

修士論文

JLab における $(e, e'K^+)$ 反応を用いた
高精度ラムダハイパー核分光実験の
トリガー設計

京都大学大学院理学研究科

物理学・宇宙物理学専攻物理学第二教室

原子核・ハドロン物理学研究室

岩本哲平

令和 7 年 1 月

Abstract

ハイペロンが原子核に束縛した原子核・ハイパー核の質量やエネルギー構造から、ハイペロン-核子間に働く強い相互作用 (YN 相互作用) を調べることができる。核力の理解からストレンジクォークの自由度を含むより一般的なバリオン相互作用の理解へと拡張するために、ハイパー核研究は有効な手法である。しかし、ハイパー核の実験データや相互作用を調べる上でより直接的な YN 散乱実験のデータが乏しいため、YN 相互作用の理解は核子間に働く強い相互作用 (NN 相互作用) の理解と比べると非常に限られている。

アメリカ合衆国・ジェファーソン研究所 (JLab) では、大強度、小エミッタンス、低エネルギー分散の電子ビームと、高運動量分解能磁気分光器 (HES、HKS) を組み合わせることで実現する世界最高確度の Λ ハイパー核分光実験研究を計画している。本実験は軽質量数領域から重質量数領域 ($A = 3-209$) に及ぶ系統的なハイパー核分光研究を目的とする。JLab における実験では、 $(e, e' K^+)$ 反応を用いるが、 Λ ハイパー核の生成断面積は小さいため、 $50 \mu\text{A}$ にも及ぶ大強度電子ビームを用いる。大強度ビームの実験であることから、多量の背景事象の混入にも耐えうるデータ取得条件の設定とデータ取得系 (DAQ) の研究開発が肝要となる。

本研究では、JLab で開発された高レート耐性をもつ DAQ システムを計画する Λ ハイパー核実験に応用させるための基礎開発を行った。まずは、モンテカルロ (MC) シミュレーションを用いて、期待される背景事象による低バイアストリガー (粒子識別検出器を含まないバイアスの小さい条件でのトリガー) における DAQ リクエスト計数率を見積もった。その結果、低バイアストリガーにおいても、導入を計画している新しい DAQ システムの最大許容スピード 200 kHz (波高、時間取得モード) に対して、高々 $1/20$ 程度の DAQ リクエスト計数率であることが分かった。さらに、予期しない背景事象への予備的対応として、粒子検出器のヒットコンビネーションをビーム光学に基づいて設定し、ビーム光学に乗らない事象をトリガー段階で除去する「グルーピングトリガー」(GT) の導入の検討を行った。また、本実験で使用するフラッシュ ADC (FADC-250) と FPGA を搭載したトリガー構築用モジュール VTP (VXS Trigger Processor) を組み合わせた小規模 DAQ システムを構築し、実機検出器の宇宙線を用いた試験を JLab において行い、DAQ システムの動作を試験した。

さらに、90% の DAQ 効率を仮定し、 ΛN 相互作用における荷電対称性の破れの研究のための測定核種 ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{Be}$ の予想スペクトラムをシミュレートし、 Λ の束縛エネルギーを系統誤差込みで $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{total}}| = 70 \text{ keV}$ の高確度で決定できることを確認した。本研究により、2027 年より実験施行を予定する一連の Λ ハイパー核実験へ向けた DAQ システムの実装開発を進める基礎を構築することができた。

Contents

1章	序論	1
1.1	ハイパー核分光によるハイペロン-核子間相互作用の研究	1
1.2	$(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核分光	3
1.3	ΛN 相互作用における荷電対称性の破れ (CSB)	6
1.4	本研究の目的	9
2章	実験セットアップ	10
2.1	磁気分光器の設定と運動学パラメータ	11
2.2	HES 検出器	12
2.3	HKS 検出器	14
3章	データ取得トリガーの開発研究	16
3.1	データ取得の条件 (トリガー条件)	17
3.2	フロントエンドと DAQ システム	19
3.2.1	VXS システム	19
3.2.2	主要コンポーネント	19
3.2.3	実験における DAQ 回路系	22
3.3	グルーピングトリガー (GT)	24
3.3.1	GT 導入の意義	25
3.3.2	GT による背景事象の除去効果の見積もり	26
3.4	JLab における実機回路の試験実験	30
3.4.1	試験実験セットアップ	30
3.4.2	トリガー条件の FPGA による制御	32
3.4.3	測定結果	36
4章	Λ ハイパー核分光のシミュレーション	38
4.1	Λ ハイパー核の収量	38
4.2	予想スペクトルと期待されるエネルギー精度	39
5章	まとめ	42

List of Figures

1	($e, e'K^+$) 反応による Λ ハイパー核分光実験の概念図。散乱電子と K^+ の運動量ベクトルを測定することで生成された Λ ハイパー核の質量を得る。 . . .	3
2	JLab E05-115 実験において測定されたポリエチレン標的からの Λ 、 Σ^0 の生成事象のスペクトラム [13]。これらハイペロンの生成事象を使って、磁気分光器の運動量解析に用いた 6 次の逆輸送行列のマトリクス要素を直接最適化し、高精度・高確度のエネルギー校正を実現した。JLab で計画する次世代 Λ ハイパー核分光実験においても同様の手法を用いてエネルギー校正を行う計画である。	5
3	質量数 $A = 4$ アイソダブレット Λ ハイパー核の Λ 束縛エネルギーの比較 [2] (図中の Present experiment は、この図の引用先である実験プロポーザルで提案する JLab E12-19-002 実験のことを指す)。励起状態 ($J^\pi = 1^+$) のエネルギーは差がないのに対して、基底状態 ($J^\pi = 0^+$) のエネルギーには差が数 100 keV 存在する。	6
4	JLab E05-115 実験において測定された ${}^7_\Lambda\text{He}$ の束縛エネルギースペクトラム [3]。横軸は $-B_\Lambda < 0$ が束縛領域である。束縛領域の解析により、基底状態 $J^\pi = 1/2^+$ のエネルギーが $B_\Lambda = 5.55 \pm 0.10^{\text{stat.}} \pm 0.11^{\text{sys.}}$ MeV と得られた。	7
5	$A = 7$ 体系アイソトリプレット Λ ハイパー核 (${}^7_\Lambda\text{He}$ 、 ${}^7_\Lambda\text{Li}^*$ 、 ${}^7_\Lambda\text{Be}$) の基底状態の束縛エネルギーの比較 [3] (図中の Present data は JLab E05-115 実験で得られた結果を指す)。理論計算は肥山氏らによるクラスターモデル計算である [4]。	8
6	JLab 実験ホール C におけるハイパー核実験研究に使用する HES、HKS 磁気分光器の設置図面 [11]。	10
7	JLab において Λ ハイパー核分光実験研究に使用する HKS、HES 磁気分光器の概念図。2.24 GeV に加速した電子線を実験標的へ照射し、($e, e'K^+$) 反応により生成した K^+ と散乱電子をそれぞれ HKS、HES で測定する。HKS、HES が測定する荷電粒子の中心運動量をそれぞれ 1.2、0.74 GeV/ c と設定する。	11
8	HES 検出器の概略図 [13]。	13
9	HES 検出器の写真。	13
10	HKS の粒子検出器の概念図 [13]。	14
11	HKS の粒子検出器の写真。Figure 10 の粒子の進行方向とは逆向きになる視点から撮影されている。写真の右から左に向かって粒子が通過する。	15

12	VTP (VXS Trigger Processor) の写真 [15]。	20
13	FADC-250 の写真 [16]。	20
14	SD(Signal Distribution) の写真 [16]。	21
15	TI (トリガーインターフェース) の写真 [16]	22
16	HES に 1 台、HKS に 2 台の VXS クレートを用いて DAQ 系を構成する。 FADC に入力された信号が VXS クレートのバックプレーンを通して VTP へ 入力される。VTP はその FADC の入力信号とソフトウェア的に実装された 論理に基づいて (トリガー) 信号を出力する。	23
17	HKS の粒子検出器の概念図 [13]。前回実験である JLab E05-115 において 使用された GT のグループ分けの大まかな組み合わせを色付きの四角で示し ている。	24
18	前回実験 JLab E05-115 で混入したビーム光学に乗らない背景事象 (赤線) とビーム光学に乗る粒子の軌道 (黒線) [13]。	25
19	Geant4 MC シミュレーションで見積もった信号粒子の TOF1X と TOF2X のセグメント番号の相関。グルーピングトリガーとしてデータを取得する範 囲を四角で示す (GT1)。	27
20	生成したバックグラウンドの TOF1X と TOF2X のセグメント番号の相関。 グルーピングトリガーとしてデータを取得する範囲を四角で示す (GT1)。	27
21	Geant4 MC シミュレーションで見積もった信号粒子の TOF1X と TOF2X のセグメント番号の相関。グルーピングトリガーとしてデータを取得する範 囲を四角で示す (GT2)。	28
22	生成したバックグラウンドの TOF1X と TOF2X のセグメント番号の相関。 グルーピングトリガーとしてデータを取得する範囲を四角で示す (GT2)。	29
23	Geant4 MC シミュレーションで見積もった信号粒子の TOF1X と TOF2X のセグメント番号の相関。グルーピングトリガーとしてデータを取得する範 囲を四角で示す (GT3)。	29
24	生成したバックグラウンドの TOF1X と TOF2X のセグメント番号の相関。 グルーピングトリガーとしてデータを取得する範囲を四角で示す (GT3)。	30
25	JLab において行った宇宙線を用いたの検出器試験時の粒子検出器の配置の 概念図。	31
26	JLab において行った宇宙線を用いたの検出器試験時の粒子検出器の配置の 写真。	31

27	JLab において行った宇宙線を用いた検出器の試験に使用した DAQ 回路系の概念図。	32
28	JLab において行った宇宙線を用いた検出器試験用に構築した DAQ 回路系の写真。VXS クレートに Figure 27 に示すモジュールが挿されている。 . .	33
29	Flash ADC で取得したデータの例 (SC の信号)。FADC-250 は 250 MHz (4 ns) ごとにデータをサンプルする。横軸は時間 (1bin につき 4ns)、縦軸は電流信号の入力チャネル数。	36
30	JLab E12-24-004 実験において予想される ${}^6\text{Li}(e, e'K^+)_{\Lambda}{}^6\text{He}$ 反応に対する Λ 束縛エネルギースペクトラム。束縛エネルギーに負符号を付けた $-B_{\Lambda}$ を横軸に取っている。仮定した生成断面積とビームタイムはそれぞれ 10 nb/sr、120 時間である。	40
31	JLab E12-24-004 実験において予想される ${}^9\text{Be}(e, e'K^+)_{\Lambda}{}^9\text{Li}$ 反応に対する Λ 束縛エネルギースペクトラム。束縛エネルギーに負符号を付けた $-B_{\Lambda}$ を横軸に取っている。最低エネルギーピークに対して仮定した生成断面積は 10 nb/sr、仮定したビームタイムは 384 時間である。	40
32	JLab E12-24-004 実験において予想される ${}^{11}\text{B}(e, e'K^+)_{\Lambda}{}^{11}\text{Be}$ 反応に対する Λ 束縛エネルギースペクトラム。束縛エネルギーに負符号を付けた $-B_{\Lambda}$ を横軸に取っている。最低エネルギーピークに対して仮定した生成断面積は 30 nb/sr、仮定したビームタイムは 72 時間である。	41

List of Tables

1	JLab において採択された Λ ハイパー核実験プログラム。E12-19-002 は極低温ガス標的 (水素、及び ${}^{3,4}\text{He}$) を用いるが、それ以外の実験プログラムは固体標的を用いる。固体標的を用いる実験については同一の標的システムで運用できるため、E12-19-002 以外の 4 課題については同一実験セットアップで 2027 年より施行する予定である。なお、1 PAC Day の採択は、2 日 (48 時間) のビームタイムとしてスケジュールされる。	2
2	鏡映核のエネルギー差の理論計算 [4, 5, 6, 7] と実験データの比較。実験データには不定性が大きいため、理論模型の有効性を確認するためには高精度な実験データが必要である。	8
3	HES、HKS を用いた Λ ハイパー核実験における主要なパラメータ。	12

4	過去の HES、HKS を用いたハイパー核実験 E05-115 の実測計数率からのスケールによって見積もった HES、HKS における期待されるノイズ粒子の計数率、及び式 (3) で表される条件でのアクシデンタルコインシデンストリガーの計数率。HES、HKS の信号幅を 50、200 ns と仮定した。	18
5	実験におけるフロントエンドモジュールに必要なチャンネル数。	22
6	HKS におけるグルーピングトリガーの効果を見積もるための、Geant4 を用いたモンテカルロ (MC) シミュレーションの条件。	26
7	MC シミュレーションで見積もった GT の導入による背景事象の残存率。これらの条件では信号の一部も同時に除去してしまうが、背景事象に対して大きな除去効率があることがわかる。トリガー条件については VTP にソフトウェア的に、かつ遠隔で実装できるため、信号をできる限り除去せず、背景事象に対して効果的な除去を実現するような条件を実験中に調整し、柔軟に実装することができる。	28
8	JLab E12-24-004 実験における 24 時間ビーム照射あたりのハイパー核の収量。	38

1 章 序論

1.1 ハイパー核分光によるハイペロン-核子間相互作用の研究

基本的な相互作用の一つである強い相互作用は、物質を構成するために不可欠な相互作用である。核子である陽子、中性子は、アップ (u)、ダウン (d) クォークの3つの組み合わせで成るバリオン (陽子 = uud 、中性子 = ddu) であると説明される。これら核子が原子核を作り、それを核とした原子から物質が構成される。しかし、自然界には u 、 d クォーク以外のクォークも存在し、その中で最も軽いクォークがストレンジ (s) クォークである。 s クォークを含むバリオンをハイペロンと呼称する。ハイペロンは地上には安定的に存在しない。つまり、宇宙線や加速器で加速された粒子を用いてハイペロンが生成されたとしても短寿命で崩壊してしまう。そのため、核子間に働く強い相互作用研究において直接的手法である散乱実験の適応に技術的な困難が伴う。近年では、実験技術の発展によりハイペロンと核子の散乱実験も行われてきているが、未だにデータは限られている。そのため、ハイペロン-核子間の強い相互作用を研究において、ハイペロンを原子核に束縛させ、その質量やエネルギー構造を調べる手法が主要な方法となる。ここで、ハイペロンが束縛した原子核はハイパー核と呼ばれる。

最も軽いハイペロンはラムダ (Λ ; uds クォークで構成される) で、 Λ ハイペロンが束縛したハイパー核を Λ ハイパー核と呼ぶ。本研究は、 Λ ハイパー核を分光 (質量、エネルギー構造を調べる) することで、 Λ と核子の間に働く強い相互作用 (ΛN 相互作用) を調べる。 Λ は自然界において、中性子星のコア部分における高密度領域 (原子核密度の2倍程度以上) において安定的に存在する可能性があると考えられる。 Λ の存在を中性子星内部に許した場合、2体の ΛN 相互作用の情報のみでは中性子星の状態方程式が軟化し、観測されている2倍の太陽質量を持つ中性子星の存在を計算上支持できない問題に直面する。この問題は「ハイペロンパズル」と呼ばれる。宇宙観測や重力波測定等の中性子星に関する研究と一貫性をもちながら、強い相互作用の研究をベースにした中性子星の理解を進める必要がある。ハイペロンパズルを避ける方法として、いくつかの理論が提唱されているが、その一つが ΛNN 間に働く三体力である。 ΛNN 三体力が高密度環境において斥力を作り、2倍の太陽質量を持つ状態を支持するところまで中性子星の状態方程式を硬化させる可能性がある。

ΛN 相互作用において最も特徴的な性質の一つが荷電対称性の破れ (CSB; charge symmetry breaking) である。 ΛN CSB は質量数 $A = 4$ 系ハイパー核のアイソスピンダブレットハイパー核の束縛エネルギーの大きな差により70年以上前から認識されていた。実

験データも少しずつ多くなっているものの、未だに Λ N CSB の起源については明らかになっていない。

アメリカ・ジェファーソン研究所 (JLab) における Λ ハイパー核分光研究では、上に紹介した Λ N CSB や Λ NN 三体力に関する研究の他、 Λ を不純物プローブとして利用し原子核の (三軸非対称) 変形を調べる研究や Λ N 相互作用のアイソスピン依存性を調べる実験プログラムを進めている。現在、Table 1 に示す 5 つの実験研究プログラム (E12-19-002、

Table 1: JLab において採択された Λ ハイパー核実験プログラム。E12-19-002 は極低温ガス標的 (水素、及び $^3,^4\text{He}$) を用いるが、それ以外の実験プログラムは固体標的を用いる。固体標的を用いる実験については同一の標的システムで運用できるため、E12-19-002 以外の 4 課題については同一実験セットアップで 2027 年より施行する予定である。なお、1 PAC Day の採択は、2 日 (48 時間) のビームタイムとしてスケジュールされる。

Experiment	Title	PAC Days
E12-19-002	High accuracy measurement of nuclear masses of hyperhydrogens	14.5
E12-24-013	An isospin dependence of the Λ N interaction through the high precision spectroscopy of Lambda hypernuclei	55
E12-24-011	Study of a triaxially deformed nucleus using a Lambda particle as a probe	28
E12-24-003	Studying Lambda interactions in nuclear matter with the $^{208}\text{Pb}(e, e' K^+)_{\Lambda}^{208}\text{Tl}$ reaction	42
E12-24-004	Study of charge symmetry breaking in p-shell hypernuclei	24
Run group	High-resolution spectroscopy of light hypernuclei with the decay-pion spectroscopy	N/A

