

修士論文

S-2S を用いた  $\Xi$  ハイパー核分光のための K 中間子識別手法の開発



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

高橋 秀治

2023 年 1 月

## 概要

ストレンジネス核物理は、バリオン間相互作用の特に高密度核物質中での役割の理解において極めて重要であり、これまでハイパー核の実験情報が大きな貢献を果たしてきた。ストレンジネス量子数  $S = -1$  の系、特に  $\Lambda$  ハイパー核については様々な実験事実からその理解が進められてきた一方で、 $S = -2$  の系であるダブル  $\Lambda$  ハイパー核や  $\Xi$  ハイパー核の情報は非常に乏しいというのが現状である。

我々は、大強度陽子加速器施設 (J-PARC) において ( $K^-$ ,  $K^+$ ) 反応による欠損質量法を用いた  $\Xi$  ハイパー核の精密分光実験 (J-PARC E70 実験) の準備を進めている。J-PARC が供給する大強度  $K^-$  中間子ビームを用いて十分な統計量をもちつつ、これを活かす高い運動量分解能を持つ磁気スペクトロメータや有感標的を用いることにより世界最高のエネルギー分解能での分光測定が実現可能となる。

( $K^-$ ,  $K^+$ ) 事象の同定には入射粒子及び散乱粒子の識別が不可欠である。特に標的から放出される散乱粒子は、 $\pi^+$  中間子や陽子からなる背景事象が信号事象である  $K^+$  中間子の約 300 倍検出される。背景事象が  $K^+$  中間子と誤認され、欠損質量スペクトル上の  $\Xi$  粒子束縛領域に漏れこむと、ピーク構造の観測に大きな悪影響を及ぼす。加えて、大強度  $K^-$  中間子ビームを用いる本実験では高いトリガーレートが予想される。それによるデータ収集系の効率低下が深刻な場合、トリガー段階で背景事象を除去する必要がある。

これらを解決するため、本研究では散乱  $K^-$  中間子の識別手法の開発と最適化、及びその識別能力の評価を行った。トリガー段階における粒子識別には、S-2S スペクトロメータの最下流に設置されたエアロゲルチェレンコフ検出器 (屈折率  $n = 1.05\text{--}1.06$ )、および水チェレンコフ検出器 ( $n = 1.33$ ) を用いる。チェレンコフ光の発光量に適切な閾値を設けることでエアロゲルチェレンコフ検出器は  $\pi^+$  中間子の事象を、水チェレンコフ検出器は陽子事象をそれぞれ抑制する事ができる。一方、データ取得後のオフライン解析ではチェレンコフ検出器に加えて散乱粒子の再構成質量を用いる。散乱粒子の質量は、S-2S で測定された運動量および飛行距離と、シンチレーション検出器で測定された飛行時間により再構成することができる。散乱粒子は種類ごとに自身の持つ質量の位置にピークを持つため、解析段階で粒子識別を行うことが可能である。

2023 年 6 月に取得したコミッショニングランのデータ解析から、各手法の粒子識別性能を評価した。オンライン解析において目標となるトリガー要求レートはデータ収集効率の面から 3 k/spill である。これに対してチェレンコフ検出器をオンライントリガーに参加させない場合約 1.7 k/spill、参加時で約 100 イベント/spill と求められ、いずれも目標値に対して十分低いトリガー要求レートで運用できることが判明した。一方、相互作用模型 ESC08a をもとに  $\Xi$  ハイパー核のエネルギーピーク構造をシミュレートした結果、ピーク構造の弁別に与える影響を抑えるため、背景事象の残

存率を  $10^{-4}$  以下に抑える必要がある事がわかった。本研究で開発した散乱粒子識別手法において、オフライン解析における背景事象の残存率は  $3 \times 10^{-6}$  にまで抑える事が可能であり、目標値を満たしている事が判明した。

以上により  $\Xi$  ハイパー核の分光実験の実現にあたって十分な粒子識別性能を有していることが示された。

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>3</b>
1.1 ストレンジネス核物理	3
1.2 ミハイパー核研究	6
1.3 本研究の目的	10
<b>第 2 章 J-PARC E70 実験</b>	<b>11</b>
2.1 物理的動機と期待される物理結果	11
2.2 J-PARC とハドロン実験施設	11
2.2.1 J-PARC	11
2.2.2 K1.8 ビームライン	12
2.3 S-2S 磁気分光器	15
2.3.1 有感標的 (AFT)	15
2.3.2 S-2S 電磁石	17
2.3.3 粒子検出器	20
2.4 S-2S における K 中間子の識別方法	26
2.4.1 散乱粒子の質量再構成による K 中間子識別	26
2.4.2 閾値型チェレンコフ検出器を用いた K 中間子識別	27
<b>第 3 章 識別粒子のシミュレーション</b>	<b>29</b>
3.1 Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーション	29
3.2 シミュレーションのセットアップ	29
3.3 粒子識別性能の見積もり	32
3.3.1 再構成質量による粒子識別	32
3.3.2 チェレンコフ検出器による識別識別	35
<b>第 4 章 ハドロンビームを用いた評価</b>	<b>39</b>
4.1 コミッショニングラン (2023 年 6 月)	39
4.1.1 セットアップ	39
4.1.2 データセット	43
4.2 データ解析	44
4.2.1 解析の流れ	44
4.2.2 パラメータの最適化	45
4.2.3 事象選択	49
4.3 粒子識別性能評価	52
4.3.1 質量再構成による粒子識別性能	52



