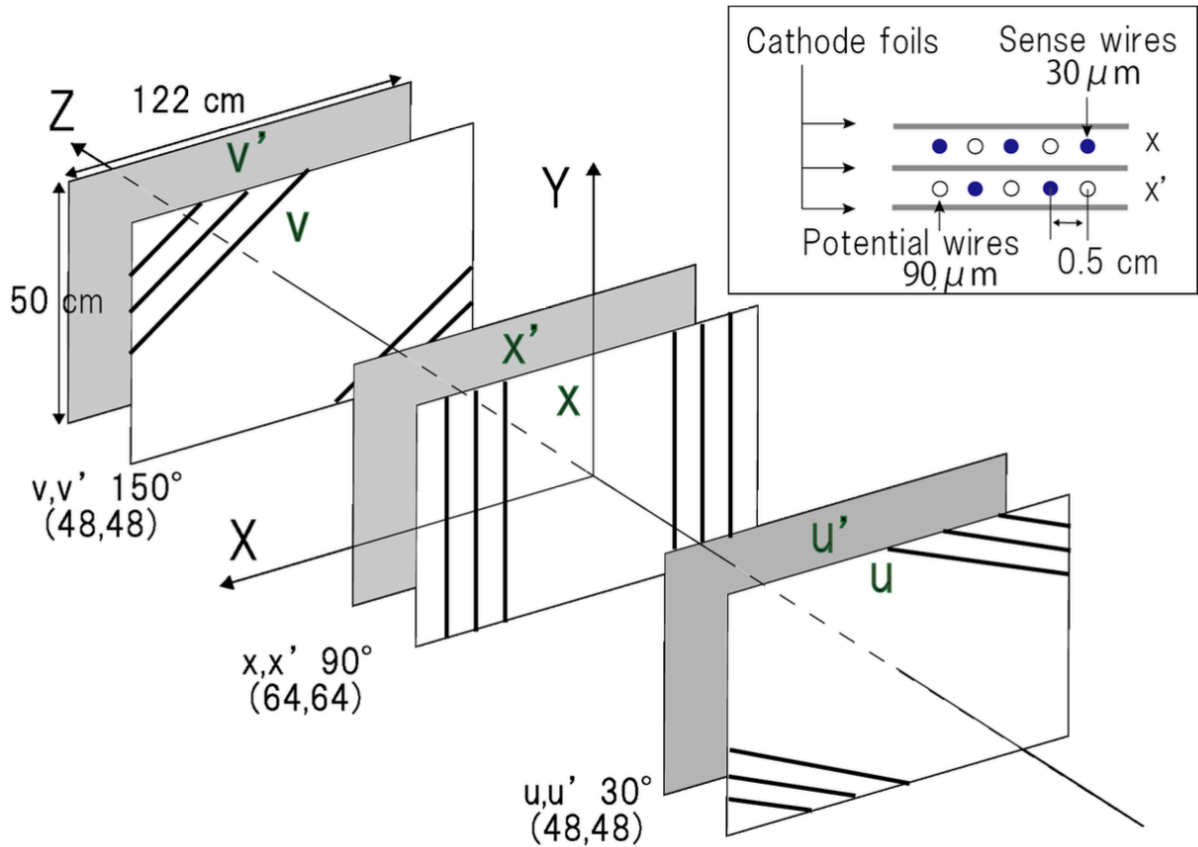
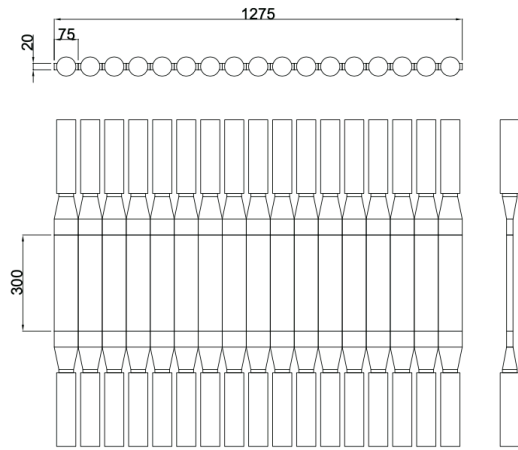


図 3.11: KDC の配置図 [18]。平面型のドリフトチェンバーである。UU' 層、XX' 層、VV' 層で構成されている。

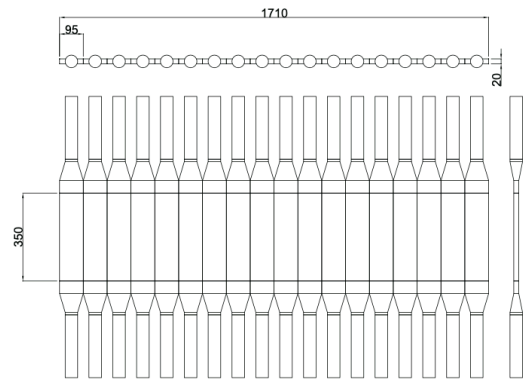
HKSTOF 検出器 (KTOF1X、KTOF1Y、KTOF2X、KTOF2Y)

KTOF1X と KTOF2X は図 3.12a、3.12b にあるように、シンチレーターの両サイドにアクリルのライトガイドと PMT がついたセグメント構成になっている。KTOF1X では 17 セグメント、KTOF2X では 18 セグメント水平方向に並ぶ。典型的な時間分解能は宇宙線のテストで $\sigma \sim 60$ ps である。KTOF1Y についても図 3.13 に示す通り、1 セグメントの構成は同じであり、これが 9 つ鉛直方向に並ぶ。時間分解能は $\sigma \sim 70$ ps である。最後に KTOF2Y は同じセグメント構成で他の TOF のタイミングを合わせる役割を持つ。時間分解能は $\sigma \sim 110$ ps である [18]。



KTOF1X
 Scintillator:BC-408
 PMT:H1949-50
 28Dec2009 T.Gogami

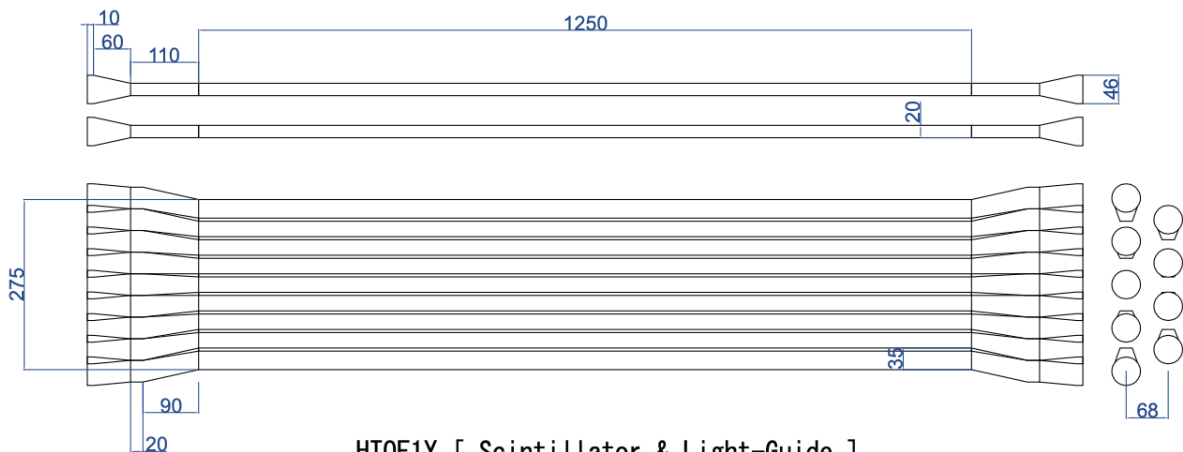
(a) KTOF1X の配置図 [18]。PMT2つ + ライドガイド 2つ + シンチレーターで構成されている。17 セグメント並んでいる。単位は mm である。



KTOF2X
 Scintillator:BC-408
 PMT:H1949
 16Dec2009 T.Gogami

(b) KTOF2X の配置図 [18]。PMT2つ + ライドガイド 2つ + シンチレーターで構成されている。18 セグメント並んでいる。単位は mm である。

図 3.12: KTOFX の配置図 [18]。



HTOF1Y [Scintillator & Light-Guide]
 Scintillator : BC-408
 Light-Guide : UVT acryl
 T. Gogami 28Nov2008

図 3.13: KTOF1Y の配置図 [18]。PMT2つ + ライドガイド 2つ + シンチレーターで構成されている。9 セグメント鉛直方向に並んでいる。単位は mm である。

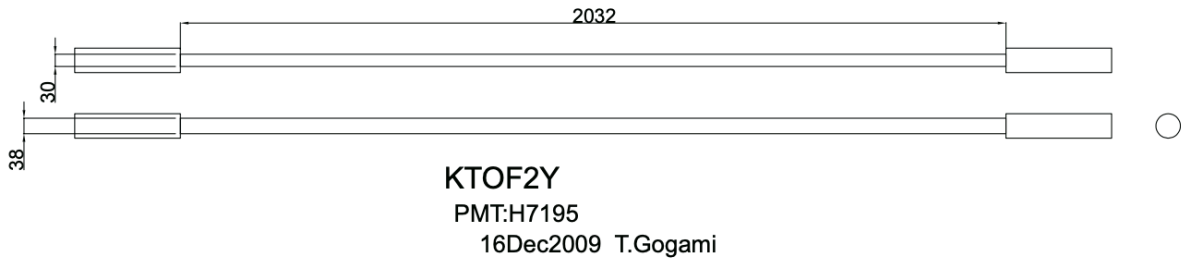


図 3.14: KTOF2Y の配置図 [18]。単位は mm である。

HKS チェレンコフ検出器 (AC1、AC2、AC3、WC1、WC2、WC3)

エアロジェルチェレンコフ検出器と水チェレンコフ検出器は HKS でアクセプトされる π^+ 、 p 、 K^+ を PID する閾値型検出器である。一般にチェレンコフ検出器内で粒子がチェレンコフ光を放出する条件は粒子の速度 β と媒質 (つまり、検出器の素材) の屈折率 n によって

$$n > \frac{1}{\beta} \quad (3.1)$$

と書かれる。

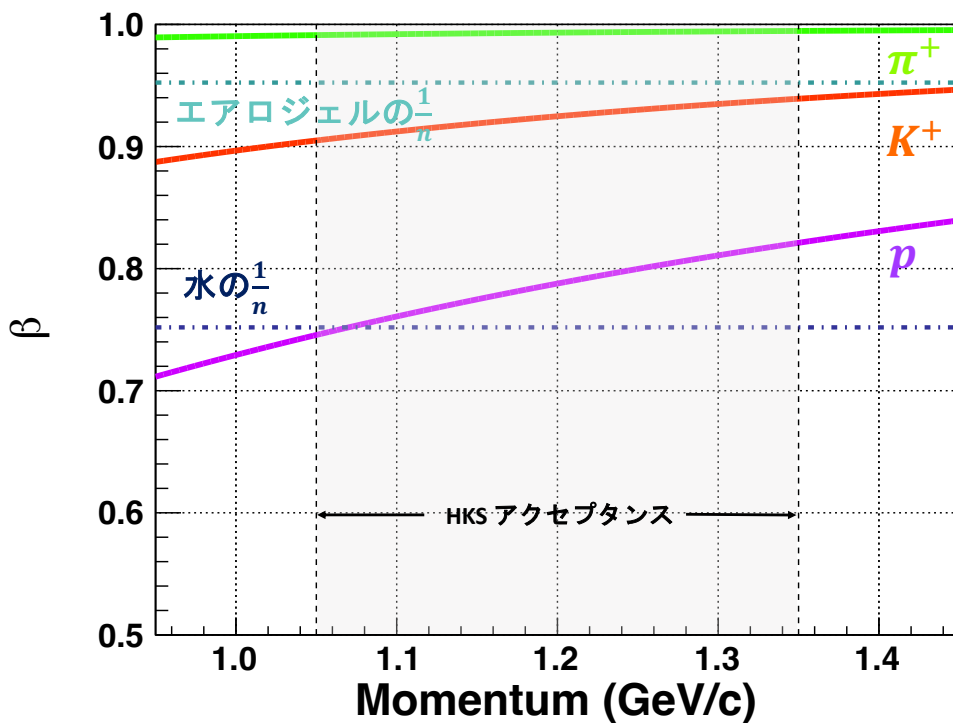


図 3.15: π^+ 、 K^+ 、 p の運動量と β の関係。縦線は次世代実験での HKS の運動量アクセプタンスを示す。横線は水とエアロジェルの屈折率の逆数である閾値を示す。この閾値より粒子の β が大きければ、チェレンコフ光を放出する。

図 3.15 に次世代実験での π^+ 、 K^+ 、 p の運動量と β の関係を示す。HKS 側では、エアロジェル (屈折率は $n = 1.05$) に対して π^+ のみがチェレンコフ光を放出する。一方で水 ($n = 1.33$) では、全ての粒子からチェレンコフ光が放出されるが、 p については放出される光子数が少ない。この二種類のチェレンコフ検出を使用することで PID が可能になる。配置図を図 3.16、3.17 に示した。エアロジェルチェレンコフ検出器については 7 セグメントが 3 層に配置され、水チェレンコフ検出器については 12 セグメントが 2 層に配置されている。AC と WC を多層化して半セグメント分ずらすことでグルーピングができ、物理的にあり得る光ったセグメントの組み合わせのみがトリガーされる。詳細は前回実験についての NIM 論文 [36] にまとまっている。

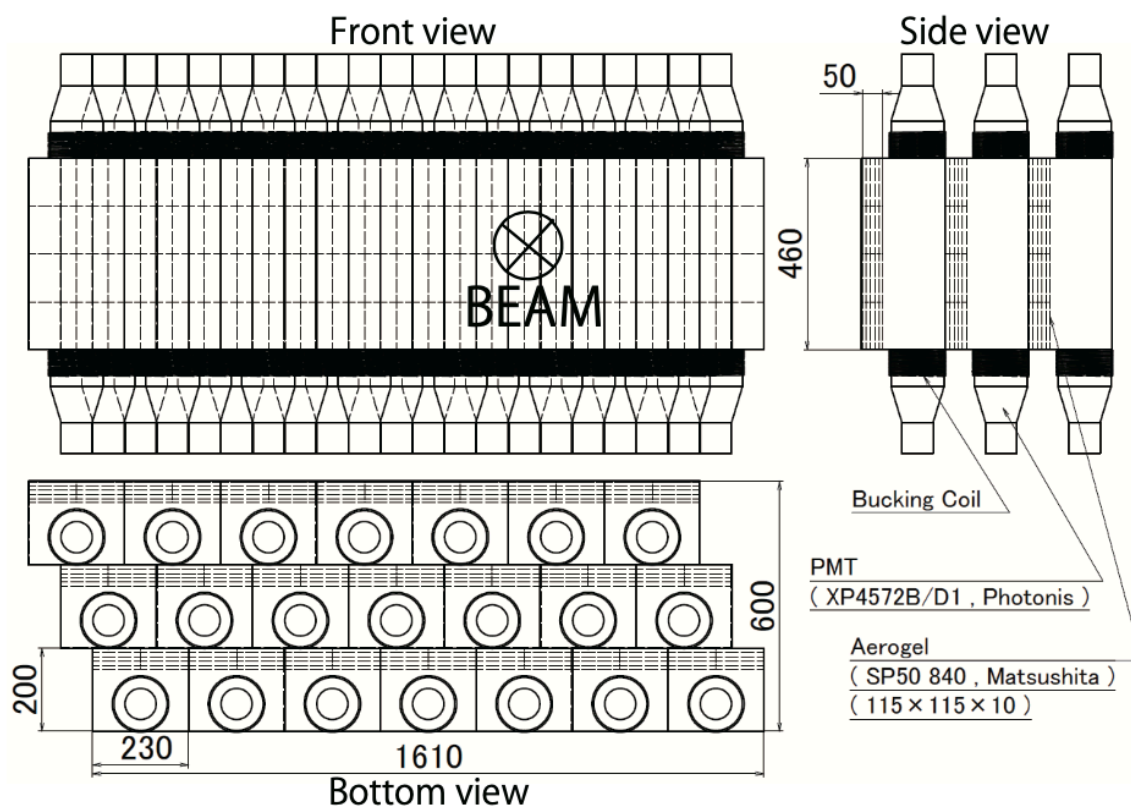


図 3.16: AC の配置図 [18]。7 セグメントが 3 層並んでいる。単位は mm である。

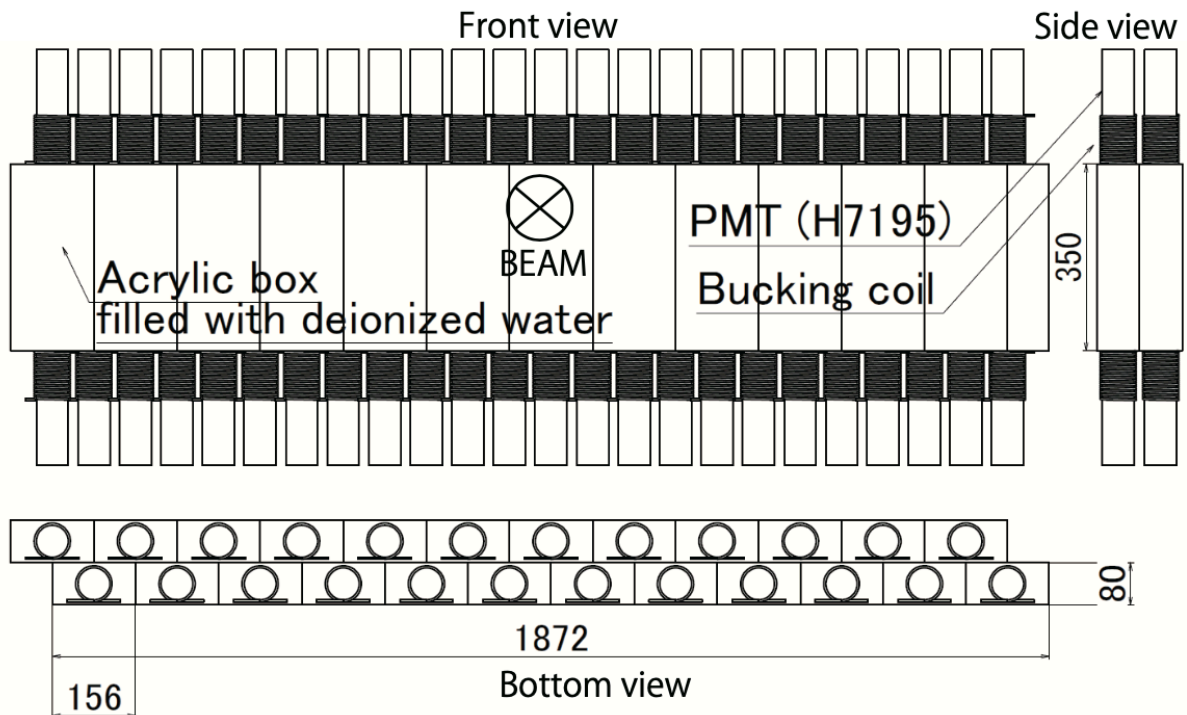


図 3.17: WC の配置図 [18]。12 セグメントが 2 層並んでいる。単位は mm である。

しかし、図 3.17 の水チェレンコフ検出器は経年劣化により次世代実験で使用できない。そこで、数年前に新型の水チェレンコフ検出器が開発された [37]。図 3.18 にテストベンチにおける新型と旧型の性能比較を示す。旧型 WC からの変更点は反射材の範囲を広げたことと PMT 接合窓の素材を変えたことである。またテスト実験も行い、旧型と比べおよそ 2 倍の光量を得ることができた。次世代実験の準備にあたって新型の WC の量産を進めている。

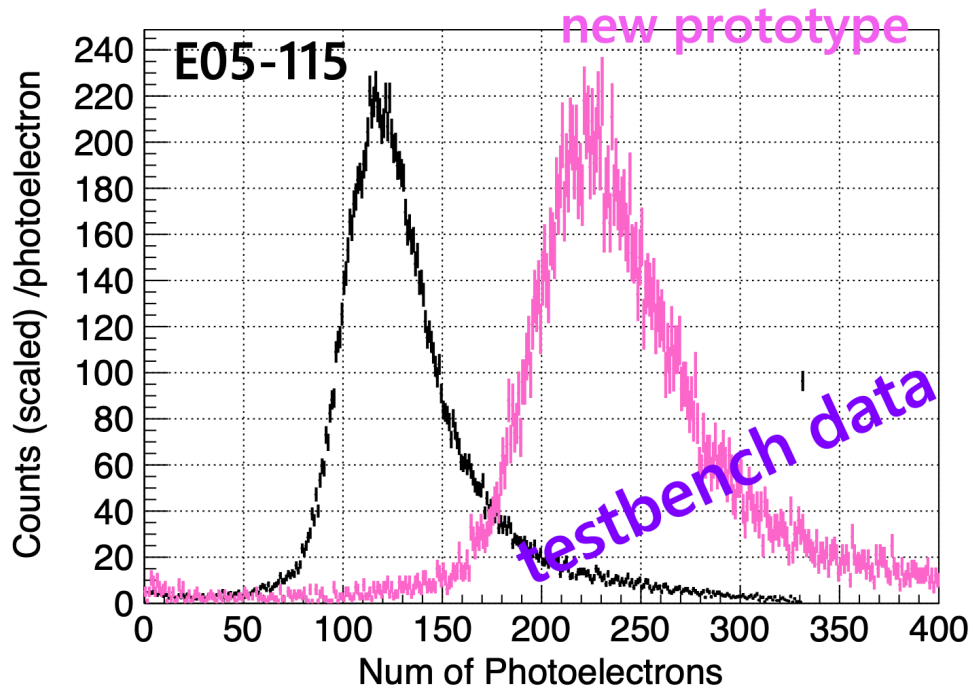


図 3.18: 新型 WC と旧型 WC の宇宙線測定によるテストベンチでの結果 [37]。横軸が光子数、縦軸が計数。黒色のヒストグラムは前回実験で用いられた旧型 WC でピンク色のヒストグラムは新型 WC の結果。縦軸は見やすさのため、スケールしてある。新型 WC は旧型 WC に比べ、2 倍の光子数を得られる。

第4章

ミッシングマススペクトルの見積もり方法の確立

3章で、次世代実験のセットアップを述べた。次世代実験の準備が始まる前に、実験条件の最適化が必要である。4章では最適化に必要な手法の確立について説明する。前半では、ハイパー核生成からイベント検出までを再現するシミュレーションコードの開発について述べる。後半では、イベント数見積もり計算とシミュレーションのデータを使った Λ 束縛エネルギースペクトルの見積もり方法について述べる。

4.1 シミュレーションの開発

最適化の手法として、ビーム電子が標的にあたってからスペクトロメータで測定されるまでの e 、 e' 、 K^+ の通過する過程を再現したシミュレーションを開発した。シミュレーションは Geant4[39] を用いて開発した。まずはシミュレーション全体の流れを以下の図 4.1 に示す。

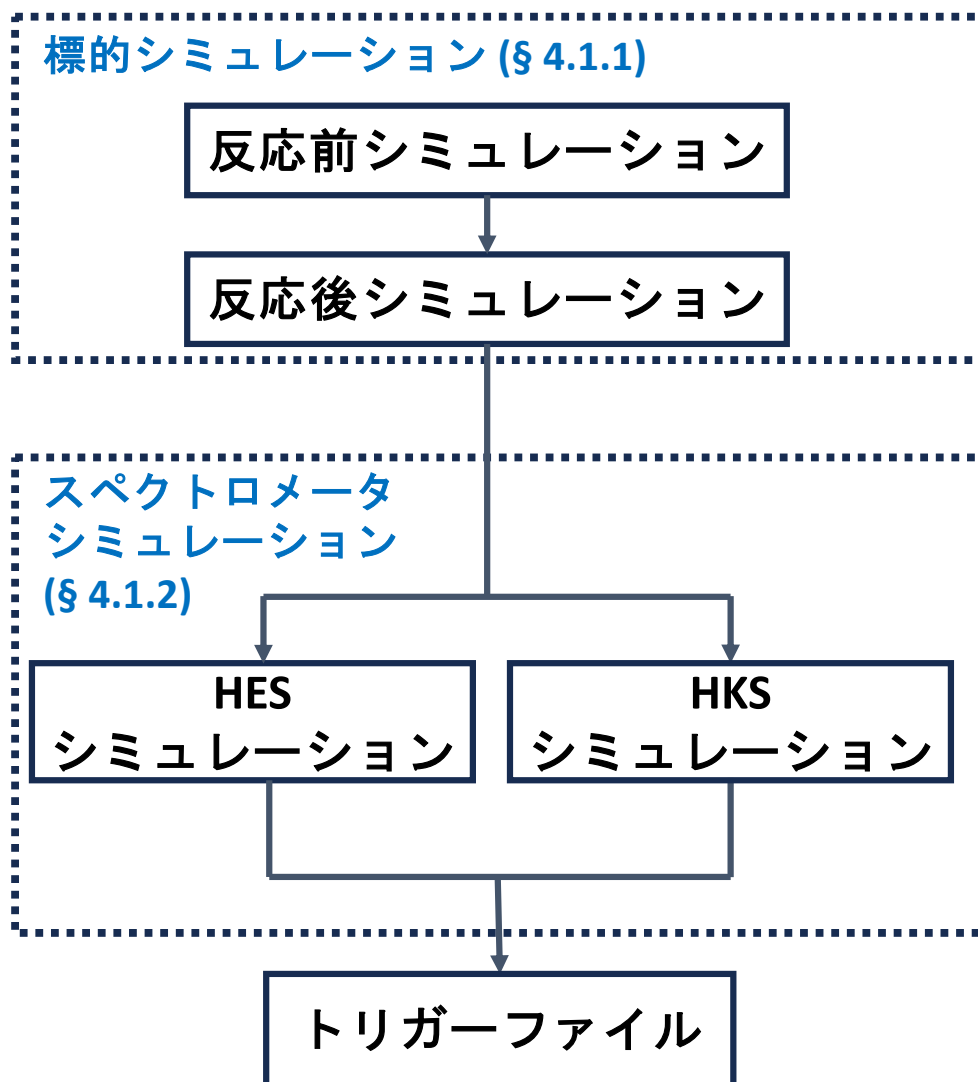


図 4.1: シミュレーションの流れ。4つのシミュレーションコードを Geant4 で開発した。標的シミュレーションとスペクトロメータシミュレーションを順に実行することで、トリガーファイルを得ることができる。

シミュレーションは大枠として標的での粒子の生成を担当する標的シミュレーション (反応前シミュレーションコード、反応後シミュレーションコード)、生成された粒子をスペクトロメータで検出、測定するスペクトロメータシミュレーション (HES シミュレーションコード、HKS シミュレーションコード) に分けられる。4つの Geant4 コード (反応前、反応後、HES、HKS) を図 4.1 の矢印の流れに従い順に実行することで、 e' と K^+ がコインシデンスしたイベントファイル (トリガーファイル) を出力できる。以下にシミュレーションを大枠である標的シミュレーションとスペクトロメータシミュレーションに分けて各々の機能と実装概要を説明する。

4.1.1 標的シミュレーション

標的シミュレーションは $(e, e'K^+)$ 反応を現実的に再現することを目的としている。一つの Geant4 コードでは特定の反応過程だけを走らせることが難しいため、シミュレーションを二つの Geant4 コードである反応前シミュレーション、反応後シミュレーションに分けて開発した。またどちらに対しても、現実的な状況を再現するために標的と反応粒子との相互作用を考慮した。