E12-24-013、E12-24-011、E12-24-003、E12-24-004) が採択されているが、その内の E12-19-002 実験以外の 4 実験を同一の実験セットアップで施行する予定である。本研究では、その中でも p-殻系 Λ ハイパー核における Λ N CSB の研究 (JLab E12-24-004 実験 [1]) を中心に述べる。

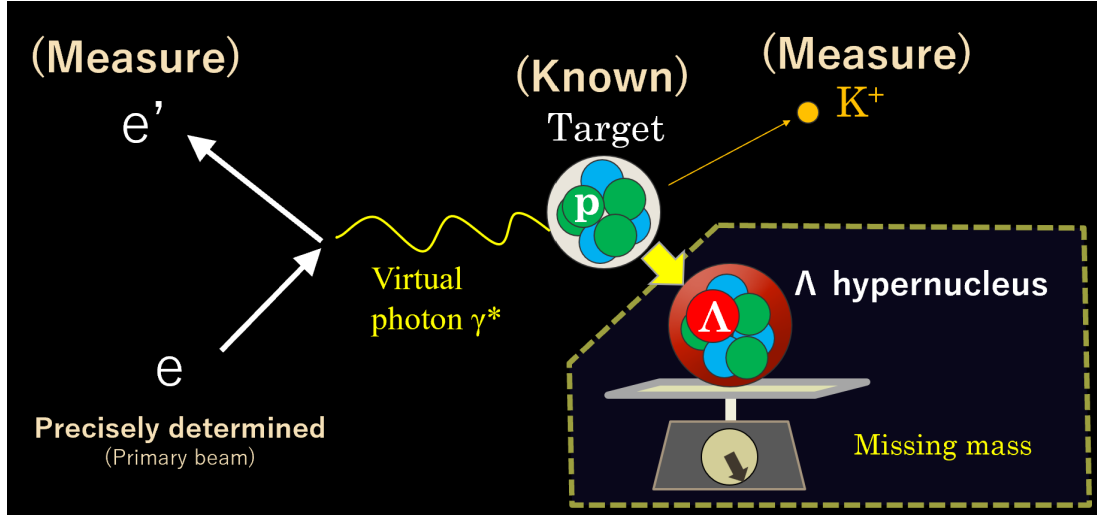


Figure 1: $(e, e' K^+)$ 反応による Λ ハイパー核分光実験の概念図。散乱電子と K^+ の運動量ベクトルを測定することで生成された Λ ハイパー核の質量を得る。

1.2 $(e, e' K^+)$ 反応を用いたハイパー核分光

Figure 1 に示すように標的原子核へ電子を照射し原子核との仮想光子を介した反応によって、原子核内の陽子をストレンジクォークを含む Λ ハイペロンへ変換する。その際、反ストレンジクォークを含む中間子 K^+ が放出される。 $(e, e' K^+)$ 反応を用いた実験を行う際、入射する電子線は一次ビームであり、高い精度でエネルギーが決まっている。そのため、以下の式に示すように散乱電子と K^+ の運動量ベクトルを測定することで生成された Λ ハイパー核の質量 (M_H) を得ることができる (欠損質量法) :

$$M_H = \sqrt{(E_e + M_{\text{target}} - E_{e'} - E_K)^2 - (\vec{p}_e - \vec{p}_{e'} - \vec{p}_K)^2} \quad (1)$$

ここで、 $\vec{p}_{e,e',K}$ と $E_{e,e',K}$ は入射電子線、散乱電子、 K^+ の運動量とエネルギーであり、 M_{target} は標的原子核の質量を表す。 Λ ハイパー核 $^A_\Lambda Z$ のコア核 ^{A-1}Z 、および Λ ハイペロンの質量をそれぞれ M_{core} 、 M_Λ としたとき、 Λ の束縛エネルギー (B_Λ) は以下のように計算される :

$$B_\Lambda = M_{\text{core}} + M_\Lambda - M_H \quad (2)$$

Λ ハイパー核の反応分光で使用する典型的な反応は $(e, e' K^+)$ 反応の他に (K^-, π^-) や (π^+, K^+) 反応である。 (K^-, π^-) 反応は入射ビームの K^- の中の s クォークが、中性子内の d クォークと交換されることによって Λ が生成される (ストレンジネス交換反応)。一方、 (π^+, K^+) や $(e, e' K^+)$ 反応は反応の中で $s\bar{s}$ の対生成を必要とする。そのため、 (K^-, π^-) 反応と比べて (π^+, K^+) や $(e, e' K^+)$ 反応はハイパー核の生成断面積が小さい。さらに、 (K^-, π^-) 反応は発熱反応であることから、 Λ への運動量移行がないビーム運動量 (マジック運動量)

が存在する。一方、 (π^+, K^+) や $(e, e'K^+)$ は、 K^+ の散乱角度や入射ビームのエネルギーにもよるが、典型的な実験設定においておおよそ 300 MeV/c にも及ぶ大きな運動量移行がある。この大きな運動量移行が、 (K^-, π^-) 反応と比べて、 (π^+, K^+) や $(e, e'K^+)$ 反応による Λ ハイパー核の生成断面積が小さい原因の一つとなる。

$(e, e'K^+)$ 反応の大きな特徴として、原子核中の陽子を Λ に変換することである。一方、ハドロンビームを用いる (π^+, K^+) や (K^-, π^-) 反応は中性子を Λ に変換する。そのため、同じ実験標的核種を用いた場合にも異なるハイパー核の生成が可能であることから、これらの反応を用いた実験研究は相補的であると言える。特定の標的核種を選定すると陽子数と中性子数を入れ替えた鏡映核をこれらの反応で生成することができる。特に鏡映核の束縛エネルギーの比較は ΛN 相互作用における荷電対称性の破れの研究に有効である。例えば、 ^{12}C 標的を用いた場合、 (π^+, K^+) 反応、 $(e, e'K^+)$ 反応ではそれぞれ $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ ($Z = 6, N = 5, \Lambda = 1$)、 $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ ($Z = 5, N = 6, \Lambda = 1$) といったハイパー核を生成することができるが、これらは鏡映核である。

陽子を Λ に変換する $(e, e'K^+)$ 反応には、極めて有用な実験的利点がある。それは陽子標的を用いてエネルギー校正データを取得できることである。水素や水素を含む物質を実験標的として用いることで、静止した原子核である陽子を標的とし、 $(e, e'K^+)$ 反応により生成された Λ や Σ^0 粒子の生成事象を実験分解能の精度で狭いピークとしてとらえる。 Λ および Σ^0 の質量は良く知られているので、その質量を再現するようにエネルギー校正ができる。一方、静止した中性子標的 (例えば、中性子を含む最も軽い原子核は重陽子であるが、重陽子中の中性子はフェルミ運動をしている) は存在しない。欠損質量分光において、反応時の核子のフェルミ運動量を事象毎に測定することで補正できないため、フェルミ運動量の広がり分、ハイペロン生成事象のピーク構造が広がる。つまり、 (K^-, π^-) や (π^+, K^+) 反応を用いた実験において、核子からのハイペロン生成を用いたエネルギーの校正を高精度に行うことが難しい。Figure 2 に $(e, e'K^+)$ 反応を用いた Λ ハイパー核分光実験において実際に取得されたポリエチレン標的 (CH_2) からの Λ 、 Σ^0 の生成事象を示す [13]。 Λ と Σ^0 の既知の質量の不定性はそれぞれわずか 6 keV、24 keV であるため、これらの質量をエネルギー基準として高確度なエネルギー校正を行うことができる。

さらに、 (K^-, π^-) や (π^+, K^+) 反応はスピン 0 の中間子をビームとするが、 $(e, e'K^+)$ 反応はスピン 1 をもつ仮想光子を仲介して反応が起きるため、スピン反転状態も大きく励起する。つまり、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いることで核子のスピン反転状態を励起できることから、ハドロンビームを用いたハイパー核実験では観測できない多彩なスピン量子数をもつ準位を生成できるのもユニークな特徴である。

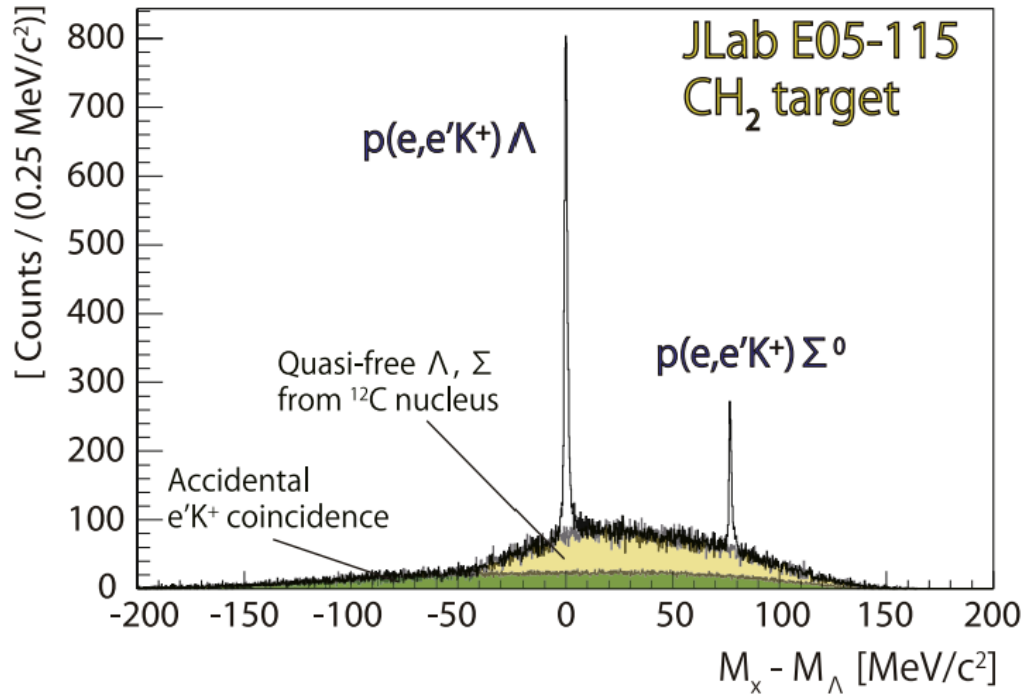


Figure 2: JLab E05-115 実験において測定されたポリエチレン標的からの Λ 、 Σ^0 の生成事象のスペクトラム [13]。これらハイペロンの生成事象を使って、磁気分光器の運動量解析に用いた 6 次の逆輸送行列のマトリクス要素を直接最適化し、高精度・高確度のエネルギー校正を実現した。JLab で計画する次世代 Λ ハイパー核分光実験においても同様の手法を用いてエネルギー校正を行う計画である。

1.3 ΛN 相互作用における荷電対称性の破れ (CSB)

質量数 $A = 4$ アイソダブレットハイパー核 (${}^4_{\Lambda}\text{He}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$) の Λ 束縛エネルギーの比較を Figure 3 に示す。励起状態 $J^\pi = 1^+$ のエネルギーは差がないのに対して、基底状態 $J^\pi = 0^+$

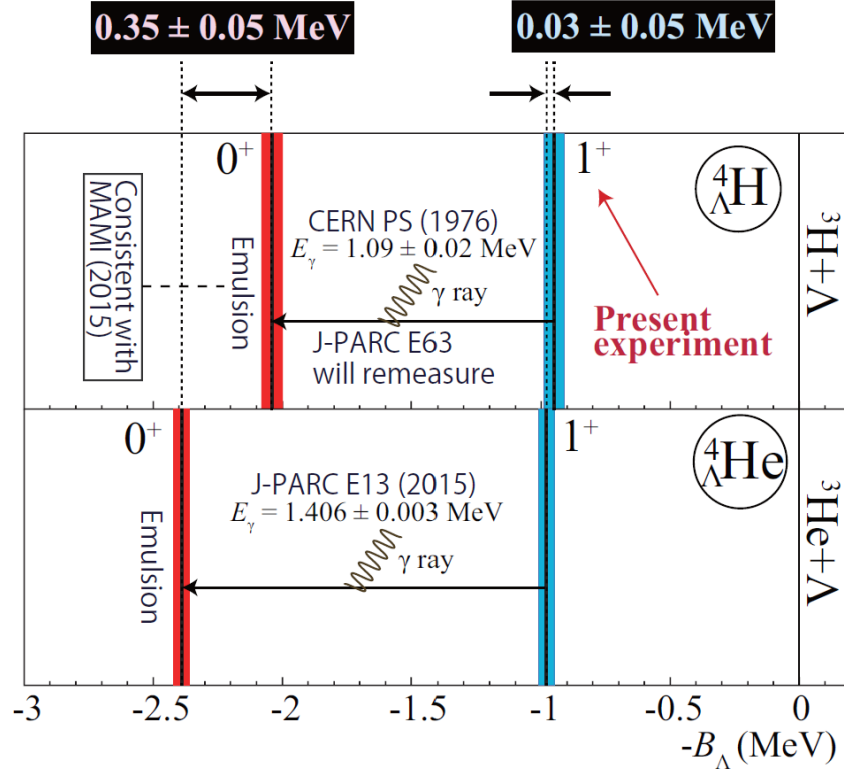


Figure 3: 質量数 $A = 4$ アイソダブレット Λ ハイパー核の Λ 束縛エネルギーの比較 [2] (図中の Present experiment は、この図の引用先である実験プロポーザルで提案する JLab E12-19-002 実験のことを指す)。励起状態 ($J^\pi = 1^+$) のエネルギーは差がないのに対して、基底状態 ($J^\pi = 0^+$) のエネルギーには差が数 100 keV 存在する。

状態に対しては数 100 keV の差がある。荷電対称である場合 (Λ - p 間と Λ - n 間の強い相互作用が等しい場合) には、これらのエネルギーはおおむね一致するはずである。つまり、基底状態の大きなエネルギー差が ΛN 相互作用における CSB の実験的証拠と言える。また、 0^+ と 1^+ のエネルギー差の発現の仕方の違いから、CSB がスピンに依存することがわかった。 ΛN CSB は、 ΛN 相互作用における ΛN - ΣN 結合の効果に起因すると考えられるが、未だ解明されていない。CSB の起源の解明を目指して、 $A = 4$ 体系におけるアイソダブレット Λ ハイパー核データの高精度化を目指す試みもあるが、他の質量系の研究を通じた CSB 究明へのアプローチも注目されている。

$A = 7$ 体系アイソトリプレット Λ ハイパー核 (${}^7_{\Lambda}\text{He}$, ${}^7_{\Lambda}\text{Li}^*$, ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$) の基底状態のエネルギーの比較による CSB 効果の検証が行われた。 $A = 7$ 体系における CSB の実験データは、エ

マルシオン実験とガンマ線分光実験データから ${}^7_{\Lambda}\text{Li}^*$ と ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$ のエネルギーが決められていた。しかし、もう一種の ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ の束縛エネルギーはエマルシオン実験では明確に決定されなかった。そのような状況を打破すべく、JLab における $(e, e'K^+)$ 反応を用いた欠損質量分光により測定を実施され、高精度でエネルギーが決められた [3]。これにより、初めて $A =$

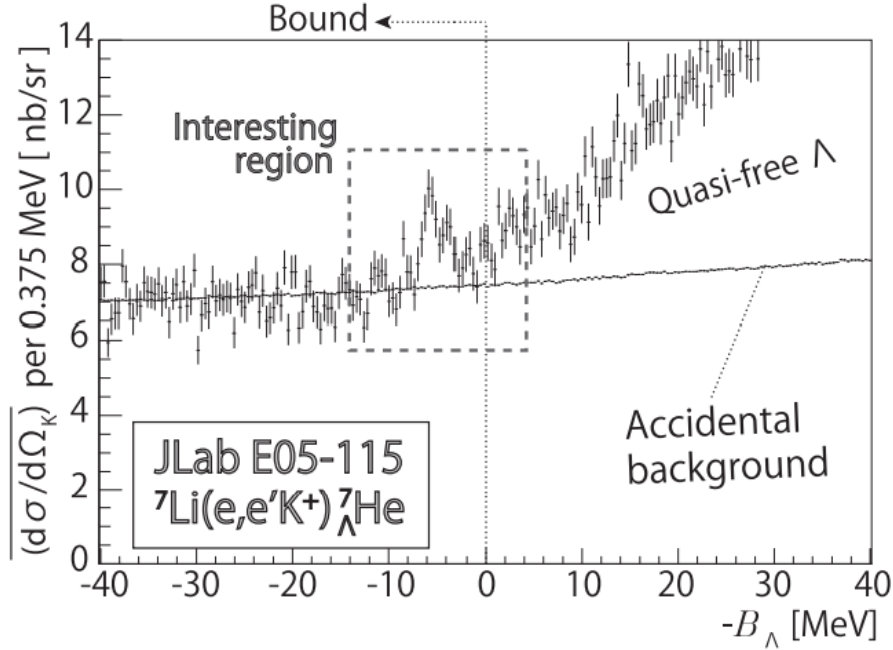


Figure 4: JLab E05-115 実験において測定された ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ の束縛エネルギースペクトラム [3]。横軸は $-B_{\Lambda} < 0$ が束縛領域である。束縛領域の解析により、基底状態 $J^{\pi} = 1/2^+$ のエネルギーが $B_{\Lambda} = 5.55 \pm 0.10^{\text{stat.}} \pm 0.11^{\text{sys.}}$ MeV と得られた。

7 系の CSB の検証が可能となった。Figure 5 に $A = 7$ 系アイソトリプレット Λ ハイパー核の束縛エネルギーの比較を示す。図中において、実験データとの比較されている理論計算は肥山氏らによるクラスターモデルによるものである [4]。肥山氏らによる理論計算では現象論的な CSB ポテンシャルを導入している。この現象論的な CSB ポテンシャルは $A = 4$ 系および $A = 8$ 系における既存の Λ ハイパー核データをもとに決定された。つまり、この CSB ポテンシャルの導入により、先に説明した $A = 4$ 系アイソダブレットにおける束縛エネルギーの差を再現できる。この CSB ポテンシャルの有無の計算結果と実験データを比較すると、CSB ポテンシャルを導入しない方が実験の傾向をより再現することがわかる。つまり、現象論的な取り扱いにおける $A = 4$ (および、 $A = 8$) 系を説明するポテンシャルでは $A = 7$ 系を説明できないということが判明し、CSB にはより複雑な発現機構が存在することが示唆された。

