

修士論文
FPGA を用いた HRS-HKS 同時計測
トリガー系の開発
-JLab における高精度ハイパー核分光実験-



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

片山 一樹

概要

ハイパー核とは、ストレンジクォークを含んだバリオンであるハイペロンを構成要素に持つ原子核である。ハイパー核質量分光実験は、原子核構造やバリオン間相互作用、さらには中性子星のようなエキゾチックな高密度核物質の内部構造の解明のための重要なデータを与える。

我々国際研究共同グループは、2000年代初頭より米国ジェファーソン研究所において連続電子線加速器 CEBAF を用いて $(e, e'K^+)$ 反応分光実験を行っている。 $(e, e'K^+)$ 反応分光実験は、電磁相互作用によってハイパー核を生成し、散乱電子と K^+ 中間子の運動量を同時に測定することで、欠損質量法によりハイパー核の質量を測定する。CEBAF による高品質・大強度な電子ビームと、高分解能スペクトロメータを用いることで 1 MeV(FWHM) を切るような高質量分解能と 100 keV 程度の高い確度を持ったハイパー核の質量分光を実現してきた。一方、 $(e, e'K^+)$ 反応のハイパー核生成断面積は (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応と比べて小さい。また、電磁生成起因のバックグラウンドが非常に多い。そのため、信号・ノイズ比を高めた効率的なデータ収集を行うための工夫が欠かせない。我々は、これまでセットアップの改良・スペクトロメータの新設・粒子検出器の性能向上を重ねながら幾度も実験を行い、質量数 $A=1-52$ までのハイパー核質量分光を行ってきた。

我々は現在、さらに質量数領域を広げた次世代実験を計画している。主な標的は $^3,^4\text{He}$ 、 $^{40,48}\text{Ca}$ 、 ^{208}Pb である。 $(e, e'K^+)$ 反応分光実験における主なバックグラウンドは標的での制動放射によるものであり、標的の原子番号の 2 乗に比例して急激に増加するため、特に ^{208}Pb 標的で大量のバックグラウンドが発生すると予想される。また、 $^3,^4\text{He}$ は気体標的であり、気体を封入するためのセル (Al) が厚いため、セル起因のバックグラウンドが大量に発生する可能性がある。これらのバックグラウンドは、入射電子エネルギーが増加するほど前方に放出される。そのため、次世代実験では従来よりビームエネルギーを高め、前方を避けてスペクトロメータ (HRS-HKS) を設置することによって、これらのバックグラウンドを抑え、効率的なデータ収集を行う予定である。

本研究では、物理計算とモンテカルロシミュレーションを用いて次世代実験セットアップにおけるバックグラウンド計数率を見積もった。その結果、個体標的については散乱電子と K^+ 中間子の同時測定を要求するのみで十分データ収集が可能であることが明らかになった。一方、気体標的については気体を封入するためのセルに起因するバックグラウンドが多く、データ収集段階 (トリガー段階) でチェレンコフ検出器を用いたバックグラウンドの除去を行う必要があることが判明した。そのため、標的とそのバックグラウンドの状況によって柔軟にトリガー条件を切り替えて測定をする必要がある。また、これまでトリガー回路を構築していた FPGA モジュールがレガシー化してしまい、現在のスタンダードな PC では制御が困難であるため、新たな FPGA モジュールを検討し、実動作試験を行った上でトリガー回路を構築した。さらに、実際の実験における具体的な運用方法についても議論し、効率的なデータ収集を円滑に行うためのシステムについてまとめた。

目次

第 1 章	序論	3
1.1	ハイパー核	3
1.2	ハイパー核研究の意義	3
1.3	ストレンジネス研究の歴史	5
1.4	本研究の目的	5
第 2 章	$(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核分光実験	7
2.1	$(e, e'K^+)$ 反応の素過程	7
2.2	$(e, e'K^+)$ 反応の特徴	11
2.3	$(e, e'K^+)$ 実験	14
2.4	JLab CEBAF	14
2.5	過去の $(e, e'K^+)$ 実験	16
第 3 章	HRS-HKS を用いた次世代実験	22
3.1	実験目的	22
3.2	実験セットアップ	27
3.3	予想されるバックグラウンド計数率	44
第 4 章	HKS 側トリガー回路の開発・研究	50
4.1	トリガー回路設計のコンセプト	50
4.2	FPGA を用いたトリガー回路設計	52
4.3	宇宙線・線源を用いた FPGA モジュールの実動作試験	55
4.4	ビームを用いた FPGA モジュールの実動作試験	58
4.5	次世代実験における HKS Trigger 回路の設計	65
4.6	具体的な運用方法と今後の課題	76
第 5 章	まとめ	79
	参考文献	82

第1章

序論

1.1 ハイパー核

世界は何からできているのか？この疑問との格闘の歴史が物理学史の中心的な趨勢の一つであることは疑いようもない。物理学の発展に伴い、この疑問に対し様々な解答が与えられ、物質世界の階層構造が解明されてきた。Mendeleev は周期表という解答を与え、物質が 100 種類以上の原子からできていることを明らかにした。Rutherford は原子核を発見し、多様な原子の基礎的な構造-原子核と電子-を明らかにした。原子核の構成要素はたった 2 種類の核子 (陽子と中性子) であり、核子の数の違いが原子の多様性を生み出している。さらに核子もクォークと呼ばれる素粒子から構成されていることが判明した。クォーク同士を結びつけて核子を構成する力、また核子同士を結びつけて原子核を構成する力を強い相互作用と呼ぶ。電子やニュートリノは、強い相互作用の影響を受けないため、クォークではなくレプトンという別のグループに属している。ニュートリノは弱い相互作用のみに支配され、電子は弱い相互作用と電磁相互作用の影響を受ける。これら物質を構成する素粒子であるクォーク、レプトンとそれらの間に働く 3 つの相互作用をまとめたものを標準理論という。

標準理論において、クォークとレプトンはそれぞれ 6 種類ずつ存在するとされており、全て実験で確認されている。クォークが強い相互作用で結び付けられたものをハドロンと呼び、ハドロンのうちクォーク 2 つから構成されるものをメソン、クォーク 3 つから構成されるものをバリオンと呼ぶ。核子はバリオンの一種であり、u クォークと d クォークから構成される。我々の世界はほとんどがこの 2 種類のクォークから構成されているのである。u クォークと d クォークの次に軽い s クォークが含まれたバリオンをハイペロンと呼ぶ。また、ハイペロンが含まれた原子核をハイパー核といい、我々の興味の対象である。

1.2 ハイパー核研究の意義

ハイパー核を研究することには以下のような意義がある。

1. バリオン間相互作用の研究

核子-核子 (NN) 間に働く相互作用は豊富な散乱実験データからよく理解されている。この相互作用を一般のバリオン-バリオン (BB) 間相互作用に拡張することは原子核物理学における大きな目標の一つである。そこで、核子の次に軽いバリオンであるハイペロンにおける相互作用である、ハイペロン-核子 (YN) 間相互作用やハイペロン-ハイペロン (YY) 間相

相互作用を研究することは自然な流れである。近年、これらを実験的に研究するために、散乱実験 [1, 2] やコライダーを用いたフェムトスコーピー [3]、そしてハイパー核分光実験が精力的に行われている。相互作用の研究に最も効果的なのは散乱実験であるが、ハイペロンの寿命は非常に短く、散乱実験を行うのは困難でありデータが乏しい。そのため、ハイペロンを原子核内に束縛させたハイパー核の研究は YN 相互作用を研究する最も重要な手法の一つである。

2. 原子核深部の探索

ハイペロンは核子とは別種の粒子であるため、核子からのパウリの排他律の影響を受けずに原子核の深部まで探ることができる。こうして深く束縛されたハイパー核を研究することにより、原子核深部の情報を抜き出すことができる。図 1.1 は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で測定された $^{89}_{\Lambda}\text{Y}$ の質量スペクトルである [4]。

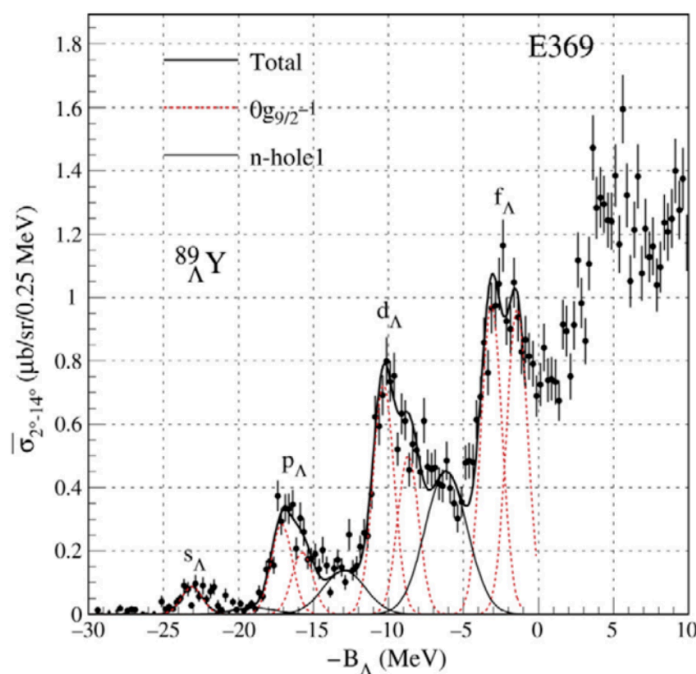


図 1.1 KEK E369 実験で測定された $^{89}_{\Lambda}\text{Y}$ の質量スペクトル [4]。

このスペクトルから、原子核深部においても独立粒子模型が成立していることがはっきりと示された。このように、ハイペロンは原子核深部を探索するプローブとなる。

3. 非対称核物質の研究

大質量星の成れの果てである中性子星は宇宙で最も高密度な核物質である。中性子星の内部はほとんどが中性子で構成された非対称な状態であり、増大した中性子の化学ポテンシャルを抑えるために中性子が Λ 粒子をはじめとしたハイペロンに変化すると考えられている。加速器を用いて、中性子過剰なハイパー核を生成することで、地球上で最も中性子星に近い物質を作り出し、その性質を研究することができる。詳しくは後述する。

1.3 ストレンジネス研究の歴史

これまで、ハイパー核の生成を伴うストレンジネス研究は様々な反応を用いて行われてきた。1953年、原子核乾板を用いて宇宙線によって生成した Λ ハイパー核が初めて発見された [5]。

1960年代には、原子核乾板に加速器で加速した粒子を照射して Λ ハイパー核を生成する実験が精力的に行われた。原子核乾板中で弱崩壊する粒子の飛跡を解析することにより、質量数 $A \leq 16$ の軽い Λ ハイパー核の束縛エネルギーが測定された。

1970年代、ブルックヘブン国立研究所 (BNL) や、欧州合同原子核研究所 (CERN) で K^- ビームを生成し、 (K^-, π^-) 反応を用いたカウンター実験が行われるようになった [6]。原子核乾板を用いた方法では、弱崩壊をもってハイパー核を観測するため、基本的には基底状態しか観測することができなかったのに対し、 (K^-, π^-) 反応を用いたカウンター実験では容易に励起状態のハイパー核の研究を行うことができるようになった。

1980年代後半には、BNLを中心に π^+ ビームを生成し、 (π^+, K^+) 反応を用いた実験が行われるようになった [7]。 (π^+, K^+) 反応は (K^-, π^-) 反応に比べ、ハイパー核の生成断面積が2-3桁ほど小さいためそれまでは利用されなかったが、大強度の π^+ ビームが生成できるようになったため (π^+, K^+) 実験が実現した。 (π^+, K^+) 反応では、生成した Λ 粒子の反跳運動量が (K^-, π^-) 反応と比較して大きく、原子核深部に Λ 粒子が束縛された状態が観測されるようになった。

1990年代後半、ゲルマニウム検出器とBGOシンチレーション検出器を組み合わせたHyperballという大型ガンマ線検出器が建設され、ハイパー核のガンマ線分光実験が行われるようになった [8]。ガンマ線分光では、ハイパー核がガンマ崩壊する際に放出されるガンマ線を測定することで、エネルギー準位の間隔を測定する。Hyperballを用いた測定では、数keVという高分解能で Λ ハイパー核の構造が調べられた。

2000年には、アメリカ・ジェファーソン研究所 (以下 JLab) において大強度電子ビームを利用し、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いてハイパー核分光実験が行われた。この手法の詳細は後述する。

1.4 本研究の目的

我々はこれまで $(e, e'K^+)$ 反応を用いて、様々な質量数 ($A=1-52$) のハイパー核分光実験を行ってきた。詳しくは第2章で述べる。現在、さらに重い質量数のハイパー核を調べるための次世代実験を計画している。詳しくは第3章で述べる。 $(e, e'K^+)$ 分光実験の大きな課題は、大強度ビームを用いることで発生する大量のバックグラウンド粒子である。データ収集における処理時間が有限時間である関係上、バックグラウンド計数率を抑えながら実験を行う必要がある。これまで、チェレンコフ検出器を用いることで、データ収集段階 (トリガー段階) でバックグラウンド粒子の除去を行っていた。しかし、それと同時にトリガー段階においてチェレンコフ検出器の性能 (検出効率や γ 線による誤信号等による挙動) により、ハイパー核信号を一部損失してしまう。次世代実験では、ビーム条件や検出器アクセプタンスを変更することによってバックグラウンド粒子そのものを減らし、これらのトリガーを用いることなくデータ収集を行うことができる可能性がある。そのため、次世代実験条件におけるバックグラウンド計数率を見積もり、それに応じてトリガー条件をもう一度考え直す必要がある。また、前回実験までで使用していたトリガー回路

作成のための FPGA モジュールはレガシー化しており現在のスタンダードな PC では制御が困難であるため、新たな FPGA モジュールを検討し、新たに回路を作成する必要がある。

本研究の目的は、次世代実験条件におけるバックグラウンド計数率を見積もり、それに応じたトリガー条件を考察し、新たな FPGA モジュールを用いてトリガー回路を設計することである。

本論文では、第 2 章で $(e, e'K^+)$ 反応とその反応を用いた実験の概要を述べる。第 3 章で次世代実験の目的、装置のセットアップ、バックグラウンド計数率の定量的な見積もりについて記述する。第 4 章では、次世代実験で用いる FPGA モジュールの実動作試験を行い、トリガー回路の設計、運用について述べる。

第2章

$(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核分光実験

この章では $(e, e'K^+)$ 反応の素過程とその特徴について説明する。また、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核分光実験 (以下 $(e, e'K^+)$ 実験) の原理とその利点について説明し、過去に JLab で行われた $(e, e'K^+)$ 実験についても紹介する。

2.1 $(e, e'K^+)$ 反応の素過程

$(e, e'K^+)$ 反応は、



と表され、入射電子が仮想光子を介して陽子と散乱し、陽子から K^+ 中間子と Λ 粒子が生じる。概念図を図 2.1 に示す。

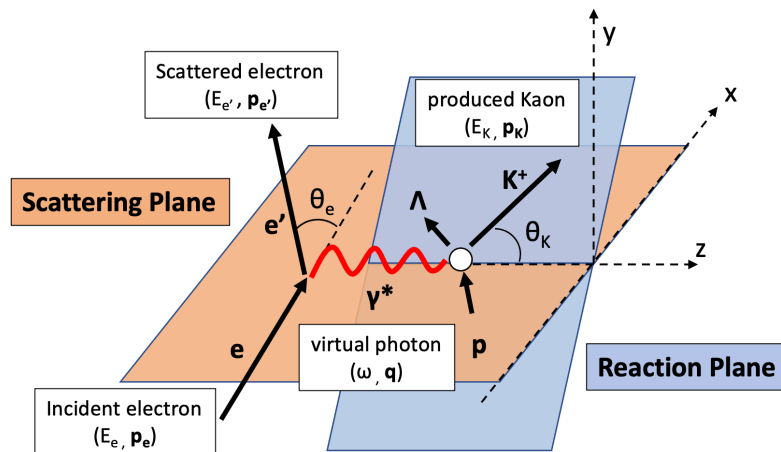


図 2.1 $(e, e'K^+)$ 反応の概念図

反応における各粒子の 4 元運動量は、

$$\text{入射電子 } (e) : P_e = (E_e, \mathbf{p}_e) \quad (2.2)$$

$$\text{散乱電子 } (e') : P'_e = (E_{e'}, \mathbf{p}_{e'}) \quad (2.3)$$

$$K^+ \text{中間子 } (K^+) : P_{K^+} = (E_{K^+}, \mathbf{p}_{K^+}) \quad (2.4)$$

仮想光子の4元運動量は、 (ω, \mathbf{q}) で定義され、以下のように与えられる。

$$\omega = E_e - E_{e'} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{q} = \mathbf{p}_e - \mathbf{p}_{e'} \quad (2.6)$$

入射電子と散乱電子が含まれる面を散乱平面、仮想光子と K^+ 中間子が含まれる面を反応平面と呼ぶ。入射電子と散乱電子のなす角を θ_e 、仮想光子と K^+ 中間子のなす角を θ_K とする。

ハイパー核の生成断面積は、 K^+ 中間子生成の素過程の断面積と仮想光子フラックス Γ の積で表すことができる。

$$\frac{d^3\sigma}{d\omega d\Omega_{e'} d\Omega_K} = \Gamma \frac{d\sigma_{\gamma^*}}{d\Omega_K} \quad (2.7)$$

K^+ 中間子生成の素過程の断面積

仮想光子による K^+ 中間子生成の断面積は仮想光子の偏極成分を考慮し、以下のように書ける。

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*}}{d\Omega_{K^+}} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega_{K^+}} + \epsilon_L \frac{d\sigma_L}{d\Omega_{K^+}} + \epsilon \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega_{K^+}} \cos 2\phi_K + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \frac{d\sigma_{LT}}{d\Omega_{K^+}} \cos \phi_K \quad (2.8)$$

$$\epsilon = \left(1 + \frac{2|\mathbf{q}|^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right)^{-1} \quad (2.9)$$

$$\epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2} \epsilon \quad (2.10)$$

ここで、 σ_T 、 σ_L 、 σ_{TT} 、 σ_{LT} 、はそれぞれ、横波成分、縦波成分、偏極した横波成分、横波を縦波の干渉成分の断面積を表しており、 ϵ は仮想光子の偏極の横波成分、 ϵ_L は縦波成分である。また、 Q^2 は以下のように書くことができる。

$$Q^2 = -q^2 \quad (2.11)$$

$$= 2E_e E_{e'} (1 - \cos \theta_e) \quad (2.12)$$

ここで、 q^2 は仮想光子の4元運動量ベクトルの二乗値で、負の値をとる。

図 2.2 に ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}(e, e'K^+)_{\Lambda}^{12}\text{B}$ 反応による ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ 基底状態生成断面積の K^+ 中間子散乱角度依存性を示す。

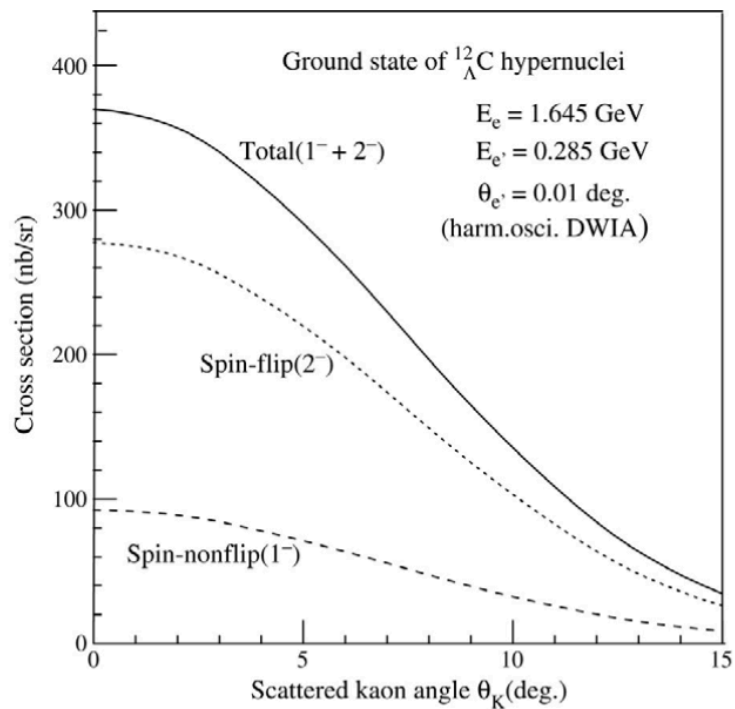


図 2.2 ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ 基底状態生成断面積の K^+ 中間子散乱角度依存性 [9]。Distorted wave impulse approximation (DWIA) による理論計算の結果である。生成された K^+ 中間子は前方に多く放出され、Spin-flip が起こりやすいことがわかる。 $E_e, E_{e'}$ はそれぞれ入射電子、散乱電子のエネルギーであり、後述する E89-009 実験のパラメータである。

図を見ると、 K^+ 中間子は前方に多く放出されることがわかる。そのため我々は前方、つまり仮想光子の放出方向に検出器をおいて計測をする。

図 2.3 に実光子による Λ 粒子生成素過程 $p(\gamma, K^+)\Lambda$ 反応の全断面積の重心系エネルギー W 依存性を示す。断面積は $W=1.7\text{--}2.0$ GeV の範囲で最大かつ一定値をとることがわかる。また、図 2.4 に Σ^0 粒子生成素過程 $p(\gamma, K^+)\Sigma^0$ 反応の全断面積の重心系エネルギー W 依存性を示す。 $W \sim 1.9$ GeV で Σ^0 粒子生成断面積が最大になることがわかる。

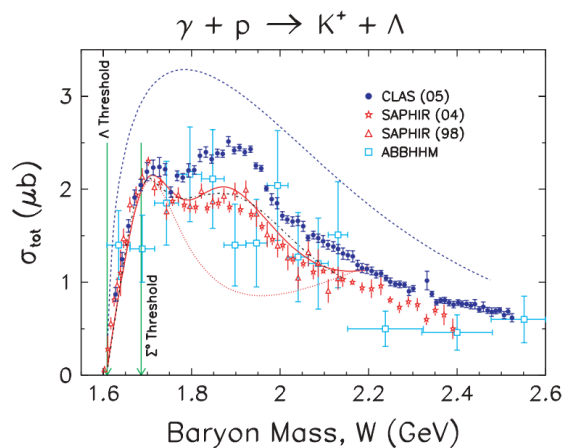


図 2.3 $p(\gamma, K^+)\Lambda$ 反応の全断面積の重心系エネルギー依存性 [10]。 $W = 1.7\text{--}2.0$ GeV の範囲で最大値をとり、ほとんど一定とみなせることがわかる。

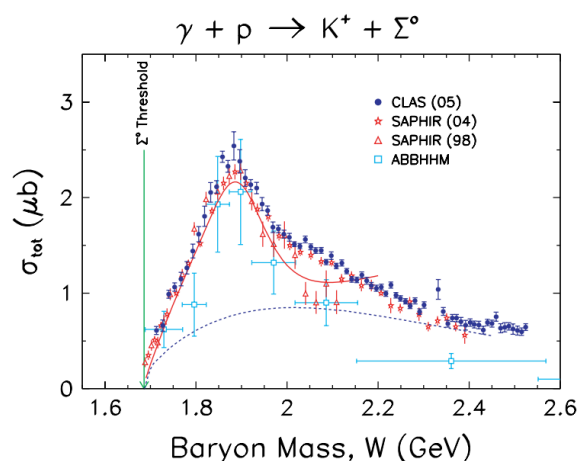


図 2.4 $p(\gamma, K^+)\Sigma^0$ 反応の全断面積の重心系エネルギー依存性 [10]。 $W \sim 1.9$ GeV で最大値をとることがわかる。

$(e, e'K^+)$ 実験では、 Λ 粒子、 Σ^0 粒子の生成を用いてエネルギーの絶対値校正を行う。そのため、 Σ^0 粒子の生成も必要となり、我々の実験では、仮想光子と標的中陽子の重心系エネルギー W が 1.9 GeV となるような仮想光子のエネルギーである、 $E_\gamma = 1.5$ GeV が中心エネルギーとなるように実験を設計した。この際、実光子のデータを用いたことについては以下で述べるように、我々は前方の散乱電子を検出するために Q^2 が 0 に近づき、仮想光子が実光子とみなせるためである。

仮想光子フラックス

仮想光子のフラックスは以下のように書ける。

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2} \frac{E_\gamma}{1 - \epsilon} \frac{E_{e'}}{E_e} \quad (2.13)$$

$$E_\gamma = \omega + \frac{q^2}{2m_p} \quad (2.14)$$

E_γ は実効的な仮想光子のエネルギーである。

仮想光子のフラックスの散乱電子角度依存性は図 2.5 のようになり、超前方にピークをもつ。

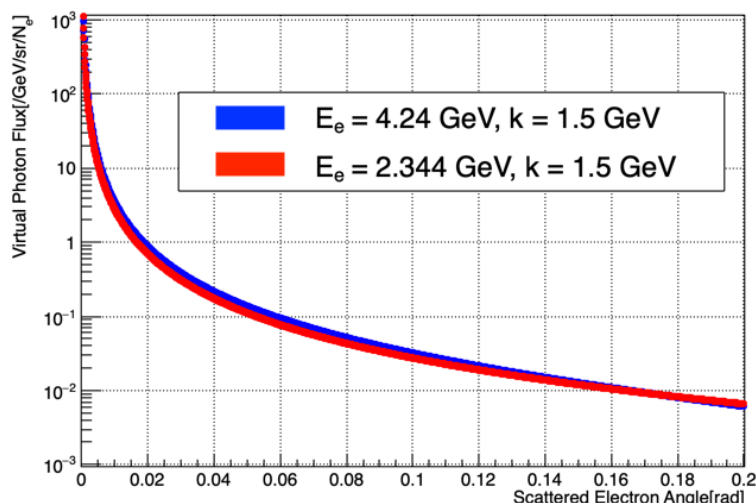


図 2.5 仮想光子フラックスの散乱電子角度依存性：仮想光子のエネルギーは 1.5 GeV に固定し、入射電子のエネルギーを 4.24 GeV(次世代実験)と 2.344 GeV(前回実験)の 2 つの場合について計算した。横軸は実験室系の散乱電子の角度である。

我々は、超前方の散乱電子を検出することで、仮想光子のフラックスの大きな領域を選択し、ハイパー核の収量を増やす。

2.2 $(e, e'K^+)$ 反応の特徴

ここでは、ハイパー核分光実験に $(e, e'K^+)$ 反応を用いる利点と欠点を (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応と比較しながら説明する。表 2.1 にそれぞれの反応の特徴をまとめた。

表 2.1 主なハイパー核生成反応の特徴。

反応	得られる エネルギー分解能 (FWHM)[MeV]	ハイパー核 生成断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	反応の型	Λ の反跳運動量 [MeV/c]	Λ スピン
(K^-, π^-)	$1 \leq$	10^2	$n \rightarrow \Lambda$	$q = 250$	nonflip
(π^+, K^+)	$1 \leq$	10^1	$n \rightarrow \Lambda$	$q \geq 300$	nonflip
$(e, e'K^+)$	~ 0.5	10^{-1}	$p \rightarrow \Lambda$	$q \geq 300$	flip/nonflip

それぞれの特徴について以下で詳述する。

2.2.1 Λ 粒子に変換する核子

中性子を Λ 粒子に変換する (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応と異なり、 $(e, e'K^+)$ 反応は陽子を Λ 粒子に変換する反応である。これによって、同一標的を用いることで容易に荷電対称核を生成することができ、相補的な研究が可能になる。また、 $(e, e'K^+)$ 実験では陽子標的を用いることで非束縛な Λ 粒子や Σ^0 粒子を生成することができる。これらの粒子の質量は既知であるため、他の標的を用いて生成されるハイパー核の質量の絶対値校正に利用することができる。一方、 (K^-, π^-) 、

(π^+, K^+) 反応を用いて同様のことを行う場合、中性子標的を用意する必要がある。中性子単体の標的は存在せず、重水素中の中性子を標的に用いることが一般的である。しかし、重水素中の中性子はフェルミ運動をしており、その分測定される Λ 粒子、 Σ^0 粒子の質量に不定性が生じる。そのため、 (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応を用いて生成されたハイパー核の質量測定は、エマルジョンで測定された $^{12}_\Lambda\text{C}$ の束縛エネルギーをエネルギー校正の基準として使用したものも多く、その誤差がエネルギー決定精度を決める。なお、 $^{12}_\Lambda\text{C}$ のエマルジョン実験の測定結果については 0.5 MeV 程度のシフトを加味する必要があることを我々の実験グループは示唆し [11]、それ以降 $^{12}_\Lambda\text{C}$ を使った多くの Λ ハイパー核のエネルギーに対してシフトを加味した値が理論計算に使われるようになった [12]。

2.2.2 Λ 粒子の反跳運動量

図 2.6、図 2.7 にそれぞれの反応における生成した Λ 粒子の運動量を示す。 (K^-, π^-) 反応と比較し、 (π^+, K^+) 、 $(e, e'K^+)$ 反応では Λ 粒子の反跳運動量が大きく (≥ 300 MeV)、原子核深部に Λ 粒子を束縛することができる。