反応前シミュレーションについて

反応前シミュレーションの目的はビーム電子の反応直前までの過程を再現することである。反応前シミュレーションのオブジェクト構成の模式図を図 4.2 に示す。

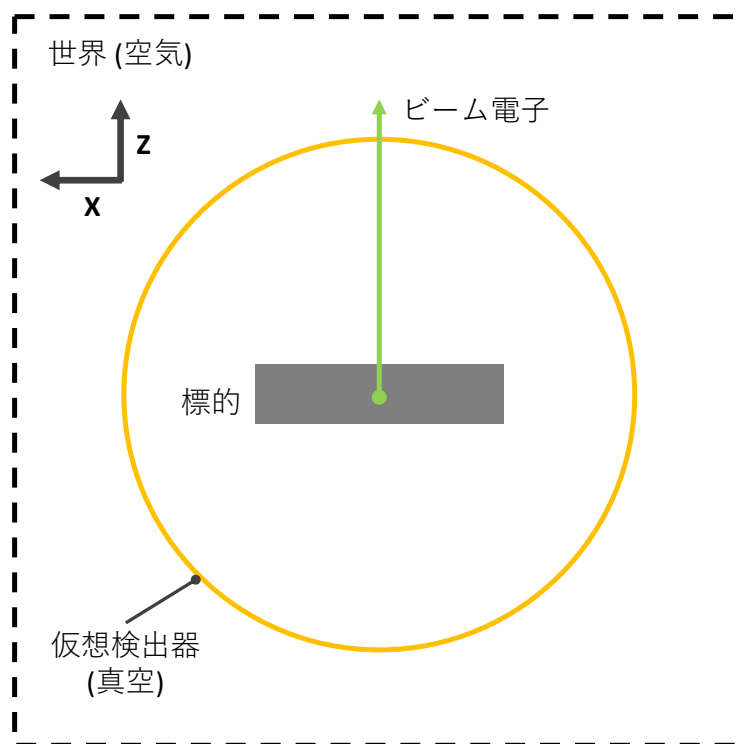


図 4.2: 反応前シミュレーションの模式図。反応前シミュレーションを上から (y 軸正方向から) 見た図に相当する。

反応前シミュレーションは単純なオブジェクトで構成されている。シミュレーション上に標的と仮想検出器を置き、ビーム電子を標的の内から外へと射出した。標的の厚さ (g/cm^2) については、設定可能にしてあるため、標的の z 方向の厚さも自動的に決まる。図 4.3 のようにシミュレーション上ではビーム電子の方向が実際の実験とは逆である。シミュレーション上の入射電子の始点を反応点とみなせば、シミュレーションで得られる電子の運動量と反応直前の電子の運動量は同じである。なぜなら標的とビーム電子が相互作用する距離はビーム電子の向きに関わらず等しいからである。そして、ビーム電子の始点を標的の z 方向の厚さ

分だけランダムに発生させ、実際の反応点が標的中に分布するようにした。

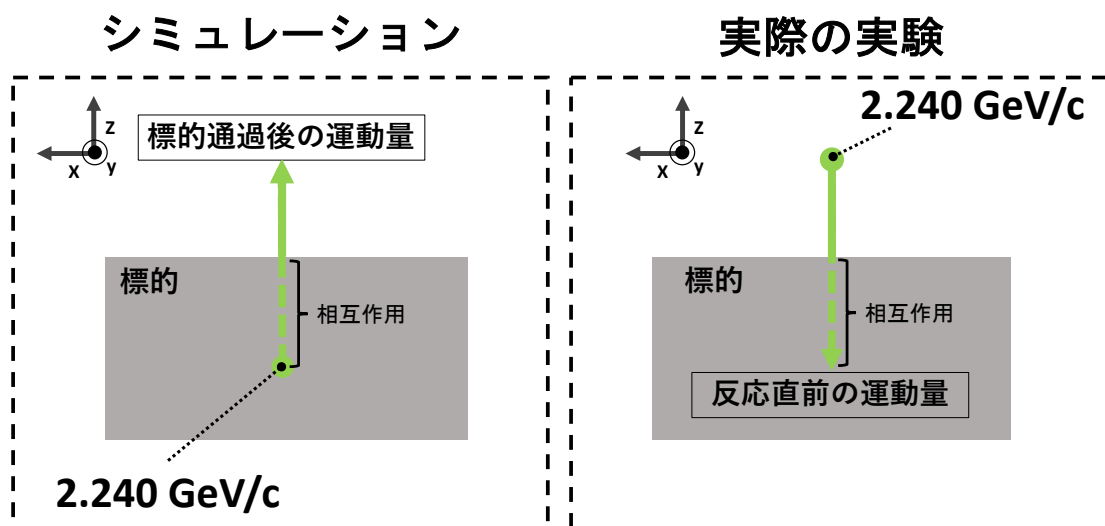


図 4.3: 反応前シミュレーションにおけるビーム電子の生成方法。シミュレーション上の始点を実験での反応点とみなせば、二つの場合で電子の運動量が一致する。

目的に沿って以下の機能を実装した。

- ビーム電子が標的で受けるエネルギー損失、エネルギーストラグリング
エネルギー損失とは粒子がある媒質を通過した際に媒質内の原子核や電子と電磁相互作用し、粒子自身のエネルギーが失われる物理現象である [40]。また、エネルギーストラグリングとは運動学が同じ条件の同種粒子が、同じ距離だけ媒質内を通過した際のエネルギー損失分布 (エネルギー損失の揺らぎ) である [40]。Geant4 には 0 – 100 TeV までの全ての粒子の電磁相互作用をまとめたクラス `G4EmStandardPhysics` があり、エネルギー損失に対し 100 eV – 100 TeV の範囲を考慮している [41]。そのため、`G4EmStandardPhysics` を採用し、実装した。図 4.4 にエネルギー損失分布を示す。

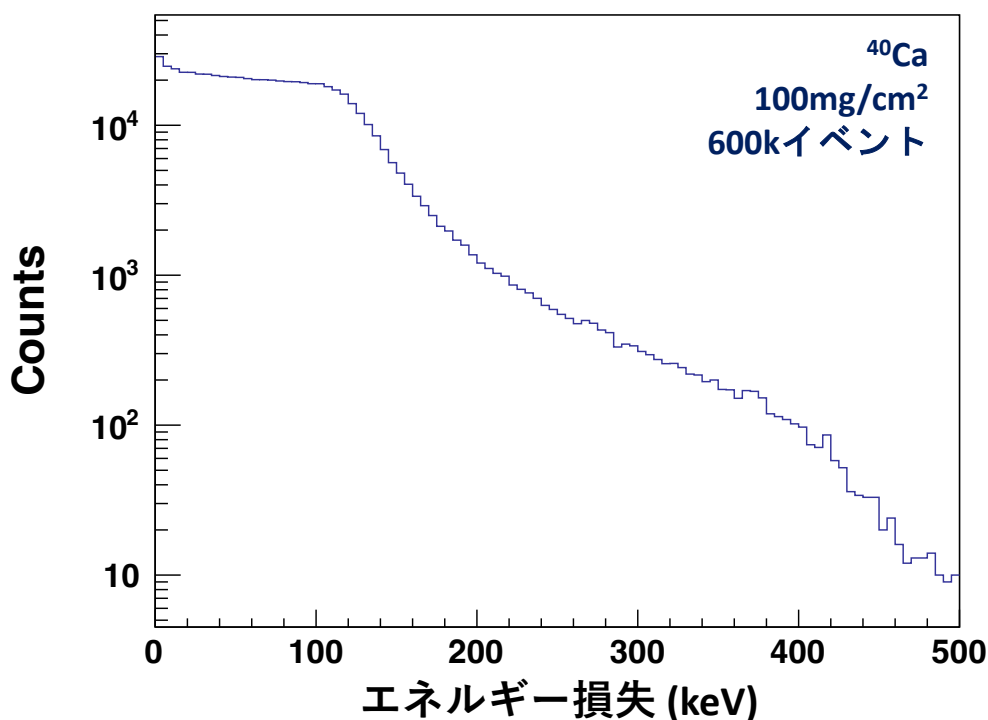


図 4.4: 標的でのビーム電子のエネルギー損失分布。

- 入射エネルギー等のシミュレーション条件の設定

具体的なシミュレーション条件を以下の表 4.1 にまとめた。条件は主に標的の特徴と入射粒子の物理量を決める。ビームの角度や角度方向の広がりも考慮できるが、本研究ではビーム電子を垂直に射出した。

表 4.1: 反応前シミュレーション条件。

シミュレーション条件項目	内容例
標的の元素	^{12}C
標的厚さ [mg/cm^2]	100
入射粒子の種類	e^-
入射粒子のエネルギー [GeV]	2.240
入射粒子のエネルギーの分解能 [GeV]	6×10^{-5}

- 反応後シミュレーション用シードファイルの生成

反応後シミュレーションでは反応直前のビーム電子の運動量ベクトルが必要である。そのためにシードファイル (粒子生成のための種を貯めたファイルという意味。) を用意した。シードファイルにはビーム電子の反応点と反応点での運動量に対応した粒子の生成位置、ビーム電子の運動量が出力される。

反応後シミュレーションについて

反応後シミュレーションの目的は反応直後の過程を再現することである。反応後シミュレーションのオブジェクト構成の模式図を図 4.5 に示す。

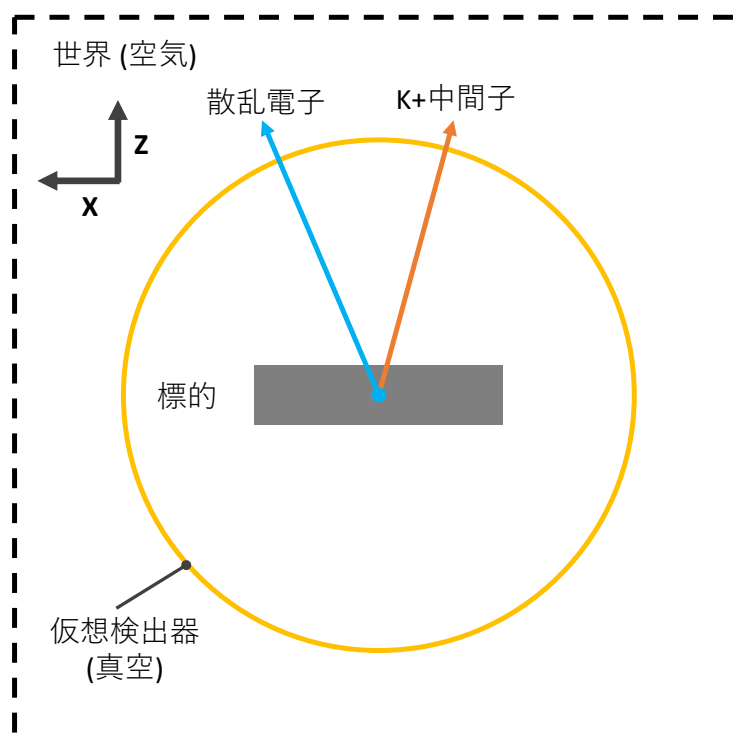


図 4.5: 反応後シミュレーションの模式図。反応後シミュレーションを上から (y 軸正方向から) 見た図に相当する。

反応前シミュレーションと同様に反応後シミュレーションは単純なオブジェクトで構成されている。反応後シミュレーションと異なる点は、入射粒子が一つではなく二つ (e' と K^+) 同時に射出される点である。

目的に沿って反応後シミュレーションに以下の機能を実装した。

1. ($e, e'K^+$) 反応の運動学アルゴリズム

ハイパー核生成の運動学は下の図 4.6 のような模式図で表される。

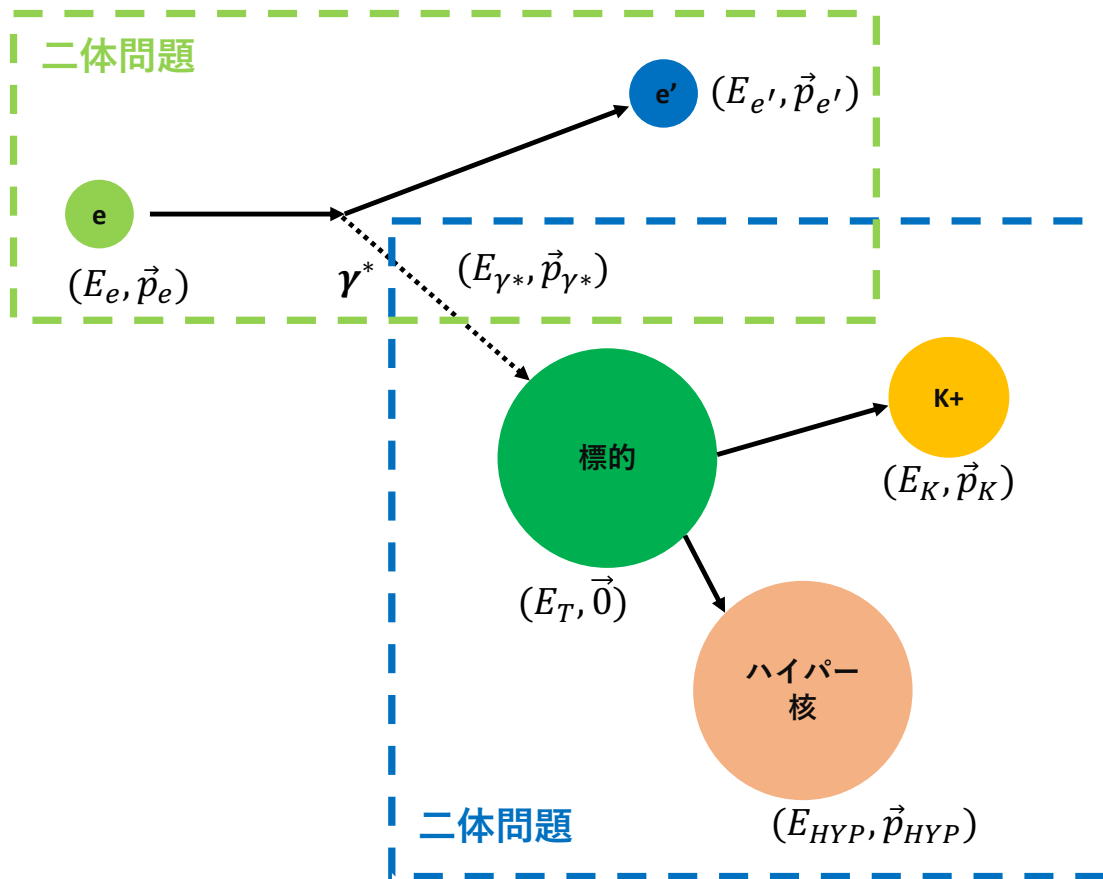


図 4.6: $(e, e'K^+)$ 反応の運動学の模式図。反応を $e \rightarrow e' + \gamma^*$ と $\gamma^* + \text{標的} \rightarrow K^+ + \text{ハイパー核}$ に分けた。どちらの過程も二体問題に帰着する。

$(e, e'K^+)$ 反応を $e \rightarrow e' + \gamma^*$ と $\gamma^* + \text{標的} \rightarrow K^+ + \text{ハイパー核}$ の二つの過程に分け、運動学を解いた。従って、アルゴリズム内では反応前の 4 元運動量 $(P_e, P_{e'}, P_{\gamma^*})$ を決めてから、その後反応後の運動量ベクトル (P_{HYP}, P_K) を決める。標的については質量は既知で静止していると考えて $P_T = (M_T, \vec{0})$ である。 $(e, e'K^+)$ 反応の運動学アルゴリズムのフローを以下の図 4.7 にまとめた。

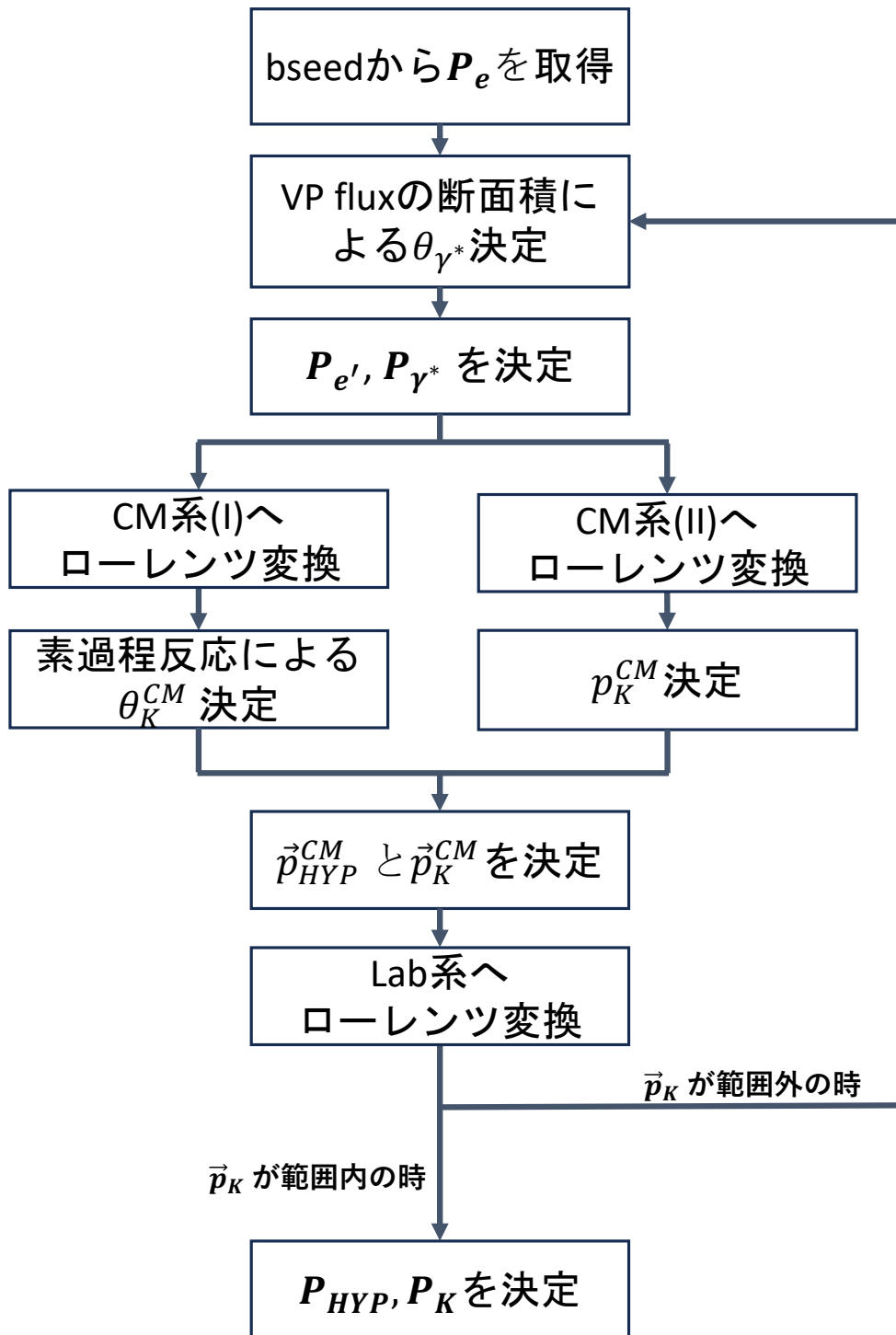


図 4.7: $(e, e'K^+)$ 反応の運動学アルゴリズムのフロー。

図 4.7 の CM 系 (I) は $\gamma^* + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ の系に相当し、CM 系 (II) は $\gamma^* +$ 標的 $\rightarrow K^+ +$ ハイパー核に相当する。運動学の計算で運動量の大きさは出せるが角度方向の自由度がある。そのため角度については反応断面積の角度依存性を再現するような確率で MC(モンテ・カルロ) 計算で決定した。また、運動学アルゴリズムには運動量ベクトルの生成範囲に対してカットをかけている。図 4.7 の分岐がそれに当たり、指定した生成範囲 (運動量の大きさと角度 θ, ϕ) 内であれば \vec{p}_K をそのまま採用し、範

圏外であればもう一度 θ_{γ^*} の決定からやり直すようになっている。

アルゴリズムで重要な点を以下の実装項目 2、3、4 の 3 点に簡潔にまとめた。

2. 仮想光子断面積の角度依存性を考慮した θ_{γ^*} の決定

仮想光子フラックスの角度分布は図 2.3 のようになる。この分布を再現するように角度 θ_{γ^*} を決めた。

3. (e, eK^+) 反応におけるハイパー核の生成断面積を考慮した p_K^{CM} の決定

p_K^{CM} を決める際にハイパー核の基底状態または励起状態に対応した質量を用いる必要がある。そこで梅谷氏のシェルモデル計算結果 [42](図 4.8 が ${}_{\Lambda}^{40}\text{K}$ と図 4.9 が ${}_{\Lambda}^{48}\text{K}$) を用いた。ハイパー核の生成断面積の分布を再現するようにハイパー核の質量を決めた。

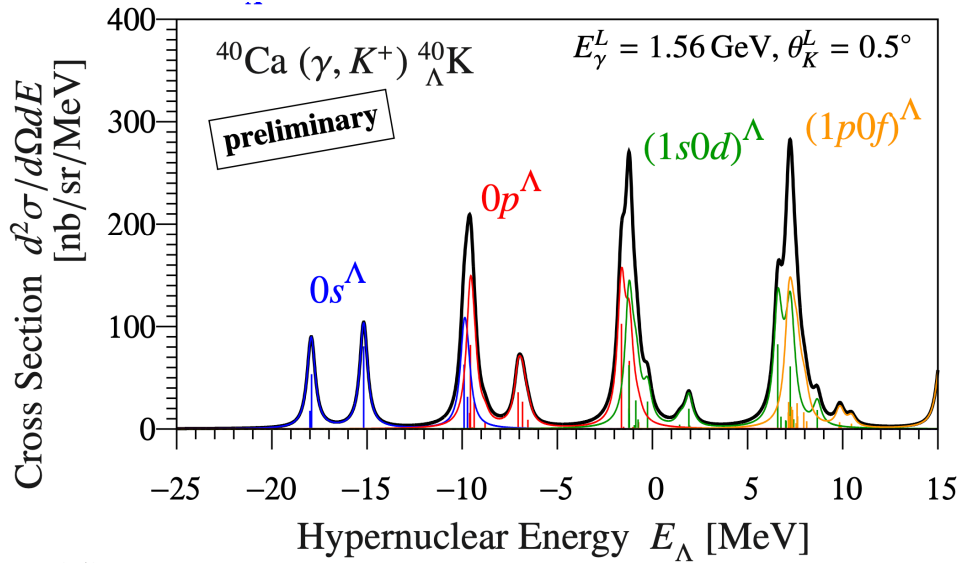


図 4.8: 梅谷氏のシェルモデル計算で求めた ${}_{\Lambda}^{40}\text{K}$ の微分断面積 [42]。

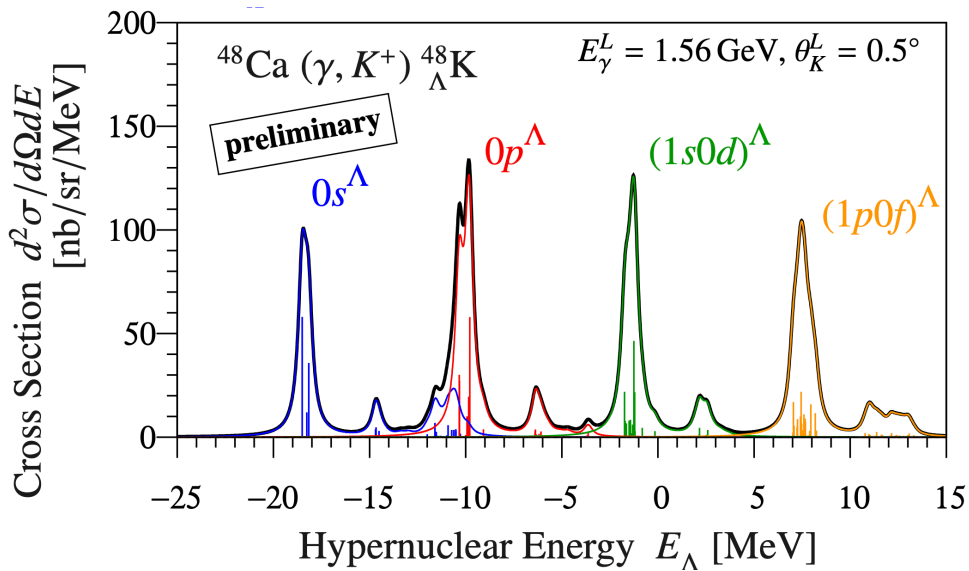


図 4.9: 梅谷氏のシェルモデル計算で求めた ${}_{\Lambda}^{48}\text{K}$ の微分断面積 [42]。

4. 素過程反応 $p(\gamma, K^+)\Lambda$ の角度依存性を考慮した θ_{HYP} の決定

θ_K^{CM} を決める際に、素過程反応 $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ の断面積の角度依存性を考慮した。本実験では Q^2 が 0 に近い、すなわち実光子に近いことから、Kaon-Maid[43] による素過程反応 $p(\gamma, K^+)\Lambda$ の理論計算を用いた。反応断面積の分布に従うように角度を決めた。

5. e' と K^+ が標的で受けるエネルギー損失、エネルギーストラグリング

反応前シミュレーションと同様に、クラス G4EmStandardPhysics を採用し、実装した。

6. 入射エネルギー等のシミュレーション条件の設定

以下の表 4.2 に条件をまとめた。条件は主に標的の特徴と e' と K^+ の生成範囲を決める。

表 4.2: eKseed のシミュレーション条件。

シミュレーション条件項目	内容例
標的の元素	^{12}C
標的厚さ [mg/cm^2]	100
e' の運動量の生成範囲 [GeV]	[0.440, 1.040]
e' の角度 θ の生成範囲 [deg]	[0, 16]
e' の角度 ϕ の生成範囲 [deg]	[-30, 30]
K^+ の角度 θ の生成範囲 [deg]	[10, 20]
K^+ の角度 ϕ の生成範囲 [deg]	[150, 210]

7. スペクトロメータシミュレーション用シードファイルの生成

スペクトロメータシミュレーションの生成粒子として用いるためにシードファイルを用意している。シードファイルには反応点の位置、散乱電子の運動量ベクトルの成分 (p_x, p_y, p_z) 、 K^+ 中間子の運動量ベクトルの成分が出力される。

4.1.2 スペクトロメータシミュレーション

スペクトロメータシミュレーションの目的は $(e, e'K^+)$ 反応で生成された e' と K^+ をスペクトロメータを用いて測定することである。スペクトロメータシミュレーション (HES、HKS) は、過去実験 (E05-115) のために開発されたシミュレーションに PCS を新たに導入し更新したシミュレーションである。また、磁気光学系が最適になるよう PCS、HES、HKS の磁場の大きさを最適化した。このサブセクションでは HES、HKS シミュレーションのセットアップと機能を述べる。次にスペクトロメータの性能評価に必要な運動量分解能と立体角の導出方法を述べた後、磁場の最適化について議論する。

HES,HKS シミュレーションについて

HES シミュレーションの目的は HES の検出までの過程を再現することで、HKS シミュレーションの目的は HKS の検出までの過程を再現することである。再現するために、実際の電磁石、検出器をシミュレーション上で模して、配置通りに置いた。磁場については有限要素法を用いた 3 次元電磁場解析プログラムの OPERA[44] で設計した結果を使用している。

HES の実際のビジュアライゼーションを図 4.10 に示す。HES シミュレーションでは図 4.10 のように PCS、EQ1、EQ2、ED、検出器 (DC TOF) が配置されており、粒子のヒット情報を取得するための仮想検出器が配置されている。それ以外の空間は空気で満たされている。また、標的の考慮すべき点は標的シミュレーションで取り入れているため、HES、HKS 側で標的を配置していない。