現象論的な CSB ポテンシャルを取り込んだ計算 [4, 5] のみならず、近年では、カイヤ

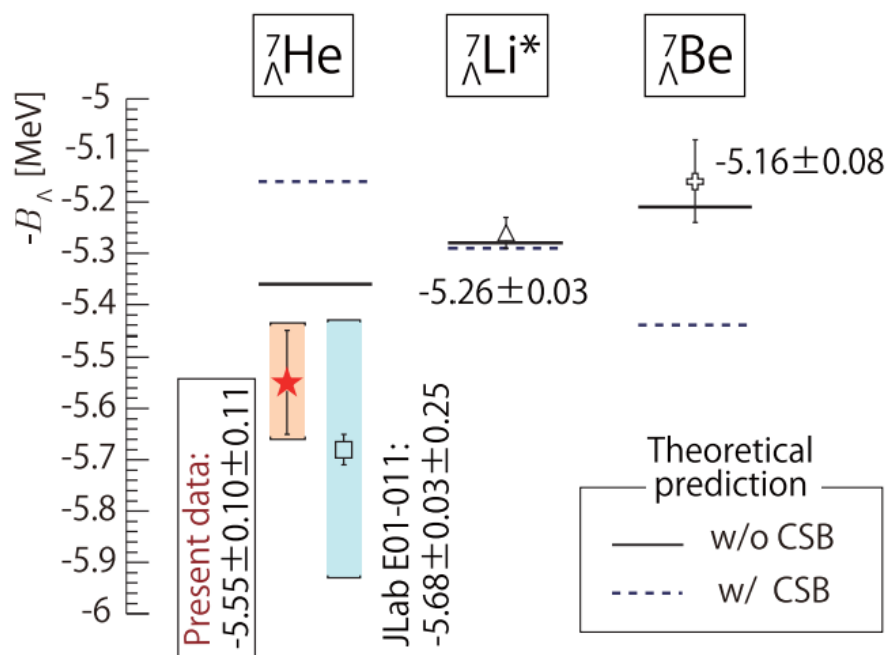


Figure 5: $A = 7$ 体系アイソトリプレット Λ ハイパー核 (${}^7_{\Lambda}\text{He}$, ${}^7_{\Lambda}\text{Li}^*$, ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$) の基底状態の束縛エネルギーの比較 [3] (図中の Present data は JLab E05-115 実験で得られた結果を指す)。理論計算は肥山氏らによるクラスター模型計算である [4]。

ル有効場理論に基づく相互作用をベースとして、 $\Lambda\text{N}-\Sigma\text{N}$ 結合の効果を陽に取り込んだ殻模型計算 [6] や no-core 殻模型計算 [7] がいくつかの s-, p-殻鏡映核に対して行われている。Table 2 に Λ ハイパー核のエネルギー差の理論計算と既存のデータを示す。これら

Table 2: 鏡映核のエネルギー差の理論計算 [4, 5, 6, 7] と実験データの比較。実験データには不定性が大きいため、理論模型の有効性を確認するためには高精度な実験データが必要である。

Iso-multiplet	Energy difference / keV					
	${}^4_{\Lambda}\text{He} - {}^4_{\Lambda}\text{H}$	${}^7_{\Lambda}\text{Be} - {}^7_{\Lambda}\text{Li}^*$	${}^7_{\Lambda}\text{Li}^* - {}^7_{\Lambda}\text{He}$	${}^8_{\Lambda}\text{Be} - {}^8_{\Lambda}\text{Li}$	${}^9_{\Lambda}\text{B} - {}^9_{\Lambda}\text{Li}$	${}^{10}_{\Lambda}\text{B} - {}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$
Shell model [6]	+226	-17	-28	+49	-54	-136
Cluster model [4, 5]		+150	+130			+20
No-core shell model [7]	+238	-35	-16	+143		
Experiment	$+233 \pm 92$	-100 ± 90	-20 ± 230	$+40 \pm 60$	-210 ± 220	-220 ± 250

の p-殻 Λ ハイパー核系において、理論模型の有効性を確認するためには実データの精度を高めた上での比較検証が必要である。そこで、JLab における次世代実験において $A = 6, 9, 11$ 体系における新しい高確度データを供給することで CSB の起源に解明に迫る (JLab E12-24-004 実験)。E12-24-004 実験では、統計誤差と系統誤差の両方を考慮した誤差 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{total}}| = 70 \text{ keV}$ といった高確度で ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ 、 ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ 、 ${}^{11}_{\Lambda}\text{Be}$ の Λ 束縛エネルギーを測定する。また、日本・大強度陽子加速器施設 (J-PARC) のハドロン実験施設にある K1.8 ビームラインにおいては、 (π^+, K^+) 反応による Λ ハイパー核分光を新設した高分解能磁気分光器 S-2S [8, 9] を用いて実施し、 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{total}}| = 100 \text{ keV}$ の高確度で p-殻 Λ ハイパー核を測定する準備を進めている (J-PARC E94 実験) [10]。

1.4 本研究の目的

本研究ではアメリカ・JLab において 2027 年より施行を予定する $(e, e'K^+)$ 反応を用いた Λ ハイパー核分光実験のデータ収集系 (DAQ) に実装するデータ取得条件 (トリガー) についての要求性能の明確化と基礎的な開発を目的とする。

モンテカルロシミュレーションを用いて、背景事象が起因となる DAQ リクエスト計数率を見積もり、導入を進める JLab で開発された DAQ システムが対応できるかを調べる。トリガー条件として、信号の検出効率を最大化するために粒子識別検出器をトリガー条件として使用しない低バイアストリガーの使用の可能性を調べる。さらに、ビーム光学系に乗らない予想されない背景事象の混入を低減するグルーピングトリガーの導入についても研究する。実際の実験において粒子検出器の波高、タイミング情報を記録するために使用するフラッシュ ADC と FPGA を搭載したトリガー処理モジュール VTP (VXS Trigger Processor) を用いて小規模 DAQ システムを JLab において構築し、実機検出器の宇宙線試験を行うことを通して新しい DAQ 技術の習得するとともに、今後のフルスケール DAQ システムの構築のための基礎を築く。さらに、検討するトリガー条件における DAQ が実現化した場合の Λ ハイパー核の予想スペクトラムをシミュレートし、得られる Λ ハイパー核のエネルギー精度を確認する。

2 章 実験セットアップ

本研究はアメリカ・ジェファーソン研究所 (JLab) における実験ホール C において施行される。実験ホール C には既存の磁気分光器 HMS、SHMS が設置されている。しかし、本研究では Λ ハイパー核分光研究のために設計・建設された 2 台の磁気分光器 HKS、HES を用いる。そのため、Figure 6 のように実験ホール既存の磁気分光器 HMS、SHMS を大角度へ移動させることでスペースを作り、そのスペースに HKS、HES 磁気分光器を設置する。HKS、HES をハイパー核の欠損質量分光に用いるが、それらの分光器の上流に正負の電荷をもつ粒子を反対方向に偏向するための磁石を設置する。前回のハイパー核実験において、

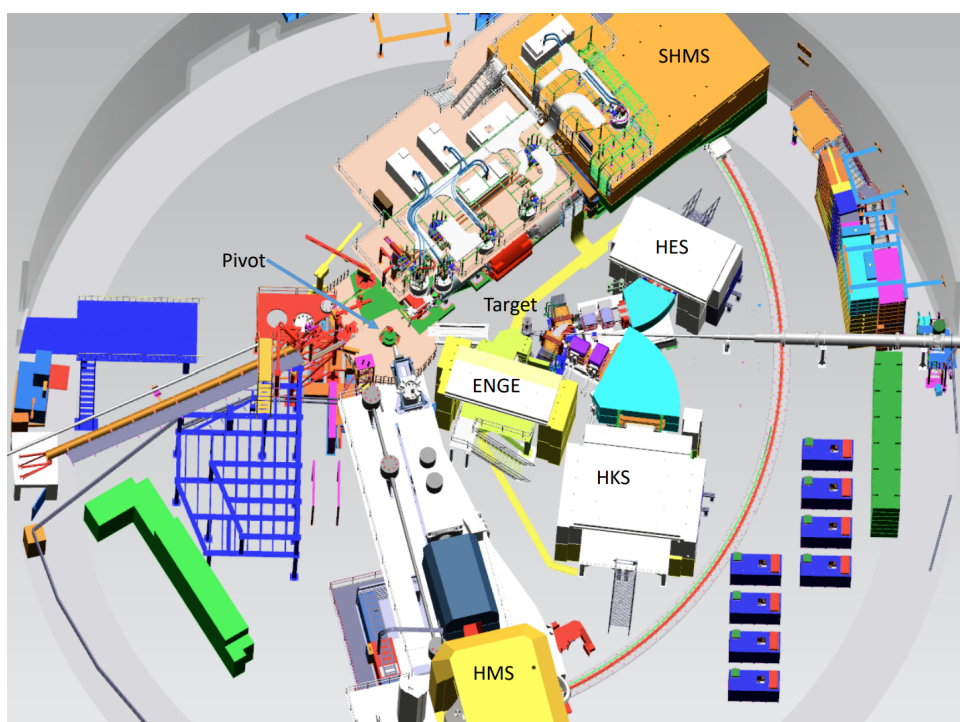


Figure 6: JLab 実験ホール C におけるハイパー核実験研究に使用する HES、HKS 磁気分光器の設置図面 [11]。

この正負の電荷を左右に分ける磁石として SPL (Splitter Magnet) と呼ばれる一体型の双極磁石が用いられた。しかし、本実験においては新たに C 型電磁石 2 台をペアとして組み合わせた PCS (Pair of Charge Separation Dipole Magnets) を導入する。この SPL から PCS への変更により、前回実験において標的で発生した陽電子が原因となった HKS 側に混入する背景事象を光学的に取り除く設計になっている。PCS の設計・建設は日本において完了し、現在、HKS、HES とともに JLab の実験ステージング棟 (ESB: Experimental Staging Building) に保管されている。また、HES、HKS の他に ENGE (Enge 氏が開発したスプリットポール型磁気分光器) と呼ばれる磁気分光器も設置する。本論文では取り扱わないが、

ハイパー核の 2 体崩壊からの π^- の運動量を測定することで、崩壊前のハイパー核の質量を測定する「崩壊 π 分光」(Table 1 の最終行に示すラングループ実験) にこの ENGE を使用する。崩壊 π 分光は、HES、HKS を使用する欠損質量分光と同時に施行可能であることから、両分光はビームタイムを共有できる。

本章では実験に使用する PCS を含めた磁気分光器系 (HKS、HES) の電磁石や粒子検出器について述べる。

2.1 磁気分光器の設定と運動学パラメータ

本実験では、JLab の連続電子線加速器 CEBAF が供給する大強度、小エミッタンス、低エネルギー広がりの電子ビームを用いる。2.24 GeV/c に加速された電子ビームを 100 mg/cm² の実験標的に 50 μ A ($= 3.1 \times 10^{14}$ electrons/sec) の大強度で照射する。本論文で中心に取り上げる E12-24-004 実験においては、⁹Be 標的、同位体濃縮した ¹¹B、⁶Li 標的を用いる。Figure 7 に示すように $(e, e' K^+)$ 反応によって生成された K^+ と散乱電子はそれぞれ HKS、HES によって測定する。 Λ ハイパー核およびエネルギー校正に使用する $p(e, e' K^+) \Lambda, \Sigma^0$ 反

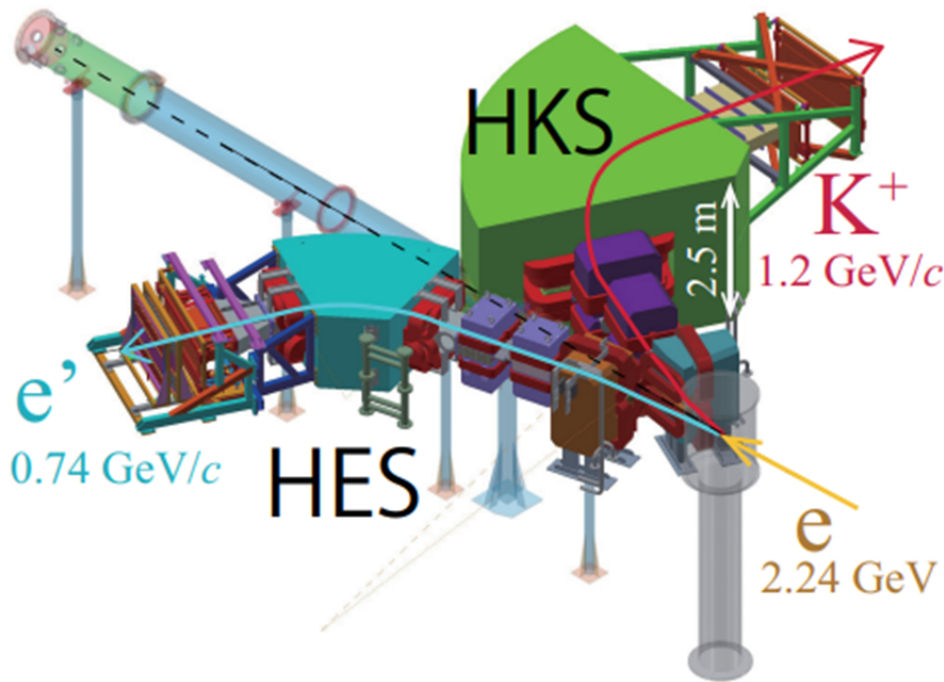


Figure 7: JLab において Λ ハイパー核分光実験研究に使用する HKS、HES 磁気分光器の概念図。2.24 GeV に加速した電子線を実験標的へ照射し、 $(e, e' K^+)$ 反応により生成した K^+ と散乱電子をそれぞれ HKS、HES で測定する。HKS、HES が測定する荷電粒子の中心運動量をそれぞれ 1.2、0.74 GeV/c と設定する。

応の生成断面積を考慮して HKS、HES が測定する荷電粒子の中心運動量設定をそれぞれ 1.2、0.74 GeV/c とする。HKS、HES はそれぞれ四重極磁石 2 台、双極磁石 1 台で構成され、PCS との組み合わせにおいて $\Delta p/p = 2.9 \times 10^{-4}$ (FWHM)、 4.4×10^{-4} (FWHM) の高い運動量分解能を有する。この高い運動量分解能により欠損質量分解能は $0.6 \text{ MeV}/c^2$ (FWHM) に達すると見積もられる。本実験セットアップにおける主要なパラメータを Table 3 にまとめた。

Table 3: HES、HKS を用いた Λ ハイパー核実験における主要なパラメータ。

Item		Value
Beam (e)	Energy (/GeV)	2.24
	(Required) energy spread and drift	1×10^{-4} (FWHM)
PCS + HES (e')	Central momentum $p_{e'}^{\text{cent.}}$ [/(GeV/c)]	0.74
	Central angle $\theta_{ee'}^{\text{cent.}}$	8.5°
	Solid angle acceptance $\Omega_{e'}$ (/msr) (at $p_{e'}^{\text{cent.}}$)	3.4
	Momentum resolution $\Delta p_{e'}/p_{e'}$	4.4×10^{-4} (FWHM)
PCS + HKS (K^+)	Central momentum $p_{K^+}^{\text{cent.}}$ [/(GeV/c)]	1.20
	Central angle $\theta_{eK^+}^{\text{cent.}}$	11.5°
	Solid angle acceptance Ω_{K^+} (/msr) (at $p_{K^+}^{\text{cent.}}$)	7.0
	Momentum resolution $\Delta p_{K^+}/p_{K^+}$	2.9×10^{-4} (FWHM)
$p(e, e' K^+) \Lambda$	$\sqrt{s} = W$ (/GeV)	1.912
	Q^2 [/(GeV/c) 2]	0.036
	K^+ scattering angle wrt virtual photon, $\theta_{\gamma^* K^+}$	7.35°
	ϵ	0.59
	ϵ_L	0.0096

2.2 HES 検出器

Figure 8 のように HES には双極磁石下流に飛跡検出器 EDC (EDC1)、飛行時間検出器 2 層の ETOF (ETOF1、ETOF2) が設置される [13]。検出器の下流から撮影した写真を Figure 9 に示す。前回実験 E05-115 では HKS に設置すると同型の平面型マルチワイヤードリフトチェンバー EDC2 を設置していたが、この EDC2 は次の実験において HES には使用せず、ENGE に使用する。Figure 8 に示す EDC1 は HES における唯一の飛跡検出器となる

