

修士論文

ハイパー核崩壊パイ中間子分光実験のための  
バックグラウンド抑制方法の研究  
Study of background suppression  
for hypernuclear decay pion spectroscopy

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻

高橋 佑太

平成 27 年

## 概要

ハイパー核とはストレンジネスを持ったバリオンであるハイペロンを含む原子核である。ハイパー核研究は原子核の構造やバリオン間相互作用を理解するための重要な手がかりとなる基礎データを与える。

我々、東北大学とドイツ・マインツ大学を中心とする国際共同実験グループは、2011年より電子線加速器 MAMI を用いてハイパー核崩壊パイ中間子分光実験を行ってきた。これはハイパー核の質量絶対値を高精度で決定することのできる新たなハイパー核分光実験の手法である。本手法では電子線を標的に入射し、 $\Lambda$  粒子と  $K^+$  中間子を生成する。このとき、生成された  $\Lambda$  粒子が原子核に束縛されることで  $\Lambda$  ハイパー核が形成される。形成されたハイパー核の一部は標的内部で静止し、二体弱崩壊により、一定の運動量を持つ  $\pi^-$  中間子を放出する。この崩壊パイ中間子の運動量を精度良く測ることで、ハイパー核の質量絶対値の精密測定を行う。また、ハイペロン生成に起因しない大量の  $\pi^-$  中間子を抑制するため、ハイペロンと同時に生成される  $K^+$  を同定し、崩壊  $\pi^-$  中間子との同時計数イベントをハイペロン生成イベントとして弁別する。

2012年に行った Hyper2012 実験では、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  からの崩壊  $\pi^-$  中間子のピークを運動量スペクトル上で観測し、 $B({}^4_{\Lambda}\text{H}_{g.s.})$  を  $\sim 100\text{keV}$  の精度で決定することに成功した。

本実験のバックグラウンドには、強い相互作用に起因する  $\pi^-$  中間子と  $K^+$  が偶発的に同時に検出されることによるアクシデンタルバックグラウンド、準自由生成されたハイペロンの崩壊による Quasi-free バックグラウンド (QF バックグラウンド) が含まれる。Hyper2012 実験の結果を受け、2014年に行った Hyper2014 実験において、更なるハイパー核のピークを観測するために、S/N 比の改善を目指し、2種類のバックグラウンドに対する抑制方法を導入した。

アクシデンタルバックグラウンドは pion spectrometer (Spek-A または Spek-C) と Kaon spectrometer (Kaos) の計数率の積に比例する。したがって、各スペクトロメータの改良により計数率を抑えることで、アクシデンタルバックグラウンドを抑制することができる。Kaos には制動放射により大量に生成された  $e^+$  の抑制のため、2層の鉛ウォールが設置されている。Hyper2012 実験では、2層の鉛ウォールの設計に甘さがあり、隙間を通過した後段の検出器に入射してきた粒子による Kaos の計数率の上昇が確認された。Hyper2014 実験では Kaos の計数率を抑え、アクシデンタルバックグラウンドを抑制するため、新たな鉛ブロックを追加・設置した。その結果、Hyper2012 実験の約 2.5 倍の強度の電子ビームを用いながら、Kaos の計数率を Hyper2012 実験と同程度に抑えることに成功した。

一方、QF バックグラウンドはハイペロン生成イベントであることから従来の  $\text{K}^+$  の同定によるハイパー核識別によって排除することは不可能であるため、新たなバックグラウンド抑制方法が要求された。そこで我々はタングステン合金を用いた QF バックグラウンド吸収体を考案した。

本論文では Hyper2014 実験で導入したバックグラウンド抑制方法である追加した鉛ブロックとタング

---

ステン合金を用いた QF バックグラウンド吸収体の抑制効果について Hyper2012、2014 実験で得られたデータの比較により評価する。

# 目次

概要	i
第 1 章 序論	1
1.1 ハイパー核とは	1
1.2 ハイパー核研究の歴史	2
1.3 ハイパー核電磁生成反応	3
第 2 章 MAMI におけるハイパー核崩壊パイ中間子分光実験	6
2.1 ハイパー核崩壊パイ中間子分光実験	6
2.1.1 実験目的	6
2.1.2 実験原理	6
2.1.3 本研究の目的	10
2.2 実験装置	10
2.2.1 Mainz Microtron(MAMI)	10
2.2.2 A1 hall	13
2.3 Hyper2012 実験	24
2.3.1 実験セットアップ	24
2.3.2 実験結果	25
2.4 バックグラウンド	29
2.4.1 アクシデンタルバックグラウンド	30
2.4.2 準自由生成ハイペロンからのバックグラウンド (QF バックグラウンド)	30
第 3 章 バックグラウンド抑制方法	31
3.1 Lead pile の追加によるアクシデンタルバックグラウンド抑制	31
3.1.1 Hyper2012 実験とシミュレーションの比較	31
3.2 タングステン合金を用いた QF バックグラウンド吸収体	32
3.2.1 吸収体を用いた QF バックグラウンド抑制原理	32
3.2.2 QF バックグラウンド吸収体の設計	33
3.2.3 要件	33
3.2.4 Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーション	34

---

3.2.5	製作した QF バックグラウンド吸収体 . . . . .	41
第 4 章	2014 年に行ったハイパー核崩壊パイ中間子分光実験 (Hyper2014 実験)	42
4.1	データ収集 . . . . .	42
4.1.1	実験セットアップ . . . . .	42
4.1.2	physics run summary . . . . .	43
4.2	バックグラウンド抑制方法の評価 . . . . .	48
4.2.1	Lead pile 追加による計数率抑制効率の評価 . . . . .	48
4.2.2	QF バックグラウンド吸収体の QF バックグラウンド抑制効果の評価 . . . . .	49
第 5 章	まとめと考察	53
	謝辞	54
	参考文献	55

## 図目次

1.1	$\Lambda$ 粒子の電磁生成反応素過程の運動学 . . . . .	3
1.2	ハイペロン光生成反応の各チャンネルにおける微分断面積 . . . . .	5
2.1	ハイパー核崩壊パイ中間子分光実験の概要 . . . . .	7
2.2	$^{12}\text{C}, ^9\text{Be}, ^7\text{Li}$ を標的に用いた場合に生成されうるハイパー核一覧 . . . . .	8
2.3	電子線加速器施設 MAMI の概観図 . . . . .	11
2.4	Race Track Microtron(RTM) の模式図 . . . . .	12
2.5	RTM3 の外観 . . . . .	12
2.6	Harmonic Double Sided Microtron(HDSM) の概要図 . . . . .	13
2.7	HDSM 90° bending magnet 間の外観 . . . . .	13
2.8	A1 hall の概観図 . . . . .	14
2.9	A1 hall の鳥瞰図 . . . . .	15
2.10	Spek-A、B の構成 . . . . .	16
2.11	Spek-A、C の検出器概観図 . . . . .	17
2.12	Kaos のセットアップ . . . . .	18
2.13	Kaos、Spek-A,B,C に対する K 中間子の survival probability . . . . .	19
2.14	Geant4 による各粒子検出率の鉛ウォール厚さ依存性の見積もり [13] . . . . .	20
2.15	Kaos 運動量アクセプタンス領域 (600 – 1300 MeV/c) における粒子の運動量と $\beta$ の相 関及びチェレンコフ放射の速度閾値 . . . . .	21
2.16	AC1 の概要図 . . . . .	22
2.17	AC2 の概要図 . . . . .	23
2.18	Hyper2012 実験における標的システムおよび標的フレームの写真 . . . . .	24
2.19	標的、スペクトロメータおよびビーム軸の位置関係 . . . . .	26
2.20	Kaos と Spek-C 間のコインシデンスタイムスペクトル . . . . .	27
2.21	$\pi^- - K^+$ コインシデンスタイムスペクトル . . . . .	28
2.22	Spek-C におけるパイ中間子運動量分布 . . . . .	29
3.1	鉛ウォールの配置図 . . . . .	32
3.2	TOF wall の各セグメントにおける計数率の Hyper2012 実験とシミュレーションの比較	33
3.3	吸収体を用いた QF バックグラウンドの抑制原理概要図 . . . . .	34

3.4	シミュレーションのジオメトリ . . . . .	34
3.5	炭素、アルミニウム、タングステン合金を用いた場合の survival ratio の崩壊位置 (z) 依存性 . . . . .	36
3.6	relative cut efficiency の吸収体厚さ (T) 依存性 . . . . .	37
3.7	relative cut efficiency に対する吸収体の標的中心からの距離 (D) 依存性 . . . . .	38
3.8	設計した吸収体と各スペクトロメータのアクセプタンスの鳥瞰図 . . . . .	38
3.9	ビーム軸に対する標的および各スペクトロメータの角度関係 . . . . .	39
3.10	生成した仮想光子のエネルギー分布および陽子のフェルミ運動量分布 . . . . .	39
3.11	生成したハイペロンからの崩壊 $\pi^-$ 中間子の運動量角度分布 . . . . .	40
3.12	生成したハイペロンからの崩壊 $\pi^-$ 中間子の運動量分布 . . . . .	40
3.13	製作した QF バックグラウンド吸収体の写真 . . . . .	41
4.1	Hyper2014 実験における標的システムおよび標的フレームの写真 . . . . .	45
4.2	Lead pile 設置位置 . . . . .	46
4.3	TOF wall の各セグメントにおける時間分解能およびエネルギー分解能 . . . . .	47
4.4	Hyper2012, 2014 実験およびシミュレーションにおける各 TOF wall の単位ビーム強度 ( $\mu\text{A}$ ) あたりの計数率の比較 . . . . .	48
4.5	Spek-C により検出された粒子の標的位置の角度および運動量分布の Hyper2012, 2014 実験における比較 . . . . .	50
4.6	抑制効率の吸収体、標的間距離 (D) 依存性 . . . . .	51
4.7	${}^9\text{Be}$ 原子核内陽子のフェルミ運動量を仮定したときのハイペロン崩壊位置分布 . . . . .	52

## 表目次

1.1	ハイペロンの質量・寿命・崩壊モード [1] . . . . .	2
2.1	期待される崩壊パイ中間子運動量 . . . . .	9
2.2	MAMI の各段におけるビームパラメータ . . . . .	11
2.3	Spek-A,B,C の性能 . . . . .	16
2.4	Kaos、Spek-B の性能比較 . . . . .	19
2.5	AC1, AC2 の性能 . . . . .	22
2.6	Hyper2012 実験において用いた標的 . . . . .	25
2.7	Hyper2012 におけるスペクトロメータの設定 . . . . .	25
2.8	Hyper2012 実験における physics run のコンディション . . . . .	26
2.9	Hyper2012 実験における系統誤差 . . . . .	28
3.1	シミュレーションで予想される lead pile の追加による各 TOF wall に対する計数率抑制 効率 . . . . .	32
3.2	炭素、アルミニウム、タングステン、鉛、タングステン合金 HAC2 の比重 . . . . .	36
3.3	製作した QF バックグラウンド吸収体の材料、厚さ . . . . .	41
4.1	Hyper2014 実験において用いた標的 . . . . .	42
4.2	Hyper2014 におけるスペクトロメータの設定 . . . . .	43
4.3	Hyper2014 実験における physics run のコンディション . . . . .	44
4.4	Hyper2012, 2014 実験の比較から得られた lead pile の追加による各 TOF wall に対す る計数率抑制効率 . . . . .	49
4.5	Hyper2012, Hyper2014 実験における単位電荷あたり $\pi^-$ - $K^+$ および $\pi^-$ - $\pi^+$ 同時計数イ ベントのカウンタ数 . . . . .	51



# 第1章 序論

本論文では、新たなハイパー核分光手法であるハイパー核崩壊パイ中間子分光実験において用いたバックグラウンド抑制方法について論ずる。その導入としてこの章では、ハイパー核についてその研究背景、また本実験で用いるハイパー核電磁生成反応について述べていく。

続く次章より、ハイパー核崩壊パイ中間子分光実験の原理、本研究の目的について述べていく。

## 1.1 ハイパー核とは

我々の身の回りに存在する物質はすべて原子核と電子で構成され、通常の原子核は陽子 (p)、中性子 (n) の二種類の核子から成り立っている。陽子、中性子はそれぞれ、アップクォーク (u) とダウルクォーク (d) によって構成される。陽子は (uud)、中性子は (udd) としてクォーク三つの組み合わせで構成される。クォークの組み合わせによる複合粒子はハドロンと呼ばれ、ハドロンは核子のように三つのクォークから構成されるバリオンとクォーク・反クォーク対で構成されるメソンに分類される。また、u クォークと d クォークの次に軽いクォークであるストレンジクォーク (s) を含むバリオンをハイペロンと呼び、ハイペロンを含む原子核をハイパー核と呼ぶ。例えば、s クォークを1つ含むハイペロンとして  $\Lambda$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^+$  などが存在する。表 1.1 にそれらの主な特徴をまとめた。本研究では1つの  $\Lambda$  粒子が原子核に束縛された  $\Lambda$  ハイパー核を研究対象とする。

ハイペロンは核子とは異なる量子数、ストレンジネスを持つため、原子核内部の陽子、中性子からパウリ排他律の効果を受けず、原子核深部の軌道に束縛されることができる。したがって、ハイペロンを原子核深部の構造を探るプローブとして利用することが可能である。また、 $\Lambda$  の寿命は  $\sim 260$  ps と短いため、直接散乱実験を行うことが困難である。ただし、この  $\Lambda$  の寿命は原子核との束縛状態を形成するのに十分な長さであることから、 $\Lambda$  ハイパー核を生成し、その崩壊時に放出される粒子のエネルギー、運動量を測定するという分光実験を行うことで、 $\Lambda$  核子間相互作用の情報を得ることができる。現在、実験で得られたハイパー核のエネルギースペクトルと理論計算によるスペクトルの比較から、 $\Lambda N$  間力における CSB (Charge Symmetry Breaking)、 $\Lambda N$ - $\Sigma N$  coupling などハイペロン核子間相互作用 (YN 間相互作用) の研究が進められている。このようにハイパー核の構造研究の進展により得られた情報から、核子核子間相互作用 (NN 間相互作用)、YN 間相互作用をバリオン間力へ拡張して理解することが可能となる。

以上のように、ハイパー核研究はバリオン多体系の統一的理解において非常に重要である。

表 1.1: ハイペロンの質量・寿命・崩壊モード [1]

粒子	質量 (MeV/c <sup>2</sup> )	平均寿命 (sec)	主な 崩壊モード	分岐比
$\Lambda$	$1115.683 \pm 0.006$	$(2.632 \pm 0.020) \times 10^{-10}$	$p + \pi^-$ $n + \pi^0$	$63.9 \pm 0.5\%$ $35.8 \pm 0.5\%$
$\Sigma^0$	$1192.642 \pm 0.024$	$(7.4 \pm 0.7) \times 10^{-20}$	$\Lambda + \gamma$	100%
$\Sigma^+$	$1189.37 \pm 0.07$	$(0.8018 \pm 0.0026) \times 10^{-10}$	$p + \pi^0$ $n + \pi^-$	$51.57 \pm 0.30\%$ $48.31 \pm 0.30\%$
$\Sigma^-$	$1197.449 \pm 0.024$	$(1.479 \pm 0.011) \times 10^{-10}$	$n + \pi^-$	$99.848 \pm 0.005\%$

## 1.2 ハイパー核研究の歴史

ハイパー核は 1952 年に M. Danysz と J. Pniewski によって発見された [2]。これは宇宙線と写真乾板中の原子核が反応して生成されたものであった。このように 1960 年代までのハイパー核研究では、主に原子核乾板実験、泡箱実験が行われていた。しかし、これらの手法では軽い核 ( $A \leq 16$ ) における基底状態の観測に限られていた。

1970 年代には、( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) 反応を用いたカウンター実験が CERN(Conseil European pour la Recherche Nucleaire) や BNL(Brookhaven National Laboratory) において行われるようになった。これにより、泡箱では困難であった p 殻に  $\Lambda$  粒子が束縛された状態を測定することができた。しかし、( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) 反応の運動量移行が小さいという特性上、深い束縛状態の生成断面積が小さく、分光できるハイパー核に限られていた。

1980 年代になると、( $\pi^+$ ,  $K^+$ ) 反応を用いたカウンター実験が BNL, KEK(High Energy Accelerator Organization) において行われた。この実験手法の確立により、エネルギー分解能を 1.5 MeV(FWHM) まで改善された。また、( $\pi^+$ ,  $K^+$ ) 反応の高い運動量移行 ( $\sim 400$  MeV/c) から、深い束縛状態を分光することが可能となった。

1990 年代には、ゲルマニウム検出器を用いた  $\gamma$  線分光実験が確立され、ハイパー核のエネルギー準位間隔を数 keV の高分解能で測定することが可能になった。この実験により、ハイパー核の励起状態の寿命や、p 殻ハイパー核の YN 相互作用に対する情報が得られた。

2000 年からは、( $e, e'K^+$ ) 反応を用いたハイパー核分光実験も JLab(Thomas Jefferson National Accelerator Facility) の所有する電子線加速器 CEBAF(Continuous Electron Beam Accelerator Facility) を用いて行われ、1 MeV を切る高分解能で質量スペクトルを得ることに成功した。2008 年には、ドイツ・マインツ大学 (Kernphysik Johannes Gutenberg Universität Mainz) 所有の電子線加速器 MAMI(Mainz Microtron) がアップグレードされ、最大 1.5 GeV の電子ビームを供給できるようになった。これにより、これまで JLab の CEBAF においてのみ可能であった電子線を用いたストレンジネス生成実験が可能と

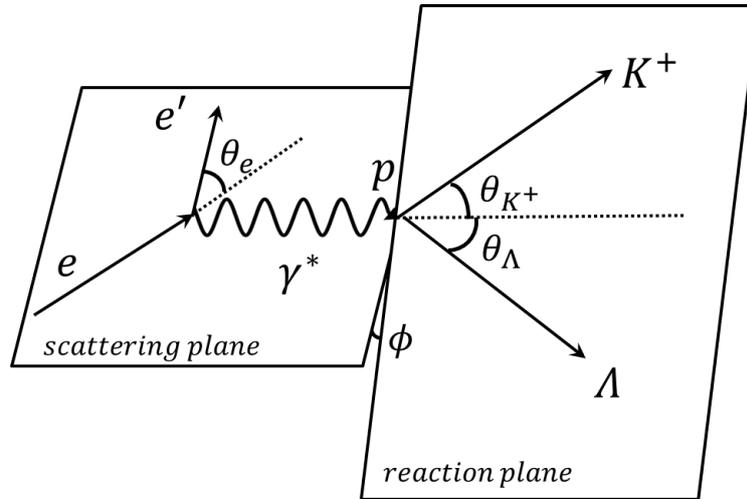


図 1.1:  $\Lambda$  粒子の電磁生成反応素過程の運動学。入射電子ビーム ( $e$ ) が仮想光子 ( $\gamma^*$ ) を介して、陽子 ( $p$ ) と電磁相互作用し散乱する。散乱電子 ( $e'$ ) は実験室系において散乱平面 (Scattering plane) 上を入射電子ビーム方向から角度  $\theta_e$  で散乱される。また仮想光子と反応した陽子からは K 中間子 ( $K^+$ ) と  $\Lambda$  粒子が生成される。K 中間子と  $\Lambda$  粒子は実験室系において反応平面 (Reaction plane) 上を仮想光子方向からそれぞれ角度  $\theta_{K^+}$ ,  $\theta_\Lambda$  方向に生成される。反応平面は K 中間子と  $\Lambda$  の運動量ベクトルで張られる平面であり、散乱平面と角度  $\phi$  をなす。

なった。

我々国際共同研究グループは 2011 年より MAMI を用いて、ハイパー核分光において新たな手法となるハイパー核崩壊パイ中間子分光を創始、推進し、 $^4_1\text{H}$  ハイパー核の質量絶対値を統計誤差、系統誤差を含め約 100keV の高精度で決定することに成功した [3]。

### 1.3 ハイパー核電磁生成反応

この節では、電子線を用いたハイパー核電磁生成反応について述べる。電子線を用いた  $\Lambda$  粒子の電磁生成反応素過程を運動学の定義とともに図 1.1 に示す。入射電子ビーム ( $e$ ) が仮想光子 ( $\gamma^*$ ) を介して、陽子 ( $p$ ) と電磁相互作用し散乱する。散乱電子 ( $e'$ ) は実験室系において散乱平面 (Scattering plane) 上を入射電子ビーム方向から角度  $\theta_e$  で散乱される。また仮想光子と反応した陽子からは K 中間子 ( $K^+$ ) と  $\Lambda$  粒子が生成される。K 中間子と  $\Lambda$  粒子は実験室系において反応平面 (Reaction plane) 上を仮想光子方向からそれぞれ角度  $\theta_{K^+}$ ,  $\theta_\Lambda$  方向に生成される。反応平面は K 中間子と  $\Lambda$  の運動量ベクトルで張られる平面であり、散乱平面と角度  $\phi$  をなす。反応の運動学は次のように記述できる。

$$e(p_e) + p(p_p) \rightarrow e' + K^+(p_K) + \Lambda(p_\Lambda) \quad (1.1)$$

ここで括弧内は各粒子の四元運動量である。

入射電子は陽子と仮想光子を交換し散乱される。仮想光子の四元運動量  $q = (\omega, \vec{q})$  は、入射電子と散乱

電子の四元運動量の差として定義される。四元運動量移行  $Q^2 = -q^\mu q_\mu$  は次式で記述される。

$$Q^2 = 2(E_e E_{e'} - M_e^2 - |\vec{p}_e| |\vec{p}_{e'}| \cos \theta_e) \quad (1.2)$$

$p(e, e'K^+) \Lambda$  反応の微分断面積は仮想光子フラックス ( $\Gamma_{\gamma^*}$ ) と  $(\gamma^*, K^+)$  反応の反応断面積を用いて、次式のように書ける [4]。

$$\frac{d^3\sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} d\Omega_K} = \Gamma_\gamma \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega_K} \quad (1.3)$$

$(\gamma^*, K^+)$  反応の光生成断面積は、次式で表すことができる。

$$\frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega_K} = \Gamma_\gamma \left( \frac{d\sigma_T}{s\Omega_K} + \varepsilon_L \frac{d\sigma_L}{d\Omega_K} + \sqrt{2\varepsilon_L(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{LT}}{d\Omega_K} \cos \phi + \varepsilon \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega_K} \cos 2\phi \right) \quad (1.4)$$

ここで、添え字  $T, L, LT, TT$  はそれぞれ横波成分 (transverse)、縦波成分 (longitudinal)、干渉成分 (interference)、偏極成分 (polarized transverse) を表す。

仮想光子の偏極横波成分  $\varepsilon$  および縦波成分  $\varepsilon_L$  は次の通りになる。

$$\varepsilon = \frac{2\vec{p}_e^2 \vec{p}_{e'}^2 \sin^2 \theta_e}{Q^2 \vec{q}^2 + 2\vec{p}_e^2 \vec{p}_{e'}^2 \sin^2 \theta_e} \quad (1.5)$$

$$\varepsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2} \varepsilon \quad (1.6)$$

$Q^2 \rightarrow 0$  すなわち  $\theta_e \rightarrow 0$  の極限では、横波成分だけが残る。このとき散乱電子あたりの仮想光子フラックスは、

$$\Gamma_\gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2} \frac{E_{e'}}{E_e} \frac{E_\gamma}{1-\varepsilon} \quad (1.7)$$

と書ける。ここで、 $E_\gamma$  は実効光子エネルギーである。実効光子エネルギーは仮想光子による実際の反応と Mandelstam 変数  $s$  が同じ値となるような実験室系における実光子エネルギーとして定義され、

$$E_\gamma = \frac{s - M_p^2}{2M_p} = \omega - \frac{Q^2}{2M_p} \quad (1.8)$$

で与えられる [5]。実効光子エネルギー  $E_{\text{gamma}}$  および仮想光子フラックス  $\Gamma_{\gamma^*}$  を導入することで、仮想光子による本反応と実光子による光生成過程の反応を関連付けることができる。

仮想光子フラックスは、超前方に集中し、この条件において、 $Q^2$  はほぼ0となるため、 $e, e'K^+) \Lambda$  反応によるハイパー核分光実験において、仮想光子はほぼ実光子であるとみなせる。 $p(\gamma, K^+) \Lambda$  反応の微分断面積は、よく理解されているので、光生成断面積を  $K^+$  電磁生成断面積に適用できる。 $K^+$  生成断面積は前方で最大となるので、 $K^+$  の収量も入射電子に対して前方で最大となる。