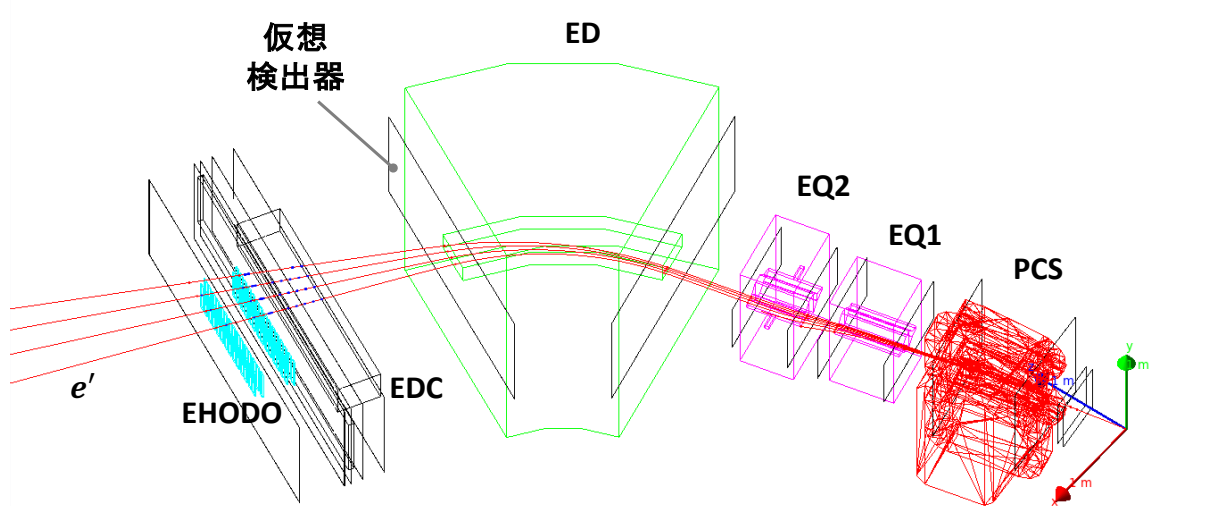


図 4.10: HES の Geant4 ビジュアライゼーション。赤い軌道は e' を表し、HES に入射している。赤色のオブジェクトは PCS で、ピンク色のオブジェクトは EQ1、EQ2。緑色のオブジェクトは ED、後段の黒い枠の直方体が EDC、水色が EHODO に対応する。装置の直前と直後に置いてある黒枠の平面が粒子のヒット情報を取得するための仮想検出器である。

HKS の実際のビジュアライゼーションを図 4.11 に示す。HKS シミュレーションでは PCS、EQ1、EQ2、ED、検出器 (DC TOF、WC、AC) が配置されており、仮想検出器も配置されている。それ以外の空間は空気で満たされている。また、HKS でも HES と同様の理由で標的を配置していない。

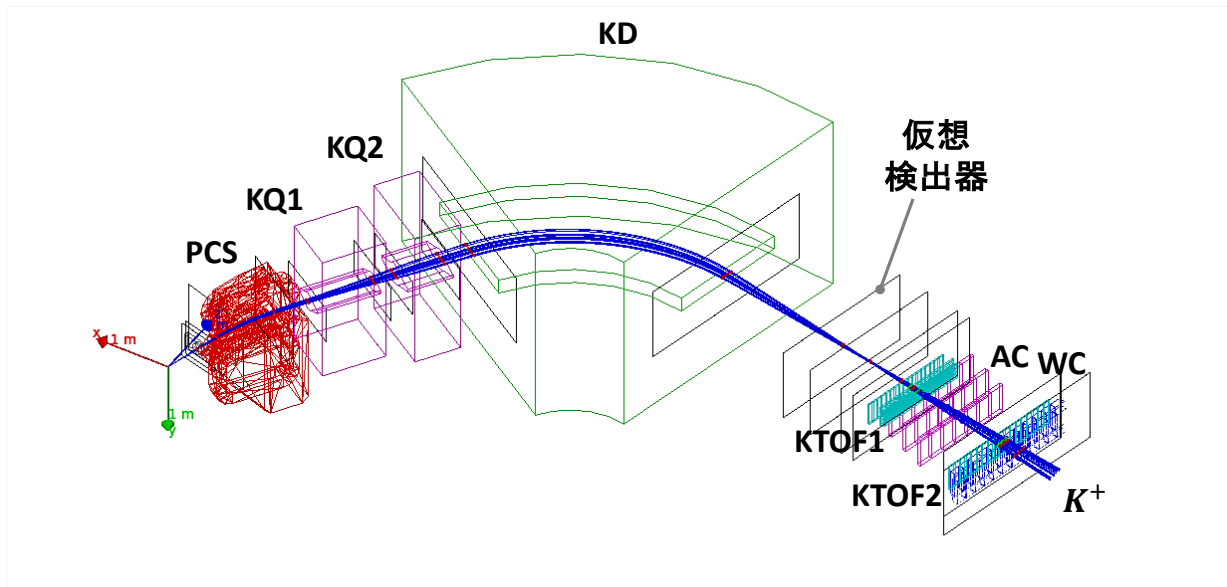


図 4.11: HKS の Geant4 ビジュアライゼーション。青い軌道は K^+ を表し、HKS に入射している。赤色のオブジェクトは PCS で、ピンク色のオブジェクトは KQ1、KQ2。緑色のオブジェクトは KD、後段の水色の直方体のセグメントの集合が KTOF1、紫色のセグメントの集合が AC に対応する。その後方の水色のセグメントの集合が KTOF2、青色のセグメントの集合が WC を表す。装置の直前と直後に置いてある黒枠の平面が粒子のヒット情報を取得するための仮想検出器である。

イベント実行後、HES と HKS では検出器面での粒子の位置 x_{RP} 、 y_{RP} と角度 x'_{RP} ($= p_{RF,x}/p_{RF,z}$)、 y'_{RP} ($= p_{RF,y}/p_{RF,z}$) を得る。これらの値はシミュレーション上で正確に得られるため、運動量ベクトルの再構成時には検出器の分解能を考慮した。セットアップが持つ検出の分解能を σ で、下の表 4.3 にまとめた。

表 4.3: HES と HKS での基準面での位置、角度分解能。

	HES	HKS
X_{RP} [cm]	9.7×10^{-3}	1.0×10^{-2}
Y_{RP} [cm]	1.2×10^{-2}	1.6×10^{-2}
X'_{RP} [rad]	0.8×10^{-3}	0.2×10^{-3}
Y'_{RP} [rad]	1.5×10^{-3}	0.3×10^{-3}

以上の説明した HES、HKS シミュレーションの実行過程は以下のようになる。

- 設定した磁気光学系に基づいて粒子を輸送する。
- 到達した粒子の検出器面での位置と角度を取得する。
- 各検出器や RP でのヒット情報を ROOT ファイルとして貯める。

運動量分解能の求め方

ある実験条件に対するスペクトロメータの性能評価の際に、運動量分解能を調べることは一般的である。スペクトロメータは磁気光学系を持つため、標的から検出器面までの輸送行列 M^{T2R} を用いた以下の関係が成り立つ。

$$\begin{pmatrix} x_{RP} \\ x'_{RP} \\ y_{RP} \\ y'_{RP} \\ p_{RP} \end{pmatrix} = M^{T2F} \begin{pmatrix} x_T \\ x'_T \\ y_T \\ y'_T \\ x_T^2 \\ x_T x'_T \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

実際のスペクトロメータの磁場はデザイン時の磁場とは多少異なる上に、HES、HKS はソフトウェアスペクトロメータである。そのため、光学系を表現する際によく式 (4.1) の右辺のように標的での (x_T, x'_T, y_T, y'_T) の二次以上の項を入れている。実験の解析においては式 (4.1) の逆を行うことで、検出器面から標的での運動量ベクトルへと再構成している。式 (4.2) が検出器面から運動量ベクトルの逆輸送行列 M^{R2T} を用いた再構成の式である。求めたい変数の数は式 (4.2) の左辺の量の 5 つであるが、ビームスポットが小さいことから標的での x と y 方向には振れ幅がなくほぼ一点、すなわち $x_T = y_T = 0$ と仮定することで解くことができる。

$$\begin{pmatrix} x_T \\ x'_T \\ y_T \\ y'_T \\ p_T \end{pmatrix} = M^{F2T} \begin{pmatrix} x_{RP} \\ x'_{RP} \\ y_{RP} \\ y'_{RP} \\ x_{RP}^2 \\ x_{RP} x'_{RP} \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

ここではシミュレーション上での運動量の再構成を説明する。式 (4.2) を書き下すと、式 (4.4) のように書ける。ただし、1 行目の係数 a_i は 2 行目では係数 $C(a, b, c, d)$ に置き換わっている。逆輸送行列を知らないため、まずはシミュレーションでは既知である標的での真の運動量と検出器面上での位置と角度から逆輸送行列を求める。

$$p_t = C(1, 0, 0, 0)x_{FP} + C(0, 1, 0, 0)y_{FP} + C(0, 0, 1, 0)x'_{FP} + C(0, 0, 0, 1)y'_{FP} + C(1, 1, 0, 0)x_{FP}y_{FP} + \dots \quad (4.3)$$

$$= \sum_{a+b+c+d \leq m} C(a, b, c, d)(x_{FP})^a (y_{FP})^b (x'_{FP})^c (y'_{FP})^d \quad (4.4)$$

行列要素を求めるにはシミュレーションで生成した異なるイベントを 5000 ほど用いて、式 (4.4) を 6 次の項 ($m = 6$) まで用いて、式 (4.5) のように並べる。

$$\begin{pmatrix} p_t^{(1)} \\ p_t^{(2)} \\ \vdots \\ p_t^{(5000)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{FP}^{(1)} & y_{FP}^{(1)} & \cdots & (y_{FP}^{(1)})^6 \\ x_{FP}^{(2)} & y_{FP}^{(2)} & \cdots & (y_{FP}^{(2)})^6 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ x_{FP}^{(5000)} & y_{FP}^{(5000)} & \cdots & (y_{FP}^{(5000)})^6 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C(1, 0, 0, 0) \\ C(0, 1, 0, 0) \\ \vdots \\ C(0, 0, 0, 6) \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

式を $\mathbf{p} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{c}$ と略して書くことにする。今求めたい量は \mathbf{c} である。そこで差分 Δ を

$$\Delta = |\mathbf{p} - \mathbf{A} \cdot \mathbf{c}| \quad (4.6)$$

のように定義し、この式が最小となる場合の \mathbf{c} を決める問題へと置き換え、 \mathbf{c} を最小二乗法で決定する。 \mathbf{A} のムーア・ペンローズの擬似逆行列 \mathbf{A}^{-1} (一般化逆行列) を用いて

$$\mathbf{c} = \mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{p} \quad (4.7)$$

を計算する。この時 \mathbf{A}^{-1} を求める際に \mathbf{A} の特異値分解を用いて計算をする。以上により \mathbf{c} が求まるため、標的での運動量 p_t が求まる。角度方向についても同様の計算をすることで運動量ベクトルの再構成ができる。最後に真の値 p_{true} と上記により求めた運動量 p_{recon} との相対運動量 $\Delta p/p = (p_{\text{recon}} - p_{\text{true}})/p_{\text{true}}$ を運動量分解能と定義する。

立体角の求め方

スペクトロメータの性能評価として立体角について調べることは一般的である。スペクトロメータの立体角 $\Delta\Omega$ はシミュレーション上で一様生成した粒子をどれだけの範囲で検出したかを示す量である。 $\Delta\Omega$ は運動量 p と角度 θ, ϕ に依存するため、 $\Delta\Omega(p, \theta, \phi)$ と書ける。ここでは一変数に対する立体角を求めるので、その立体角は一変数以外に対して積分した値となっている。運動量に対する立体角 $\Delta\Omega(p)$ は以下の式 (4.8) で定義した。

$$\Delta\Omega(p) = \Delta\Omega_0(p) \times \frac{\Delta\Omega(p)}{\Delta\Omega_0(p)} \quad (4.8)$$

$$= \Delta\Omega_0(p) \times \frac{N(p)}{N_0(p)} \quad (4.9)$$

$$= \int_{\theta} \int_{\phi} \sin\theta d\theta d\phi \times \frac{N(p)}{N_0(p)} \quad (4.10)$$

$$\simeq \sin\theta \Delta\theta \Delta\phi \times \frac{N(p)}{N_0(p)} \quad (4.11)$$

$$(4.12)$$

式 (4.8) の $\Delta\Omega_0(p)$ はスペクトロメータに入射する前の一様生成した粒子の立体角の運動量依存性である。式 (4.9) ではアクセプトしたイベント数 $N(p)$ 、 $N_0(p)$ が立体角に比例することを用いた。式 (4.10) では、運動量と角度の範囲で一様生成した粒子の立体角が運動量に対して一定であることを用いて積分した。最後に、式 (4.11) で、積分の近似をした。また式 (4.11) 中の比 $\frac{N(p)}{N_0(p)}$ の求め方は図 4.12 に簡潔に示した。図 4.12a の黒線はある角度範囲で一

様生成されたイベントを運動量方向のみで見ているヒストグラムであり、運動量の1ビンあたりのカウント数が $N_0(p)$ に対応する。また、青線が運動量に対してアクセプトされたイベントを見ているヒストグラムであり、運動量の1ビンあたりあたりのカウント数が $N(p)$ に対応する。従って、一ビンごとにカウント数の比 ($\frac{N(p)}{N_0(p)}$ に対応) を式 (4.11) に代入することにより、図 4.12b のような運動量に対する立体角を求められる。

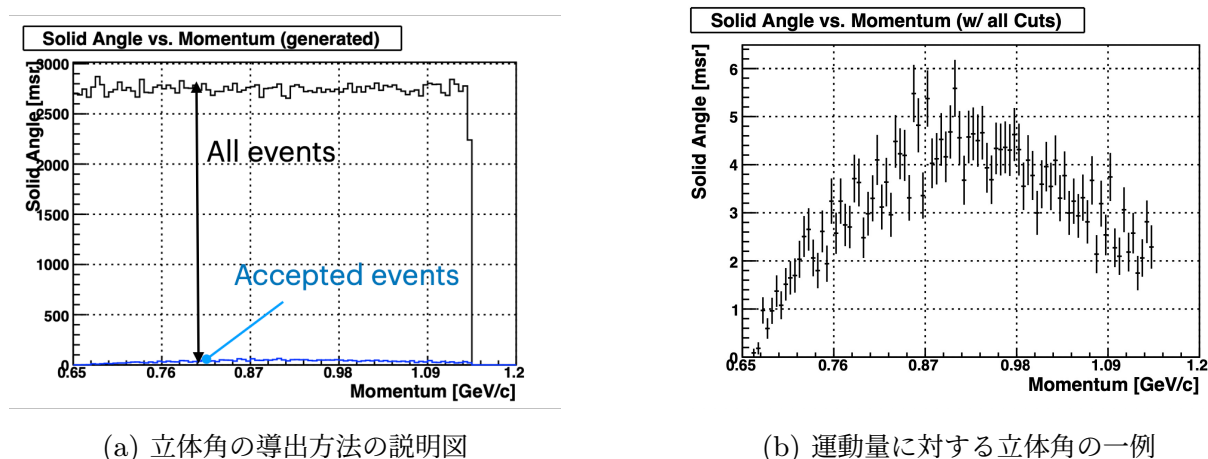


図 4.12: 立体角の導出方法の説明図と運動量に対する立体角の一例。

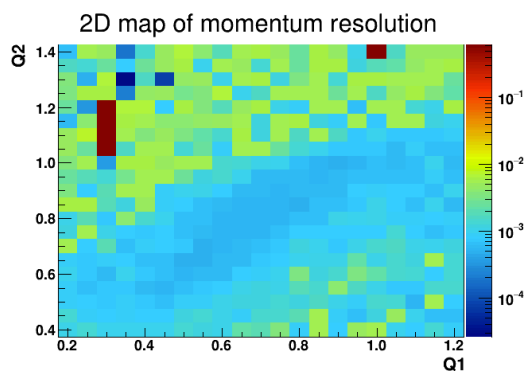
磁場の最適化について

磁場の最適化として、まず初めに中心運動量を持った粒子が HES と HKS、それぞれに対し電磁石の間口の中心を通るようにした。なぜなら、粒子が中心を通らない場合、粒子の軌道がずれてしまい測定ができないからである。PCS については上段の Q1 の入り口で中心に入るように調整し、D については下流の検出器面の中心に来るように磁場を調整した。

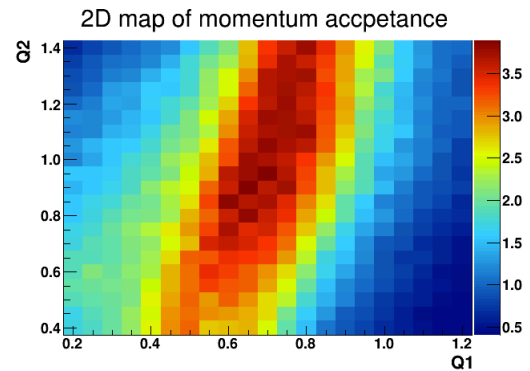
そして、スペクトロメータの性能を良くするために Q1、Q2 の磁場を最適化した。Q1、Q2 の磁場を変えると、粒子の飛跡のフォーカスが後段での検出器面でのヒット分布に影響を及ぼすため、最終的にスペクトロメータの性能も変わる。従って、Q1 と Q2 の磁場を変化させて、運動量分解能と立体角がどちらも良くなる磁場を探した (Q scan と呼ぶ)。下の図 4.13 にシミュレーションで得られた運動量分解能 (図 4.13a) と立体角 (図 4.13b) の Q scan の様子を示した。図 4.13a の運動量分解能は $\Delta p/p$ のヒストグラムをガウシアンでフィットした値を用いた。運動量分解能は小さいほどスペクトロメータの性能が良いと言えるため、(Q1, Q2) = (0.5, 0.7) 周りの領域が最大性能と言える。ただし (Q1, Q2) = (0.4, 1.3) 周りの領域は運動量分解能の数値は小さいが、イベント数が少なくフィットが適切に行われていないため考慮しない。図 4.13b の立体角で決めた。大きいほどスペクトロメータの性能が良いと言えるため、(Q1, Q2) = (0.7, 0.9) 周りの領域が立体角の最大性能と言える。ただし、Q1 と Q2 の値は表 4.4 に示すように、基準の磁場からのスケール値である。

表 4.4: シミュレーションで用いた基準の磁場。それぞれの電磁石の鉛直方向に対し中心を貫く水平面での磁場を考えている。この水平面内の最大磁場、最大磁場勾配を基準として採用した。これらの値がスケール値 1 に対応する。

	PCS 最大磁場 [T]	Q1 最大磁場勾配 [T/m]	Q2 最大磁場勾配 [T/m]	D 最大磁場 [T]
HES	1.70	5.67	4.10	1.18
HKS	2.05	4.48	2.75	1.61



(a) HES の Q1、Q2 磁場を変化させた時の運動量分解能の二次元マップ。



(b) HES の Q1、Q2 磁場を変化させた時の立体角の二次元マップ。

図 4.13: HES の Q1、Q2 磁場変化における運動量分解能と立体角の二次元マップ。図中の横軸と縦軸は最大磁場を 1 とした時のスケール値。

運動量分解能と立体角が最適になる磁場は違うため、FoM(Figure of Merit) を以下の式 (4.13) のように定義した。そして、FoM が最大となる磁場を採用することにした。

$$\text{FoM} = \frac{\Delta\Omega}{\sqrt{\Delta p/p}} \quad (4.13)$$

FoM の Q scan 結果は下図 4.14 である。図を見るとカラーマップ上に FoM の頂点を確認できる。頂点の値を Q1、Q2 の磁場として採用した。最適化後の PCS、Q1、Q2、D の磁場の値を表 4.5 に示した。

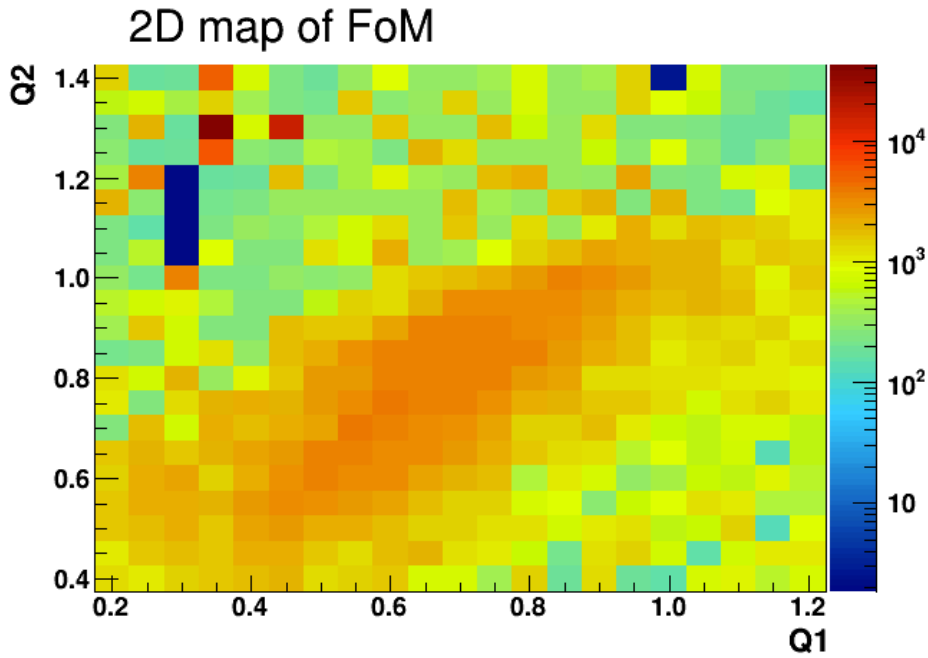


図 4.14: HES の Q1、Q2 磁場を変化させた時の FoM の二次元マップ。

表 4.5: 最適化後の磁場のスケール値。

	PCS	Q1	Q2	D
HES	0.1865	0.55	0.77	0.859
HKS	1.0	0.82	0.68	1.0

4.2 Λ 束縛エネルギースペクトルの見積り確立

前セクションに説明したシミュレーション結果を用いて Λ 束縛エネルギースペクトルを見積もる。シミュレーション結果で得られるのは HES、HKS それぞれで e' 、 K^+ を測定できたイベント (トリガーしたイベント) である。ここでの「トリガー」は e' と K^+ を同時に測定できたイベントに対しトリガーしていることを表す。このトリガーファイルからはトリガーしたイベントにおける再構成した標的での e' と K^+ の運動量ベクトルを得られるので、次にハイパー核の収量を求める必要がある。これにより、任意のビームタイムの条件下で定量的に Λ 束縛エネルギースペクトルのカウント数を議論できる。以下の図 4.15 にシミュレーションの実行からミッシングマススペクトルの作成までの流れを示した。

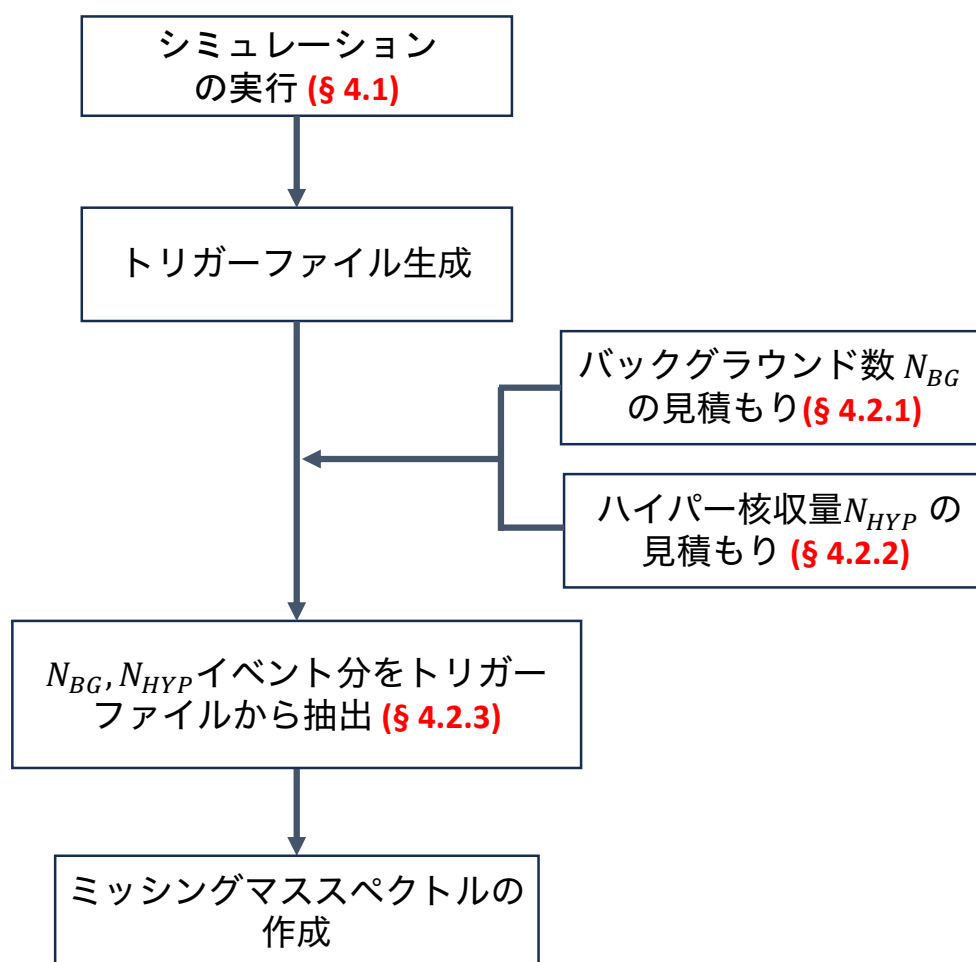


図 4.15: ミッシングマススペクトルの見積もりまでの流れ。赤字は対応するセクション番号を指す。

図 4.15 の上部のトリガーイベントファイル生成まではセクション 4.1 で述べたシミュレーションの流れに従う。その後、任意の実験条件下のバックグラウンドイベント数 N_{BG} とハイパー核収量 N_{HYP} を見積もり、トリガーイベントファイルから N_{BG} と N_{HYP} 分だけ抽出する。最後に抽出したイベントを元にミッシングマススペクトルを作成する。

この章では以下の 4 点について説明をする。

- バックグラウンド数 N_{BG} の見積もり方法 (セクション 4.2.1)
- ハイパー核イベント数 N_{HYP} の見積もり方法 (セクション 4.2.2)
- N_{BG} 、 N_{HYP} 分をトリガーファイルから抽出 (セクション 4.2.3 の前半)
- ミッシングマススペクトルの作成 (セクション 4.2.3 の後半)

4.2.1 バックグラウンド数の見積もり方法

次世代実験ではあるタイムウィンドウ内で測定される e' と K^+ を同時とみなすコインシデンス実験である。従って、バックグラウンドになり得るのは異なるイベントによる e' と

K^+ がコインシデンスタイムウィンドウ内で偶然に一致したアクシデンタルバックグラウンドである。よってバックグラウンドレート N_{BG} は散乱電子側である HES のシングルレート $N_{e'}$ 、K 中間子側である HKS のシングルレート N_K 、解析の時に選択するコインシデンスウィンドウ t_{coin} の積

$$N_{BG} = N_{HES} \times N_{HKS} \times t_{coin} \quad (4.14)$$

で書ける。ここで t_{coin} は JLab Hall-C に入射される電子ビームのバンチ時間である 2 [ns] とした。そして、式 (4.14) にビームの照射時間をかければ、バックグラウンド数を見積もることができる。

サブセクションでは以下の順で説明を行う。

1. HES シングルレート N_{HES} の見積もり
2. HKS シングルレート N_{HKS} の見積もり
3. アクシデンタルバックグラウンドレート N_{BG} の見積もり

アクシデンタルバックグラウンドレートを見積もる際に、過去実験のデータと見積もり値を比較し ^{10}B 標的の場合を基準にしてスケールを行う。そのため、 N_{HES} 、 N_{HKS} の見積もり時にも ^{10}B 標的の場合のデータを採用する。