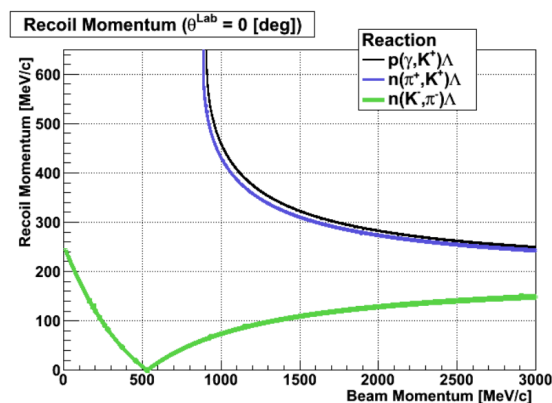


図 2.6 (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 、 $(e, e'K^+)$ 反応によって 0° に方向に生成した Λ 粒子の運動量のビーム運動量依存性 [13]。

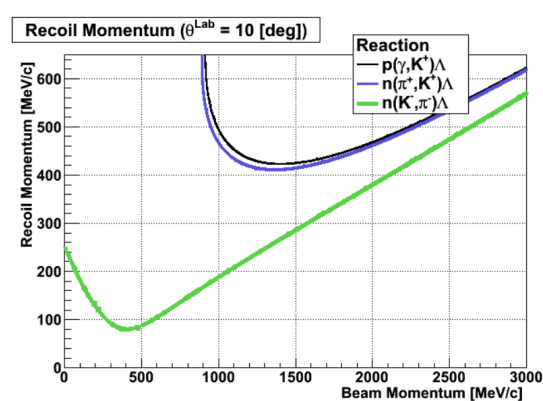


図 2.7 (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 、 $(e, e'K^+)$ 反応によって 10° に方向に生成した Λ 粒子の運動量のビーム運動量依存性 [13]。

2.2.3 Λ 粒子のスピン

$(e, e'K^+)$ 反応を媒介する仮想光子のスピンが 1 であるため、 Λ 粒子のスピン反転状態が強く励起され、natural parity state と unnatural parity state の両方のハイパー核が同程度生成される。これらの状態を比較することで、スピン依存性を研究することができる。実際に次世代実験では、 ^4He 標的から $^4_\Lambda\text{H}$ を生成し質量分光する計画であるが、スピン反転状態が強く励起されるという性質を利用して、 $^4_\Lambda\text{H}$ の第一励起準位の絶対値測定を世界で初めて行い、荷電対称性についての研究 (3.1.1 節参照) を行う。対して、 (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応を媒介するのはスピン 0 のメソンであり、スピン反転状態はあまり励起されない。

2.2.4 ハイパー核生成断面積

$(e, e'K^+)$ 反応は電磁相互作用によって生じるため、強い相互作用によって生じる (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応と比較して、反応断面積が小さい。 $(e, e'K^+)$ 反応は仮想光子を介した反応であるが、我々の実験条件では仮想光子はほとんど実光子と見なすことができる。実光子における、 $p(\gamma, K^+)\Lambda$ 反応の断面積は数 μb である (図 2.3、図 2.4)。さらにこれまでの実験では、入射電子数あたりの放出仮想光子数は 10^{-5} 程度であり、次世代実験でもその程度である。これらを考慮すると、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いた実験で、 (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応を用いた実験と同等のハイパー核収量を得るためには、 (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応を用いた実験の 10^6 – 10^8 倍のビーム強度が要求される。我々が実験で用いる JLab CEBAF 加速器はこの要求を満たしており、詳しくは後述する。

2.2.5 用いるビーム

(K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応を用いた実験ではそれぞれ K^- ビーム、 π^+ ビームが必要である。これらの中間子ビームは陽子などのビームを標的に衝突させて生じた中間子をビームとして使用する、いわゆる二次ビームである。二次ビームを用いる分光実験の欠点は事象ごとにビーム粒子のエネルギーを計測する必要があることである。後述する欠損質量法では、ビーム粒子のエネルギーを用いて生成ハイパー核の質量を測定する。そのため、ビーム粒子のエネルギーを測定する必要があり、その測定の不定性が生成ハイパー核の質量の測定の不定性に影響してしまう。また、ビーム強度はビーム粒子のエネルギー測定が可能な範囲に制限されてしまう。それに対し、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いた実験では、電子そのものを加速してビームとして用いる、つまり一次ビームを用いることができる。我々が実験で使用する JLab の電子加速器 CEBAF では、標的上でのビームのエネルギー不定性が $\Delta E/E \leq 5 \times 10^{-5}$ (RMS) であることが確認されており、非常に安定しているため、ビーム粒子ごとにエネルギーを測定する必要がなく、ビーム強度の制限なく実験を行うことができる。これにより、小さな断面積を補うだけでなく、標的の厚さを薄くすることができ、標的内でのエネルギー損失を抑えることができる。 (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応を用いた実験では、標的厚が数–数十 g/cm^2 オーダーであるのに対し、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いた実験では $0.1 \text{g}/\text{cm}^2$ のオーダーである。そのため、次世代実験で用いる予定である ^{48}Ca 標的などの、高価な標的を用いた実験が可能になる。

2.2.6 エネルギー分解能

実験の目的であるハイパー核の質量、及びハイパー核における Λ 粒子の束縛エネルギーは後述の欠損質量法を用いて求められる。欠損質量法で求められるハイパー核の質量分解能には、ビームエネルギー分解能、測定粒子の運動量・角度分解能、標的物質等が起因となるエネルギーストラグリングや多重散乱等の複数の要因が影響する。我々が実験で使用する JLab の CEBAF 加速器で供給される一次電子ビームは、ビームエネルギーの広がり小さく、かつ前述の通りビーム強度が高いことにより標的厚を薄くしても十分統計を稼ぐことができる。そのため、測定粒子の運動量・角度分解能を高められれば、従来のハドロンビームを用いた反応分解能をしのぐ分光実験が可能になる。

2.3 $(e, e'K^+)$ 実験

$(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核生成分光実験の概念図を図 2.8 に示す。入射電子が仮想光子を介して標的原子核内部の陽子と散乱し、反応した陽子から K^+ 中間子と Λ 粒子が生成される。生成された Λ 粒子が原子核内部に束縛されれば、ハイパー核が生成される。

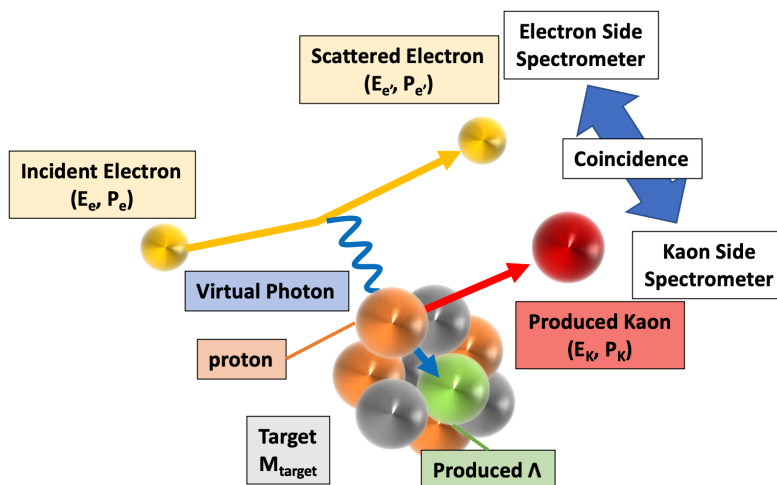


図 2.8 $(e, e'K^+)$ 反応の概念図：入射電子は標的中の陽子と仮想光子を介して反応し、陽子は Λ 粒子に変換される。 Λ 粒子が標的中に束縛されるとハイパー核が生成される。

$(e, e'K^+)$ 実験では散乱電子と K^+ 中間子の運動量を測定し、欠損質量法により生成したハイパー核の質量を測定する。具体的には以下の式で表される：

$$M_{\text{HYP}} = \sqrt{(E_e + M_{\text{target}} - E_{e'} - E_K)^2 - (\mathbf{p}_e - \mathbf{p}_{e'} - \mathbf{p}_K)^2} \quad (2.15)$$

ここで、 $E_e, E_{e'}, E_K$ はそれぞれ、入射電子、散乱電子、 K^+ 中間子のエネルギー、 $\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_{e'}, \mathbf{p}_K$ はそれぞれ、入射電子、散乱電子、 K^+ 中間子の運動量、 M_{target} は標的原子核の質量である。また、 Λ 粒子束縛エネルギー B_Λ を以下のように定義する。

$$B_\Lambda = M_{\text{core}} + M_\Lambda - M_{\text{HYP}} \quad (2.16)$$

ここで M_Λ は Λ 粒子の質量、 M_{core} は生成した Λ ハイパー核の Λ 粒子を除いた原子核 (コア核) の質量である。

2.4 JLab CEBAF

前節までで述べたとおり、 $(e, e'K^+)$ 法を用いて高質量分解能のハイパー核分光実験を行うには、高品質、大強度の電子ビームが必要となる。現在、この要求を満たす電子線加速器は JLab の連続電子線加速器 (Continuous Electron Beam Accelerator Facility : CEBAF) と、ドイツ・マインツ大学の MAMI-C (MAInz MIcrotron-C) [14] のみである。我々は過去に幾度となく、CEBAF を用いてハイパー核分光実験を行っており、次世代実験でも CEBAF を用いる予定である。図 2.9 に CEBAF の概要図を示す。

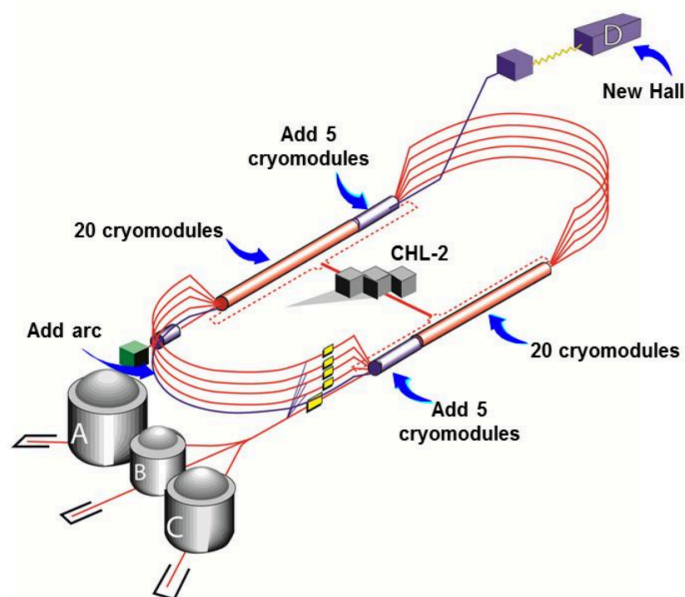


図 2.9 JLab CEBAF 加速器の概要図 [15]。12 GeV アップグレード後のものである。

CEBAF は、南北に伸びた二本の線形加速器を含むリング状をしており、このリングを周回させることで電子を加速する。一度電子が線形加速器を通過すると、1.1 GeV/c 加速され、5.5 周させることで最大 11 GeV/c (Hall-D では 12 GeV) まで加速させることが可能である。表 2.2 に CEBAF の代表的なパラメータを示す。

表 2.2 CEBAF 加速器の代表的なパラメータ [16]

Max Energy	11 GeV
Max Current	150 μ A
Beam Emittance	2 nm-rad
Energy Spread($\Delta E/E$)	5×10^{-4} (RMS)

$(e, e'K^+)$ 実験を行う上で重要となる CEBAF 加速器の特徴を以下に述べる。

- ビームの強度が大きい

2.2.4 節で述べたとおり、 $(e, e'K^+)$ 反応におけるハイパー核生成断面積は、他の中間子ビームを用いた反応より 7-8 桁ほど小さい。しかし、典型的な中間子ビーム強度が 1 MHz であるのに対し、CEBAF 加速器では 150 μ A、つまり中間子ビームの 10^8 倍ほどの強度のビームを用いることができるため、小さい断面積を補ってハイパー核の収量を稼ぐことができる。

- ビームエネルギーの拡がり小さい

CEBAF 加速器で加速された電子の標的上でのビームエネルギーの拡がり $\Delta E/E = 5 \times 10^{-4}$ (RMS) であることが確認されている。ビームエネルギーを 4.24 GeV とした場合、ビームエネルギーの拡がりによる欠損質量分解能への寄与は ~ 500 keV となる。これは、散乱電子、 K^+ 中間子スペクトロメータの運動量分解能による寄与と同程度で、欠損質量

分解能を悪化させない。

- 標的位置でのビームスポットサイズが小さい

実験では、スペクトロメータで測定した粒子の位置・角度を用いて標の上での粒子の運動量ベクトルを求める。この運動量ベクトルの始点、すなわち反応が生じた点は標の上の一点を仮定することとなるため、ビームスポットサイズの大きさは粒子の運動量分解能に影響を与える。CEBAF では、ビームスポットサイズが 100–200 μm と非常に小さく、反応点を一点に仮定した運動量ベクトル解析において、運動量分解能を悪化させない。

2.5 過去の $(e, e'K^+)$ 実験

我々は JLab において過去に幾度も $(e, e'K^+)$ 法を用いた高質量分解能ハイパー核分光実験を行なった。過去実験をまとめたものを表 2.3 に示す。

表 2.3 過去の $(e, e'K^+)$ 実験のまとめ

実験名	場所	検出器系
E89-009	Hall C	Splitter+ENGE+SOS
E01-011	Hall C	Splitter+ENGE+HKS
E05-115	Hall C	Splitter+HES+HKS
E12-17-003	Hall A	HRS+HRS

これらの実験のうち、主に Hall C で行われた実験について以下で詳述する。

2.5.1 E89-009 実験

E89-009 実験は、2000 年に行われた実験であり、 $(e, e'K^+)$ 実験の原理検証実験であった。図 2.10 に当実験の概要図を、表 2.4 に主なパラメータを示す。

表 2.4 E89-009 実験の主なパラメータ [17]。

ビーム (e)	E_e 仮想光子エネルギー	1.864 GeV 1.1 - 1.6 GeV
散乱電子側 スペクトロメータ ENGE (e')	D	
	$\Delta p/p$	5.0×10^{-4} (FWHM)
	$p_{e'}$	$0.283 \text{ GeV}/c \pm 20 \%$
	$\theta_{e'}$	0°
	Solid angle $\Omega_{e'}$	1.6 msr
K 中間子側 スペクトロメータ SOS (K ⁺)	QDD	
	$\Delta p/p$	5.0×10^{-4} (FWHM)
	p_{K^+}	$1.8 \text{ GeV}/c \pm 20 \%$
	θ_{K^+}	0°
	Solid angle Ω_{K^+}	7.5 msr

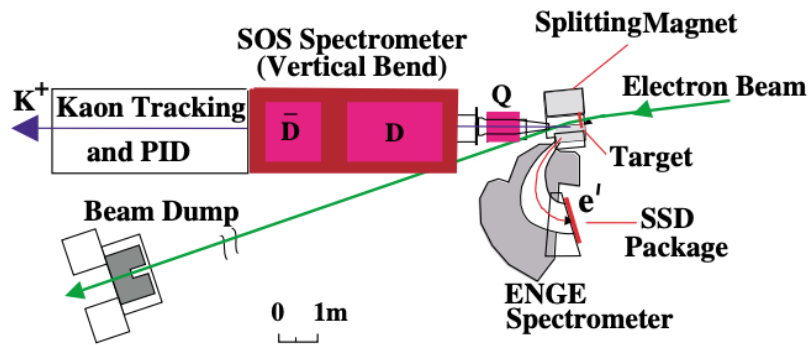


図 2.10 E89-009 実験の概要図 [17]。

1.8 GeV に加速した電子を標的に打ち込むと、そこから放出された粒子は標的直下に置いた二重磁石によって電荷の正負に応じて 2 方向に分けられる。その後、 K^+ 中間子は SOS (Short Orbit Spectrometer)、散乱電子は ENGE Spectrometer を用いて運動量を測定した。図 2.11 に、得られた ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ の励起エネルギースペクトルを示す。

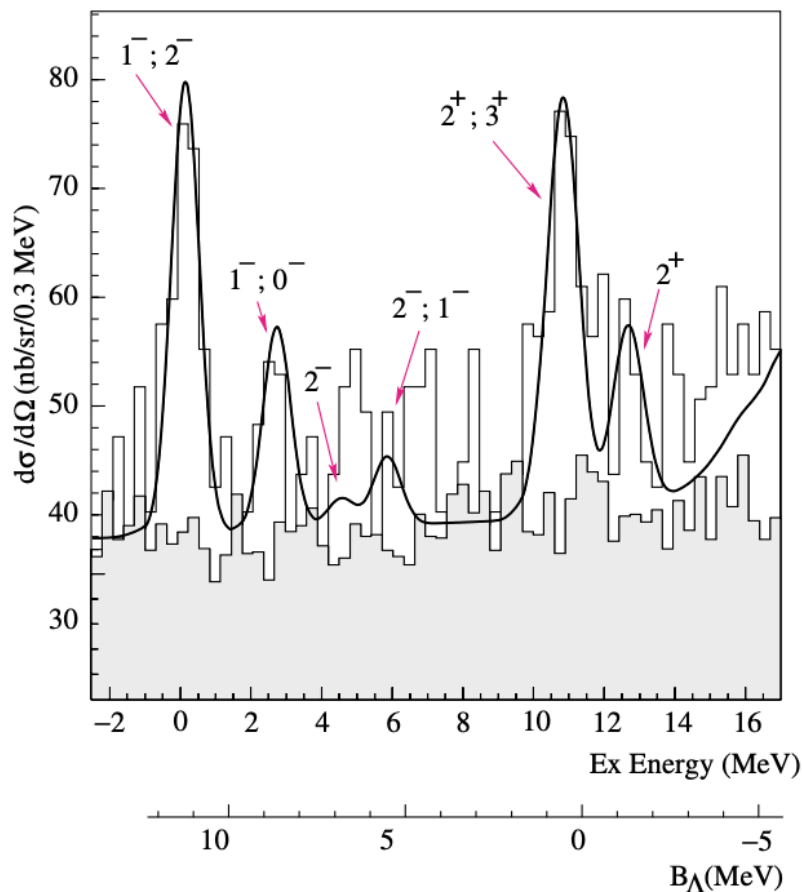


図 2.11 E89-009 実験で得られた ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ の励起エネルギースペクトル [17]。

得られたエネルギー分解能はおよそ 900 keV (FWHM) で、当時他の実験で得られていた最高分解能である 1.5 MeV (FWHM) を上回る結果となった。

当実験は、当時最高エネルギー分解能を達成したが、さらなる改善の余地が存在した。

- 散乱電子側に大量のバックグラウンドが発生し、ビーム強度を落としながら実験をせざるを得なかった。
- K^+ 中間子測定系の運動量・角度分解能が悪かった。

2.5.2 E01-011 実験

E01-011 実験は、E89-009 実験を改善して行われた実験で、2005 年に行われた [18]。図 2.12 に当実験の概要図を、表 2.5 に主なパラメータを示す。

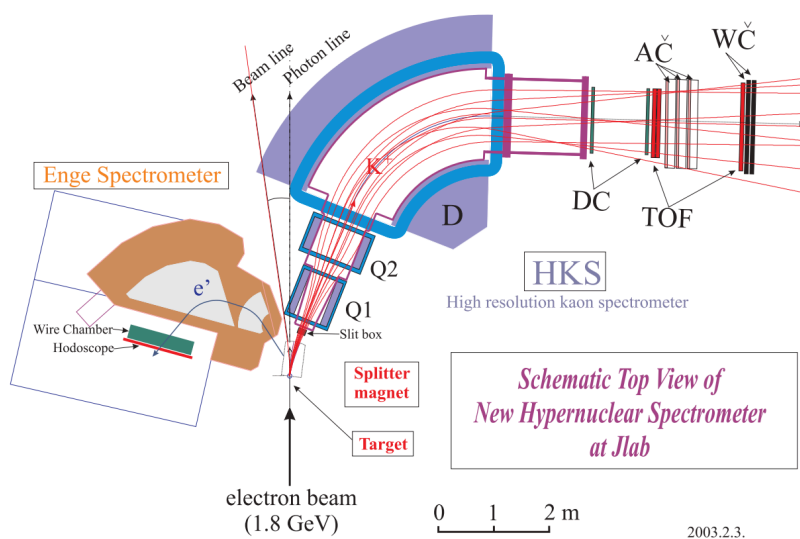


図 2.12 E01-011 実験の概要図 [19]。

表 2.5 E01-011 実験の主なパラメータ [19]。

ビーム (e)	E_e	1.851 GeV
散乱電子側 スペクトロメータ ENGE (e')	D	
	$\Delta p/p$	4.0×10^{-4} (FWHM)
	$p_{e'}$	$0.316 \text{ GeV}/c \pm 30 \%$
	$\theta_{e'}$	$4.7^\circ \pm 1^\circ$
	Solid angle $\Omega_{e'}$	5.6 msr
K 中間子側 スペクトロメータ HKS (K^+)	QQD	
	$\Delta p/p$	2.0×10^{-4} (FWHM)
	p_{K^+}	$1.2 \text{ GeV}/c \pm 12.5 \%$
	θ_{K^+}	$7^\circ \pm 6^\circ$
	Solid angle Ω_{K^+}	16 msr

E89-009 実験からの改善点は主に 2 つである。

- K^+ 中間子側の測定器系として HKS (High resolution Kaon Spectrometer) [20] を開発し、使用した。これにより大幅にエネルギー分解能が改善された。
- 散乱電子側のバックグラウンド粒子を抑制するために、ENGE スペクトロメータを鉛直方向に傾けて配置する手法である tilt 法を用いた。これにより、散乱電子側のバックグラウンドレートを 1/100 に抑制することに成功した。

図 2.13 に、得られた ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ の励起エネルギースペクトルを示す。基底状態のエネルギー分解能は 0.61 MeV(FWHM) を達成し、より精密な測定が可能になったことによって、コア核の励起状態 (図 2.13 の #2, #3 ピーク) を初めて観測した。

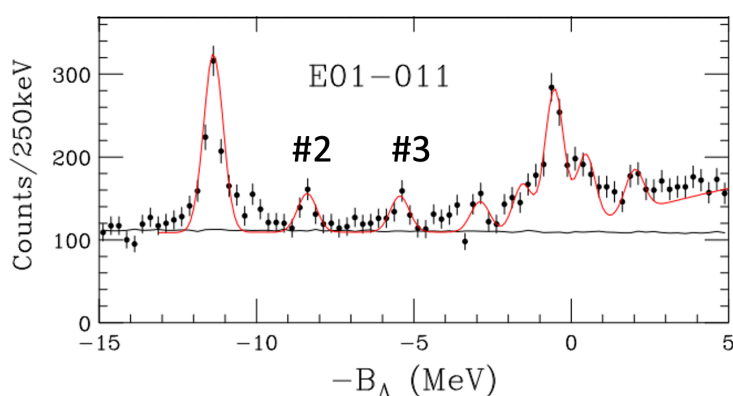


図 2.13 E01-011 実験で得られた ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ の励起エネルギースペクトル [21]。

2.5.3 E05-115 実験

E05-115 実験は、2009 年に行われた実験である [11, 22–24]。図 2.14 に当実験の概要図を、表 2.6 に主なパラメータを示す。

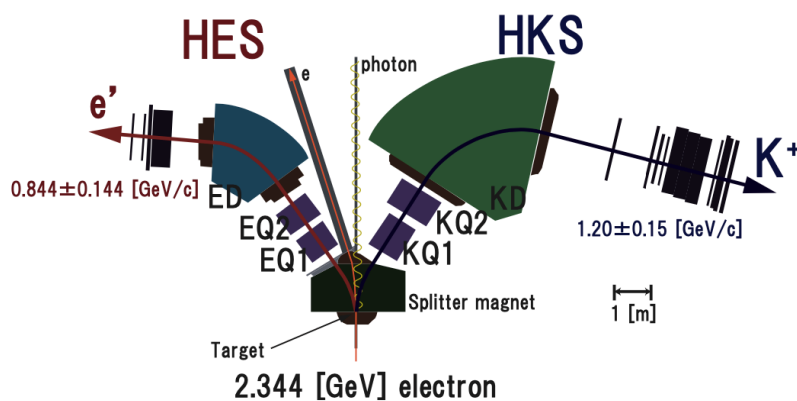


図 2.14 E05-115 実験の概要 [13]。

表 2.6 E05-115 実験の主なパラメータ [13]。

ビーム (e)	E_e	2.344 GeV
散乱電子側 スペクトロメータ HES (e')	QQD	
	$\Delta p/p$	2.0×10^{-4} (FWHM)
	$p_{e'}$	$0.844 \text{ GeV}/c \pm 17.5 \%$
	$\theta_{e'}$	$\sim 4.7^\circ$
	Solid angle $\Omega_{e'}$	7 msr
K 中間子側 スペクトロメータ HKS (K^+)	QQD	
	$\Delta p/p$	2.0×10^{-4} (FWHM)
	p_{K^+}	$1.2 \text{ GeV}/c \pm 12.5 \%$
	θ_{K^+}	$\sim 4.9^\circ$
	Solid angle Ω_{K^+}	8.5 msr

E01-011 実験からの改善点は主に 3 つである。

- 散乱電子側の測定器系として、HES (High resolution Electron Spectrometer) を開発し、使用した。
- スプリッター磁石を新たに開発し、使用した。
- 入射電子エネルギーを 1.851 GeV から、2.344 GeV に増加させた。これにより、散乱電子側のバックグラウンド粒子を前方に集中させ、検出器系に混入するバックグラウンド粒子を低減した。

図 2.15 に、得られた ${}^{12}_\Lambda\text{B}$ の励起エネルギースペクトルを示す。基底状態のエネルギー分解能は 0.54 MeV(FWHM) と、過去最高の分解能を達成した [21]。

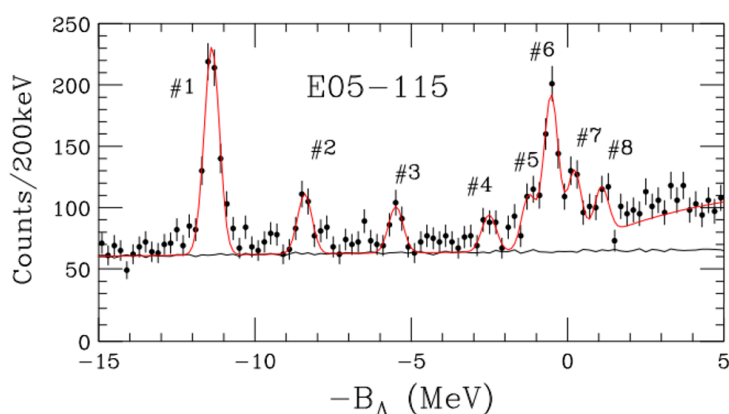


図 2.15 E05-115 実験で得られた ${}^{12}_\Lambda\text{B}$ の励起エネルギースペクトル [21]。

E05-115 実験では、バックグラウンド粒子の検出器への混入を低減したことにより、質量数 52 までの中重ハイパー核の分光実験が可能になった。しかし、標的で生成された電子・陽電子が HKS 内に混入して引き起こす図 2.16 のような二次的なバックグラウンドが大量に発生し、 $A=52$ 標的については、大幅にビーム強度を下げて実験を行ったため十分な統計量を得ることができな

かった。

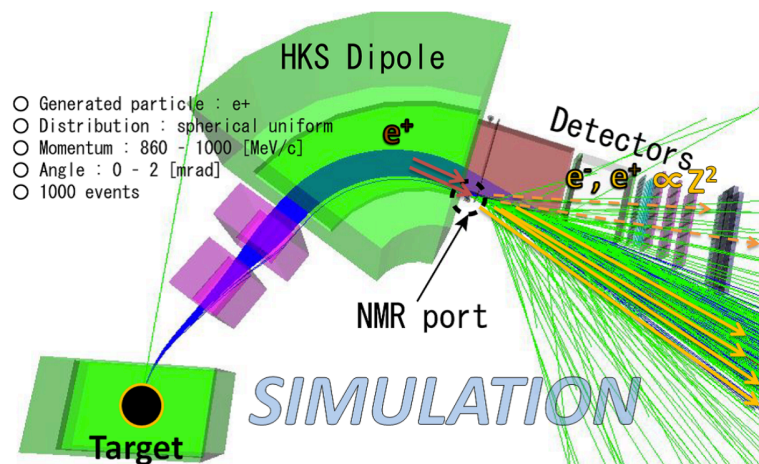


図 2.16 E05-115 実験において発生した二次的なバックグラウンドが検出器に混入する様子を、Geant4 を用いてシミュレーションした結果 [13]。

中重ハイパー核分光実験を行う次世代実験では、これらのバックグラウンドの対策をして実験を行う。

2.5.4 次世代実験

前節までで、これまでに JLab Hall C で行われた $(e, e'K^+)$ 反応を用いた分光実験について述べた。我々は、次世代 $(e, e'K^+)$ 実験として、さらに広い質量数領域にわたるハイパー核の質量分光実験を計画している。標的として ${}^6\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40,48}\text{Ca}$ を用いる実験、 ${}^{208}\text{Pb}$ を用いる実験がそれぞれ E12-15-008 実験、E12-20-013 実験として既に採択されており、 ${}^3\text{H}$ を用いる実験、 ${}^3,4\text{He}$ を用いる実験がそれぞれ C12-20-003 実験、C12-19-002 実験として条件付きで採択されている。これら全ての実験は同じセットアップで同時に行う予定である。次章でこれらの次世代実験の詳細を述べる。

第3章

HRS-HKS を用いた次世代実験

本章では、次世代実験の目的、セットアップ、予想されるレートについて議論する。

3.1 実験目的

次世代実験では様々な標的を用いた $(e, e'K^+)$ 反応から様々なハイパー核を生成し、様々な物理現象を研究することを計画している。本節では、それら目的となる物理現象について述べる。