#### ■ ハイペロン光生成素過程の反応断面積

ここで、ハイペロンの光生成素過程の研究について述べる。 $K^+$  生成反応断面積は JLab の CLAS 検出器、ELSA の SAPHIR 検出器による実験で調べられている [6], [7], [8], [9]。特に、 $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ ,  $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0$  のチャンネルは反応断面積のデータ点が 3000 点以上測定されている。また、[10], [11], [12] のような理論モデルは反応断面積についてよく説明している。不変エネルギー ( $\sqrt{s} \sim 1.84$  GeV) におけるハイペロン光生成反応の各チャンネルにおける微分断面積を図 1.2 に示す。

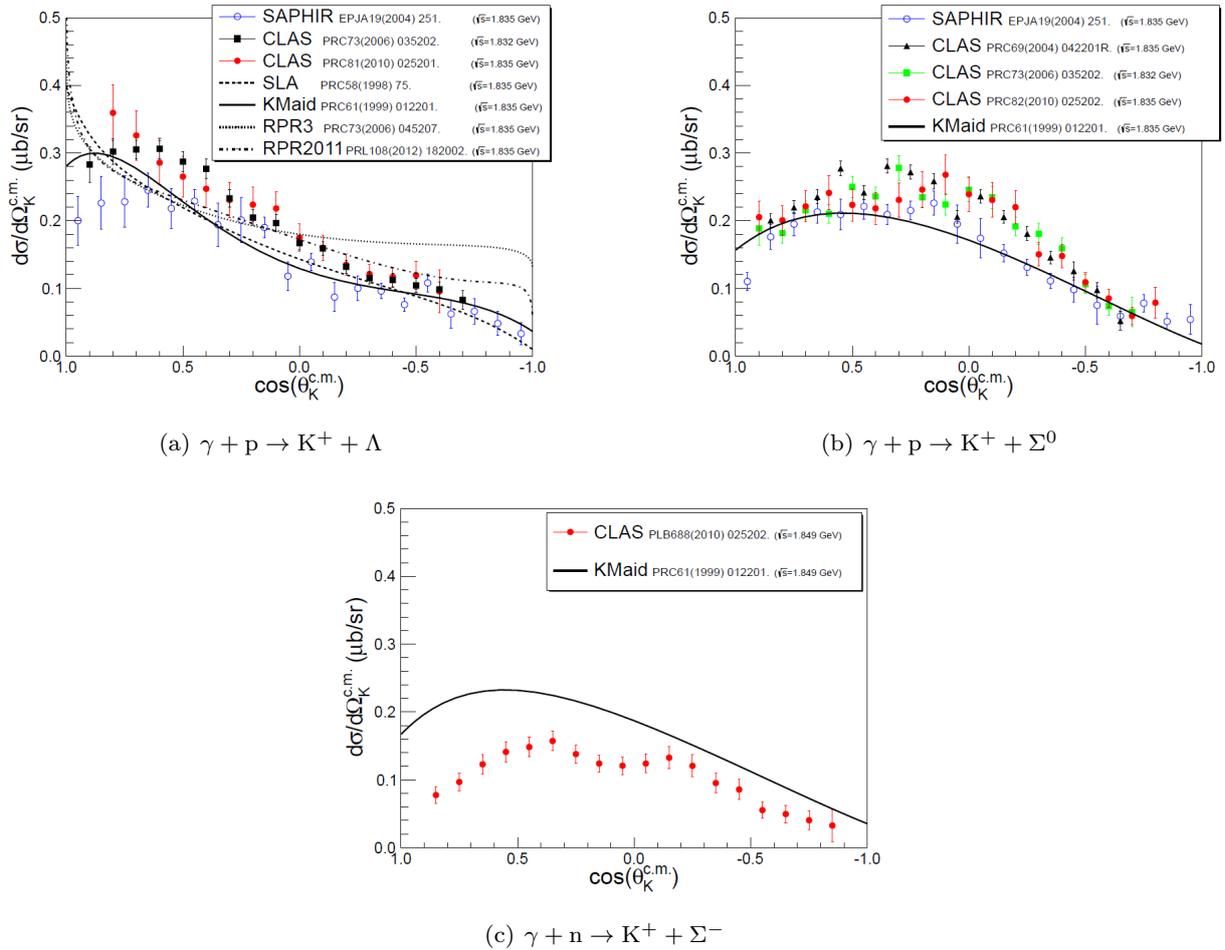


図 1.2: ハイペロン光生成反応の各チャンネルにおける微分断面積。データ点は不変エネルギー ( $\sqrt{s} \sim 1.84$  GeV) における電子線加速器施設における光子ビームを用いて測定されたものである。理論モデルは線で示した。(a) の反応は広い角度、エネルギー領域においてよく調べられているが、超前方 ( $\cos(\theta_K^{c.m.}) \sim 1$ ) において実験データに限りがあるため理論計算にあいまいさが見られる。(b) の反応もよく調べられており、理論モデルである KMaid は微分断面積をよく説明している。(c) の反応は、その困難さから他に比較して実験データに乏しい。そのため、この不変エネルギーにおいてデータ点と理論モデルに約 2 倍の差ができています。[13]

## 第2章 MAMIにおけるハイパー核崩壊パイ中間子分光実験

この章では、我々  $\Lambda$ hypernuclear collaboration が2011年よりドイツ・マインツ大学の電子線加速器施設 MAMI において行ってきたハイパー核崩壊パイ中間子分光実験について説明する。

### 2.1 ハイパー核崩壊パイ中間子分光実験

#### 2.1.1 実験目的

本実験では、軽いハイパー核の質量絶対値を精密測定することを目的とする。我々が2012年に行った実験 (Hyper2012 実験) では、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  からの崩壊パイ中間子の運動量スペクトラム上に立つピークを測定し、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  の基底状態における  $\Lambda$  粒子の束縛エネルギーを  $B_{\Lambda} = 2.12 \pm 0.01(\text{stat.}) \pm 0.09(\text{syst.})$  MeV の精度で決定することに成功した [3]。2014年に行った Hyper2014 実験では、Hyper2012 実験結果との整合性の確認および精度の向上、また更なるハイパー核の質量を求めることを目的とした。

#### 2.1.2 実験原理

本実験の概要を図 2.1 に示す。本実験では  $\Lambda$  ハイパー核の生成に電子ビームを用いる。高エネルギーかつ大強度の電子ビームを標的原子核に入射し、仮想光子 ( $\gamma^*$ ) を介し、標的原子核中の陽子 (p) を  $\Lambda$  粒子に変換することで、 $\Lambda$  ハイパー核を生成する。生成されたハイパー核の一部は標的中でエネルギー損失して静止、約 200 ps 後に二体弱崩壊により単一の運動量を持った  $\pi^-$  中間子を放出する。この  $\pi^-$  中間子の運動量を精度よく測定することで、次式 2.1 を用いてハイパー核質量の絶対値を決定する。

$$M_{HYP} = \sqrt{M_{nucl}^2 + p_{\pi^-}^2} + \sqrt{M_{\pi^-}^2 + p_{\pi^-}^2} \quad (2.1)$$

ここで、 $M_{HYP}$  はハイパー核の質量である。また、 $M_{nucl}$ 、 $M_{\pi^-}$  はそれぞれ娘核、 $\pi^-$  の質量であり、これらの値はこれまでの研究でよい精度で測られている。 $p_{\pi^-}$  は  $\pi^-$  の運動量であり、その値は  $\sim 100$  MeV である。よって  $\delta p/p \sim 10^{-4}$  の分解能で測定することで、 $p_{\pi^-}$  を  $\sim 10$  keV/c の精度で決定することができる。これはハイパー核の束縛エネルギーを  $\sim 10$  keV という非常に良い分解能で決定することに相当する。

ただし、 $\Lambda$  ハイパー核からの崩壊  $\pi^-$  中間子以外に  $\pi^-$ 、 $\mu^-$ 、 $e^-$  が大量のバックグラウンドとして検出されることが想定される。したがって、 $\Lambda$  粒子と同時に生成される  $K^+$  中間子を検出し、 $\pi^-$  中間子との

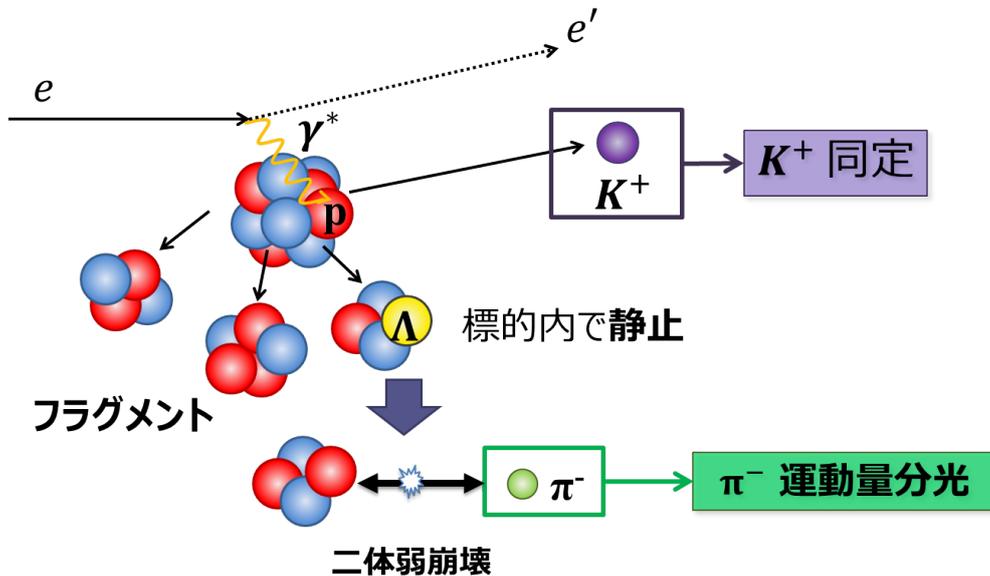


図 2.1: ハイパー核崩壊パイ中間子分光実験の概要。電子ビーム ( $e$ ) を入射し、仮想光子 ( $\gamma^*$ ) を介して陽子を  $\Lambda$  粒子に変換することで、ハイパー核を生成する。生成ハイパー核が標的内で静止後、二体弱崩壊により放出する  $\pi^-$  中間子の単一な運動量ピークを測定することでハイパー核基底状態の  $\Lambda$  束縛エネルギー絶対値を決定する。同時に生成される  $K^+$  中間子を  $\pi^-$  中間子と同時計数することで、ハイパー核生成イベントを弁別し、バックグラウンドを抑制する。

同時計数イベントをハイペロン生成反応イベントとして弁別する。これにより、バックグラウンドを抑制する。

また本実験の特徴の一つとして、標的原子核のフラグメントも観測対象となるということが挙げられる。本実験で用いる ( $e, e'K^+$ ) 反応の運動量移行により、標的原子核の一部はフラグメントとなる。そのフラグメントに  $\Lambda$  粒子が束縛されたハイパーフラグメントが静止後、二体弱崩壊し  $\pi^-$  中間子を放出した場合、その親核となるハイパー核についても質量分光が可能になる。すなわち、本実験手法では一種類の標的から複数のハイパー核を生成、質量分光することができるということである。

ただし、中重ハイパー核は崩壊モードとして中間子を放出しない弱崩壊が主であるため、本実験手法では、主に二体弱崩壊により中間子を放出する軽いハイパー核に対してその  $\Lambda$  粒子の束縛エネルギーを測定する。他に、 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  のような陽子過剰ハイパー核は、二体の  $\pi^-$  崩壊をせず、三体以上の崩壊を起こすため、本実験手法による  $\Lambda$  粒子の束縛エネルギーの測定には適さない。図 2.2 にそれぞれ  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^7\text{Li}$  を標的として用いた場合に形成しうるハイパー核をまとめた。

様々なハイパー核が生成されることから、崩壊  $\pi$  中間子の運動量スペクトル上にピークを観測した場合、その親核となるハイパー核を同定する必要がある。以下でハイパー核の同定方法について述べる。各ハイパー核の二体弱崩壊時に放出される  $\pi^-$  中間子に期待される運動量を表 2.1 に示した [13]。崩壊パイ中間子のピーク運動量と表 2.1 の運動量の値を比較することで、ハイパー核を同定することができる。例えば、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  の場合、崩壊  $\pi$  中間子の運動量は他のハイパー核と離れた値をもっているため、核種を一意に

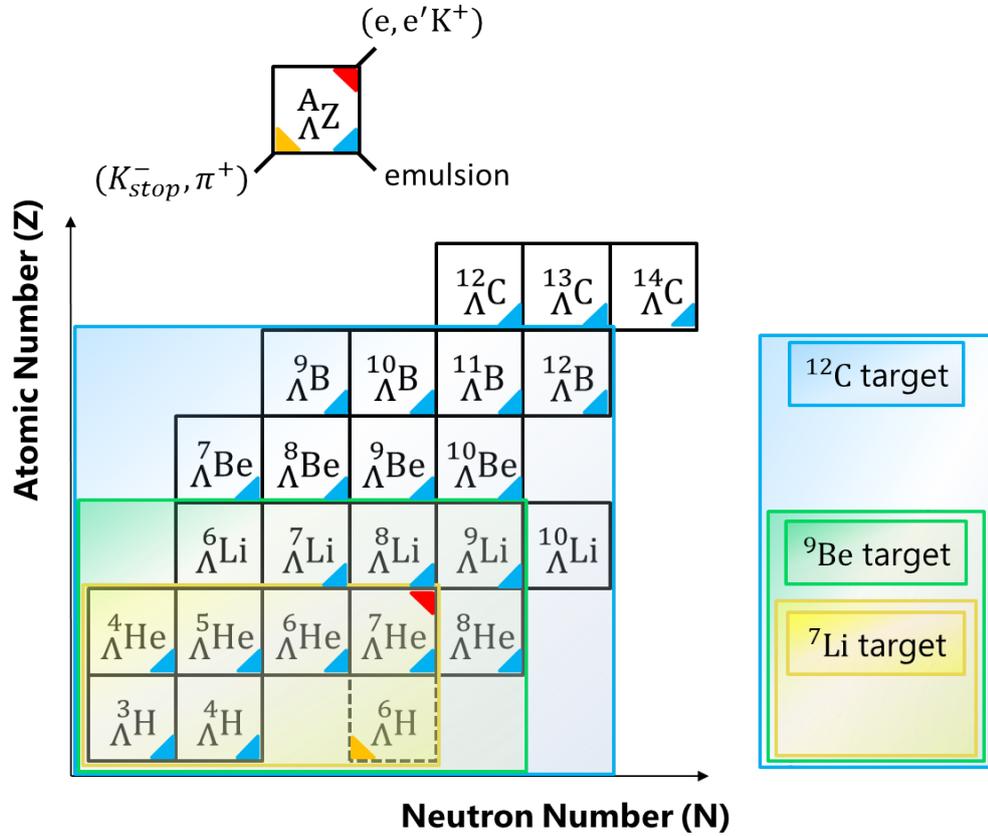


図 2.2:  ${}^{12}\text{C}$ (青),  ${}^9\text{Be}$ (緑),  ${}^7\text{Li}$ (黄) を標的に用いた場合に生成されうるハイパー核一覧。また、それぞれのハイパー核に対して  $\Lambda$  の束縛エネルギーが測定実験

決めることができる。一方で、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  と  ${}^7_{\Lambda}\text{He}$  のように、同程度の運動量領域に  $\pi^-$  中間子のピークを持つことが予想される場合においても、異なる標的を用いることで、それぞれのハイパー核の収量の変化から区別することができる。例えば、 ${}^6\text{Li}$  標的を用いた場合、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  は生成されるが、 ${}^7_{\Lambda}\text{He}$  は生成されないため、核種を区別することができる。このようにして同定したハイパー核からの崩壊  $\pi$  中間子ピークの運動量を精度よく決定することで、ハイパー核の質量絶対値の精密測定を行う。

表 2.1: 期待される崩壊パイ中間子運動量 [13]。娘核の質量は [14]、 $\Lambda$  および  $\pi^-$  の質量は [1]、 $\Lambda$  の束縛エネルギーは [15]、[16]、[17]、[18] よりそれぞれ引用した値が用いられている。備考において非常に寿命の短い娘核について、その半減期および自然幅を記した。青文字で記したハイパー核については娘核の寿命が短すぎるため、本実験手法では  $\Lambda$  の束縛エネルギーをよく決定することはできない。また備考の (\*) はハイパー核のコア核が束縛しないもの、(\*\*) は  $\Lambda$  の束縛エネルギーが記録されていないものを表す。

ハイパー核	崩壊モード	$p_{\pi^-}$ (MeV/c)	備考
${}^3_{\Lambda}\text{H}$	${}^3\text{He} + \pi^-$	114.37	
${}^4_{\Lambda}\text{H}$	${}^4\text{He} + \pi^-$	133.03	
${}^4_{\Lambda}\text{He}$	${}^4\text{Li} + \pi^-$	98.17	$\Gamma_{1/2} = 9.1 \times 10^{-23} \text{ s}(6.03 \text{ MeV})$
${}^5_{\Lambda}\text{He}$	${}^5\text{Li} + \pi^-$	99.26	$\Gamma_{1/2} = 3.7 \times 10^{-22} \text{ s}(1.5 \text{ MeV})$
${}^6_{\Lambda}\text{H}$	${}^6\text{He} + \pi^-$	135.27	*
${}^6_{\Lambda}\text{He}$	${}^6\text{Li} + \pi^-$	108.48	*
${}^6_{\Lambda}\text{Li}$	${}^6\text{Be} + \pi^-$	-	**
${}^7_{\Lambda}\text{He}$	${}^7\text{Li} + \pi^-$	114.77	
${}^7_{\Lambda}\text{Li}$	${}^7\text{Be} + \pi^-$	108.11	
${}^7_{\Lambda}\text{Be}$	${}^7\text{B} + \pi^-$	95.90	$\Gamma_{1/2} = 3.5 \times 10^{-22} \text{ s}(1.4 \text{ MeV})$
${}^8_{\Lambda}\text{He}$	${}^8\text{Li} + \pi^-$	116.47	
${}^8_{\Lambda}\text{Li}$	${}^8\text{Be} + \pi^-$	124.20	$\Gamma_{1/2} = 6.7 \times 10^{-17} \text{ s}(6.8 \text{ eV})$
${}^8_{\Lambda}\text{Be}$	${}^8\text{B} + \pi^-$	97.19	
${}^9_{\Lambda}\text{Li}$	${}^9\text{Be} + \pi^-$	121.31	
${}^9_{\Lambda}\text{Be}$	${}^9\text{B} + \pi^-$	96.98	$\Gamma_{1/2} = 8.0 \times 10^{-19} \text{ s}(0.54 \text{ keV})$
${}^9_{\Lambda}\text{B}$	${}^9\text{C} + \pi^-$	96.82	
${}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$	${}^{10}\text{Be} + \pi^-$	-	**
${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$	${}^{10}\text{B} + \pi^-$	104.41	
${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$	${}^{10}\text{C} + \pi^-$	100.49	
${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$	${}^{11}\text{C} + \pi^-$	86.54	
${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$	${}^{12}\text{C} + \pi^-$	115.87	
${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$	${}^{12}\text{N} + \pi^-$	91.48	
${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$	${}^{13}\text{N} + \pi^-$	92.27	
${}^{14}_{\Lambda}\text{C}$	${}^{14}\text{N} + \pi^-$	101.20	
${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$	${}^{14}\text{O} + \pi^-$	-	**
${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$	${}^{15}\text{O} + \pi^-$	98.40	
${}^{16}_{\Lambda}\text{N}$	${}^{16}\text{O} + \pi^-$	106.23	
${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$	${}^{16}\text{F} + \pi^-$	86.54	$\Gamma_{1/2} = 1.1 \times 10^{-20} \text{ s}(40 \text{ keV})$

### 2.1.3 本研究の目的

本研究の目的は、Hyper2012 実験において  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  の質量精密測定に成功した結果を踏まえ、新たなハイパー核からの崩壊パイ中間子運動量ピークの観測に向け、Hyper2014 実験において信号雑音比 (S/N 比) を改善するため導入したバックグラウンド抑制方法の研究である。Hyper2014 実験において、既存の検出器の改良を行うと同時に、タングステン合金を用いたバックグラウンド吸収体を導入することで、後述する 2 種類のバックグラウンドの抑制を試みた。

本論文では、まず実験に用いた装置および Hyper2012 実験の結果について述べ、Hyper2014 実験において新たに導入したバックグラウンド抑制方法についてデザインを行い、その抑制効果について Hyper2012, 2014 実験結果の比較から評価する。

## 2.2 実験装置

この節では、本実験に用いた電子線加速器施設及び実験ホールについて説明する。

### 2.2.1 Mainz Microtron(MAMI)

MAMI とはドイツ・マインツ大学所属の電子線加速器施設である。ビームラインと実験ホールの概観を図 2.3 に示す。

MAMI はアップグレードにより三度拡張されており、順に MAMI-A1, MAMI-A2, MAMI-B, MAMI-C と呼ぶ。MAMI-A は、3.5 MeV LINAC、2 台のマイクロトロン (RTM(Race Track Microtron)1, 2) を連ねた構成である。MAMI-A1 は、RTM1 まで、MAMI-A2 はさらに RTM2 を加えたものをいう。MAMI-B は後段にさらにもう 1 台のマイクロトロン (RTM3) を加えたもので、ビームの最大エネルギーは 855.1 MeV まで上げられた。MAMI-C は、MAMI-B に HDSM(Harmonic Double Sided Microtron)[20] を加えた構成となる。最大ビームエネルギーは 1508 MeV まで上げられ、ハイペロン生成のエネルギー閾値を越えたことで、当時、米国 Jefferson laboratory に所属する連続電子線加速器 CEBAF のみでしか行うことができなかった電子ビームを用いたハイパー核生成分光がドイツにおいても実験可能となった。本実験では、MAMI-C により 1.508 GeV まで加速された電子ビームをハイパー核生成に用いた。

MAMI の各段におけるビームパラメータを表 2.2 にまとめた。また、MAMI を構成する加速器である Race Track Microtron(RTM)、Harmonic Double Sided Microtron(HDSM) について簡単に説明する。

#### ■ Race Track Microtron(RTM)

Race Track Microtron(RTM) について説明する。RTM の模式図を図 2.4 に示す。RTM は 2 台の  $180^\circ$  bending magnet、1 台の LINAC で構成され、ビーム経路としてパイプが magnet 中では半円状、magnet 間では直線に張られる。RTM に入射した粒子は bending magnet の一様磁場により曲げられ、周回ごとに LINAC で加速され、徐々に外側の経路を通過し、最外経路に達すると取り出される。MAMI-B の

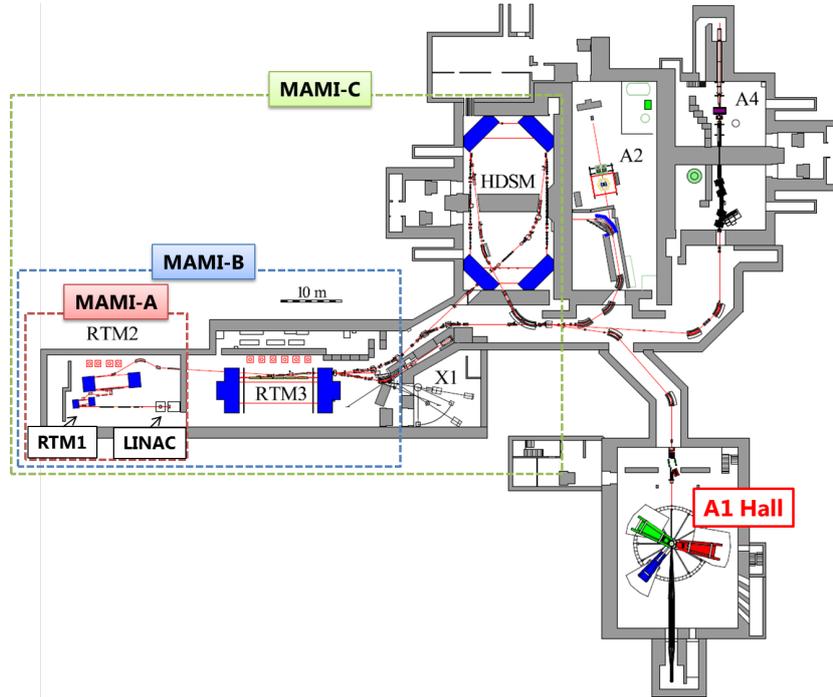


図 2.3: 電子線加速器施設 MAMI の概観図 [19]。LINAC, RTM1, RTM2, RTM3, HDSM から構成され、電子を最大 1508 MeV まで加速することができる。加速された電子ビームはそれぞれ実験ホール A1、A2、A4、X1 hall に輸送される。本実験は A1 hall にて行った。

表 2.2: MAMI の各段におけるビームパラメータ [20]