HES シングルレートの見積もり

散乱電子側でアクセプトされ得るイベントは以下の通りである。

- ハイパー核生成起因の散乱電子
- 制動放射起因の散乱電子
- Møller 散乱起因の散乱電子

Møller 散乱起因の電子についてはセクション 2.1.4 で計算したように、次世代実験の条件では [1.5 – 2.0] deg に集中する。セクション 5.1.1 で説明するように HES の設置角度設定が 8 deg であるため、HES は十分に Møller 散乱の電子を回避する。また、ハイパー核生成起因の散乱電子 (断面積 ~ nb オーダー) よりも遥かにバックグラウンドとして多く制動放射起因の電子 (断面積 ~ mb オーダー) が入る。よって、HES レート N_{HES} は制動放射起因の電子が支配的と考えて

$$N_{HES} = N_{beam} \times N_{target} \times \frac{d\sigma_{brems}}{d\Omega} \times \Delta\Omega_{e'} \times \epsilon_{HES,track} \times \epsilon_{HES,trig} \quad (4.15)$$

と書ける。式 (4.15) の N_{beam} は単位時間あたりのビーム電子数、 N_{target} は標的の原子の数である。 $\frac{d\sigma_{brems}}{d\Omega}$ は制動放射の微分断面積あり、式 (2.11) で書け、以下により求めた。

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{brems}}{d\Omega} &\sim \frac{d^2\sigma}{d\Omega_k dk} \times \Delta k \\ &\sim \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{e'} dE_{e'}} \times \Delta E_{e'} \sim \frac{d^2\sigma}{d\Omega_k dE_{e'}} \times (E_{e'} \times 0.135) \end{aligned} \quad (4.16)$$

式 (4.16) 中の変数 k は制動放射による光子エネルギーを表す。ビーム電子の四元運動量は定数とし、 $E_{e'} \approx p_{e'}$ の近似を用いると運動学的に $dk \approx dE_{e'}$ 、 $d\Omega_k \approx d\Omega_{e'}$ 、 $\Delta k \approx \Delta E_{e'}$ となる。また、セクション 5.1.1 で述べるように次世代実験のアクセプタンスの範囲が散乱電子の中心エネルギーに対して $\pm 13.5\%$ ほどの広がりとなり、前回実験の運動学 ($E_{e'} = 0.844$ GeV) の場合には広がりが $\pm 17.5\%$ であった。 $\Delta E_{e'}$ を広がりの半分である $E_{e'} \times 17.5\%$ と定義すると、過去実験のハイパー核収量を再現するため、次世代実験では $\Delta E_{e'} \sim E_{e'} \times 13.5\%$ と定義した。

式 (4.15) の効率については、HES のトラッキング効率とトリガー効率を考慮した。より現実的な効率にするために前回実験での効率を用いた。下の表 4.6 に用いた効率をまとめた。

表 4.6: 前回実験での HES 側のトラッキングとトリガーの検出効率 [18]。見積もりには ^{10}B の場合を用いた。アクシデンタルバックグラウンドの再現に ^{10}B での過去実験のデータを基準として使用する。従って、HES 効率においても ^{10}B の場合を採用する。

標的	トラッキング効率	トリガー効率
	$\epsilon_{HES,track}$	$\epsilon_{HES,trig}$
^{10}B	0.942	0.978

HKS シングルレートの見積もり

HKS 側に入る粒子は主に p 、 π^+ 、 K^+ 、 e^+ が考えられる。超前方に生成された陽電子 (e^+) のバックグラウンドは図 2.6 のように後段に電子・陽電子シャワーを生成しトリガーレートを異常に上げてしまうことがある (第 2 章のバックグラウンドイベントを参照)。それを踏まえて今回の次世代実験では PCS を導入した。まず初めに HKS シミュレーション上で PCS と HKS の磁気光学系が前回実験で問題となった運動量、角度範囲の e^+ イベントをアクセプトしないことを確かめた。HKS シミュレーションで以下の表 4.7 にまとめた条件で陽電子を HKS シミュレーションに入射し後段に到達しないことを確認した。

表 4.7: 陽電子バックグラウンド確かめのための HKS シミュレーション条件。

入射粒子	e^+
イベント数	10M
物理フラグ	オン
運動量の生成範囲 [GeV/c]	[0, 2]
角度 θ の生成範囲 [deg]	[0, 4]

E05-115 実験でバックグラウンドを作った陽電子は超前方角 (< 4 deg) のイベントであるため、その条件を再現するようにした。ビジュアライゼーションで確認すると下の図 4.16 の

ようになる。図 4.16 中の青色の軌道が陽電子を表している。ほとんどの陽電子は HKS の装置に衝突することなく通り過ぎ、一部の陽電子は PCS または Q マグネットで止まる。1 イベントだけ後段の検出器にヒットしているが、トリガーの条件には入らない。

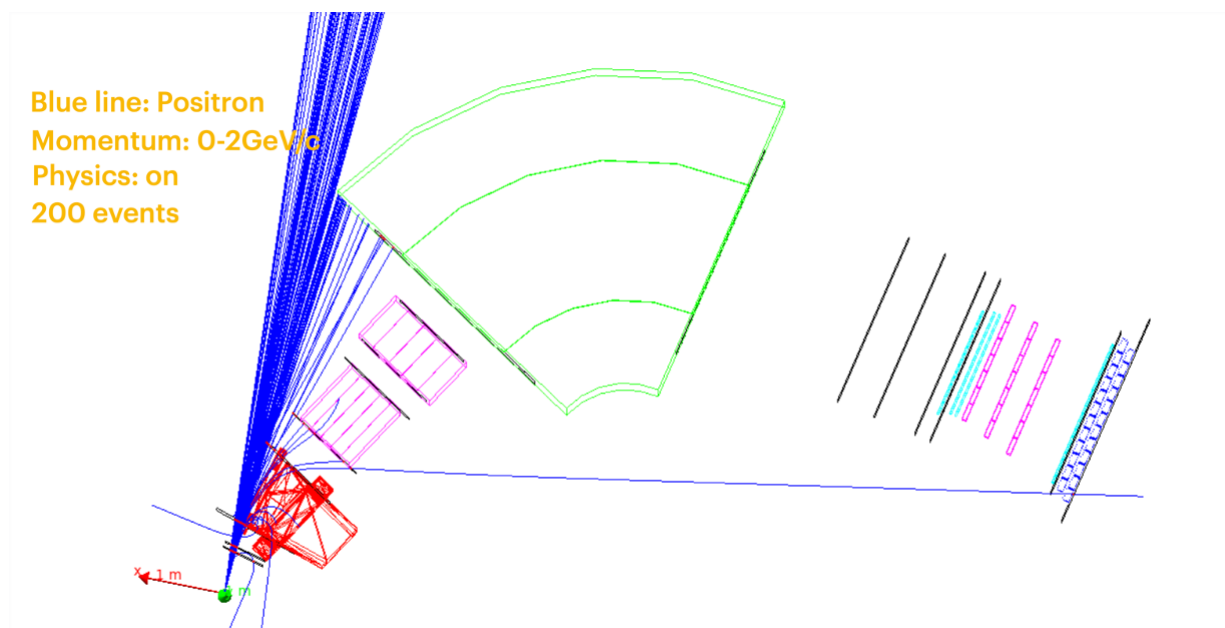


図 4.16: HKS シミュレーションを上から見たビジュアライゼーションである。超前方に生成された陽電子 (青色の軌道)。

シミュレーション上で 1000 万 (10M) イベントを実行して得られたヒット数分布が下の図 4.17 である。図 4.17 の横軸は書いてあるように、標的生成の直後から後段のホドスコープまでの位置で 10 箇所調べた。縦軸は各位置に置かれた仮想検出器にヒットした陽電子の数である。結果として、D マグネットの出口に到達した陽電子はないため D 出口の後ろにある NMR ポートにはぶつからず、バックグラウンドを起こさないと考えられる。ただし、図 4.17 のように後段の WC のみに陽電子がヒットする可能性もある。その場合は検出器周りをコンクリートブロック等で遮蔽するため、陽電子による検出器の直接ヒットは無い。

VD Hits

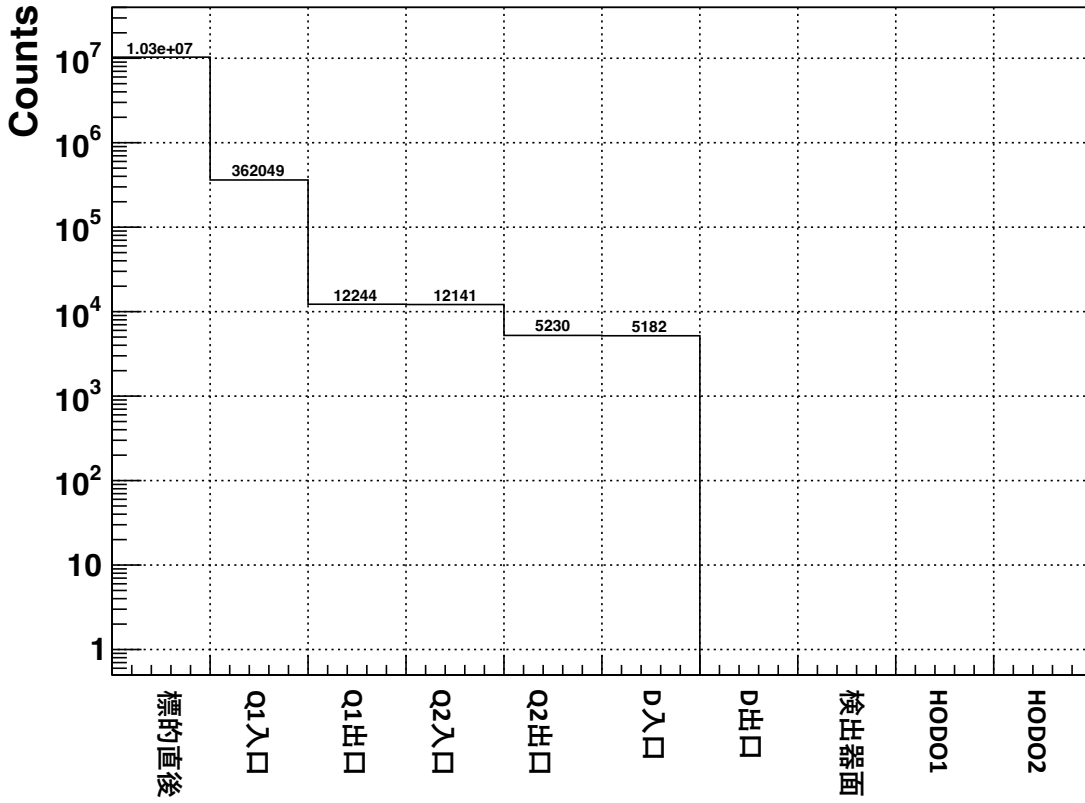


図 4.17: 陽電子バックグラウンドの仮想検出器でのヒット数。縦軸は対数スケール。D 出口より後段では陽電子のヒット数が 0 になっている。

従って、HKS レート N_{HKS} の見積もりには p 、 π^+ 、 K^+ を考えれば良く、各粒子の生成レート N_p 、 N_π 、 N_K を使って

$$N_{HKS} = (N_\pi + N_p + N_K) \times \epsilon_{HKS,track} \times \epsilon_{HKS,trig} \quad (4.17)$$

$$N_\pi = N_{beam} \times N_{target} \times \left[\frac{d\sigma_\pi}{d\Omega} (^{10}\text{B}) \times \left(\frac{A}{10} \right)^{2/3} \right] \times \Delta\Omega_K \times \epsilon_{\pi,rjc} \quad (4.18)$$

$$N_p = N_{beam} \times N_{target} \times \left[\frac{d\sigma_p}{d\Omega} (^{10}\text{B}) \times \left(\frac{A}{10} \right)^{2/3} \right] \times \Delta\Omega_K \times \epsilon_{p,rjc} \quad (4.19)$$

$$N_K = N_{beam} \times N_{target} \times \left[\frac{d\sigma_K}{d\Omega} (^{10}\text{B}) \times \left(\frac{A}{10} \right)^{2/3} \right] \times \Delta\Omega_K \times \epsilon_{K,eff} \quad (4.20)$$

と書ける。 N_{beam} 、 N_{target} は HES レート同様の定義である。 $\frac{d\sigma_{\pi,p,K}}{d\Omega} (^{10}\text{B})$ は、式 (4.21) のように基準である前回実験で得られた標的 ^{10}B での各粒子のレートから逆算した微分断面積である。計算では基準の断面積に質量数 A の依存性として原子核の表面積で反応したと仮定し ($\propto A^{2/3}$) スケーリングをした。

$$\frac{d\sigma_{\pi,p,K}}{d\Omega} (^{10}\text{B}) = \frac{N_{\pi,p,K} (^{10}\text{B})}{N_{beam} \times N_{^{10}\text{B}} \times \Delta\Omega_K} \quad (4.21)$$

表 4.8: 各正電荷粒子ごとの式 (4.21) から求めた微分断面積。ただし電子に対する反応断面積である。

π^+ の断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	p の断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	K^+ の断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
1.60	2.04	0.0722

$\Delta\Omega_K$ はシミュレーションで求めた HKS の立体角である。

$\epsilon_{\pi,rjc}$ 、 $\epsilon_{p,rjc}$ は後段に置いてあるチェレンコフ検出器による選別の排除効率である。 K^+ に関してはチェレンコフ検出器による選別の排除率 $\epsilon_{K,rjc}$ と残存率 $\epsilon_{K,decay}$ を用いて、 $\epsilon_{K,eff} = \epsilon_{K,rjc} \times \epsilon_{K,decay}$ としている。選別の排除率はチェレンコフカウンターによるオンライン上での選別と、オフラインカットを含めたものである。オフラインカットは質量の関係式 (4.22) とカウンター通過数の分布により実行されている。 β と p は TOF カウンターから得られる粒子の通過時間から計算される。

$$m^2 = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) \quad (4.22)$$

計算に用いる排除率は過去実験 (E05-115) の CH_2 標的 (キャリブレーション用標的) に対する排除率を採用した。オンラインとオフライン解析を合わせて、 π^+ に対して $\epsilon_{\pi,rjc} \sim 4.7 \times 10^{-4}$ 、陽子に対して $\epsilon_{p,rjc} \sim 1.9 \times 10^{-4}$ の割合で排除可能であり、 K^+ に対しては $\epsilon_{\pi,rjc} \sim 0.9$ の割合を残せる [38]。 K^+ は検出器到達の前に崩壊すし K^+ の残存率 $\epsilon_{K,decay}$ は、

$$\epsilon_{K^+} = \exp \left(-\frac{x}{\beta\gamma c\tau} \right) \quad (4.23)$$

ように表される。 β はで粒子の速さを光速で割った値で、 $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ である。また、 $c\tau$ は粒子の寿命を意味しており、 K^+ は $c\tau \sim 3.7[\text{m}]$ である。 x は K^+ 中間子が通過する距離で HKS の距離は $11.8[\text{m}]$ であることから、 K^+ の生存率は 0.27 である。よって $\epsilon_{K,decay} \sim 0.27$ とした。式 (4.17) の $\epsilon_{HKS,track} \times \epsilon_{HKS,trig}$ については HES レートと同様に過去実験のデータを利用した。以下の表 4.9 にまとめた。

表 4.9: 見積もりには ^{10}B の場合を用いた。アクシデンタルバックグラウンドの再現に ^{10}B での過去実験のデータを基準として使用する。よって HKS 効率においても基準である ^{10}B の場合を採用する。

標的	トラッキング効率	トリガー効率
	$\epsilon_{HKS,track}$	$\epsilon_{HKS,trig}$
^{10}B	0.999	0.941

以上の値を用いて式 (4.18)、(4.19)、(4.20) に代入計算した後、(4.17) に代入して計算を行

い HKS レートを見積もる。

アクシデンタルバックグラウンドレートの見積もり

最後に、見積もった HES レート、HKS レートを式 (4.14) に代入計算しアクシデンタルバックグラウンドレートを見積もった。信頼性のある見積もりにするため、計算したバックグラウンドレートを基準としている過去実験の ^{10}B 標的のデータと見積もり値の値の対応関係を用いた。対応関係からスケールさせた所、過去実験の他の標的の場合のデータを再現した。過去実験のデータとして ^{10}Be のミッシングマススペクトル (図 4.18) におけるバックグラウンド分布の高さを利用した。過去実験の ^{10}Be 標的に対する見積もったバックグラウンドレートとバックグラウンド分布の高さを表 4.10 にまとめた。

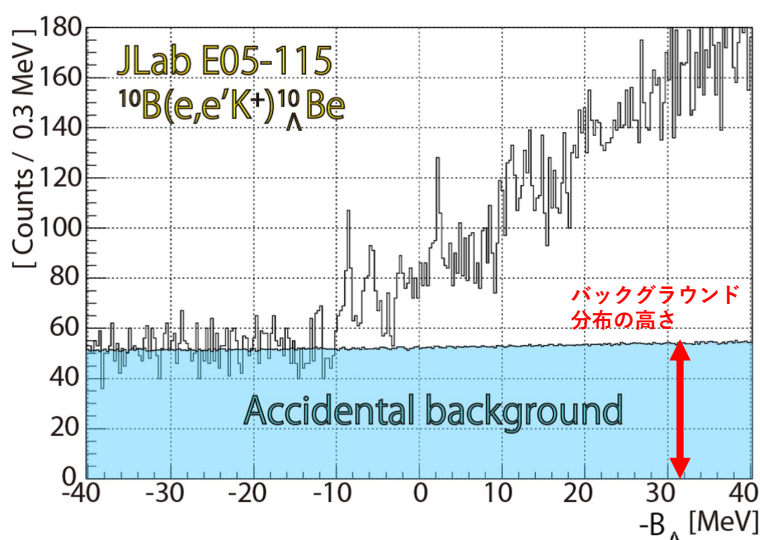


図 4.18: 過去実験 (E05-115) の ^{10}B 標的の場合 (ハイパー核は ^{10}Be) のミッシングマススペクトル [18]。赤矢印の示す範囲がバックグラウンド分布の高さに相当する。

表 4.10: 過去実験 E05-115 での実際のハイパー核イベント数 (E05) と実験条件を E05-115 にして見積もったハイパー核イベント数 (Calc.) の比較。

標的	バックグラウンド分布の高さ [Counts/0.3 MeV]	見積もったバックグラウンド イベント数 [Counts]
^{10}B	50	84×10^3

表 4.10 で比較した量是对应していると仮定し、過去実験での他の標的に対してこの対応関係を用いて、見積もったバックグラウンドレートからバックグラウンド分布の高さを見積もった。その際、過去実験の実際のバックグラウンド分布の高さと比較した。以下の表 4.11

にまとめた。比較した結果として表 4.11 の 4 列目を見ると、過去実験での高さとの比は ~ 1 となり、再現できた。

表 4.11: 過去実験での実際のハイパー核イベント数 (E05) と実験条件を E05-115 にして見積もったハイパー核イベント数 (Calc.) の比較。

標的	過去実験のバックグラウンド 分布の高さ (E05) [Counts/0.3 MeV]	見積もったバックグラウンド 分布の高さ (Calc.) [Counts/0.3 MeV]	比 (Calc./E05)
${}^7\text{Li}$	224	250	1.12
${}^{12}\text{C}$	119	101	0.85
${}^{52}\text{Cr}$	90	101	1.12

最後に見積もったバックグラウンドの高さをバックグラウンドレートに直す。その際、見積もったのはバックグラウンドの高さであるため、ビン数は決まっていない。そこでほとんどの標的で Λ 束縛エネルギー B_Λ が $[-30, 30]$ MeV の範囲内に収まる。よって、エネルギーの範囲を $[-30, 30]$ MeV としてバックグラウンドの高さ (0.3MeV/bin) で割ることでビン数を $(30 - (-30)) \text{ MeV} / 0.3 \text{ MeV} = 200 \text{ bins}$ と決めた。

以降の見積もりではこの方法を採用する。

4.2.2 ハイパー核レートの見積もり方法

ハイパー核が生成するレートは以下の式 (4.24) で書ける。

$$N_{HYP} = N_{\gamma^*} \times N_{target} \times \frac{d\sigma(\gamma^*, K^+)}{d\Omega} \times \Delta\Omega_K \times \epsilon_{eff} \quad (4.24)$$

N_{γ^*} は単位時間あたりの仮想光子数であり、式 (4.25) のように見積もった。

$$N_{\gamma^*} = N_{beam} \times \Gamma \times \Delta E_{e'} \times \Delta\Omega_{e'} \quad (4.25)$$

Γ は仮想光子フラックス (式 (2.6) で定義) である。(4.24) の、 N_{target} は標的内の原子の数である。そして (4.24) の $\frac{d\sigma(\gamma^*, K^+)}{d\Omega}$ は (γ^*, K^+) 反応の微分断面積である。特に過去実験の条件で見積もる時は過去実験で得られた微分断面積のデータを使い、計画している次世代実験の条件の時では梅谷氏のシェルモデル計算の結果 (第 3 章の図 4.8、図 4.9) を微分断面積として使った。最後に ϵ_{eff} は、

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_{HES,track} \times \epsilon_{HES,trig} \times \epsilon_{HKS,track} \times \epsilon_{HKS,track} \times \epsilon_{K,eff} \quad (4.26)$$

であり、各項は既に定義してある。ハイパー核のイベントは e^- と K^+ のコインシデンスイベントであるため、検出効率は両アーム (HES、HKS) での検出効率を考慮した ϵ_{eff} にした。

最後に、ハイパー核イベント収量見積もり手法が過去実験の条件でどの程度実際のデータを再現するかを表 4.12 にまとめた。表 4.12 で引用しているイベント数の値は各ハイパー核の基底状態のイベント数であり、見積もったイベントも同じ基底状態のイベント数である。すべての標的のデータに対し見積もりイベントは過去実験のイベントの 1.1 – 1.5 倍の精度で再現できた。以降の見積もりではこの見積もり手法を用いる。

表 4.12: 過去実験 E05-115 での実際のハイパー核イベント数 (E05) と実験条件を E05-115 にして見積もったハイパー核イベント数 (Calc.) の比較。

標的	過去実験でのイベント数 (E05)	見積もったイベント数 (Calc.)	Calc./ E05
${}^7\text{Li}$	413	490	1.19
${}^{10}\text{B}$	203	240	1.18
${}^{12}\text{C}$	714	1080	1.39
${}^{52}\text{Cr}$	73	114	1.56

4.2.3 ミッシングマススペクトルの見積もり方法

ミッシングマススペクトルを見積もるためには、トリガーファイルからのイベントの抽出方法を考える必要がある。そして、抽出したイベントを式 (4.27) に代入、計算を行えばミッシングマススペクトルを作ることができる。

$$M_{HYP} = \sqrt{(E_e + M_{target} - E_{e'} - E_K)^2 - (\vec{p}_e - \vec{p}_{e'} - \vec{p}_K)^2} \quad (4.27)$$

最初にハイパー核のミッシングマススペクトルの見積もりについて説明し、バックグラウンドスペクトルの見積もりについて説明する。最後に、見積もったミッシングマススペクトルの一例を示す。

ハイパー核のミッシングマススペクトルの見積もり

ハイパー核スペクトルの見積もり時に使うデータ抽出の概念を図 4.19 に図示した。シミュレーションで生成されたトリガーファイルは e' と K^+ が同時に測定されるトリガーイベントでの再構成した運動量ベクトルの値が入っている。具体的にはハイパー核生成時の標的での運動量ベクトル (\vec{p}_e, \vec{p}_K) とそのイベント ID が割り振られている。そして、式 (2.3) より、ID が同じイベント同士でハイパー核質量のミッシングマスを組む。

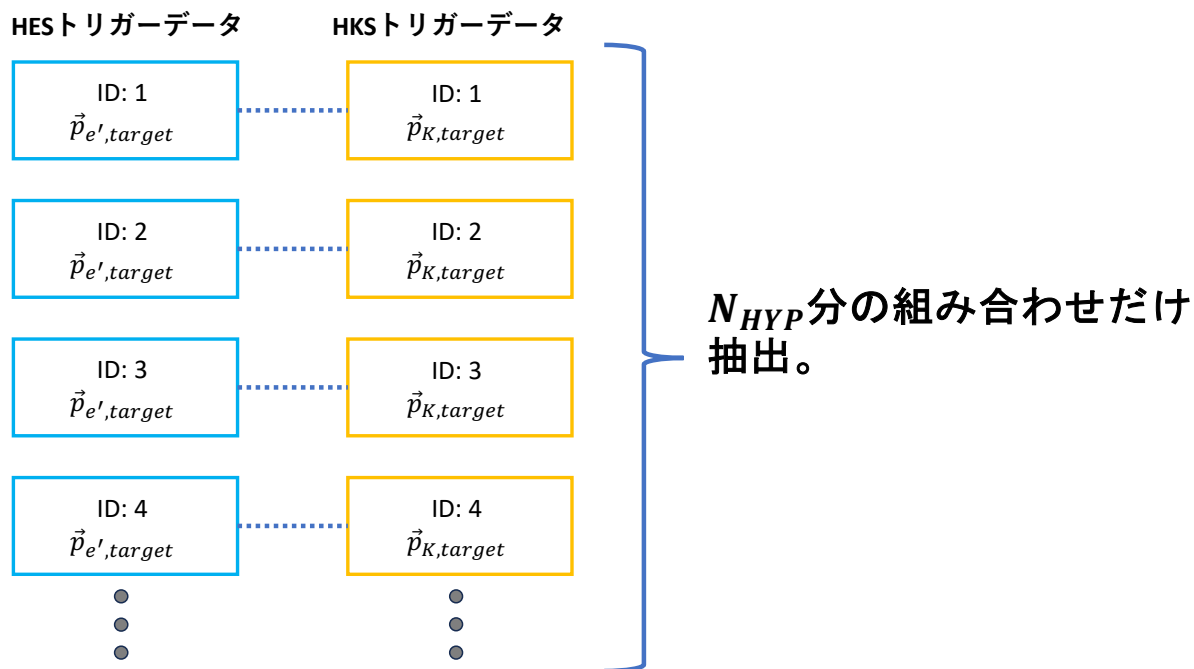


図 4.19: ハイパー核スペクトルの見積もりにおけるイベント抽出方法。トリガーイベントファイルには HES トリガーデータと HKS トリガーデータが入っている。図の青点線は組むべきトリガーデータの組み合わせを示している。

HES、HKS トリガーイベントを上記のように抽出した後、一例として下の図 4.20 のように ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ のミッシングマスを作った。分解能は ~ 600 keV(FWHM) と見積もることができ、概ね過去実験と同じエネルギー分解能のオーダーとなった。この分解能は標的でのエネルギーストラグリングと検出器面での測定分解能を考慮している。検出器面での測定分解能は表 4.3 にまとめた。

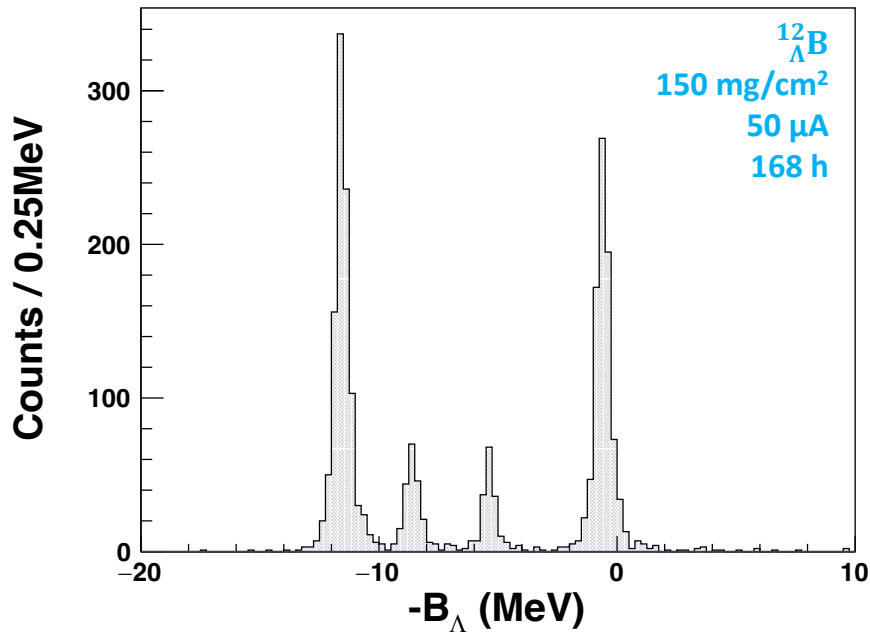


図 4.20: ハイパー核スペクトルの一例。 $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ の Λ 束縛エネルギースペクトルを見積もった。