3.1.1 軽ハイパー核における物理

Λ を含んだハドロン少数系における Λ の束縛エネルギーの情報は、 ΛN 相互作用モデル構築の礎となる重要な情報であり、近年様々な実験で測定されてきた。これらの実験結果は ΛN 相互作用への理解を深めると同時に新たな問題点を生み出した。

ハイパートライトンパズル

原子核乾板法によって、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の Λ 束縛エネルギーは $130 \pm 50 \text{ keV}$ と測定された [25]。 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の系は Λ 粒子と重水素が緩く束縛された系であると考えられ、その半径は重水素の半径のおよそ5倍の 10 fm 程度であると考えられている。図 3.1 に ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の各バリオンの確率密度分布を図示している。

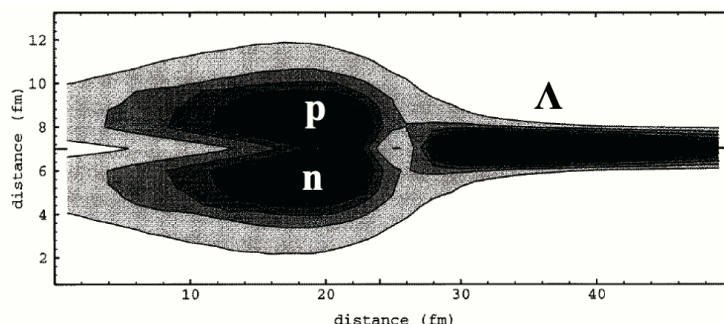


図 3.1 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の構成粒子、陽子、中性子、 Λ 粒子の確率密度分布の理論計算結果 [26]。 Λ 粒子の最も密度が濃い部分と核子の最も密度が濃い部分の距離は 10 fm 以上あり、 Λ 粒子と核子のオーバーラップは小さい。

このように、 Λ 粒子と核子が重なる部分は非常に小さく、 Λ 粒子はほとんど自由粒子のような状態で存在すると考えられる。そのため、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命はほとんど自由な Λ 粒子と等しいことが予測され、理論計算によると 3% ほどしか変わらない [27]。しかし、近年重イオンビームを用いた実験では、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命は自由な Λ 粒子の 10-50% 程度と測定され、理論計算結果と大きく離れていることが判明した。GSI の実験データを解析した結果、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命は 216^{+19}_{-16} ps となり、これは Λ 粒子の寿命と比較して 18% 短い [28]。また、図 3.2 にこれまで測定された ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命を示す。

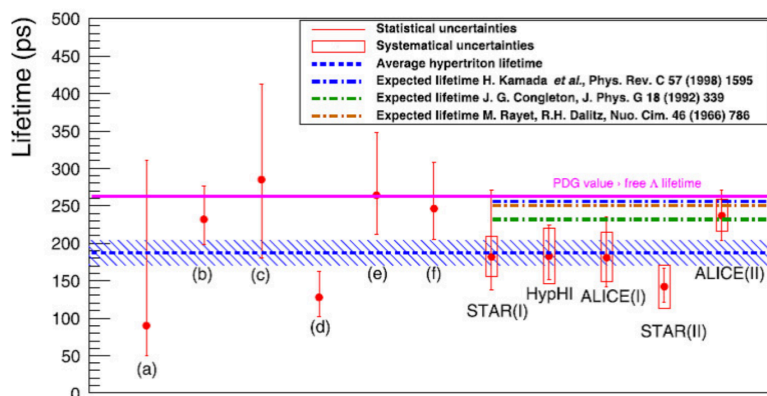


図 3.2 これまで測定された ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命 [29]: (a)–(f) はバブルチェンバーや原子核乾板を用いた実験で測定されたデータである。

近年の重イオンコライダーによって測定された ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の平均値は Λ 粒子の寿命と比べておよそ 30% 短い。我々は、 $(e, e'K^+)$ 法を用いて、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の Λ 粒子束縛エネルギーを精密に測定し、理論モデルの対して強い制約を与え、パズル解決を目指す。

荷電対称性の破れ

u クォーク、d クォークで構成されたバリオン同士に働く強い相互作用は荷電対称性があることが知られている。しかし、s クォークが含まれたバリオンと核子の間に働く強い相互作用では荷電対称性が破れていることが判明した。図 3.3 にこれまでに測定された ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の基底状態 (0^+) と第一励起状態 (1^+) の Λ 粒子束縛エネルギーを示す。

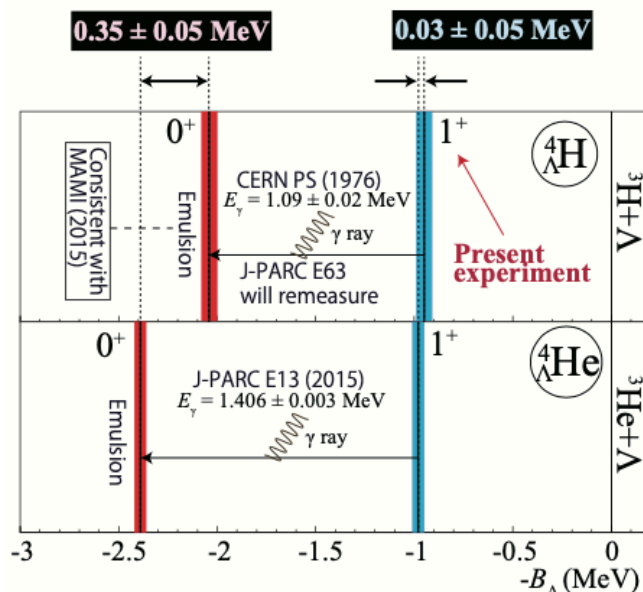


図 3.3 Λ 粒子を含むバリオン 4 体系における Λ 粒子束縛エネルギーの測定値。次世代実験では ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の Λ 粒子束縛エネルギーを精密測定する計画である。

図のように、基底状態における ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の Λ 粒子束縛エネルギーの差は $\Delta B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{He} - {}^4_{\Lambda}\text{H}; 0^+) = 350 \pm 50 \text{ keV}$ である。クーロン相互作用の効果を差し引いたとしても、400 keV 程度のエネルギー差があることがわかっている。このエネルギー差は核子のみから構成される系と比較して 5 倍も大きく、 ΛN 相互作用においては荷電対称性が破れていることが示唆されている。これらの Λ 粒子束縛エネルギーは、1960 年代に原子核乾板中でハイパー核が弱崩壊して生じる粒子の飛跡を解析することで測定されたものである。このうち ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の Λ 粒子束縛エネルギーは 2012 年に MAMI において崩壊 π 分光を用いて再測定され [14]、原子核乾板を用いて得られた値とほとんど変わらないことが判明した。また、 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の Λ 粒子束縛エネルギーは原子核乾板によって測定されているが、二体崩壊の観測によって得られた測定値と三体崩壊の観測によって得られた測定値がほとんど同じであったことから信頼度は高い。

励起状態における ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の Λ 粒子束縛エネルギーの差は $\Delta B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{He} - {}^4_{\Lambda}\text{H}; 1^+) = 30 \pm 50 \text{ keV}$ であり、基底状態とは違い、 ΛN 相互作用の荷電対称性は破れていないように見える。 ΛN 相互作用の荷電対称性には、スピン依存性があるのだろうか。励起状態における Λ 粒子束縛エネルギーに関しては、いずれもガンマ線分光を用いて基底状態と励起状態のエネルギー差を測定することによって求められている。 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ における基底状態と励起状態のエネルギー差は、2015 年に J-PARC で Ge 検出器を用いたガンマ線分光によって数 keV の分解能で求められている [30] が、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ に関しては、NaI を用いたガンマ線分光によって測定されており [31–33]、Ge 検出器を用いた測定に比べて分解能が 1 桁悪いため、最新の技術を用いた精密な測定が求められている。現在、J-PARC で Ge 検出器を用いたガンマ線分光によって、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の精密測定が計画されている (J-PARC E63) [34]。我々はこれと相補的に、 $(e, e'K^+)$ 法を用いたハイパー核分光実験を行い、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の励起状態の Λ 粒子束縛エネルギーを直接精密測定することを計画している。

3.1.2 中重ハイパー核における物理

ハイペロンパズル

大質量星の重力崩壊の末に出現する中性子星は太陽の 1–2 倍の質量をもち、半径は 10–12 km 程度である。密度は通常为天体の 4–8 倍で原子核密度に近い。このような高密度下ではフェルミエネルギーが数十 MeV を超え、中性子星の構造に対する熱的な影響はほとんど無視できる。これは、地球上には存在しない唯一無二の核物質であり、マルチメッセンジャー天文観測の時代において中性子星は、最近の重力波観測 [35] をはじめ、原子核理論から一般相対性理論まで幅広い理論を検証できるまたとない場であると言える。

特に、高密度物質 (核物質) の状態方程式を検証する場として中性子星は非常に重要である。天体は、自らに働く重力と内部物質の圧力が釣り合うこと (静水圧平衡) によって安定な構造を保っている。一般相対性理論での静水圧平衡にある等方な球対称な物質の構造を決定する方程式を Tolman-Oppenheimer-Volkoff 方程式と呼び、以下のように書ける:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{G}{r^2} \left[\rho(r) + \frac{P(r)}{c^2} \right] \left[M(r) + 4\pi r^3 \frac{P(r)}{c^2} \right] \left[1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r} \right]^{-1} \quad (3.1)$$

ここで、 G は重力定数、 r は三次元曲座標における中心からの距離であり、 $\rho(r)$ 、 $P(r)$ はそれぞれ位置 r における密度と圧力である。 $M(r)$ は半径 r の内側にある物質の合計質量である。また、 $M(r)$ と $\rho(r)$ は以下の関係式を満たす:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi\rho(r)r^2 \quad (3.2)$$

さらに、 $P(r)$ と $\rho(r)$ の関係式が与えられたときこれらの方程式は解かれ、静水圧平衡にある等方な球対称な物質の構造を完全に決定する。特に、質量と半径の関係 $M(r)$ は図のようになり、中性子星の質量の上限が得られる。 $P(r)$ と $\rho(r)$ の関係式は核物質の状態方程式と呼ばれ、核物質を構成する粒子間の相互作用や核物質の内部構造によって決定される。これらによって決められた状態方程式を用いて導き出した $M(r)$ を実際の中性子星の質量観測と照らし合わせることで、逆に核物質を記述する理論モデルの検証を行うことができる。

中性子星は表面から内部にかけて様々な構造をしている。外殻では電子や中性子過剰なイオンが見られ、外核ではバリオンガスが見られる。密度が原子核密度の 2 倍になる領域では、新たなハドロンの自由度が生じると考えられている。図 3.4 にバリオン密度に対する各バリオンの化学ポテンシャルと存在割合を示す。

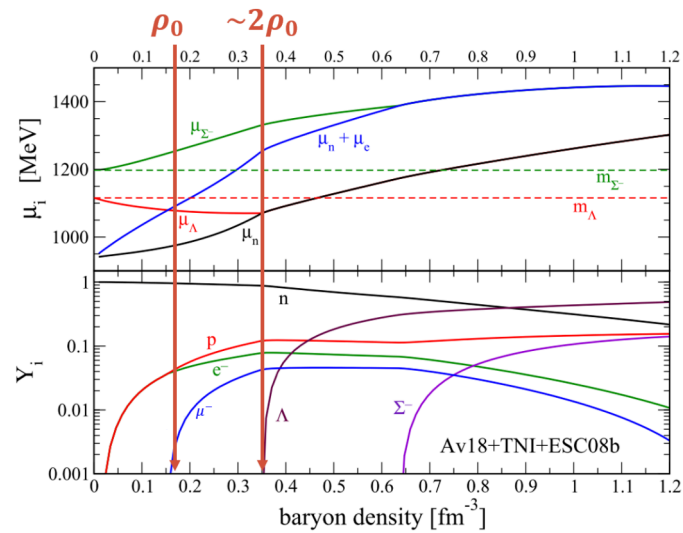


図 3.4 バリオン密度に対する各バリオンの化学ポテンシャルとその存在割合 [36]。バリオン密度が原子核密度の 2 倍付近になると Λ 粒子が出現し始める。

中性子星の核にハイペロンが出現すると提唱されたのは 1960 年代のことである。中性子星の核を形成する縮退した高密度物質中では、パウリの排他原理によってハイペロンの崩壊が抑制される。中性子の化学ポテンシャルがハイペロンと中性子の質量差を上回れば、中性子からハイペロンへの遷移が活発になる。その結果、フェルミ縮退圧が減少し、中性子星が支えることができる最大質量が小さくなる。ハイペロンの出現により、現在の理論モデルでは太陽質量の 1.5 倍程度の質量が中性子星の質量の上限となってしまふ。しかし、太陽質量の 2 倍程度の質量を持つ中性子星が 3 つ (PSR J1614-2330 [37]、PSR J0348+0432 [38]、PSR J740+6620 [39]) 観測されており、矛盾が生じている。このような中性子星最大質量における観測と理論の矛盾をハイペロンパズルと呼ぶ。

ハイペロンパズルの解決には、ANN 三体力が重要な果たすと考えられている。図 3.5、図 3.6 にハイパー核質量分光実験や ΛN 散乱実験で得られたデータを用いて作成された ΛN ポテンシャルを適用した補助場量子モンテカルロ計算 (AFDMC) によって得られた中性子星の状態方程式と質量-半径の関係を示す。

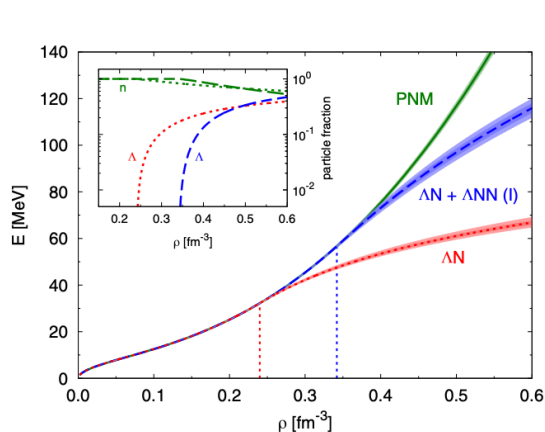


図 3.5 補助場量子モンテカルロ計算によって得られた中性子星の状態方程式 [40]: 緑色の実線は構成要素が中性子のみであるとした場合であり、赤色の点線がハイペロンの出現を考慮し現実的な ΛN 相互作用を用いた場合であり、青色の点線は ΛNN 三体力を含めた場合である。縦に引かれた点線は、ハイペロンが出現し始める密度である。

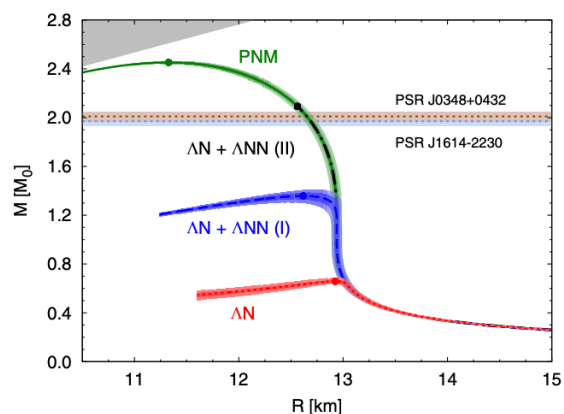


図 3.6 中性子星の質量と半径の関係: 色の割り振りは図 3.5 と同様である。黒色の点線は、青色の点線と同様に ΛNN 三体力の効果を取り入れた結果であるが、パラメータを変更している。各モデルにおける最大質量が各色の丸で記されている。水平に引かれた 2 つの点線は実際に観測された中性子星の質量である [37, 38]。左上の灰色の領域は相対論的因果律の制限から中性子星の存在が許されていない領域である。

中性子星の内部にハイペロンが出現するとした場合、 ΛN 相互作用のみを考慮したモデル (赤線) では支えられる中性子星の最大質量は太陽質量の 0.6 倍程度となり、観測結果と大きく矛盾する。これに ΛNN 相互作用を加えた場合、パラメータによっては (黒線) 中性子星の最大質量は太陽質量の 2 倍を超え、観測結果と矛盾しない。このように、ハイペロンパズルを解決する上で、 ΛNN 相互作用が重要な役割を担っている。しかし、 ΛNN 相互作用の実験的なデータ、特に中性子星のような高密度下におけるデータは未だに乏しい。そこで我々は、中性子過剰の中重ハイパー核である ${}_{\Lambda}^{48}\text{K}$ や質量数の大きい ${}_{\Lambda}^{208}\text{Tl}$ の精密質量分光を行い、ハイペロンパズルの解決を目指す。

また、 ${}_{\Lambda}^{48}\text{K}$ の同位体である ${}_{\Lambda}^{40}\text{K}$ の質量分光も行い、 ΛNN 相互作用のアイソスピン依存性を調べる予定である。

3.2 実験セットアップ

次世代実験は JLab Hall-A で行う。図 3.7 に次世代実験セットアップの概要図を、表 3.1 に主なパラメータを示す。

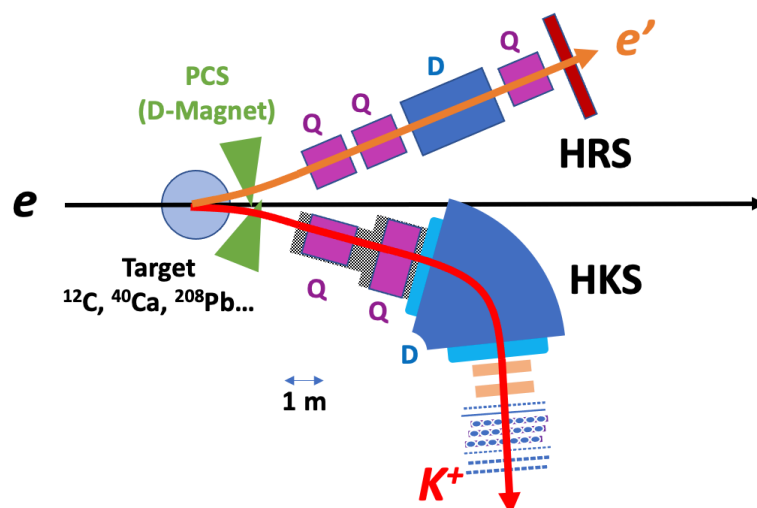


図 3.7 次世代実験セットアップの概念図：散乱電子を HRS、 K^+ 中間子を HKS で測定する。

表 3.1 次世代実験の主なパラメータ：HRS の立体角は分解能を高めるためにコリメータを用いてアクセプタンスを絞った場合の立体角である。後述するバックグラウンドシミュレーションについてはコリメータを絞らないで見積もった。

ビーム (e)	E_e	4.24 GeV
散乱電子側 スペクトロメータ PCS+HRS (e')	QQD	
	$\Delta p/p$	2.6×10^{-4} (FWHM)
	$p_{e'}$	$2.74 \text{ GeV}/c \pm 4.5 \%$
	$\theta_{e'}$	$6.5^\circ \pm 1.5^\circ$
	Solid angle $\Omega_{e'}$	2.4 msr
K 中間子側 スペクトロメータ PCS+HKS (K^+)	QQD	
	$\Delta p/p$	4.2×10^{-4} (FWHM)
	p_{K^+}	$1.2 \text{ GeV}/c \pm 10 \%$
	θ_{K^+}	$11.5^\circ \pm 4.5^\circ$
	Solid angle Ω_{K^+}	7 msr

E05-115 実験からの主な変更点は。

- 散乱電子側の検出器系として、HRS (High Resolution Spectrometer) [41] を用いる。
- 散乱電子側のバックグラウンド粒子をさらに前方に集中させるために、入射電子エネルギーを 4.24 GeV に増加させる。詳細は後述する。
- 標的直後の Dipole 磁石である PCS を新設し、超前方に放出されるバックグラウンド粒子がビームラインに混入しないようにする。

本節では、次世代実験をこのようなセットアップにした理由を主に散乱電子側バックグラウンドの低減という観点から延べ、各検出器系の特徴、標的について述べる。

3.2.1 散乱電子側バックグラウンドの性質と対策

大強度電子線を用いたハイパー核分光実験の大きな課題は、バックグラウンド粒子の低減である。データ収集系の efficiency は計数率が 2kHz を超えると急激に落ちるため、トリガーレートは 2kHz 以内に抑える必要がある。 K^+ 中間子側の検出器には陽子や π^+ 中間子などの粒子が混入し、これらはチェレンコフ検出器によってトリガー段階で除去が可能である。それに対し、散乱電子側に混入するバックグラウンド粒子は、検出したい粒子と同じく電子でありトリガー段階で除去することができない。散乱電子側のバックグラウンドの増加に伴い、偶然トリガー条件をすり抜けてくるアクシデンタルバックグラウンド計数率が増加するため、過去実験ではビーム強度を抑えながら実験を行っていた。次世代実験では、これらのバックグラウンドを抑えたい。散乱電子側に入射してくる電子は主に次の3つの反応に起因している。

1. 制動放射
2. メラー散乱
3. 仮想光子を放出する非弾性散乱

このうち、バックグラウンドとして除去したいものは、上の1,2の反応から生じる散乱電子である。以下では、これらの反応の特徴について述べる。

制動放射

荷電粒子が加速、または減速する際に光子を放出する現象を制動放射という。標的に入射した電子は、標的中の原子核との電磁相互作用によって加速度を受け、その際に制動放射によって光子を放出する。入射電子が制動放射を起こし、電子検出器系に混入した場合、バックグラウンドとなる。また、この際に放出された光子から電子対生成を行い、生じた陽電子が K^+ 中間子検出器系に混入した場合、電子 K^+ 中間子同時測定系におけるバックグラウンドとなる可能性がある。標的中での制動放射は電磁相互作用によって生じるので、その微分断面積はおおよそ標的の陽子数 Z の2乗に比例する。よって、 Z の大きい標的を用いる次世代実験では制動放射起因のバックグラウンドが増加することが予想される。制動放射の断面積は次のように書ける。[42]

$$\frac{d^2\sigma_b}{d\Omega_k dk} = \frac{2\alpha^3 E_e^2}{\pi k m_e^4} (b_1(Z^2 + Z) + b_2(X - 2Z^2 f((\alpha Z)^2))) \quad (3.3)$$

$$b_1 = \frac{2y - 2}{(l + 1)^2} + \frac{12l(1 - y)}{(1 + l)^4} \quad (3.4)$$

$$b_2 = \frac{2 - 2y + y^2}{(1 + l)^2} - \frac{4l(1 - y)}{(1 + l)^4} \quad (3.5)$$

$$l = \frac{\theta_k^2 E_e^2}{m_e^2} \quad (3.6)$$

$$y = \frac{k}{E_e} \quad (3.7)$$

$$f(z) = 1.202z - 1.0369z^2 + \frac{1.008z^3}{1 + z} \quad (3.8)$$

$$X = Z^2 \left(\ln \frac{a^2 m_e^2 (1 + l)^2}{a'^2 t'_{min} + 1} - 1 \right) + Z \left(\ln \frac{a'^2 m_e (1 + l)^2}{a'^2 t'_{min} + 1} - 1 \right) \quad (3.9)$$

$$a = \frac{184.15}{m_e \sqrt{2.718 Z^{1/3}}} \quad (3.10)$$

$$a' = \frac{1194}{m_e \sqrt{2.718} Z^{2/3}} \quad (3.11)$$

$$t'_{min} = \left(\frac{km_e^2(1+l)}{2E_e(E_e - k)} \right)^2 \quad (3.12)$$

ここで、 k は光子のエネルギー、 θ_k は光子の放出角度である。

この式を用いて計算した制動放射の断面積の電子角度分布を 3.8 に示す。

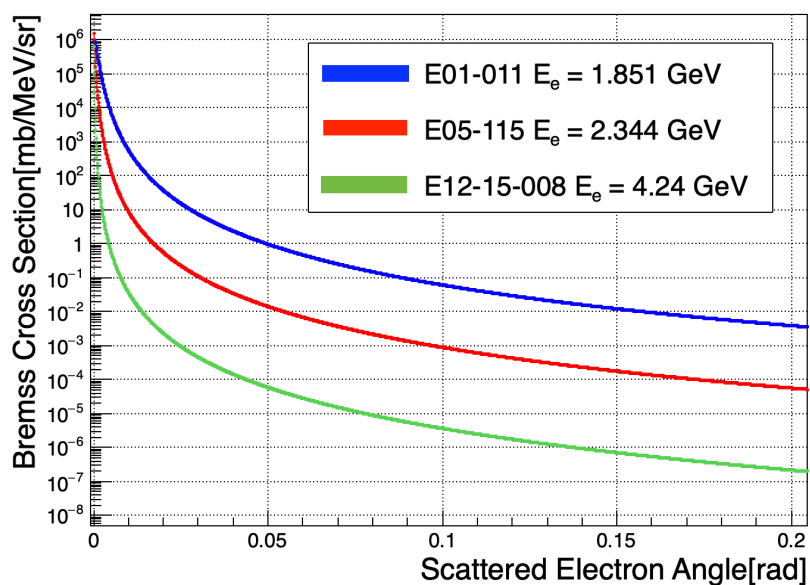


図 3.8 制動放射反応断面積の角度依存性。3 種類の入射エネルギーを仮定して計算を行ったものを比較した。入射エネルギーは、1.851 GeV、2.344 GeV、4.24 GeV を仮定し、それぞれ E01-011 実験、E05-115 実験、次世代実験を仮定している。標的には ^{12}C を仮定している。

入射電子エネルギーを増加させると、散乱電子の放出方向が前方に集中することがわかる。そのため次世代実験では、入射電子エネルギーを大きくし ($E=4.24$ GeV)、前方に制動放射起因電子を集中させ、かつ前方を避けて測定を行うことでバックグラウンドの低減を行う。

また、標的原子核を変えながら計算を行ったものを図 3.9 に示す。

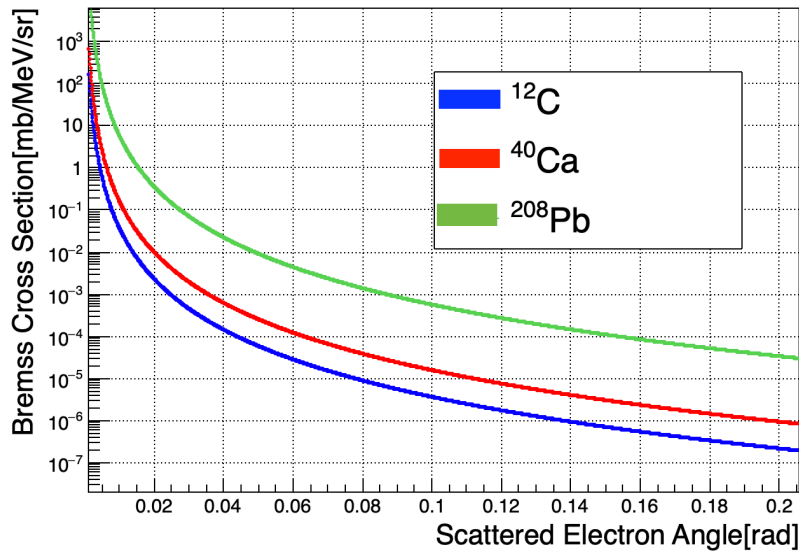


図 3.9 制動放射反応断面積の角度依存性。3 種類の標的を仮定して計算を行ったものを比較した。標的原子核は次世代実験で用いる、 ^{12}C 、 ^{40}Ca 、 ^{208}Pb を仮定した。入射電子エネルギーには、4.24 GeV を仮定している。

メラー散乱

メラー散乱とは、2つの電子の散乱のことであり、メラー散乱によるバックグラウンド電子は制動放射のものと比較すると前方に集中している。そのため、次世代実験のセットアップではこのバックグラウンドは問題にならないことがわかっている。

3.2.2 標的

次世代実験で使用する標的を表 3.2 にまとめた。

表 3.2 次世代実験で使用する標的の一覧。

標的	生成核	厚さ密度 [mg/cm ²]	ビーム電流量 [μA]	使用目的
CH ₂	Λ, Σ^0	500	2	エネルギー校正
$^{6,7}\text{Li}$	$^{6,7}_{\Lambda}\text{He}$	100	50	エネルギー校正
^9Be	$^9_{\Lambda}\text{Li}$	100	100	エネルギー校正
$^{10,11}\text{B}$	$^{10,11}_{\Lambda}\text{Be}$	100	25	エネルギー校正
^{12}C	$^{12}_{\Lambda}\text{B}$	100	50	エネルギー校正
$^3\text{He}(\text{+Al})$	$^3_{\Lambda}\text{H}$	37(+540)	50	ハイパートライトンパズル
$^4\text{He}(\text{+Al})$	$^4_{\Lambda}\text{H}$	74(+540)	50	CSB
^{40}Ca	$^{40}_{\Lambda}\text{K}$	100	50	三体力のアイソスピン依存性
^{208}Pb	$^{208}_{\Lambda}\text{Tl}$	100	25	三体力のアイソスピン依存性