	MAMI-A	MAMI-B	MAMI-C
	LINAC & RTM1& RTM2	RTM3	HDSM
最大ビームエネルギー (MeV)	180	855.1	1508
最大ビーム強度 ( $\mu$ A)	100	100	100
ビーム周波数 (GHz)	2.45	2.45	2.45/4.90
エネルギー分散 (keV) (FWHM)	-	13	110
ビーム径 $\sigma_{horizontal}$ ( $\mu$ m)	-	-	300
ビーム径 $\sigma_{vertical}$ ( $\mu$ m)	-	-	280

RTM3 の写真を図 2.5 に示す [19]。

### ■ Harmonic Double Sided Microtron

Harmonic Double Sided Microtron(HDSM) は、RTM を発展させた Mainz 大学独自の電子線加速器である。HDSM の概要図を図 2.6 に示す [19]。HDSM は 4 台の  $90^\circ$  bending magnet、2 台の LINAC で構成される。

MAMI-C に HDSM を導入したことで、電磁石の質量を抑えつつ、高いビームエネルギーを実現する

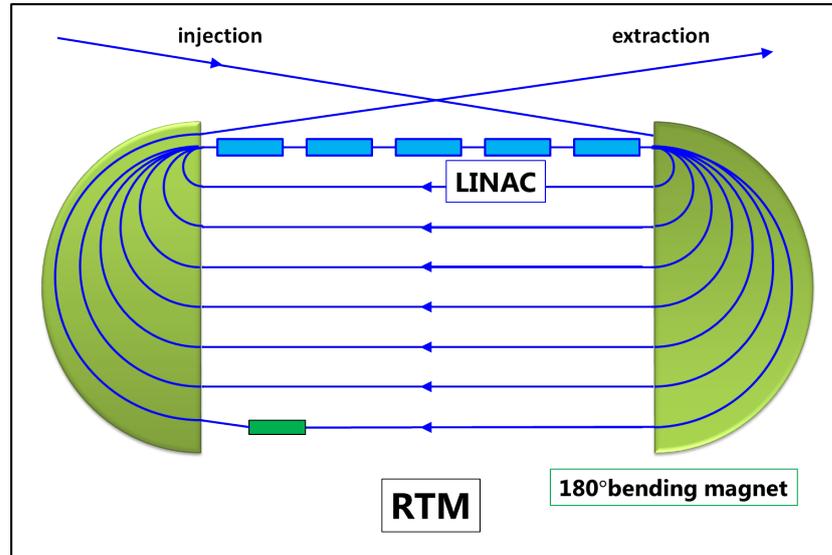


図 2.4: Race Track Microtron(RTM) の模式図。2 台の 180° bending magnet、1 台の LINAC で構成される。ビーム経路は直線部分と半円部分があり、直線部分の共通部分となっている一端には、LINAC が設置されビームを周回ごとに加速する。加速されて最外経路に達したビームを取り出して利用する。



図 2.5: RTM3 の外観 [19]。

ことに成功した。MAMI-B の RTM3 で用いられる電磁石の質量はそれぞれ 450 t であり、ビーム最大エネルギーは 855 MeV である。ストレンジネス生成実験を行うため、MAMI のビームエネルギーを 1500 MeV まで上げる計画がなされたとき、従来の RTM では 2 台の 2000 t 電磁石が必要となる計算であった。HDSM を新たに考案したことにより、4 台の 250 t 電磁石によって 1500 MeV のビームエネルギーを達成することができた。HDSM の 90° bending magnet 間の外観を図 2.7 に示す。

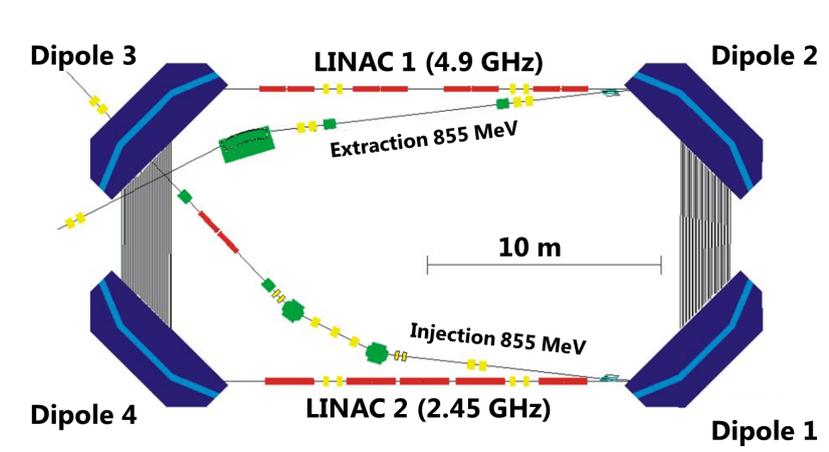


図 2.6: Harmonic Double Sided Microtron(HDSM) の概要図。4 台の  $90^\circ$  bending magnet、2 台の LINAC で構成される。加速原理は RTM と同じである。

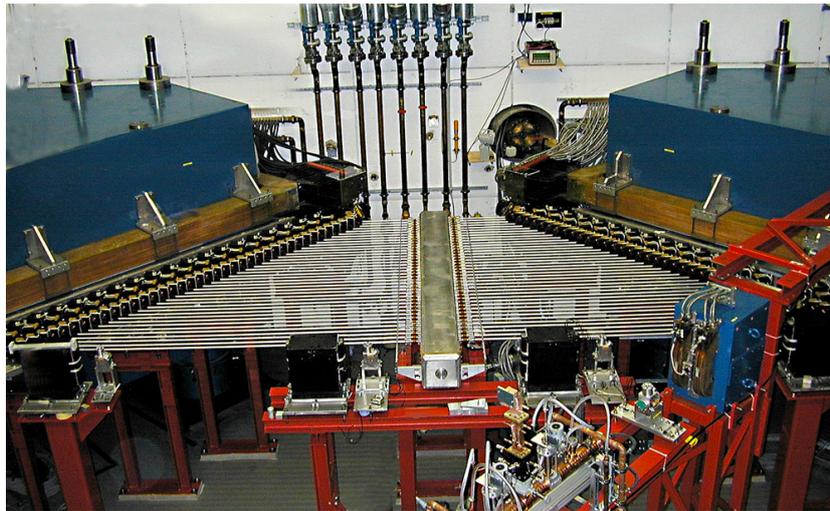


図 2.7: HDSM  $90^\circ$  bending magnet(図 2.6 における Dipole 1, 2) 間の外観 [19]。

### 2.2.2 A1 hall

我々が実験を行った A1 hall と各検出器について説明する。A1 hall を概観する写真を図 2.8 に、また A1 hall の鳥瞰図を図 2.9 に示す。図 2.8 の紙面奥側より MAMI-C からの電子ビームが輸送され、実験ホール中央の標的に入射される。標的周りには、4 つのスペクトロメータが設置されており、赤、青、緑のものがそれぞれ Spek-A、Spek-B、Spek-C、紫のものが Kaos(Kaon Spectrometer) である。以下の節でこれらのスペクトロメータについて詳細を説明する。

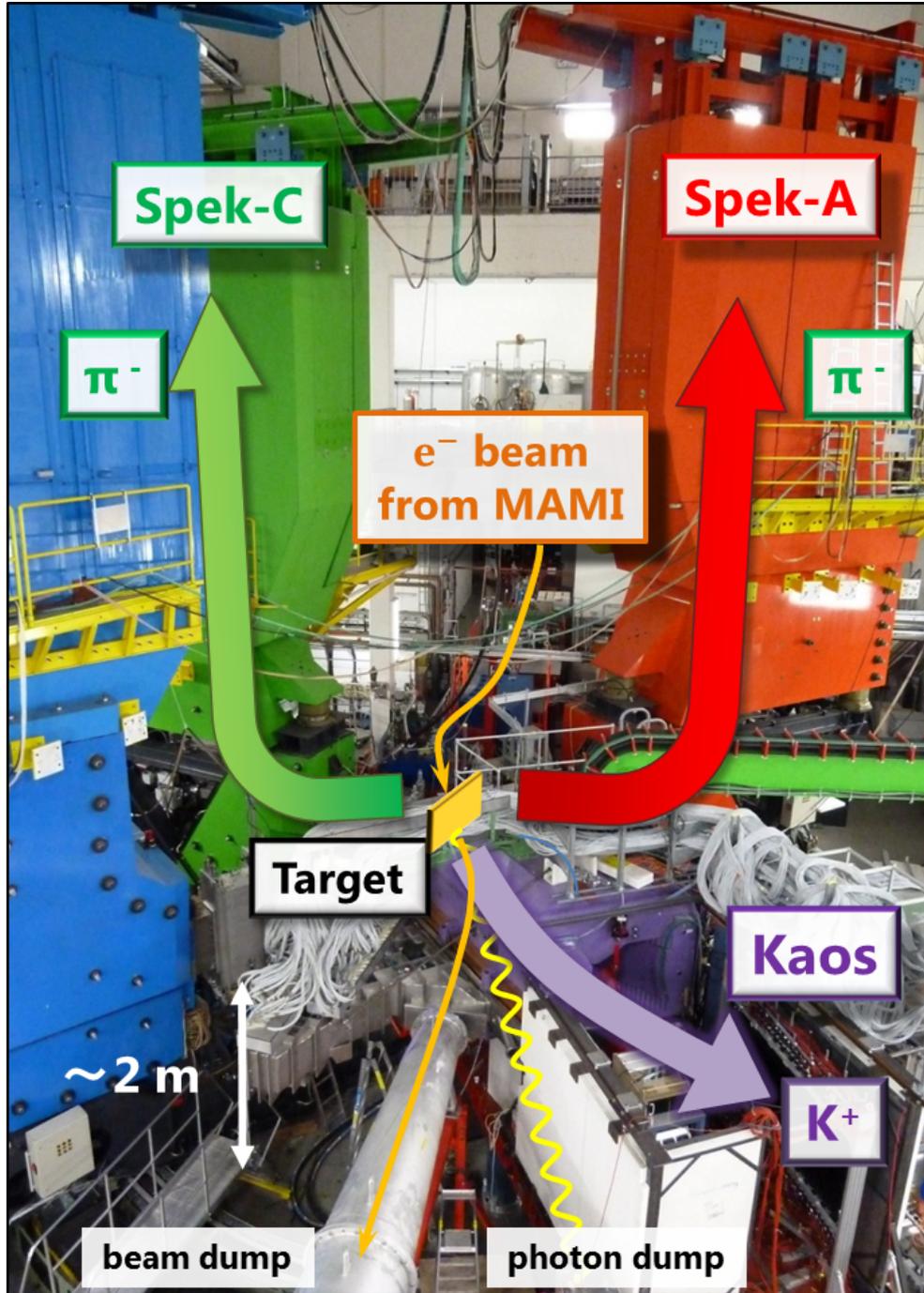


図 2.8: A1 hall の概観図。紙面奥側より MAMI-C からの電子ビームが入射する。実験ホール中心に標的があり、その周囲に4つのスペクトロメータが設置してある。赤、青、緑のものがそれぞれ Spek-A、B、C、紫のものが Kaos である。

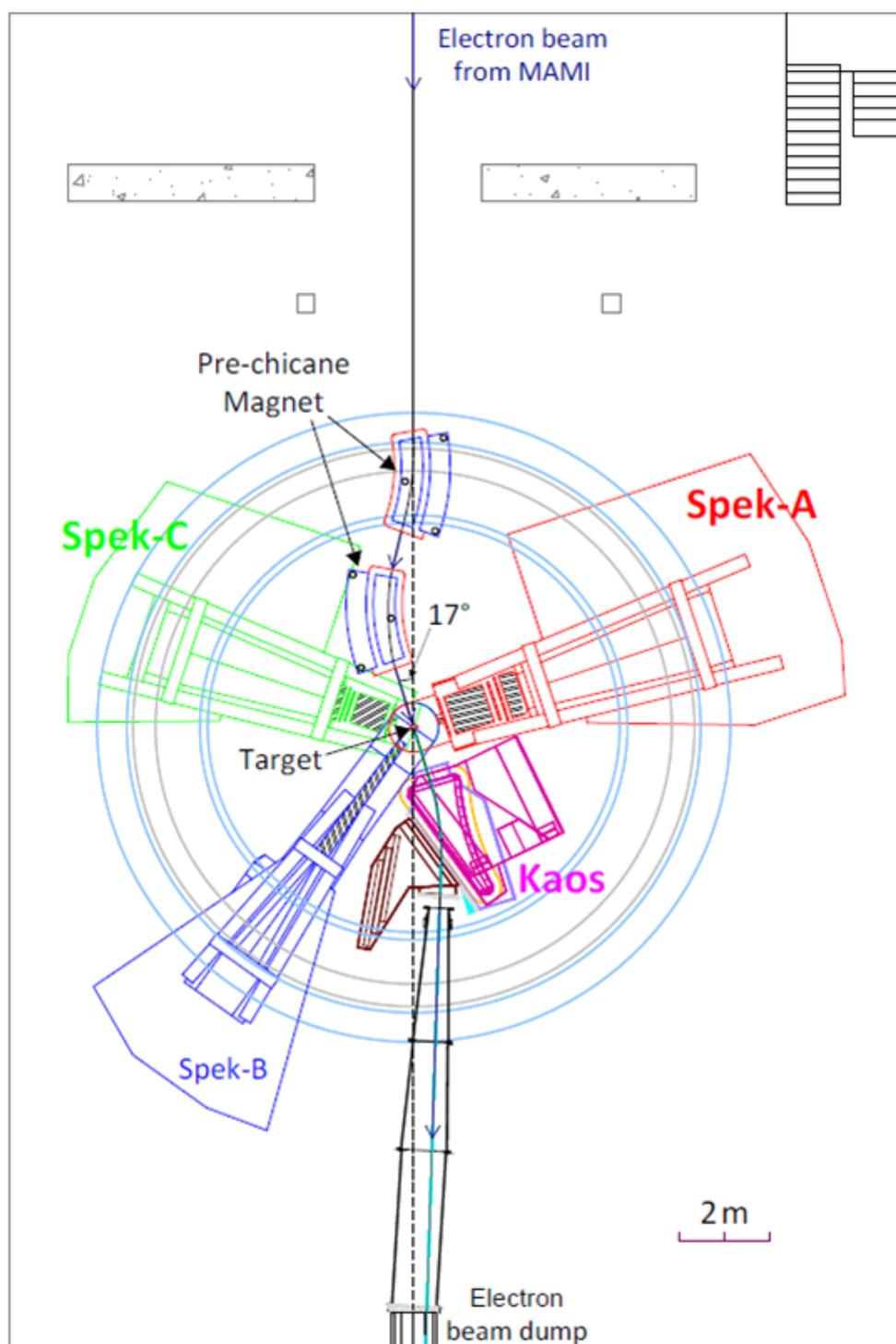
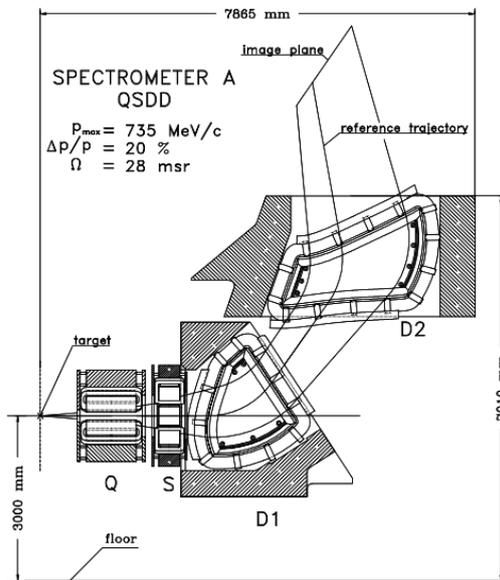


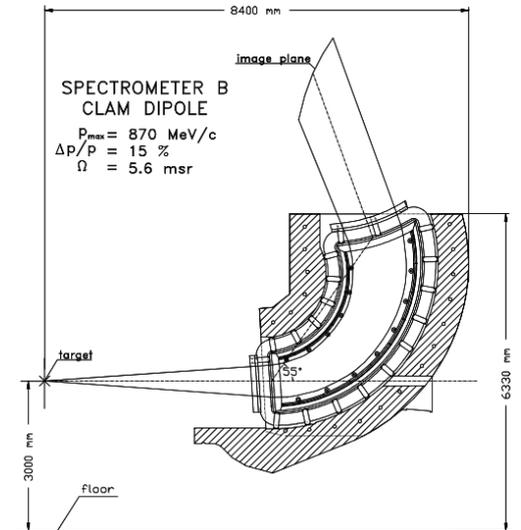
図 2.9: A1 hall の鳥瞰図。MAMI-C から輸送された電子ビームは、Pre-chicane magnet で曲げられた後、標的に入射し、Kaos で曲げられ、ビームダンプに入射する。

表 2.3: Spek-A,B,C の性能 [21]

	Spek-A	Spek-B	Spek-C
電磁石構成	QSDD	clam-shell D	QSDD
最大運動量 [MeV/c]	735	870	551
運動量アクセプタンス (%)	20	15	25
角度アクセプタンス (Dispersive) (mrad)	$\pm 70$	$\pm 70$	$\pm 70$
角度アクセプタンス (Non-dispersive) (mrad)	$\pm 100$	$\pm 100$	$\pm 100$
立体角 (msr)	28	5.6	28
中心軌道長 [m]	10.75	12.03	8.53
運動量分解能 $\Delta p/p$	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$



(a) Spek-A の磁石構成



(b) Spek-B の磁石構成

図 2.10: Spek-A、B の構成 [19]。Spek-A は QSDD(四極-六極-双極-双極) 電磁石構成、Spek-B は clam-shell 双極電磁石を用いている。

### 2.2.2.1 Pion spectrometer(Spek-A, Spek-C)

本実験では、pion spectrometerとして Spek-A、Spek-C を用いた。それぞれの性能を Spek-B も合わせて表 2.3 に、Spek-A、Spek-B の構造を図 2.10 に、Spek-A、C における Focal-plane detector を図 2.11 に示す。Spek-A、C は QSDD(四極-六極-双極-双極) 電磁石構成、Spek-B は clam-shell 型双極電磁石を用いている。各スペクトロメータは、4 層の vertical drift chamber(VDC)、2 層の scintillation detector、gas cherenkov detector で構成される。

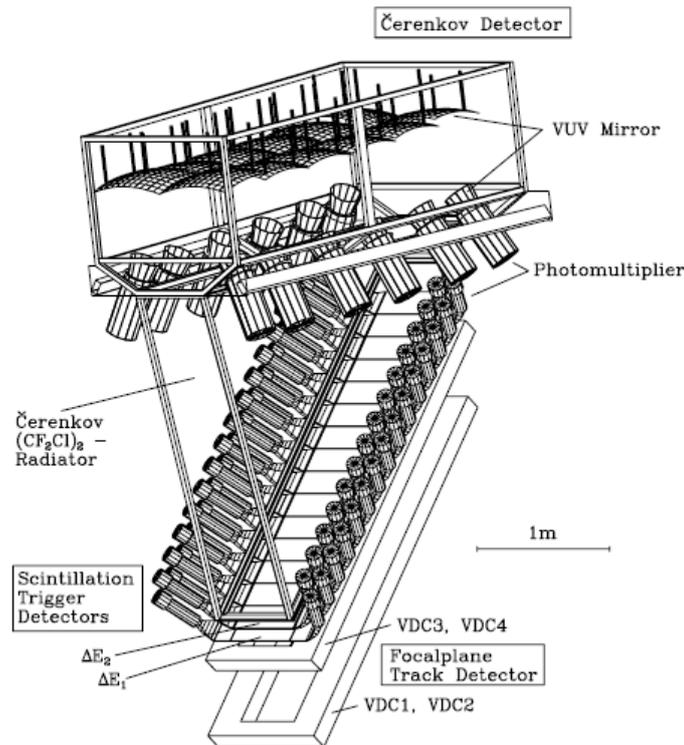


図 2.11: Spek-A, C の検出器概観図 [19]。

VDC ワイヤは計 4 層となっており、2 層は non-dispersive direction に張られ、残りの 2 層はそれに対し  $40^\circ$  傾けて張られる。ワイヤは 5 mm 間隔で張られ接地され、フォイルには約  $-5000$  V の電圧がかけられる。ガスにはアルゴン・イソブタンの混合ガスが用いられている。VDC で測定された focal plane における粒子の位置情報は、標的上の位置、粒子の運動量を決定するために用いられる。表 2.3 に示した分解能は、VDC において dispersive plane について  $\sigma_x \leq 200 \mu\text{m}$ 、non-dispersive plane について  $\sigma_y \leq 400 \mu\text{m}$  の位置分解能を持つことで得られている。

scintillation detector は DAQ システムと VDC の reference time のトリガーとなる。全 2 層で各層  $45 \times 16 \text{ cm}^2$  のシンチレータを 15 セグメント持ち、これにより時間分解能の向上とともに大まかな粒子位置情報を得られる。各セグメントは PMT に接続され、ADC、TDC を読み出しする。1 層目は粒子経路に対し 3 mm 厚で主にエネルギー損失測定のために使用し、2 層目は 10 mm 厚で主に TOF カウンターとして用いる。その用途から、1 層目を dE と呼び、2 層目を ToF と呼ぶ。また、電子と  $\pi^-$  中間子はエネルギー損失から分けることができないため、gas cherenkov detector により弁別する。本検出器に対する cherenkov 放射の運動量閾値は電子の場合、約 10 MeV となり、本実験のエネルギー範囲における電子の検出率は 99.9% である。一方、 $\pi^-$  中間子の場合には約 2.4 GeV であり、この値は MAMI-C により生成される  $\pi^-$  中間子の運動量を上回っている。

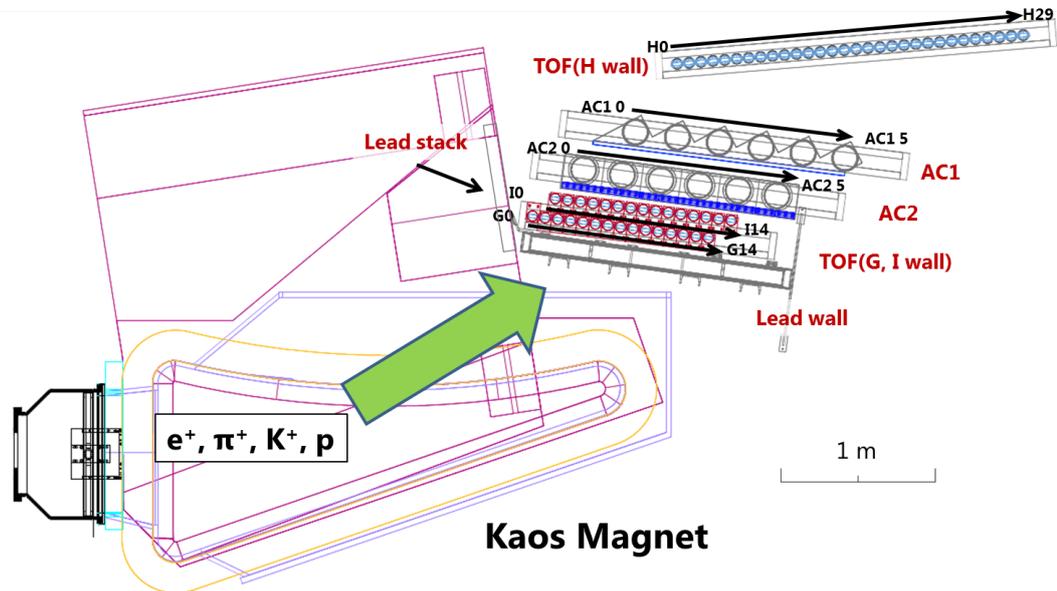


図 2.12: Kaos のセットアップ。標的に反応・生成された粒子は Kaos magnet により運動量分光され、後段の検出器群で検出される。ただし、制動放射による大量の  $e^+$  が生成されバックグラウンドとなることが予想されるため、その抑制のため、Kaos Magnet と検出器群の間に鉛ウォールを設置した。検出器群は上流より G wall, I wall, AC2, AC1, H wall が配置される。各検出器の詳細は本文を参照。

### 2.2.2.2 Kaon spectrometer(Kaos)

Kaos は電子ビームに対して  $0^\circ$  に置かれた Kaon spectrometer である。現在は双極電磁石 (Kaos magnet)、1 層の鉛ウォール、3 層の TOF Wall(G wall, I wall, H wall)、2 層の Aerogel Cherenkov Counter(AC1, AC2) から構成されている。Kaos の配置を図 2.12 に、Kaos と Spek-B の性能を比較して表 2.4 に示す。双極電磁石により、電子ビームと標的ににおける生成粒子を弁別し、後段の検出器で  $K^+$  中間子を同定する。粒子上流から順に鉛ウォール, G wall, I wall, AC2, AC1, H wall と配置されている。各検出器の詳細は、後述する。