バックグラウンドスペクトルの見積もり

バックグラウンドの見積もり時に使うデータ抽出の概念を図 4.21 に図示した。バックグラウンドはアクシデンタルコインシデンスイベントであるため、コインシデンスウィンドウ内に来た HES、HKS で同時測定され、かつ関連のない事象がトリガーされたイベントである。アクシデンタルコインシデンスを HES、HKS トリガーデータを用いて再現をした。図 4.21 のようにイベント ID が一致しない組み合わせでミッシングマスを組んだ。例えば、 $(\text{HES ID}, \text{HKS ID}) = (1, 2), (1, 3), (1, 4), \dots, (2, 1), (2, 3), \dots$ といった組み合わせである。異なるイベント ID の組み合わせを抽出する際にミッシングマスの値に対して範囲制限をかけながら N_{BG} 分だけ抽出した。イベント ID が一致しない組み合わせでバックグラウンド分布を推定する手法は mixed event analysis といい、実際に過去実験ではバックグラウンドの分布を見積もるために使われてきた。

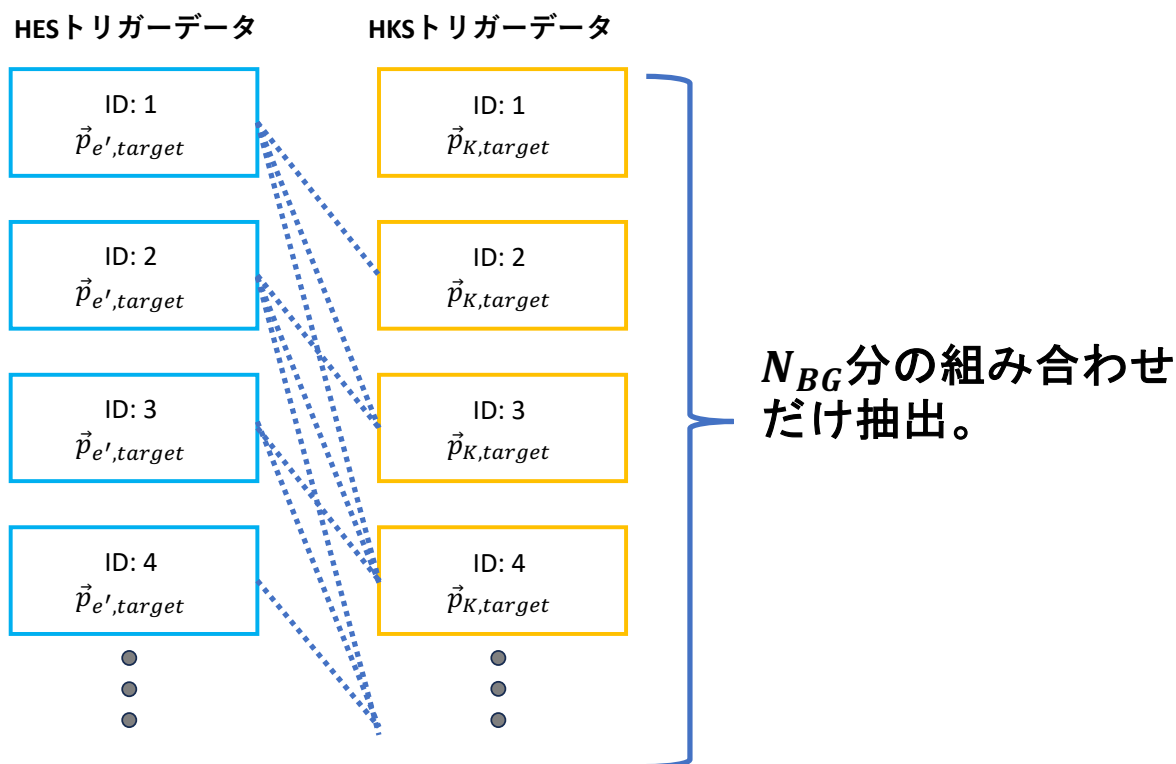
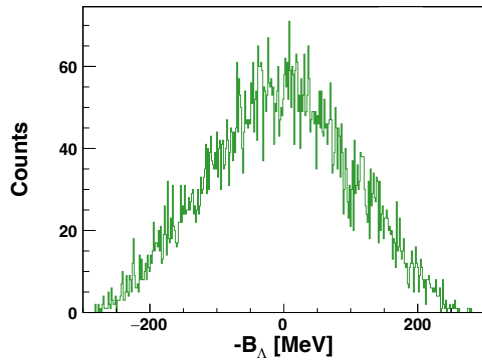


図 4.21: バックグラウンドスペクトルの見積もりにおけるイベント抽出方法。図の青点線は組むべきトリガーデータの組み合わせを示している。

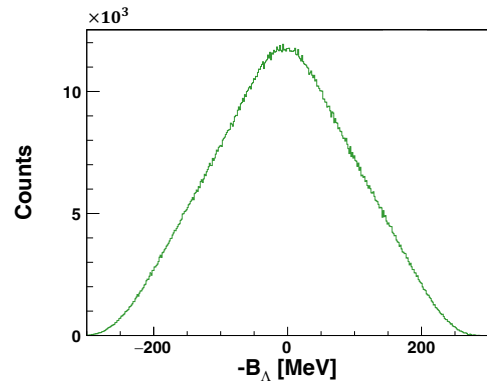
バックグラウンドスペクトルは下の図 4.22 のようになる。作り得るバックグラウンドの組み合わせの最大数は $n_{BG,max}$ HES、HKS トリガーのイベント数によるので、HES トリガーデータのイベント数を n_e 、HKS トリガーデータのイベント数を n_K とすると、

$$n_{BG,max} = (n_e - 1) \times (n_K - 1) \quad (4.28)$$

で決まる。例としてバックグラウンドスペクトルが 1 万イベントの場合 (図 4.22a) と最大数イベント (図 4.22b) を示した。実際の実験で得られるのは図 4.22a のように限られた統計数でのバックグラウンドスペクトルである。そのため、バックグラウンドに統計的な揺らぎがある。実験の解析でミッシングマススペクトルを作成してバックグラウンドを推定する必要がある際に、図 4.22a のように統計的に揺らぎの少ないイベント最大数のバックグラウンドスペクトルを使う。統計数が増えれば増えるほど真のバックグラウンドスペクトルに近づくため、最大数のバックグラウンドスペクトルを使うことが有効的である。



(a) イベント数が1万イベントでの ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ のバックグラウンドスペクトル。



(b) イベント数が最大数 $n_{BG,max}$ イベントでの ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ のスペクトル。

図 4.22: バックグラウンドスペクトルの一例。

ただし、ミッシングマスの見積もりとして N_{BG} のイベント数分の抽出に条件がある。図 4.23 にその条件の概要を示した。その条件はミッシングマスを Λ 束縛エネルギー B_{Λ} に直し、その $-B_{\Lambda}$ が $[-60, 60]$ MeV の範囲内のみで抽出をするという条件である。これはバックグラウンドレート N_{BG} の見積もりの際に $[-60, 60]$ MeV の範囲内で計算をしているからである。

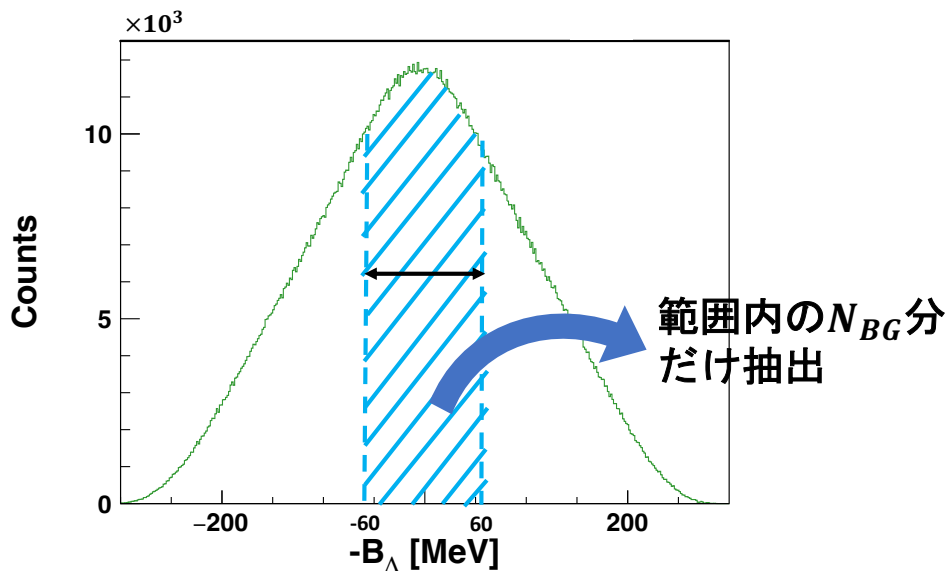


図 4.23: バックグラウンドの抽出時の条件の概要。 $-B_{\Lambda}$ が -60MeV から 60MeV になるようなイベント ID の組み合わせのみを選んで抽出している。

ミッシングマススペクトルの見積もり

最終的に下の図 4.24 のようにミッシングマスを見積もることができる。図 4.24 は $^{12}\text{C}(e, e'K^+)_{\Lambda}^{12}\text{B}$ 、標的の厚さが 100 mg/cm^2 、ビーム照射時間が 168 時間の場合の Λ 束縛エネルギースペクトルである。灰色のヒストグラムは Λ が quasi-free 状態のスペクトルである。Quasi-free 状態のスペクトルは基準である過去実験の標的が ^{10}B の場合を再現するようにしてあり、他の標的の場合は質量数でスケール倍している。図 4.24 の緑線がハイパー核スペクトルであり、誤差棒付き黒点がバックグラウンドとハイパー核スペクトル、quasi-free を合わせたミッシングマススペクトル、すなわち Λ 束縛エネルギースペクトルである。また、青線は最大イベント数 $n_{BG, max}$ でのバックグラウンド分布をバックグラウンドの高さにスケールしたものである。これは先述した通り、バックグラウンドを推定するためである。そこで、これからの解析では見積もりで得られるミッシングマスから真のバックグラウンドスペクトルを差し引いたスペクトルで議論を行う。

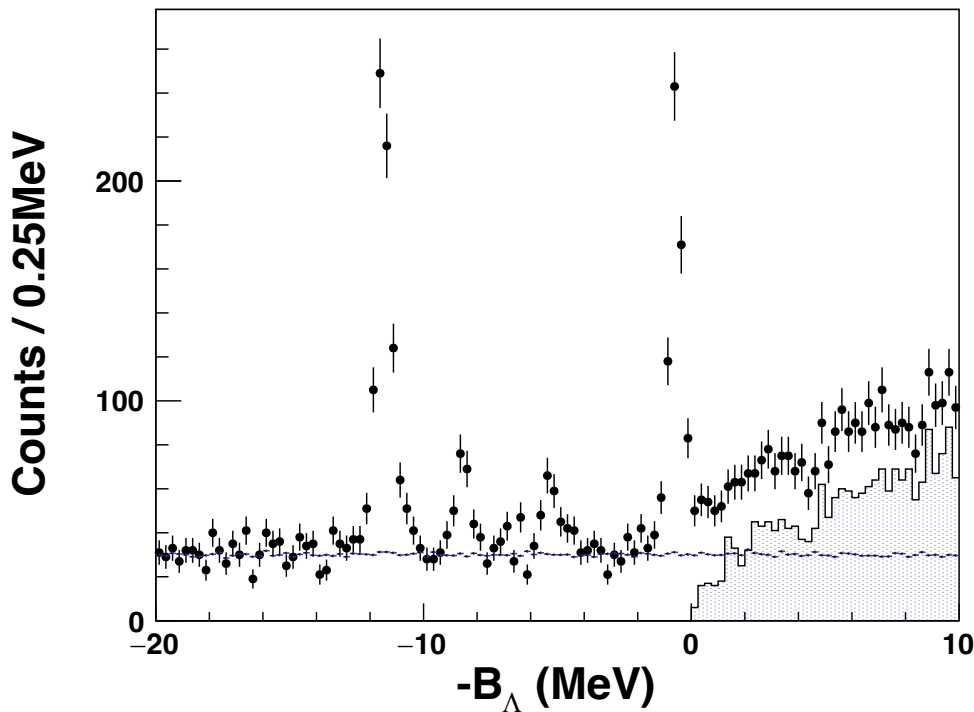


図 4.24: 見積もった $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ の Λ 束縛エネルギースペクトル。条件は標的が ^{12}C 、標的の厚さが 100 mg/cm^2 、ビーム電流が $50 \mu\text{A}$ 、ビーム照射時間が 168 時間である。スペクトルはハイパー核、quasi-free、バックグラウンドが合わさったものである。

第5章

セットアップ条件の最適化と期待される結果

5章では4章で確立した見積もり方法を用いて、セットアップの条件を変えながらミッシングマススペクトルの変化を見ていきセットアップ条件の最適化を行う。最適化後、期待される ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトルを見積もる。

5.1 セットアップの最適化

次世代実験のセットアップは使用する装置は決まっているものの、配置においてはまだ最適化されていない。また、実験の条件も最適化されていない。最適化すべき項目として以下が挙げられる。

- スペクトロメータ角度
- 標的の厚さ
- 電流の大きさ (電子ビームの強度)

以上の項目についてシミュレーションと見積もり計算を用いて最適化を行った。

5.1.1 HES 設置角度の最適化

HES 設置角度はビーム軸に対するスペクトロメータ中心の水平方向のなす角度 θ を指す。下の図5.1に θ が小さい場合と大きい場合の違いを示した。図5.1中の青色の扇形はHESの角度アクセプタンスを表している。また、黄色の曲線の矢印は角度 θ 方向の変化がバックグラウンドと仮想光子フラックスを変化させることを意味している。角度 θ が小さい場合は、制動放射による電子によりバックグラウンドが増大する一方で仮想光子フラックスも増大する。角度 θ が大きい場合は逆にどちらも減少する。仮想光子フラックスの大きさは仮想光子数、またはハイパー核生成イベント数に比例する。したがって、ミッシングマススペクトル

ではバックグラウンドイベントとハイパー核イベントが同時に増加または減少する。

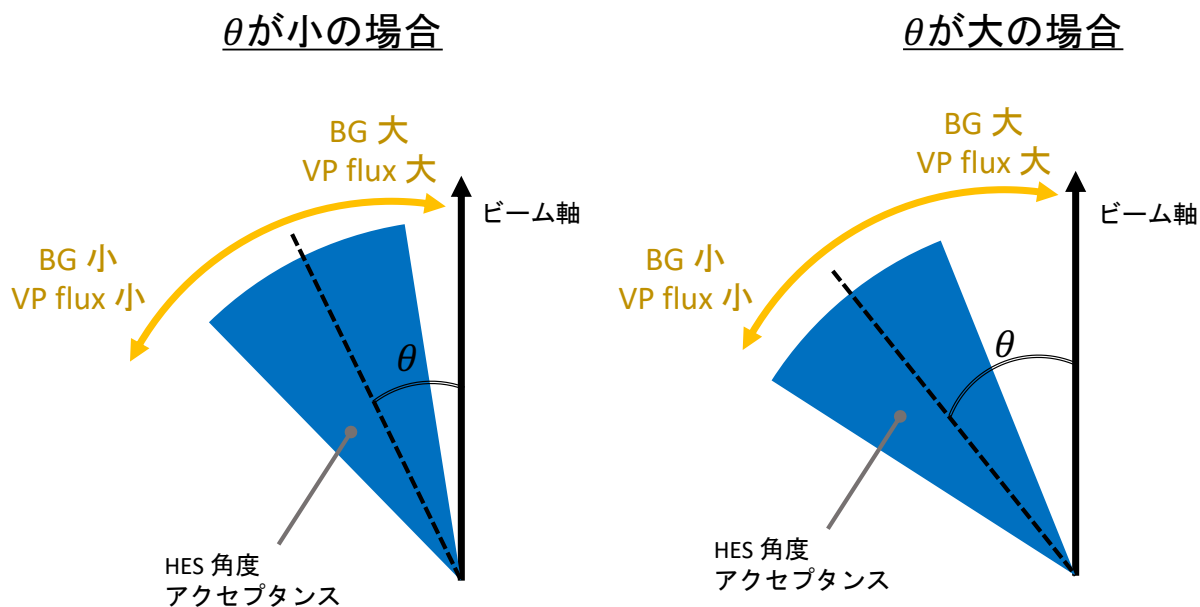


図 5.1: スペクトロメータ角度依存性

ハイパー核イベント数を多くすることは最優先事項である。その観点において、HES のスペクトロメータ角度は仮想光子が増えるようにできるだけ前方に置くべきである。そこでスペクトロメータ角度を決めるために、以下に考慮すべき要因を優先順に挙げた。

1. HES と HKS を配置するときの物理的制約

前方に置くにあたって第一にセットアップの物理的制限を考慮する。現在セットアップは CAD で設計されており、図 5.2 に示した。図 5.2 の赤枠のように HES と HKS は前方に近づけすぎると物理的にぶつかってしまう。従って、制限として $\theta \geq 8 \text{ deg}$ が要請される。

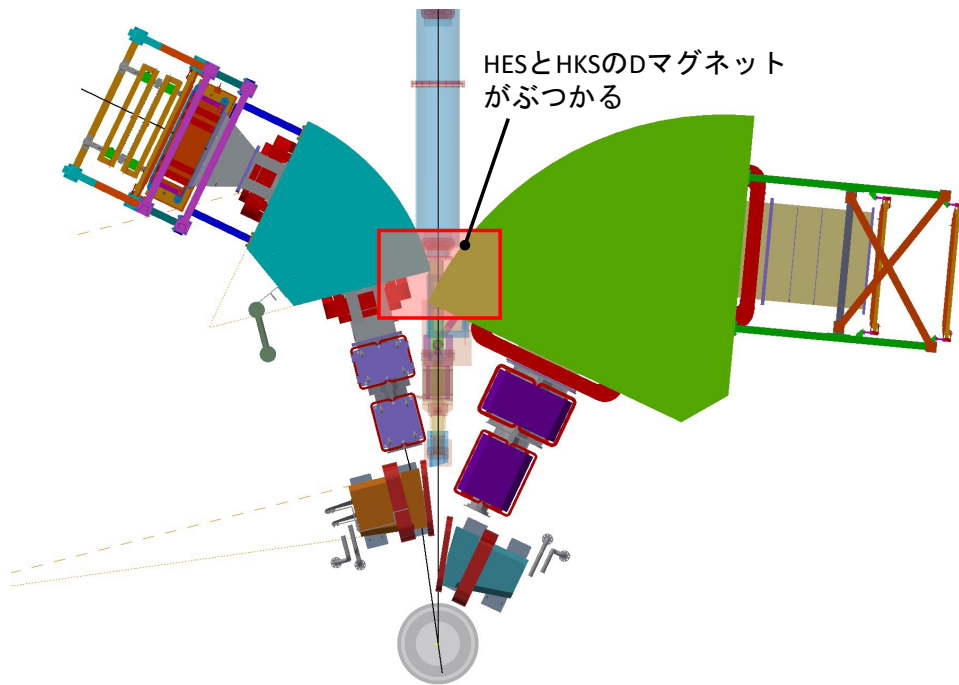


図 5.2: CAD を用いたセットアップの配置。

2. HES のシングルレートが 1 MHz であること

検出器は 1 MHz を耐えるようにデザインされているため、考慮すべき点は HES のレートが ~ 1 MHz オーダーに収まることである。下の図 5.3 に次世代実験で使う代表的な標的 (^{12}C 、 ^{40}Ca 、 ^{208}Pb) に対する HES レートの角度依存性を示した。図 5.3 にプロットされているデータ点は、標的厚が 100 mg/cm^2 、電流 $50 \mu\text{A}$ の条件の下でシミュレーションで出した立体角を用いて式 (4.15) から計算した見積もり値である。図 5.3 によると 8 度以下の場合に全ての標的に対して HES レートが 1 MHz 以下になる。1 MHz オーダーであれば問題なく検出器は耐えられる。

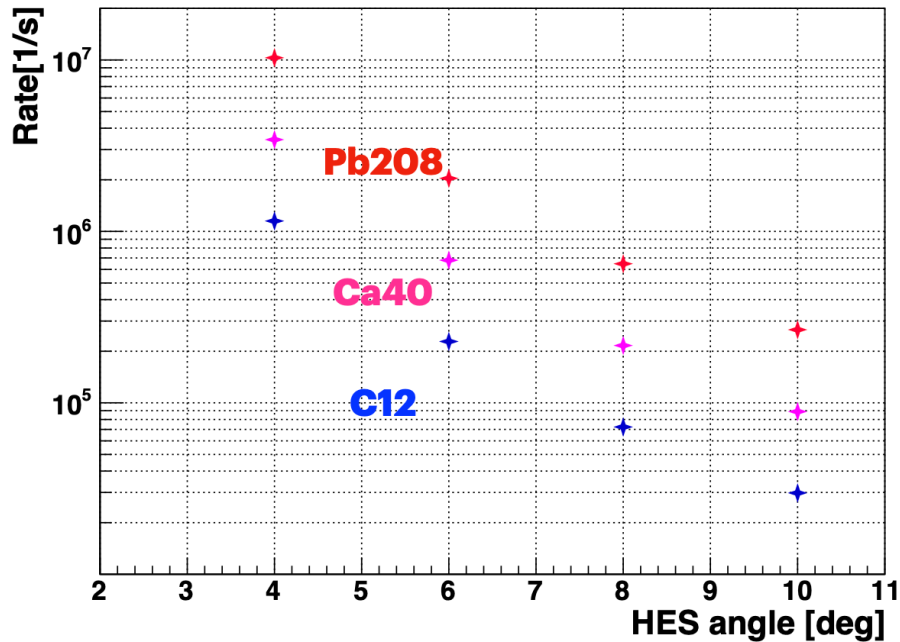


図 5.3: 標的ごとの HES のシングルレート。青点が ^{12}C 、ピンク色の点 ^{40}Ca 、赤点が ^{208}Pb の場合である。条件は次世代実験のセットアップで、ビーム電流 $50 \mu\text{A}$ 、標的厚 100 mg/cm^2 である。

以上により、スペクトロメータ角度は 8 度を採用した。

5.1.2 PCS と HES、PCS と HKS の性能

磁場の最適化 (セクション 4.1.2 を参照) と HES 角度を決定したので、PCS+HES+HKS の運動量分解能やアクセプタンスをシミュレーションにより見積もった。

以下の図 5.4 に運動量分解能を、図 5.5 に立体角を示す。5.6 がシミュレーションで得られた PCS と HES のパフォーマンスである。運動量分解能は 4.4×10^{-4} (FWHM)、立体角は 3.4 msr となった。また、HES にアクセプトされるビームと散乱電子のなす角度 θ_e と運動量の二次元アクセプタンスを図 5.6 に示す。

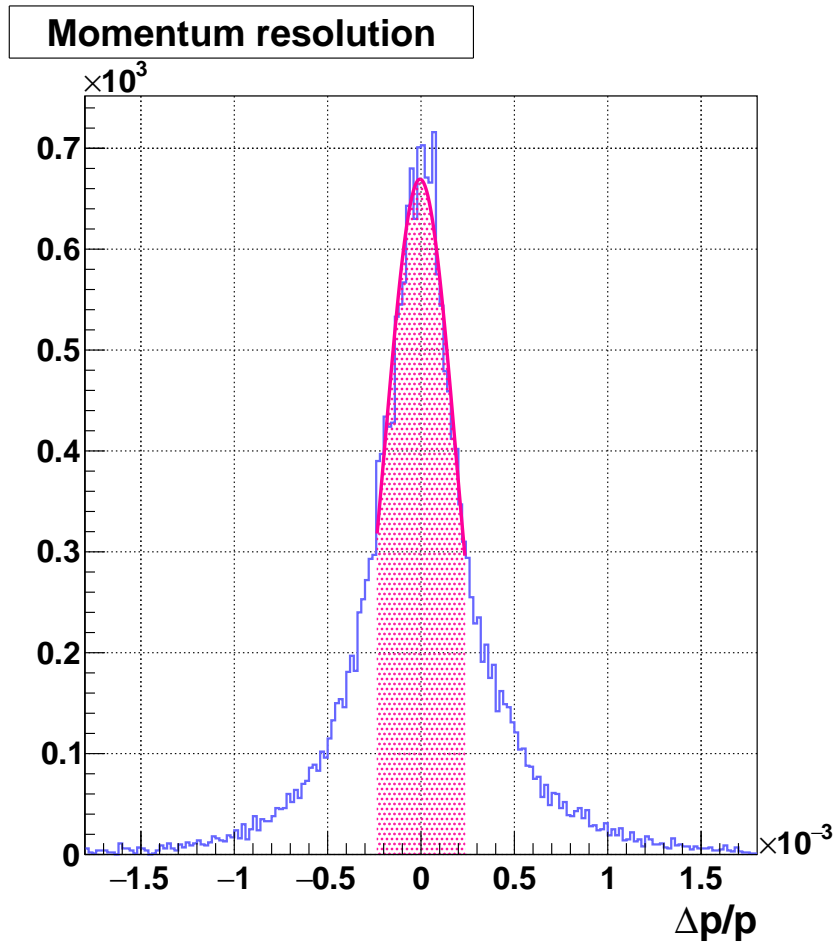


図 5.4: HES の運動量分解能 $\Delta p/p$ 。 $\Delta p = p_{\text{reconst}} - p_{\text{ture}}$ である。ガウシアンで (ピンク色の曲線) フィットを行った。運動量分解能は 4.4×10^{-4} (FWHM) である。

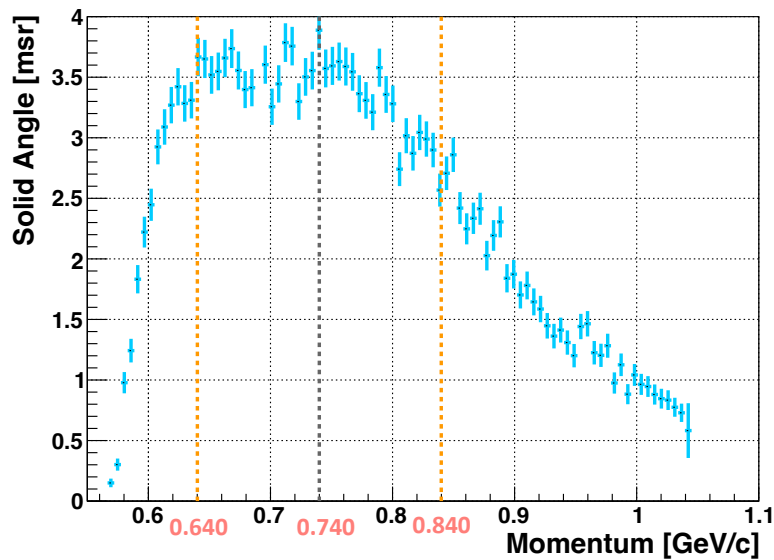


図 5.5: HES の立体角 $\Delta\Omega_{e'}$ 。立体角は 0.740 ± 0.100 GeV の範囲 (オレンジ色の点線) の平均値と定義。立体角は 3.4 msr である。