このうち、 ^3He 、 ^4He は気体標的であり、Al でできたセルの中に封入されている。図 3.10 に標

的システムの概要図を示す。

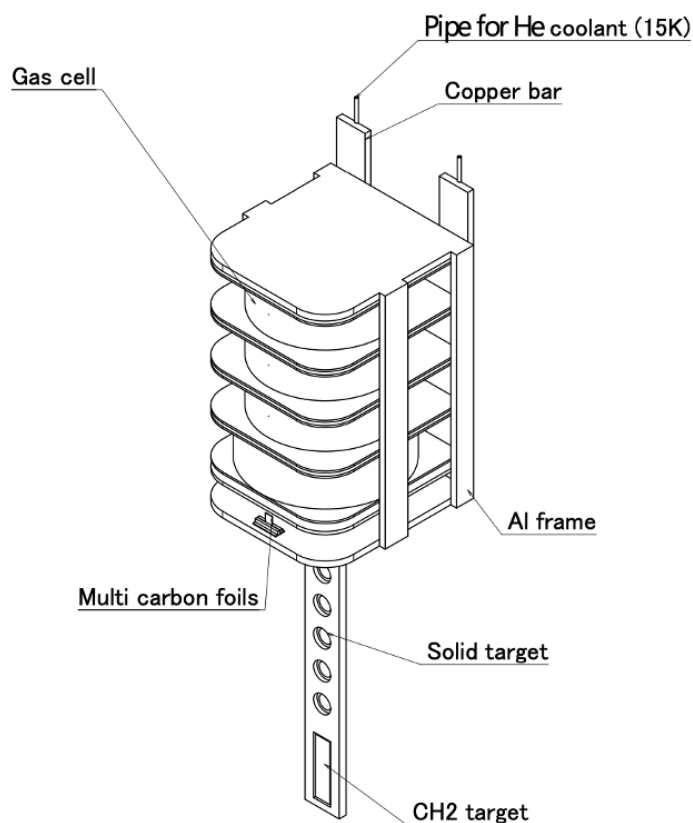


図 3.10 次世代実験で用いる標的システムの概要図: 上部分に並べられた円筒状のセルに気体が封入されている。下部分の円形の空洞部分に個体標的を配置する。

標的システムの上部分には円筒状のセルに気体標的が封入されたものが並べられている。下のラダー部分には個体標的を配置する。標的システムを上下させることによって、標的を切り替える。

3.2.3 荷電粒子スプリッター磁石 (PCS)

ハイパー核の収量を大きくするためには前方の散乱電子、 K^+ 中間子を検出する必要がある。そのため、スペクトロメータはなるべく前方に設置したいが、前方はビームラインと干渉してしまう。したがって、標的直後に2台の双極磁石 PCS を設置し粒子の軌道を変えることによって、スペクトロメータとビームラインの干渉を避ける。図 3.11 は PCS の実際の写真である。

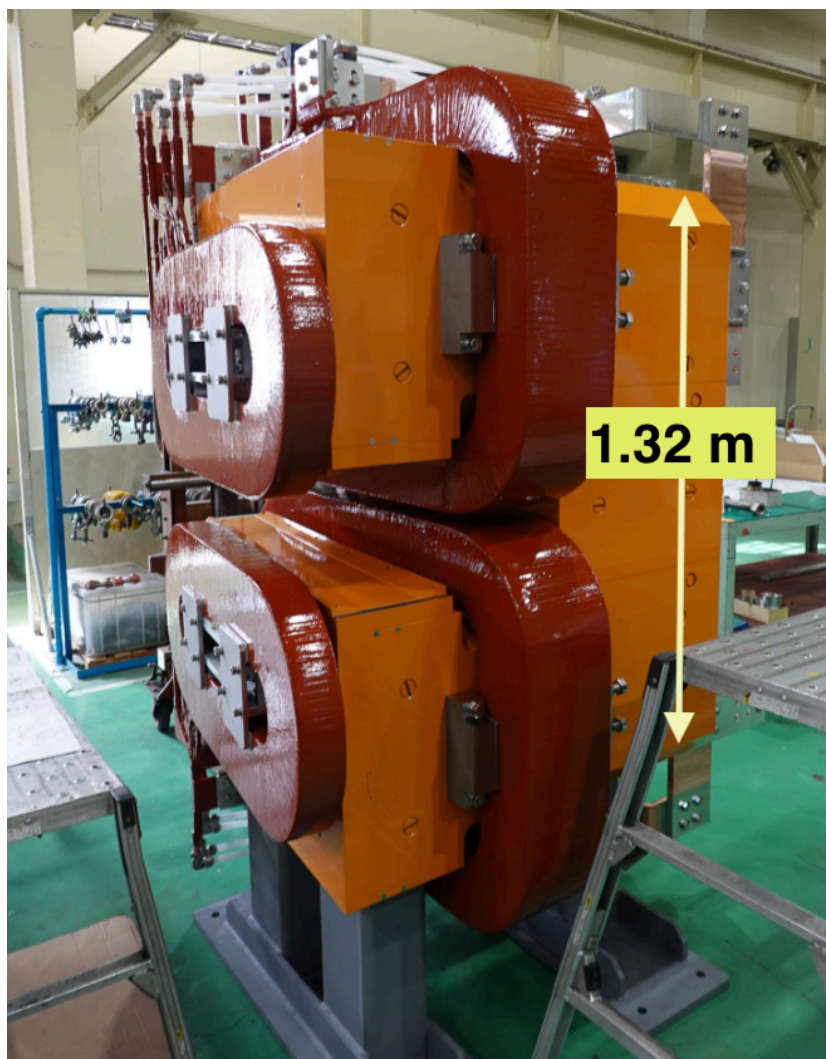


図 3.11 PCS1 台の実際の写真。赤い部分はコイルで、粒子は橙色のポール間を通過する。

前述の通り、前回実験ではアクセプタンス外から斜めに検出器に入射する予想外のバックグラウンド粒子がデータ収集系を圧迫したため、ビーム強度を落として実験をせざるを得なかった。このバックグラウンドは、超前方に放出された大量の電磁生成起因の陽電子が、HKS の Dipole 磁石下流の真空エクステンションの側面や NMR ポートと衝突して発生したものであると考えられる (図 2.16 参照)。前回実験では、超前方にもスプリッター磁石が設置されており、超前方に放出された陽電子がビームラインに混入してしまった。そのため、PCS は超前方領域には磁場が無いように設計されており、これらのバックグラウンドは発生しないと予想される [43]。

3.2.4 散乱電子側スペクトロメータ (HRS)

次世代実験では入射電子エネルギーを 4.24 GeV に引き上げるのに対し、前述のとおり仮想光子のエネルギーは 1.5 GeV に固定して実験を行うため、散乱電子の運動量は前回実験と比べて増加し 2.74 GeV になる。前回実験で散乱電子検出器として使用した HES スペクトロメータは測定可能な運動量が 1 GeV/c 程度であり、次世代実験では使用できない。よって、次世代実験では JLab Hall A 常設のスペクトロメータ、HRS を使用する。HRS スペクトロメータは PCS と組み合わせることで、2.74 GeV/c の電子を相対運動量分解能 2.6×10^{-4} で測定可能であるとモンテカルロ

シミュレーションで見積もられており、次世代実験の条件に適している。図 3.12 に HRS の概要図を示す。また、HRS の主なパラメータは表 3.1 のとおりである。

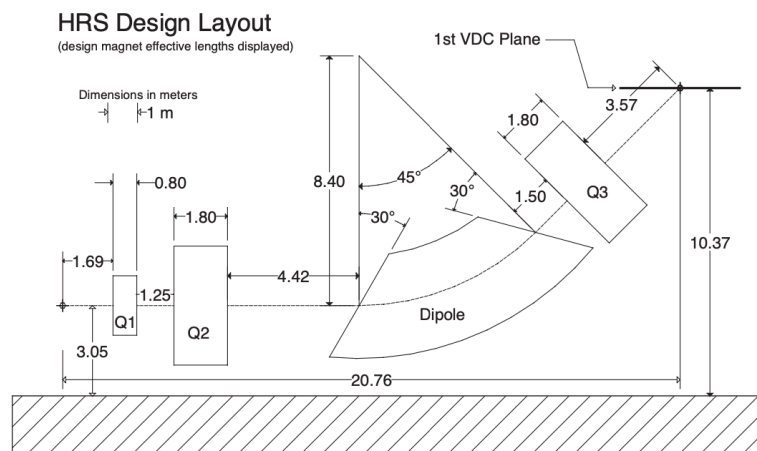


図 3.12 HRS の概要図 [44]: Q1,2,3 は四重極磁石、Dipole は双極磁石を表している。

HRS のアクセプタンスを見積もるために、実際の光学系を再現した Geant4 [45–47] によるモンテカルロシミュレーションを行った結果を図 3.13 に示す。

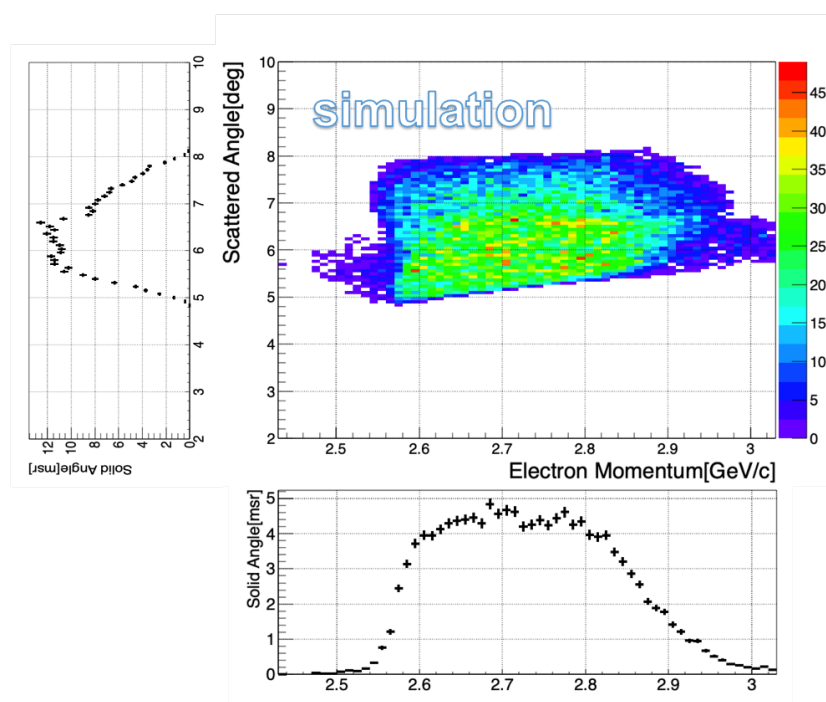


図 3.13 Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションによって得られた、HRS アクセプタンスに入射する電子の運動量と散乱角度の関係。また、運動量と立体角の関係と散乱角度と立体角の関係も示した。

後述のバックグラウンド計数率の見積もりの際は、このシミュレーションと同じソースコードを用いる。なお、運動量分解能を向上させるためのコリメータを取り入れていないため、表 3.1 に示した立体角より大きな値が得られているが、バックグラウンド計数率の見積もりに関しては安

全側の見積もりとなるため問題ない。

HRS スペクトロメータ後方には、位置検出器と粒子識別のための検出器が配置されている。以下では、これらの検出器について述べる。

3.2.5 HRS 側の検出器について

ビーム上流から説明していく。まず、位置検出器であるドリフトチェンバー (VDC1, VDC2) を配置し、その後方にトリガーを構築するためのシンチレーション検出器 (S0, S2) を配置する。図 3.14 にこれらの模式図を示す。

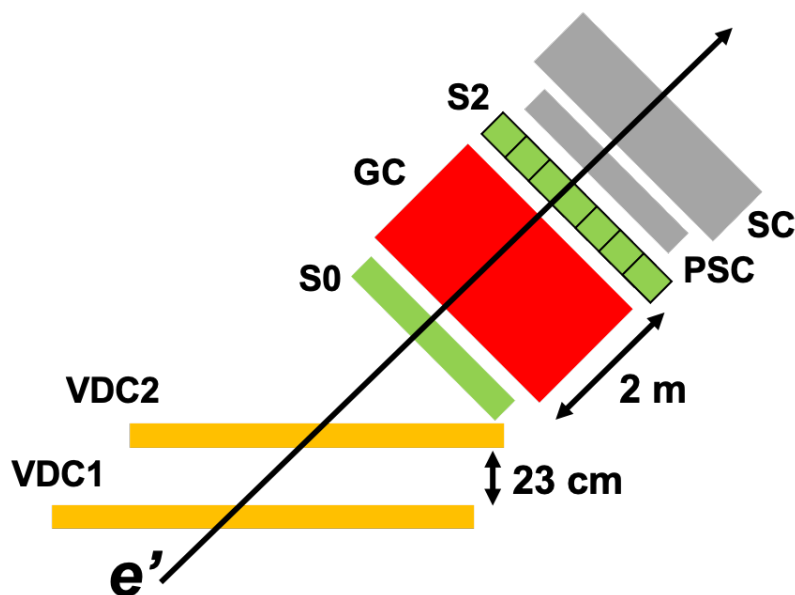


図 3.14 HRS 後方の検出器群。位置・角度検出器であるドリフトチェンバー (VDC1,2)、トリガーを構築するためのシンチレーション検出器 (S0, S2)、ガスケレンコフ検出器 (GC) から構成される。

以下では、これらの検出器について述べる。

3.2.6 VDC1,2

VDC1 と VDC2 はドリフトチェンバーであり、荷電粒子が通過したときに電離した電子のドリフト時間を測定することで荷電粒子の通過位置・角度を求めることができる。2つのVDCは平行に23 cm 離して設置してあり、通過した荷電粒子の角度・位置情報を元に、標的位置での荷電粒子の運動量を測定することができる。図 3.15 に VDC1,2 の概要図を示す。

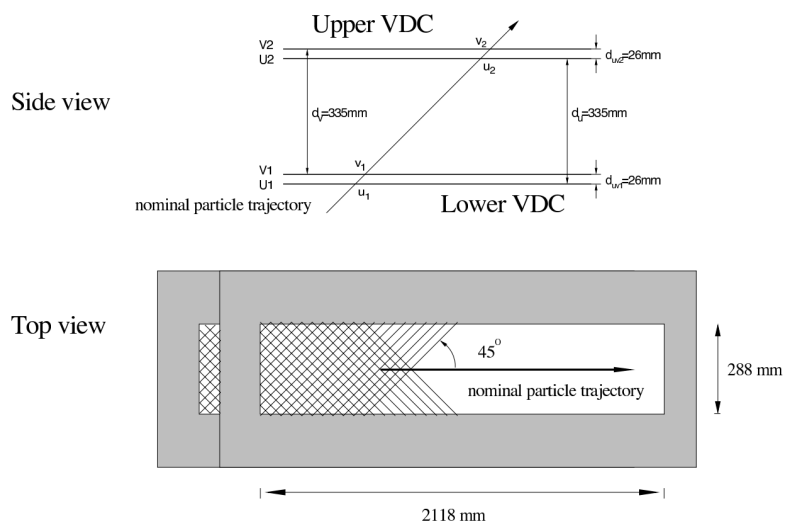


図 3.15 VDC の概要図 [48]。

3.2.7 S0, S2

S0 と S2 はシンチレーション検出器であり、粒子の飛行時間の測定およびトリガーの構築に用いる。S0、S2 間は 2 m の距離があり、荷電粒子が通過した時間の差をとることによって、荷電粒子の速度を測定することができる。速度の情報は、オフライン解析において、粒子の識別のために用いる。

3.2.8 K^+ 中間子側スペクトロメータ (HKS)

1.5 GeV のエネルギーを持つ仮想光子から放出される K^+ 中間子の中心運動量は $1.2 \text{ GeV}/c$ である。 K^+ 中間子測定系のスペクトロメータとしては前回実験でも使用した、HKS (High Resolution Kaon Spectrometer) を使用する。これは東北大グループが設計・開発した常伝導スペクトロメータで、 $1.2 \text{ GeV}/c$ の K^+ 中間子を測定するのに最適化されている。図 3.16 に HKS の概要図を示す。

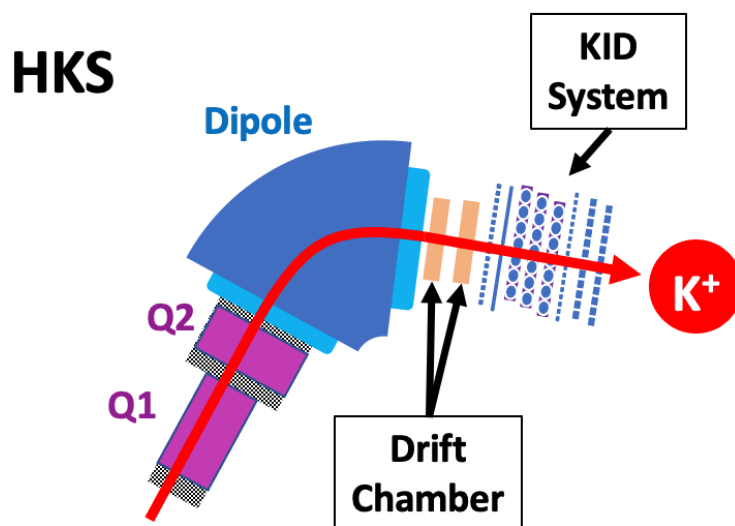


図 3.16 HKS の概要図。Q1,2 は四重極磁石、Dipole は双極磁石を表している。Dipole 後方の Drift Chamber で通過した荷電粒子の位置・角度を測定する。その後方の KID システムを用いてオンラインで K^+ 中間子以外を除去する。

また、HKS の主なパラメータは表 3.1 のとおりである。

HKS のアクセプタンスを見積もるために、実際の光学系を再現した Geant4 によるモンテカルロシミュレーションを行った結果を図 3.17 に示す。

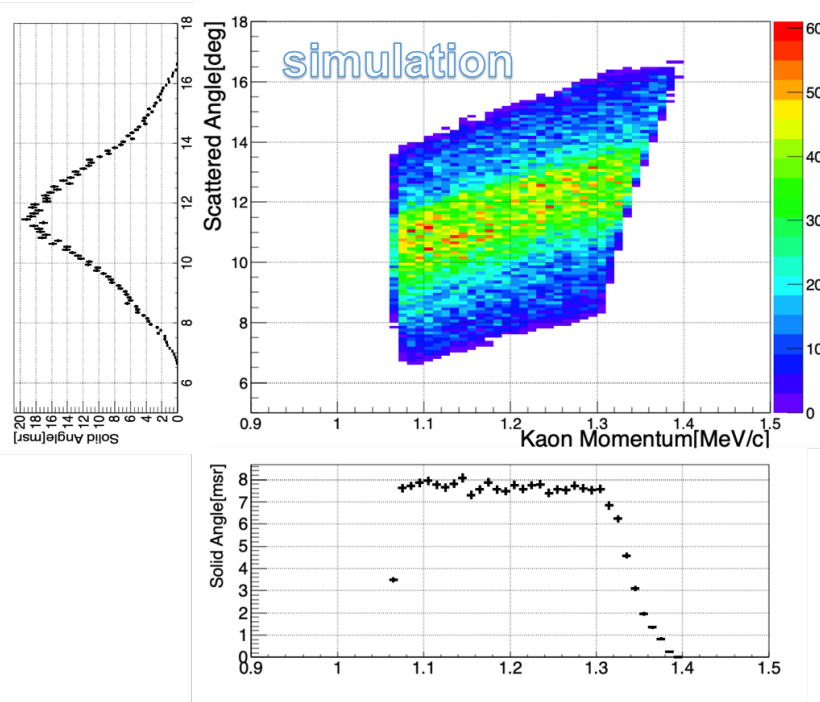


図 3.17 Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションによって得られた、HKS アクセプタンスに入射する K^+ 中間子の運動量と散乱角度の関係。また、運動量と立体角の関係と散乱角度と立体角の関係も示した。

後述のバックグラウンド計数率の見積もりの際は、このシミュレーションと同じソースコードを用いる。

HKS スペクトロメータ後方には、位置検出器と粒子識別のための検出器が配置されている。以下では、これらの検出器について述べる。

3.2.9 HKS 側の検出器について

ビーム上流から順に説明していく。まず、位置検出器であるドリフトチェンバー (HDC1、HDC2) を配置し、その後方に TOF 粒子識別検出器とトリガーカウンタを兼ねる TOF カウンタ (TOF1X、TOF1Y、TOF2X) を配置する。また、陽電子、 π^+ 中間子を除去するためのエアロジェルチェレンコフ検出器 (AC1、AC2、AC3) を TOF カウンタに挟まれるようにして配置する。さらに、陽子を除去するための水チェレンコフ検出器 (WC1、WC2) を後方に配置する。図 3.18 にこれらの模式図を示す。

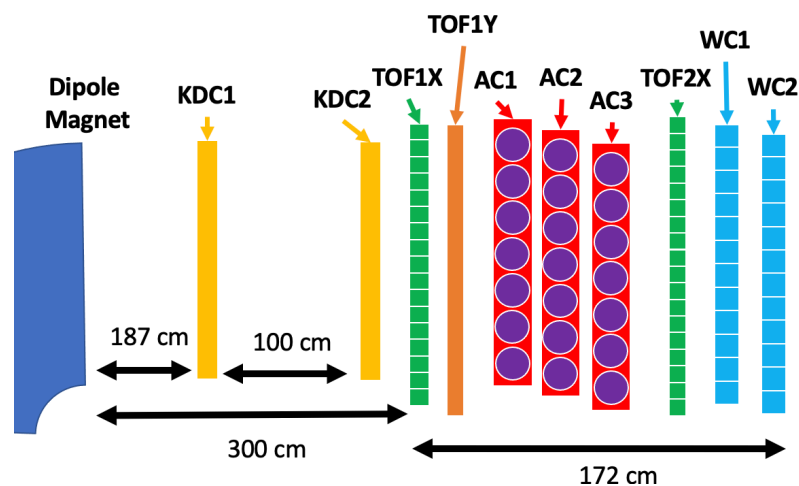


図 3.18 HKS 側検出器群の模式図。

表 3.3 にそれぞれの検出器の主なパラメータを示す。

表 3.3 HKS 側検出器郡の主なパラメータ

検出器名	有感サイズ [cm]	仕様
ドリフトチェンバー KDC1 KDC2	120 × 30 × 14 120 × 30 × 14	
シンチレーション検出器 TOF1X TOF1Y TOF2X	127.5 × 30 × 2 125.0 × 27.5 × 2 171.0 × 35 × 2	7.5 ^W × 17 segments 3.5 ^W × 9 segments 9.5 ^W × 18 segments
エアロジェルチェレンコフ検出器 AC1 AC2 AC3	161.0 × 46 × 20 161.0 × 46 × 20 161.0 × 46 × 20	23 ^W × 7 segments 23 ^W × 7 segments 23 ^W × 7 segments
水チェレンコフ検出器 WC1 WC2	187.2 × 35 × 80 187.2 × 35 × 80	15.6 ^W × 12 segments 15.6 ^W × 12 segments

以下で各検出器の詳細について述べる。

3.2.10 ドリフトチェンバー (KDC1、KDC2)

KDC1 と KDC2 は E01-011 実験から使用されているドリフトチェンバーで、 K^+ 中間子の飛跡検出に用いる。図 3.19 に KDC の概要図を示す。

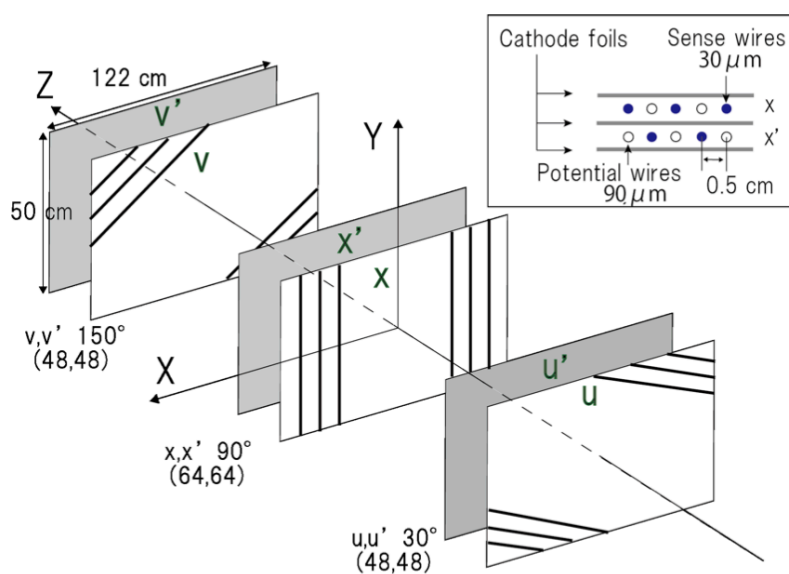


図 3.19 KDC の概要図 [13]: KDC は 6 層から構成され、それぞれ張られたワイヤーの角度が異なる。

3.2.11 シンチレーション検出器 (TOF1X、TOF1Y、TOF2X)

TOF1X、TOF1Y、TOF2X は粒子の飛行時間測定と荷電粒子トリガーカウンタを兼ねるシンチレーション検出器群である。

TOF1X

TOF1X は 17 本のシンチレーション検出器から構成される。図 3.20 に TOF1X の概要図を示す。

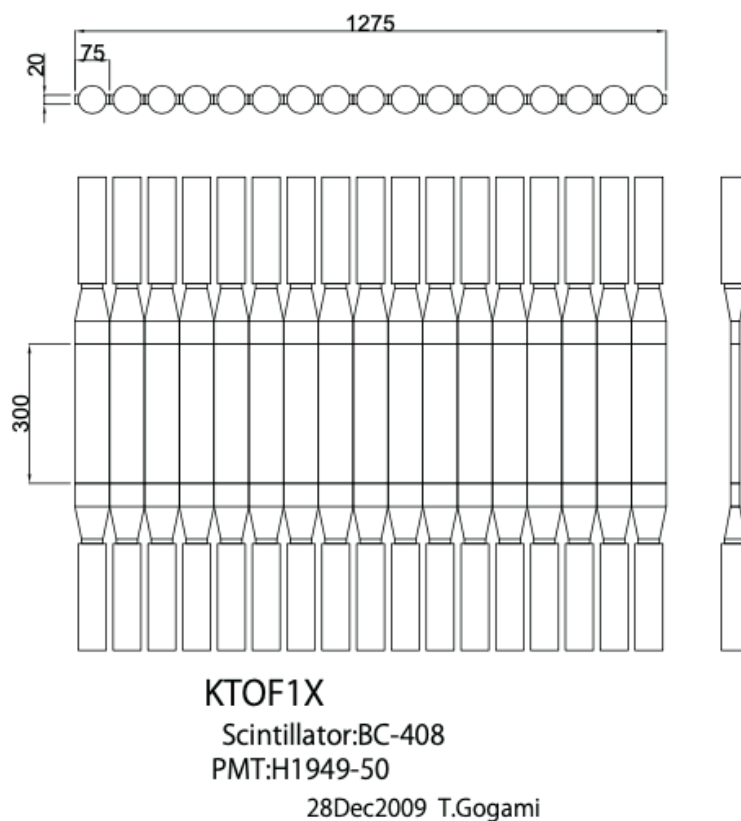


図 3.20 TOF1X の概要図 [13]: TOF1X は 17 本のプラスチックシンチレーション検出器から構成される。

要求時間分解能は $\sigma \sim 100$ ps である。宇宙線を用いた試験の結果、時間分解能は $\sigma \sim 60$ ps であり、要求性能を満たしている。

TOF1Y

TOF1Y は 9 本のシンチレーション検出器から構成される。図 3.21 に TOF1Y の概要図を示す。

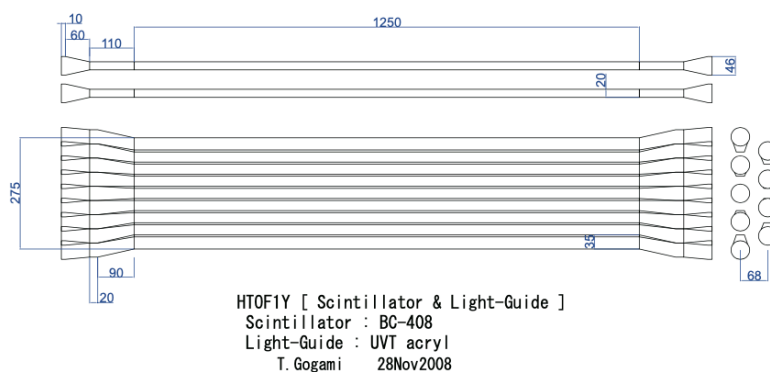


図 3.21 TOF1Y の概要図 [13]: TOF1Y は 9 本のプラスチックシンチレーション検出器から構成される。

要求時間分解能は $\sigma \sim 100$ ps である。宇宙線を用いた試験の結果、時間分解能は $\sigma \sim 70$ ps であり、要求性能を満たしてる。

TOF2X

TOF2X は 18 本のシンチレーション検出器から構成される。図 3.22 に TOF2X の概要図を示す。

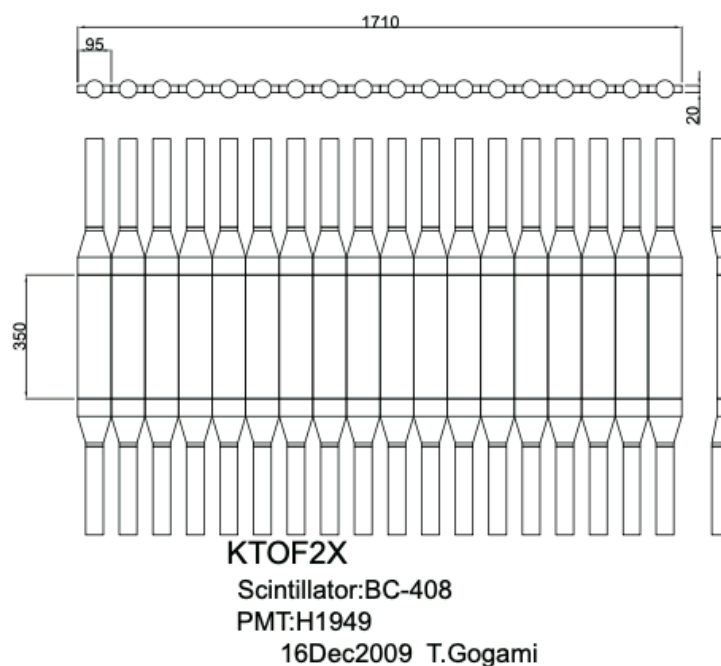


図 3.22 TOF2X の概要図 [13]。TOF2X は 18 本のプラスチックシンチレーション検出器から構成される。

要求時間分解能は $\sigma \sim 100$ ps である。宇宙線を用いた試験の結果、時間分解能は $\sigma \sim 60$ ps であり、要求性能を満たしてる。