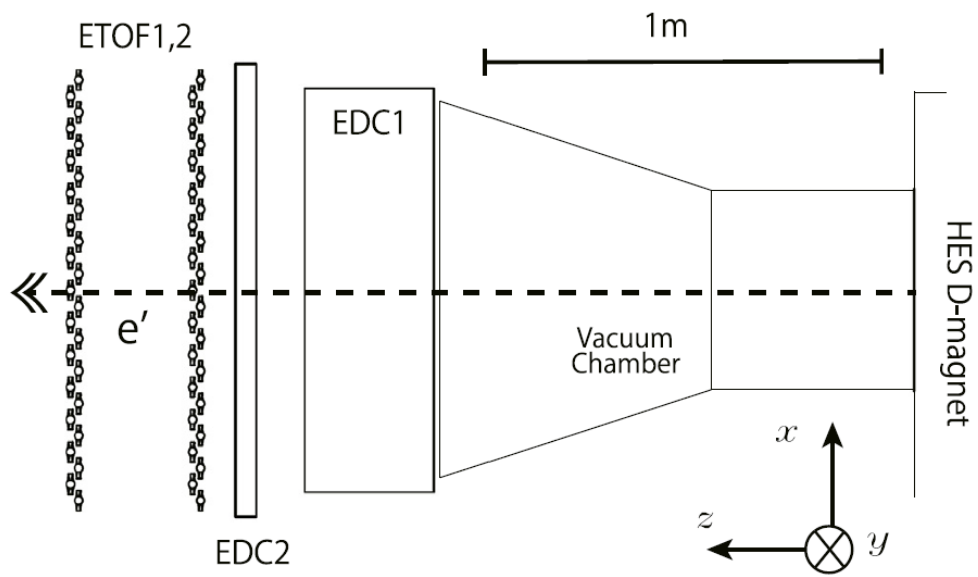


Figure 8: HES 検出器の概略図 [13]。

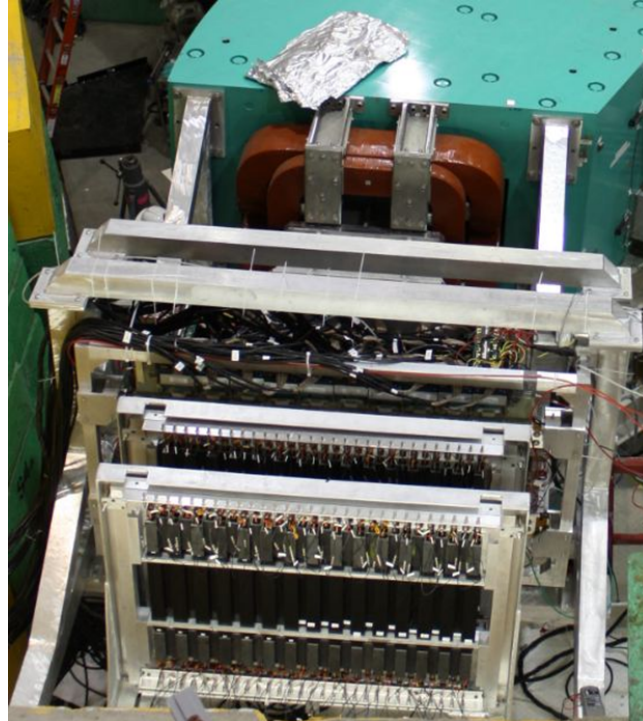


Figure 9: HES 検出器の写真。

が、 $xx'uu'(-30^\circ)vv'(+30^\circ)xx'$ の 10 層で構成されるセルサイズが 5 mm のハニカムセル型マルチワイヤードリフトチェンバーである。前回実験において EDC の典型的な位置分解能は $\sigma = 200 \mu\text{m}$ であった。ETOF は 10 mm 厚のプラスチックシンチレーション検出器で、典型的な時間分解能は $\sigma = 100 \text{ ps}$ であった。

2.3 HKS 検出器

HKS には飛跡検出器 KDC1-2、飛行時間検出器 KTOF1X、KTOF2X、KTOF1Y、粒子識別のためのチェレンコフ検出器が設置されている [12]。チェレンコフ検出器は、 π^+ 除去用のエアロゲルを輻射体としたエアロゲルチェレンコフ検出器 (AC1-3)、陽子除去用の純水を輻射体とした水チェレンコフ検出器 (WC1-2) がある。図 10、11 に HKS 検出器の概念図と写真を示す。

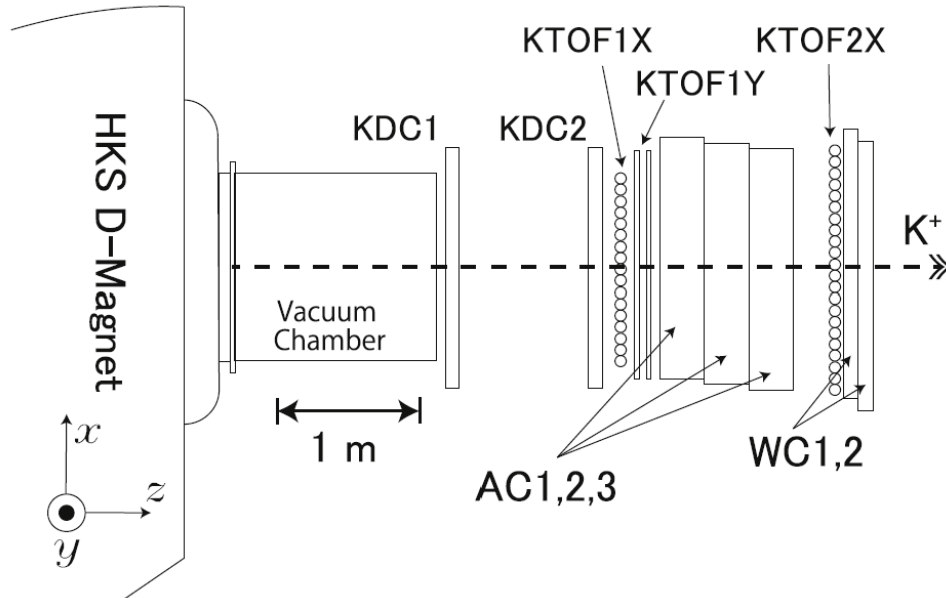


Figure 10: HKS の粒子検出器の概念図 [13]。

KDC1、KDC2 は同一の平面型のマルチワイヤードリフトチェンバーで、それぞれ $uu'(-60^\circ)xx'(0^\circ)vv'(+60^\circ)$ の 6 面で構成される。典型的な各面における分解能は $\sigma = 280 \mu\text{m}$ である。KTOF1X、KTOF2X、KTOF1Y は 20 mm 厚のプラスチックシンチレーション検出器であり、光電子増倍管でシンチレーション光を読み出す。宇宙線を用いた試験における典型的な時間分解能はそれぞれ $\sigma = 70, 60, 110 \text{ ps}$ である。HKS における運動量アクセプタンス内において、エアロゲルチェレンコフ検出器 AC は信号となる K^+ に対しては信号を出力しないが、 π^+ のような軽質量粒子に対して信号を出力する。一方、水チェレンコフ

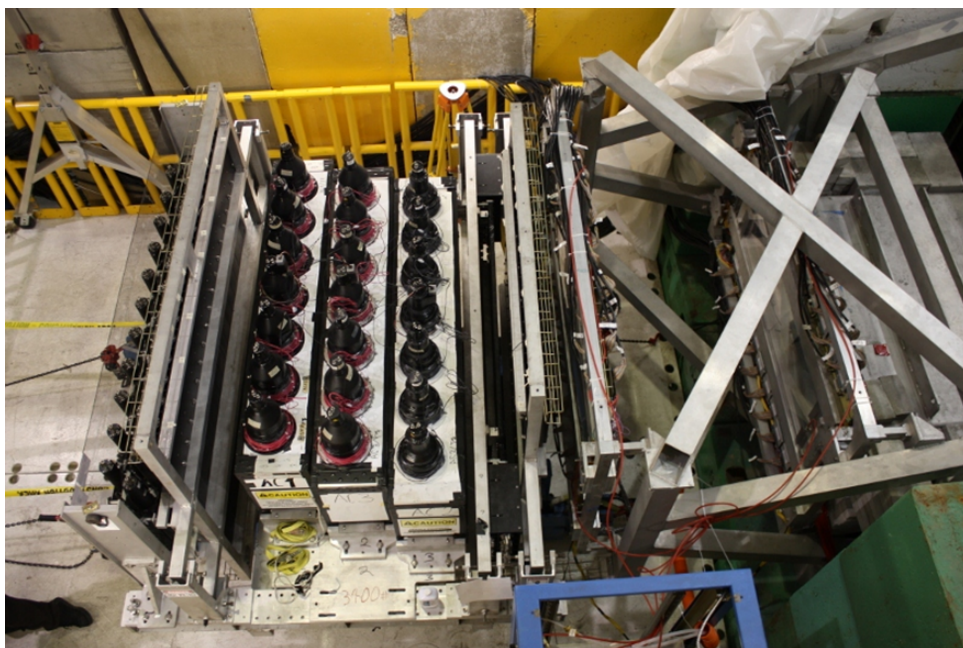


Figure 11: HKS の粒子検出器の写真。Figure 10 の粒子の進行方向とは逆向きになる視点から撮影されている。写真の右から左に向かって粒子が通過する。

検出器 WC では、 K^+ や K^+ よりも軽い粒子に対して信号を出力し、陽子のような重い質量の粒子に対しては感度が低い。つまり、WC に信号があり AC に信号がないという条件 ($WC \otimes \overline{AC}$) によって π^+ や陽子を除去しつつ K^+ を選ぶことができる。前回実験 E05-115 ではポリエチレン標的を用いたデータに対して、(オンライン除去、オフライン除去の両方を課した際、) 80% 以上の K^+ 検出効率を維持しながら、 π^+ と陽子の残存率を 4.7×10^{-4} 、 1.9×10^{-4} にまで低減した実績がある [12]。

粒子検出器は、水チェレンコフ検出器 (WC) 以外、前回使用したものを使用する予定である。KDC、TOF、AC の試験はすでに JLab において開始されている。WC は前回実験使用後の保管期間に WC 内壁に取り付けたチェレンコフ光の反射材の一部がはがれていることが確認された。そのため、WC 用の水タンクを新しく製作することが求められた [14]。新しい WC の設計と開発は完了したため、2025 年上旬中には新しい WC 用水タンクを日本で製作し、アメリカに輸送する予定である。なお、新しい WC は前回実験で使用したものと比較して、おおよそ 2 倍の光電子数を検知できるように改善された。そのため、より高い陽子の除去効率が期待できる。

3 章 データ取得トリガーの開発研究

一部の検出器を除き、使用する検出器、磁気分光器 HES、HKS は 2009 年に施行された Λ ハイパー核分光実験と基本的に同じものを用いる。しかし、検出器のデータを取得する読み出し回路系については、一部を新しいシステムへと移行することで、データ読み出し速度を高める。以前の Λ ハイパー核実験では、高効率を保つために許容される DAQ リクエスト計数率は 2 kHz であった。本研究で導入する JLab で開発され運用実績のあるシステム [16] では、フラッシュ ADC を用いて信号波形を保存する場合 (波形取得モード) で 20 kHz、信号の波高と時間情報のみを保存する場合 (波高、時間取得モード) で 200 kHz まで高速化できると期待される。つまり、10–100 倍高速なデータ収集系の導入を目指す。本実験におけるデータ解析上、波高、時間取得モードで十分対応できると考えられるが、波形取得モードへの変更の可能性も視野に入れた開発を検討する。

このような高速化が実現できると、従来の実験において求められたデータ取得段階 (トリガー段階) におけるチェレンコフ検出器の波高情報を利用した粒子識別ロジックの要求の必要性がなくなる。このことで、トリガー段階のバイアス (粒子識別ロジックによる K^+ の損失) を低減したより高効率なデータ取得が可能となる。

本章ではまずデータ取得のトリガー論理と低バイアストリガーと呼ばれる粒子識別検出器を要求しないトリガー (CP トリガー ; charged particle trigger) の説明と、その条件下での DAQ リクエスト計数率のシミュレーションによる見積もりを示す。その後、DAQ に使用するハードウェアと、それらを組み合わせた系としての全体設計を紹介する。ビーム光学系に乗っていない事象を除去する論理 (GT; グルーピングトリガー) を実装することで、期待していない背景事象の混入にも対応できるより強固なトリガー論理の実装についても研究を行った。GT は FPGA を搭載したモジュールである VTP へソフトウェア的に実装する。HKS に実装する GT の効果について、HKS のモデルを実装したモンテカルロシミュレーターを用いた見積もりを行った。また、その VTP への実装例も示す。VTP は GT だけでなく、メイントリガーを構築するための基本的なモジュールとなる。VTP を用いた粒子検出器の宇宙線試験を 2024 年 10–12 月に JLab において行ったので、その結果についても示す。

3.1 データ取得の条件 (トリガー条件)

$(e, e'K^+)$ 反応からのハイパー核生成事象を同定するために、HES と HKS において荷電粒子が同時に計測されたことをデータ取得条件として要求する:

$$CP_{HES} \otimes CP_{HKS} \quad (3)$$

ここで、 $CP_{HES, HKS}$ は各スペクトロメータにおけるプラスチックシンチレーション検出器の最低閾値以上の信号検知条件から作られるトリガーである [CP; 荷電粒子通過トリガー (charged particle trigger)]:

$$CP_{HES} = EHODO1 \otimes EHODO2 \quad (4)$$

$$CP_{HKS} = KTOF1X \otimes KTOF2X \otimes KTOF1Y \quad (5)$$

HKS には粒子の種類を識別するチェレンコフ検出器が設置されているため、以下のような条件を課すことで、トリガー段階で K^+ を選択できる [K_{HKS} ; K^+ 選択トリガー (kaon trigger)]:

$$K_{HKS} = CP_{HKS} \otimes WC \otimes \overline{AC} \quad (6)$$

ここで、

$$WC = WC1 \oplus WC2 \quad (7)$$

$$AC = (AC1 \otimes AC2) \oplus (AC2 \otimes AC3) \oplus (AC3 \otimes AC1) \quad (8)$$

表 4 に HES、HKS において計測されるノイズ粒子の計数率の見積もりを示す。HES の主なノイズ粒子は標的で生成された制動放射起因の電子である。一方、HKS 側の主なノイズ粒子は標的で生成された π^+ 、陽子、及びハイパー核生成と関わらない K^+ である。このノイズ粒子の計数率の見積もりは過去の実測計測率に基づき、アクセプタンスの差異を考慮して求めた値である。式 (3) に示す条件で HES、HKS の同時計測 (コインシデンス) トリガーを物理データ取得条件として使用する。表の最後の列にノイズ粒子の偶発的なコインシデンストリガー計数率 (アクシデンタルコインシデンス計数率) を示しているが、高々 10 kHz 程度である。なお、ハイパー核生成にかかわるコインシデンス計数率はこれと比べて無視できる程度に小さい。本研究で開発する DAQ の許容速度はフラッシュ ADC の波形取得モードにおいて 20 kHz、波高・時間情報のみの記録モードで 200 kHz であるため、予想されるアクシデンタルコインシデンス計数率は十分に対応できるレベルであると言える。アクシデンタルコインシデンスをモンテカルロ (MC) シミュレーションで見積もる際、

Table 4: 過去の HES、HKS を用いたハイパー核実験 E05-115 の実測計数率からのスケールによって見積もった HES、HKS における期待されるノイズ粒子の計数率、及び式 (3) で表される条件でのアクシデンタルコインシデンストリガーの計数率。HES、HKS の信号幅を 50、200 ns と仮定した。

Target [thickness /(mg/cm ²)]	Beam current /μA	Rate /kHz				
		HES e'	HKS			Coincidence
			π^+	K^+	p	
⁶ Li(100)	50	99	20	0.24	25	1.0 ± 0.3
⁹ Be(100)	50	110	19	0.23	23	1.1 ± 0.2
¹¹ B(100)	50	130	18	0.22	23	1.3 ± 0.3
²⁷ Al(150)	50	500	24	0.29	30	6.0 ± 0.5
⁴⁰ Ca(150)	50	770	23	0.27	29	9.0 ± 0.4
⁴⁸ Ca(150)	50	650	22	0.27	28	7.4 ± 0.6
²⁰⁸ Pb(150)	25	1200	9	0.11	11	5.3 ± 0.5

同時計測に使用する HES、HKS の信号幅をそれぞれ 50、200 ns と仮定した。信号幅を小さくするとその分アクシデンタルコインシデンス計数率は低下するが、同時計測に使用する信号のタイミングの調整を厳密に行うことでこれらの信号幅をより小さく調整することができる。

なお、前回の JLab におけるハイパー核実験 E05-115 では、(DAQ 効率を 90% 以上に保つ目的で) DAQ リクエスト計数率を 2 kHz 以下に抑えるために式 (3) において CP_{HKS} の代わりに K_{HKS} が使用された。トリガー段階では信号となる K^+ に対して、できる限り高い効率でデータ取得することが好ましい。CP トリガーと比べ K トリガーはノイズ粒子となる π^+ と陽子を除去することができるが、同時に K^+ もわずかながら除去してしまう。ひとたびトリガー段階で K^+ を除去してしまうと、データ解析でそれらの事象を救うことはできない。高速な DAQ を導入することでトリガー段階での K^+ の損失を無くすことができるのは大きな利点であると言える。しかし、実際の実験において π^+ や陽子が見積もりよりも多量に混入し、式 (3) で示す CP トリガーで作る HES-HKS のコインシデンストリガーでは対応できない場合もあり得る。そのようなケースに対応するために K トリガーも事前に用意し、物理データ取得トリガーとして $CP_{HES} \otimes K_{HKS}$ へ即座に切り替えられるように備える予定である。なお、トリガー論理の実装はソフトウェアで行うため、トリガー条件の切り替えや編集も遠隔操作により行うことができる。

3.2 フロントエンドと DAQ システム

3.2.1 VXS システム

JLab では、膨大なデータ量を高速かつ効率的に処理する必要があり、データ収集システム (DAQ) として VXS システムが採用されている。VXS (VME eXtension for Switched Serial) は、従来の VME バスアーキテクチャを拡張し、スイッチドファブリック通信を導入した規格である。このシステムは、高速なシリアル通信を可能にし、モジュール間でのデータ転送効率を飛躍的に向上させている。