元々 Kaos は独国 GSI(GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH) にて使われていたスペクトロメータであったが、2003 年、Mainz 大学に運ばれた。SpekA,B,C は Kaos に比べ、最大運動量アクセプタンスが低く、中心軌道長が長いため、 $c\tau = 3.712$  m である K 中間子の 80% 以上が検出前に崩壊してしまう。Spek-A,B,C、Kaos において測定される K 中間子の survival probability を図 2.13 に示す。より高い K 中間子の収量を得ることが Kaos を導入した理由である。

#### ■ 双極電磁石

Kaos の双極電磁石 (Kaos magnet) は電子ビームに対して  $0^\circ$  に置かれ、同時に入射される電子ビーム、制動放射による光子、標的ににおける散乱電子、生成された  $K^+$  中間子を弁別するため 4 つの出口を持つ。

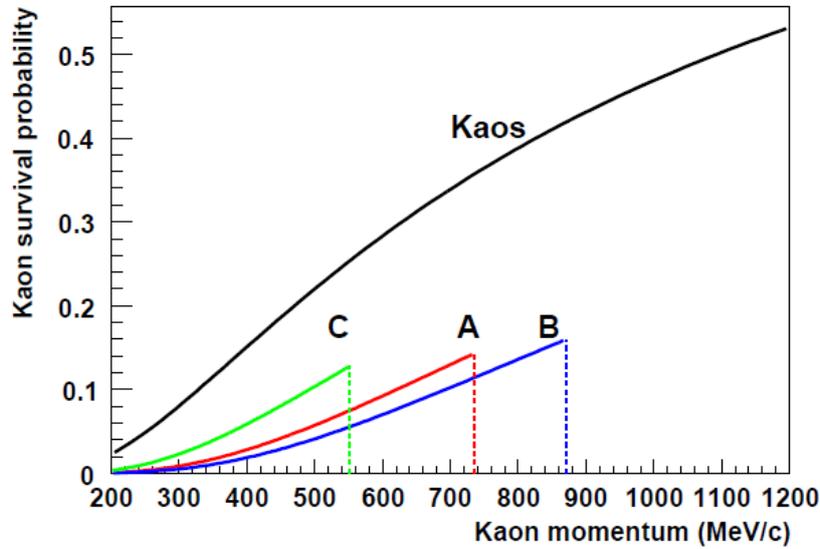


図 2.13: Kaos、Spek-A,B,C に対する K 中間子の survival probability[13]

表 2.4: Kaos、Spek-B の性能比較 [21][13]。Kaos は Hyper2012 実験のセットアップにおける値を用いた。

	Spek-B	Kaos
電磁石	clam-shell D	D
最大運動量 (MeV/c)	870	2100
運動量アクセプタンス (%)	15	25
角度アクセプタンス (Dispersive) (mrad)	$\pm 70$	$\pm 185$
角度アクセプタンス (Non-dispersive) (mrad)	$\pm 20$	$\pm 20$
立体角 (msr)	5.6	17
中心軌道長 (m)	12.03	6.4
運動量分解能 $\Delta p/p$	$< 10^{-4}$	$\sim 10^{-3}$

磁場はホールプローブによりモニタリングした。

#### ■ 鉛ウォール

Kaos は大強度の電子ビームに対して超前方 ( $\sim 0^\circ$ ) に置かれているため、制動放射による莫大な量の  $e^+$  バックグラウンドが入ってくる。電子ビーム強度  $20 \mu\text{A}$  における Kaos のシングルレートは  $40 \text{ MHz}$  以上となることが予想された。シングルレートとトリガーレートが非常に高くなるこの状況では、DAQ システムが十分に稼働しないことが予想された。さらに、本実験のバックグラウンドの一つであるアクシデンタルバックグラウンドは Kaos のシングルレートと Spek-A または Spek-C のシングルレートの積に比例するため、Kaos のシングルレートが大きくなることで、 $p_\pi$  の S/N 比が悪くなることも予想された。

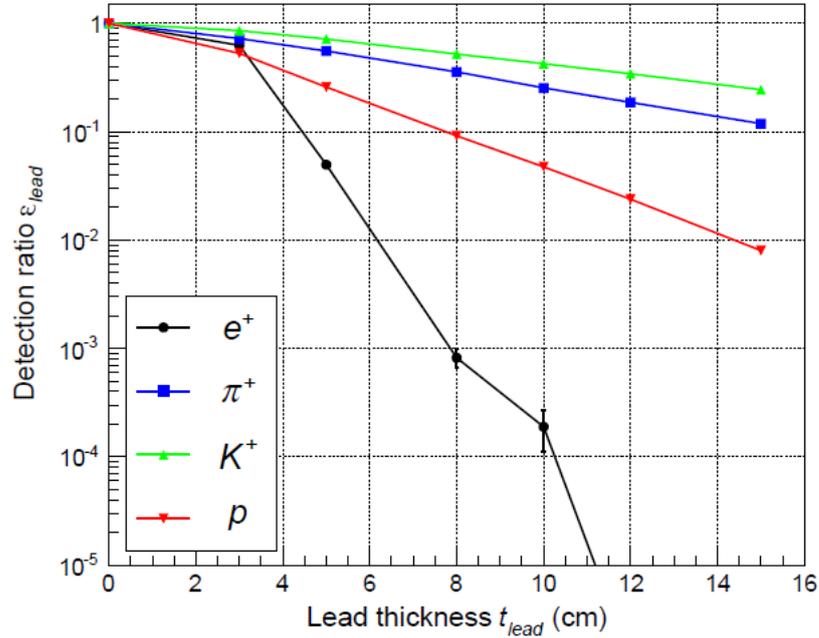


図 2.14: Geant4 による各粒子検出率の鉛ウォール厚さ依存性の見積もり [13]

以上より、 $e^+$  を抑制するために鉛ウォールを検出器最前列に設置した。鉛ウォールは計二層あり、一層は Kaos の vacuum exit window に対して  $8^{circ}$  の角度で置いた Lead wall、もう一層は Kaos の dipole magnet の光学系に乗らず直接 Kaos へ入射する粒子を抑制するための Lead stack である。以下、「鉛ウォール」は Kaos に鉛ブロックを積み重ね設置したものの総称として、鉛ウォールの一層である Lead wall と区別して用いる。鉛ウォールの配置は図 2.12 のとおりである。

各粒子に対する Detection ratio  $\epsilon_{lead}$  の Lead wall 厚さ ( $t_{lead}$ ) 依存性について Geant4 シミュレーションを用いた見積もりがなされている [13]。ここで、Detection ratio の定義は次式のとおりである。

$$\epsilon_{lead}^i = \frac{N_{w/lead}^i}{N_{w/olead}^i}, \quad (with i = e^+, \pi^+, K^+, \text{ and } p) \quad (2.2)$$

$N_{w/lead}$  は lead wall を通過し、かつ G, H wall で検出された  $i$  粒子の数、 $N_{w/olead}$  は lead wall を設置しない場合の検出数である。見積もりの結果を図 2.14 に示す。厚さ 10 cm の鉛ウォールを用いることで  $e^+$  の 99% 以上を抑制したうえで  $K^+$  は約 50% を検出することができる。

### ■ TOF wall

本実験では TOF 及びエネルギー損失のカウンター、ホドスコープ、また DAQ トリガーとして、3 層のシンチレーションカウンターウォールを用いた。ビーム上流側から G wall, I wall, H wall と呼び、3 層をまとめて TOF wall と呼ぶ。G, I wall はそれぞれ 15(0-14) セグメント、H wall は 30(0-29) セグメントに分割され、各セグメントはプラスチックシンチレータとその両端に接着された 2" PMT(Hamamatsu R1828) で構成される。セグメントの番号は、それぞれ低運動量側を 0 とおき、数字が大きくなるほど、高運動量となる。各プラスチックシンチレータには BC408(Bicron[22]) が用いられ、寸法は G, I wall に

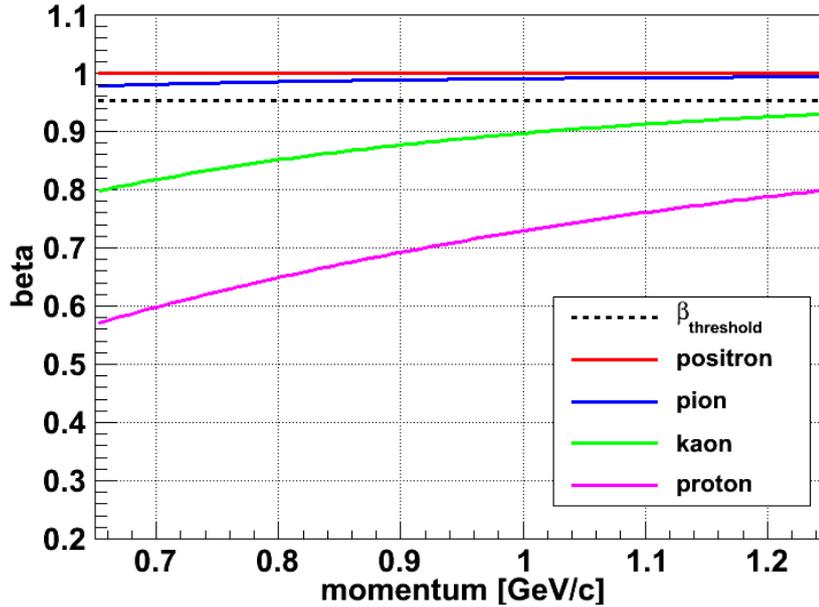


図 2.15: Kaos 運動量アクセプタンス領域における粒子の運動量と  $\beta$  の相関及びチェレンコフ放射の速度閾値

において  $470H \times 20T \times 75W \text{ mm}^3$ 、H wall においては、 $580H \times 20T \times 70W \text{ mm}^3$  となる。PMT の電圧は LeCroy 4032A 高電圧電源を用いて、およそ  $-2000 \text{ V}$  の電圧が印加される。トラッキング効率を上げるため、I wall は G wall の中心位置とセグメントの半分だけずらし重ねた配置となっている。H wall はほぼ focal plane に位置する。高運動量領域で飛行長をより長くとるため、Kaos の vacuum exit window に対して、G, I wall は  $-7.11^\circ$ 、H wall は  $+4.76^\circ$  傾けている。

### ■ Aerogel Cherenkov counter

本実験では、 $\pi^+$  中間子と  $K^+$  中間子、陽子弁別のため、屈折率  $n=1.055$  のエアロジェルを輻射体として用いた閾値型 Aerogel Cherenkov Counter(AC) を 2 層 (上流から順に AC2, AC1 と呼ぶ) 設置した。

チェレンコフカウンターの原理を説明する。チェレンコフ光は屈折率  $n$  の物質中を速度  $\beta$  の荷電粒子が通過するとき、次式を満たす場合に放射される。

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (2.3)$$

式 2.3 の左辺と右辺が等しくなるような速度  $\beta_{threshold}$  がチェレンコフ光放射の速度閾値である。エアロジェル ( $n=1.055$ ) を用いた場合、 $\beta_{threshold}=0.9479$  であり、運動量閾値は  $\pi$  中間子の場合、 $\sim 420 \text{ MeV}/c$ 、 $K^+$  中間子の場合、 $\sim 1470 \text{ MeV}/c$  となる。Kaos の運動量アクセプタンス上における各粒子の運動量と  $\beta$  の相関及び、 $\beta_{threshold}$  を図 2.15 に示す。図 2.15 から、Kaos の運動量アクセプタンス領域において、 $\pi$  中間子のみが閾値を越え、チェレンコフ光を放射し、 $K^+$  中間子と陽子の場合にはチェレンコフ光を放出しないことがわかる。また、電荷  $ze$  の荷電粒子が速度  $\beta$  で屈折率  $n$  の物質を通過するとき、単位長さ単

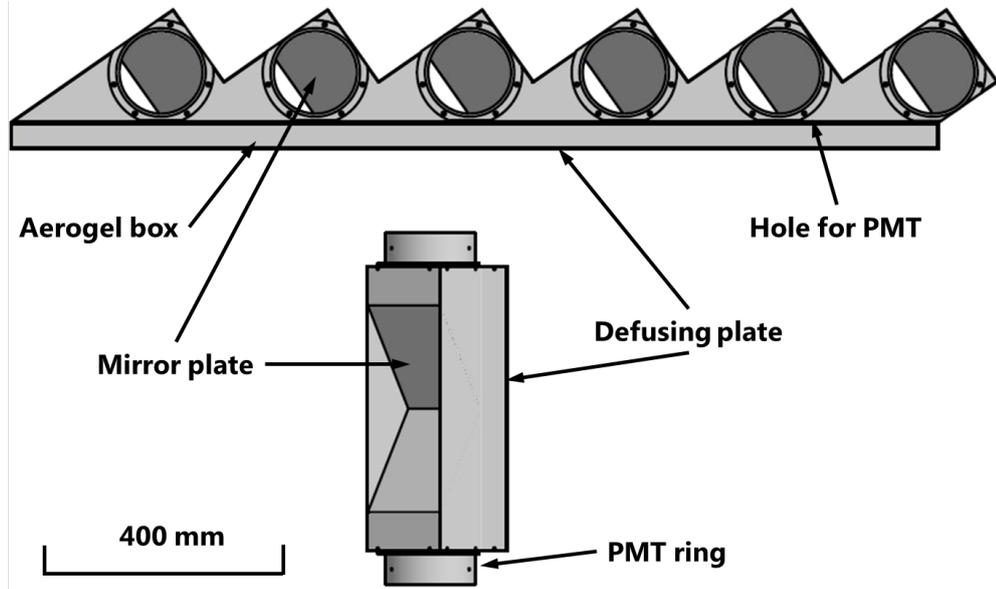


図 2.16: AC1 の概要図

表 2.5: AC1, AC2 の性能

	AC1	AC2
	鏡面反射型	乱反射型
セグメント数	6	6
有効高さ (mm)	466	456
有効幅 (mm)	1490	1384
輻射体厚さ (mm)	30	30
PMT	R877-100×3, R1250×3	R1250×6

位波長あたりに放射する光子数は次式で表せる [23]。

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \quad (2.4)$$

ここで、 $\lambda$  はチェレンコフ光の波長、 $x$  は輻射体の長さ、 $\alpha$  は微細構造定数である。

本実験で用いた AC1 の概観を図 2.16、AC2 の概観を図 2.17、各性能を表 2.5 に示す。AC1, AC2 はそれぞれ構造が異なり、AC1 は鏡面反射型、AC2 は乱反射型を採用している。

AC1 は 1 mm 厚アルミフレームを使用しており、有効面積は  $466H \times 1490W$  mm<sup>2</sup> である。AC1 は 6 セグメントをもち、各セグメントは transfer 領域では分けられているが、radiator 領域ではつながっている。各セグメントの上端下端から、5" PMT で信号読み出した。運動量の低い領域の 3 セグメントの PMT は、Hamamatsu R877-100、高い領域の 3 セグメントの PMT は、Hamamatsu R1250 が用いられる。輻射体として疎水性エアロジェルタイル (Japan Fine Ceramics Center, Japan) と親水性エアロジェルタイル (Boreskov Institute of Catalysis and Budker Institute of Nuclear Physics, Russia) を

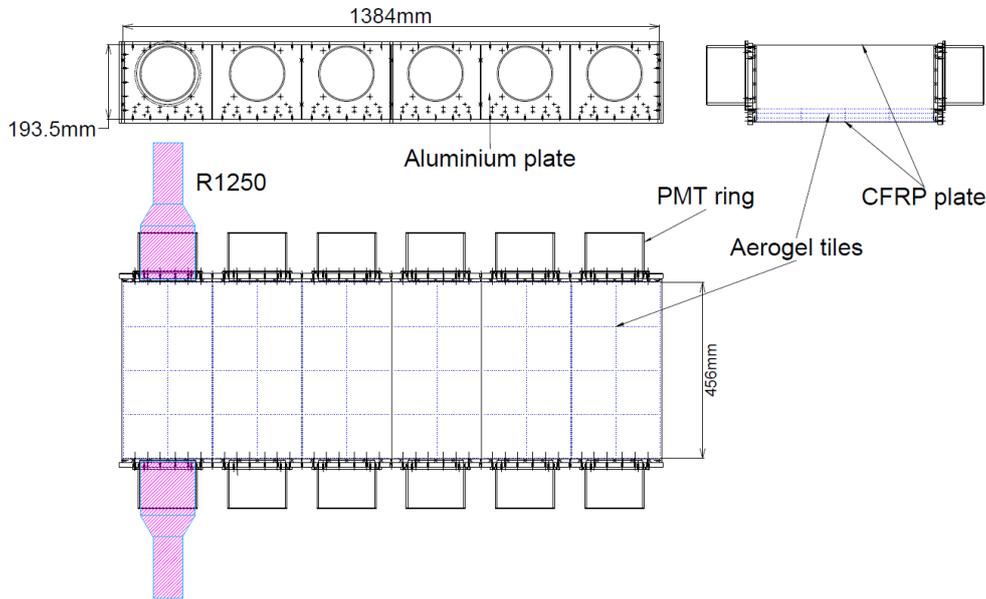


図 2.17: AC2 の概要図

組み合わせた。輻射体の厚さは、合計 30 mm であり、粒子は  $\sim 45^\circ$  で入射することから、有効厚さは  $\sim 1.4$  倍となる。R877-100 は光電面がスーパーバイアルカリ (SBA) であり、高量子効率 ( $\sim 45\%$ ) を持つが、R1250 に比べゲインが 10 倍低い。したがって、R877-100 はチェレンコフ光子数の少ない低運動量領域に設置した。更に、高いゲインを得るため、R877-100 にアンプを追加した。チェレンコフ光は重力方向に対し、 $\pm 34^\circ$  傾いたアルミマイラーで覆ったアルミ板により反射され、PMT に入射する。その他の壁面は、散乱体で覆った板を用いている。(Labsphere 6080 White Reflectance Coating[24])

AC2 は AC1 に比べ、制動放射による電子-陽電子シャワー及び荷電粒子の多重散乱の効果を減らすよう設計された。そのため、粒子の通過する領域のフレームに 0.4 mm 厚 CFRP(carbon-fiber-reinforced plastic) を用いた。上面と下面には 22 mm 厚アルミ板を使用した。乱反射材として 3 層の 0.1 mm 厚 PTFE(polytetrafluoroethylene) でフレームを囲った。有効面積は  $456H \times 1384W \text{ mm}^2$  である。輻射体には、疎水性エアロジェルタイル (Japan Fine Ceramics Center, Japan) を用いた。輻射体の劣化を防ぐため、PTFE は低アウトガス両面テープ (Nitto LA-50) を用いて接着した。輻射体の厚さは合計 30 mm であり、入射粒子に対する有効厚さは AC1 と同様、1.4 倍となる。AC2 も 6 セグメントで構成されるが、AC1 と異なり、各セグメントは 3 層の PTFE シートで覆われた 0.2 mm 厚 CFRP によって完全に分断している。AC2 では、全てのセグメントに対して、5" PMT(Hamamatsu R1250) を用いた。PMT の高圧電源は LeCroy 4032A HV power supply を用いた。

## 2.3 Hyper2012 実験

2012年に行ったHyper2012実験において、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ からの崩壊パイ中間子運動量ピークの測定に成功し、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の基底状態における $B(\Lambda)$ の決定がなされたことで、本実験原理が実証された。この節ではHyper2012実験のセットアップおよび結果について説明する。

### 2.3.1 実験セットアップ

#### ■ 標的

Hyper2012実験で用いた標的フレームの写真を図2.18に示し、用いた標的を表2.6にまとめた。ハイパー核データ収集のためのメイン標的として、 $125\ \mu\text{m}$ 厚 ${}^9\text{Be}$ を用いた。そのバックアップ標的として、 $500\ \mu\text{m}$ 厚 ${}^9\text{Be}$ もフレームに取り付けた。 $\text{Al}_2\text{O}_3$ は電子ビームの位置、方向、口径サイズの確認のためのスクリーン標的として用いた。 ${}^{12}\text{C}$ と ${}^{181}\text{Ta}$ はSpek-A, Spek-Cの運動量較正のための弾性散乱データ取得に用いた。標的フレームは標的位置と角度を調節するための制御駆動装置に設置した。標的駆動装置は標的のY軸方向、すなわち重力方向に対する位置を実験ホール外よりGUIで制御出来るため、標的を実験ホールに入ることなく交換することが出来る。標的位置調整は真空チェンバー設置前に、ビームラインガイド及び実験ホール壁面に備わっているマーカーに対してセオドライトを用いることで、 $1\ \text{mm}$ 以上

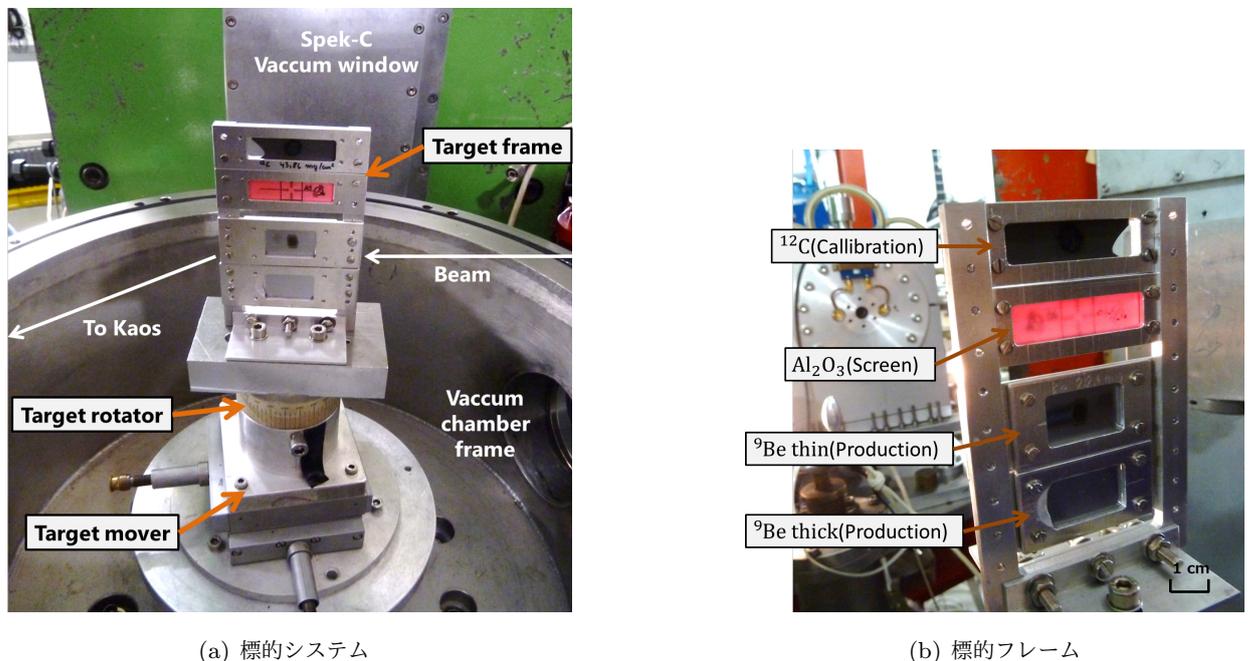


図 2.18: Hyper2012における標的システムおよび標的フレームの写真。標的は ${}^{12}\text{C}$ 、 $\text{Al}_2\text{O}_3$ 、 $125\text{-}\mu\text{m}$ 厚 ${}^9\text{Be}$ 、 $500\text{-}\mu\text{m}$ 厚 ${}^9\text{Be}$ が使用された。また、SpekA、SpekCの運動量較正標的 ${}^{181}\text{Ta}$ についても同じ構造のフレームを使用した。

表 2.6: Hyper2012 実験において用いた標的一覧

物質	備考
$^{181}\text{Ta}$	Spek-A, Spek-C 運動量較正標的
$^{12}\text{C}$	Spek-A, Spek-C 運動量較正標的
$\text{Al}_2\text{O}_3$	スクリーン標的
125 $\mu\text{m}$ 厚 $^9\text{Be}$	ハイパー核生成メイン標的
500 $\mu\text{m}$ 厚 $^9\text{Be}$	ハイパー核生成バックアップ標的

表 2.7: Hyper2012 におけるスペクトロメータの設定

	Spek-A	Spek-C	Kaos
中心運動量	115 MeV/c	125 MeV/c	924 MeV/c
ビーム軸に対する中心角度	+91°	-126°	0°
運動量アクセプタンス	±10%	±12.5%	±25%

の精度で行った。

### ■ スペクトロメータ

スペクトロメータの概要は、前節に記した通りである。Hyper2012 におけるスペクトロメータの設定を表 2.7 にまとめた。より多くの種類のハイパー核ピークを探るため、Spek-A と Spek-C の運動量アクセプタンスは異なる領域に設定した。また、準自由生成されたハイペロンからの崩壊  $\pi$  中間子がビーム前方ほど多く放出されバックグラウンドとなることが予想されたことから、Spek-A, Spek-C はビーム後方に置かれた。標的、スペクトロメータおよびビーム軸の位置関係を図 2.19 に示す。