3.2.12 チェレンコフ検出器 (AC、WC)

チェレンコフ検出器は、荷電粒子が物質を通過する際に物質中の光速度を超えたときに放出されるチェレンコフ光を捕らえることで荷電粒子を検出する。単位経路長あたりの発生光子数は、以下ようになる。

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right)$$

$$\alpha \simeq \frac{1}{137}$$

ここで z は入射粒子の電荷、 λ_1, λ_2 は PMT の有感波長領域、 n は物質の屈折率である。 $1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \leq 0$ つまり、 $\beta \leq \frac{1}{n}$ のときは発光しない。よって、検出器に用いる物質の屈折率を選ぶことで粒子識別が可能になる。中心運動量 1.2 GeV/c の陽子、 K^+ 中間子、 π^+ 中間子、陽電子を識別する場合、 β はそれぞれ、

$$\beta_p = 0.788, \beta_{K^+} = 0.925, \beta_{\pi^+} = 0.993, \beta_{e^+} = 0.999$$

となる。そのため、

$$\beta_{K^+} \leq \frac{1}{n_1} < \beta_{\pi^+}, \beta_p \leq \frac{1}{n_2} < \beta_{K^+}$$

を満たす屈折率 n_1, n_2 をそれぞれ持つ 2 つの物質が必要である。本実験では、 n_1 を満たす物質としてエアロジェル ($n = 1.055$)、 n_2 を満たす物質として純水 ($n = 1.33$) を選択する。図 3.23 にエアロジェル検出器群の概要図を、図 3.24 に水チェレンコフ検出器群の概要図を示す。

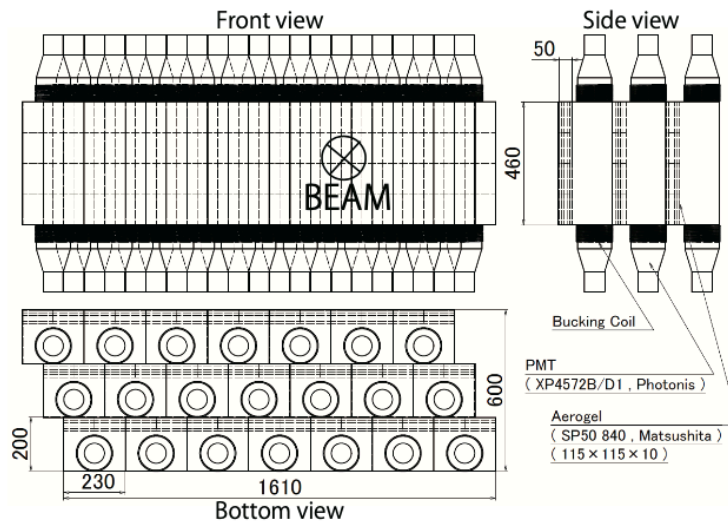


図 3.23 エアロジェルチェレンコフ検出器群の概要図 [13]: 7 本のエアロジェル検出器が 3 層に並べられて構成されている。

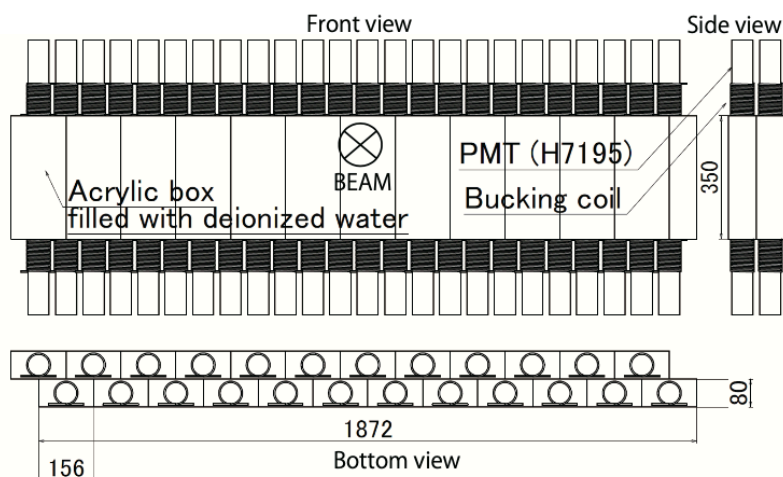


図 3.24 水チェレンコフ検出器群の概要図 [13]: 12 本の水検出器が 2 層に並べられて構成されている。

π^+ 中間子、 K^+ 中間子、陽子がエアロジェル ($n=1.055$) 内を通過する際に放出される単位長さあたりの光子数 dN/dx の運動量依存性を計算したものを図 3.25 に示す。

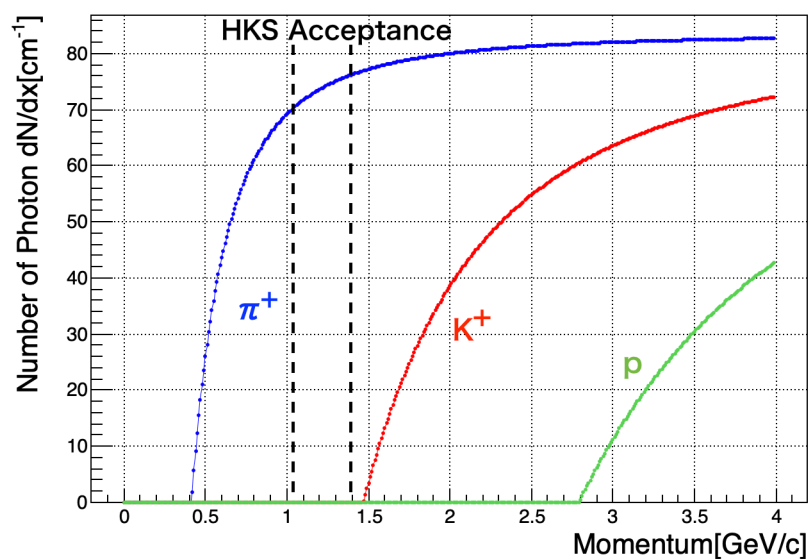


図 3.25 π^+ 中間子、 K^+ 中間子、陽子がエアロジェル内を通過する際に放出される単位長さあたりの光子数 dN/dx の運動量依存性。点線で囲まれた運動量領域が HKS アクセプタンスである。

このように、エアロジェルチェレンコフ検出器 (以下 AC) は π^+ 中間子が通過するときのみ発光する。また、 π^+ 中間子、 K^+ 中間子、陽子が純水 ($n=1.33$) 内を通過する際に放出される単位長さあたりの光子数 dN/dx の運動量依存性を計算したものを図 3.26 に示す。

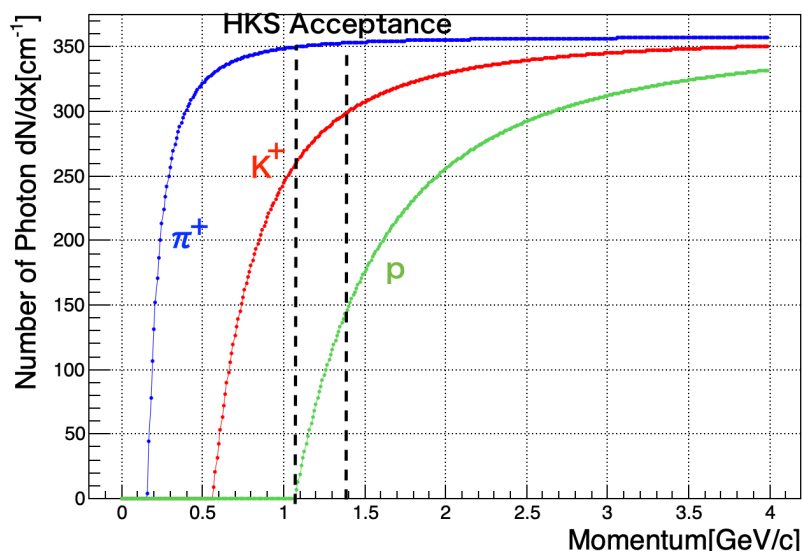


図 3.26 π^+ 中間子、 K^+ 中間子、陽子が純水内を通過する際に放出される単位長さあたりの光子数 dN/dx の運動量依存性。点線で囲まれた運動量領域が HKS アクセプタンスである。

このように、水チェレンコフ検出器 (以下 WC) はどの粒子が通過した場合にも発光するが、発光量の違いを利用し適切にしきい値を決めることによって K^+ 中間子と陽子を識別する。よって、HKS 検出器群に入射してくる粒子の運動量領域における、粒子の種類と AC、WC の発光量の関係は表 3.4 のようになり、 K^+ 中間子以外のバックグラウンド粒子を排除するトリガー条件は以下のようなになる。

$$\text{KaonTrigger} = \overline{\text{AC}} \otimes \text{WC} \quad (3.13)$$

表 3.4 各チェレンコフ検出器の発光量と粒子の関係。

	π^+ 中間子	K^+ 中間子	陽子
AC	○	×	×
WC	○	○	△

前回実験ではこのトリガー条件を課すことによって、陽子計数率は 1.2×10^{-1} 、 π^+ 中間子計数率は 5.3×10^{-3} に低減された [22]。次世代実験においては、散乱電子側のバックグラウンド計数率が大きく減少し、 K^+ 中間子側に混入していた陽電子起因のバックグラウンドも消滅するため、バックグラウンド計数率は大幅に低減されることが予想される。そのため、前回実験のようにトリガー段階でチェレンコフ検出器による粒子識別を行ってトリガーレートを抑える必要が無い可能性がある。次節では、次世代実験セットアップにおけるバックグラウンド計数率を見積もり、トリガー条件について議論する。

3.3 予想されるバックグラウンド計数率

次世代実験セットアップにおける各検出器系のバックグラウンド計数率を Geant4 によるモンテカルロシミュレーションを用いて見積もった。見積もりの手順を以下に示す。

1. 1 秒間に方向 (θ, ϕ) に運動量 p で散乱される粒子の個数 $N(p, \theta, \phi)$ を計算する。
2. Geant4 によるモンテカルロシミュレーションを行い、検出器に到達する粒子の個数を見積もる。

この見積もりの妥当性を確認するために、前回実験セットアップにおいても見積もりを行い、実際に測定された計数率と比較を行った。

3.3.1 散乱電子側のバックグラウンド計数率

節で述べたように、散乱電子側に混入する可能性のあるバックグラウンド粒子は、主に制動放射起因の電子である。散乱電子検出器系に入射する制動放射起因の電子の計数率は以下のように表すことができる。

$$N_{e'}(P_{e'}, \theta_{e'}, \phi_{e'}) = N_{beam} N_{target} \frac{d^2 \sigma_{e'}}{d\Omega_{e'} dP_{e'}} dP_{e'} d\Omega_{e'} \quad (3.14)$$

$$N_{e'} = \int_{\Delta P_{e'}} \int_{\Delta \theta_{e'}} \int_{\Delta \phi_{e'}} N_{e'}(P_{e'}, \theta_{e'}, \phi_{e'}) \quad (3.15)$$

N_{beam} は 1 秒間で標的に入射する電子の個数、 N_{target} は標的粒子の個数であり、以下のように表すことができる。

$$N_{beam} = \frac{\text{入射ビーム電流 [A]}}{\text{素電荷 [C]}} \quad (3.16)$$

$$N_{target} = \frac{\text{標的厚さ密度 [g/cm}^2\text{]} \text{ アボガドロ数 [/mol]}}{\text{モル質量 [g/mol]}} \quad (3.17)$$

$\frac{d^2 \sigma_{e'}}{d\Omega_{e'} dP_{e'}}$ は $A(e, e')$ 反応における二重微分散乱断面積であり、単位運動量、単位立体角あたりの散乱断面積を表している。この際、 $A(e, e')$ 反応としては制動放射のみを考慮し、以下の式で表すことができる。

$$\frac{d^2 \sigma_{e'}}{d\Omega_{e'} dP_{e'}} = \frac{d^2 \sigma_{\gamma}}{d\Omega_{\gamma} dP_{\gamma}} \frac{d\Omega_{\gamma}}{d\Omega_{e'}} \frac{dP_{\gamma}}{dP_{e'}} \quad (3.18)$$

$$= \frac{d^2 \sigma_{\gamma}}{d\Omega_{\gamma} dP_{\gamma}} \frac{\sin \theta_{\gamma} d\theta_{\gamma}}{\sin \theta_{e'} d\theta_{e'}} \quad (3.19)$$

$$= \frac{d^2 \sigma_{\gamma}}{d\Omega_{\gamma} dP_{\gamma}} \frac{r^2 \cos \theta_{e'}}{\sqrt{1 - r^2 \sin^2 \theta_{e'}}} \quad (3.20)$$

$$(3.21)$$

右辺の二重微分散断面積は、式 3.3 で得られる。また、 $r = P_{e'}/P_{\gamma}$ である。これによって、得られた $N_{e'}(P_{e'}, \theta_{e'}, \phi_{e'})$ の分布を用いて Geant4 によるモンテカルロシミュレーションを行い、散乱電子検出器系におけるバックグラウンド電子の計数率を見積もる。

まずは、見積もりの妥当性を確認するために、前回実験セットアップにおける計数率の見積もりと、前回実験で実際に測定された計数率を比較したものを表 3.5 に示す。

表 3.5 前回実験における散乱電子の計数率の見積もりと実測値の比較。 $N_{e'}(\text{exp})$ は実測値 [13]、 $N_{e'}(\text{sim})$ は見積もった値を表している。

target	thickness [mg/cm ²]	beam current [μA]	$N_{e'}(\text{exp})$ [MHz]	$N_{e'}(\text{sim})$ [MHz]	$\frac{N_{e'}(\text{sim})}{N_{e'}(\text{exp})}$
⁷ Li	208.0	31.6	2.2	2.8	1.3
⁹ Be	188.0	37.9	2.5	3.8	1.5
¹⁰ B	56.1	38.2	1.6	1.6	1.0
¹² C	87.5	19.3	1.5	1.5	1.0
⁵² Cr	134	7.3	2.3	2.8	1.2
			2.5	2.8	1.1

比較の結果、見積もりは概ね正しいことがわかる。また、どの標的に対しても多めに見積もっていることから、実験可能性の観点から言えば安全側に寄っており、この見積もりをそのまま次世代実験のセットアップに対して適用する。次世代実験セットアップにおける制動放射起因電子の計数率の見積もりを行ったものを表 3.6 に示す。

表 3.6 次世代実験における散乱電子側バックグラウンド計数率の見積もり。標的は ³He、⁴He、¹²C、⁴⁰Ca、²⁰⁸Pb を仮定して計算を行った。³He、⁴He については気体標的を封入するためのセルである Al から発生するバックグラウンドも見積もった。

target	thickness [mg/cm ²]	beam current [μA]	$N_{e'}(\text{sim})$ [kHz]
³ He(+Al)	37(+540)	50	4.6(+223.9)
⁴ He(+Al)	74(+540)	50	6.8(+223.9)
¹² C	100	50	21.5
⁴⁰ Ca	100	50	64.5
²⁰⁸ Pb	100	25	97.0

標的は ³He、⁴He、¹²C、⁴⁰Ca、²⁰⁸Pb を仮定し、厚さとビーム電流は 3.2 の値を参照しており、実際に実験で用いる条件と同じである。また、³He、⁴He については気体標的を封入するためのセルである Al から発生するバックグラウンドも見積もった。セットアップの変更によって、バックグラウンド計数率が低減されているのがわかる。

3.3.2 K^+ 中間子側の計数率

K^+ 中間子側に飛来する可能性がある粒子は、 K^+ 中間子、陽子、 π^+ 中間子、陽電子、そして電子である。目的である K^+ 中間子の計数率は最大でも 200 Hz 程度であることが既に見積もられている [49]。ここでは、それ以外のバックグラウンド計数率を見積もる。

陽電子、電子

前回実験における、 K^+ 中間子側バックグラウンド粒子の大半は陽電子と電子であった。これは制動放射、電子対生成によって超前方に放出された、低運動量の陽電子が HKS 壁面と散乱して

発生した二次的なバックグラウンド粒子であった。次世代実験では、標的直後のスプリット磁石をPCSに変更し、超前方領域を避けて検出を行うことによって、これらのバックグラウンド粒子は混入しないことがわかっている [43]。

陽子、 π^+ 中間子

K^+ 中間子検出器系に入射する π^+ 中間子、陽子の計数率を散乱電子側バックグラウンドの見積もりと同様にして見積もる。

$$N_{p,\pi}(P_{p,\pi}, \theta_{p,\pi}, \phi_{p,\pi}) = N_{beam} N_{target} \frac{d^2\sigma_{p,\pi}}{d\Omega_{p,\pi} dP_{p,\pi}} dP_{p,\pi} d\Omega_{p,\pi} \quad (3.22)$$

$$N_{p,\pi} = \int_{\Delta P_{p,\pi}} \int_{\Delta \theta_{p,\pi}} \int_{\Delta \phi_{p,\pi}} N_{p,\pi}(P_{p,\pi}, \theta_{p,\pi}, \phi_{p,\pi}) \quad (3.23)$$

$\frac{d^2\sigma_{p,\pi}}{d\Omega_{p,\pi} dP_{p,\pi}}$ は、 $A(e, \pi)$ 反応、 $A(e, p)$ 反応における二重微分散乱断面積であり、単位運動量、単位立体角あたりの散乱断面積を表している。この二重微分散乱断面積は、EPC コード [50] を用いて計算した。EPC コードは、0.5–5 GeV の電子と標的原子核の散乱によって発生する核子、 π 中間子の散乱断面積を 20% 以内の精度で計算することを目的として作成されたコードである。Quasideuteron mechanism、Recoil nucleons following pion production、Quasifree knockout などのモデル計算を用いており、実データとの比較で要請を満たしていることも確認されている。また、散乱角度が 45° を超えるような後方角度の散乱に対しては、著しく精度が落ちることも確認されているが、今回は前方角度への散乱であるため問題ない。入射電子のエネルギー、標的原子核の陽子数と中性子数、散乱粒子の運動量、散乱角度を入力すると、散乱断面積を出力することができる。EPC コードを用いて、 $N_{p,\pi}(P_{p,\pi}, \theta_{p,\pi}, \phi_{p,\pi})$ の分布を求め、Geant4 によるモンテカルロシミュレーションを用いて、 K^+ 中間子側検出器における陽子、 π^+ 中間子の計数率を見積もった。まずは、前回実験セットアップにおける計数率の見積もりと、前回実験で実際に測定された計数率を比較したものを表 3.7 に示す。

target	$N_p(\text{exp})$ [kHz]	$N_p(\text{sim})$ [kHz]	$\frac{N_p(\text{sim})}{N_p(\text{exp})}$	$N_{\pi^+}(\text{exp})$ [kHz]	$N_{\pi^+}(\text{sim})$ [kHz]	$\frac{N_{\pi^+}(\text{sim})}{N_{\pi^+}(\text{exp})}$
^7Li	34.1	34.2	1.0	25.0	99.8	4.0
^9Be	29.1	37.7	1.3	21.4	109.4	5.1
^{10}B	14.1	12.0	0.9	11.1	34.3	3.1
^{12}C	10.9	10.8	1.0	9.0	27.3	3.0
	18.4	21.5	1.2	15.1	53.2	3.5
^{52}Cr	3.1	6.0	1.9	4.2	15.1	3.6

表 3.7 前回実験における陽子、 π^+ 中間子の計数率の見積もりと実測値の比較。 $N_{p,\pi^+}(\text{exp})$ は実測値 [13]、 $N_{p,\pi^+}(\text{sim})$ は見積もった値を表している。標的の厚さ、ビーム電流は表 3.5 と同じなので省略した。

比較の結果、陽子の計数率は概ね正しく見積もることができているため、この見積もりを次世代実験セットアップに対しても適用する。 π^+ 中間子については、見積もり値が実測値の 3–5 倍程度となった。これを考慮し、次世代実験セットアップに対しては見積もり値を $1/3$ にスケールした値を使用する。次世代実験セットアップにおいて見積もりを行ったものを表 3.8 に示す。

表 3.8 次世代実験における K 中間子側バックグラウンド計数率の見積もり。標的は ^3He 、 ^4He 、 ^{12}C 、 ^{40}Ca 、 ^{208}Pb を仮定して計算を行った。 ^3He 、 ^4He については気体標的を封入するためのセルである Al から発生するバックグラウンドも見積もった。過去実験の実測値とその見積もりの結果から、 π^+ 中間子の計数率については 1/3 にスケールした値を示してある。

target	thickness [mg/cm ²]	beam current [μA]	$N_p(\text{sim})$ [kHz]	$N_\pi(\text{sim})$ [kHz]
$^3\text{He}(\text{+Al})$	37(+540)	50	16.6(+260.1)	34.5(+451)
$^4\text{He}(\text{+Al})$	74(+540)	50	34.9(+260.1)	62.3(+451)
^{12}C	100	50	56.4	70.7
^{40}Ca	100	50	48.4	70.7
^{208}Pb	100	25	22.2	33.0

標的は ^3He 、 ^4He 、 ^{12}C 、 ^{40}Ca 、 ^{208}Pb を仮定し、厚さとビーム電流は 3.2 の値を参照しており、実際に実験で用いる条件と同じである。 ^3He 、 ^4He については気体標的を封入するためのセルである Al から発生するバックグラウンドも見積もった。

3.3.3 アクシデンタルバックグラウンドの見積もり

前節までで見積もった散乱電子側、 K^+ 中間子側におけるバックグラウンド計数率はどちらも 10~100 kHz オーダーであった。 $(e, e'K^+)$ 法においては、散乱電子と K^+ 中間子の同時測定を要求し、最低限のトリガー条件として散乱電子側と K^+ 中間子側に同時に粒子が入射してくることを課す。そのトリガー条件下においては、これらのバックグラウンド計数率は大幅に減少すると考えられるが、偶発的に各検出器で同時測定される事象 (アクシデンタルバックグラウンド) が必ず発生する。同時入射のトリガー条件を満たすようなトリガー信号は、散乱電子側に粒子が入射した際に出力される信号と K^+ 中間子側に粒子が入射した際に出力される信号の論理積をとることで作成する。この際、それぞれの信号の幅を調整することによって、どの程度の時間差までを”同時”とするかを調整することができる。この時間差をコインシデンス幅と呼ぶ。アクシデンタルバックグラウンド計数率は、各検出器のバックグラウンド計数率の値と、コインシデンス幅の値を用いて以下のように見積もることができる:

$$\text{アクシデンタルバックグラウンド [Hz]} = N_{e'}[\text{Hz}] \times (N_p[\text{Hz}] + N_{\pi^+}[\text{Hz}]) \times \text{コインシデンス幅 [sec]} \quad (3.24)$$

表 3.9 に各検出器のバックグラウンド計数率と、アクシデンタルバックグラウンド計数率を見積もった結果をまとめた。ここで、コインシデンス幅は 150 ns とした。

表 3.9 次世代実験における各検出器系に混入するバックグラウンド粒子の計数率とアクシデンタルバックグラウンド計数率の見積もり結果。 ^3He 、 ^4He 標的については、Al のセルから放出されるバックグラウンドについても加算したものを示してある。

target	thickness [mg/cm ²]	beam current [μA]	$N_e(\text{sim})$ [kHz]	$N_p(\text{sim})$ [kHz]	$N_\pi(\text{sim})$ [kHz]	accidental [Hz]
$^3\text{He}+\text{Al}$	37+540	50	228.5	276.7	485.5	26123.3
$^4\text{He}+\text{Al}$	74+540	50	230.7	295.0	513.3.0	27970.1
^{12}C	100	50	21.5	56.4	70.1	409.8
^{40}Ca	100	50	64.5	48.4	70.1	1152.0
^{208}Pb	100	25	97.0	22.2	33.0	801.7

個体標的におけるアクシデンタルバックグラウンド計数率は全て 2 kHz に収まっており、 K^+ 中間子の計数率である 100~200 Hz と合わせても、同時計測という条件を課すだけでデータ収集を行うことができる可能性がある。ただし、これはあくまでシミュレーションによる見積もりの結果であり、実際の実験では予期せぬバックグラウンドが発生し、アクシデンタルバックグラウンド計数率が 2 kHz を超え、データ収集が困難となる可能性がある。また、気体標的においては、セルからのバックグラウンドが非常に多く、10 kHz を超える計数率が予測される。そのため、前述のチェレンコフ検出器によるトリガー条件を課し、トリガー段階でバックグラウンド計数率を抑える必要がある。前回実験で測定されたチェレンコフ検出器の除去率を用いて、チェレンコフ検出器によるトリガー条件を課した場合の、アクシデンタルバックグラウンド計数率の見積もりを表 3.10 に示す。

表 3.10 次世代実験における各検出器系に混入するバックグラウンド粒子の計数率とアクシデンタルバックグラウンド計数率の見積もり結果。チェレンコフ検出器によるオンラインカットを考慮した結果。

target	thickness [mg/cm ²]	beam current [μA]	$N_e(\text{sim})$ [kHz]	$N_p(\text{sim})$ w/ WC cut [kHz]	$N_\pi(\text{sim})$ w/ AC cut [kHz]	accidental [Hz]
$^3\text{He}+\text{Al}$	37+540	50	228.5	33.2	2.6	1226.3
$^4\text{He}+\text{Al}$	74+540	50	230.7	35.4	2.7	1319.2
^{12}C	100	50	21.5	6.8	0.4	23.0
^{40}Ca	100	50	64.5	5.8	0.4	59.8
^{208}Pb	100	25	97.0	2.7	0.2	41.1

チェレンコフ検出器を用いたトリガー条件を課すことによって、 K^+ 中間子側のバックグラウンド計数率はおおよそ 1/10 に低減され、気体標的の場合も十分効率的なデータ収集が可能となる。ただし、チェレンコフ検出器を用いたトリガー条件を課す場合、間違えて K^+ 中間子を排除してしまう事象が発生してしまうことは避けられないため、可能ならばチェレンコフ検出器によるトリガー条件を課さずにデータ収集を行うことが望ましい。そのため、標的とその計数率に応じて、トリガー条件を柔軟に切り替えながら測定を行うことができるようなトリガーシステムを構築する必要がある。次章からは、次世代実験で用いるためのトリガー回路の開発について述べる。

第4章

HKS 側トリガー回路の開発・研究

前章で述べたとおり、次世代実験では計数率に応じて柔軟にトリガー条件を変更しながら測定できるシステムが必要になる。また、前回実験ではロジックモジュール、TUL-8040(Tohoku Universal Logic) [51] を使用して、トリガー回路を作成した。このモジュールは E01-011 実験の際に我々のグループが作成したもので、複雑なロジックをプログラムで作成することが可能になった。しかし、TUL-8040 に搭載されている FPGA が古くなり、現在のソフトウェア環境では開発・運用が困難であるため、新たなモジュールを選定し、次世代実験の条件に合わせたトリガーロジックを作成、研究した。本章では、トリガー回路設計のコンセプトについて述べたのち、トリガー回路に FPGA を用いる利点を述べる。その後、トリガーに用いる FPGA モジュールの基本的性能を確認するための実動作試験を行った結果についてまとめ、次世代実験で用いるトリガー回路の具体的な設計を記述する。

4.1 トリガー回路設計のコンセプト

次世代実験では、CP トリガー、Kaon トリガー、HRS トリガー、Coin トリガーの4種類のトリガーを用いてデータ収集を行う。これら4つのトリガーは Trigger Supervisor Module [52] によって管理される。図 4.1 に概念図を示す。