VXS システムでは、VXS クレートがデータ収集の中心的役割を果たしており、主にトリガーロジックの実行やデータ転送の管理に使用されている。VXS クレートには、複数のペイロードモジュールとスイッチモジュールを搭載するスロットがあり、それぞれが高速シリアルリンクで相互接続されている。特に、JLab で使用される VTP (VXS Trigger Processor) モジュールは、Xilinx Virtex-7 FPGA を搭載し、リアルタイムなデータ処理やトリガー生成を可能にしている。この FPGA は、高い演算能力を持ち、複雑なトリガーロジックの実装やデータストリームの処理に対応する。

VXS システムの利点として、並列通信方式に比べて通信の競合が少なく、各モジュール間でのデータ転送が効率的である点が挙げられる。この高速通信は、膨大な実験データをリアルタイムで収集し、トリガーロジックの検証や最適化を行う上で不可欠である。

3.2.2 主要コンポーネント

- VTP (VXS Trigger Processor):

VTP は、JLab で開発された高度なトリガープロセッシングモジュールであり、VXS クレート内で動作するトリガーシステムの中核を担う装置である。VTP は、FADC などのフロントエンドデバイスからのデータを収集し、複雑なトリガーロジックを適用することで、物理イベントを選別する機能を持つ。

- FADC (FADC-250):

JLab で開発されたサンプリングレート 250 MHz のフラッシュ ADC。波形情報を記録するモードと内部に搭載された FPGA の演算により波高情報や時間情報のみを記録するモードの切り替えができる。

- SD (Signal Distribution):

SD は、主に以下の機能を担う：

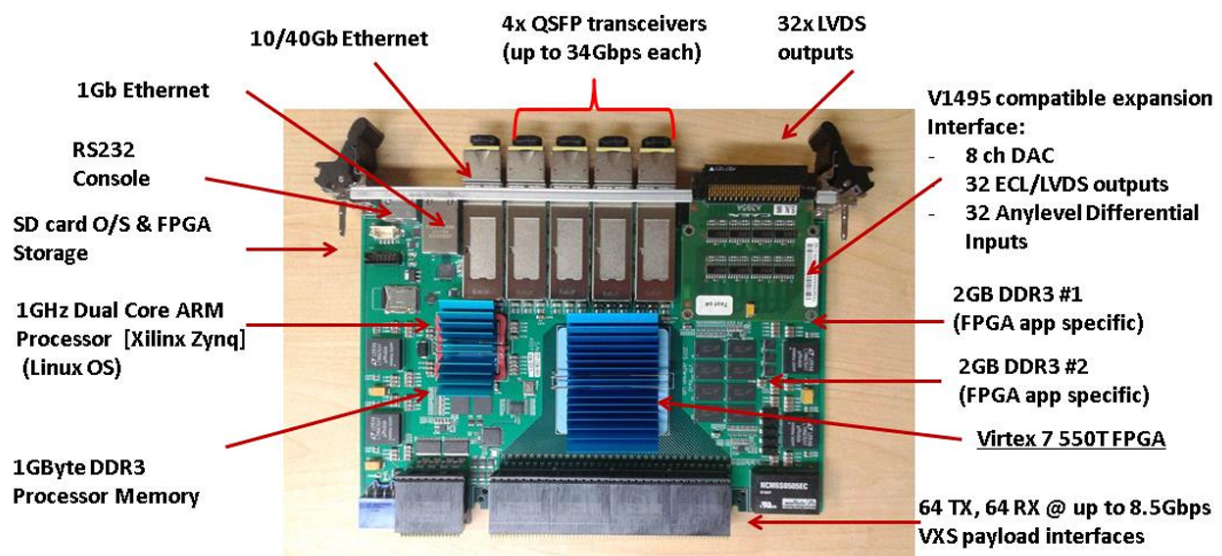


Figure 12: VTP (VXS Trigger Processor) の写真 [15]。

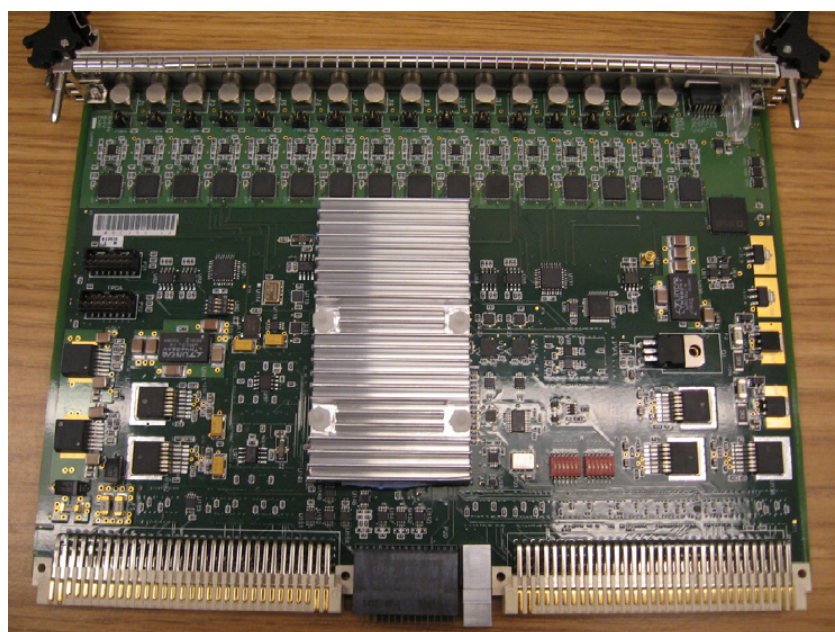


Figure 13: FADC-250 の写真 [16]。

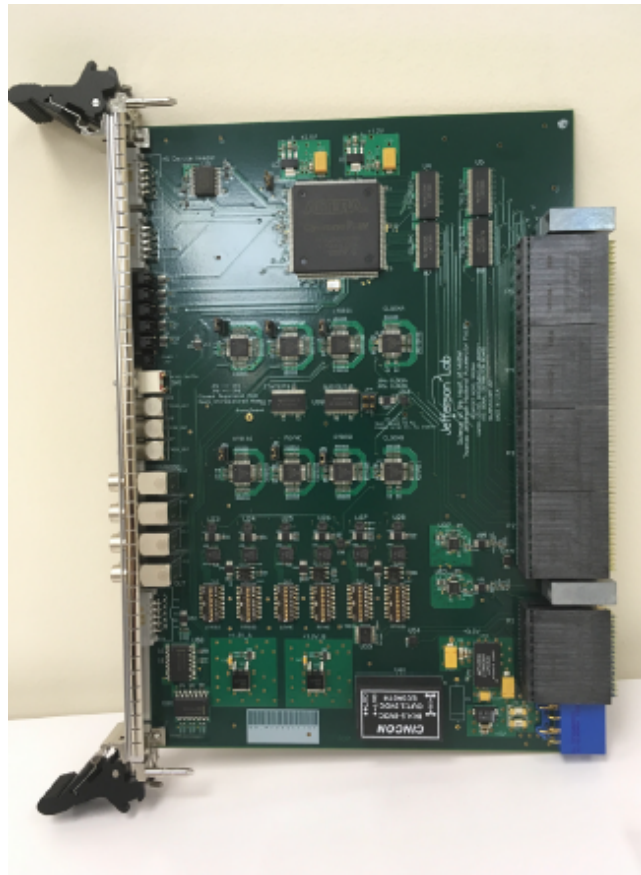


Figure 14: SD(Signal Distribution) の写真 [16]。

- ・ VXS クレート内のトリガーインターフェースボード (TI) から取得した信号を 16 個のペイロードスロット (ADC ボード) へ高精度に分配する。
- ・ VXS クレート内で生成されたトリガーやビジー信号を収集し、それらを TI に転送することで、クレート全体の信号処理を効率化する。
- TI (Trigger Interface):
トリガー信号を受信し、同期したトリガーをクレート内のフロントエンドモジュールに伝送する。16 ビットのトリガーを 16 ns 間隔で分配する。また、SYNC 信号をシステム全体に配信し、全てのモジュールが同一の位相で動作することを可能にする。
- VXS クレート
VXS クレートとして 6U VME/VME64x/VXS 6023 JLAB Crates [17] を使う。21 のスロットがあり、左から、1 番目は VME スロット、2～10 番目は payload スロット、11, 12 番目は switch スロット、13～21 番目は payload スロットになっている。詳細は3.4.1を参照。

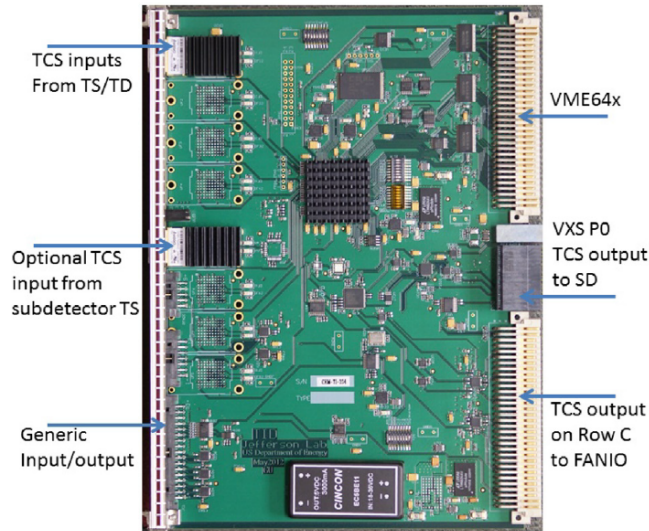


Figure 15: TI (トリガーインターフェース) の写真 [16]

3.2.3 実験における DAQ 回路系

検出器の信号の波高や時間情報を取得するためのフロントエンドモジュールとして、FADC-250 と VETROC TDC を用いる。

KTOF、ETOF といったプラスチックシンチレーション検出器、およびチェレンコフ検出器の波形、あるいは波高情報と時間情報はこの FADC-250 で取得する。FADC-250 を用

Table 5: 実験におけるフロントエンドモジュールに必要なチャンネル数。

Spectrometer	Detector	FADC (ADC/TDC)	Low-resolution TDC	High-resolution TDC
HKS	KDC	-	640 + 640	-
	KTOF	88	-	88
	AC	42	-	-
	WC	48	-	-
HES	EDC	-	1120	-
	ETOF	116	-	116
Total channels		294	2400	204

いた時間情報は、飛行時間検出における時間分解能要求を満たさないため、KTOF、ETOF には別途高分解能 TDC として High-resolution VETROC TDC (High-resolution TDC 用のメザニンカードを挿入した VETROC) を用いる。一方、飛跡検出器であるマルチワイヤー

ドリフトチェンバー KDC、EDC には Low-resolution VETROC TDC を用いる。それぞれのモジュールに対して必要なチャンネル数を Table 5 に示す。

Figure 16 にフロントエンドモジュール接続の概略図を示す。HES に 1 台、HKS に 2 台

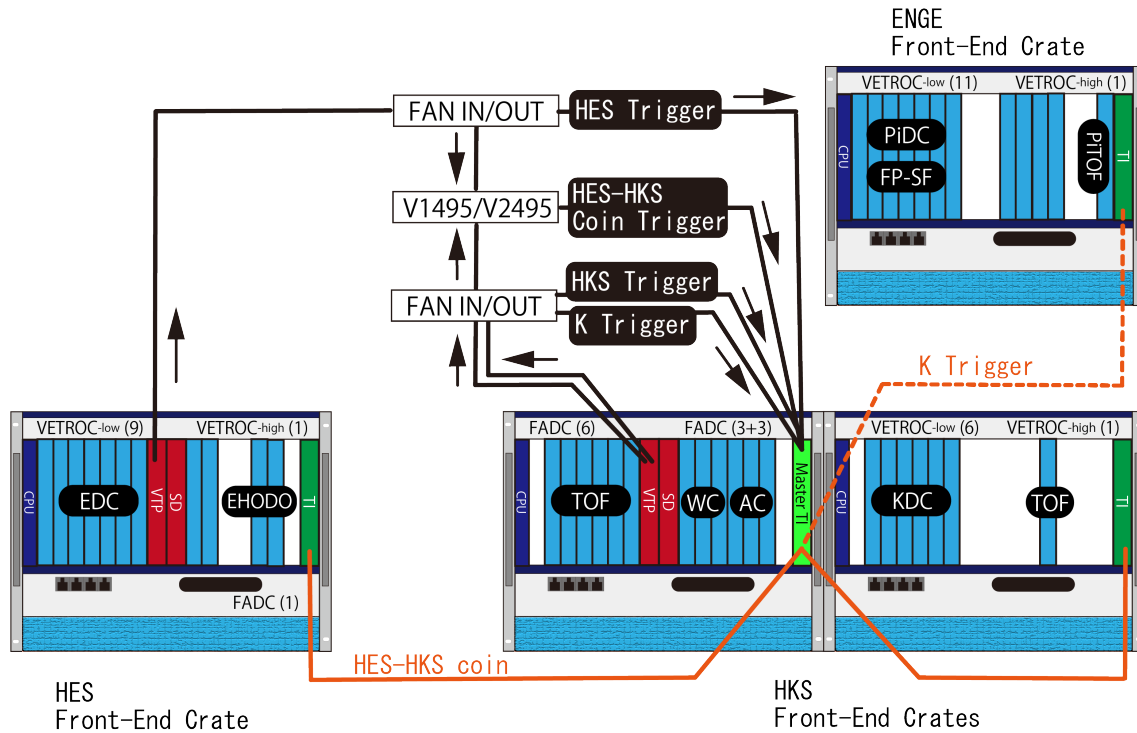


Figure 16: HES に 1 台、HKS に 2 台の VXS クレートを用いて DAQ 系を構成する。FADC に入力された信号が VXS クレートのバックプレーンを通して VTP へ入力される。VTP はその FADC の入力信号とソフトウェア的に実装された論理に基づいて (トリガー) 信号を出力する。

の VXS クレートを用意し、それぞれの粒子検出器の読み出しに使用するフロントエンドモジュールを挿入する。CP_{HKS,HES} トリガーを作るため、KTOF ならびに ETOF の読み出し用 FADC が挿された VXS クレートのスイッチスロットに VTP を挿す。VTP は同クレートの FADC の信号から VTP 内部の FPGA にコーディングされた条件に基づいてトリガー信号を出力する。VTP で作られた CP_{HKS,HES} は信号として出力され、FAN IN/OUT モジュールやコインシデンスモジュール (V1495、V2495 等) を通して式 (3) の条件の物理トリガー等を作る。物理トリガー (つまり、HES-HKS のコインシデンストリガー) に対してはプリスケール (間引き) なしで DAQ リクエストとするが、他のトリガー条件におけるデータも DAQ リクエスト計数率が許容する範囲でプリスケールして取得する予定である。そのため、複数のトリガー条件に対応する信号を一度 Master TI (主とするトリガーインターフェース) モジュールに入力する。そして、Master TI モジュールから各フロントエンドクレ

ートに挿入された TI モジュールにトリガー信号を送信する。各フロントエンドクレートに挿されたクレートコントローラーモジュールは、TI モジュールが受け取ったトリガー信号を合図にフロントエンドモジュールのデータの読み取り処理 (ROC: readout control) を実行する。

3.3 グループトリガー (GT)

本実験では磁気分光器のビーム光学系に乗らない背景事象に予備的に対応するために、グルーピングトリガー (GT) を用いたトリガーの準備を行う。信号粒子である K^+ の粒子軌道に基づいた検出器のヒットコンビネーションに対して信号取得条件を課すことで実現する。HES、HKS の両方の磁気分光器におけるトリガー条件に GT を組み込むことができるが、本研究では HKS 側について GT の効率を調べた。

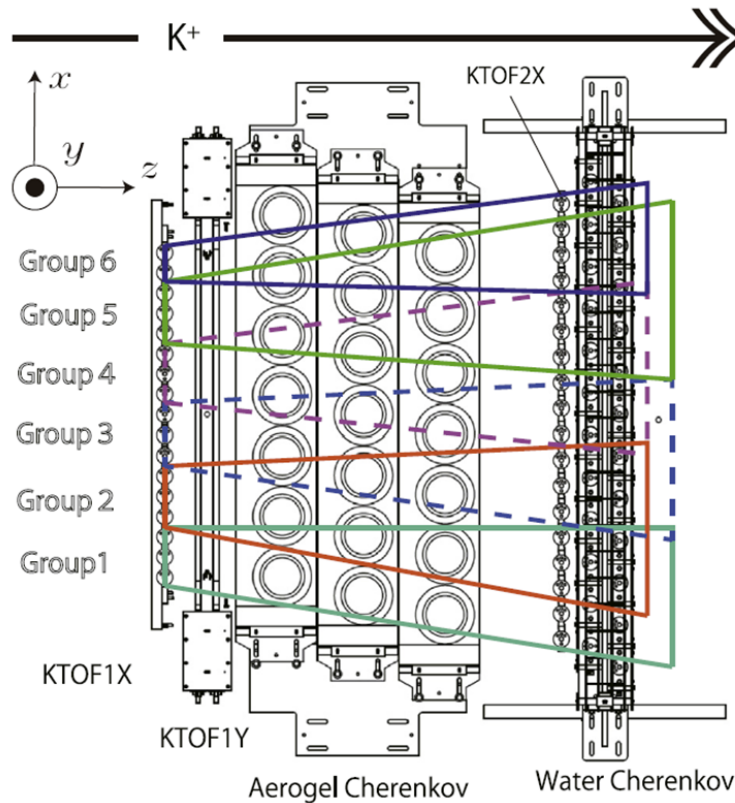


Figure 17: HKS の粒子検出器の概念図 [13]。前回実験である JLab E05-115 において使用された GT のグループ分けの大まかな組み合わせを色付きの四角で示している。

標的で生成した粒子が 2 台の四重極磁石、1 台の双極磁石を通過してから粒子検出器に入射する場合、特定の粒子検出器のヒットコンビネーションを取る。Figure 17 に HKS の粒子検出器の真上から見た概念図を示す [13]。この検出器の概念図には前回実験で GT を