## 2.3.2 実験結果

### 2.3.2.1 収集データ

表 2.8 に physics run のコンディションを示す。実験期間は 2012 年の 10 月 24 日から 11 月 12 日の約 3 週間である。ビーム強度は 20  $\mu\text{A}$  で、入射された電子ビームの総電荷は 20.8 C となった。その内の 16.6 C 分のデータを、DAQ 及び検出器に問題の見られなかったデータとして解析を行った。スペクトロメータのトリガーレートは Kaos, Spek-A, Spek-C ともに 30 kHz であった。

### 2.3.2.2 $\pi^-$ - $\text{K}^+$ コインシデンスタイムヒストグラム

図 2.20 は Kaos 上で選択した各粒子に対する Kaos と Spek-C 間のコインシデンスタイムヒストグラムである。ここでコインシデンスタイムは、Kaos の focal plane で検出された粒子を逆輸送行列によって標的位置まで戻したときの粒子の時間から Spek-C から求めた標的位置での時間を引いた値で定義され、こ

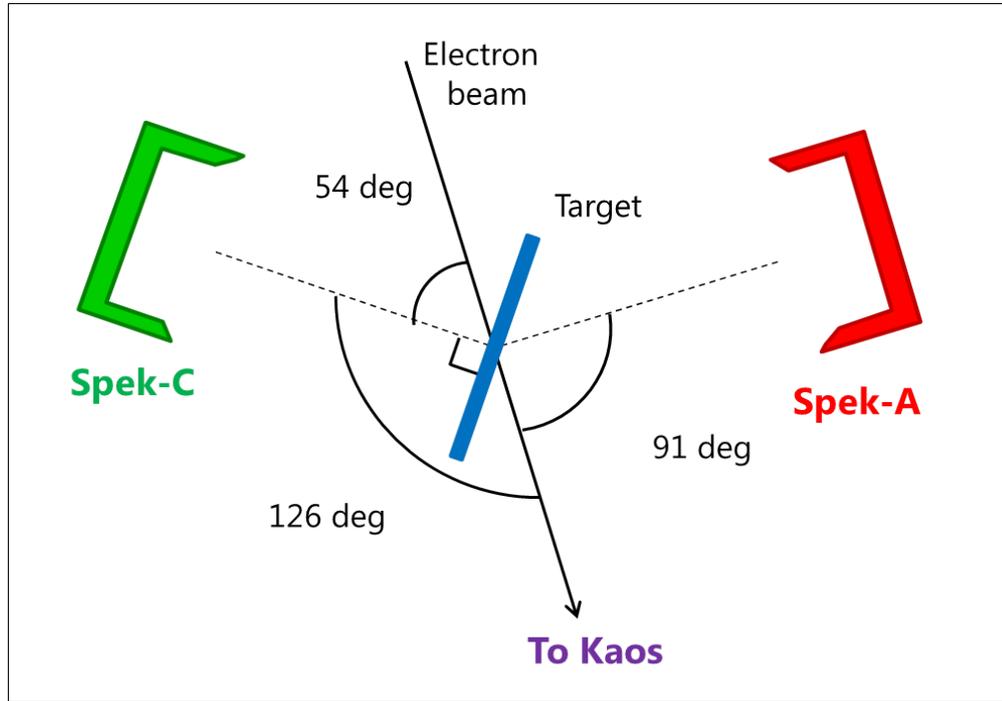


図 2.19: 標的、スペクトロメータおよびビーム軸の位置関係

表 2.8: Hyper2012 実験における physics run のコンディション

実験期間	2012/10/24 - 11/12
ビーム強度	20 $\mu\text{A}$
合計電荷量	20.8 C
解析したデータにおける電荷量	16.6 C
Kaos トリガーレート	30 kHz
Spek-A トリガーレート	30 kHz
Spek-C トリガーレート	30 kHz
DAQ トリガーレート	110 ~ 120 Hz
DAQ efficiency	87.3%

ここでは、 $\pi^-$ - $K^+$  同時計数イベントのピークが原点となるよう設定した。ヒストグラム上に見られるピークはそれぞれ  $\pi^-$ ,  $\mu^-$ ,  $e^-$  と Kaos 上で選んだ各粒子とのコインシデンスイベントである。結果、 $\pi^-$ - $K^+$  コインシデンスピークを観測することに成功した。 $\pi^-$ - $K^+$  ピークの前後  $\pm 1.25$  ns をハイペロンとハイパー核からの崩壊パイ中間子イベントとして選択した。 $\pi^-$ - $K^+$  コインシデンスイベントの数は 1168 イベントとなった。また、コインシデンスピークから外れたイベントからアクシデンタルバックグラウンド分布を見積った。 $\pi^-$ - $K^+$  コインシデンスピークの左右の幅 15 ns の領域を選び、アクシデンタルバックグラウンドの数を見積った。選択した  $\pi^-$ - $K^+$  コインシデンスイベントおよびアクシデンタルバックグラ

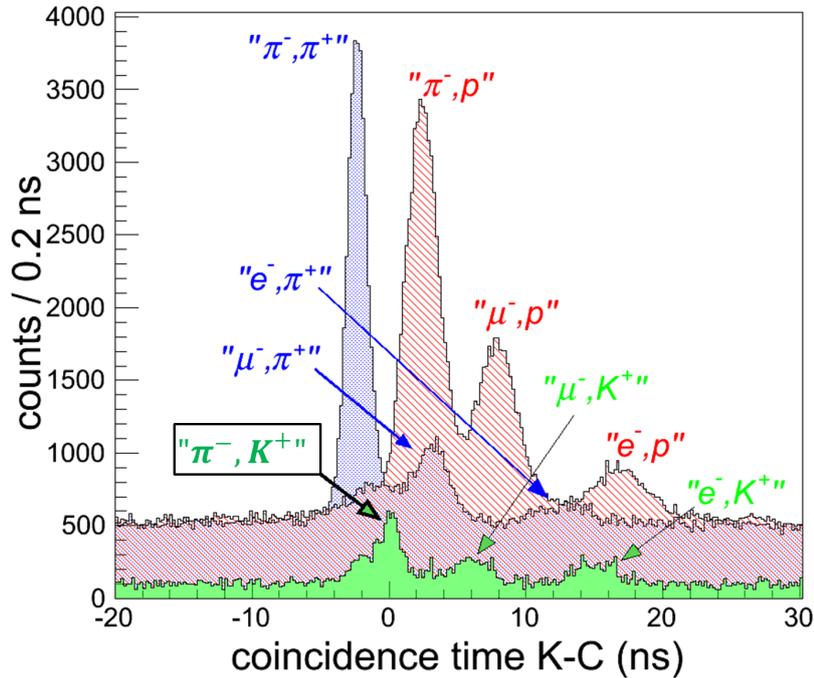


図 2.20: Kaos と Spek-C 間のコインシデンスタイムスペクトル

ウンドを図 2.21 に示す。

### 2.3.2.3 $\pi^-$ 運動量ヒストグラム

選択したコインシデンスイベントから得られた Spek-C における  $\pi^-$  運動量スペクトラムを図 2.22 に示す [13]。このスペクトルには、アクシデンタルバックグラウンドと、準自由生成されたハイペロン起因の崩壊パイ中間子である Quasi-free hyperon バックグラウンド (QF バックグラウンド) の 2 種類のバックグラウンドが存在する。これらのバックグラウンドの詳細は次節で説明する。図 2.22 において、バックグラウンドの上、 $\sim 133 \text{ MeV}/c$  に有意なピークが観測され、表 2.1 より、このピークは  ${}^4_{\Lambda}\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^-$  からの単一の運動量をもつパイ中間子であることが一意に決められる。フィッティングの結果、このピークの値として、

$$p_{\pi^-} = 132.92 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.12(\text{sys.}) \text{ MeV}/c \quad (2.5)$$

が得られた [3]。ここでフィッティングには、バックグラウンドとピークに対して線形関数とガウス関数が用いられた。

系統誤差の見積もりについては次の項目からなされた。

1. 運動量較正に用いたビームエネルギー
2. 標的に対する pion spectrometer の角度
3. 標的上のビーム位置

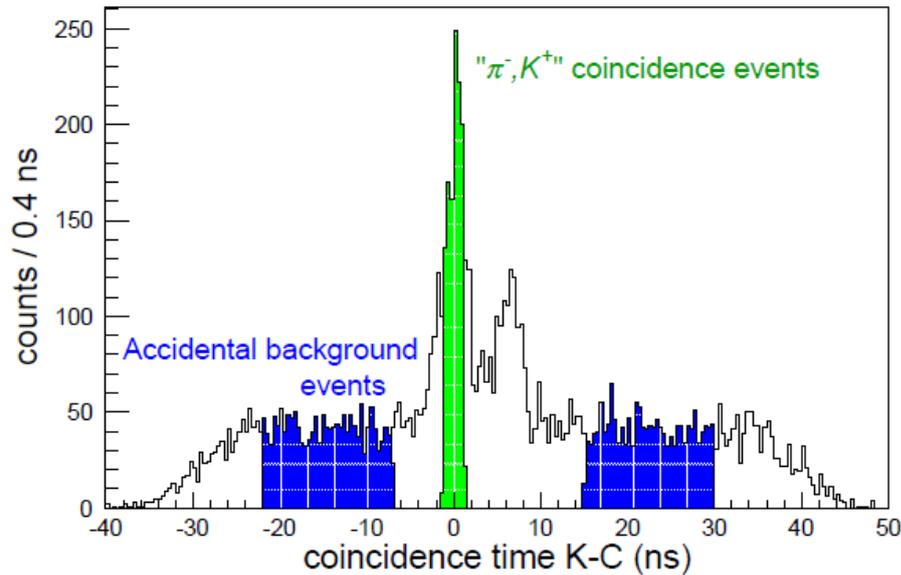


図 2.21:  $\pi^- - K^+$  コインシデンスタイムスペクトル [13]。緑色の領域は、 $\pi^- - K^+$  コインシデンスイベントとして選択したイベントであり、青色の領域はアクシデンタルバックグラウンドとして選択したイベントである。

表 2.9: Hyper2012 実験における系統誤差 [13]

運動量校正に用いたビームエネルギー	110 keV/c
標的に対する pion spectrometer の角度	< 10 keV/c
標的上のビーム位置	50 keV/c
物質中におけるエネルギー損失の補正	< 10 keV/c
pion spectrometer の磁場安定性	40 keV/c
pion spectrometer の運動量線形性	< 30 keV/c
計	120 keV/c

4. 物質中におけるエネルギー損失の補正
5. pion spectrometer の磁場安定性
6. pion spectrometer の運動量線形性

見積もられた各項目ごとの系統誤差の値を表 2.9 に示す [13]。表 2.9 から系統誤差の内、運動量校正に用いたビームエネルギーの不正確さによる誤差が支配的であることがわかる。このビームエネルギーの不正確さは MAMI-C より加速されたビームを A1 hall 内で輸送する際に用いられる双極電磁石の磁場の持つ不正確さからくるものである。2016 年 2 月には、双極電磁石に対する磁場測定が予定されており、高精度の磁場測定をすることでビームエネルギーからくる系統誤差を < 30 keV まで抑えることができると期待されている。

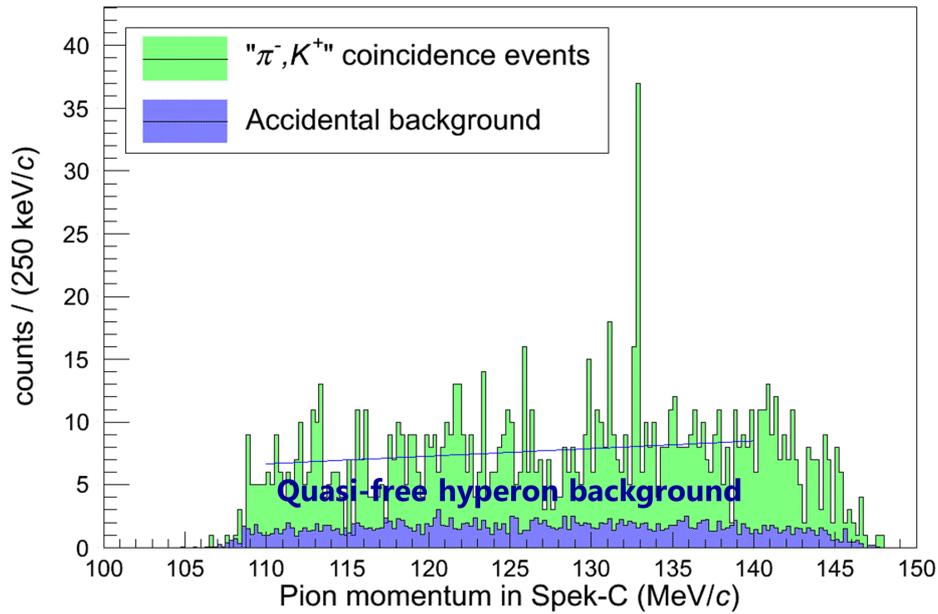


図 2.22: Spek-C におけるパイ中間子運動量分布 [13]。緑で塗りつぶされたイベントが  $\pi^- - K^+$  同時計数イベントである。 $\sim 133 \text{ MeV}/c$  に  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  の崩壊パイ中間子のピークが観測できる。青のイベントはアクシデンタルバックグラウンドであり、その上に Quasi-Free hyperon バックグラウンド (Qf バックグラウンド) が存在する。 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  のピークと QF バックグラウンドの分布はガウス関数と線形関数を用いてフィッティングした。

$p_{\pi^-}$  から  $\Lambda$  の束縛エネルギー、

$$B_{\Lambda} = 2.12 \pm 0.01(\text{stat.}) \pm 0.09(\text{sys.}) \text{ MeV} \quad (2.6)$$

が得られた。この結果は、分光実験による初めての高精度の  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  の  $\Lambda$  の束縛エネルギーが決定されたと同時に、本実験原理を実証するものとなった。

## 2.4 バックグラウンド

Hyper2012 実験では、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  からの崩壊パイ中間子の運動量ピークを高分解能で測定し、その質量絶対値並びに  $B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H})$  を決定することに成功した。2014 年に行った Hyper2014 実験では、更なるハイパー核のピークを観測を目的に、よりよい S/N 比かつより高統計なデータ収集をするため、種々の改善を施した。この節では、本実験において崩壊  $\pi^-$  中間子の運動量スペクトル上に観測される二種類のバックグラウンドについて説明し、その抑制方法について述べる。

### 2.4.1 アクシデンタルバックグラウンド

本実験では、高エネルギーかつ大強度の電子ビームを用いるため、莫大な量の粒子が生成され、pion spectrometer 内に入る。生成される  $\pi$  中間子には、ハイペロンの弱崩壊時に放出されるものと標的内における強い相互作用による反応に起因するものがある。

( $e, e'K^+$ ) 反応においてハイペロンと同時に生成される  $K^+$  中間子を同定し、 $\pi^-$  中間子との同時計数イベントをとることで、ハイペロン生成イベントの弁別を行い、バックグラウンドとなる強い相互作用による反応に起因する  $\pi^-$  中間子を排除した。しかし、ハイペロン起因ではない  $\pi^-$  中間子であっても、その一部は  $K^+$  中間子と偶発的に同時に検出されてしまう。これをアクシデンタルバックグラウンドと呼ぶ。アクシデンタルバックグラウンドは、コインシデンスタイムヒストグラム (図 2.21) 上に一様に分布するため、ピークと離れた領域からその数を見積もることができ、Hyper2012 実験で見積もったアクシデンタルバックグラウンドの分布は、図 2.22 上に青色で示されたものとなる。

アクシデンタルバックグラウンドの数は、pion spectrometer と Kaos のシングルレートの積に比例する。ビーム強度を上げると各シングルレートも比例して上がるため、例えば、高統計を得るためビーム強度を 2 倍にしようとする、シングルレートもそれぞれ 2 倍となり、アクシデンタルバックグラウンドは単純に 4 倍程度に上がってしまい、S/N 比は 1/2 となる。S/N 比を維持し、かつビーム強度を上げ高統計を得るには、各スペクトロメータのシングルレートを抑える必要がある。

そこで我々は Hyper2014 実験において、Kaos のシングルレートを抑え、アクシデンタルバックグラウンドを抑制するため、鉛ブロックを新たに追加、設置した。その詳細を次章で述べる。

### 2.4.2 準自由生成ハイペロンからのバックグラウンド (QF バックグラウンド)

前述のとおり、Hyper2012 実験では、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  からの崩壊パイ中間子の運動量ピークを高分解能で測定し、その質量絶対値並びに  $B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H})$  を決定することに成功した。また、その他のハイパー核のピークが準自由生成されたハイペロンからの崩壊パイ中間子による大量のバックグラウンドによって埋もれてしまうことがわかった。このバックグラウンドのことをアクシデンタルバックグラウンドと区別して、Quasi-Free バックグラウンド (QF バックグラウンド) と呼ぶ。このバックグラウンドはハイペロン生成イベントであるため、 $K$  中間子と崩壊  $\pi^-$  中間子の同時計数イベント内に存在する。つまり、QF バックグラウンドはコインシデンスタイムヒストグラム (図 2.21) における  $\pi^-K^+$  ピークに含まれるイベントであり、従来の方法では弁別不可能であるということである。

したがって、更なるハイパー核のピークを観測するために QF バックグラウンドを抑制する方法が新たに必要とされた。そこで、我々は QF バックグラウンド吸収体を考案した。

次章で QF バックグラウンド吸収体の設計について述べていく。

## 第3章 バックグラウンド抑制方法

この章では、2014年に行った実験に向けて新しく考案した、2種類のバックグラウンド(アクシデンタルバックグラウンド、QFバックグラウンド)それぞれに対する抑制方法について述べる。まず、アクシデンタルバックグラウンドを抑制するため、Kaosの鉛ウォールに新しく追加した鉛ブロック(lead pile)について説明する。続いて、QFバックグラウンドを抑制するために考案したタングステン合金を用いたQFバックグラウンド吸収体のデザインを説明し、期待される抑制効率の見積もりについて述べる。

### 3.1 Lead pile の追加によるアクシデンタルバックグラウンド抑制

前章で述べた通り、Hyper2012実験では、制動放射に起因する膨大な量の $e^+$ を抑制するため、Lead wallとLead stackを設置した。しかし、Lead wallとLead stackの間に存在した隙間を通過した粒子により、TOF wallの低運動領域において計数率が非常に高くなってしまった。最も影響を受けたG, I wallのセグメント0についてはその高計数率からKaosシングルレートの上昇を抑えるため、Hyper2012実験では稼働を停止した。G, I wallのセグメント1については、PMTへの印加電圧を小さくし、ゲインを低くすることで計数率を抑えつつ稼働させた。

この結果を受け、Hyper2014実験では鉛ウォールの隙間を埋めるため、鉛ブロックを追加した。区別のため、追加した鉛ブロックのことをLead pileと呼ぶ。それぞれの鉛ウォールの配置を図3.1に示した。この節では、Lead pileを追加することによるKaosシングルレートの抑制効果について述べる。

#### 3.1.1 Hyper2012実験とシミュレーションの比較

Lead pileを追加することによるKaosシングルレートの抑制効果を見積もるため、Geant4によるシミュレーションを行った。シミュレーションのジオメトリとして、図2.12に示されるKaosのセットアップを用いて、標的位置から粒子を入射させた。G, I wallは0-14の15セグメント、H wallは0-29の30セグメントをもっており、Hyper2012実験において、鉛ウォールの隙間によるレートの上昇が顕著に見られた0に近いセグメント(0-4)はlow momentum sideと呼び、数字の大きい( $4_i$ )セグメントがhigh momentum sideである。これにより鉛ウォールの隙間による影響が顕著である領域とそうでない領域を区別する。TOF wallの各セグメントにおける計数率についてHyper2012実験の結果とシミュレーションとの比較を図3.2に示す。これより、lead pileの追加による各TOF wallに対する計数率抑制効率はlow momentum sideのセグメントと全セグメントに対して見積もり、表3.1にまとめた。

シミュレーションから、Lead pileの追加による各TOF wallに対する計数率抑制効率はG wallの

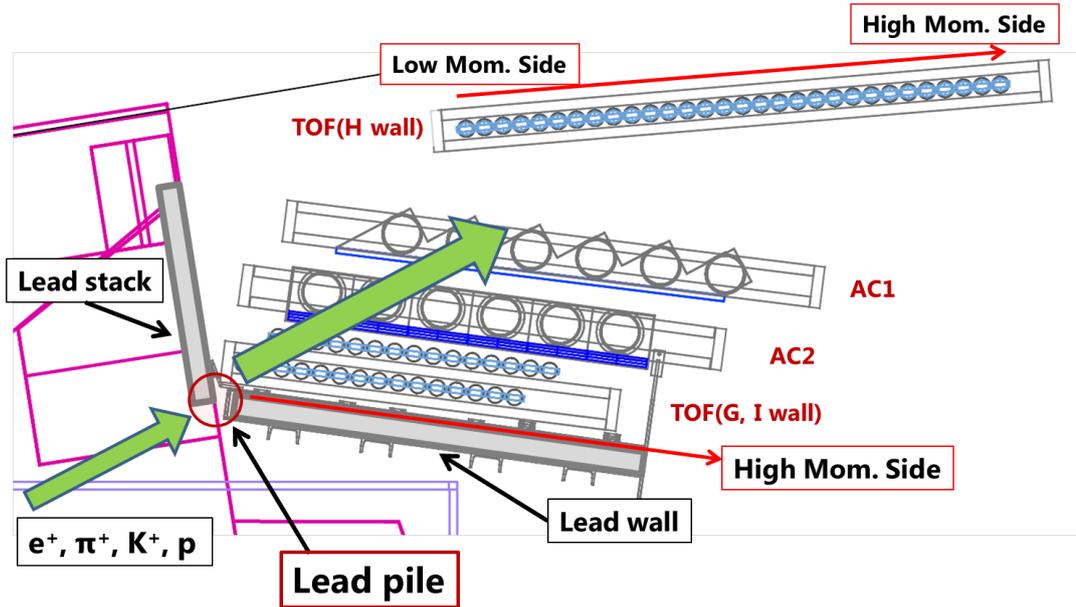


図 3.1: 鉛ウォールの配置図

表 3.1: シミュレーションで予想される lead pile の追加による各 TOF wall に対する計数率抑制効率

TOF wall	low momentum side	全セグメント
G wall	64%	47%
I wall	58%	40%
H wall	-	61%

low momentum side に対して 64%、全セグメントに対して 47%、I wall の low momentum side に対して 58%、全セグメントに対して 40%、H wall に対して 61% という予想が得られた。

## 3.2 タングステン合金を用いた QF バックグラウンド吸収体

### 3.2.1 吸収体を用いた QF バックグラウンド抑制原理

本実験で測定対象とする  $\pi$  中間子はハイパー核が標的中で静止後、二体弱崩壊して放出されたものである。しかし、前章で説明したように、Hyper2012 実験におけるセットアップでは準自由生成されたハイペロンに起因する  $\pi$  中間子は排除することが不可能である。そこで、ハイペロンの多くが標的内で静止せず、ビーム前方に分布することが予想されることから、ビーム前方かつ pion spectrometer のアクセプタンスを覆わない領域に物質を設置することで、QF バックグラウンドを抑制することが可能であると考えた。設置する物質を QF バックグラウンド吸収体、または単に吸収体と呼ぶ。吸収体を用いた QF バックグラウンドの抑制原理の概要を図 3.3 に示す。ビーム前方に吸収体を置くことで、ハイペロンからの  $\pi$  中間子は抑制し、標的位置からの  $\pi$  中間子のみスペクトロメータへ通すことが出来る。