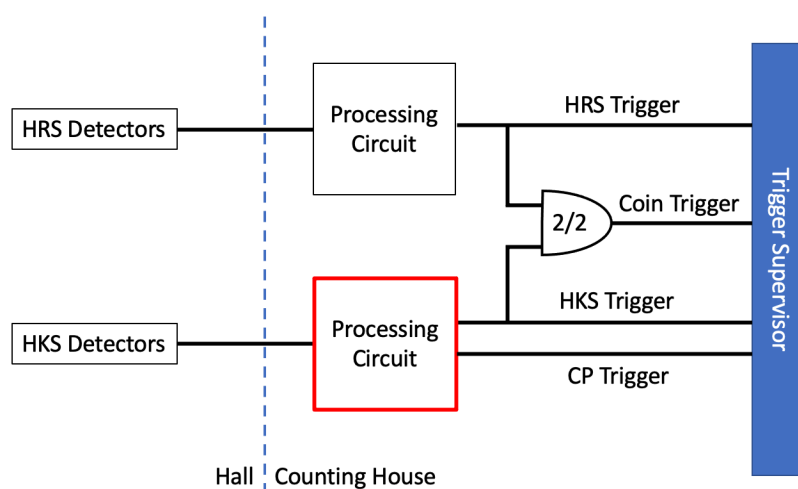


図 4.1 トリガーの概念図。4 種類のトリガーを Trigger Supervisor Module に入力し、データ収集を行う。

以下に、各トリガーについて述べる。

4.1.1 HRS トリガー (散乱電子の測定)

HRS Trigger 回路は、JLab 既設の NIM モジュールで作成されたものを使う。HRS 後方に配置された検出器 S0 と S2 の信号を用いて HRS トリガー を作成する。

$$\text{HRS} = \text{S0} \otimes \text{S2} \quad (4.1)$$

また、HRS 後方には電子、 π^- 中間子識別のためのガスチェレンコフ検出器も設置されており、必要に応じてトリガー条件に加えることもできる。

4.1.2 CP トリガー (荷電粒子の測定), Kaon トリガー (K^+ 中間子の測定)

HKS 後方に配置された検出器 TOF1X, TOF1Y, AC1, AC2, AC3, TOF2X, WC1, WC2 の信号を用いてトリガーを作成する。各種の検出器におけるトリガー条件を以下のように決める。

$$\text{TOF} = \text{TOF1X} \otimes \text{TOF1Y} \otimes \text{TOF2X} \quad (4.2)$$

$$\text{AC} = \overline{(\text{AC1} \otimes \text{AC2}) \oplus (\text{AC2} \otimes \text{AC3}) \oplus (\text{AC3} \otimes \text{AC1})} \quad (4.3)$$

$$\text{WC} = \text{WC1} \otimes \text{WC2} \quad (4.4)$$

AC は、AC1,2,3 のうち 2 つ以上が発光しないことを要求している。

これらのトリガー条件を用いて、CP トリガー、 $K\pi$ トリガー、 Kp トリガー、Kaon トリガーを作成する。

$$\text{CP} = \text{TOF} \quad (4.5)$$

$$\text{K}\pi = \text{TOF} \otimes \text{WC} \quad (4.6)$$

$$\text{K}p = \text{TOF} \otimes \text{AC} \quad (4.7)$$

$$\text{Kaon} = \text{TOF} \otimes \text{AC} \otimes \text{WC} \quad (4.8)$$

CP トリガーは荷電粒子が、 $K\pi$ トリガーは K^+ 中間子または π^+ 中間子が、 Kp トリガーは K^+ 中間子または陽子が、Kaon トリガーは K^+ 中間子が HKS に入射してきたことを要求している。 $K\pi$ トリガー、 Kp トリガーはこれ自体を用いてデータ収集を行うことはしないが、後述の Coin トリガーを作成する際に用いる。

またこれに加え、図 4.1.2 のように各検出器のセグメントを水平方向にいくつかのグループに分け、グループ毎にトリガーロジックを組むようなグルーピングトリガーも作成する。

グルーピングトリガーによって、HKS アクセプタンス外から斜めに入射してくるようなバックグラウンド粒子を排除することができる。具体的には、前述したような低運動量の陽電子に起因するバックグラウンド粒子のことである。次世代実験では、このようなバックグラウンドは混入しないようにセットアップが組まれているが、想定されていない斜めからのバックグラウンド粒子の混入を防ぐためにグルーピングトリガーを保険的に用意する。前述の Kaon トリガーにグルーピングを施したトリガー条件を KaonG トリガーとして、以下のように表される。

$$\text{KaonG} = \sum_{i=1}^N (\text{TOF}^i \otimes \text{AC}^i \otimes \text{WC}^i) \quad (4.9)$$

ここで、 $\text{TOF}^i, \text{AC}^i, \text{WC}^i$ は、グループ i におけるそれぞれのトリガー条件、 N はグループの数である。グループの分け方については 4.5.1 で詳述する。

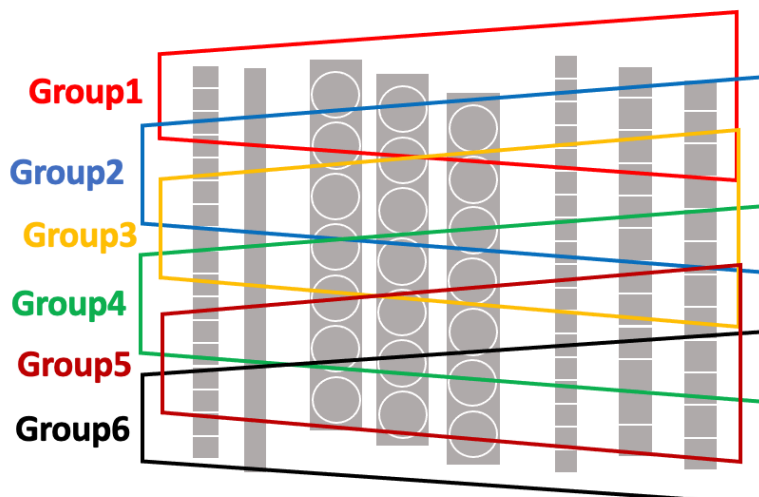


図 4.2 グルーピングの概念図。

4.1.3 Coin トリガー

実験の主なデータは Coin トリガーを用いて収集する。次世代実験ではバックグラウンド計数率がかなり低減されているため、HKS 側の検出器による K^+ 中間子の識別をせずとも実験を行うことができる可能性がある。 K^+ 中間子の識別を行うと、少なからず K^+ 中間子も除去してしまうため、できるならば識別を行わずに測定したい。そのため、 K^+ 中間子残存率の異なる以下のような複数のトリガー条件を用意し、それぞれの計数率の様子を見ながら最適なトリガー条件を決定していく方法をとる。

$$\text{Coin1} = \text{HRS} \otimes \text{CP} \quad (4.10)$$

$$\text{Coin2} = \text{HRS} \otimes \text{K}\pi \quad (4.11)$$

$$\text{Coin3} = \text{HRS} \otimes \text{Kp} \quad (4.12)$$

$$\text{Coin4} = \text{HRS} \otimes \text{Kaon} \quad (4.13)$$

$$\text{Coin5} = \text{HRS} \otimes \text{KaonG} \quad (4.14)$$

下にいくほどバックグラウンド粒子除去率が高く、 K^+ 中間子の残存率が低いトリガー条件になっており、実際のトリガー計数率を見ながらできるだけ上のトリガー条件でデータ収集を行うことにする。

4.2 FPGA を用いたトリガー回路設計

FPGA は、Field Programable Gate Array の略で、設計者がその場で機能を書き込むことができる集積回路である。多数の論理素子とフリップフロップが配列上に敷き詰められ、論理素子の機能や素子間の結線を自由に変更することができる。以下にトリガー回路に FPGA を用いることの利点を述べる。

モジュール数を少なく抑えられる

FPGA は集積回路であり、様々な機能を搭載したモジュールをコンパクトなサイズで実装することができる。また、配線の数も NIM モジュールで回路を作成する場合と比べて圧倒的に少なく抑えることができる。これにより、配線ミスを減らすことができる。

トリガーロジック変更が容易である

FPGA の大きな利点として、回路の機能をその場で容易に変更できるという点がある。前述のとおり、次世代実験では検出器の計数率を考慮し柔軟にトリガーロジックを変更する必要がある。FPGA を用いたトリガー回路ならば、この要求を満たすことができる。

高速に信号が伝搬する

集積回路である FPGA は、NIM モジュールに比べて高速に信号が伝搬する。これによって、データ収集における decision time を短くすることができる。

シミュレーションによる回路論理のテストができる

回路をプログラムで作成する FPGA では、実際に信号を入力することなく、回路論理の動作を確認することができる。グルーピングのような複雑で入力数が多い回路についても、いちいち信号を入力して確認する必要が無いのは大きな利点である。また、回路内で生じる遅延もシミュレーションすることができ、タイミング調整の目安となる。

以上のようにトリガー回路に FPGA を用いることには様々な利点があり、次世代実験においても FPGA を用いて回路を作成する。まずは、TUL に替わる新たな FPGA モジュールを選定する。

4.2.1 モジュールの選定

次世代実験でトリガー回路に用いるための FPGA モジュールの候補は2つ上がった。TUL の後継機として開発され、J-PARC におけるハドロン実験でも使用されている HUL [53] と、JLab において使用実績のある VETROC [54] である。これらの外観を図 4.3, 図 4.4 に示す。

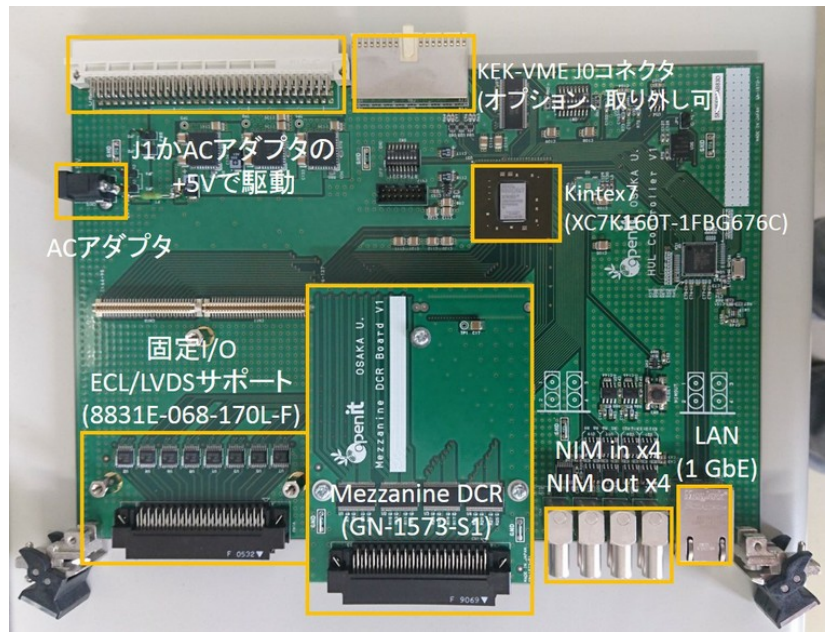


図 4.3 HUL の外観図 [53]。FPGA は Kintex7 が搭載されている。

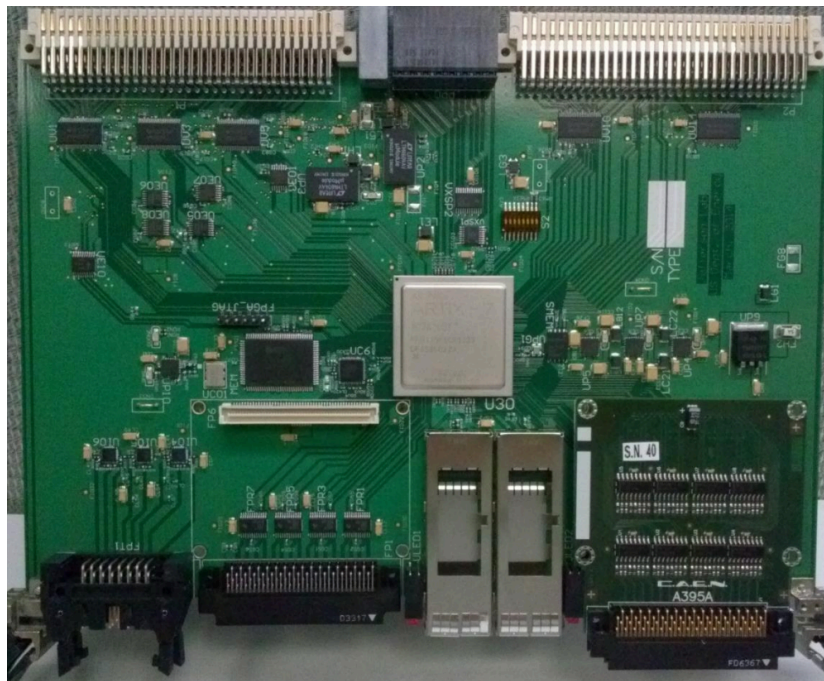


図 4.4 VETROC の外観図 [54]。FPGA は Artix7 が搭載されている。

また、これらの性能をまとめたものを表 4.1 に示す。

表 4.1 FPGA モジュール、TUL, HUL, VETROC の比較。HUL はメザニンカードを挿すことで 64 チャンネルの入出力信号数の拡張が可能である。

	TUL	HUL	VETROC
FPGA	APEX20K	Kintex-7	Artix-7
	EP20K300E	XC7K160T	XC7A200T
ロジックセル数	11520	162240	215360
I/O 数	80/40	4+64/4(64)	96/8
Clock 周波数	300MHz	800MHz	800MHz

HUL, VETROC はともに、TUL と比較して新しい FPGA が搭載されており、性能は申し分ない。VETROC は JLab から取り寄せることができなかつたので、HUL を用いて実際に回路の設計、動作試験を行うこととする。なお、HUL を用いて基本性能の試験、回路の設計を行うが、その情報は基本的にそのまま VETROC に応用可能である。

4.3 宇宙線・線源を用いた FPGA モジュールの実動作試験

この節では宇宙線・線源を用いて FPGA モジュールの動作試験を行ったことについて記述する。

4.3.1 同期回路による設計

デジタル回路設計には大きく分けて 2 つの方法がある。同期設計と非同期設計である。同期設計は全ての論理素子における演算をある一定のクロック信号と同期させる設計であり、回路内での信号の遅延を考慮せずに論理動作のみを設計すれば良いという利点がある。しかし、同期回路で処理された信号の時間情報には必ず 1 クロック分の不定性 (jitter) が生じてしまう。対して、非同期設計では jitter は生じないが、回路内での信号の遅延の影響を受けて回路動作が大きく変わってしまうことがある。回路内での信号の遅延は回路の温度などに左右される非常に繊細なパラメータであり、非同期設計で作成した回路を安定して動作させるのは困難である。また、同期設計で生じる jitter は、十分大きくクロック周波数を取れば無視できるほどに小さくなる。そのため、トリガー回路は同期設計によって作成することとする。トリガー回路を同期設計によって作成することによる注意点は主に以下の 3 つである。

- 同期回路で処理された信号を用いて得られた時間情報には常に jitter が生じること
- 異なるクロックで同期した回路で処理された信号同士は非同期設計と同等であり、それらのタイミング調整の際には同期設計による jitter を考慮しなければならないこと
- 入力信号の周波数がクロック周波数より大きくなると処理できない信号が生じてしまうこと

4.3.2 同期回路を用いた宇宙線の飛行時間の測定試験

トリガー回路を同期回路を用いて設計することで生じる問題点を確認するため、宇宙線の飛行時間を TDC(Time-to-Digital Converter) を用いて測定した。図 4.5 に試験のセットアップの概

要図を、図 4.6 にその回路図を示す。



図 4.5 宇宙線を用いた同期回路の動作試験のセットアップの様子: 2つのプラスチックシンチレータを重ねて配置している。

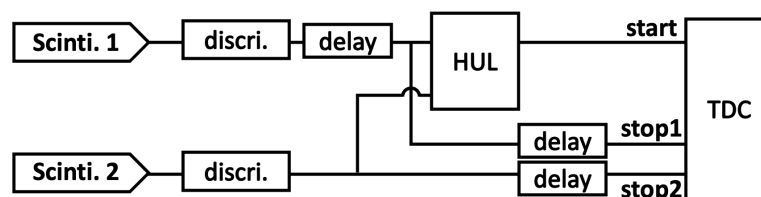


図 4.6 宇宙線を用いた同期回路の動作試験の回路図: トリガー信号作成部分を同期設計と非同期設計の2パターン用意して比較した。

2つのシンチレータの検出面は密着させており、これらの間を宇宙線が通過する飛行時間は一定と見なすことができる。start 入力に信号が入力された時間を T_{start} 、stop 入力 1,2 に信号が入力された時間をそれぞれ、 T_{stop1} 、 T_{stop2} とすると、TDC で得られる測定値 TDC1、TDC2 は以下の式で表される:

$$TDC1 = T_{stop1} - T_{start} \tag{4.15}$$

$$TDC2 = T_{stop2} - T_{start} \tag{4.16}$$

シンチレータ 1 の信号を論理積をとる前に十分遅延させることによって、TDC1 の値は一定値をとる。しかし、同期回路を用いることにより T_{start} には jitter が生じるため、結果的に TDC1 にも jitter が生じる。図 4.7 に同期回路を用いた場合の TDC1 のスペクトルを、図 4.8 に同期回路を用いなかった場合の TDC1 のスペクトルを示す。

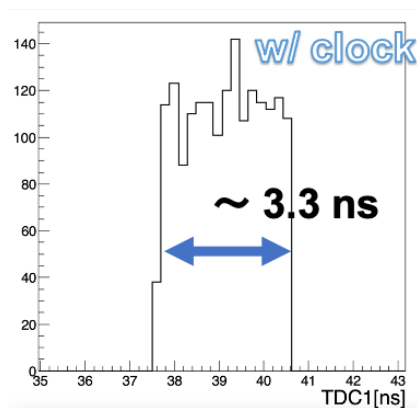


図 4.7 同期回路を用いて得られた TDC1 のスペクトル: 横軸は時間 [ns] に校正してある。300 MHz のクロックと同期した回路で処理されているので信号には 3.3 ns の jitter が生じる。

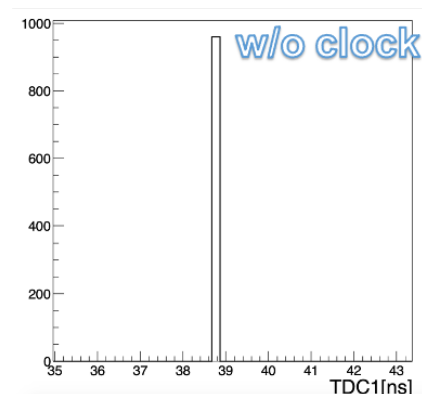


図 4.8 非同期回路を用いて得られた TDC1 のスペクトル: 横軸は時間 [ns] に校正してある。一定値となることがわかる。

jitter が生じているのは T_{start} のみであるため、TDC1 と TDC2 の差分をとることによって jitter は打ち消される。差分をとったスペクトルを図 4.9 に示す。また、非同期回路を用いて得られたデータについて差分をとったものを図 4.10 に示す。

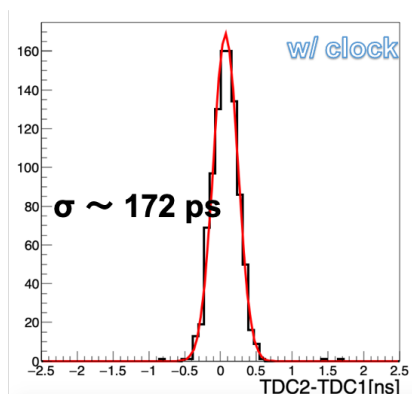


図 4.9 同期回路を用いて得られた TDC データの差分をとったもの: 横軸は時間 [ns] に校正してある。赤色の実線はガウス関数でフィッティングしたもので $\sigma \sim 172$ ps であった。

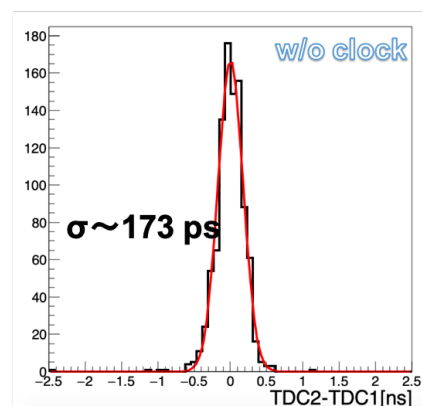


図 4.10 非同期回路を用いて得られた TDC データの差分をとったもの: 横軸は時間 [ns] に校正してある。赤色の実線はガウス関数でフィッティングしたもので $\sigma \sim 173$ ps であった。

差分をとったデータについては jitter の影響が打ち消されていることがわかる。次世代実験においても、TDC 情報は常に差分をとって処理するため、同期回路による jitter の時間情報に対する影響は無視できる。

4.3.3 クロック周波数について

FPGA モジュール HUL に搭載されているオシレーターは周波数 50 MHz のものである。これを用いて同期回路を作成すると、jitter が 20 ns となる。タイミング調整において、jitter が 20 ns も生じてしまうと問題である。そこで、Clock Boost を用いてクロック周波数を上げて回路を設計する。Kintex-7 のデータシート [55] によれば、800 MHz まで周波数を上げることが可能であるが、実際に作成してみたところ 800 MHz では非常にシンプルな論理動作しか行うことができない。タイミング調整の際に問題にならない程度まで jitter を抑えつつ回路の処理時間にも余裕を見て、クロック周波数は 300 MHz で回路を設計することとした。また、各検出器系の計数率は多くとも数 MHz 程度であるため、クロック周波数を 300 MHz にとれば十分に入力信号を漏れなく処理することができる。

4.4 ビームを用いた FPGA モジュールの実動作試験

この節では、ビームを用いて FPGA モジュールの動作試験を行ったことについて記述する。この試験の主な目的は、トリガー回路に FPGA モジュールを用いることが、測定結果に影響を及ぼさないかを確認することである。そのために、NIM モジュールで作成した論理の同じトリガー回路を用いた測定と比較する。

実験は Kyoto University proton Accelerator Neutron Source (KUANS) [56] で行った。

4.4.1 KUANS

KUANS は京都大学理学研究科、理学部 5 号館東棟にある加速器駆動型中性子源である。図 4.11 に KUANS の概要図を、表 4.2 に主なパラメータを示す。

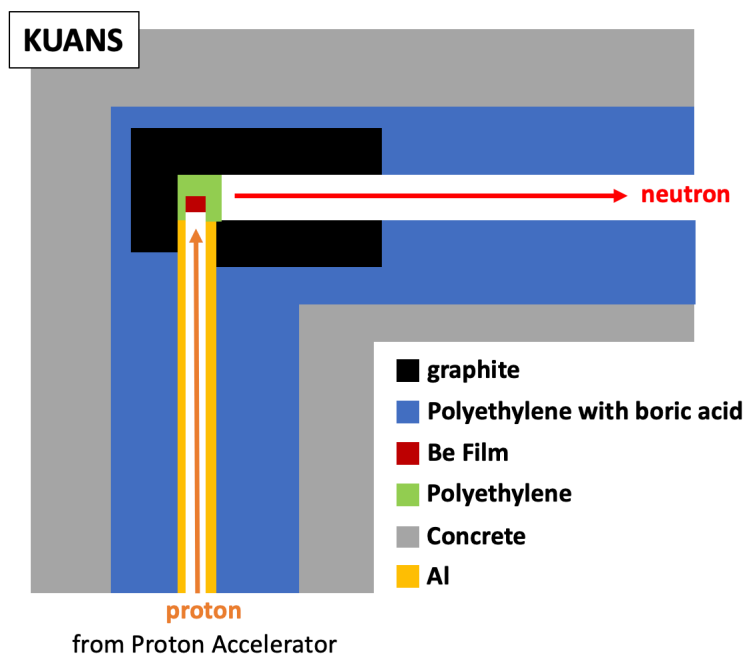


図 4.11 KUANS の概念図。

陽子加速器で加速された陽子がベリリウム薄膜に衝突すると中性子が放出される。中性子は冷却されたポリエチレンを通過する際に減速され、グラファイトとポリエチレンブロックに囲まれたビームラインの間を通り、取り出し孔から外部に放出される。取り出し孔の面積は、 $10 \times 10 \text{ cm}^2$ である。

表 4.2 KUANS の主なパラメータ [56]

加速器	陽子線形加速器
加速粒子	陽子
最大加速エネルギー	3.5 MeV
平均電流 (使用上最大値)	$100 \mu\text{A}$
平均運転電流	$30 \mu\text{A}$
陽子パルス幅	$\sim 50 \mu\text{A}$
中性子発生ターゲット	Be
発生中性子エネルギー	熱中性子
発生中性子強度	$\sim 10^{11} \text{ n/sec}$
熱中性子強度	$10^3 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ (飛行距離 2 m) $L/D < 20$

4.4.2 実験の目的

本実験の目的は本番の実験と同じくビームを用いた実験において、FPGA モジュールで構築したトリガー回路でデータ収集を行ってみて、何か問題が生じないかを確認することである。また、作成した delay、WA の動作確認も兼ねている。前述の中性子源を用い、 $p(n, \gamma)d$ 反応における γ

のエネルギーを測定し、重陽子の束縛エネルギーを調べる実験を行った。反応は、



であり。陽子標的に中性子を衝突させて反応を起こす。この際、放出される γ 線のエネルギーは重水素の束縛エネルギーである 2.2 MeV と等しくなる。

4.4.3 セットアップ

図 4.12 に実験セットアップの概念図を示す。

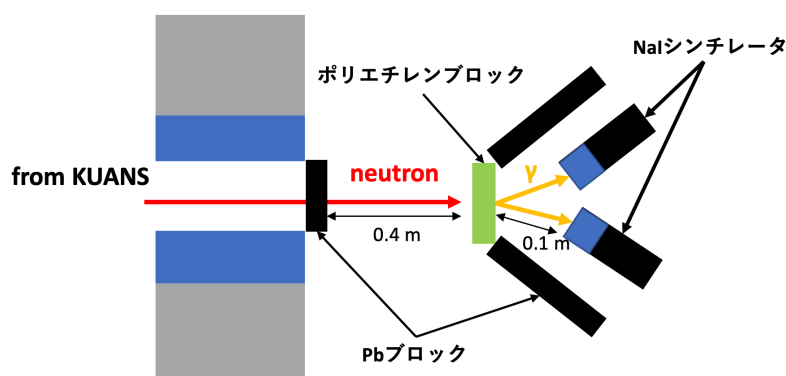


図 4.12 KUANS 実験のセットアップ

陽子標的としては厚さ 10 cm 程度のポリエチレンブロックを用いた。 γ 線検出器には NaI シンチレーション検出器を使用し、収量を大きくするため、また後述するノイズ補正のために 2 つ配置した。それぞれ、NaI1, NaI2 とする。取り出し孔を鉛ブロックで塞ぐことによって、荷電粒子や γ 線などのバックグラウンドを低減した。また、検出器の周りを鉛ブロックで覆い、標的以外から放出される γ 線を検出器に入射させないようにした。

データ収集のための回路図を図 4.13 に示す。

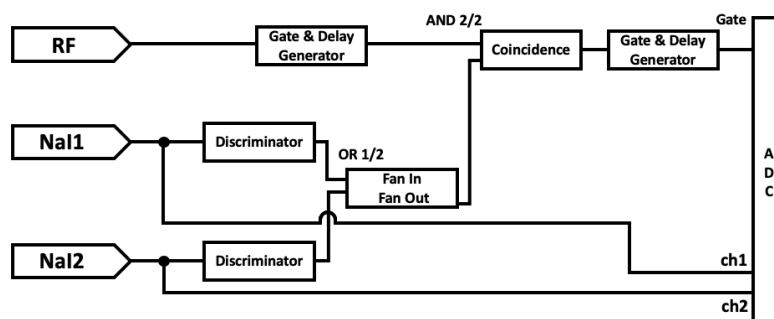


図 4.13 KUANS 実験におけるデータ収集回路の回路図。全て NIM モジュールを用いて作成した。

RF 信号は陽子加速器の加速周波数に同期した信号である。NaI1,2 から出力された信号を NIM

規格の discriminator モジュールを用いてデジタル信号に変換したものを SIG1, SIG2 とすると、トリガー条件は以下ようになる。

$$\text{Trigger} = (\text{SIG1} \oplus \text{SIG2}) \otimes \text{RF} \quad (4.18)$$

これにより、ビームが原因で生じた γ 線のデータを選択して検出することができる。ところで、KUANS で生成される中性子には様々なエネルギーのものが含まれている。RF 信号に適当な遅延を与え、コインシデンス幅を設定することによって、ある特定のエネルギー領域の中性子を選択して、データ収集を行うことができる。 $p(n, \gamma)d$ 反応の反応断面積は、中性子のエネルギーが小さいほど大きいので、できるだけ低エネルギーの中性子を用いて実験を行いたい。しかし、図 4.14 のように中性子のエネルギーが小さくなるにつれビームの強度も小さくなる。そのため、現実的な時間内に十分な収量を得るためには適切な遅延を与えて実験を行う必要がある。

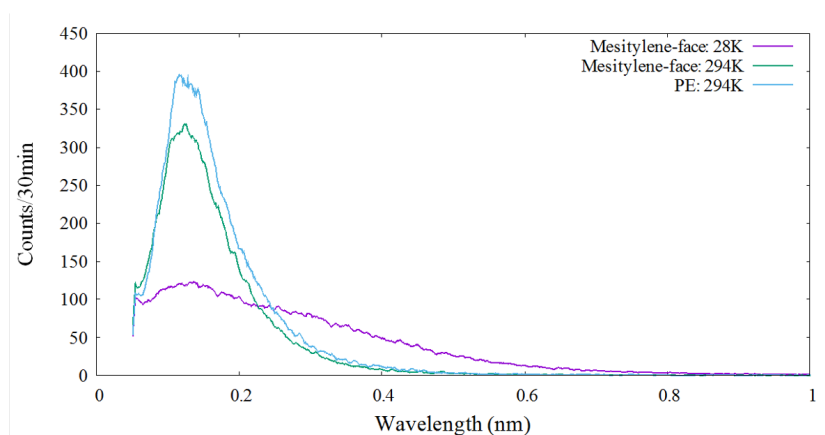


図 4.14 KUANS における中性子フラックスの波長依存性 [57]: 横軸は中性子の波長、縦軸は 30 分あたりの計数率である。水色の線が常温ポリエチレン減速材を用いた場合、緑色の線が常温メシチレン減速材を用いた場合、紫の線が 28 K のメシチレン減速材を用いた場合である。

我々の行った先行実験の経験から、遅延は 200–300 μs 、コインシデンス幅は 150 ns とするのが最適であることが分かっている。図 4.15 に遅延を変更しながら測定した先行実験の γ 線エネルギースペクトルを示す。