導入したい際のグループ分け (Group 1-6) の大まかな検出器グループの領域を四角で示している。次世代実験においても、新しい DAQ システムを用いて同様の論理を GT として組み込み、必要に応じて有効化、または論理変更を柔軟に行う計画である。

3.3.1 GT 導入の意義

前回実験 E05-115 では、標的において前方角度に生成放出され、かつ低い運動量をもつ陽電子が HKS 双極磁石下流の真空チェンバー側面へ入射し、そこで生成されたと考えられる荷電粒子が HKS 側の粒子検出器へ入射した (Figure 18)。この背景事象が原因でア

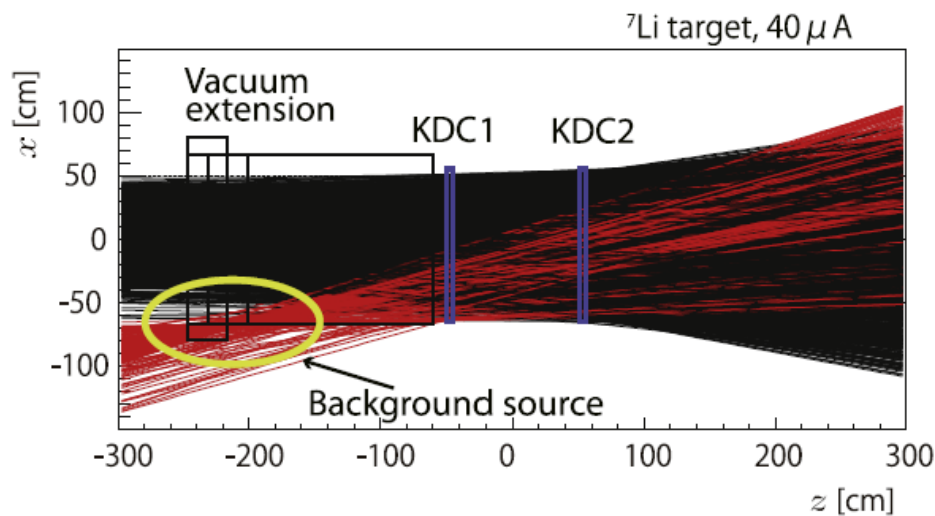


Figure 18: 前回実験 JLab E05-115 で混入したビーム光学に乗らない背景事象 (赤線) とビーム光学に乗る粒子の軌道 (黒線) [13]。

クシデンタルコインシデンス計数率が上昇した。特に原子番号の大きい ^{52}Cr 標的を用いたビームタイムにおいて DAQ リクエストを当時の許容される DAQ リクエスト計数率以下に落とすためにビーム強度を落とさざるを得ない事態となった。前回実験においても GT を導入しこれらの事象を排除するトリガーとなっていたはずだが、効果的に機能していなかったことも原因の一つであると考えられる。

次世代実験では、第 2 章でも述べた通りこの背景事象の混入を避けるために、HES、HKS 上流に設置する電荷弁別用磁石を SPL から PCS へ変更した。そのため、本実験においてこの背景事象の混入は大きく抑制されると期待される。しかし、SPL から PCS の導入といった光学系の変更もあり、前回実験で観測された背景事象は抑制できるものの、また新たな背景事象の混入がないとも限らない。そのような状況に備えて GT の準備をする意義は大きいと言える。

3.3.2 GT による背景事象の除去効果の見積もり

Geant4 を用いた MC シミュレーションを用いて、GT 条件の選定とその実装効果を見積もった。このシミュレーションには PCS 並びに HKS が実際の形状や材質に基づいてモデルされている。荷電粒子軌道をルンゲ・クッタ法を用いてシミュレートする際に必要な磁場マップは 3 次元磁場計算ソフト (TOSCA) で計算されたものを用いた。シミュレーションの標的点 (粒子生成点) における粒子の発生条件や使用する反応、粒子崩壊の条件を Table 6 に示す。

Table 6: HKS におけるグルーピングトリガーの効果を見積もるための、Geant4 を用いたモンテカルロ (MC) シミュレーションの条件。

Momentum /(GeV/c)	Angle	Particle type	Reaction	Decay
1.2 ± 0.3	12–18°	K^+	Electromagnetic	OFF

期待されない背景事象の分布や計数率を見積もることは難しい。そこで、本実験では PCS の導入により混入を防ぐ工夫が施されているが、本節ではこれ以降、思考実験として前回実験で問題となった背景事象の混入を考える。前回実験において問題となった背景事象 (e^-e^+ と考えられる) の計数率は、134 mg/cm² の ⁵²Cr 標的に 7.3 μ A のビーム強度で照射した場合に、24 kHz であるとオフライン解析によりわかっている。本実験では 100 mg/cm² の標的に 50 μ A の強度のビームを照射する。標的厚とビーム強度のみで前回実験から本実験へスケールを行うと、この背景事象 (以下、便宜的に e^-e^+ 背景事象と呼ぶ) の計数率は 122 kHz と見積もられる。しかし、標的陽子数の自乗に比例することが分かっているので、その効果を考慮すると ⁶Li 標的の場合、 $122 \times (3^2/24^2) = 1.9$ kHz となる。次世代実験における実験標的の中で最も厳しい条件として、150 mg/cm² の ²⁰⁸Pb へ 25 μ A の強度のビームを照射する場合には 1074 kHz と見積もられる。 e^-e^+ 背景事象を全く除去しない場合、Table 4 に示したシミュレーション結果を用いて概算すると、アクシデンタルコインシデンス計数率は 288 kHz に増加すると見積もられる (⁴⁸Ca 標的の場合は 34 kHz、⁶Li の場合はほぼ影響がない)。²⁰⁸Pb 標的を用いた実験において、アクシデンタルコインシデンス計数率を許容 DAQ 計数率の 200 kHz (波高・時間取得モード時)、または 20 kHz (波形取得モード時) 以下に低減するためには、 e^-e^+ 背景事象を 32%、95% 以上除去する (残存率を 68%、5% 以下にする) 必要があると計算される。

背景事象は TOF1X と TOF2X のヒット相関からずれるように分布させた。また、信号・背景事象の残存率を向上させるために異なる 3 つの GT 条件でシミュレーションを行った。以下にシミュレーション結果を示す。

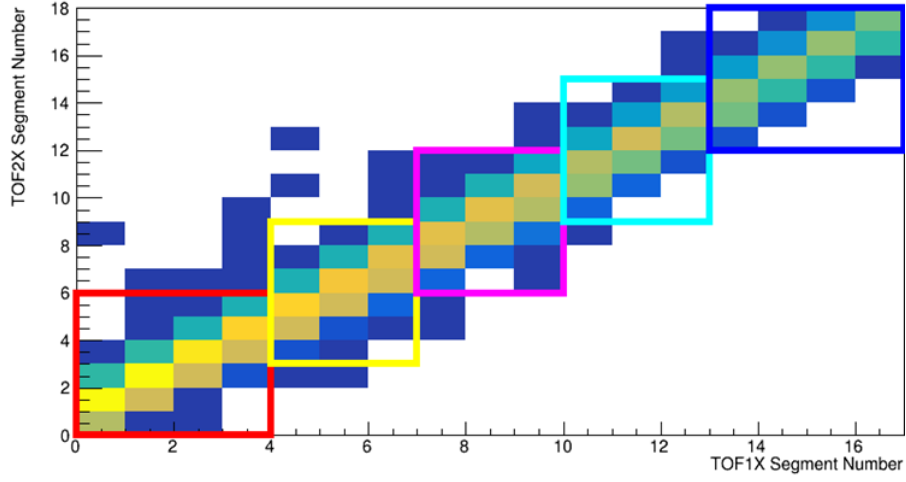


Figure 19: Geant4 MC シミュレーションで見積もった信号粒子の TOF1X と TOF2X のセグメント番号の相関。グルーピングトリガーとしてデータを取得する範囲を四角で示す (GT1)。

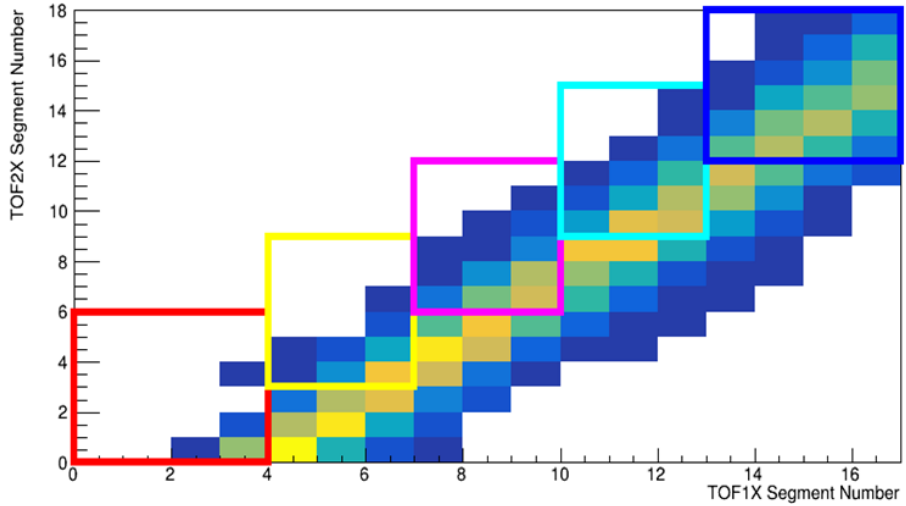


Figure 20: 生成したバックグラウンドの TOF1X と TOF2X のセグメント番号の相関。グルーピングトリガーとしてデータを取得する範囲を四角で示す (GT1)。

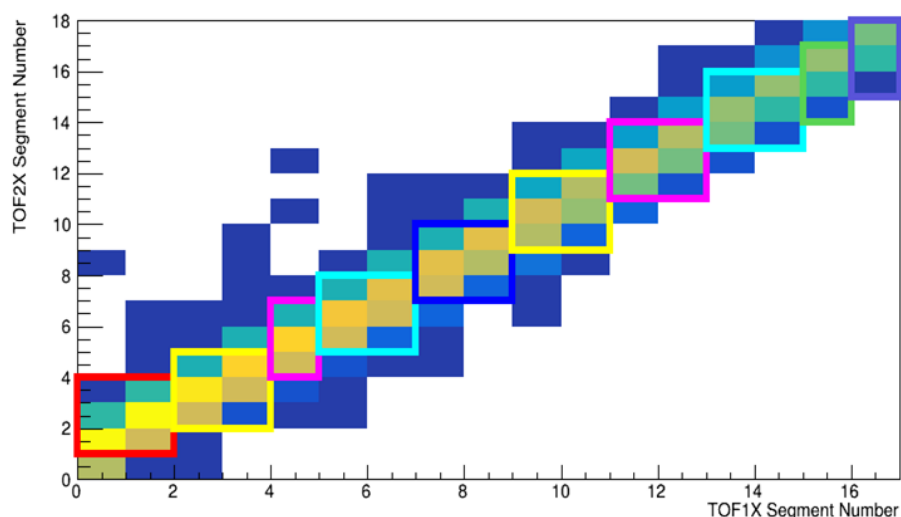


Figure 21: Geant4 MC シミュレーションで見積もった信号粒子の TOF1X と TOF2X のセグメント番号の相関。グルーピングトリガーとしてデータを取得する範囲を四角で示す (GT2)。

図の各色の四角形内部が示す領域は各 GT 設定で信号粒子として識別する領域である。GT1、GT2、GT3 のグルーピングトリガー条件の下での信号、背景事象の残存率のシミュレーション結果を Table 7 にまとめた。このバックグラウンド設定における背景事象の残存率として、GT1、GT3 のそれぞれが 68%、5% 以下を達成した。

Table 7: MC シミュレーションで見積もった GT の導入による背景事象の残存率。これらの条件では信号の一部も同時に除去してしまうが、背景事象に対して大きな除去効率があることがわかる。トリガー条件については VTP にソフトウェア的に、かつ遠隔で実装できるため、信号をできる限り除去せず、背景事象に対して効果的な除去を実現するような条件を実験中に調整し、柔軟に実装することができる。

Grouping trigger	Event	Survival ratio
GT1	Signal	$0.996^{+0.002}_{-0.002}$
	Background	$0.311^{+0.005}_{-0.005}$
GT2	Signal	$0.873^{+0.001}_{-0.001}$
	Background	$0.092^{+0.003}_{-0.003}$
GT3	Signal	$0.945^{+0.001}_{-0.001}$
	Background	$0.045^{+0.002}_{-0.002}$

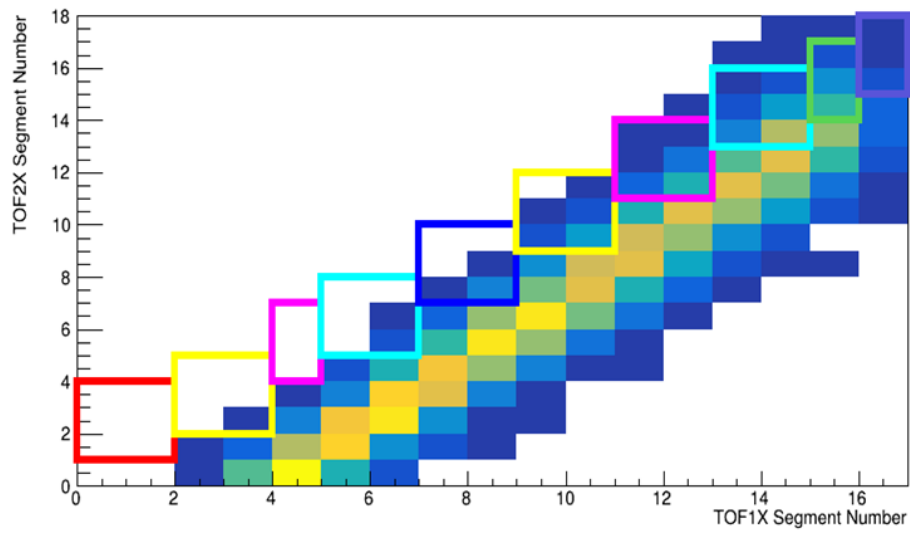


Figure 22: 生成したバックグラウンドの TOF1X と TOF2X のセグメント番号の相関。グルーピングトリガーとしてデータを取得する範囲を四角で示す (GT2)。

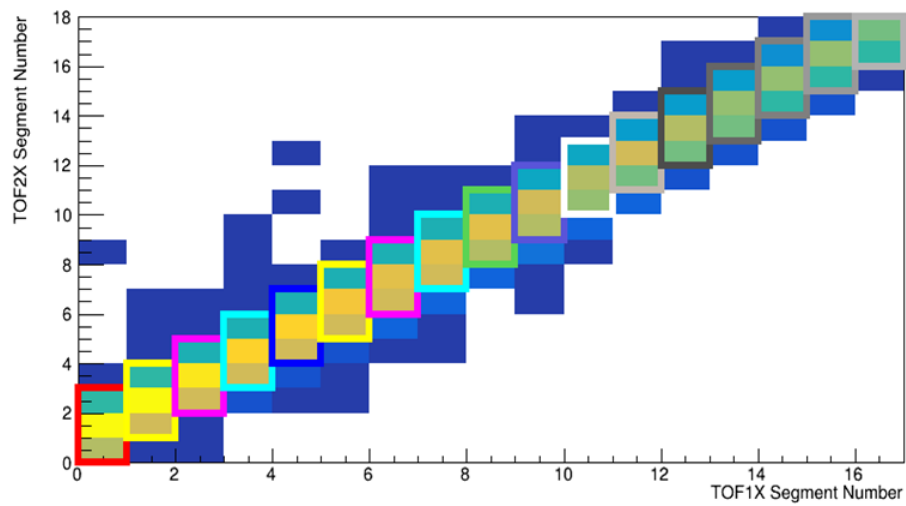


Figure 23: Geant4 MC シミュレーションで見積もった信号粒子の TOF1X と TOF2X のセグメント番号の相関。グルーピングトリガーとしてデータを取得する範囲を四角で示す (GT3)。

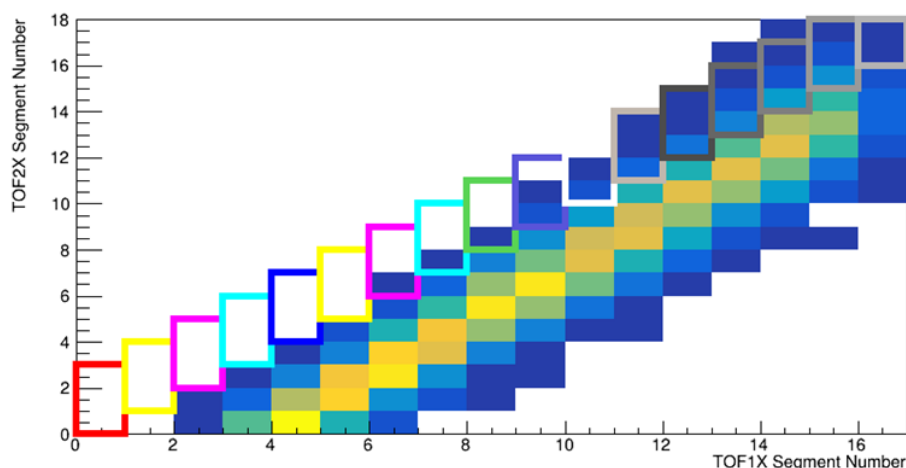


Figure 24: 生成したバックグラウンドの TOF1X と TOF2X のセグメント番号の相関。グルーピングトリガーとしてデータを取得する範囲を四角で示す (GT3)。