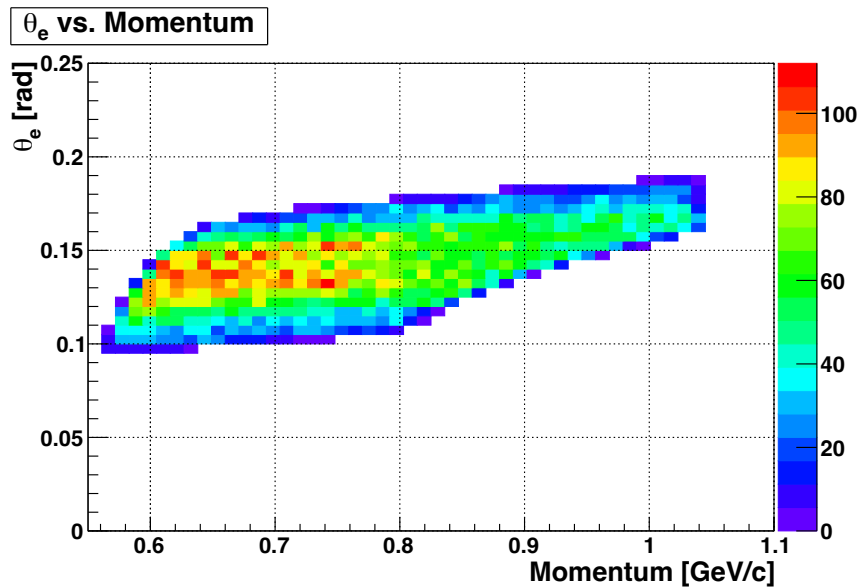


図 5.6: HES の運動量と角度におけるアクセプタンス。Z 軸はカウント数である。

以下の図 5.7 に運動量分解能を、図 5.8 に立体角を示す。運動量分解能は 2.9×10^{-4} (FWHM)、立体角は 8.3 msr となった。これらの値は QQD の磁場の大きさを調整した後の値である。また、HKS にアクセプトされるビームと K^+ のなす角度 θ_e と運動量の二次元アクセプタンスを図 5.9 に示す。

$$\frac{(p_{\text{true}} - p)/p_{\text{true}}}{\Delta p/p}$$

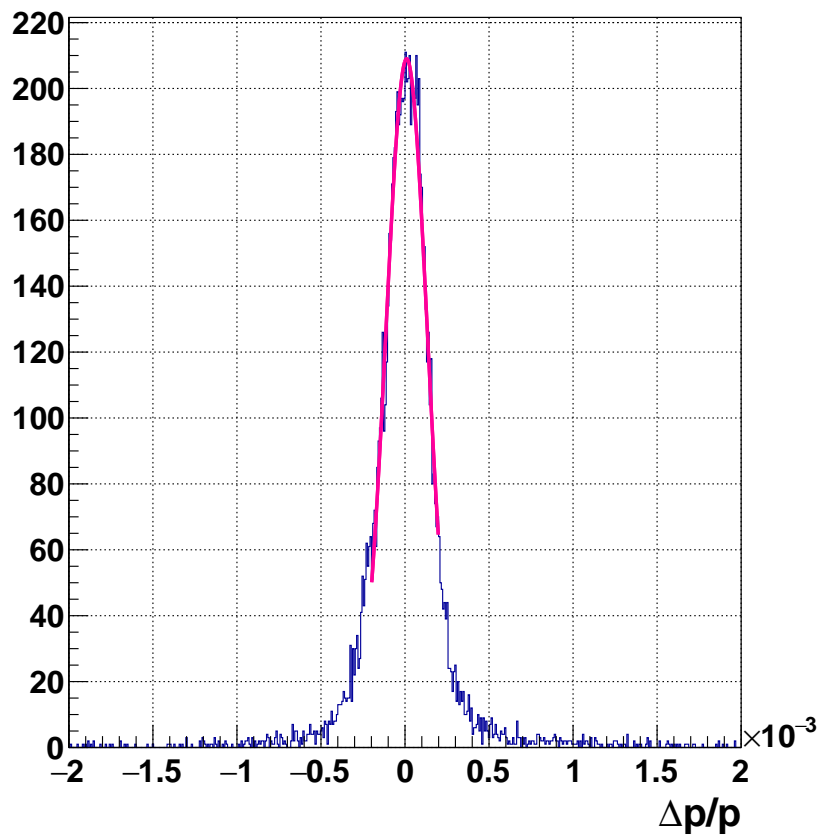


図 5.7: HKS の運動量分解能 $\Delta p/p$ 。 $\Delta p = p_{\text{reconst}} - p_{\text{ture}}$ である。ガウシアンで (ピンク色の曲線) フィットを行った。運動量分解能は 2.9×10^{-4} (FWHM) である。

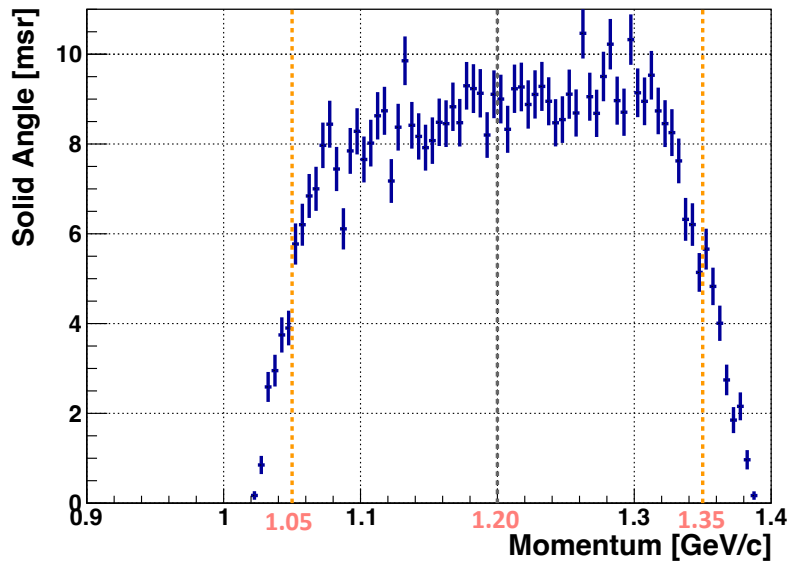


図 5.8: HKS の立体角 $\Delta\Omega_{e'}$ 。立体角は 1.20 ± 0.15 GeV の範囲の平均値と定義。立体角は 8.3 msr である。

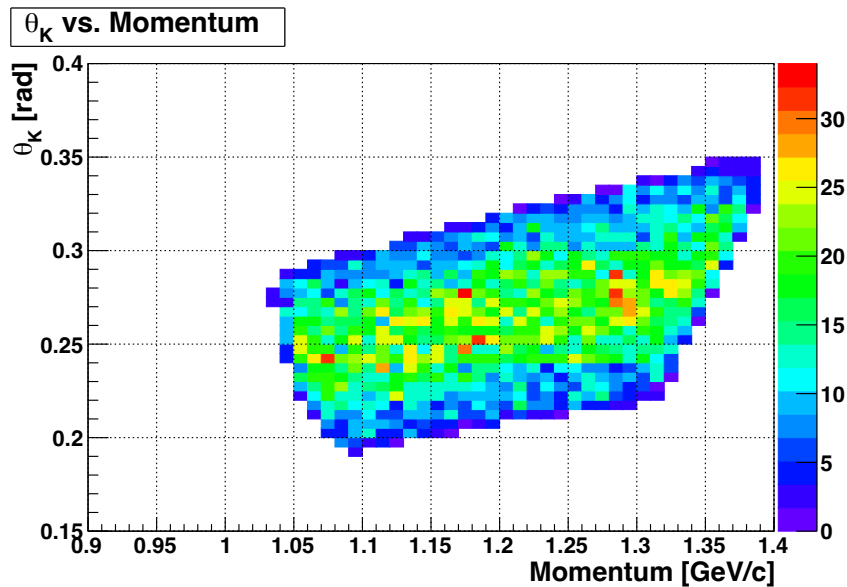


図 5.9: HKS の運動量と角度におけるアクセプタンス。Z 軸はカウント数である。

最後に、求めた HES、HKS の運動量アクセプタンス内にハイペロン (Λ , Σ) 生成イベントとハイパー核 (${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^{40}_{\Lambda}\text{K}$, ${}^{208}_{\Lambda}\text{Tl}$) 生成イベントが入るか調査した。図 5.10 にその結果を示す。図 5.10 の左下は HES の立体角、右上は HKS の立体角、右下がハイペロンとハイパー核の質量に対応した運動量曲線である。アクセプタンス内 (右下図の黒点線の枠内) に次世代実験で測定する予定のハイペロンとハイパー核生成イベントが入るため、異なる標的に対し同じセットアップで実験できる。

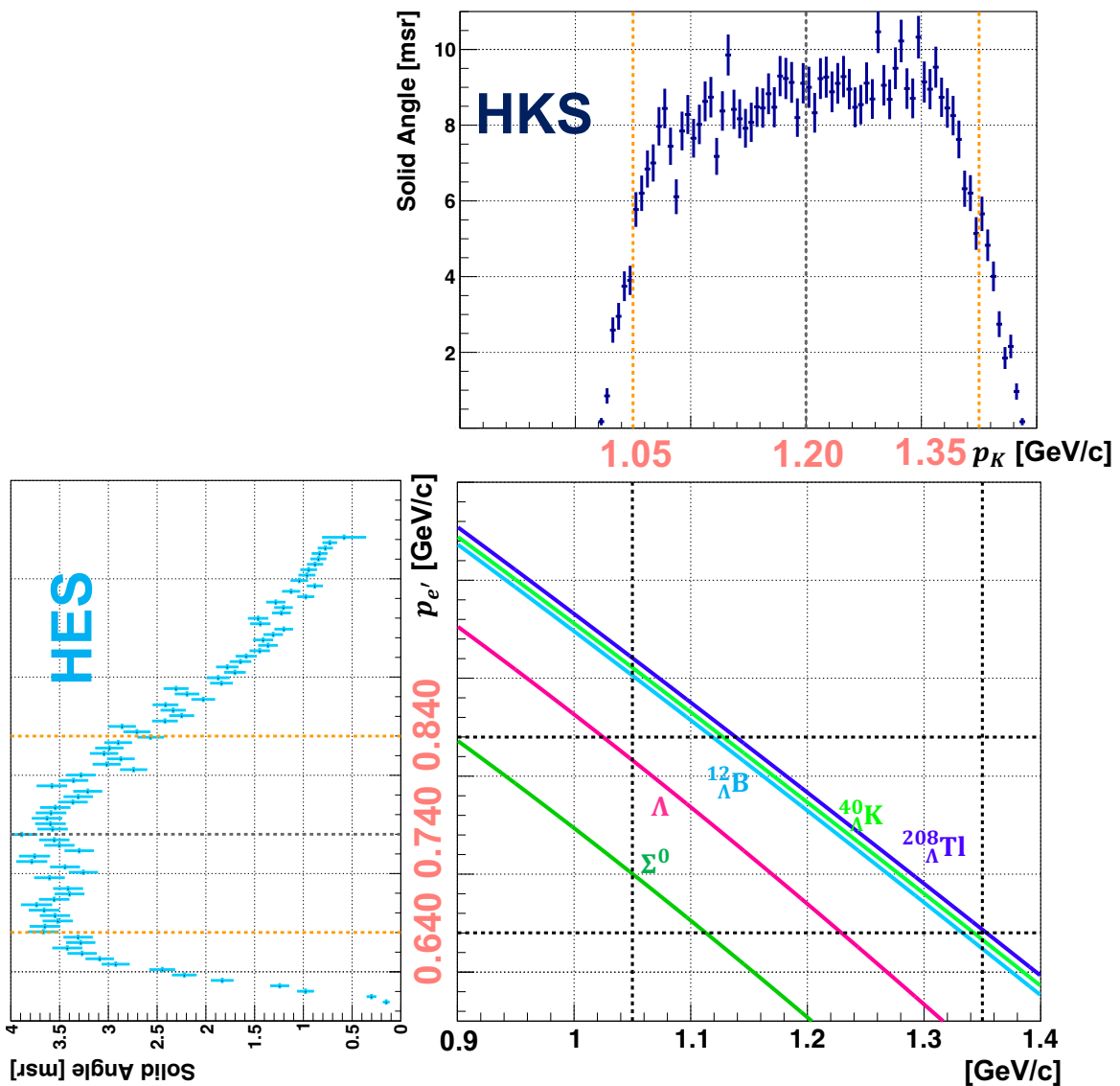


図 5.10: 次世代実験のセットアップでの運動量アクセプタンスとハイパー核生成に対応する運動量曲線。黒点線が HES、HKS の運動量アクセプタンスの上限、下限範囲を表す。緑色の線が Σ^0 、ピンク色の線が Λ の運動量曲線。右上にある 3 本の運動量曲線が下から $^{12}_{\Lambda}B$ 、 $^{40}_{\Lambda}K$ 、 $^{208}_{\Lambda}Tl$ に対応する。

5.1.3 最適化におけるフィットループ解析

ハイパー核ピークの統計的有意性を最適化の評価軸として標的の厚さと電流の大きさを決めた。本実験では $^{40,48}_{\Lambda}K$ の s_{Λ} 状態のピークをフィッティングし絶対値を決めることが目的である。ピークが確からしいことは実験の結果に対するフィッティングの精度に関わるためとても重要である。ピークの確からしさの指標がピークの統計的有意性に当たる。

またピークの有意性を決める際に留意しておく点は、ミッシングマススペクトルには統計

的な揺らぎがあることである。もし何度も同じ条件で実験を繰り返してできるとしたら、統計的な揺らぎのためにピークの有意性やフィット精度が実験1回ごとに変わるはずである。実験は1回しか行えないため、実験結果において下振れする時もあれば上振れする場合もあるはずである。そこで統計的な上振れ下振れを考慮に入れるような下の図 5.11 のようなフィットループ解析をした。

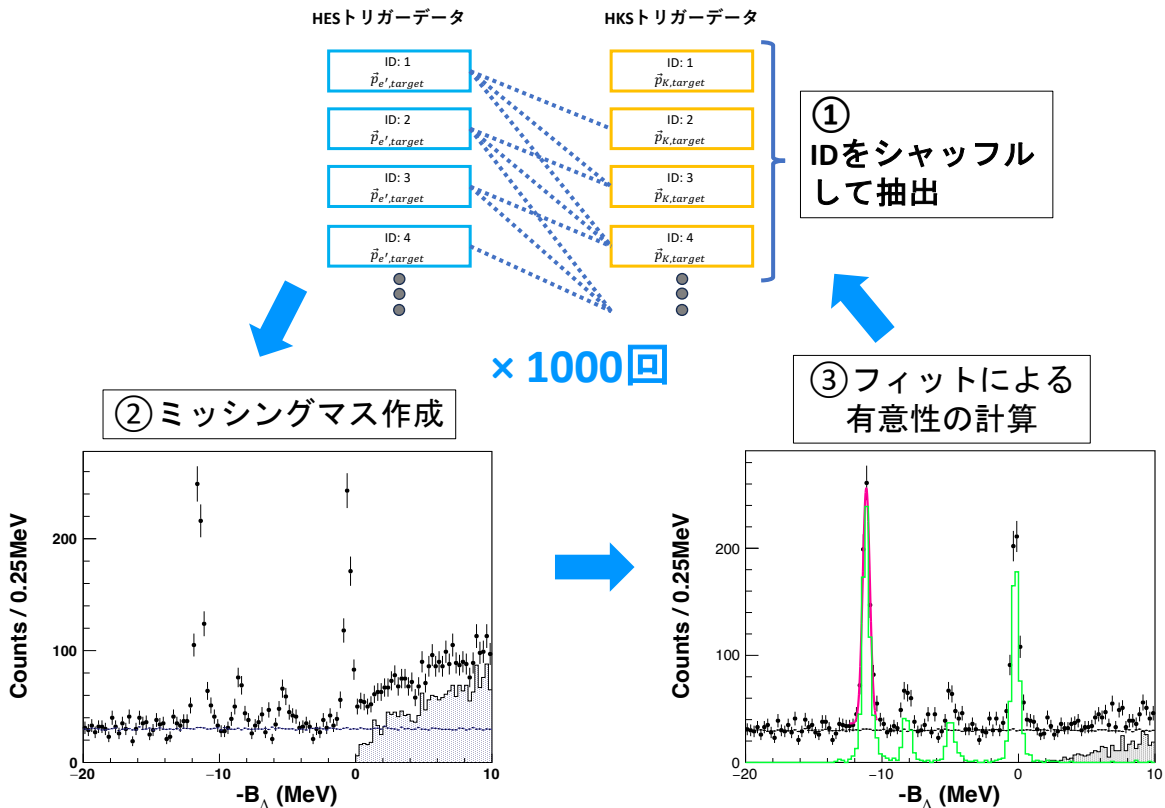


図 5.11: 最適化で用いたフィットループ解析方法の模式図

図 5.11 のように、フィットループ解析は3段階に分かれている。

1. トリガーデータ ID の組み合わせ順番をシャッフルし抽出

ミッシングマスを組む際にハイパー核イベントではイベント ID が同じ組み合わせを、バックグラウンドイベントではイベント ID が異なる組み合わせを選ぶ。そして第4章まではイベント ID が小さい順に見積もった数 (N_{HYP} 、 N_{BG}) 分だけシミュレーションで得られたハイパー核イベントデータの母集団から組み合わせを抽出をした。今回の解析では抽出する組み合わせの順番をイベント ID が小さい順ではなく、イベント ID の順番がランダムになるように抽出した。そうすることで、統計的揺らぎを再現できる。

2. ミッシングマスを作成

抽出した HES と HKS 側の運動量ベクトルの組み合わせを用いてミッシングマススペクトルを作成した。ミッシングマススペクトルの作り方については、第4章で説明

した方法と同様の手法を用いた。

3. フィッティングによるピーク有意性の計算

ピーク有意性は一般的に、シグナルのカウント数を S 、バックグラウンドのカウント数を N とすると $S/\sqrt{S+N}$ と表せる。この計算式はピークが揺らぎに対してどれくらい確からしいかを表現したもので、例えば $S/\sqrt{S+N} \sim 3$ であれば 3σ の有意さでピークであると主張できる。本研究ではミッシングマススペクトル上のピークを (ガウシアン)+(定数) でフィットし、そのガウシアンの幅 σ を用いてピーク有意性を以下のように定義した。

$$(\text{ピーク有意性}) = \frac{S}{\sqrt{S+N}} = \frac{n_{S+N}(\pm 3\sigma) - n_N(\pm 3\sigma)}{\sqrt{n_{S+N}(\pm 3\sigma)}} \quad (5.1)$$

$n_{S+N}(\pm 3\sigma)$ は作成したミッシングマススペクトルにおける $\pm 3\sigma$ に当たる範囲のカウント数である。 $n_N(\pm 3\sigma)$ は推定されるバックグラウンド分布における $\pm 3\sigma$ に当たる範囲のカウント数である。この解析では s_A のピーク有意性を調べた。

以上の 3 ステップを全く同じ条件で 1000 回行い、その都度に有意性に関連した $S+N = n_{S+N}(\pm 3\sigma)$ 、 $S = n_{S+N}(\pm 3\sigma) - n_N(\pm 3\sigma)$ 、 $N = n_N(\pm 3\sigma)$ を記録し貯めた。以下の図 5.12 のようなヒストグラムが得られた。

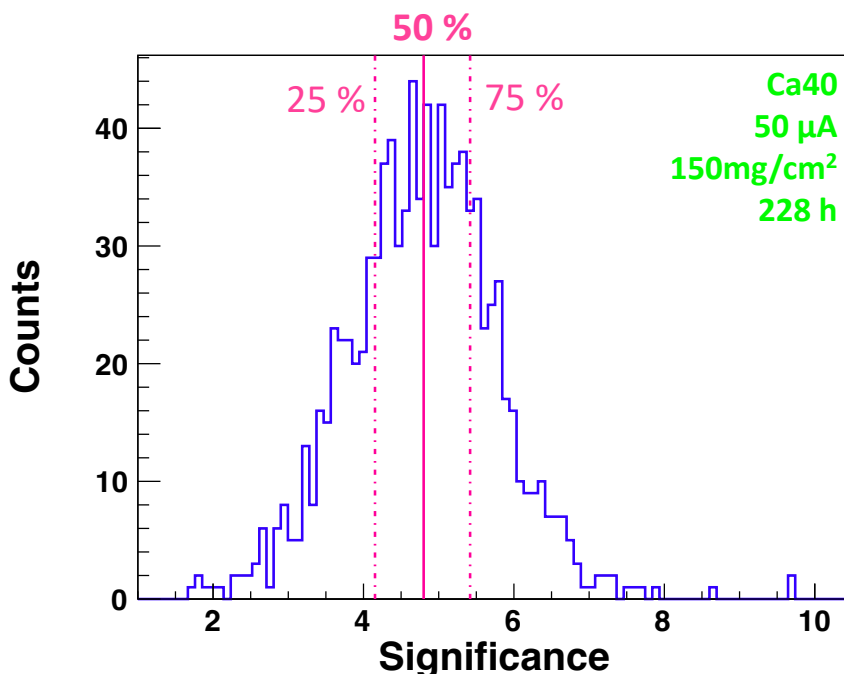


図 5.12: フィットループ解析で得られたピーク有意性の分布。ピンク色の実線は分布のカウント数が全体の 50% の線 (すなわち中央値)。ピンク色の点線は分布のカウント数が全体の 25%、75% の線。

このヒストグラムは統計的にどれだけ揺らぎがあるかを示した図になっている。ヒストグ

ラムは非対称であるので、分散を用いてヒストグラムの分布を正確に表現できない。そこで誤差棒付きのデータ点にする際に、点には中央値を、誤差棒には分布のカウント数が 25%、75% の場合の値を割り当てることにした。以上の解析方法を標的の厚さ依存性とビーム電流の大きさ依存性に対して用いた。

5.1.4 標的の厚さの最適化

N_{HYP} は標的の厚さに比例し、 N_{BG} は標的の厚さの二乗に比例する。下の図 5.13 が小さい場合と大きい場合 (2 倍の厚さ) の違いを示した。図 5.13 中ではビーム電子の数と同じで標的の厚さが変わる条件を表している。この時、厚さの増加分だけハイパー核生成イベントが増加する一方で、バックグラウンドがアクシデンタルコインシデンスな性質ゆえにバックグラウンドイベントも増加する。

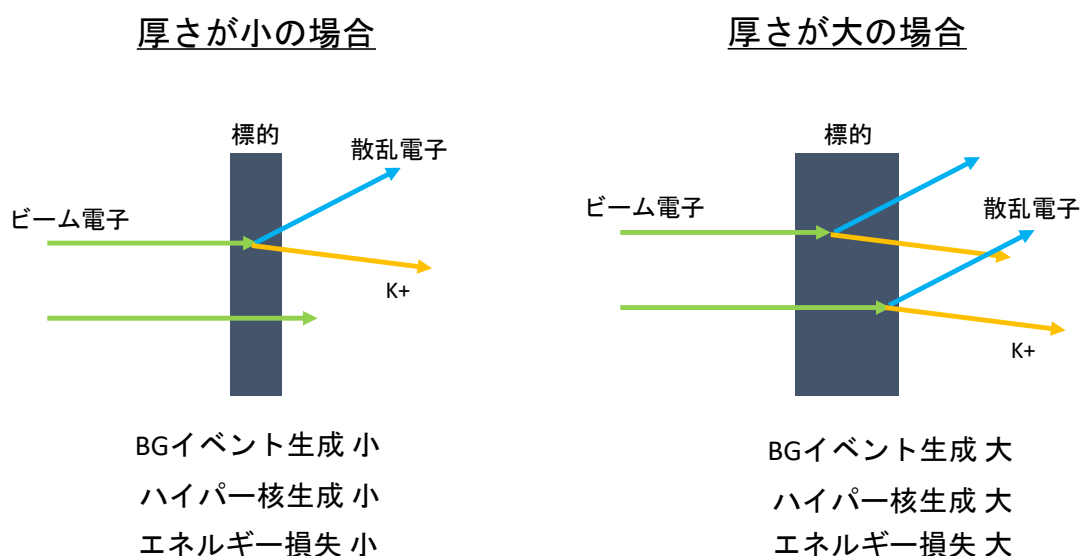


図 5.13: 標的の厚さ依存性

今回、 ^{40}Ca では標的厚さを 100、150、200 mg/cm^2 の 3 点、 ^{48}Ca では標的厚さを 50、100、150、200 mg/cm^2 の 4 点に対してミッシングマススペクトルの変化を見た。

エネルギー損失補正

ミッシングマスの変化を見る前にエネルギー損失の補正を行う必要がある。なぜなら標的内でビーム電子、散乱電子、 K^+ 中間子のエネルギー損失が起きるからである。下図 5.14 に標的内でのエネルギー損失を模式的に示した。

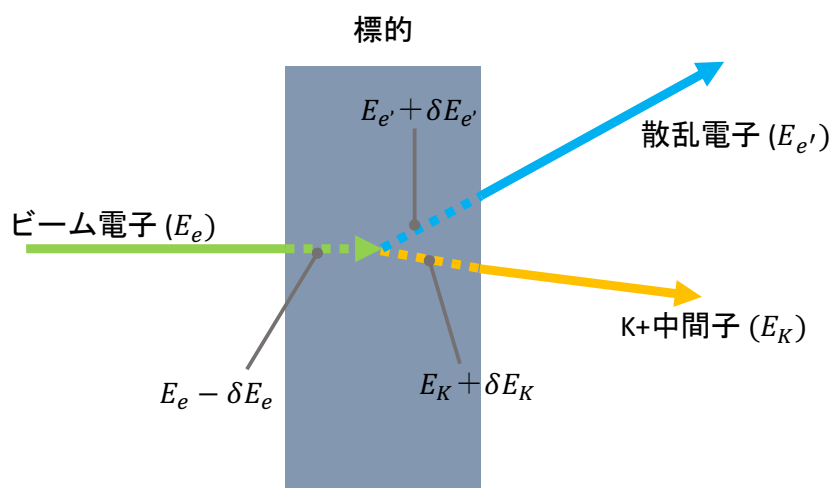


図 5.14: 標的内で起きるエネルギー損失の模式図

ミッシングマスを計算する際に用いる運動量ベクトルはビーム電子についてはデザイン値通りの値 (2.240 GeV) を使い、散乱電子と K^+ については再構成された標的での運動量ベクトルを用いる。これらの測定によって再構成された運動量ベクトルは標的内でエネルギー損失をした後になるため、反応点での運動量ベクトルとは必ずしも一致しない。その結果、ミッシングマスにより求まるエネルギーの絶対値が真の値からずれてしまう。そこで解析ではミッシングマスに用いる前にエネルギーに対して $E_e - \delta E_e$ 、 $E_{e'} + \delta E_{e'}$ 、 $E_K + \delta E_K$ と補正をした後にミッシングマスを作る。 δE に対し、図 5.15 のようにシミュレーションで得られたそれぞれの粒子 (e 、 e' 、 K^+) の dE 分布を用いた。その際分布全体にカウント数に対する割合を決め、その割合に対応したエネルギーを δE と定義した (図 5.15 では全体の 60% に対応するエネルギーとし、 δE は 70 keV)。厳密に補正を考えるすると図 5.15 の下段のように dE 分布には相関関係があることを考慮しなくてはならないが、今回は独立変数として δE_e 、 $\delta E_{e'}$ 、 δE_K を取り扱った。