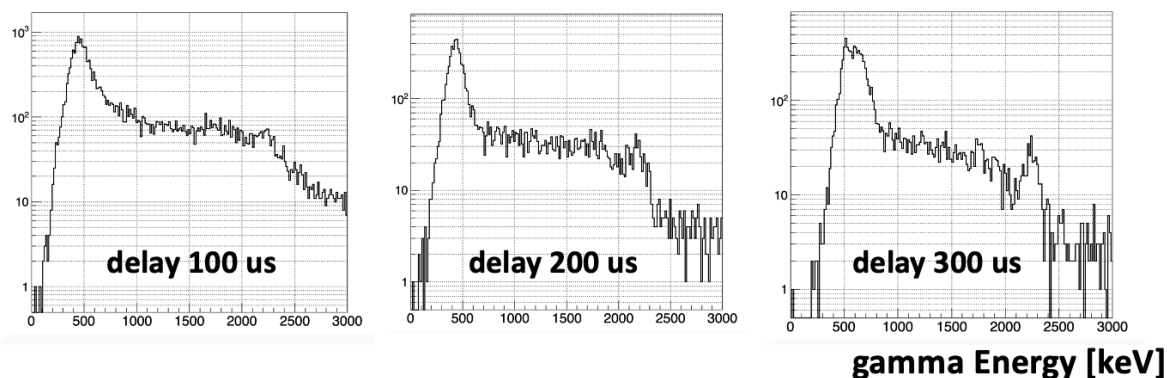


図 4.15 同セットアップにおいて RF の遅延を変更しながら測定した γ 線のエネルギースペクトル: 左から順に、遅延を 100 μ s、200 μ s、300 μ s とした。RF の遅延を大きくするほど重陽子束縛エネルギー (2.2 MeV) 付近の信号・ノイズ比が大きくなっていることがわかる。

本実験では、中性子減速材の冷却器の調子が悪く、低エネルギー中性子の強度が小さいことが予想されたため、遅延を 200 μ s とし、実験を行った。

また、FPGA を用いて作成したトリガー回路を図 4.16 に示す。

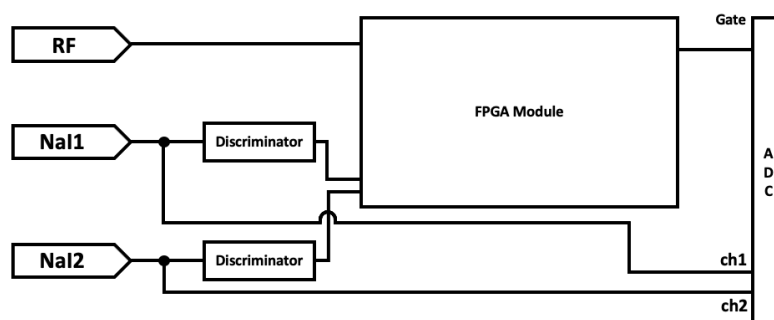


図 4.16 FPGA モジュールを用いて作成した回路。FPGA には NaI1,2 それぞれの信号をデジタル化したものと RF を入力し、1 つの出力を ADCGate に入力した。

FPGA モジュールを用いることによって、回路が簡潔になることがわかる。

4.4.4 結果・解析

まず、検出器信号に生じたノイズの補正を行った。検出器からの信号は RF 周波数と同期したノイズによりベースラインが不安定となり、ADC で得られるスペクトルの分解能を著しく悪化させていた。検出器の信号とは無関係にタイミングでトリガー信号を入力し、ベースラインを測定した。図 4.17 に、2 つの検出器から出力される信号のベースラインの相関を示す。

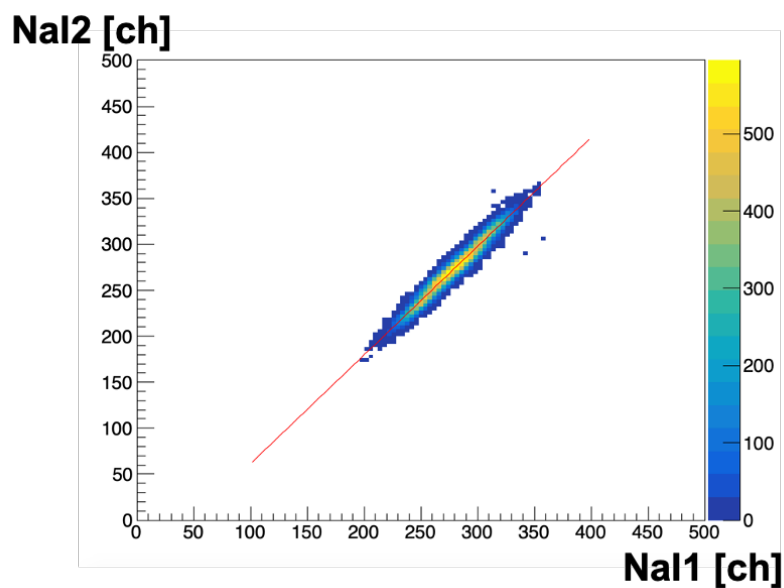


図 4.17 2つの検出器から出力される信号のベースラインの相関: 横軸が NaI1 からのベースライン信号、縦軸は NaI2 からのベースライン信号をそれぞれ ADC で計測した値で単位はチャンネルである。これら 2つの値には相関があることがわかる。赤色の線は相関曲線である。

このように 2つの検出器には同様のノイズが生じており、それらのベースライン信号には相関があることがわかった。実際のデータ収集におけるトリガー条件は、一方の検出器から信号が出力されることであり、もう一方の検出器からはベースラインの情報が得られるため、これを用いて真のデータを補正する。図 4.18 に補正した様子を示す。

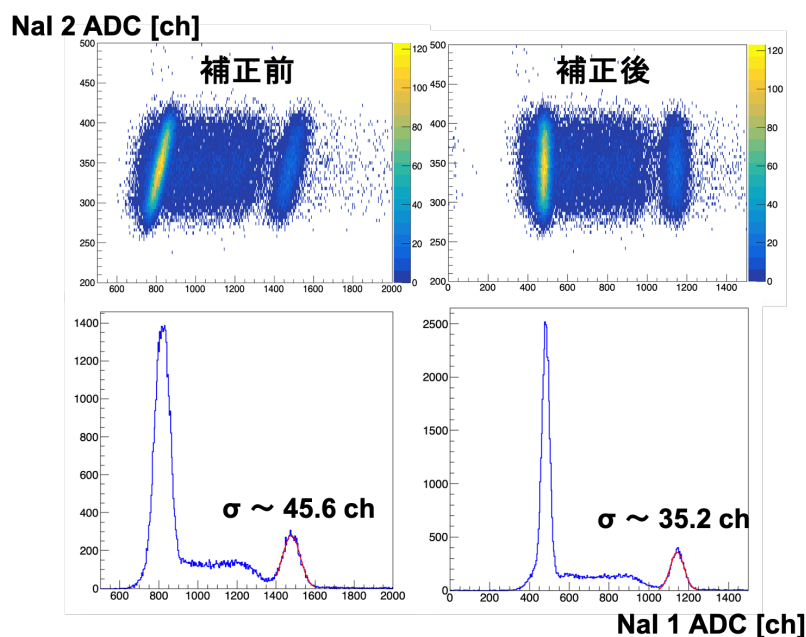


図 4.18 ベースライン補正を行った様子: ^{22}Na 線源を用いてエネルギー校正を行うために測定したデータのベースライン補正を行った様子である。左図が補正前で、NaI1 の ADC 値と NaI2 の ADC 値に相関があることがわかる。右図は補正後で、相関が打ち消されてスペクトルのピークが細くなっているのがわかる。線源から放出される 1275 keV の γ 線の領域をガウス関数でフィッティングをしてあり、補正前と比べ補正後のピークが細くなっていることがわかる。

この補正をした上で、エネルギー校正を行った。校正用の線源には、 ^{22}Na 、 ^{60}Co を用いた。

図 4.19 に NIM モジュールで作成したトリガーを用いて得られた γ 線スペクトルを、図 4.20 に FPGA モジュールで作成したトリガーを用いて得られた γ 線スペクトルを示す。

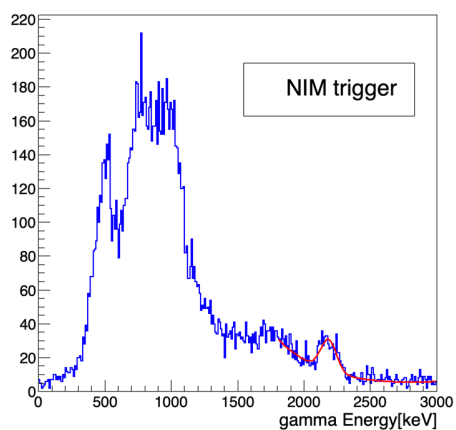


図 4.19 NIM トリガーを用いて得られた γ 線スペクトル: 横軸はエネルギー [keV] に校正してある。

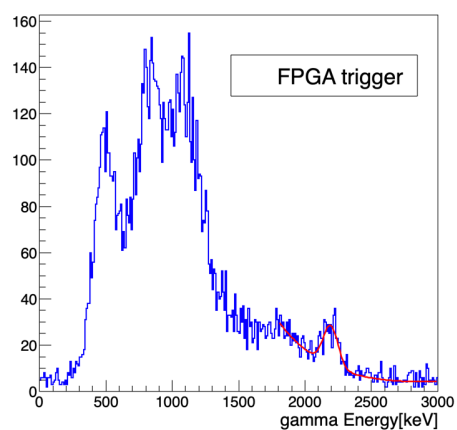


図 4.20 FPGA トリガーを用いて得られた γ 線スペクトル: 横軸はエネルギー [keV] に校正してある。

いずれのスペクトルにおいても、2.2 MeV 付近にピークがあることがわかる。赤線は、多項式とガウス関数を足し合わせた関数で 2.2 MeV 付近のピークをフィッティングした結果である。

フィッティングによって得られたガウス関数のパラメータを用いて、2.2 MeV 付近の γ 線のイベント数を計算した。また、ビームモニターによって計測した中性子フラックスの総量でイベント数を規格化し、NIM トリガーと FPGA トリガーで得られたデータを比較した。その結果を表 4.3 に示す。

表 4.3 NIM トリガーによって得られたデータと FPGA トリガーによって得られたデータの比較。

	NIM trigger	FPGA trigger
カウント数	274.79 \pm 16.58	242.51 \pm 15.57
計測時間 [sec]	5945	5694
平均中性子フラックス [cps]	256.30	231.50
総入射中性子数	1523709	1318132
カウント数/入射中性子数	1.80 \pm 0.11 $\times 10^{-4}$	1.83 \pm 0.12 $\times 10^{-4}$

比較の結果、NIM トリガーを用いて収集したデータと FPGA トリガーを用いて収集したデータの efficiency は誤差の範囲内で一致することが分かった。

4.4.5 まとめ

ビームを用いた FPGA モジュールの実動作試験を行い、NIM モジュールの動作と比較してほとんど性能に違いがないことが分かった。

4.5 次世代実験における HKS Trigger 回路の設計

前節までで、FPGA モジュールの基本性能を確認し、FPGA を用いたトリガー回路を運用する練習を行い、次世代実験におけるトリガー回路設計をする準備ができた。本節では、次世代実験で用いる具体的な回路設計について記述する。まず、Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションからグルーピングの分け方を決定し、具体的な回路の中身について述べる。

4.5.1 グルーピングの決定

前述のとおり、アクセプタンス外から検出器に対して斜めに入射してくるバックグラウンド粒子を排除するためにグルーピングトリガーを作成する。グルーピングトリガーを実装する前に、各検出器においてどのセグメントをどのグループに割り振るか (以下グルーピング) を決定する必要がある。Geant4 によるシミュレーションを行い、各検出器における K^+ 中間子の通過位置の相関を見て、 K^+ 中間子を全て検出できるという条件でグルーピングを決定する。シミュレーションによって作成した、HKS 側検出器における K^+ 中間子の飛跡の概念図を図 4.21 に示す。

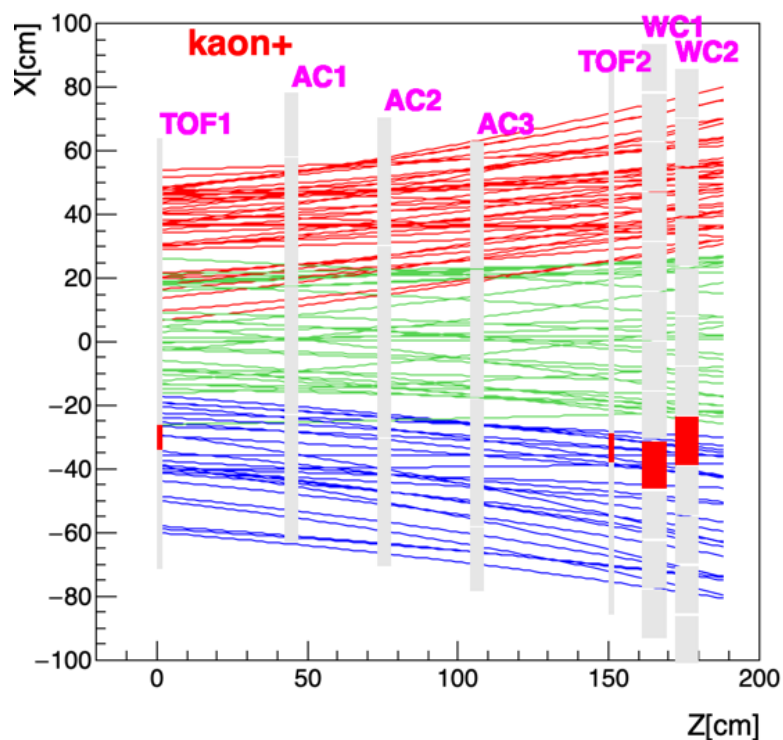


図 4.21 Geant4 を用いたシミュレーションによって作成した、HKS 側検出器における K^+ 中間子の飛跡。運動量が $1.25\text{GeV}/c$ 以上の K^+ 中間子については赤、 $1.15\text{GeV}/c$ 以上 $1.25\text{GeV}/c$ 未満の K^+ 中間子については緑、 $1.15\text{GeV}/c$ 未満の K^+ 中間子については青と飛跡に着色している。赤色に染まったセグメントはある K^+ 中間子の通過したセグメントを表している。

このように、各検出器における K^+ 中間子の通過位置には水平方向の相関があることがわかる。次に、TOF1X における K^+ 中間子の通過位置と、その他の検出器における K^+ 中間子の通過位置の相関を図示し、 K^+ 中間子を漏れなく検出できるようなグルーピングの分け方を決定していく。図 4.22 に TOF1X における K^+ 中間子の通過位置と、AC1 における K^+ 中間子の通過位置の相関を示す。

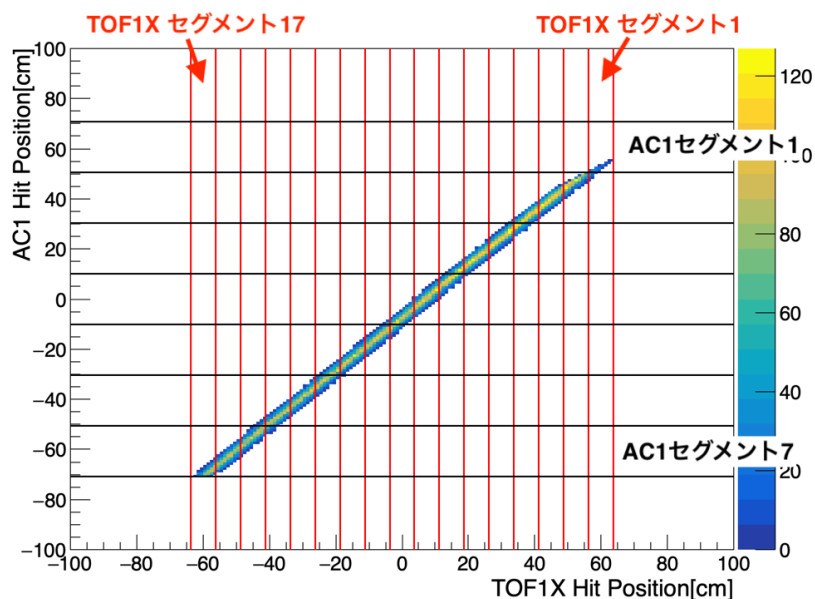


図 4.22 Geant4 を用いたシミュレーションによって作成した、TOF1X における K^+ 中間子の通過位置と AC1 における K^+ 中間子の通過位置の相関図。赤い線が TOF1X のセグメントの境界を表し、線に囲まれた領域が右から順にセグメント 1,2,...,17 である黒い線が AC1 のセグメントの境界を表し、線に囲まれた領域が上から順にセグメント 1,2,...,7 である。

この図を見ると、TOF1X においてセグメント 1 を通過した K^+ 中間子は、AC1 においてセグメント 1 または 2 を通過するということがわかる。TOF1X, AC1 のグルーピングを決定したものを図 4.23 に示す。

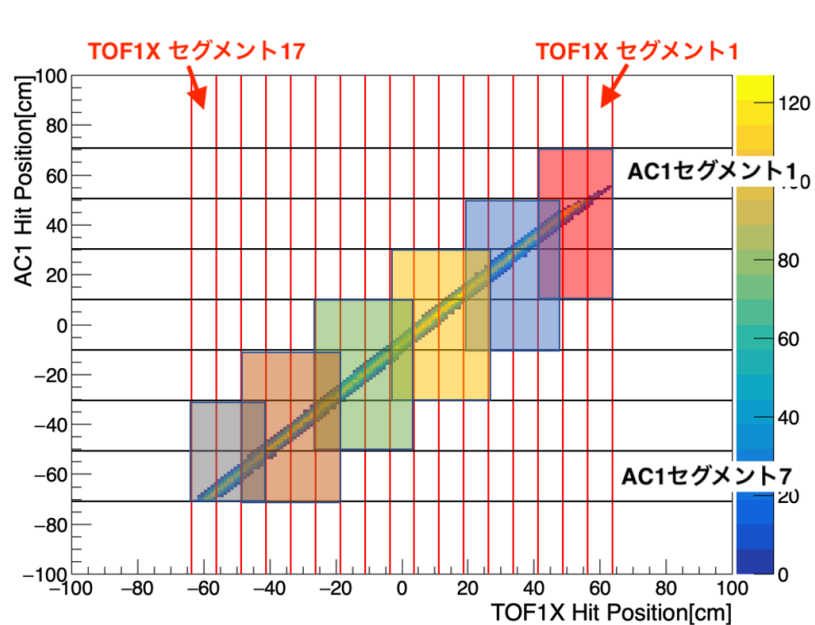


図 4.23 TOF1X と AC1 のグルーピングの図。色付きの四角で囲まれた部分がそれぞれのグループを表している。赤がグループ 1、青がグループ 2、黄がグループ 3、緑がグループ 4、茶がグループ 5、灰がグループ 6 を表している。

同様にして、他の検出器についてもグルーピングを決定する。

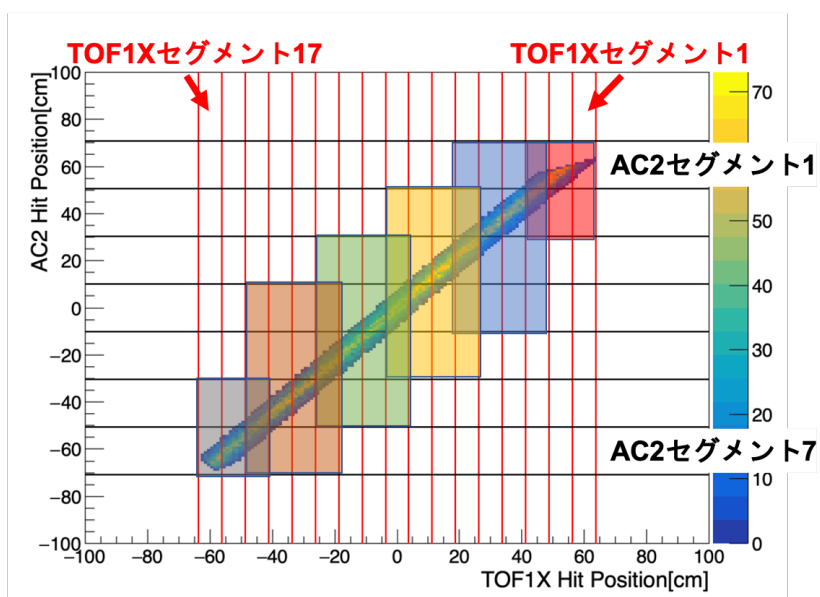


図 4.24 TOF1X と AC2 のグルーピングの図。色付きの四角で囲まれた部分がそれぞれのグループを表している。赤がグループ1、青がグループ2、黄がグループ3、緑がグループ4、茶がグループ5、灰がグループ6を表している。

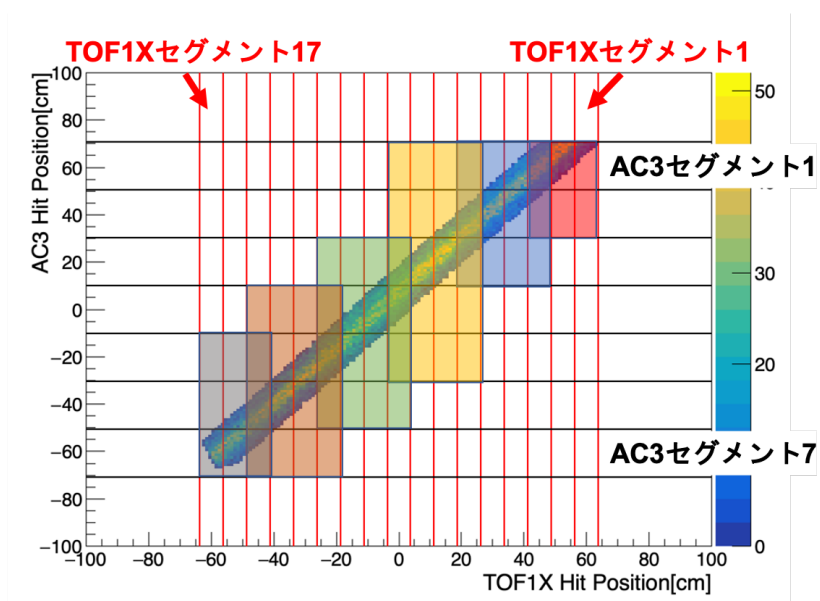


図 4.25 TOF1X と AC3 のグルーピングの図。色付きの四角で囲まれた部分がそれぞれのグループを表している。赤がグループ1、青がグループ2、黄がグループ3、緑がグループ4、茶がグループ5、灰がグループ6を表している。

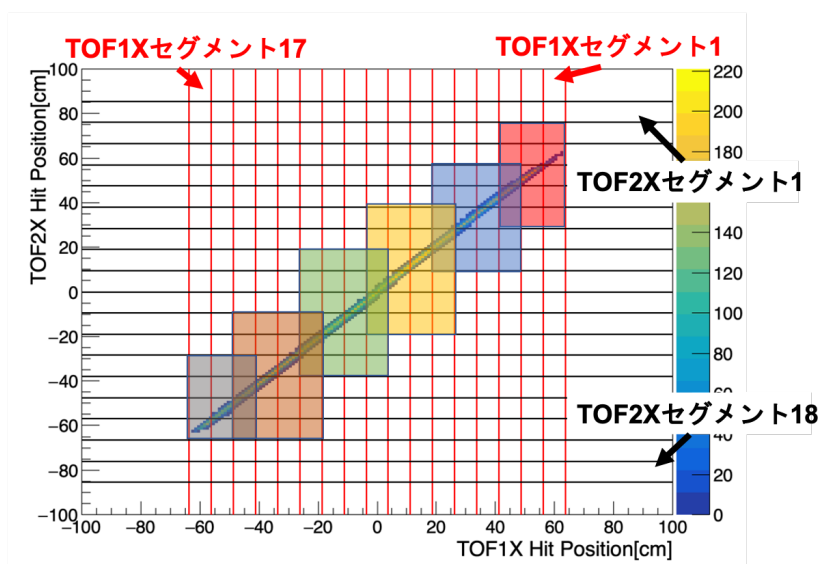


図 4.26 TOF1X と TOF2X のグルーピングの図。色付きの四角で囲まれた部分がそれぞれのグループを表している。赤がグループ 1、青がグループ 2、黄がグループ 3、緑がグループ 4、茶がグループ 5、灰がグループ 6 を表している。

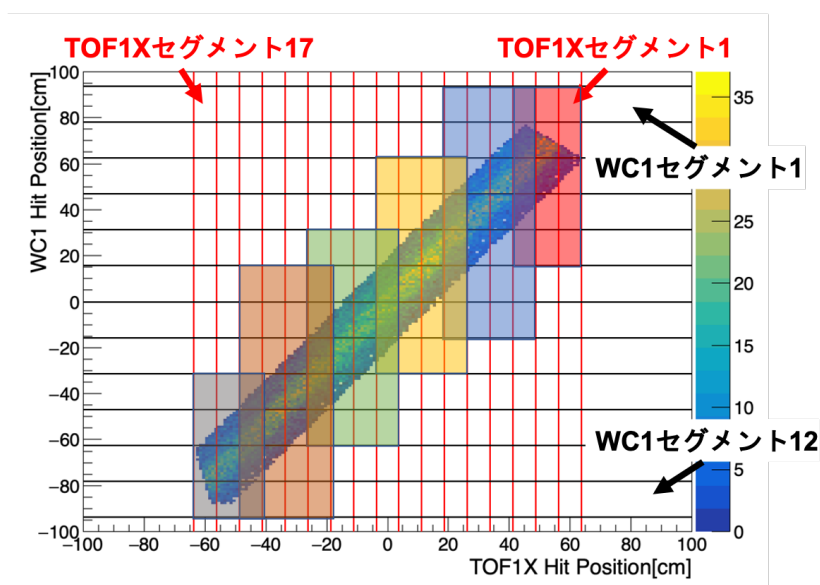


図 4.27 TOF1X と WC1 のグルーピングの図。色付きの四角で囲まれた部分がそれぞれのグループを表している。赤がグループ 1、青がグループ 2、黄がグループ 3、緑がグループ 4、茶がグループ 5、灰がグループ 6 を表している。

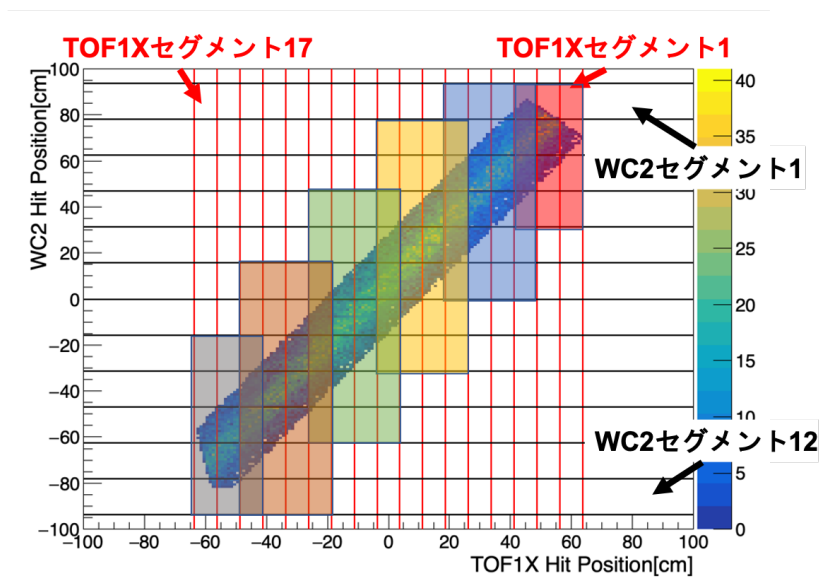


図 4.28 TOF1X と WC2 のグルーピングの図。色付きの四角で囲まれた部分がそれぞれのグループを表している。赤がグループ 1、青がグループ 2、黄がグループ 3、緑がグループ 4、茶がグループ 5、灰がグループ 6 を表している。

決定したグルーピングを表 4.4 にまとめた。

表 4.4 グルーピングのまとめ。

検出器	グループ 1	グループ 2	グループ 3	グループ 4	グループ 5	グループ 6
TOF1X	1,2,3	3,4,5,6	6,7,8,9	9,10,11,12	12,13,14,15	15,16,17
AC1	1,2,3	2,3,4	3,4,5	4,5,6	5,6,7	6,7
AC2	1,2	1,2,3,4	2,3,4,5	3,4,5,6	4,5,6,7	6,7
AC3	1,2	1,2,3	1,2,3,4,5	3,4,5,6	4,5,6,7	5,6,7
TOF2X	2,3,4	4,5,6	6,7,8	8,9,10	11,12,13	13,14,15
	5,6	7,8	9,10,11	11,12,13	14,15,16	16
WC1	1,2,3	1,2,3,4	3,4,5	5,6,7	6,7,8,9	9,10
	4,5	5,6,7	6,7,8	8,9,10	10,11,12	11,12
WC2	1,2	1,2,3	2,3,4,5	4,5,6,7	6,7,8,9	8,9,10
	3,4	4,5,6	6,7,8	8,9,10	10,11,12	11,12

このようなグルーピングでグルーピングトリガーをかけることによって、斜めから検出器に入射するバックグラウンドを排除する。なお、グルーピングトリガーを用いる際には測定と同時にオンラインで解析を行い、 K^+ 中間子を除去していないかを確認する。グルーピングトリガーによって、 K^+ 中間子を除去してしまっている場合はグループ数を減らすことでトリガー条件を緩めて測定を行う。