3.4 JLab における実機回路の試験実験

2024 年 10-12 月に JLab において本実験で使用するエアロゲルチェレンコフ検出器 (AC)、プラスチックシンチレーション検出器 ETOF (本試験において SC と呼ぶ) の動作試験を宇宙線を用いて行った。その際、本実験で使用する DAQ システムの主要なコンポーネントを使用することで、以下の技術の習得し、本実験の DAQ システムの構築に向けた基礎を築くことを目的とした：

- トリガーロジックの実装を FPGA 上で行う技術
- VXS システムにおける DAQ の基本的な操作方法やデータフローの基礎
- FADC を用いたデータの収集および処理技術

さらに、この構築した小規模 DAQ システムは今後本格化する他の検出器の試験のためにも使用する。

3.4.1 試験実験セットアップ

検出器のセットアップの概念図を Figure 25 に、実際の写真を Figure 26 に示す。3 層ある AC のうち 1 層をテーブルに横倒しに設置し、その上下に SC (ETOF) 3 本によって挟むように設置した。その際、実験において散乱粒子が入射する方向に宇宙線が通過するように AC の上流面を上に向けて設置した。SC ならびに AC は光電子増倍管によって、宇宙線通過時に発せられるシンチレーション光、チェレンコフ光を検知する。これらの光電子増倍管の信号を LEMO コネクタの同軸ケーブルを用いて FADC-250 へ入力した。

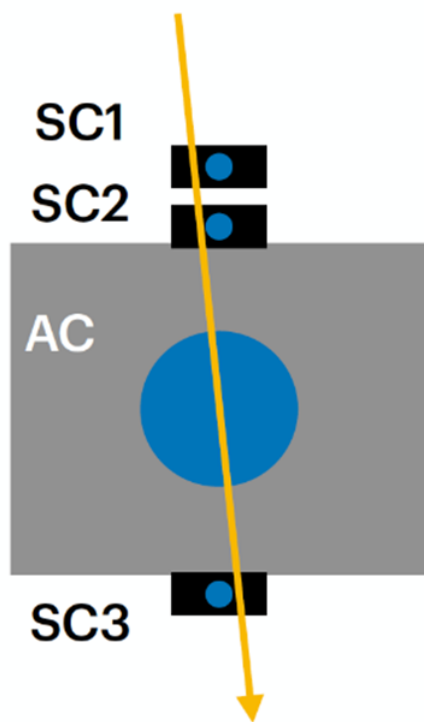


Figure 25: JLab において行った宇宙線を用いたの検出器試験時の粒子検出器の配置の概念図。

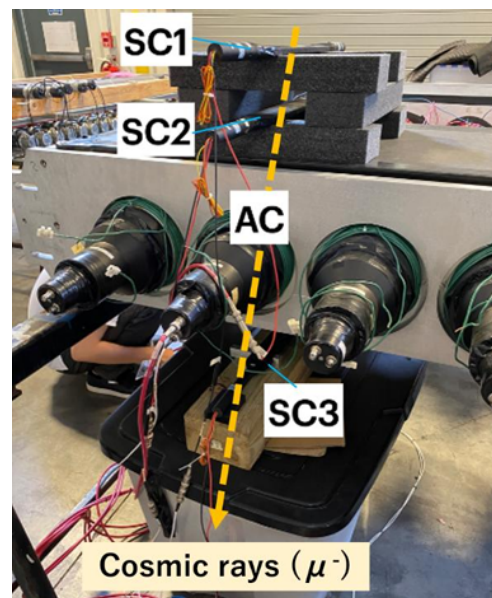


Figure 26: JLab において行った宇宙線を用いたの検出器試験時の粒子検出器の配置の写真。

Figure 27に回路のセットアップ概念図、Figure 28にその実物の写真を示す。ROC の右のslotは空で、FADC のslotが空のslotと VTP の間に 8 slot、SD と TI の間に 8 slotあり、この構成が SD 内に定義されている。本試験実験では FADC を 1 slotのみを使用した。白抜きの FADC は使用していない FADC のslotを表している。ROC には Concurrent Technologies 製の VP-E2x [18] を使用している。VTP の出力は 32 本のフラットケーブル信号で構成されている。一方で、TI モジュールはこれらのうち 6 本の信号を受け入れる仕様となっている。この 6 本の信号については、オンライン処理において AND または OR 演算を行うことが可能である。各検出器からはそれぞれ 2 本の信号ケーブルが出力されており、これらは FADC に入力されている。

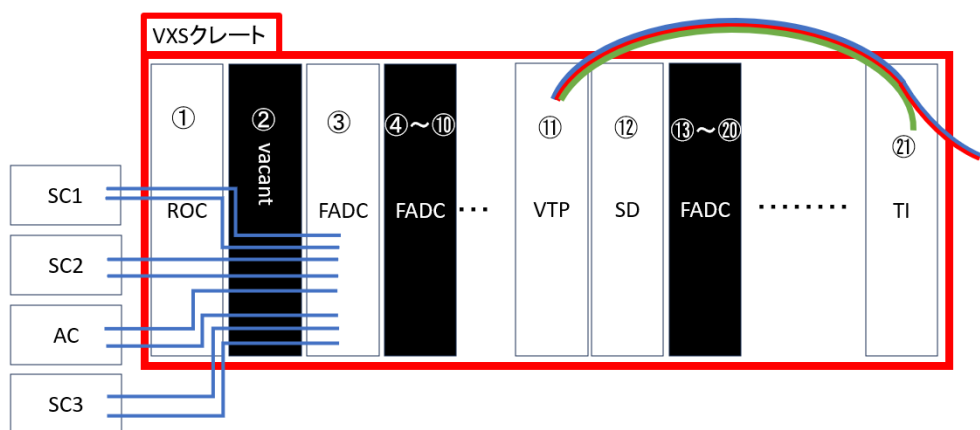


Figure 27: JLab において行った宇宙線を用いた検出器の試験に使用した DAQ 回路系の概念図。

3.4.2 トリガー条件の FPGA による制御

本研究では、VTP におけるトリガーロジックの実装に、高位合成（HLS: High-Level Synthesis）を活用した手法を採用した。HLS を利用することで、従来の RTL（Register Transfer Level）設計に比べて、効率的なロジック開発が可能となった。本節では、その実装手順を以下に記述する。

1. トリガーロジックの設計要件

トリガーロジックを構築するにあたり、最初に要件を明確化した。具体的には、検出器から得られる信号に基づき、物理イベントを正確に識別するための条件を設定した。まず各検出器の 2 つのチャンネルで AND 条件を課し、さらにいくつかのパターンのトリガー条件を設定した。

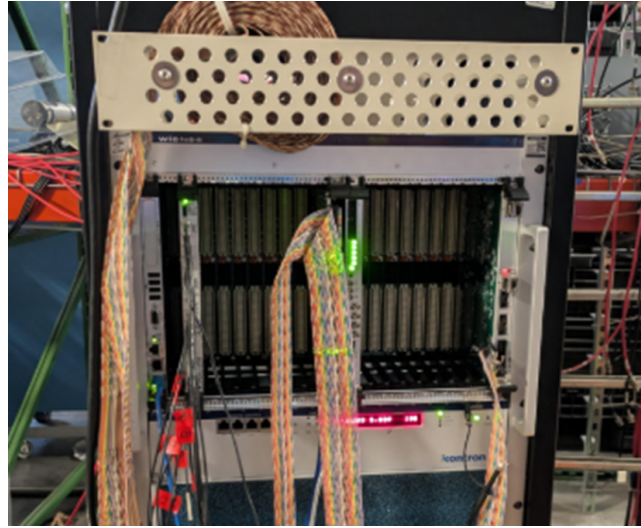


Figure 28: JLab において行った宇宙線を用いた検出器試験用に構築した DAQ 回路系の写真。VXS クレートに Figure 27 に示すモジュールが挿されている。

2. HLS によるアルゴリズム記述とファームウェア生成

トリガーロジックの動作アルゴリズムを C++ 言語で記述した。HLS では、C++ を用いてハードウェアの動作を定義できるため、条件分岐や数値計算を簡単に表現することが可能である。HLS ツール (Xilinx Vivado HLS) を用いて、C++ コードを RTL コードに変換した。このプロセスでは、以下の設定を行った：

- ・ターゲットデバイスの指定: VTP に搭載された FPGA である Virtex-7 (XC7V550tffg1927-1) をターゲットデバイスとして指定。

- ・動作クロックの設定: VTP のシステムに合わせた動作クロック (32ns) を設定。FADC は 4ns ごとにデータサンプリングを行い、VTP の FPGA ボード上に実装されたトリガーロジックは、32ns のクロック周期で動作するように設計されている。つまり 1 回の実行で 8bin にあたるデータを処理する。

3. 論理合成とシミュレーション

C++ によるコードを論理合成して RTL コードを生成した。その後 Vivado シミュレーターを使用して、トリガーロジックの動作をシミュレーションした。宇宙線のヒットパターンを模したテストベンチを作成し、期待通りのトリガー生成が行われることを確認した。

4. 実装および試験

作成したトリガーロジックを VTP 上に書き込んだ。この作業は JLab スタッフの Raydo 博士の協力のもと行われた。そしてパルサーを用いてトリガーの挙動を確認した後、検出器からの入力信号を用いて宇宙線のデータ収集を行った。

Listing 1: 試験実験で使したトリガーのコード

```

1  #include "hks_hls.h"
2  // trigger logic
3  ap_uint<1> trigger_1(hit_de_t hit_de){
4      if(hit_de.hits[0] == 1 && hit_de.hits[1] == 1)    return 1;
5      return 0;
6  }
7
8  ap_uint<1> trigger_2(hit_de_t hit_de){
9      if(hit_de.hits[0] == 1 && hit_de.hits[1] == 1 && hit_de.hits[3] == 1)
10         return 1;
11     return 0;
12 }
13
14 ap_uint<1> trigger_3(hit_de_t hit_de){
15     if(hit_de.hits[0] == 1 && hit_de.hits[3] == 1)    return 1;
16     return 0;
17 }
18
19 ap_uint<1> trigger_4(hit_de_t hit_de){
20     if(hit_de.hits[0] == 1 && hit_de.hits[1] == 1 && hit_de.hits[2] == 1)
21         return 1;
22     return 0;
23 }
24
25 ap_uint<1> trigger_5(hit_de_t hit_de){
26     if(hit_de.hits[0] == 1 && hit_de.hits[1] == 0)    return 1;
27     return 0;
28 }
29
30 ap_uint<1> trigger_6(hit_de_t hit_de){
31     if(hit_de.hits[0] == 1 && hit_de.hits[1] == 0 && hit_de.hits[2] == 1)
32         return 1;
33     return 0;

```

```

31 }
32
33 ap_uint<1> trigger_7(hit_de_t hit_de){
34     if(hit_de.hits[0] == 1 && hit_de.hits[1] == 1 && hit_de.hits[2] == 0)
35         return 1;
36     return 0;
37 }
38
39 void hks_hls_template(
40     hls::stream<fadc_vxs_hits_t> &s_fadc_vxs_hits,
41     hls::stream<trig_t> &s_trig,
42     hls::stream<hit_de_t> &s_hit_de
43 ){
44     //Set port
45     #pragma HLS INTERFACE ap_fifo port=s_fadc_vxs_hits
46     #pragma HLS INTERFACE ap_fifo port=s_trig
47     #pragma HLS INTERFACE ap_fifo port=s_hit_de
48     #pragma HLS PIPELINE II=1 style=flp
49
50     // Set variable
51     fadc_vxs_hits_t fadc_vxs_hits = s_fadc_vxs_hits.read();
52     trig_t trig;
53     hit_de_t hit_de; // Hits of detector
54
55     // Check hits in each detector
56     // 8 cycles
57     for (int t = 0; t < 8; t++) {
58         // number of channel is 256 in one VXS crate
59         for (int n = 0; n < 128; n++) {
60             hit_de.hits[n] =
61                 (fadc_vxs_hits.hits[2 * n].hit[t] && fadc_vxs_hits.hits[2 * n
62                     + 1].hit[t]) ? 1 : 0;
63         }
64     }
65 }

```

```

63 // Make trigger
64     trig.trg[0][t] = trigger_1(hit_de);
65     trig.trg[1][t] = trigger_2(hit_de);
66     trig.trg[2][t] = trigger_3(hit_de);
67     trig.trg[3][t] = trigger_4(hit_de);
68     trig.trg[4][t] = trigger_5(hit_de);
69     trig.trg[5][t] = trigger_6(hit_de);
70     trig.trg[6][t] = trigger_7(hit_de);
71
72 }
73 s_hit_de.write(hit_de);
74 s_trig.write(trig);
75 }

```

3.4.3 測定結果

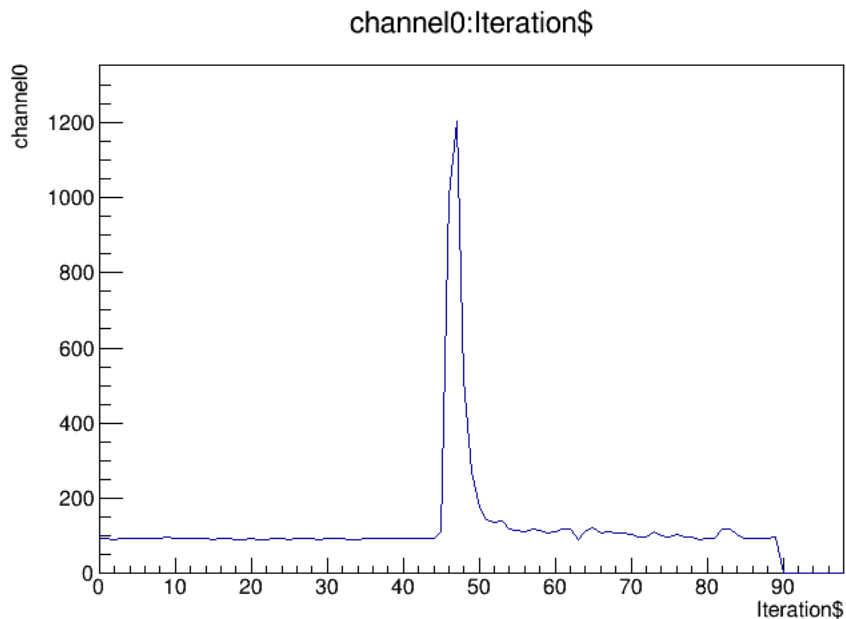


Figure 29: Flash ADC で取得したデータの例 (SC の信号)。FADC-250 は 250 MHz (4 ns) ごとにデータをサンプルする。横軸は時間 (1bin につき 4ns)、縦軸は電流信号の入力チャンネル数。

FADC を用いたデータ取得が成功し、信号のデジタル化に基づくデータ収集基盤が確立された。また、VTP 内の FPGA に任意のトリガー条件でトリガーを生成するファームウェア

アを実装することができた。この成果により、小型のテストベンチ環境ではあるが、JLab で運用されている高速 DAQ システムをハイパー核実験に応用するための技術的基盤が構築された。

一方で、実験を通じていくつかの課題が浮上した。特に、宇宙線トリガーにおいて、期待される計数率に対して実際のトリガー計数率が低いという問題が確認された。この現象の主な原因としてタイミングのずれや FADC の閾値設定が考えられる。この問題を解決するためには、システム全体のデバッグを通じて詳細な原因を特定し、必要な調整を行うことが求められる。

今後の展望として、まずは宇宙線トリガーのデバッグ作業を進め、計数率の問題を解決することが最優先課題である。その上で、HKS の実験に向けたコーディングおよびシミュレーション作業を本格化させ、実験条件に最適化された DAQ システムの実現を目指す。

4 章 Λ ハイパー核分光のシミュレーション

3 章において開発について述べた新しいデータ取得系の導入により、高強度ビームにおける高効率なデータ取得が可能となる。本章では期待される Λ 束縛エネルギースペクトラムを示し、エネルギー精度について述べる。

4.1 Λ ハイパー核の収量

Λ ハイパー核の収量は以下の式から導出できる：

$$N_{\text{HYP}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_K} \right) \times \Omega_K \times N_t \times N_{\text{VP}} \times \epsilon^{\text{total}} \quad (9)$$

ここで、 $d\sigma/d\Omega_K$ は (γ^*, K^+) 反応の微分断面積、 Ω_K は HKS の立体角、 N_t は標的原子核の数である。 ϵ^{total} は、粒子検出器の検出効率、DAQ 効率、解析上における K^+ の選定効率、 K^+ が生成から測定されるまでに崩壊せずに残存する割り合い ($\epsilon^{\text{decay}} = 29.5\%$) 等を考慮する項である。ここで、DAQ 効率を 90% と仮定すると、 $\epsilon^{\text{total}} = 19\%$ と概算される。また、 N_{VP} は仮想光子数であり、 Γ^{HES} (単位電子数あたりの仮想光子数) と入射電子数 N_{beam} の乗算で得られる：

$$N_{\text{VP}} = \Gamma^{\text{HES}} \times N_{\text{beam}} \quad (10)$$

HES のアクセプタンスは荷電粒子の運動量 (エネルギー) に依存した分布を持つため、Geant4 を用いた MC シミュレーションで得たアクセプタンスを用いて Γ^{HES} を導出した。得られた単位電子数あたりの仮想光子数は $\Gamma^{\text{HES}} = 6.06 \times 10^{-6}$ (/electron) である。反応断面積は、過去のデータと理論計算に基づき ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ 、 ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ 、 ${}^{11}_{\Lambda}\text{Be}$ の生成に対してそれぞれ 10、10、30 nb/sr と仮定する [3, 19, 20]。すると、24 時間のビーム照射あたりの収量は ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ 、 ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ 、 ${}^{11}_{\Lambda}\text{Be}$ の生成に対してそれぞれ 19.0、12.8、31.7 事象と見積もられる (Table 8)。