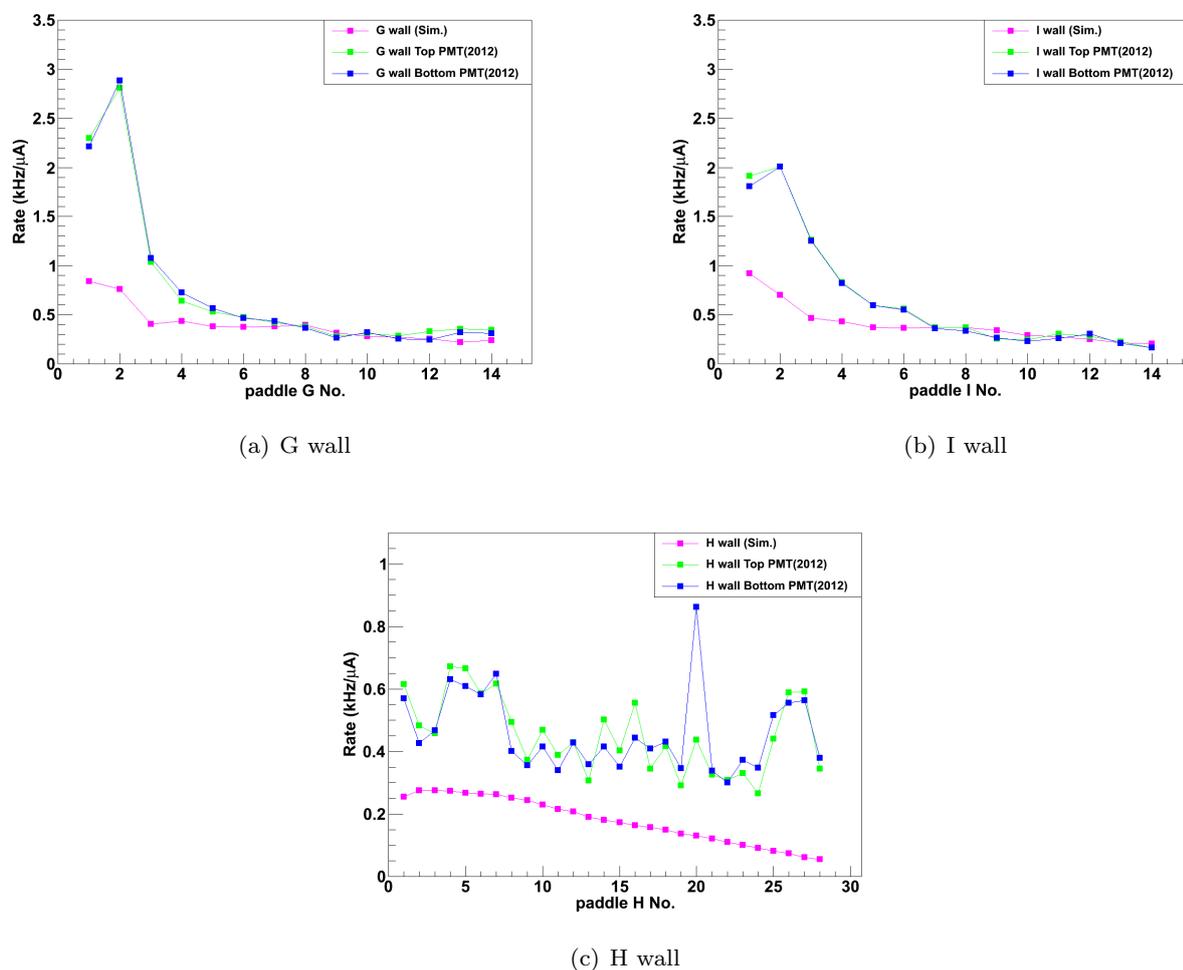


図 3.2: TOF wall の各セグメントにおける計数率の Hyper2012 実験とシミュレーションの比較。Hyper2012 実験における G, I wall のセグメント 1 の計数率がセグメント 2 に比べて低いのは、レートを抑えるためセグメント 1 の PMT への印加電圧を小さくし、ゲインを低くしたためである。

### 3.2.2 QF バックグラウンド吸収体の設計

#### 3.2.3 要件

QF バックグラウンド吸収体を設計するにあたり、最適化した項目は次のとおりである。

- 物質
- 形状
- 設置位置

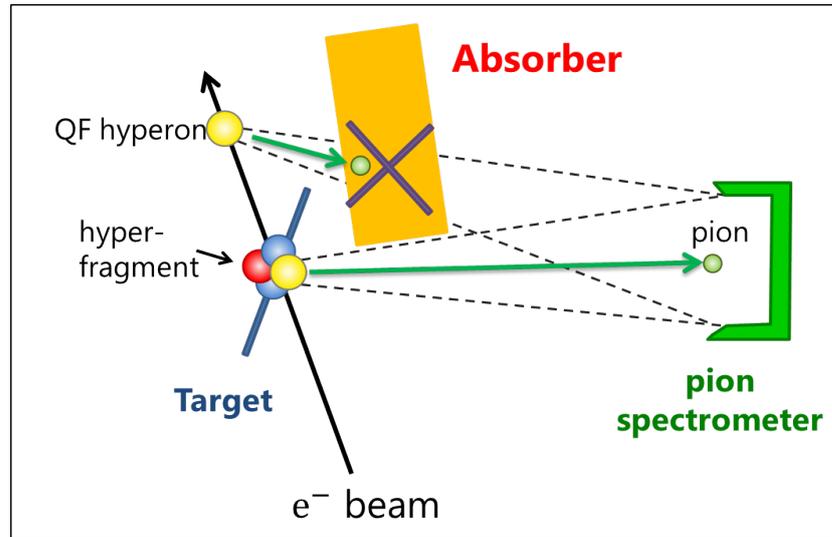


図 3.3: 吸収体を用いた QF バックグラウンドの抑制原理概要図

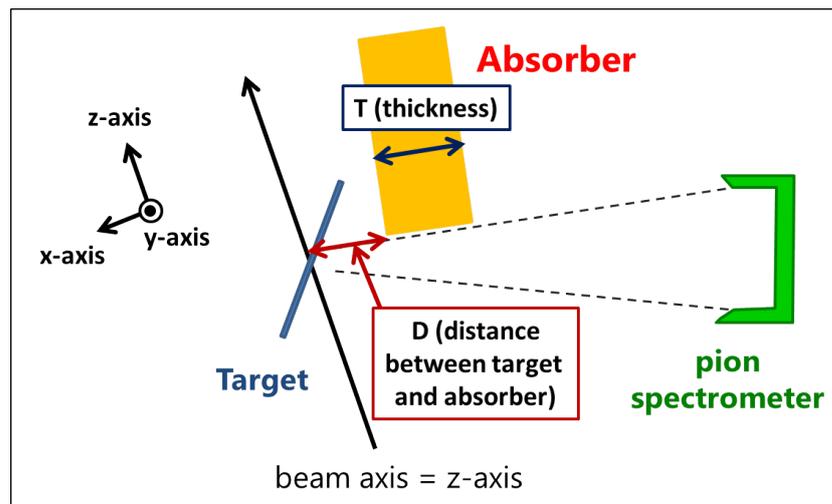


図 3.4: シミュレーションのジオメトリ。ビーム軸を  $z$  軸、重力の逆方向を  $y$  軸、右手系で重力垂直方向を  $x$  軸、標的中心を原点とした。また、吸収体の厚さを  $T$ 、吸収体と標的中心との距離を  $D$  とした。

以下より、最適化の手法について説明する。

### 3.2.4 Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーション

QF バックグラウンド吸収体の設計に当たり、物質と形状、設置位置の最適化を行うため、Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションを行った。シミュレーションでは、生成した  $\pi$  中間子の検出数の吸収体の有無における比較により評価し最適化を行った。シミュレーションのジオメトリを図 3.4 に示す。

### 3.2.4.1 厚さの最適化及び材料の選定

まず、吸収体に用いる物質および厚さについて最適化した。検討した物質は、炭素、アルミニウム、タンングステン合金である。高い抑制効率を得るために、高い阻止能を持つ物質として、入手が比較的容易かつ高密度 ( $19.3 \text{ g/cm}^3$ ) であるタンングステンを吸収体に用いることを考えたが、純タンングステンは硬度が固く加工性に優れないため、加工性に優れたタンングステン合金 HAC2(日本タンングステン [27]) を吸収体の物質として検討した。同時に、吸収体は標的に非常に近い領域に置かれるため、もし電子ビームが吸収体に衝突した場合、陽子数が大きい物質ほど制動放射による電磁シャワーを引き起こしやすく、シングルレートを引き上げてしまうことが予想されるため、陽子数の小さい炭素、アルミニウムについても吸収体の物質として検討した。

最適化にあたり PC パワーの節約のため、QF hyperon の崩壊  $\pi^-$  中間子を想定した分布を持たせた  $\pi^-$  中間子を生成した。生成した  $\pi^-$  中間子の運動量分布は QF hyperon の崩壊  $\pi^-$  が持つ運動量範囲を想定して  $0 \sim 250 \text{ MeV}/c$  の一様分布とした。後述する QF hyperon の運動量分布を仮定した場合の崩壊  $\pi^-$  中間子の運動量分布 (図 3.12) において、この運動量範囲内に  $> 99.7\%$  の  $\pi^-$  が含まれることから、この運動量範囲の設定は最適化において妥当なものであると考えた。また、生成位置 ( $z$ ) 分布は  $\Lambda$  粒子の崩壊長 (表 1.1) をもとに指数関数的減衰分布とした。

図 3.5 に、炭素、アルミニウム、タンングステン合金をそれぞれ用いた場合の survival ratio の崩壊位置 ( $z$ ) 依存を示す。ここで、survival ratio は次式のように定義し、 $\pi^-$  中間子の検出数の吸収体有り無しの場合における比で各物質の抑制効率の評価を行った。

$$\text{survival ratio} = \frac{\text{各位置 } (z) \text{ からの崩壊 } \pi \text{ 中間子の検出数 } (w/ \text{absorber})}{\text{各位置 } (z) \text{ からの崩壊 } \pi \text{ 中間子の検出数 } (w/o \text{absorber})} \quad (3.1)$$

どの物質を用いた場合においても、十分な厚さがあれば、標的から距離の離れた位置で生成された  $\pi^-$  中間子の survival ratio は  $\sim 0$  となる。しかし、標的近くの領域では密度の低い物質ほど、survival ratio が高くなる。これは標的近くで生成された  $\pi^-$  中間子の一部は、吸収体の端の領域を通過し、スペクトロメータのアクセプタンスに入ってしまうためであり、吸収体をどれだけ厚くしても端の領域の有効厚さは変わらないことから、これらの  $\pi^-$  中間子を抑制するためにはより高い密度の物質が必要となる。

また、吸収体の設置位置を実験中に可変とするシステムを導入することで、万が一、電子ビームのハローが想定より広く分布し、吸収体に入射したとしても、吸収体を標的からハローの分布外まで遠ざけることで制動放射による大量のバックグラウンドの生成を避けることができると考えた。このシステムについては 4.1.1 章で説明する。

吸収体を標的から離れた場合、ある程度の抑制効率の低下が見込まれる。(次節の図 3.7) しかし、仮にタンングステン合金吸収体を 30 mm だけ標的から離して用いた場合でもその relative cut efficiency は 0.829、一方、250 MeV/c の  $\pi^-$  中間子を止めるのに十分な厚さである 150 mm 厚のアルミニウム、炭素吸収体を標的から 1 mm だけ離して設置した場合の relative cut efficiency はそれぞれ 0.740、0.699 となる。ここで、relative cut efficiency は次式のように定義して、吸収体により抑制された  $\pi^-$  中間子の割合

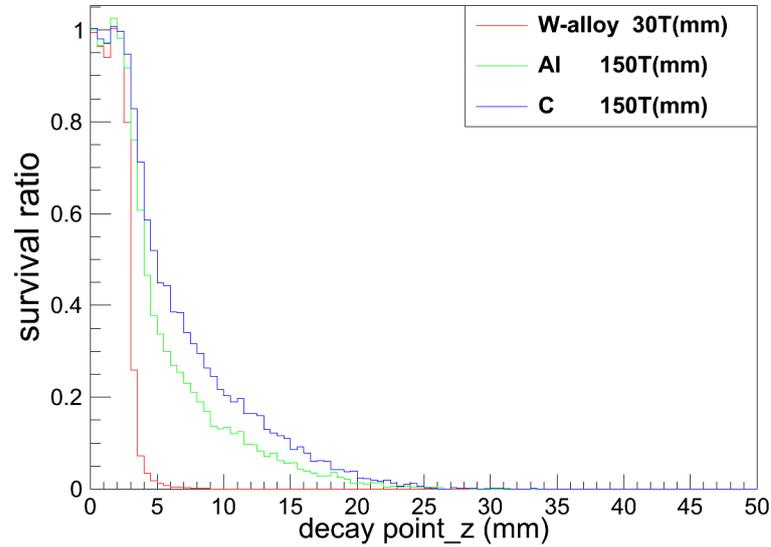


図 3.5: 炭素、アルミニウム、タングステン合金を用いた場合の survival ratio の崩壊位置 ( $z$ ) 依存性。ここで原点は標的中心としている。

表 3.2: 炭素、アルミニウム、タングステン、鉛、タングステン合金 HAC2 の比重

物質	比重 ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )
$^{12}\text{C}$	2.26
$^{27}\text{Al}$	2.70
HAC2(W:94%, Ni:4%, Cu:2%)	17.9
W	19.3
Pb	11.3

を評価した。

$$\text{relative cut efficiency} = 1 - \frac{\text{崩壊位置 } z > 2.2 \text{ における崩壊 } \pi^- \text{ 中間子の総検出数 (w/ absorber)}}{\text{崩壊位置 } z > 2.2 \text{ における崩壊 } \pi^- \text{ 中間子の総検出数 (w/o absorber)}} \quad (3.2)$$

これより、電子ビームのハローが広い分布を持っているという仮定においてもタングステン合金を用いた方がアルミニウム、炭素を用いた場合より高い抑制効率が得られるという予想が得られた。

以上の理由から、吸収体に用いる物質としてタングステン合金を選定した。以下、特に断りがない場合、吸収体と表記されているものは物質としてタングステン合金を用いたものとする。

ここで参考とした物質についてその比重を表 3.2 に示す。

次に図 3.6 に、タングステン合金を用いた場合の relative cut efficiency の吸収体厚さ (T) 依存を示す。図 3.6 より、厚さを relative cut efficiency が 30 mm で飽和することがわかる。また、吸収体は標的近くに設置すること、その設置位置の制御を行う必要があることからその大きさは必要十分なものが最適であ

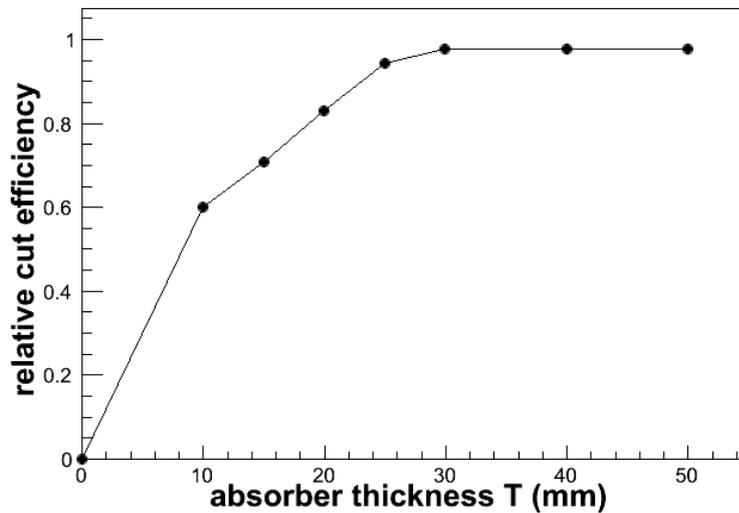


図 3.6: relative cut efficiency の吸収体厚さ (T) 依存性。T = 30 mm で飽和が見られる。

ると考えた。以上より吸収体の厚さを 30 mm に決定した。

### 3.2.4.2 抑制効率の設置位置依存性

relative cut efficiency に対する吸収体の標的中心に対する距離 (D) 依存性を図 3.7 に示す。また、赤点は 150 mm 厚のアルミニウムおよび炭素を吸収体として標的から 1 mm だけ離れた位置に設置した場合の relative cut efficiency である。図 3.7 より、標的中心に吸収体に近いほど粒子を抑制できることがわかる。そのため、吸収体をできるだけ標的に近い位置に配置させるため、形状を Spek-A、Spek-C、Kaos のアクセプタンスによって決定した。この時、Hyper2012 実験時にビーム中心位置が最大 2 mm 変動していたことが確認されたことと、ビーム径が  $\sim 200 \mu\text{m}$  であることを考慮してマージンを持たせた。また、ビーム軸に対する標的、各スペクトロメータの角度を図 3.9 に示す。これは、Hyper2014 実験と同じ角度設定である。

### 3.2.4.3 QF バックグラウンド抑制効率の見積もり

設計した吸収体の QF バックグラウンド抑制効率を見積もるにあたり、ハイペロンの運動量分布を次の手順に従い生成した。ここで、ハイペロンの種類として、本実験のビームエネルギーで生成しうるもの、かつ崩壊時の最終生成粒子に  $\pi^-$  が含まれるものとして  $\Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0$  についてのみ考えた。

#### Step1. 仮想光子と陽子のランダム生成

仮想光子の分布は式 1.7 で与えられる。ただし、計算速度向上のため、散乱電子の角度は  $0 \sim 5^\circ$  に制限した。 ${}^9\text{Be}$  原子核中の陽子のフェルミ運動量分布は  ${}^{12}\text{C}$  標的に対する準弾性散乱実験のデータ [26] をもとに各原子核のフェルミ運動量からスケールした ( $k_F^{\text{Be}}/k_F^{\text{C}} =$

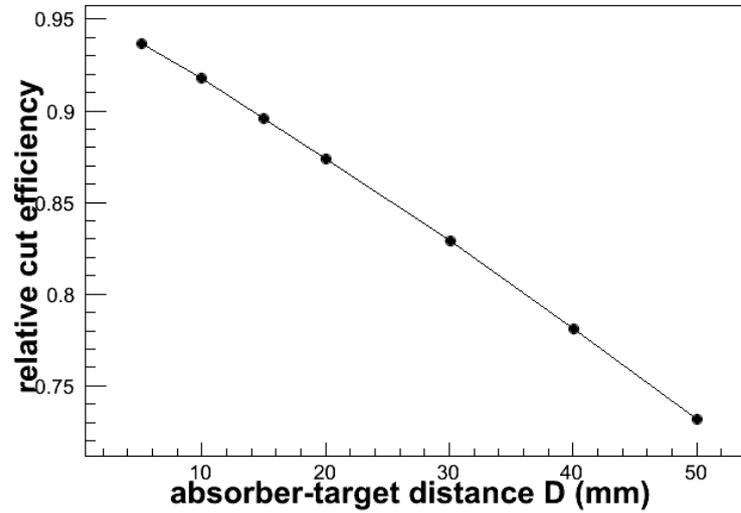


図 3.7: relative cut efficiency に対する吸収体の標的中心からの距離 (D) 依存性

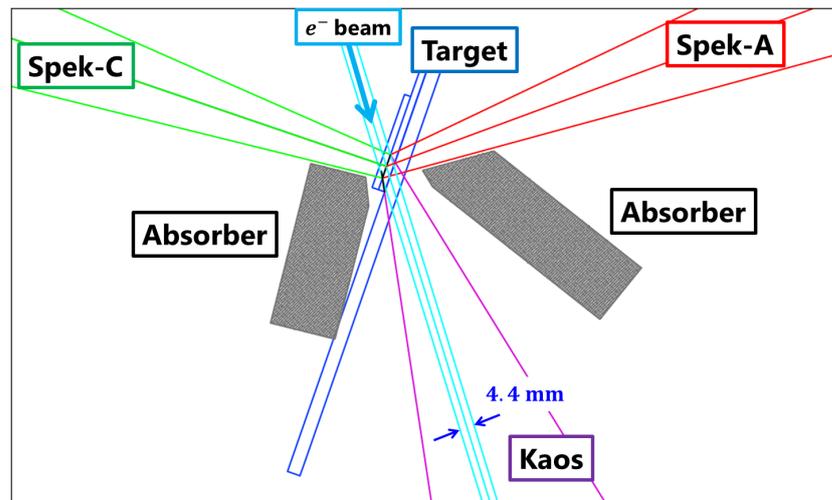


図 3.8: 設計した吸収体と各スペクトロメータのアクセプタンスの鳥瞰図

200 (MeV/c)/229 (MeV/c)。生成に用いた仮想光子のエネルギー分布と陽子の運動量分布を図 3.10 に示す。陽子の運動量は球面一様分布と仮定し、図 3.10(b) における運動量分布は縦軸を  $4\pi p^2 |\Phi|^2$  とする分布を基にした。ここで  $\Phi$  は、原子核の波動関数、 $p$  は陽子の運動量である。陽子の不変エネルギーが  $(K^+ + \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0)$  生成の閾値を下回った場合、新たに生成する。

Step2. 仮想光子と陽子の重心系のローレンツ変換

Step3. 生成  $K^+$  の運動量ベクトルのランダム生成

$K^+$  中間子の角度分布が図 1.2 における KMaid の微分断面積を再現するよう設定した。仮想光子と  ${}^9\text{Be}$  原子核中の陽子から  $(K^+ + \Lambda)$  を生成する反応の生成断面積は、同じ不変エネルギーにおい

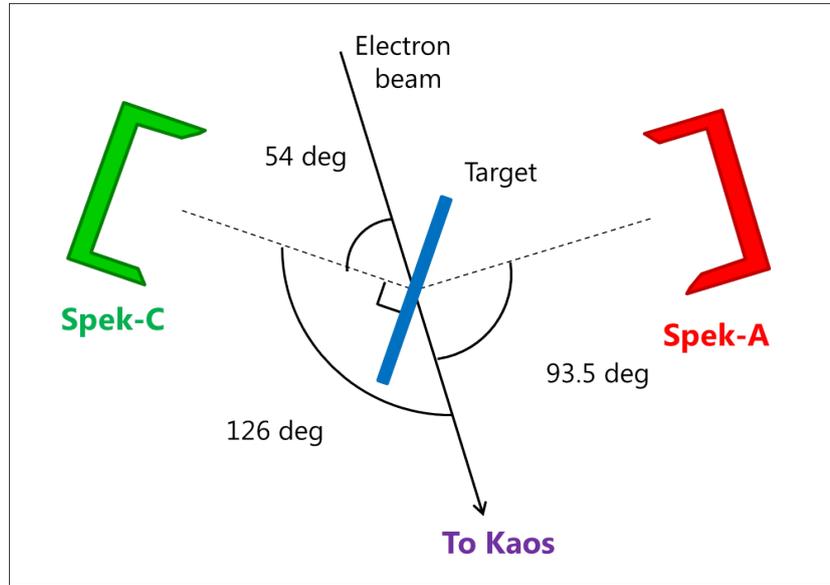


図 3.9: ビーム軸に対する標的および各スペクトロメータの角度関係

て素過程の生成断面積と同じと仮定した。

- Step4.  $\Lambda$  の運動量ベクトルを運動量及びエネルギー保存から計算
- Step5.  $K^+$  と  $\Lambda$  を Lab 系にローレンツ変換
- Step6. Kaon spectrometer による  $K^+$  タグ

Kaos のアクセプタンスを用いて、 $K^+$  がアクセプタンスを外れた場合、Step1 に戻る。

以上の手順により、得られたハイペロンからの崩壊  $\pi^-$  中間子の運動量角度分布を図 3.11 に、また Spek-C の角度アクセプタンスに入った各ハイペロンからの崩壊  $\pi^-$  中間子運動量分布を図 3.12 に示す。

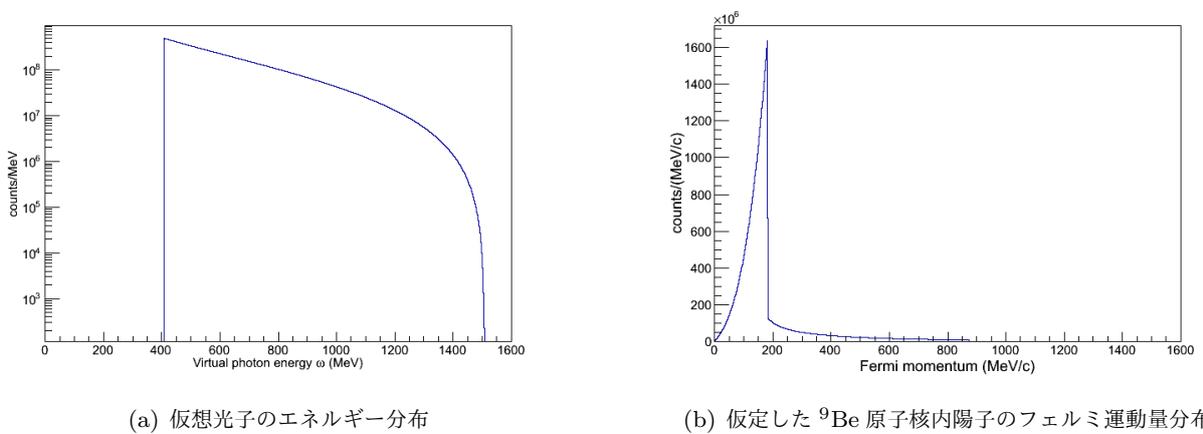


図 3.10: 生成した仮想光子のエネルギー分布および陽子のフェルミ運動量分布

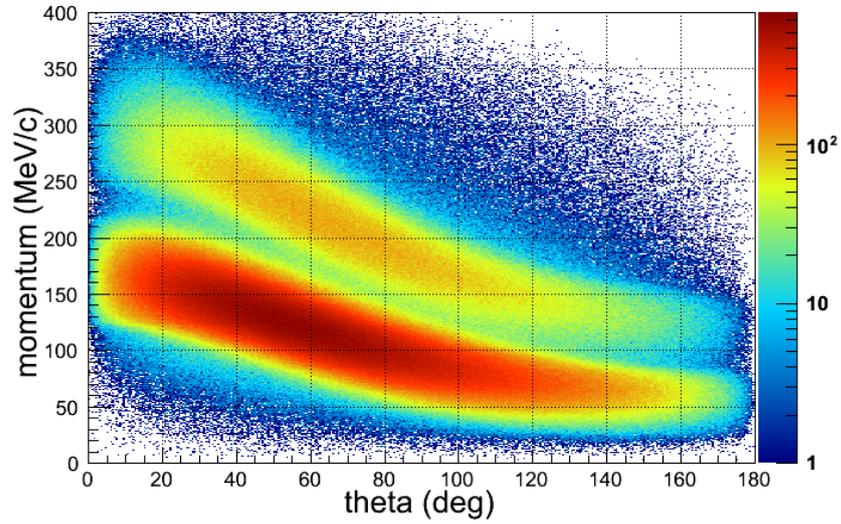


図 3.11: 生成したハイペロンからの崩壊  $\pi^-$  中間子の運動量角度分布。低い運動量ピークが  $\Lambda, \Sigma^0$ 、高い運動量ピークが  $\Sigma^-$  に起因する崩壊  $\pi^-$  中間子の分布となっている。