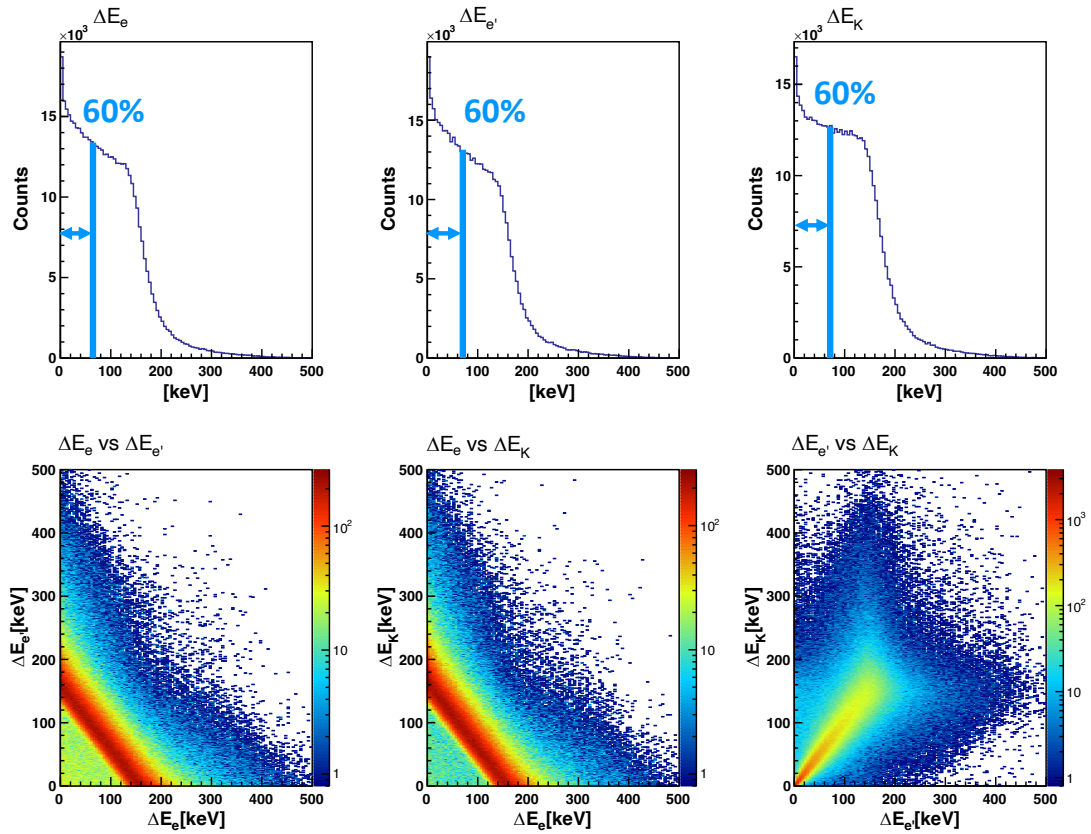


図 5.15: 電子、散乱電子、 K^+ の標的での dE 分布と相関関係の例。

そして、補正後のエネルギー絶対値と真の値との差 $\Delta E_{g.s.}$ を最小にするように dE 分布のカウント数の割合を変えながら最良の δE を決めた。ここで、図 5.16 のようにバックグラウンドを考えずに s_{Λ} の一つの準位によるピークを用いて、エネルギー損失補正後のヒストグラムに対してガウシアンでフィットした。ガウシアンを中心値 (赤色の実線) を補正後のエネルギー絶対値とした。補正後のエネルギーの絶対値 (図 5.16 の赤色の実線) と真の値 (図 5.16 の黒色の実線) との差を最小にした条件は ^{40}Ca では dE 分布全体の 60% に当たるエネルギーで、 ^{48}Ca では 62% に当たるエネルギーであった。その時の δE_e 、 $\delta E_{e'}$ 、 δE_K の値と $\Delta E_{g.s.}$ を表 5.1 に示す。表 5.1 の $\Delta E_{g.s.}$ から、100 keV 以下の精度でエネルギー損失補正ができたと言える。

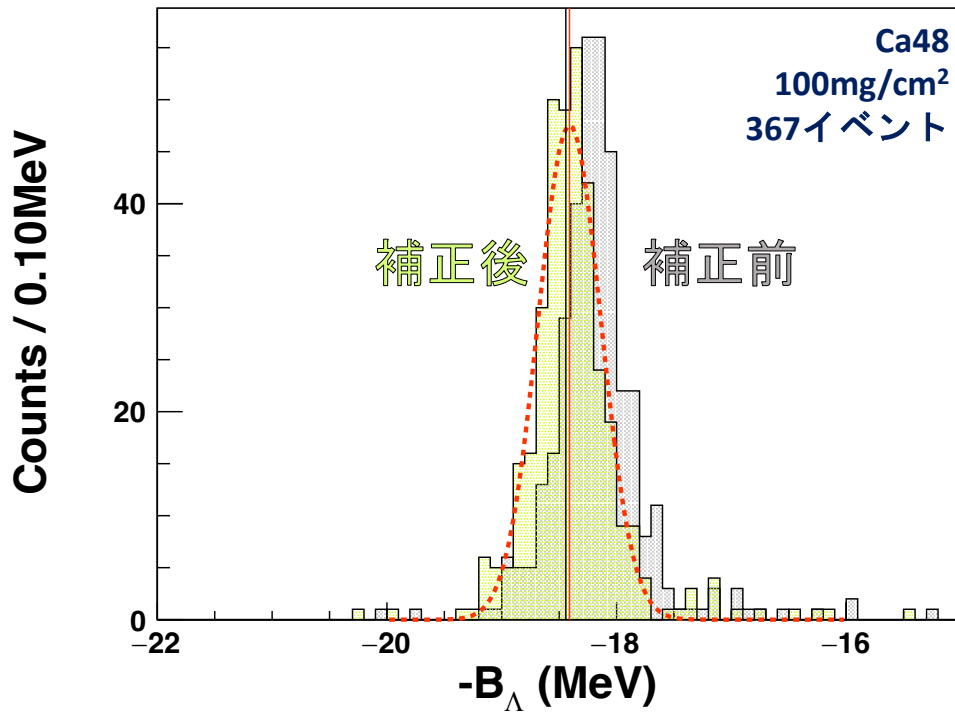


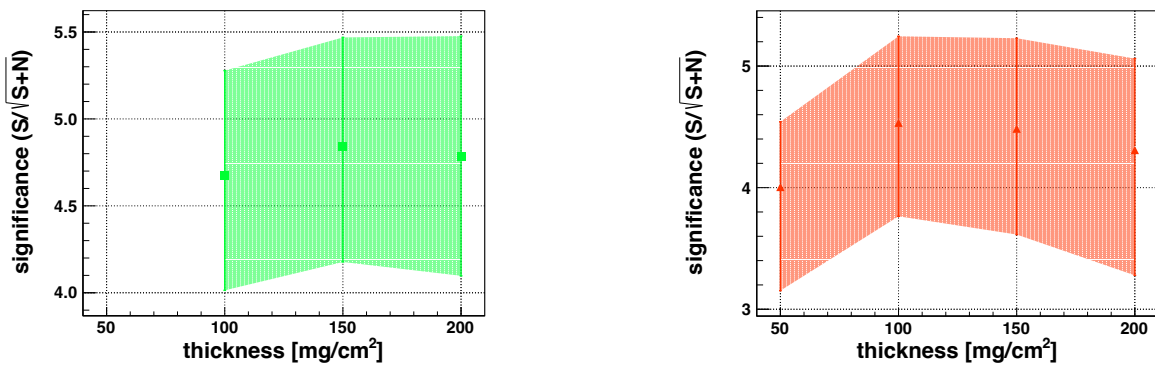
図 5.16: エネルギー損失補正の例。条件は標的が ^{48}Ca 、標的厚が 100 mg/m^2 、イベント数が 367 イベントである。 s_Λ の準位のみイベントを使っている。灰色のヒストグラムが補正前のミッシングマスピーク、黄緑色のヒストグラムが補正後のミッシングマスピーク。オレンジ色の点線は補正後のピークに対してフィットしたガウシアン。黒色の実線は s_Λ の準位の真の値でオレンジ色の実線はフィットしたガウシアンの中心値。(オレンジ線) - (黒線) を $\Delta E_{g.s.}$ としている。

表 5.1: 最も補正できた時の δE の結果。

標的	dE 分布の 全体カウント数 に対する割合	標的厚 [mg/cm^2]	δE_e [keV]	$\delta E_{e'}$ [keV]	δE_K [keV]	$\Delta E_{g.s.}$ [keV]
^{40}Ca	60%	100	82	82	87	20
		150	123	122	131	-30
		200	162	161	177	6
^{48}Ca	62%	50	34	34	36	-9
		100	70	70	74	32
		150	107	106	113	-17
		200	141	140	153	3

結果

最適化の解析を行いエネルギー損失補正を行った後、ピーク有意性の厚さ依存性を出した。それが下の図 5.17 である。 ^{40}K では $150\text{mg}/\text{cm}^2$ 、 ^{48}K では $100\text{mg}/\text{cm}^2$ で最大となった。ただし、各データ点の広がり (誤差棒の範囲) がデータ点 (中央値) の変化に対し大きいため、ピーク有意性の最大値が統計的な揺らぎかそれ以外の要因によるものかを精査する必要がある。



(a) ^{40}K のピーク有意性の標的厚依存性。

(b) ^{48}K のピーク有意性の標的厚依存性。

図 5.17: ピーク有意性の標的厚依存性。

ここでレート計算のみを考えた単純化した場合での、ピーク有意性と標的厚の関係を考える。標的厚を $x \text{ mg}/\text{cm}^2$ とし、ピーク有意性を決めたビンにおけるピーク部分のイベント数を S 、バックグラウンドの数を N とすると、係数 a, b を用いて

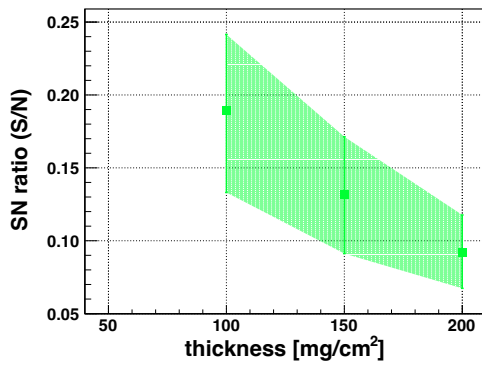
$$S = ax \tag{5.2}$$

$$N = bx^2 \tag{5.3}$$

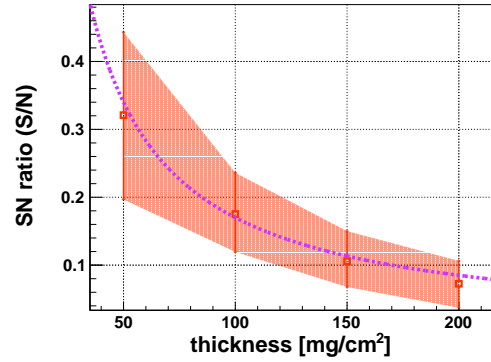
と書ける。ここで SN 比を考えると、

$$\frac{S}{N} = \frac{ax}{bx^2} = \frac{a}{b} \frac{1}{x} \tag{5.4}$$

となり、厚さに反比例する。実際フィットループ解析によって得られた SN 比は図 5.18 のように反比例している。 ^{48}Ca を例にとって係数 $\frac{a}{b}$ を解析的に概算すると、点 $(100 \text{ mg}/\text{cm}^2, 0.17)$ を通るため、 $\frac{a}{b} = 17$ となる。



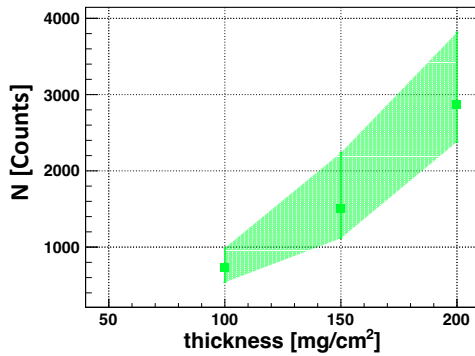
(a) $^{40}_{\Lambda}\text{K}$ での SN 比の標的厚依存性。



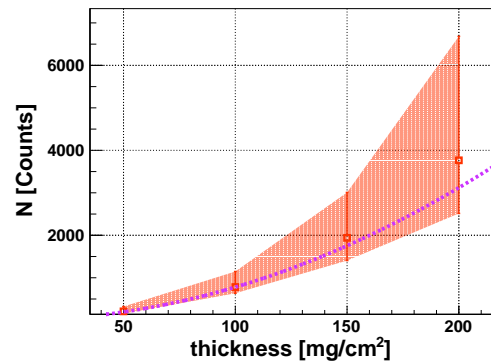
(b) $^{48}_{\Lambda}\text{K}$ での SN 比の標的厚依存性。紫線は $(100 \text{ mg/cm}^2, 0.17)$ を通る式 (5.4) の曲線。

図 5.18: SN 比の標的厚依存性。

また、 N は図 5.19 のように二次関数的に増加している。同じく ^{48}Ca を例にとって係数 b も概算すると $(100 \text{ mg/cm}^2, 780 \text{ Counts})$ を通るとして $b = 0.078$ となる。



(a) $^{40}_{\Lambda}\text{K}$ のバックグラウンド数の標的厚依存性。



(b) $^{48}_{\Lambda}\text{K}$ のバックグラウンド数の標的厚依存性。紫線は $(100 \text{ mg/cm}^2, 780 \text{ Counts})$ を通る式 (5.3) の曲線。

図 5.19: バックグラウンド数の標的厚依存性。

よって、 $a = 0.078 \times 17 \simeq 1.3$ となるので、ピーク有意性は

$$\frac{S}{\sqrt{S+N}} = \frac{ax}{\sqrt{ax+bx^2}} = \frac{1.3x}{1.3x+0.078x^2} \quad (5.5)$$

と書ける。計算により求めたピーク有意性と ^{48}Ca のピーク有意性の解析データ (図 5.17b) を重ねると、図 5.20 になる。

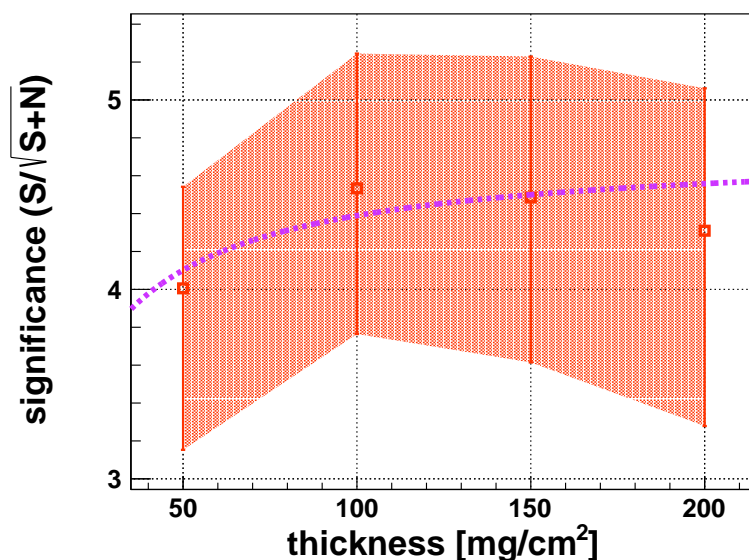


図 5.20: $^{48}_{\Lambda}\text{K}$ の計算による有意性と解析結果のよる有意性との比較。

図 5.20 中の紫色の点線が式 (5.5) による標的厚依存性で、赤点がフィットループ解析により得られた標的厚依存性である。式 (5.5) により求めたピーク有意性の曲線はレート計算のみを考えた単純な場合であり、ピーク分解能を考慮していない言わば理想的な標的厚依存性を表している。このレート計算によるピーク有意性はデータ点の全体的な傾向を再現するが、厚さ 100 mg/cm²、200 mg/cm² で差異が現れている。

200 mg/cm² での減少の理由として標的厚が増加することによるピーク分解能の悪化が考えられる。下の図 5.21 にピーク有意性と標的厚の関係を概念的に示した。図 5.21 では標的厚の影響を受けない場合と影響を受ける実際の場合におけるミッシングマスペクトルを模式的に描いている。図 5.21 のようにある標的厚に対しエネルギーストラグリングの効果からピーク幅が広がる。よって N は 3σ の範囲内のバックグラウンドカウント数と定義されているため、広がったピーク幅だけ増加する。さらに標的厚が増加するほど、エネルギーストラグリングも増えるため、ピーク幅も広がる。その結果、 N は図 5.19b のように標的厚に対し 2 次関数的には増加せず、分解能が悪化したピークの広がり分だけ多くなるため、より急に増加する。

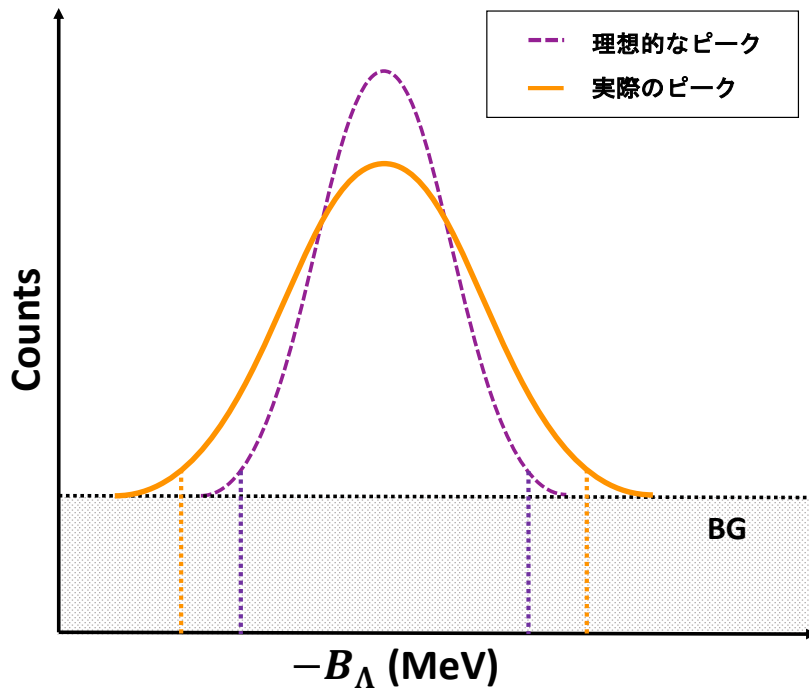
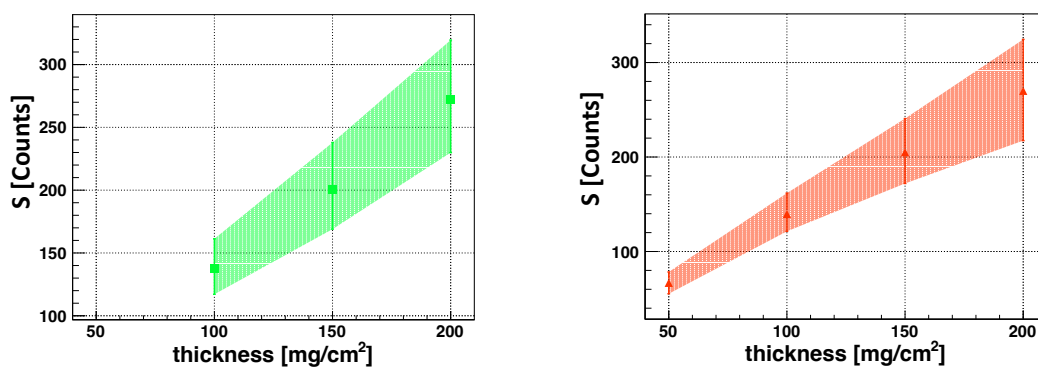


図 5.21: ピーク有意性と標的厚さの関係の概念図。紫線のガウシアンが分解能が標的厚によって変わらないとした理想的なピーク。オレンジ線のガウシアンは標的厚によって分解能が悪化する実際のピーク。両方のガウシアンから引かれている縦線はガウシアン 3σ を模式的に表す。

一方ピークカウント数 S は図 5.22 のようになる。 ${}^{40,48}_{\Lambda}\text{K}$ どちらの場合でも、 S の定義が面積であるため式 (5.2) にあるように線形性を保っている。

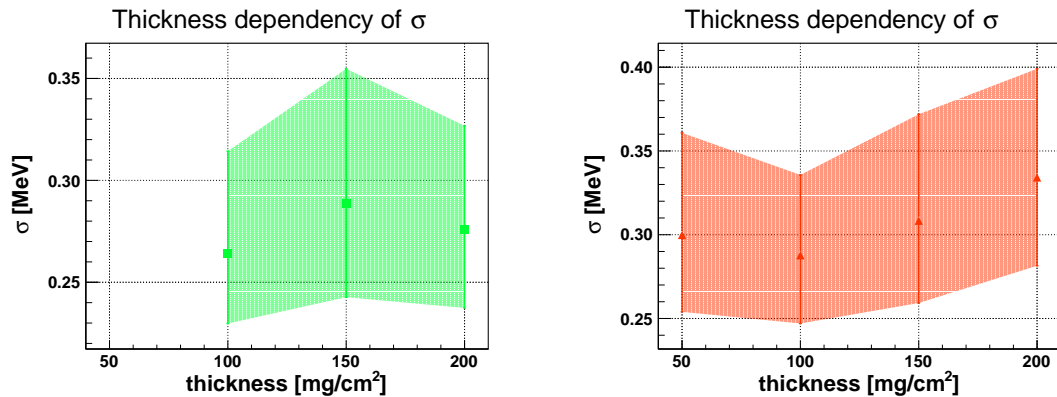


(a) ${}^{40}_{\Lambda}\text{K}$ のハイパー数ピーク数の標的厚依存性 (b) ${}^{48}_{\Lambda}\text{K}$ のハイパー核ピーク数の標的厚依存性。

図 5.22: ハイパー核ピーク数の標的厚依存性。

100 mg/cm^2 での増加の理由は、ピークの分解能の統計的揺れが原因であると考えらる。下の図 5.23 がピーク分解能の標的厚依存性である。どちらの場合も厚さが増加するに従い、

ピーク分解能が悪化する傾向を示すはずであるが、抽出するためのハイパー核イベントデータの母集団のデータ数が小さいため統計的に揺れていると考えられる。



(a) ^{40}K のピーク分解能 σ の標的厚依存性。 (b) ^{48}K のピーク分解能 σ の標的厚依存性。

図 5.23: ピーク分解能 σ の標的厚依存性。

以上の考察により、図 5.17 における標的厚 200 mg/cm² のピーク有意性の減少は統計的な揺れではなく、標的厚の増加に伴うエネルギーストラグリングの増加がもたらしたピーク分解能の悪化であると考えられる。また、標的厚 100 mg/cm² のピーク有意性の増加は統計的な揺れと考えられる。よって、最適な標的厚として ^{40}K では 150 mg/cm² で、 ^{48}K でも標的の準備の容易さと考察から 150 mg/cm² を採用した。

5.1.5 電子ビーム強度の最適化

N_{HYP} はビーム強度 (電流の大きさ) に比例し、 N_{BG} は電流の大きさの二乗に比例する。従って、図 5.24 のように、電流が小さい場合にはバックグラウンドイベントとハイパー核イベントがどちらも減少し、電流が大きい場合にはどちらも増加する。故に電流の大きさはピークの有意性や SN 比をコントロールする際に重要なパラメータとなる。

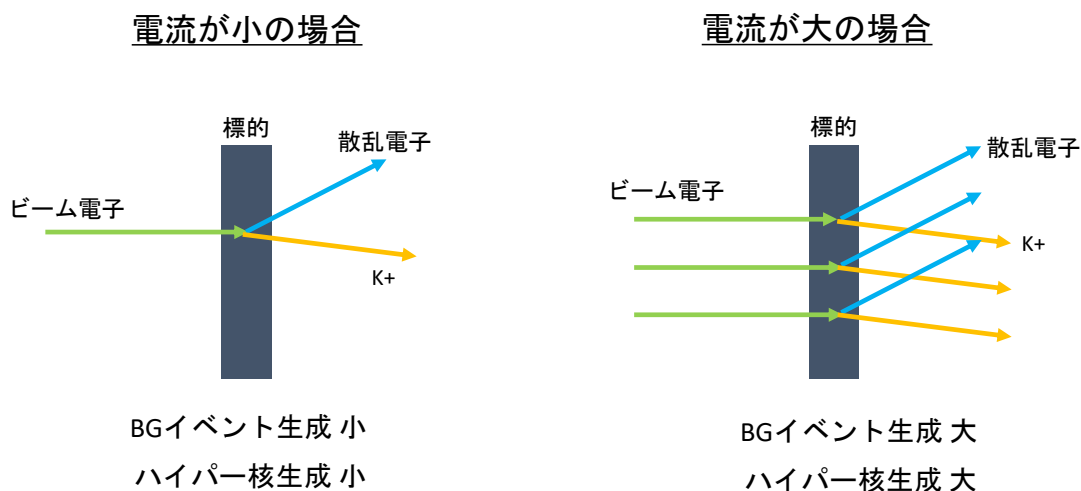
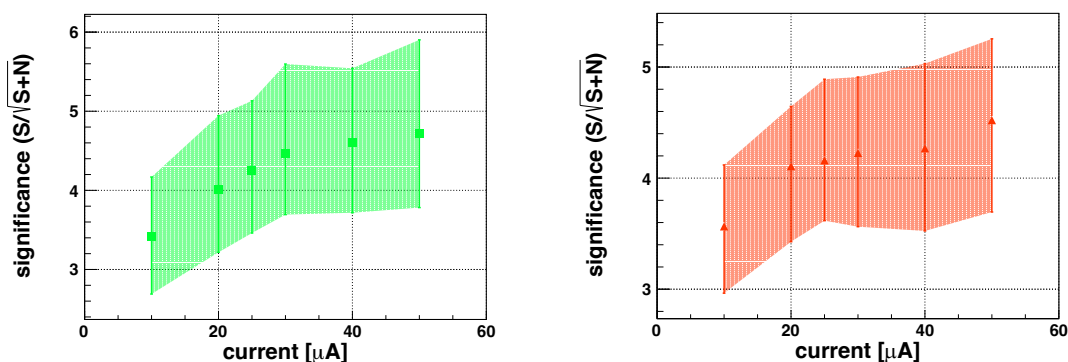


図 5.24: 電流の大きさ依存性

ピーク有意性のビーム強度依存性を見るために、標的厚 100 mg/cm^2 の $^{40,48}\text{Ca}$ に対して、電流を $(10, 20, 25, 30, 40, 50) \mu\text{A}$ としフィットループ解析を行なった。電流値の上限は検出器の耐え得るレートを考慮して決めた。解析の際には、エネルギー損失補正も行った。ピーク有意性の結果を下の図 5.25 に示す。



(a) ^{40}K でのピーク有意性の電流の大きさ依存性。 (b) ^{48}K でのピーク有意性の電流の大きさ依存性。

図 5.25: ピーク有意性の電流の大きさ依存性

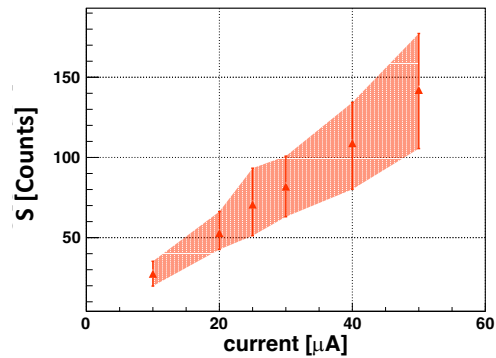
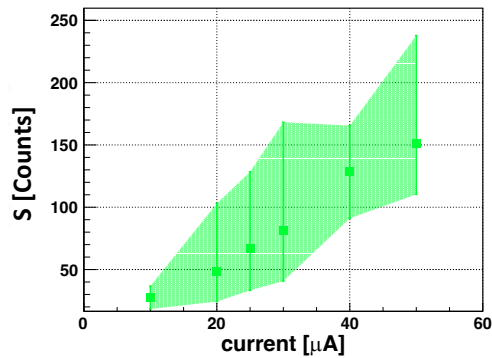
ピーク有意性について、レート計算で再現できる単純な場合を仮定して考える。シグナル部分 (ハイパー核ピーク) を S [Counts]、ノイズ部分 (バックグラウンド) を N [Counts] とすると、係数 c 、 d を用いて電流 I の依存性は

$$S = cI \quad (5.6)$$

$$N = dI^2 \quad (5.7)$$

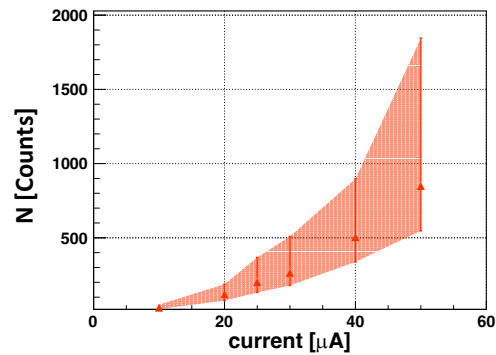
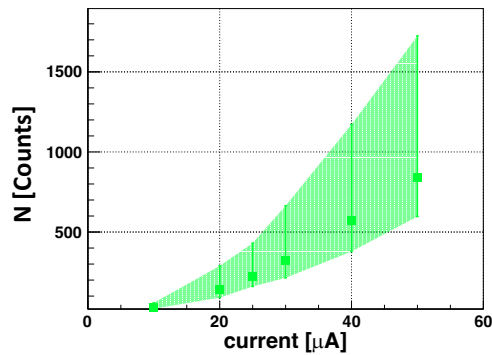
と書ける。実際にフィットループ解析による S 、 N の電流依存性は下の図 5.26、図 5.27 のよ