Table 8: JLab E12-24-004 実験における 24 時間ビーム照射あたりのハイパー核の収量。

反応	標的厚 / (mg/cm ²)	ビーム強度 / μA	反応断面積 / (nb/sr)	1 日 (= 24 時間) あたりの収量
${}^6\text{Li}(e, e'K^+){}^6_{\Lambda}\text{He}$	100	50	10	19.0
${}^9\text{Be}(e, e'K^+){}^9_{\Lambda}\text{Li}$			10	12.8
${}^{11}\text{B}(e, e'K^+){}^{11}_{\Lambda}\text{Be}$			30	31.7

4.2 予想スペクトルと期待されるエネルギー精度

ハイパー核の Λ の束縛エネルギースペクトラムをシミュレートする。ハイパー核の束縛状態ピークの測定の他に、2つの主要なバックグラウンドを考慮する [1]。一つ目は、HES と HKS で測定されるノイズ粒子のアクシデンタルコインシデンスバックグラウンド、二つ目は、非束縛領域に現れる準自由陽子からの Λ 生成事象 [“ p ” ($e, e' K^+$) Λ 反応事象] (以下、 Λ QF と表す) である。 Λ QF は非束縛領域に現れるため、本研究で特に注目する束縛領域における物理解析には影響しないが、同程度の質量数標的に対する過去のデータに基づいてシミュレーション上で生成した。分布は単調増加線形関数を仮定した。アクシデンタルコインシデンスバックグラウンドは、Table 4 に示したアクシデンタルコインシデンス計数率と過去の実験 E05-115 における計数率および束縛エネルギースペクトラムにおけるアクシデンタルコインシデンスバックグラウンドの量 [3] に基づいて見積もった。

JLab E12-24-004 実験において、統計的なふらつきに起因するエネルギーの決定精度の目標値を $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{stat.}}| = 40 \text{ keV}$ とする。これは、期待される系統誤差 $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.}}| = 55 \text{ keV}$ [21] に対して同程度以下に設定するためである。本実験で使用する新しいビーム光学系で期待されるエネルギー分解能は 0.6 MeV (半値全幅) であることを仮定し、MC シミュレーションを用いて必要なビームタイム (実験標的へのビーム照射時間) を計算する。その結果、 ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ 、 ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ 、 ${}^{11}_{\Lambda}\text{Be}$ の生成分光実験において、それぞれ 120、384、72 時間のビームタイムが必要であることが分かった。このとき、収量はそれぞれ 95、205、95 イベントである。Figure 30,31,32 に目標値である $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{stat.}}| = 40 \text{ keV}$ を達成するために必要なビームタイムを仮定した場合の MC シミュレーション結果を示す。

これらのスペクトラムから得られる束縛エネルギーの決定精度は、統計誤差および系統誤差の両方を考慮して $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{total}}| = \sqrt{(\Delta B_{\Lambda}^{\text{stat.}})^2 + (\Delta B_{\Lambda}^{\text{sys.}})^2} \simeq 70 \text{ keV}$ と見積もられる。このように Λ ハイパー核の欠損質量分光において世界最高確度のエネルギー測定を実現することで、より詳細な YN 相互作用研究を展開することができる。

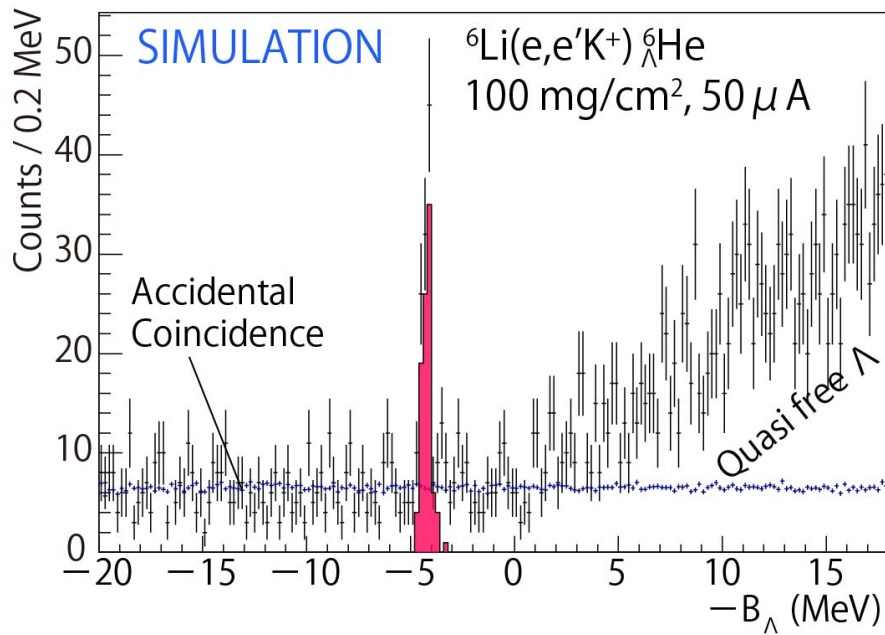


Figure 30: JLab E12-24-004 実験において予想される ${}^6\text{Li}(e, e'K^+)_{\Lambda}{}^6\text{He}$ 反応に対する Λ 束縛エネルギースペクトラム。束縛エネルギーに負符号を付けた $-B_{\Lambda}$ を横軸に取っている。仮定した生成断面積とビームタイムはそれぞれ 10 nb/sr、120 時間である。

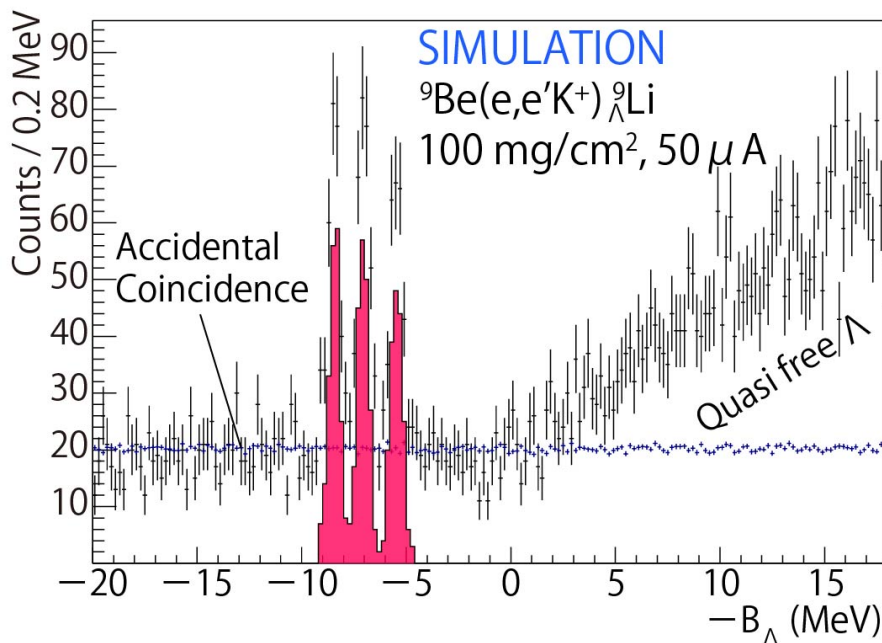


Figure 31: JLab E12-24-004 実験において予想される ${}^9\text{Be}(e, e'K^+)_{\Lambda}{}^9\text{Li}$ 反応に対する Λ 束縛エネルギースペクトラム。束縛エネルギーに負符号を付けた $-B_{\Lambda}$ を横軸に取っている。最低エネルギーピークに対して仮定した生成断面積は 10 nb/sr、仮定したビームタイムは 384 時間である。

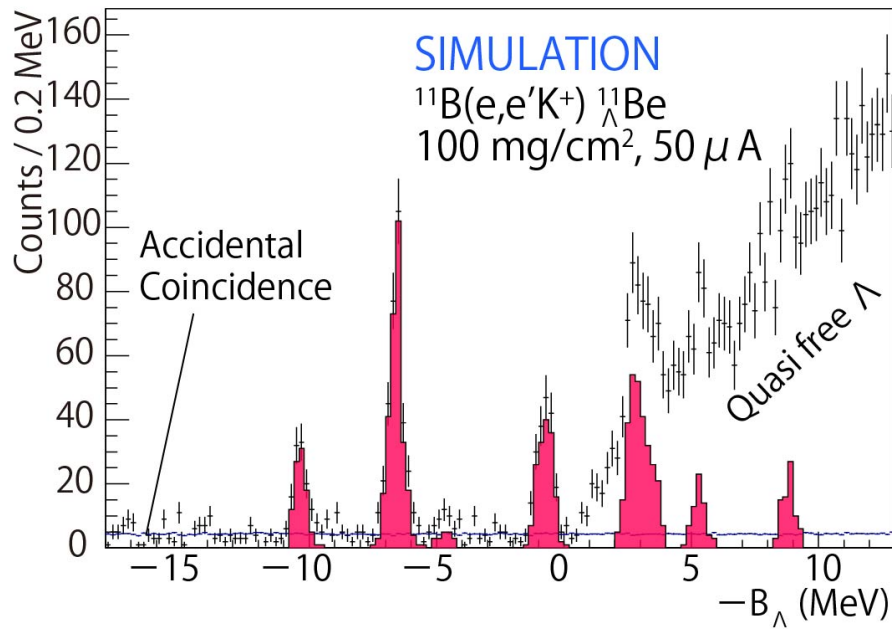


Figure 32: JLab E12-24-004 実験において予想される $^{11}\text{B}(e, e'K^+)^{11}_{\Lambda}\text{Be}$ 反応に対する Λ 束縛エネルギースペクトラム。束縛エネルギーに負符号を付けた $-B_{\Lambda}$ を横軸に取っている。最低エネルギーピークに対して仮定した生成断面積は 30 nb/sr、仮定したビームタイムは 72 時間である。

5 章 まとめ

ハイペロンが原子核に束縛した原子核・ハイパー核の質量やエネルギー構造から、ハイペロン-核子間に働く強い相互作用 (YN 相互作用) を調べることができる。核力の理解からストレンジクォークの自由度を含むより一般的なバリオン相互作用の理解へと拡張するために、ハイパー核研究は有効な手法である。しかし、ハイパー核の実験データや相互作用を調べる上でより直接的な YN 散乱実験のデータが乏しいため、YN 相互作用の理解は核子間に働く強い相互作用 (NN 相互作用) の理解と比べると非常に限られている。

アメリカ・ジェファソン研究所 (JLab) では、大強度、小エミッタンス、低エネルギー分散の電子ビームと、高運動量分解能磁気分光器 (HES、HKS) を組み合わせることで実現する世界最高確度の Λ ハイパー核分光実験研究を計画している。本実験は軽質量数領域から重質量数領域 ($A = 3-209$) に及ぶ系統的なハイパー核分光研究を目的とする。JLab における実験では、 $(e, e' K^+)$ 反応を用いるが、 (e, e') 反応から生成される仮想光子をビームとみた場合に、 Λ ハイパー核の生成断面積は数 10 nb/sr と小さいため、50 μ A (1 秒間に 3.1×10^{14} 個の電子を照射する) にも及ぶ大強度電子ビームを用いることで現実的な時間内に信号事象のデータを取得する必要がある。なお、電子の入射に対する仮想光子のフラックスは $\Gamma^{\text{HES}} = 6.06 \times 10^{-6}$ (/electron) である。このことから、仮想光子ビームの強度は、一秒あたり 1.89×10^9 個と計算される。大強度ビームの実験であることから、多量の背景事象の混入にも耐えうるデータ取得条件の設定とデータ取得系 (DAQ) の研究開発が肝要となる。

本研究では、JLab で開発された高レート耐性をもつ DAQ システムを計画する Λ ハイパー核実験に応用させるための基礎開発を行った。まずは、モンテカルロ (MC) シミュレーションを用いて、期待される背景事象による低バイアストリガー (粒子識別検出器を含まないバイアスの小さい条件でのトリガー) における DAQ リクエスト計数率を見積もった。その結果、低バイアストリガーにおいても、導入を計画している新しい DAQ システムの最大許容スピード 200 kHz (フラッシュ ADC の波高、時間取得モード) に対して、高々 1/20 程度の DAQ リクエスト計数率であることが分かった。しかし、磁気分光器の光学系に乗らない背景事象の予期しない混入も想定される。このような、予期しない背景事象への予備的対応として、粒子検出器のヒットコンビネーションをビーム光学に基づいて設定し、ビーム光学に乗らない事象をトリガー段階で除去する「グルーピングトリガー」(GT) の導入の検討を行った。本研究では、Geant4 を用いた MC シミュレーションに基づいたビーム光学に乗る信号の分布と、任意の背景事象の分布の仮定において、GT の条件を設定し、定量的な評価を行った。ある特定の想定の場合、95% 以上信号を残存させつつ背景事象を数 35% 以下に落とすことができる。実際の実験における予期しない背景事象の有無、

その分布や計数率は分からない。そのため、実験の際は、簡易的なデータ解析に基づいて GT の必要性の判断と、必要な場合には適切な GT の設定を行い、DAQ の耐久レートや信号取得効率等の最適化を行う。このような、予備的な GT の備えによるより強固な DAQ システムの導入により、90% 以上の高いデータ取得効率が期待される。

さらに、90% の DAQ 効率を仮定し、 ΛN 相互作用における荷電対称性破れの研究のための測定核種 ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ 、 ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ 、 ${}^{11}_{\Lambda}\text{Be}$ の予想スペクトラムをシミュレートし、 Λ の束縛エネルギーを系統誤差込みで $|\Delta B_{\Lambda}^{\text{total}}| \simeq 70 \text{ keV}$ の高確度で決定できることを確認した。本研究により、2027 年より実験施行を予定する一連の Λ ハイパー核実験へ向けた DAQ システムの実装開発を進める基礎を構築することができた。

謝辞

本修士論文の執筆にあたり多くの方に多大なるご助力を頂き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助教には本論文についてのご指導はもちろんのこと、普段からどんな質問にも笑顔で答えていただきました。また、後神さんはいつも元気で生き生きとしており、その有様は例えるならば 2.3GeV 電子ビームに勝るとも劣らないような高いエネルギーを持っているかのようでした。そんな後神さんの存在はいつも私の心を明るくしてくれました。本当にありがとうございました。

また、研究活動を共にし、有益な議論や助言をいただいた京都大ストレンジネスグループの原田健志さん、岩井沙彩さん、江端健悟さん、谷口智大さんに深く感謝いたします。

本研究に際し、貴重なご助言を賜りました東京大学の中村哲教授、永尾翔助教に深く感謝申し上げます。お二方のご指導と有益なご示唆により、本研究の発展に大きく寄与することができました。心より御礼申し上げます。

東京大学の西幸太郎くん、西田賢くん、東北大学の石毛達大さん、Seong Chesu さんには JLab 出張の際に非常にお世話になりました。皆様のおかげで楽しく、実りある生活を送ることができました。

成木恵教授、銭廣十三准教授、堂園昌伯助教、富田夏希助教には発表練習をはじめ様々な場面でご指導、アドバイスいただきました。また、何気ない場面でのあたたかい言葉の数々がとても身に沁みました。

加えて、共に学び合い、切磋琢磨した原子核ハドロン研究室の同期の皆様には、多くの刺激をいただきました。皆様との交流があったからこそ、研究生活を有意義に過ごすことができました。

最後に、これまで支えてくださった家族や友人に深く感謝申し上げます。

References

- [1] T. Gogami et al., “Study of Charge Symmetry Breaking in P-shell Hypernuclei,” Proposal submitted to JLab PAC 52, Approved as E12-24-004 (2024).
- [2] T. Gogami et al., “High Accuracy Measurement of Nuclear Masses of Λ Hyperhydrogens,” Proposal to JLab PAC 49, Approved as E12-19-002 (2021).
- [3] T. Gogami et al., Phys. Rev. C 94, 021302(R) (2016).
- [4] E. Hiyama, Y. Yamamoto, T. Motoba, M. Kamimura, Phys. Rev. C 80, 054321 (2009).
- [5] E. Hiyama et al., Prog. Theor. Phys. 128, 105 (2012).
- [6] A. Gal and D. Gazda, Jour. Phys.: Conf. Ser. 966, 012006 (2018).
- [7] H. Le et al., Phys. Rev. C 107, 24002 (2023).
- [8] T. Gogami et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 817, 70–84 (2016).
- [9] T. Gogami et al., EPJ Web Conf. 271, 11002 (2022).
- [10] T. Gogami et al., “New generation Λ hypernuclear spectroscopy with the (π^+, K^+) reaction by S-2S,” Proposal to the 34th J-PARC PAC, E94 (2022).
- [11] S. Lassiter, Presentation in Experimental Readiness Review of Hypernuclear Experiment, JLab, Newport New, VA, US, November 2024.
- [12] T. Gogami et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 729, 816–824 (2013).
- [13] T. Gogami et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 900, 69–83 (2018).
- [14] 秋山タケル、「JLab における中重ラムダハイパー核分光実験のための水チェレンコフ測定器の開発」、修士論文、東北大学、2021 年 3 月.
- [15] B. Raydo, VTP manual, September 2016.
- [16] S. Boyarinov et al., Nucl. Instrum. Methods Res. Phys. A 966, 163698 (2020).
- [17] <https://www.wiener-d.com/product/6u-vme64x-6023-jlab-crates>

- [18] <https://concurrent.tech/products/vp-e2xmsd-vme-processor>
- [19] T. Gogami et al., Phys. Rev. C 103, L041301 (2021).
- [20] A. Umeya et al., Presentation in International Workshop “BISHOP2023,” Rez, Czech Republic, May 17, 2023.
- [21] 豊田峻史、「JLab における Λ ハイパートライトンの精密質量測定実験のためのガス標的の基礎設計」、修士論文、京都大学、2021 年 3 月.