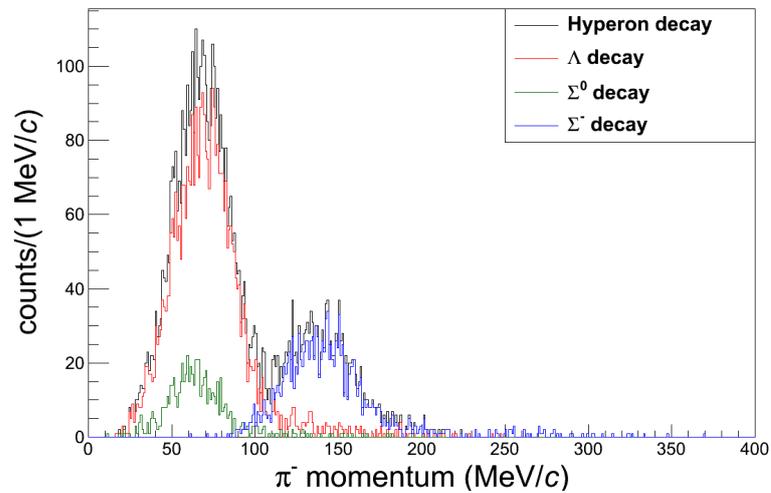


図 3.12: 生成したハイペロンからの崩壊  $\pi^-$  中間子の運動量分布

得られたハイペロンの分布を用いて QF バックグラウンドを生成した結果、設計した吸収体を置いた場合の total survival ratio は 33% となり、抑制効率は 67% という予想が得られた。

表 3.3: 製作した QF バックグラウンド吸収体の材料、厚さ

材料	HAC2(W:94%, Ni:4%, Cu:2%)[cite:Nittan_HAC2]
厚さ	30 mm
高さ	40 mm
幅	70 mm (Spek-A), 50 mm (Spek-C)



図 3.13: 製作した QF バックグラウンド吸収体の写真。左が Spek-A 側、右が Spek-C 側に設置される。

### 3.2.5 製作した QF バックグラウンド吸収体

製作した QF バックグラウンド吸収体の物質と寸法について表 3.3 にまとめた。また、製作した QF バックグラウンド吸収体の写真を図 3.13 に示す。

## 第4章 2014年に行ったハイパー核崩壊パイ中間子分光実験 (Hyper2014 実験)

我々は、 ${}^4\text{H}$  の質量絶対値を決定することに成功した Hyper2012 実験の結果を踏まえ、更に新たなハイパー核からの崩壊パイ中間子の運動量ピークを観測するために 2014 年 5 月～6 月に Hyper2014 実験を行った。この章では新たに加えた改善点を交えて Hyper2014 実験について説明したのち、実験結果について解析手法とともに述べる。

### 4.1 データ収集

#### 4.1.1 実験セットアップ

■ 標的 Hyper2014 実験で用いた標的システムの写真を図 4.1 に示す。また、実験に用いた標的について、表 4.1 にまとめた。標的は図 4.1(b) の上から順に 125  $\mu\text{m}$  厚  ${}^9\text{Be}$ (吸収体なし)、 ${}^{181}\text{Ta}$ 、 $\text{Al}_2\text{O}_3$ 、 ${}^{12}\text{C}$ 、125  $\mu\text{m}$  厚  ${}^9\text{Be}$ (吸収体あり)、250  $\mu\text{m}$  厚  ${}^9\text{Be}$ (吸収体あり) を使用した。Hyper2014 実験では、新たに QF バックグラウンド吸収体を導入した。吸収体は GUI 制御により、標的間距離を調整することができるようにした。標的フレームの回転及び位置制御のシステムは Hyper2012 実験と同様のものを用いた。

#### ■ スペクトロメータ

Hyper2014 実験におけるスペクトロメータの設定を表 4.2 にまとめた。Hyper2012 実験に対して、Spek-A, C の運動量アクセプタンスを異なる設定とした。より多くのハイパー核崩壊  $\pi^-$  中間子のピークを観測しようとしてより広い運動量領域をカバーするようにアクセプタンスを設定した Hyper2012 実験に対

表 4.1: Hyper2014 実験において用いた標的

物質	厚さ	密度	備考
${}^9\text{Be}$	125 $\mu\text{m}$	1.848 g/cm <sup>3</sup>	ハイパー核生成バックアップ標的 w/o absorber
${}^{181}\text{Ta}$	6 $\mu\text{m}$	16.6 g/cm <sup>3</sup>	Spek-A, Spek-C 運動量較正標的
$\text{Al}_2\text{O}_3$	2 mm	-	スクリーン標的
${}^{12}\text{C}$	200 $\mu\text{m}$	2.25 g/cm <sup>3</sup>	Spek-A, Spek-C 運動量較正標的
${}^9\text{Be}$	125 $\mu\text{m}$	1.848 g/cm <sup>3</sup>	ハイパー核生成メイン標的 w/ absorber
${}^9\text{Be}$	250 $\mu\text{m}$	1.848 g/cm <sup>3</sup>	ハイパー核生成メイン標的 w/ absorber

表 4.2: Hyper2014 におけるスペクトロメータの設定

	Spek-A	Spek-C	Kaos
中心運動量	125 MeV/c	121 MeV/c	924 MeV/c
ビーム軸に対する中心角度	+93.5°	-126°	0°
運動量アクセプタンス	±10%	±12.5%	±25%

して、より高統計を得ようとした Hyper2014 実験では、Spek-A, Spek-C の運動量アクセプタンスを同じ領域に設定した。

#### ■ スペクトロメータの改良

Hyper2014 実験において行ったスペクトロメータの改良について説明する。

- 鉛ウォール (Lead pile) の追加

Hyper2012 実験では、図 3.1 に示される Kaos の低運動量領域において鉛ウォール同士 (Lead wall, Lead stack) の間に隙間があり、その領域を通過してくる粒子が Kaos のシングルレートを上げる要因となっていた。Kaos シングルレートを抑えるため、Hyper2014 実験では、鉛ブロック (Lead pile) を新たに積み上げ、鉛ウォールの隙間を埋めた。Lead pile の設置位置を図 4.2 に示す。

- AC バッキングコイルの導入

Hyper2012 実験では、AC2 の低運動量領域のセグメント (0-2) について、Kaos Magnet に近い位置にあることから磁場の影響により、PMT がうまく動作せず、検出効率が低下するという問題があった。そのため、Kaos の磁場をキャンセルするバッキングコイルを PMT に巻き、コイルに流す電流を最適化した。

- 真空チェンバーの拡張

標的真空チェンバー、pion spectrometer 真空チェンバー間の窓を 120  $\mu\text{m}$  厚カプトンで覆っていたものを、同一真空チェンバーとした。これにより、カプトン中におけるエネルギー損失による  $\pi^-$  中間子運動量の系統誤差をなくすることができる。

- Spek-C トリガー改善

Spek-C のトリガーを ToF シンチレータのみでかけていたものを、ToF $\otimes$ dE とすることで、Spek-C のシングルレートを抑制した。

### 4.1.2 physics run summary

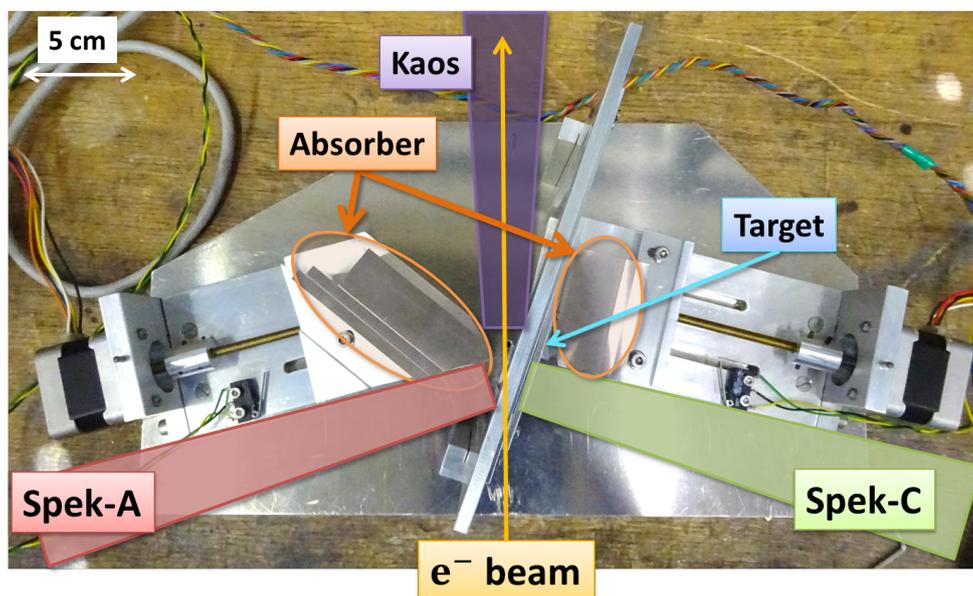
Hyper2014 実験の physics run について Hyper2012 実験との比較とともに表 4.3 にまとめた。入射電子の総電荷量は 80.8 C となり、DAQ および検出器に問題のなかったデータ (77.9 C) を選択して解析した。改良を加えたことで、Hyper2014 実験では、Hyper2012 実験と比較して  ${}^9\text{Be}$ (125  $\mu\text{m}$ ) 標的において、ビーム強度を  $\sim 2.5$  倍としたうえで、Kaos、Spek-C トリガーレートを同程度に抑え、Spek-A トリガーレートも  $< 2.2$  倍に抑えることができた。Kaos のトリガーレートの抑制効率については、次章のア

表 4.3: Hyper2014 実験における physics run のコンディション

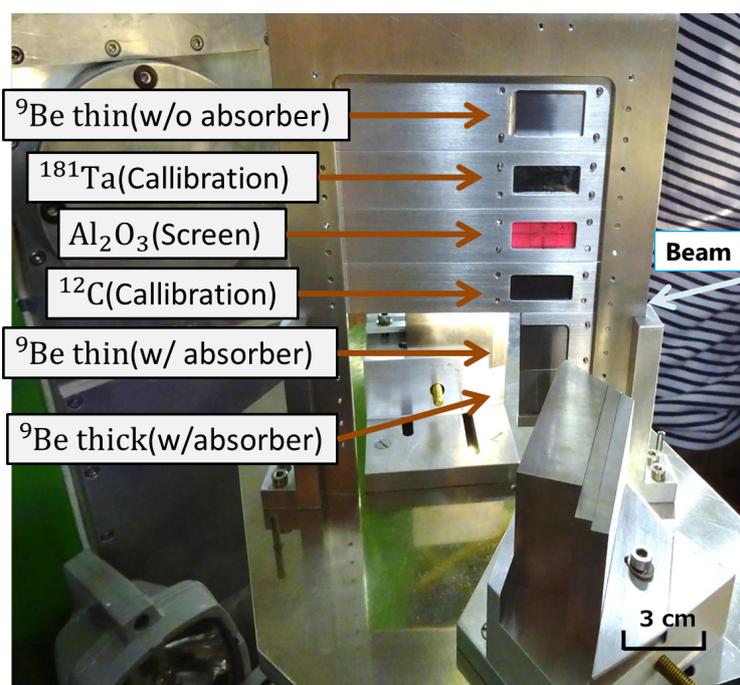
実験期間	Hyper2012	Hyper2014	
	10/24 - 11/12	05/27 - 06/30	
標的	${}^9\text{Be}(125 \mu\text{m})$	${}^9\text{Be}(125 \mu\text{m})$	${}^9\text{Be}(250 \mu\text{m})$
ビーム強度	20 $\mu\text{A}$	50 $\mu\text{A}$	30 $\mu\text{A}$
総電荷量	20.8 C	80.8 C	-
解析したデータにおける電荷量	16.6 C	66.4 C	11.5 C
Kaos トリガーレート	30 kHz	27 kHz	39 kHz
Spek-A トリガーレート	30 kHz	65 kHz	57 kHz
Spek-C トリガーレート	28 kHz	29 kHz	32 kHz
DAQ トリガーレート	110 ~ 120 Hz	130 ~ 150 Hz	165 ~ 200 Hz
DAQ efficiency	87.3%	78.9%	60.1%

クシデンタルバックグラウンド抑制効率の評価において詳しく述べる。

また、図 4.3 に TOF wall の各セグメントの時間分解能およびエネルギー分解能を示す。各ウォールについて平均した時間分解能  $\sigma_T$  は、G wall において  $\sigma_T^G = 91$  ps、I wall において  $\sigma_T^I = 93$  ps、H wall において  $\sigma_T^H = 111$  ps となり、エネルギー分解能  $\sigma_E$  は G wall において  $\sigma_E^G = 0.332$  MeV、I wall において  $\sigma_E^I = 0.327$  MeV、H wall において  $\sigma_E^H = 0.352$  MeV であった。



(a) 標的システム



(b) 標的フレーム

図 4.1: Hyper2014 における標的システムおよび標的フレームの写真。標的フレームの回転及び位置制御のシステムは Hyper2012 実験と同様である。標的は上から 125  $\mu\text{m}$  厚  $^9\text{Be}$ (吸収体なし)、 $^{181}\text{Ta}$ 、 $\text{Al}_2\text{O}_3$ 、 $^{12}\text{C}$ 、125  $\mu\text{m}$  厚  $^9\text{Be}$ (吸収体あり)、250  $\mu\text{m}$  厚  $^9\text{Be}$ (吸収体あり) を取り付けた。QF バックグラウンド吸収体はそれぞれ GUI 制御で標的間の距離の調整をすることができるようにした。

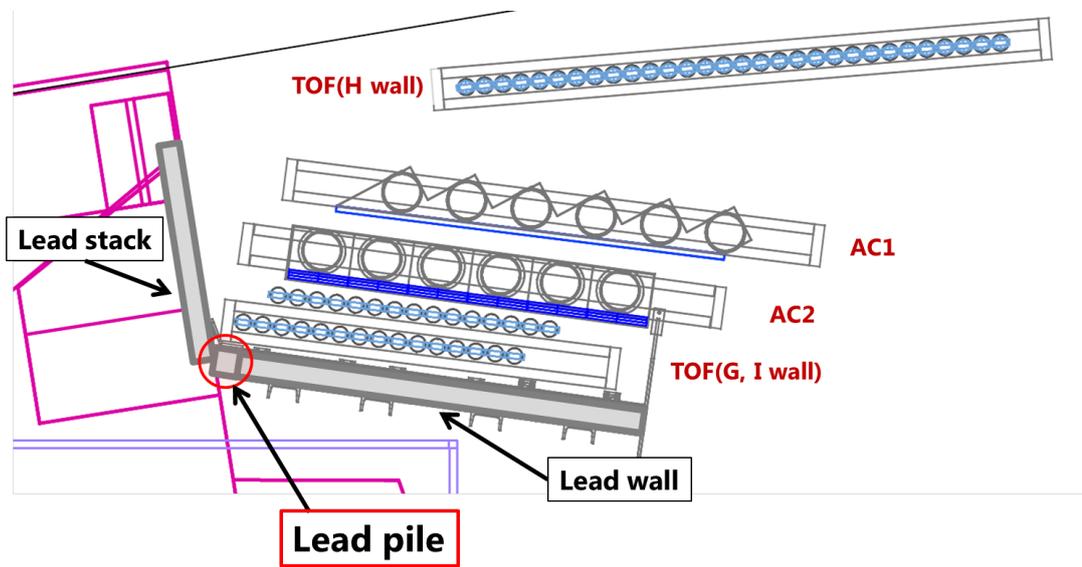
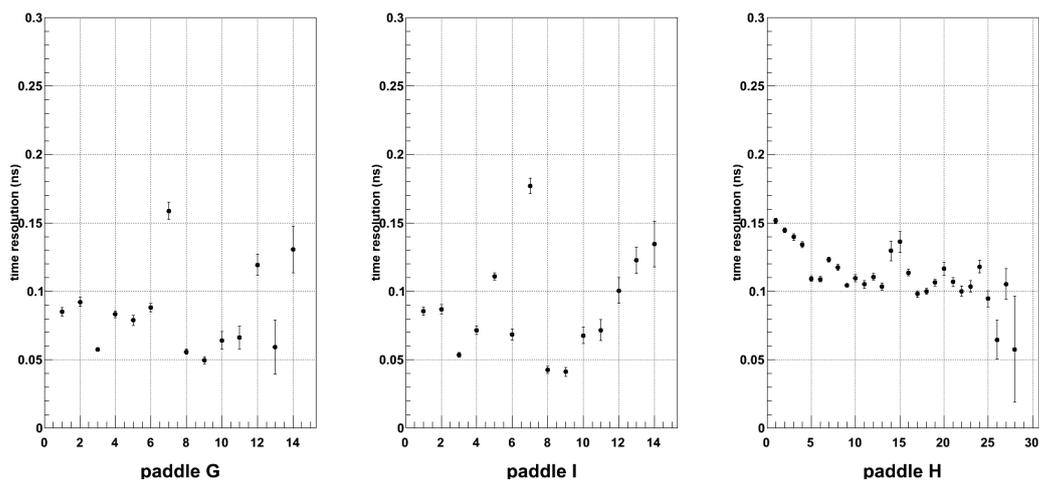
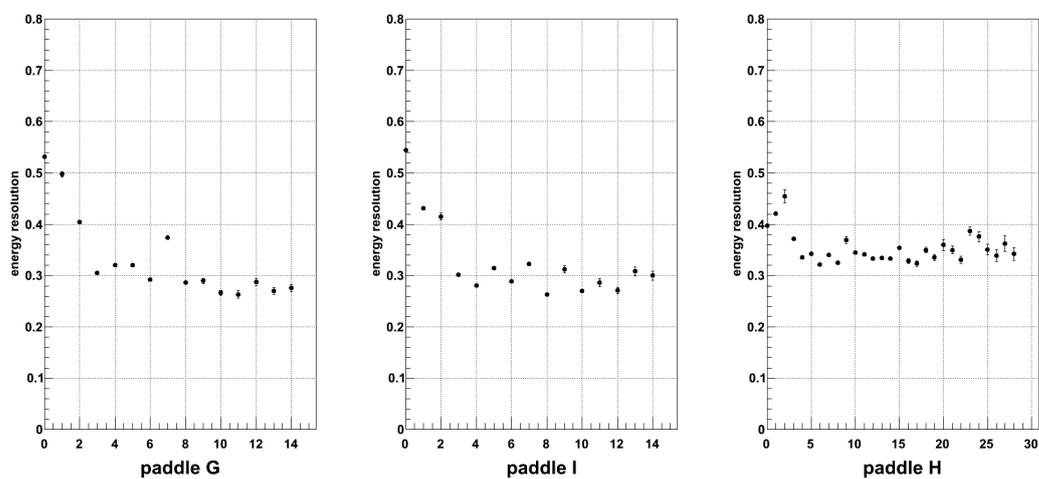


図 4.2: Lead pile 設置位置



(a) TOF wall の各セグメントにおける時間分解能



(b) TOF wall の各セグメントにおけるエネルギー分解能

図 4.3: TOF wall の各セグメントにおける時間分解能およびエネルギー分解能

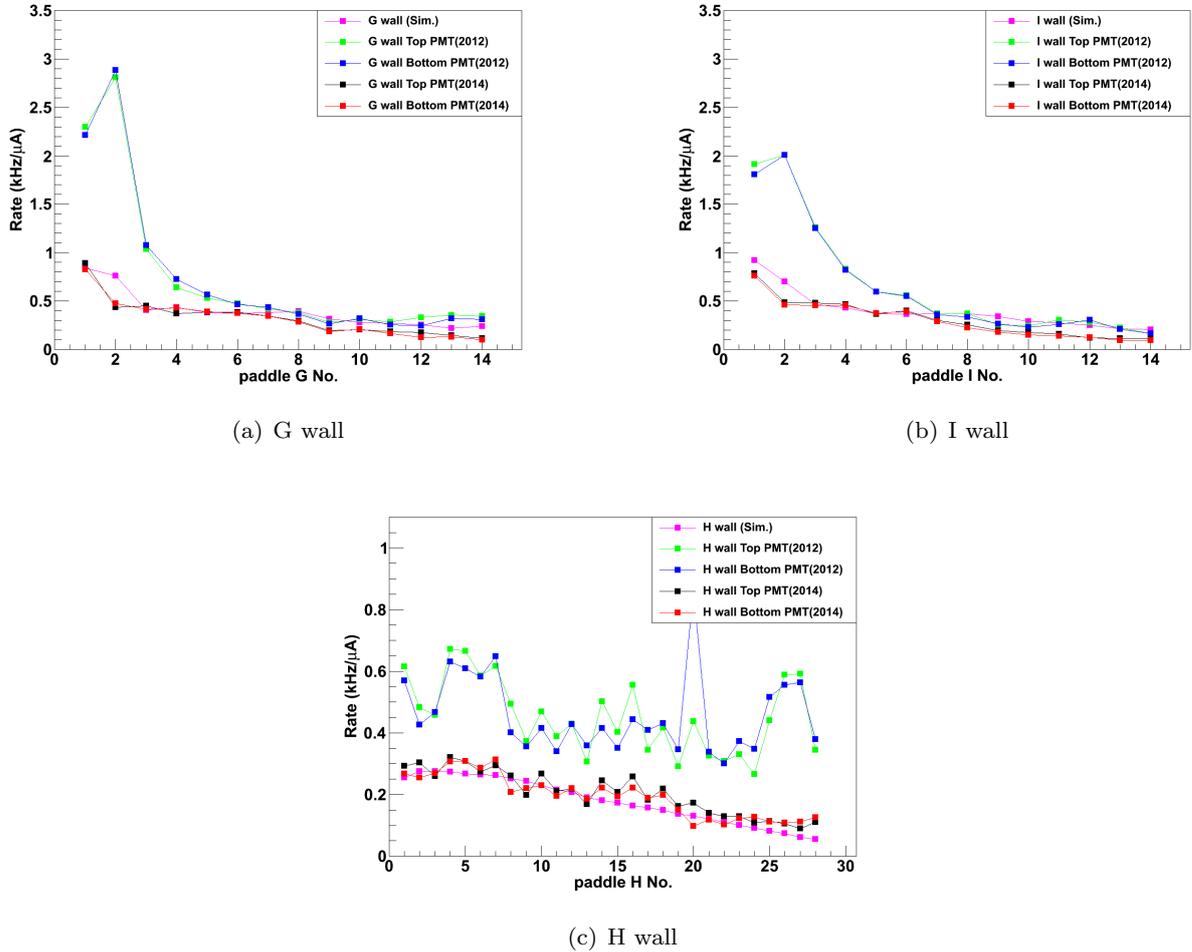


図 4.4: Hyper2012, 2014 実験およびシミュレーションにおける単位ビーム強度 ( $\mu A$ ) あたりの計数率の比較。それぞれ (a)G wall, (b)I wall, (c)H wall の各セグメントごとの計数率を示す。

## 4.2 バックグラウンド抑制方法の評価

### 4.2.1 Lead pile 追加による計数率抑制効率の評価

Lead pile を追加設置したことによる計数率抑制効率について Hyper2012, 2014 実験の結果の比較から評価した。Hyper2012, 2014 実験における TOF wall の各セグメントにおける単位ビーム強度 ( $\mu A$ ) あたりの計数率をシミュレーションの予想とともに図 4.4 に示す。本結果から求めた Lead pile の追加による各 TOF wall の計数率の抑制効率をシミュレーションの予想値とともに表 4.4 に示す。G wall の low momentum side に対して 65%、全セグメントについて 55%、I wall の low momentum side に対して 57%、全セグメントについて 53%、H wall の全セグメントについて 56% の計数率抑制効率が得られ