うに式 (5.6)、式 (5.7) を再現している。



(a) ^{40}K でのシグナル部分の電流の大きさ依存性 (b) ^{48}K でのシグナル部分の電流の大きさ依存性。

図 5.26: シグナル部分の電流の大きさ依存性



(a) ^{40}K でのノイズ部分の電流の大きさ依存性 (b) ^{48}K でのノイズ部分の電流の大きさ依存性。

図 5.27: ノイズ部分の電流の大きさ依存性

^{48}Ca を例にとって図 5.26、図 5.27 から係数 c 、 d を決定する。 S については $(I, S) = (40 \mu\text{A}, 110 \text{ Counts})$ を通るため、 $c = \frac{11}{4}$ となり、 N については $(I, N) = (40 \mu\text{A}, 500 \text{ Counts})$ を通るとして、 $d = \frac{5}{16}$ となる。よってピーク有意性は

$$\frac{S}{\sqrt{S+N}} = \frac{cI}{\sqrt{cI+dI^2}} = \frac{\frac{11}{4}I}{\frac{11}{4}I + \frac{5}{16}I^2} \quad (5.8)$$

と書ける。式 (5.8) を図 5.25b に重ねると、下の図 5.28 のようになった。

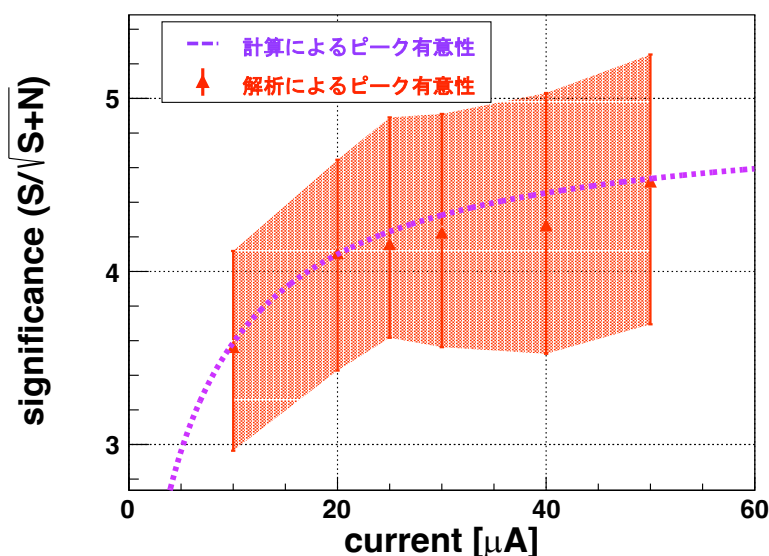


図 5.28: ${}^{48}_{\Lambda}\text{K}$ の計算と解析結果における有意性の電流強度依存性の比較。

以上の考察により、ピーク有意性の電流強度依存性は統計的な揺らぎではなく、(5.8) のような単純なレート計算の場合で説明できる。そこで、ピーク有意性の観点から ${}^{40,48}_{\Lambda}\text{K}$ どちらの場合でも電流に対して範囲上限値の $50 \mu\text{A}$ を採用した。

5.2 期待される Λ 束縛エネルギースペクトル

次世代実験では第 3 章で述べたように多くの標的を使う予定だが、今回は我々のグループが提案している E12-15-008 実験、すなわち標的 ${}^{40,48}\text{Ca}$ に対する結果を見積もった。 ${}^{40,48}_{\Lambda}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトルを見積もる際には最適化後の実験条件である (HES 角度) = 8 deg 、標的厚 150 mg/cm^2 、電流 $50 \mu\text{A}$ を用いた。

5.2.1 期待される ${}^{40}_{\Lambda}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトル

現在承認されているビーム照射時間である 228 時間に対して期待される ${}^{40}_{\Lambda}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトルを見積もった。見積もったスペクトルは下の図 5.29 である。第 4 章の後半で説明したように、図 5.29 中の誤差棒つき黒点はハイパー核生成イベントとバックグラウンドイベントと Λ の quasi-free 生成イベントを合わせたミッシングマススペクトルである。また、紺色の誤差棒付き横線は mixed analysis event を最大統計で実行して得られた推定されバックグラウンド分布である。凡例には載せていないが、 $-B_{\Lambda} > 0$ での灰色のヒストグラムが quasi-free のみのスペクトルに当たる。

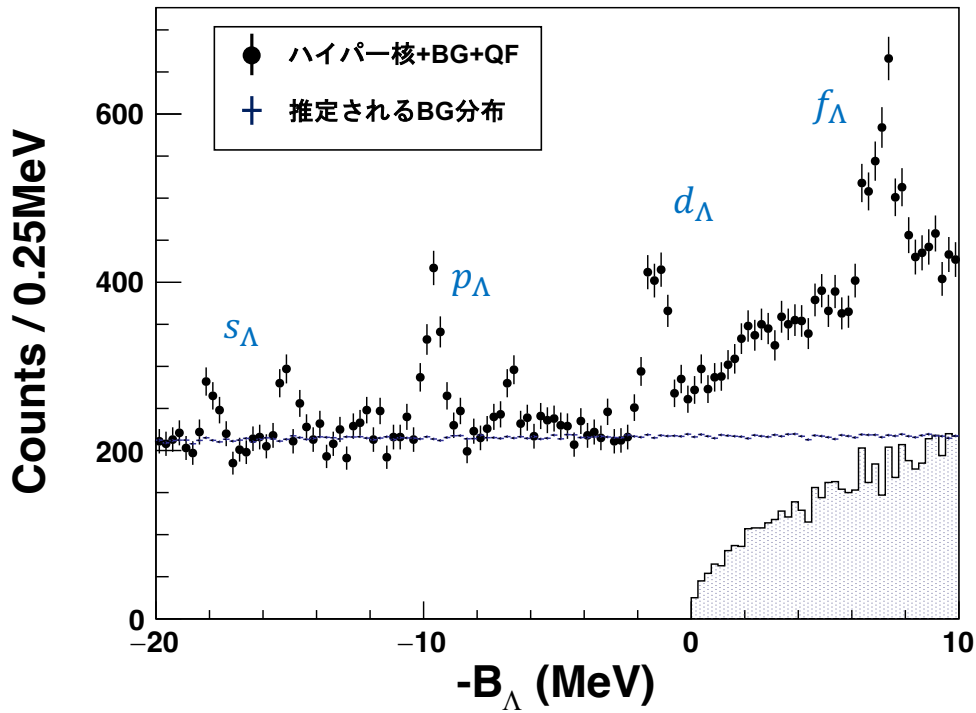


図 5.29: ^{40}K の Λ 束縛エネルギースペクトル。条件は標的厚が 150 mg/cm^2 、ビーム電流が $50 \mu\text{A}$ 、ビーム照射時間が 228 時間である。

図 5.29 では s_Λ 、 p_Λ 、 d_Λ 、 f_Λ 軌道がはっきりとピークとして確認できる。定量的に s_Λ 状態のピークを評価するために、推定されるバックグラウンド分布を差し引き quasi-free スペクトルを除いた。差し引いたスペクトルは下の図 5.30 に示した通りで、このスペクトルに対してガウシアンでフィッティングを行なった。フィッティングの結果、ガウシアンを中心値は $\mu = -17.92 \pm 0.02 \text{ MeV}$ 、幅は $\sigma = 0.24 \pm 0.01 \text{ MeV}$ となった。エネルギー分解能に関しては FWHM で 0.57 MeV が期待される。また s_Λ のエネルギー絶対値の決定精度はエネルギー損失補正での誤差とフィット精度の誤差を合わせて 100 keV 以下が期待される。

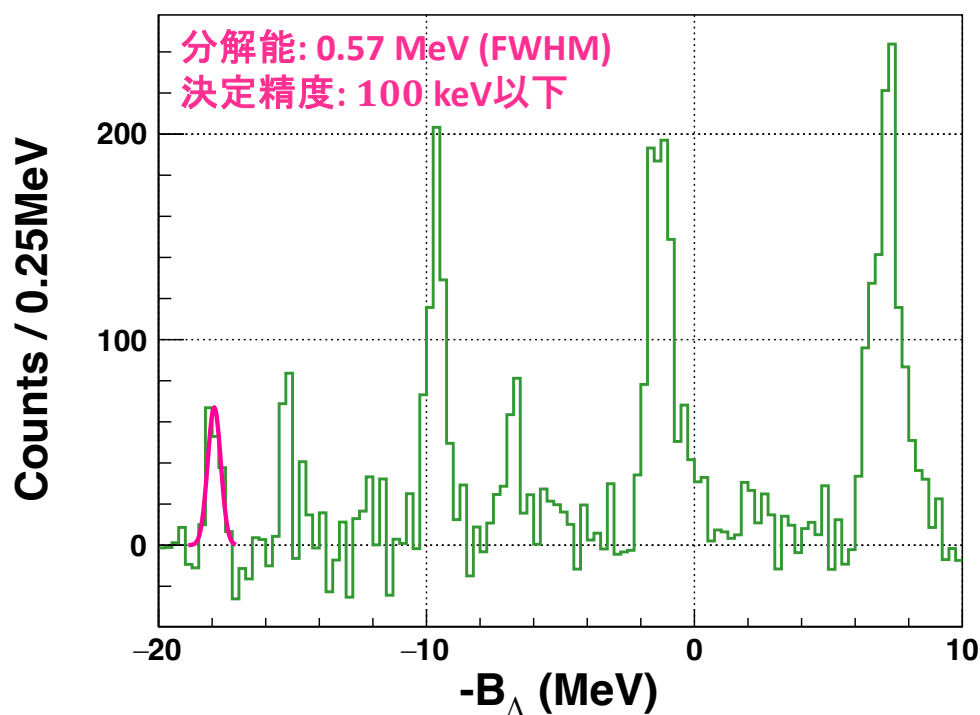


図 5.30: バックグラウンドを差し引いた $^{40}_{\Lambda}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトル。条件は標的厚が 150 mg/cm^2 、ビーム電流が $50 \mu\text{A}$ 、ビーム照射時間が 228 時間である。

5.2.2 期待される $^{48}_{\Lambda}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトル

現在承認されているビーム照射時間である 276 時間に対して期待される $^{48}_{\Lambda}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトルを見積もった。見積もったスペクトルは下の図 5.31 である。図 5.31 でも s_{Λ} 、 p_{Λ} 、 d_{Λ} 、 f_{Λ} 軌道がピークとして確認できる。

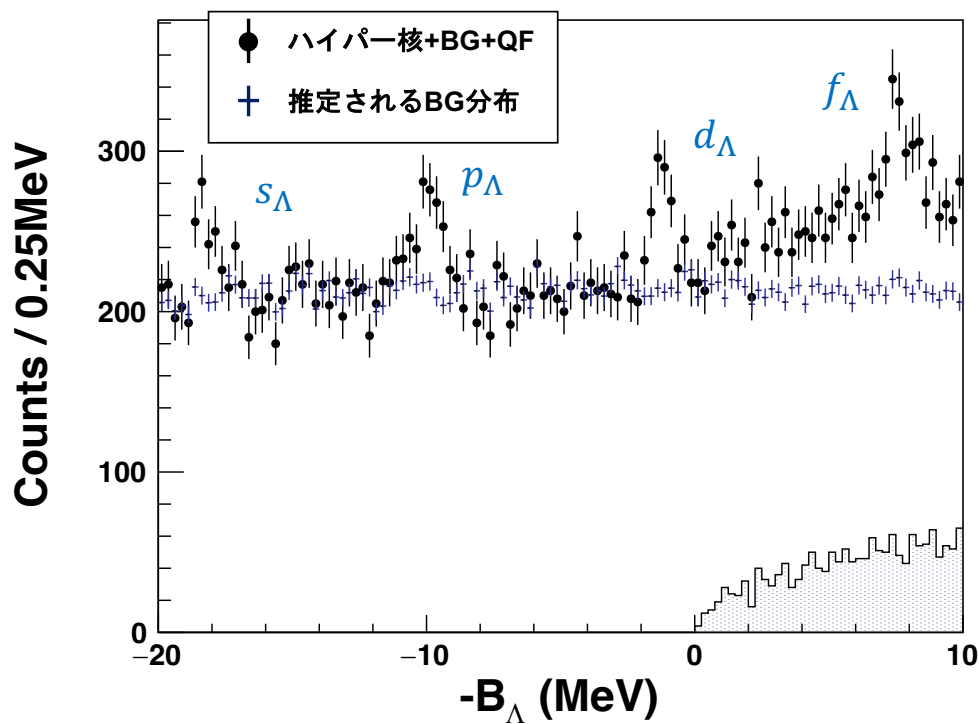


図 5.31: ${}^{48}_{\Lambda}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトル。条件は標的厚が 150 mg/cm^2 、ビーム電流が $50 \mu\text{A}$ 、ビーム照射時間が 276 時間である。

${}^{40}_{\Lambda}\text{K}$ と同様に、定量的に s_{Λ} 状態のピークを評価するために、推定されるバックグラウンド分布を差し引いて quasi-free もスペクトルを取り除いた。差し引いたスペクトルは下の図 5.32 に示した。このスペクトルに対してガウシアンでフィッティングを行った。フィッティングの結果、ガウシアンを中心値は $\mu = -18.21 \pm 0.03 \text{ MeV}$ 、幅は $\sigma = 0.29 \pm 0.02 \text{ MeV}$ となった。エネルギー分解能に関しては FWHM で 0.69 MeV が期待される。また s_{Λ} のエネルギー絶対値決定精度はエネルギー損失補正での誤差とフィット精度の誤差を合わせて 100 keV 以下が期待される。

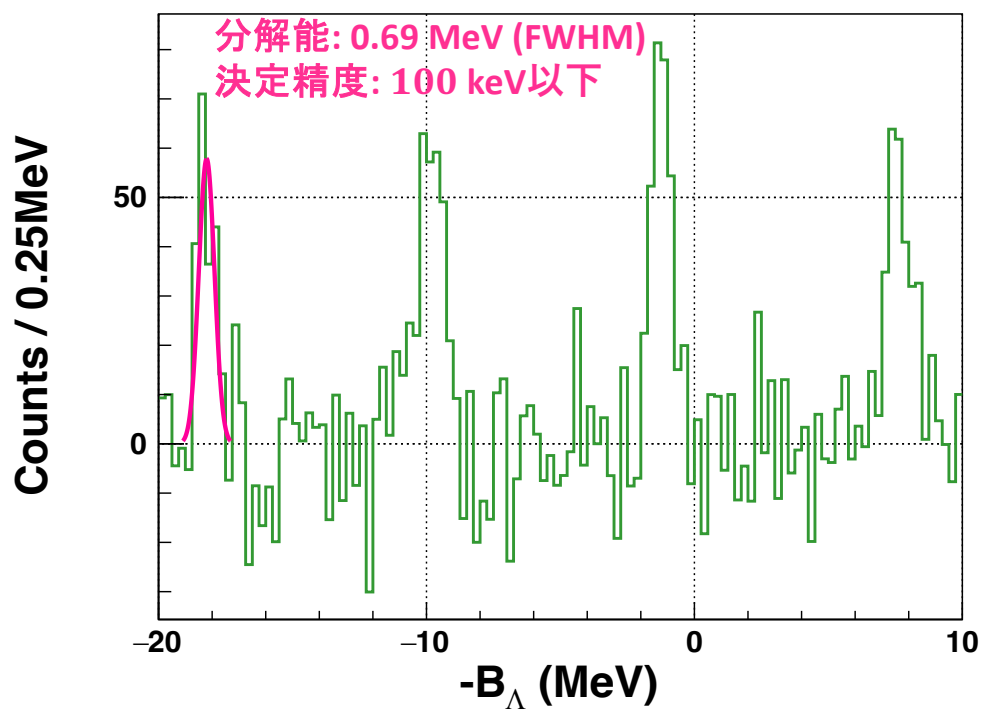


図 5.32: バックグラウンドを差し引いた $^{48}_{\Lambda}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギースペクトル。条件は標的厚が 150 mg/cm^2 、ビーム電流が $50 \mu\text{A}$ 、ビーム照射時間が 276 時間である。

第6章

まとめと今後の課題

我々はハイペロンパズルの解決に向け、 ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ と ${}_{\Lambda}^{208}\text{Tl}$ の質量分光実験を通して、 ΛNN 相互作用のアイソスピン依存性と質量数依存性を引き出す。次世代実験の準備が開始する前に、実験のセットアップ条件を最適化する必要がある。そのため、本研究で実験のセットアップ条件が最適になるようデザインし、期待される結果を見積もった。

最適化を行うにはミッシングマススペクトルを導出する必要がある。最初にハイパー核の生成から検出までの過程を再現する4つの独立した Geant4 コードから成るフルシミュレーションを開発した。次に、ハイパー核の収量とバックグラウンドイベント数の見積もり計算を過去実験を再現するよう調整し、次世代実験の条件でイベント数を見積もった。最後に、両者を繋ぎ合わせて、ミッシングマススペクトルの見積もり方法を確立した。

確立した見積もり方法を用いて、HES の角度、標的厚、ビーム強度を最適化したところ、 ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ に対して角度は 8 deg、標的厚 150 mg/cm²、ビーム電流 50 μA となった。最適化後に期待される ${}_{\Lambda}^{40,48}\text{K}$ の Λ 束縛エネルギーを見積もった所、どちらのハイパー核に対しても s_{Λ} 状態のエネルギー絶対値が 100 keV 以下の精度を達成した。

今後の課題を以下にまとめた。

- HES 角度に対するピーク有意性の調査 5 章で HES 角度をスペクトロメータの物理的制約と予想される HES のレートから決定した。より正確に決定するには標的厚やビーム強度を決めたように、 s_{Λ} 状態のピーク有意性の角度依存性を用いる必要がある。今後、調査する必要がある。
- 他の標的に対する実験条件の最適化本研究でミッシングマススペクトルの定量的な見積もり方法を確立した。この手法を用いて軽いハイパー核や ${}_{\Lambda}^{208}\text{Tl}$ に対し、実験条件の最適化を行っていく。

参考文献

- [1] K. Kamada., Master thesis, Tohoku University(2021).
- [2] K. Miwa. *et al.*, Phys. Rev. C **104** (2021), 045204.
- [3] H. Hotchi *et al.*., Phys. Rev. C **64** (2001) 044302.
- [4] V. A. Ambartsumyan and G. S. Saakyan, Sov. Astron. AJ 4, 187 (1960).
- [5] H.-J. Schulze, A. Polls, A. Ramos, and I. Vidaña., Phys. Rev. C **73** (2006), 058801.
- [6] I. Bombaci, ArXiv:1601.05339 (2016).
- [7] P. Demorest, T. Pennucci, S. Ransom, M. Robertsand, J. Hessels, Nature **467** (2010) 1081.
- [8] J. Antoniadis *et al.*, Science 340 (2013) 1233232.
- [9] H. Cromartie *et al.*, Nature Astronomy 4 (2020) 72.
- [10] D. Lonardon *et al.*, Phys. Rev. Lett. 114, 092301(2015).
- [11] Y. Yamamoto *et al.*, Phys. Rev. C **90**, 045805 (2014).
- [12] S. N. Nakamura *et al.*, Proposal to JLab (2015).
- [13] O. Hashimoto, H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. **57** (2006) 564-653.
- [14] F. Garibaldi *et al.*, Proposal to JLab (2020).
- [15] S. Nagao*et al.*, Letter of Intent to JLab (2023).
- [16] T. Gogami*et al.*, Letter of Intent to JLab (2023).
- [17] S. N. Nakamura *et al.*, Letter of Intent to JLab (2023).
- [18] T. Gogami, Ph.D. thesis, Tohoku University (2014).
- [19] S. Alef *et al.*, Eur. Phys. J. A **57**, 80 (2021).
- [20] M.E. McCracken *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 025201 (2010).
- [21] R. Bradford *et al.*, Physical Review C **73**, 035202 (2006).
- [22] K. H. Glander *et al.*, Eur. Phys. J. A **19**, 251 (2004).
- [23] M. Sumihama *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 035214 (2006).
- [24] S. H. Shiu *et al.*, Phys. Rev. C **97**, 015208 (2018).
- [25] M. Sotona and S. Frullani, Progress of Theoretical Physics Supplement 177 (1994).
- [26] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022) and 2023 update.
- [27] Y. Tsai, Reviews of Modern Physics 46, 4 (1974).

- [28] H. E. Montgomery, ArXiv:1701.05183.
- [29] J. Benesch, A. Bogacz, A. Freyberger, Y. Roblin, T. Satogata, R. Suleiman, M. Tiefenback, 12 gev cebaf beam parameter tables, Tech. Rep. JLAB-TN-18-022, Thomas Jefferson National Accelerator Facility (2018).
- [30] M. Iodice *et al.* Phys. Rev. Lett. **99**, 052501 (2007).
- [31] T. Miyoshi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 232502 (2003).
- [32] S. N. Nakamura *et al.* (HKS (JLab E01-011) Collaboration), Phys. Rev. Lett. **110**, 012502 (2013).
- [33] Y. Okayasu, Ph.D. thesis, Tohoku University (2008).
- [34] 永尾翔, 「JLab におけるカリウムハイパー核質量分光実験の準備状況」, 日本物理学会 2020 年秋季大会 (2020).
- [35] JLab Hypernuclear Collaboration, "Investigaion of the strangeness baryon interaction by Λ hypernuclear spectroscopy", pre document for ERR (2022).
- [36] T. Gogami *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 900, 69-83 (2018).
- [37] 秋山タケル, 修士論文, 東北大学 (2020).
- [38] T. Gogami *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 729 (2013) 816-824.
- [39] Geant4, <https://geant4.web.cern.ch/>.
- [40] W. R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer-Verlag, 1994, 17p.-68p.
- [41] "Guide for Physics Lists Release 10.5", Geant4 Collaboration, <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsListGuide/BackupVersions/V10.5-2.0/fo/PhysicsListGuide.pdf>.
- [42] 梅谷篤史, 「 ${}_{\Lambda}^{40}\text{K}$ および中性子過剰なハイパー核 ${}_{\Lambda}^{40}\text{K}$ の構造と生成断面積」, 日本物理学会 2022 年秋季大会 (2022),
- [43] F.X. Lee, T. Mart, C. Bennhold, H. Haberzettl, L.E. Wright, Nucl. Phys. A695 (2001) 237.
- [44] OPERA, <https://www.3ds.com/ja/products-services/simulia/products/opera/>.

謝辞

本修士論文の執筆や本研究はたくさんの方々のご支援に支えながら進めることができました。ここで、心から感謝いたします。指導教員である中村哲教授(現 東大教授)には、4年の後期からの研究室配属時から研究活動のあらゆる面でサポートしていただきました。普段のミーティングの際には的確なアドバイスをしてくださり、私の修士論文の執筆の際には、文章の構成から文章の表現まで非常に丁寧に指導していただきました。そして、私の書いた GPPU の申請書類や学振の申請書類などの校正も何度もして下さったお陰で、学振は残念でしたが GPPU に採用されることができました。最大の感謝を申し上げます。また、国内の研究会や、国際コラボレーションミーティング、国際学会 (HAWAII2023) での発表の機会を与えてくださり、成果発表に対する経験を積むことができました。さらに JLab への海外出張の機会も頂き、海外のコラボレーターと交流することができました。素晴らしい研究環境を提供してくださり、ありがとうございます。国内、海外、どんな時でも中村教授の活気溢れるサポートに支えられていたと思います。博士課程でも研究活動に邁進して行きますので、ご指導をよろしくお願いいたします。

永尾翔助教(現 東大助教)には本研究の細部に至る所まで4年の後期から今まで手厚いご指導をしていただき、そのお陰で何とか本研究をまとめることができました。まずは最大の感謝を申し上げます。研究の初期には論文の一对一ゼミ、解析コードやシミュレーションコードのサンプルの提供、発表スライドの校正など一から全てを指導して頂きました。また、研究が進展した後も、研究方針やシミュレーション結果の議論、研究に詰まった際には的確なアドバイスをして頂きました。本研究は、永尾助教のサポートのお陰で成立できたと思います、本当にありがとうございました。研究活動以外にも、申請書類、成果発表でのアブストラクト、そして本修論に対しても校正して頂きました。また、JLab の出張の際には、海外経験のない自分に海外生活の知識や JLab 実験のエピソードなどを教えて頂き、明るい雰囲気出張経験ができました。そして、本研究とは関連のない別の研究の際にも、シミュレーションコードの開発の方法やビームタイム時の解析方法などをご教授していただきました。いつも、手厚いサポートを頂きながら、暖かく見守って頂いたおかげで、研究が進められたと思います。博士課程でも JLab の次世代実験でお世話になるとは思いますが、その際にはご指導をよろしくお願いいたします。

金田雅司助教には、ミーティングの際の助言や本修論の発表の練習などでお力添えして頂

きました。また、サマーチャレンジや学生実験の TA に従事した際には、当時使い慣れていなかった実験器具の使用方法などを教えていただきました。その他にも、国際学会や本研究のシミュレーションの動作についてもサポートして頂きました。京大の後神利志助教には、同じ JLab のコラボレーターの一員として、ミーティングの際や成果発表の国内外の場では、いつも本研究や研究活動に対しアドバイスをして頂きました。JLab 出張の際にも、私の面倒をみて頂きました。同グループの奥山和樹氏、秋山タケル氏には JLab のシミュレーションを教えて頂きました。研究初期でシミュレーションの動かし方がわからない私に、シミュレーションの動かし方や解析方法を教えて頂きました。また、シミュレーションで分からない点について質問した際にも、快く回答して頂きました。お二方のお陰で、今では一人で JLab のシミュレーションコードを開発できるようになりました。私の研究に直接関わった方々に再び感謝を申しあげます。

そして、同グループの方々から研究活動を通して様々な事を学ばせて頂きました。先輩方である奥山和樹氏、秋山タケル氏だけでなく水野征哉氏、木野量子氏からは研究活動に対する姿勢を学ぶことができました。また、同輩の渡辺大護君からは日々の研究でのひたむきな姿勢やビームタイム時の集中力を見て刺激をもらえました。東大の中村研究室の西幸太郎君、西田賢君からは研究に対する貪欲で積極的な姿勢を学びました。

本研究とは関連はありませんが、同研究室の田村裕和教授、三輪浩司教授、早川修平助教には研究室のミーティングやハイパー核ゼミ、検出器ゼミで大変お世話になりました。また、同研究室の同輩の大橋和真君、成済秀君、宮田颯君のお陰で日頃の研究活動で支え合って切磋琢磨し、研究を進めることができました。

最後に、私の大学院での研究という進路快く受け入れて、修士課程の間、金銭面でサポートし応援して頂いた両親に最大の感謝をいたします。今後の博士課程の 3 年間ではより一層、研究活動に励んでいきます。

2024 年 2 月

石毛 達大