4.5.2 回路設計

表 4.1 に示したとおり、HUL の入力数は最大で 132 チャンネルである。これに対して、 K^+ 中間子側検出器における総出力数は 133 チャンネルであるため、一つの FPGA モジュールで全ての信号を処理することは不可能であるため、複数の FPGA モジュールを用いて、回路を設計することとした。なお、VETROC の入力数も 108 チャンネルであるため、同様に一つの FPGA モジュールで全ての信号を処理することができない。図 4.29 に回路全体の概要図を示す。

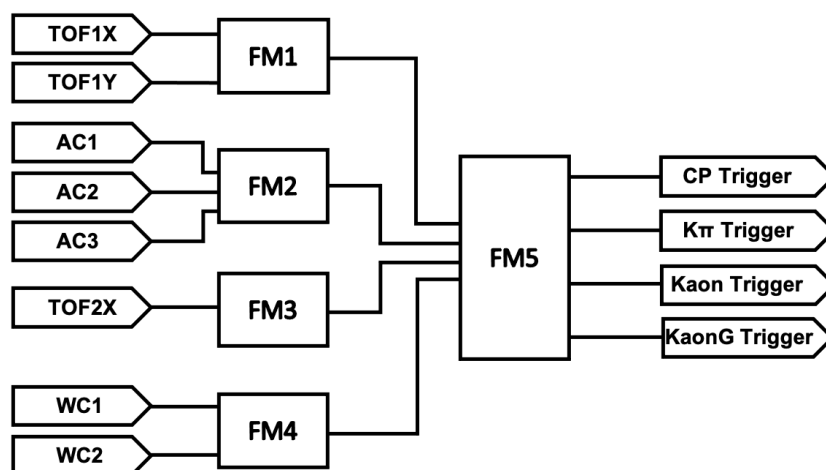


図 4.29 回路設計の概念図。5 台の FPGA モジュール (FM) を用いて回路を設計する。

説明を簡潔にするために、FPGA モジュール (以下 FM) に通し番号をつけることにする。TOF1X, TO1Y からの信号を処理する FM1、AC1, AC2, AC3 からの信号を処理する FM2、TOF2X からの信号を処理する FM3、WC1, WC2 からの信号を処理する FM4、これらの信号をまとめる FM5、の 5 台の FM を用いて回路を作成する。表 4.5 に FPGA モジュールの役割と入出力信号数についてまとめたものを示す。

表 4.5 FPGA モジュールの役割と入出力信号数のまとめ。

モジュール名	入力元の検出器・モジュール	I/O
FM1	TOF1X, TOF1Y	52/6
FM2	AC1, 2, 3	21/6
FM3	TOF2X	36/6
FM4	WC1, 2	24/6
FM5	FM1, 2, 3, 4	24/5

以下にそれぞれの FM の回路設計について述べていく。

FM1

FM1 は TOF1X, TOF1Y からの信号を処理する。図 4.30 に FM1 の概要図を示す。

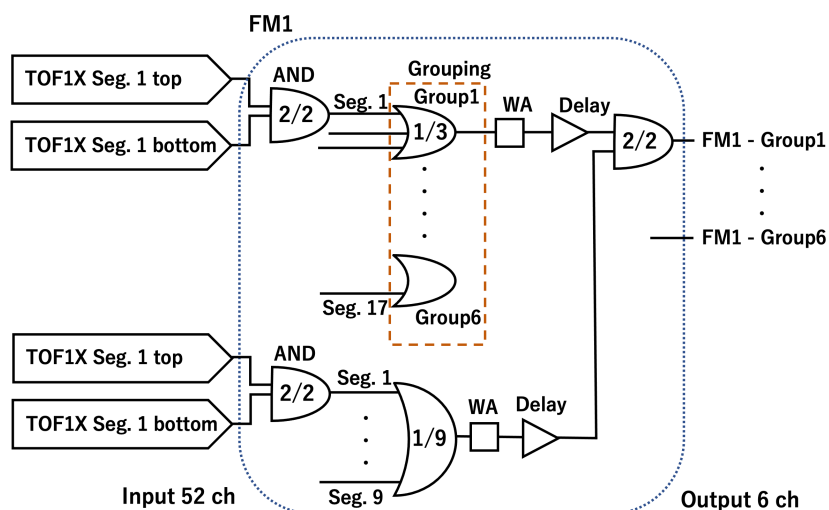


図 4.30 FM1 の概要図。半月型の素子は論理積を表し、三日月型の素子は論理和を表す。素子内の分数は、分母が入力数、分子が入力のうちいくつ以上が真であれば出力を真にするかを表している。WA は Width Adjuster モジュール、Delay は Delay モジュールである。

TOF1X は両読みシンチレータ 17 本、TOF1Y は両読みシンチレータ 9 本から構成されるので、FM1 に入力される信号は全部で 52 本である。FM1 ではまず、各セグメントからの 2 つの信号 (top と bottom) の論理積をとる。次にグルーピングを行い、信号の幅を調節し適切な遅延をいれる。最後に、TOF1Y からの信号と論理積をとり、グループごとに出力する。WA で幅をどう調整するか、Delay で遅延をどう調整するかについては後で議論する。作成した回路の動作確認をシミュレーションを用いて行った。

FM2

FM2 は AC1,2,3 からの信号を処理する。図 4.31 に FM2 の概要図を示す。

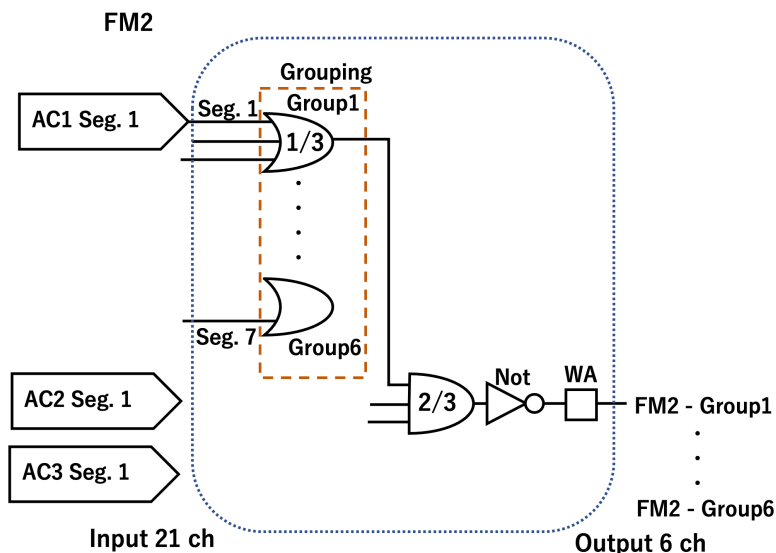


図 4.31 FM2 の概要図。半月型の素子は論理積を表し、三日月型の素子は論理和を表す。素子内の分数は、分母が入力数、分子が入力のうちいくつ以上が真であれば出力を真にするかを表している。 Not はインバータである。

AC1,2,3 はそれぞれ AC7 本から構成されている。AC は両読みになっており、2つの信号を足し合わせたものを discriminator によってデジタル化したものを FM2 に入力するため、FM2 に入力される信号は全部で 21 本である。FM2 ではまず、AC1,2,3 からの信号をそれぞれグルーピングする。次に、グループごとに AC1,2,3 のうち 2 つ以上から信号が出力された場合に真を返す処理に行い、インバータを通す。最後に幅を調整して出力する。

FM3

FM3 は TOF2X からの信号を処理する。図 4.32 に FM3 の概要図を示す。

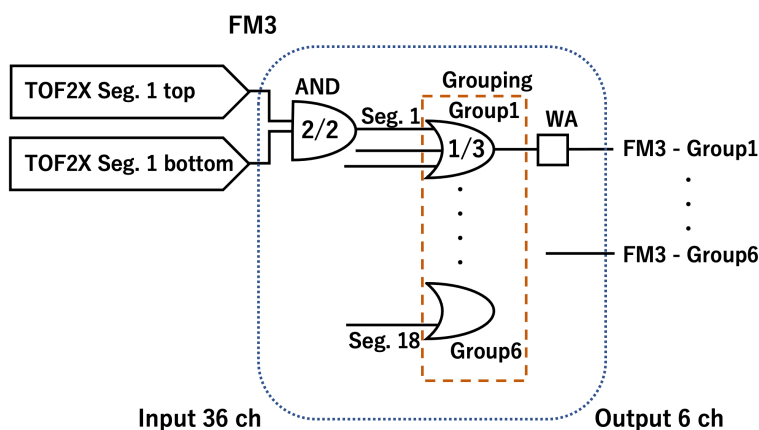


図 4.32 FM3 の概要図。半月型の素子は論理積を表し、三日月型の素子は論理和を表す。素子内の分数は、分母が入力数、分子が入力のうちいくつ以上が真であれば出力を真にするかを表している。

TOF2X は両読みシンチレータ 18 本から構成されるので、FM3 に入力される信号は全部で 36 本である。FM3 の動作はほとんど FM1 と同様なので省略する。

FM4

FM4 は TOF2X からの信号を処理する。図 4.33 に FM4 の概要図を示す。

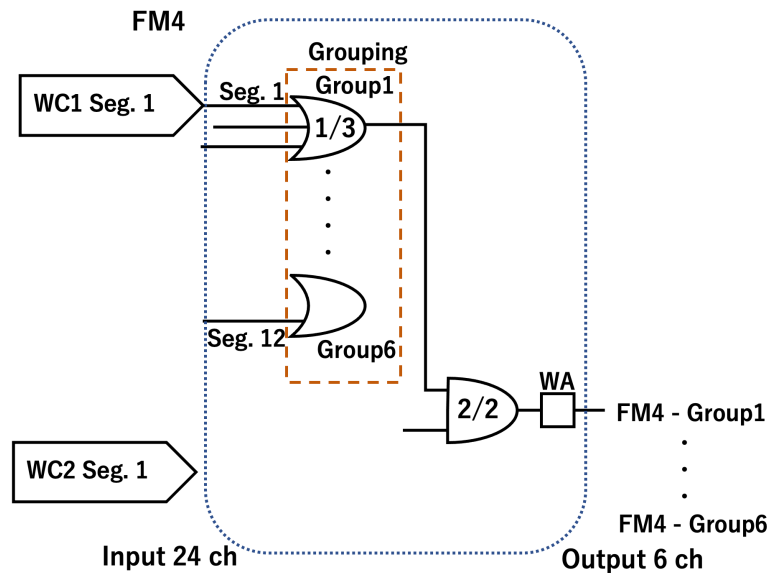


図 4.33 FM4 の概要図。半月型の素子は論理積を表し、三日月型の素子は論理和を表す。素子内の分数は、分母が入力数、分子が入力のうちいくつ以上が真であれば出力を真にするかを表している。

WC1,2 はそれぞれ WC12 本から構成されている。WC は両読みになっており、2 つの信号を足し合わせたものを discriminator によってデジタル化したものを FM4 に入力するため、FM4 に入力される信号は全部で 24 本である。FM4 の動作はほとんど FM2 と同じであるので省略する。

FM5

FM5 は FM1,2,3,4 からの信号を処理する。図 4.34 に FM5 の概要図を示す。

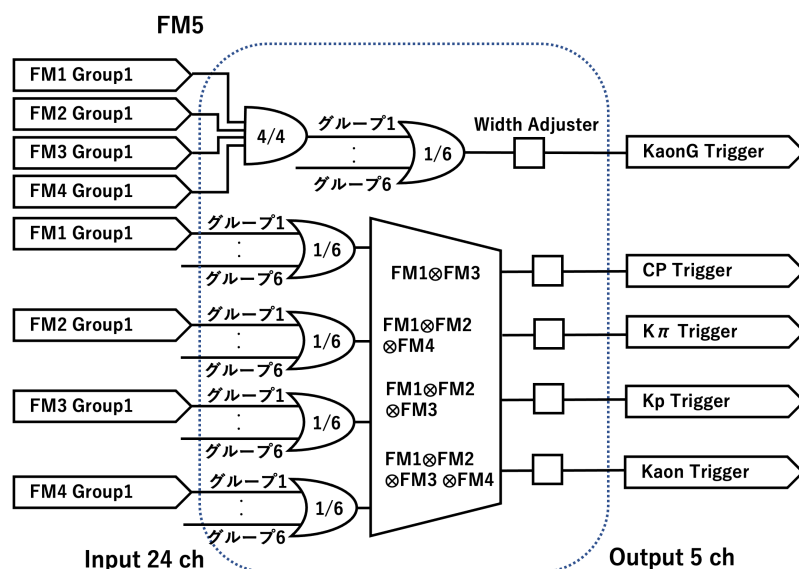


図 4.34 FM5 の概要図。半月型の素子は論理積を表し、三日月型の素子は論理和を表す。素子内の分数は、分母が入力数、分子が入力のうちいくつ以上が真であれば出力を真にするかを表している。

FM5 における論理動作は以下の式で表される。

$$FM1 = \sum_{i=1}^6 FM1^i \quad (4.19)$$

$$FM2 = \sum_{i=1}^6 FM2^i \quad (4.20)$$

$$FM3 = \sum_{i=1}^6 FM3^i \quad (4.21)$$

$$FM4 = \sum_{i=1}^6 FM4^i \quad (4.22)$$

$$CP = FM1 \otimes FM3 \quad (4.23)$$

$$K\pi = FM1 \otimes FM3 \otimes FM4 \quad (4.24)$$

$$Kp = FM1 \otimes FM2 \otimes FM3 \quad (4.25)$$

$$Kaon = FM1 \otimes FM2 \otimes FM3 \otimes FM4 \quad (4.26)$$

$$KaonG = \sum_{i=1}^6 (FM1^i \otimes FM2^i \otimes FM3^i \otimes FM4^i) \quad (4.27)$$

FM1-4 からのそれぞれ 6 つずつの信号を入力し、トリガー条件の異なる 5 つの信号を出力する。

これら FM1-5 の 5 つの回路を Xilinx Vivado [58] を用いて作成し、論理動作と回路遅延のシミュレーションを行った。シミュレーションの結果、想定どおりに論理動作をしていることを確認した。図 4.35 にシミュレーションにより得られたチャンネルごとの回路遅延を示す。

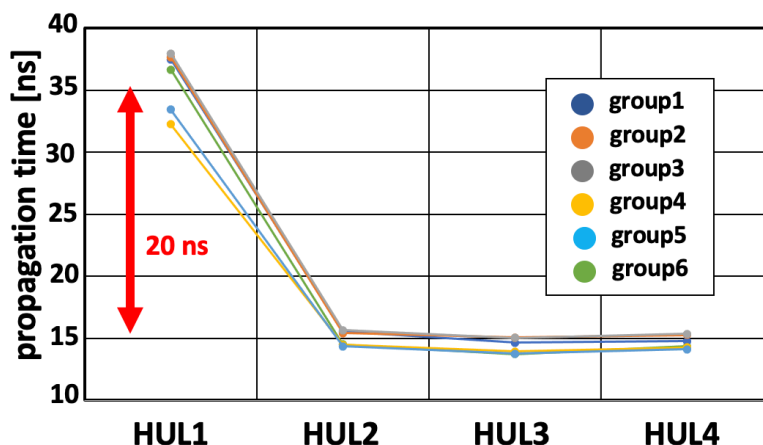


図 4.35 Vivado シミュレーションにより得られた回路遅延の様子: 各モジュール、各グループごとに信号を入力してから出力されるまでの時間をシミュレーションにより確認した。FM1 に関しては delay モジュールを用いて意図的に 20 ns の遅延を入れた。

モジュール、グループによって遅延時間のばらつきはあるが、コインシデンス幅を広げることによって対応可能である。

4.6 具体的な運用方法と今後の課題

実際の実験での運用方法について議論する。

4.6.1 実験の流れ

前述のとおり、トリガー計数率が高すぎると効率的なデータ収集が行えないため、バックグラウンド計数率をトリガー段階で除去するようなトリガー条件を適用し、トリガー計数率をデータ収集が可能な領域に抑えたい。しかし、バックグラウンドを除去するトリガー条件を課すと、バックグラウンドだけでなくシグナルである K^+ 中間子も必ず除去してしまうため、できるだけ K^+ 中間子の残存率が高いトリガー条件でデータ収集を行いたい。そこで、データ収集を始める前に図 4.36 に表したような異なる 5 つのトリガー条件で作成された信号を全てヴィジュアルスケーラに入力する。

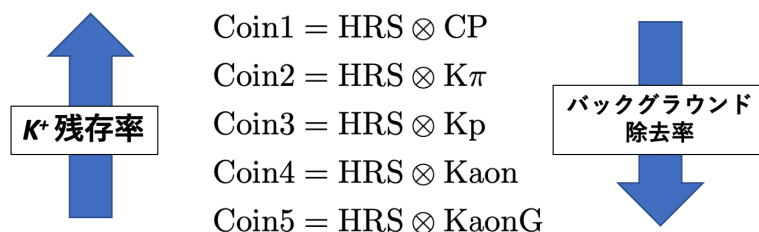


図 4.36 実験の主なデータを収集するためのトリガー。5つの異なるトリガー条件を準備し、実際の計数率を見て使用するトリガー条件を決定する。下にいくほどバックグラウンド粒子除去率が高く、 K^+ 中間子残存率が低い。

これらのトリガーのうち、計数率が 2 kHz 未満であるものの中で最も条件が緩いものを選択し、データ収集に使用することとする。選択されたトリガーより条件が緩いものは全て Trigger Supervisor に入力し、プリスケールしながら同時にデータ収集を行う。この手順は、標的を変更したりビーム強度を変更するたびに行う。

4.6.2 信号の幅

FM1-4 で処理された信号は、FM5 で論理積をとる。このとき、各モジュールの出力信号の時間幅とタイミングを適切に決めなければならない。図 4.37 のように、5つのトリガー条件のいずれにも含まれている FM1 の信号を時間幅を狭めた上で遅延させ、他のモジュールからの信号と論理積をとることで、時間的不定性の少ない Coin トリガーを作成する。

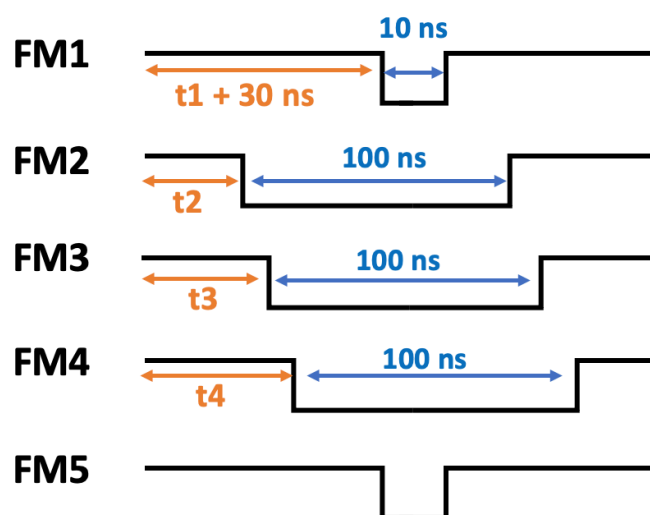


図 4.37 各モジュールにおける出力信号のタイミングチャート: t_1 - t_4 は各モジュールの出力信号タイミングのオフセットである。FM5 は FM1-4 の出力信号の論理積をとったものである。

t_1 - t_4 は各モジュールの出力信号タイミングのオフセットであり、粒子が検出器に入射するタイミングの違いを反映している。また、検出器からの信号をモジュールまで伝達させる際のケーブル

ル遅延、同期回路による jitter も含める。これらのタイミング調整については、実際の実験前に信号を見ながら行う。

4.6.3 今後の課題

トリガー回路設計における今後の課題を以下に示す:

- チャンネル数の拡張
HUL はメザニンカードを挿すことで入出力数を拡張する。今後、実際に拡張して実動作試験を行う必要がある。
- VETROC への移行
回路を構築する FPGA モジュールは HUL と VETROC のどちらでも問題ないと述べ、日本で入手可能であった HUL において実動作試験、回路の設計を行った。しかし本番の実験では、JLab で使用実績のある VETROC を用いる方が実装の面で有利である。そのため、VETROC においても同様の回路を作成、実動作試験を行う必要がある。

第5章

まとめ

JLabで行う予定の $(e, e'K^+)$ 法を用いた次世代ハイパー核分光実験におけるバックグラウンド計数率を見積もり、効率的なデータ収集を行うためのトリガー回路を設計した。

$(e, e'K^+)$ 実験は、高分解能でハイパー核の質量を測定できる反面、電磁生成起因のバックグラウンド粒子が多い。そのため、信号・ノイズ比を高めた効率的なデータ収集を行うための工夫が欠かせない。次世代実験では、従来より入射電子エネルギーを上げ、前方にバックグラウンド粒子を集中させ、かつ前方を避けて測定を行うことで、信号・ノイズ比を高めた測定を行う計画である。

物理計算とモンテカルロシミュレーションを用いて、次世代実験条件におけるバックグラウンド計数率を見積もった。その結果を元に、効率的なデータ収集を行うためのトリガー回路を新たなモジュールを用いて構築した。また、新たなモジュールの動作試験も行った。バックグラウンド計数率の見積もりの結果、個体標的については散乱電子と K^+ 中間子の同時測定を要求するのみで十分データ収集が可能であることが判明した。一方、気体標的については気体を封入するためのセルに起因するバックグラウンドが大量に発生し、トリガー段階でバックグラウンドを除去する必要があることが明らかになった。そのため、チェレンコフ検出器を用いた複数のトリガー条件で回路を作成し、実際の計数率に合わせて柔軟にトリガー条件を変更できるようにした。これにより、次世代実験では効率の良いデータ収集を円滑に行うことができる。

謝辞

本論文を執筆するにあたり多くの方に多大なご助力を賜りましたことを心より感謝いたします。

指導教員である後神利志助教には、研究の進め方、文章の書き方、発表方法など何から何まで懇切丁寧なご指導を賜り、感謝の念に堪えません。忙しい身であるにも関わらず、何度も何度も居室に押しかけては研究の相談をする私に対して嫌な顔一つせず熱心に指導してくださいました。後神助教の空より広く海より深い心に、私は甘えてばかりでした。また、常に明るくあらゆることに前向きな姿勢にエネルギーを貰い、楽しく研究生活を送ることができました。本当にありがとうございます。

同研究グループの先輩である鈴木一輝さんには、Geant4の使い方を初め、様々な研究のアドバイスをいただきました。鈴木さんの広く深い知識や技術、研究に対する貪欲な姿を尊敬しております。梅崎英一さんは、分野を問わず次々と新しいことに挑戦していく方で、その姿に強く感銘を受けました。

KUANS 実験では、廣瀬昌憲さんに加速器の運転において非常にお世話になりました。朝から晩まで実験に付き合ってください、廣瀬さん無しには実験の遂行はあり得ませんでした。

永江知文教授には、日本物理学会会長、大学教授という、とてつもなく多忙な身であるにも関わらず、入学前に暇を持って余した私に統計学ゼミを開いてくださり、多大なご指導を賜りました。銭廣十三准教授には、研究で困っていたとき親身になってくださり、極めて的確なご指導をいただきました。成木恵准教授には、遠隔地に居ながらも修論の進捗を気にかけてくださりました。村上哲也講師には、学部生実験のTAの際にお世話になりました。村上講師の熱心な指導からは、TAの身でありながら、非常に多くのことを学びました。

同期の延興紫世さん、大橋翼くん、高浦雄大くん、豊田峻史くん、中須賀さとみさん、土方佑斗くんとは他愛の無い会話をしながら楽しい時間を過ごしました。この一年は顔を合わせる事が少なかったですが、京の都を離れて研究に打ち込む皆のことを想像して私も研究を頑張ることができました。

同居室の先輩である藤川祐輝さんは、課題研究P4の頃から非常に長い間お世話になっており、とても頼りになる兄貴分的な存在でした。先輩の稲葉健斗さんの、朝から晩まで研究に没頭する傍ら、毎週欠かさずトレーニングジムに通うバイタリティ溢れる姿には見習うべき部分が多くありました。渡邊憲さんは、太陽のように朗らかな方で、台風のように居室を賑やかしてくれました。研究室の先輩方の真摯に研究に取り組む姿勢には尊敬の念を禁じ得ません。

東北大学の皆様方は、常に私の一歩先を進む頼もしい存在で、沢山の刺激を受けました。特に、FPGA 関連については永尾翔助教に多大なご助力を賜りました。

大阪大学の川畑貴裕教授には、課題研究P4で大変お世話になりました。大阪大学に転勤なされてからも、院試に落ちて休学している私をソフトボールに連れ出していただき、良い気分転換になりました。

(元) 同期である土井隆暢くん、原田健志くん、古田悠稀くんは学部生の頃から様々な苦楽を共にしたかけがえのない友人です。学生生活最後の数年間を、気の置けない仲間と過ごせたことは非常に幸運でした。本当にありがとう。今後ともよろしく願いいたします。

最後に、今まで私を支えていただいた家族、友人には深く感謝の意を申し上げます。

参考文献

- [1] G. Alexander et al.: Phys. Rev. **173** (1968) 1452.
- [2] K. Miwa et al.: Proposal to J-PARC, E40 Experiment (2011).
- [3] S. Acharya et al.: Phys. Rev. C **99** (2019) 024905.
- [4] H. Hotchi et al.: Phys. Rev. C **64** (2001) 044302.
- [5] M. Danysz and J. Pniewski: The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science **44** (1953) 348.
- [6] G. Bonazzola et al.: Physics Letters B **53** (1974) 297 .
- [7] C. Milner et al.: Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1237.
- [8] H. Tamura et al.: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5963.
- [9] O. Hashimoto and H. Tamura: Progress in Particle and Nuclear Physics **57** (2006) 564 .
- [10] R. Bradford et al.: Phys. Rev. C **73** (2006) 035202.
- [11] T. Gogami et al.: Phys. Rev. C **93** (2016) 034314.
- [12] M. M. Nagels et al.: Phys. Rev. C **99** (2019) 044003.
- [13] T. Gogami: Dr. Thesis, Tohoku Univ. (2014).
- [14] A. Esser et al.: Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 232501.
- [15] H. E. Montgomery. The Jefferson Lab 12 GeV Program, 2017.
- [16] F. Pilat. Proc. LINAC2012, Tel-Aviv, Israel, 2012.
- [17] T. Miyoshi et al.: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 232502.
- [18] S. N. Nakamura et al.: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 012502.
- [19] A. Matsumura: Dr. Thesis, Tohoku Univ. (2009).
- [20] Y. Fujii et al.: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **795** (2015) 351 .
- [21] L. Tang et al.: Phys. Rev. C **90** (2014) 034320.
- [22] T. Gogami et al.: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **729** (2013) 816 .
- [23] T. Gogami et al.: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **900** (2018) 69 .
- [24] T. Gogami et al.: Phys. Rev. C **94** (2016) 021302.
- [25] M. Jurič et al.: Nuclear Physics B **52** (1973) 1 .
- [26] A. Cobis et al.: J. Phys. G **23** (1997) 401.
- [27] H. Kamada et al.: Phys. Rev. C **57** (1998) 1595.
- [28] C. Rappold et al.: Physics Letters B **728** (2014) 543 .
- [29] A. Gal and H. Garcilazo: Physics Letters B **791** (2019) 48 .

- [30] T. O. Yamamoto et al.: Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 222501.
- [31] M. Bedjidian et al.: Physics Letters B **62** (1976) 467 .
- [32] M. Bedjidian et al.: Physics Letters B **83** (1979) 252. cited By 88.
- [33] A. Kawachi: Dr. Thesis, Tokyo Univ. (2009).
- [34] H. Tamura et al.: Proceedings of the 12th International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP2015).
- [35] B. P. Abbott et al.: Phys. Rev. Lett. **116** (2016) 061102.
- [36] I. Bombaci: JPS Conf. Proc. **17** (2017) 101002.
- [37] P. Demorest et al.: Nature **467** (2010) 1081.
- [38] J. Antoniadis et al.: Science **340** (2013).
- [39] H. Cromartie et al.: Nature Astronomy **4** (2020) 72.
- [40] D. Lonardonì, A. Lovato, S. Gandolfi, and F. Pederiva: Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 092301.
- [41] J. Alcorn et al.: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **522** (2004) 294 .
- [42] Y.-S. Tsai: Rev. Mod. Phys. **46** (1974) 815.
- [43] J. Kusaka: Master's Thesis, Tohoku Univ. (2013).
- [44] P. Vernin et al.: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **449** (2000) 505 .
- [45] S. Agostinelli et al.: Nucl. Instrum. Meth. A **506** (2003) 250.
- [46] J. Allison et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci. **53** (2006) 270.
- [47] Allison, J and others: Nucl. Instrum. Meth. A **835** (2016) 186.
- [48] <http://hallaweb.jlab.org/equipment/Hall - A-NIM.pdf>.
- [49] M. Fujita: Master's Thesis, Tohoku Univ. (2016).
- [50] J. W. Lightbody and J. S. O' Connell: Computers in Physics **2** (1988) 57.
- [51] <http://lambda.phys.tohoku.ac.jp/takahasi/TUL-8040/>.
- [52] E. Jastrzembski. Trigger Supervisor. Jefferson Lab Data Acquisition Group, 2009.
- [53] <http://openit.kek.jp/project/HUL/HUL>.
- [54] <https://userweb.jlab.org/brads/Manuals/Hardware/JLab/VETROC/>.
- [55] <https://japan.xilinx.com/support.html>.
- [56] <http://phi.phys.nagoya-u.ac.jp/JCANS/kuans-j.html>.
- [57] S. Tasaki. Private Communication, 2020.
- [58] <https://www.xilinx.com/products/design-tools/vivado.html>.