表 4.4: Hyper2012, 2014 実験の比較から得られた lead pile の追加による各 TOF wall に対する計数率抑制効率

TOF wall	low momentum side	全セグメント
G wall	65%	55%
I wall	57%	53%
H wall	-	56%

た。この結果はシミュレーションとも良い一致を見せている。また、最も高い計数率であった G wall のセグメント 2 においては、2.9 kHz/ $\mu$ A から 0.43 kHz/ $\mu$ A まで抑制することができた。その抑制効率は 85% である。

Lead pile の追加設置により、Hyper2014 実験では、Hyper2012 実験の約 2.5 倍のビーム強度を用いながら、Kaos のトリガーレートを同程度に抑えることができ、結果として、Kaos の計数率抑制効率は 64% を達成し、計数率を 36% まで抑制することに成功した。

#### 4.2.2 QF バックグラウンド吸収体の QF バックグラウンド抑制効果の評価

QF バックグラウンド吸収体の QF バックグラウンド抑制効果の評価を行う。

初めに吸収体によりハイパー核からの  $\pi^-$  中間子が抑制されていないかを確認した。図 4.5 に Spek-C により検出した粒子の標的位置における角度および運動量分布の Hyper2012, 2014 実験の比較を示す。これより、吸収体により pion spectrometer のアクセプタンスに対する過剰な  $\pi^-$  の抑制がなされていないことが確認できた。

次に吸収体の抑制効果の評価方法として、Hyper2012, 2014 実験における  $\pi^-K^+$  および  $\pi^-\pi^+$  同時計数イベント数の比較を行った。以下、本評価方法について説明する。pion spectrometer で検出されるハイペロンの弱崩壊に起因するパイ中間子の数は、吸収体を設置することで減少すると期待される。したがって、 $K^+\pi^-$  同時計数イベント数は、他のコンディションが同じである場合、Hyper2014 実験では相対的に小さくなると予想される。

一方、 $\pi^-\pi^+$  同時計数イベントにおける  $\pi^-$  は標的内における強い相互作用による反応に起因するため、ハイペロンの弱崩壊に比べ反応時間が非常に小さく、その大部分が標的位置から放出される。よって、 $\pi^-\pi^+$  同時計数イベントに対するバックグラウンド吸収体による影響は無いと考えられ、他のコンディションが同じであれば、Hyper2012, 2014 実験で同程度になると予想される。

したがって、 $K^+\pi^-$  および  $\pi^+\pi^-$  同時計数イベント数の比をとり、Hyper2012, 2014 実験の比較をしたとき、ハイペロン起因のパイ中間子が抑制されていた場合、Hyper2014 実験における値が Hyper2012 実験に比べ小さくなると考えられる。以上より、Hyper2012, 2014 実験における  $\pi^-K^+$  および  $\pi^-\pi^+$  同時計数イベント数の比の比較から吸収体の QF バックグラウンド抑制効果の評価を行った。

Hyper2012, 2014 実験で収集したデータから  $\pi^-K^+$  および  $\pi^-\pi^+$  同時計数イベント数を見積もるに当たり、Hyper2014 実験について、吸収体以外の影響を抑えるため、次の要件を満たすデータを選択し

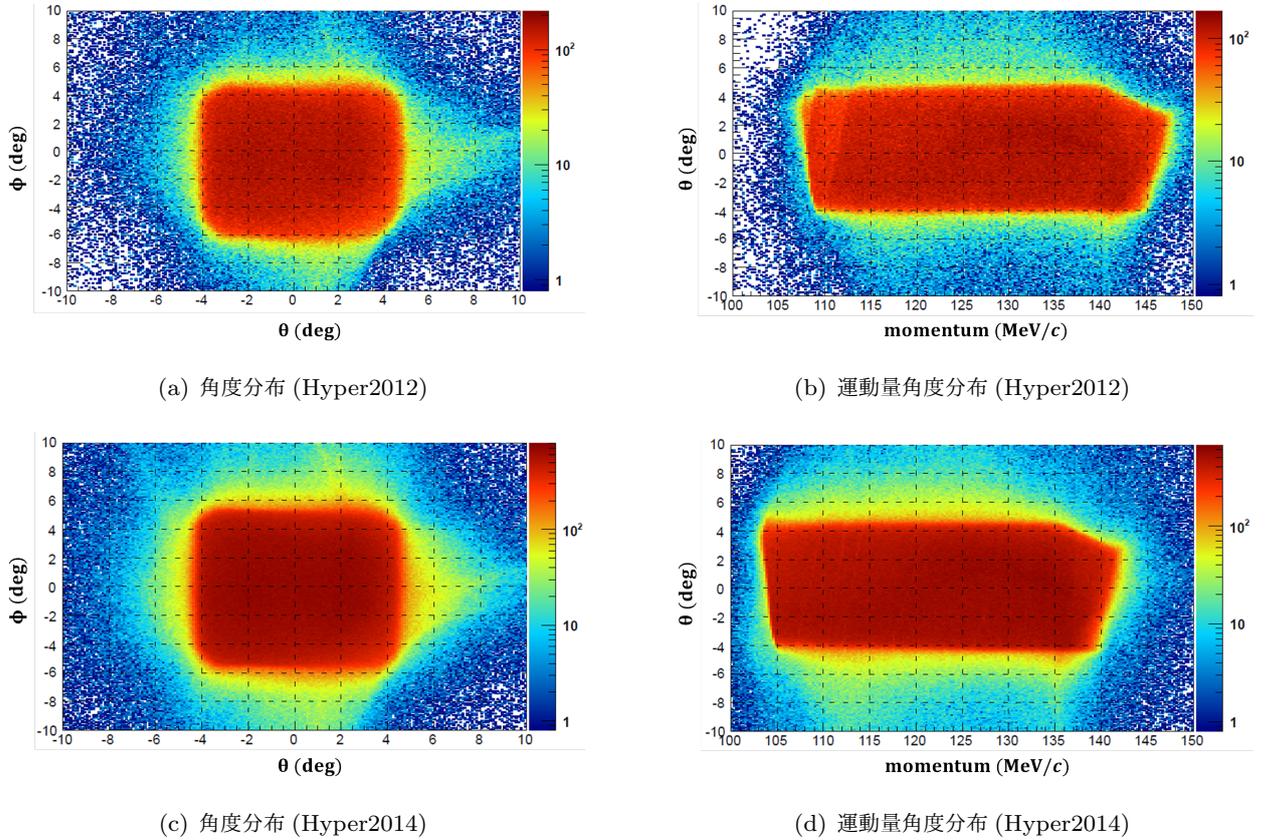


図 4.5: Spek-C により検出された粒子の標的位置の角度および運動量分布の Hyper2012, 2014 実験における比較

た。まず、標的として  $125 \mu\text{m}$  厚  ${}^9\text{Be}$  を使用したもの、次に、Lead pile の影響をなくすため、G wall high momentum side のセグメント ( $>G4$ ) を通過したイベントを選択した。また、Spek-C の運動量アクセプタンスについて、Hyper2012 実験と Hyper2014 実験でオーバーラップした範囲内のイベントを選択した。上記の条件の下で選択したデータに対し、単位電荷あたり (/mC) の  $\text{K}^+\pi^-$  および  $\pi^+\pi^-$  同時計数イベントの数とその比 ( $N(\pi^+\pi^-)$ ,  $N(\text{K}^+\pi^-)$ ,  $N(\text{K}^+\pi^-)/N(\pi^+\pi^-)$ ) を求めた。

上記の条件の下で選択したデータに対し、次のような閾値を用いた粒子弁別を行い、単位電荷あたり (/mC) の  $\text{K}^+\pi^-$  および  $\pi^+\pi^-$  同時計数イベントの数とその比 ( $N(\pi^+\pi^-)$ ,  $N(\text{K}^+\pi^-)$ ,  $N(\text{K}^+\pi^-)/N(\pi^+\pi^-)$ ) を求めた。粒子識別では、速度  $\beta$ , エネルギー損失  $dE/dx$ , AC の NPEs の 3 つのパラメータに対し、次式で記述した閾値条件を用いた。

$$\left(\frac{\beta - \bar{\beta}}{\sigma_\beta}\right) < 1 \otimes \left(\frac{dE/dx - \overline{dE/dx}}{\sigma_{dE/dx}}\right) < 1 \otimes \left(\frac{NPE - \overline{NPE}}{\sigma_{NPE}}\right) < 1 \quad (4.1)$$

求めた値を表 4.5 に示す。  $N(\pi^+\pi^-)$  が Hyper2012, 2014 実験で統計誤差の範囲内でよく一致したことが

表 4.5: Hyper2012, Hyper2014 実験における単位電荷 (mC) あたり  $\pi^-$ - $K^+$  および  $\pi^-$ - $\pi^+$  同時計数イベントのカウント数

	$N(\pi^- \pi^+)$ (counts/mC)	$N(\pi^- K^+)$ (counts/mC)	$N(\pi^- K^+)/N(\pi^- \pi^+)$
Hyper2012	$0.825 \pm 0.007$	$0.01197 \pm 0.0008$	$0.0148 \pm 0.0010$
Hyper2014	$0.824 \pm 0.004$	$0.01256 \pm 0.0004$	$0.0158 \pm 0.0005$

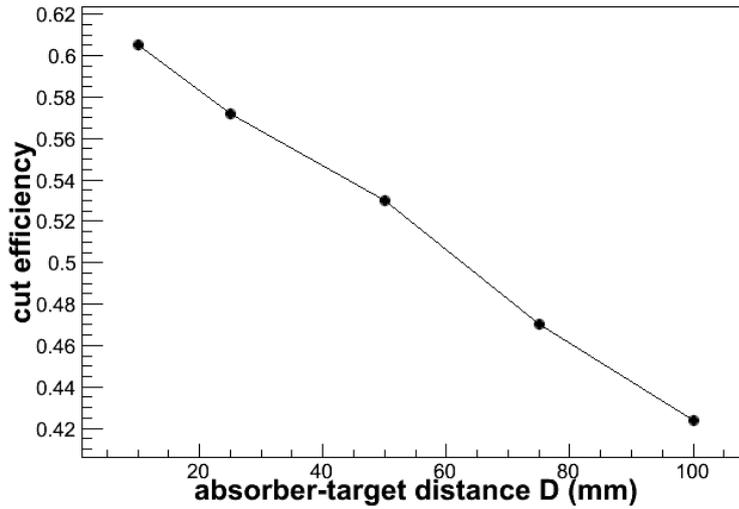


図 4.6: 抑制効率の吸収体、標的間距離 (D) 依存性

ら選択したイベントの整合性が確認できた。Hyper2012, 2014 実験の  $N(\pi^- K^+)/N(\pi^- \pi^+)$  の比として、

$$\frac{(N(\pi^- K^+)/N(\pi^- \pi^+))_{2014}}{(N(\pi^- K^+)/N(\pi^- \pi^+))_{2012}} = 1.05 \pm 0.08 \quad (4.2)$$

という予想と違う値が得られた。この結果は、吸収体の設計時に行った予想より、ビーム前方において弱崩壊し  $\pi^-$  を放出するハイペロンの数が少ないことを示唆するものである。

一つの要因として、吸収体の設置位置がずれていたことが挙げられる。抑制効率の吸収体と標的間距離 (D) 依存を図 4.6 に示す。吸収体が 100 mm 離れていた場合、抑制効率は 42% となるが、これは本結果を説明できる値ではない。また実験上、数 cm 設置位置を間違えることは考えにくいので、設置位置のずれによる影響は小さいと考えられる。仮に 1 cm ずれていた場合でも、抑制効率は予想していた値より 7% 程度の低下にとどまる。

もう一つの要因として、設計時に行ったシミュレーションにおけるハイペロン生成時の運動量分布が現実の分布と異なっていた、ということが挙げられる。そこで、シミュレーションでハイペロンの運動量分布の算出のために仮定した  ${}^9\text{Be}$  原子核内陽子のフェルミ運動量分布の妥当性について検証を行った。図 3.10(b) で仮定していた陽子のフェルミ運動量分布を 3 つの領域 (a), (b), (c) に分け、それぞれの領域をフェルミ運動量分布と仮定したときのハイペロンの崩壊位置分布の変化を見てみた。(a)  $p_F \sim 0$  MeV/c、

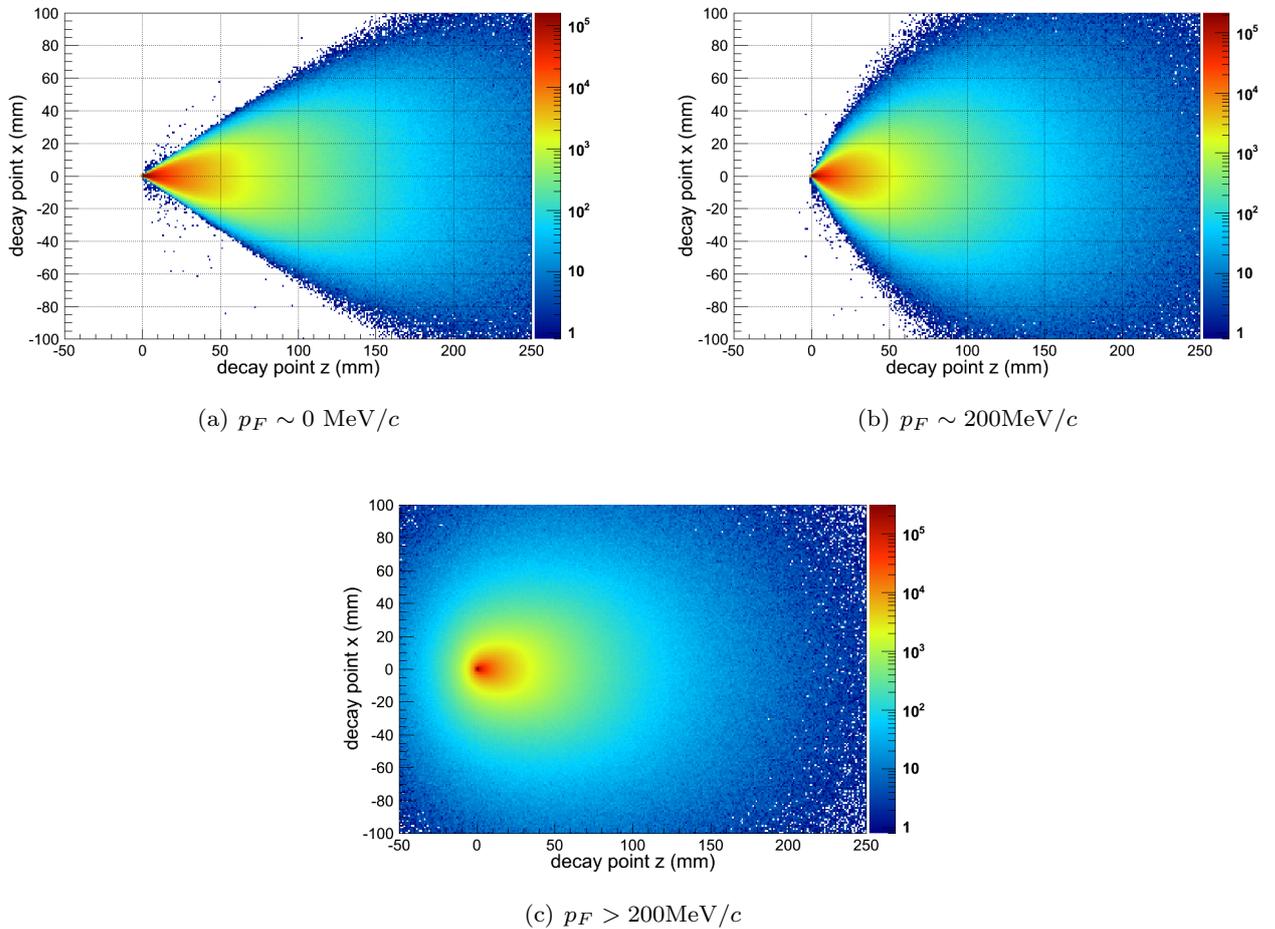


図 4.7:  ${}^9\text{Be}$  原子核内陽子のフェルミ運動量を仮定したときのハイペロン崩壊位置分布。陽子の運動量が大きいほど、ハイペロンの崩壊位置が標的中心の球面一様な分布に近づくことがわかる。

(b) $p_F \sim 200 \text{ MeV}/c$ 、(c) $p_F > 200 \text{ MeV}/c$  の領域に分けた。得られたハイペロンの崩壊位置分布を図 4.7 に示す。これより、陽子の運動量が大きいほど、ハイペロンの崩壊位置が標的中心の球面一様分布に近づくことがわかる。ハイペロンの崩壊位置が球面一様分布に近いとすると、吸収体はビーム前方で放出された  $\pi^-$  中間子しか抑制することができないため、吸収体の抑制効率は予想より低くなる。したがって、陽子の運動量が仮定より大きい領域からの寄与が大きいとすると本実験結果を説明する一つの要因となりうる。図 4.7(c) の分布を仮定した場合、抑制効率は予想よりも 30% 程度低下しうる。

本実験結果から、吸収体の抑制効率の改善のためには、ハイペロンの運動量分布について再考し、ビーム前方のみだけでなく、ビーム後方からの崩壊  $\pi^-$  中間子をも抑制可能な吸収体を設計する必要があると考えられる。

## 第5章 まとめと考察

2014年に行ったハイパー核崩壊パイ中間子分光実験 (Hyper2014 実験) において前回実験 (Hyper2012) で観測されなかったハイパー核の質量の精密測定に向け、S/N 比を改善するため、新たなバックグラウンド抑制方法を導入した。

まず、Hyper2012 実験時に制動放射により生成される大量の  $e^+$  を抑制するために設置されていた 2 枚の鉛ウォールの間が存在した隙間を埋めるよう新たに鉛ブロックを追加、設置した。これにより、各 TOF wall に対して、計数率が抑制され、結果としてビーム強度を約 2.5 倍にしたうえで、Kaos シングルレートを同程度に抑えることに成功した。Lead pile の追加設置による Kaos の計数率抑制効率は 64% を達成した。

次に、従来の  $K^+$  同定によるハイパー核識別法では抑制することのできなかった QF バックグラウンドの新たな抑制方法として、タングステン合金を用いた QF バックグラウンド吸収体を考案、導入した。結果として、Hyper2012, 2014 実験の  $N(\pi^-K^+)/N(\pi^-\pi^+)$  の比として、

$$\frac{(N(\pi^-K^+)/N(\pi^-\pi^+))_{2014}}{(N(\pi^-K^+)/N(\pi^-\pi^+))_{2012}} = 1.05 \pm 0.08 \quad (5.1)$$

という予想と違う値が得られた。これはシミュレーションにおいてハイペロン運動量分布を仮定した予想より、標的からビーム前方に運動後、弱崩壊して  $\pi^-$  中間子を放出するハイペロンの数が少ないことを示唆する。

要因として、吸収体の設置位置に設計とのずれがあった可能性について検討した。仮に 1 cm のずれがあったとしても、抑制効率は予想より 7% 程度の低下にとどまり、設置位置のずれによる影響は小さいと考えられる。またもう一つの要因として、シミュレーションにおけるハイペロン運動量分布の決定時に仮定した仮想光子が反応する原子核内陽子の持つ運動量分布が実際の分布と相違があったということが挙げられる。フェルミ運動量分布において大きい運動量領域の寄与が大きいとすると、ハイペロンの運動量分布がビーム前方に集中していたものがより球面一様分布に近づいた分布となるため、吸収体の抑制可能範囲外で崩壊するハイペロンの数が増え、結果として吸収体の抑制効率が低下する。

今後の実験において、吸収体を運用する場合、ハイペロンの運動量分布について再考し、抑制効率を上げるため、ビーム前方のみだけでなく、ビーム後方にも吸収体を設置する必要があると考えられる。

## 謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々の御助力を頂けたことを感謝いたします。

中村哲教授には、本研究のシミュレーション、解析について数多くのアドバイスを頂きました。また、ドイツ・マインツで行った Hyper2014 実験、物理学会での発表、研究会など、原子核物理に深く関わる貴重な機会を多く頂けたことを心より感謝しております。田村裕和教授には、ハイパー核ゼミや研究会でハイパー核の物理についてその素晴らしさを御教授頂きました。塚田暁助教には、Hyper2014 実験において御指導頂きました。データ収集の成功は、塚田助教のお力添えがあってこそのものでした。藤井優助教には、本研究のシミュレーション、解析のため、研究室 PC を利用するにあたり、多くの御助力を頂きました。金田雅司助教には、物理学業界の慣習について多く御教授頂きました。小池武志準教授、鷗飼美冬研究機関講師、三輪浩司助教には、ゼミ、ミーティングで多くのアドバイスをいただきました。千賀信幸氏、梅津裕生氏には、吸収体設計時に多くのアドバイスを頂くとともに、放射線管理をはじめ、研究環境の整備に御助力頂きました。また、出張や物品購入の事務関係について、和田陽子氏、鈴木由美氏に大変お世話になりました。本当にありがとうございました。

永尾翔氏には、本研究の全行程において、多大な御助力を頂きました。初めてのドイツで1か月間無事、実験を行うことができたのは、ひとえに永尾氏のおかげです。また、プログラミングから原子核物理の質問まで、常時変わらず丁寧な回答をして頂いたこと、心より感謝申し上げます。後神利志氏には、学部時にシミュレーションのなんたるかについて一から御教授頂きました。御教授頂いた知識は吸収体設計時に大いに役立ちました。赤澤雄也氏、佐々木侑輝氏、和田泰敬氏には、研究内容のみならず、大学生生活に関するアドバイスも頂きました。先輩方から学んだことを胸に刻み、修了後も精一杯頑張りたいと思います。本当にありがとうございました。

同輩の市毛夏美氏、江藤大二郎氏、須藤貞美氏、藤田真奈美氏、本田和久氏、渡邊跡武氏にも感謝しています。後輩の秋枝智美氏、池田迪彦氏、小椋裕氏、今紘史氏、富田翔子氏、外山裕一氏、二宮亜紀氏からも、日々新たな刺激、やる気を頂きました。切磋琢磨し、楽しい日常生活を送ることが出来たのは、同輩後輩諸君のおかげです。本当にありがとうございました。

最後に、ここまで不自由なく勉学に勤しむことができたのは、家族の支えがあってのものでした。ここで心より感謝申し上げます。本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] J. Beringer *et al.*, Phys. Rev. D **86** (2012) 010001.
- [2] M. Danysz and J. Pniewski, Phil. Mag. 44(1953) 348.
- [3] A. Esser, S. Nagao *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 232501.
- [4] M. Sotona, Czech. J. Phys. (2000) 50:49-68.
- [5] C. E. Hyde *et al.*, Proc. 1985 CEBAF Summer Workshop, 1985.
- [6] K. -H. Glander *et al.*, Eur. Phys. J. A **19** (2004) 251.
- [7] M. E. McCracken *et al.*, Phys. Rev. C **81** (2010) 025201.
- [8] B. Dey *et al.*, Phys. Rev. C **82** (2010) 025202.
- [9] S. A. Pereira *et al.*, Phys. Lett. B **688** (2010) 289.
- [10] T. Mart and C. Bennhold, Phys. Rev. C **61** (1999) 012201.
- [11] T. Mizutani *et al.*, Phys. Rev. C **58** (1998) 75.
- [12] T. RCorthals *et al.*, Phys. Rev. C **73** (2006) 045207.
- [13] S. Nagao, Tohoku University, Doctoral thesis (2015).
- [14] G. Audi, *et al.*, Nucl. Phys. A **729** (2003) 337.
- [15] D. H. Davis, Nucl. Phys. A **754** (2005) 3c-13c.
- [16] O. Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. **57** (2006) 564-653.
- [17] F. Cusanno and G. M. Urciuoli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 202501.
- [18] S. N. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 012502.
- [19] <http://wwwa1.kph.uni-mainz.de/A1/>.
- [20] K. H. Kaiser *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A **593** (2008) 159.
- [21] P. Achenbach, Institut für Kernphysik Johannes Gutenberg Universität Mainz, Habilitation (2010).
- [22] <http://www.crystals.saint-gobain.com/>.
- [23] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.
- [24] <http://www.labsphere.com/>.
- [25] S. Nozawa and T.-S.H. Lee, Nucl. Phys. A **513** (1990) 511.
- [26] A. Bodek and J.L. Ritchie, Phys. Rev. D **23** (1981) 1070.
- [27] [http://www.nittan.co.jp/tech/gihou/heavyalloy\\_036.html](http://www.nittan.co.jp/tech/gihou/heavyalloy_036.html).
- [28] <http://portal.kph.uni-mainz.de/MAID//kaon/>.