4.3.2	チェレンコフ検出器による粒子識別 . . . . .	54
4.3.3	シミュレーションとの比較 . . . . .	59
4.3.4	オフライン解析における粒子識別性能評価 . . . . .	61
4.3.5	トリガー要求レート . . . . .	62
<b>第 5 章</b>	<b>予想される欠損質量スペクトルのシミュレーション</b>	<b>63</b>
5.1	散乱粒子の比率 . . . . .	63
5.2	背景事象の構成 . . . . .	64
5.3	Ξ ハイパー核のエネルギーピーク構造 . . . . .	66
5.4	背景事象の欠損質量スペクトルに与える影響 . . . . .	69
5.4.1	自然幅を考慮しない場合 . . . . .	69
5.4.2	自然幅を考慮した場合 . . . . .	72
<b>第 6 章</b>	<b>結論と展望</b>	<b>76</b>
<b>付録 A</b>	<b>AC のレート耐性</b>	<b>77</b>
<b>付録 B</b>	<b>さまざまな条件下で予想されるピーク構造と誤差評価</b>	<b>79</b>
B.1	分解能を悪化させた場合 . . . . .	79
B.2	収量が低下した場合 . . . . .	80
B.3	自然幅を考慮したピークに対しフィッティング関数を変更した場合 . . . . .	83
<b>付録 C</b>	<b>ビームホドスコープの情報による再構成質量の補正</b>	<b>84</b>

# 第 1 章 序論

## 1.1 ストレンジネス核物理

1960 年代のクォーク模型の提唱により、我々の身の回りにある物質の構成要素への理解は大いに深まった。それまで素粒子だと思われていた核子 (陽子・中性子) は  $u$  クォークと  $d$  クォークを構成要素にもつクォーク多体系であるという描像が受け入れられ、現在にわたる実験によりその正しさが検証されている。核子については深非散乱実験の解析により相互作用や核子構造のパートンモデルが構築され、その描像がよく理解されてきた。そこに  $u$ 、 $d$  クォークについて質量が軽い  $s$  クォークの含まれたバリオン (ハイペロン) に拡張して適用することで、中間子交換模型により記述されてきた核力を量子色力学 (QCD) に基づき拡張することが可能となり、バリオン間相互作用の理解の幅を広げることができる。

$u$ 、 $d$ 、 $s$  クォークをフレーバー  $SU(3)$  対称性のもと統一的に扱うことで  $u$ 、 $d$ 、 $s$  を構成要素にもつバリオンは 10 重項 ( $J^\pi = 3/2^+$ ) と 8 重項 ( $J^\pi = 1/2^+$ ) に分類される。バリオン 8 重項間の相互作用は以下の式のように分類される:

$$8 \otimes 8 = 27 \oplus 8_s \oplus 1 \oplus \overline{10} \oplus 10 \oplus 8_a$$

格子 QCD の計算 [1] によれば、短距離では  $1$  が強い引力を示す一方、それ以外では斥力芯を持つ。中距離では  $27$ 、 $\overline{10}$ 、 $10$ 、 $8_a$  が引力ポケットを持ち、 $8_s$  は斥力的である (図 1)。 $27$ 、 $\overline{10}$  を除く項はハイペロンが含まれた要素のみで構成されており、特に  $1$  は  $S = -2$  の系のみ現れる項である。これらの解明にストレンジネスを含む核物質への理解は必要不可欠であり、 $S = -1$  の系に加え  $S = -2$  の系についても理解を深めることが重要である。

またストレンジネス核物理の研究をすすめる意義はバリオン間相互作用の解明にとどまらない。中性子星内部のような高密度環境下ではフェルミエネルギーが中性子と  $\Lambda$  粒子の質量差を上回ることによってハイペロンが自然に存在すると考えられている。ハイペロンの存在を考慮した場合、中性子星内部の状態方程式は軟化し、中性子星の質量は太陽質量の約 1.5 倍以下に制限されると言われている [2]。一方で、近年太陽の 2 倍の質量をもつ中性子星が観測 [3] されており、これを説明する相互作用モデルの構築が求められている (図 2)。この問題はハイペロンパズルと呼ばれている。理論的にはハイペロン-核子間 (YN) に斥力的な成分の存在が状態方程式を硬化させることが示唆されており、ハイペロンパズルの解決には YN 間、YY 間相互作用の実験情報を充実させることは急務である。このようにストレンジネス核物理の研究は高密度核物質の構造への理解にもつながる。

YN 間、YY 間相互作用を調べるにあたり、ハイペロンはその寿命の短さ (数 100 ps 程度) から、散乱実験の標的として用いることがほぼ不可能である。そのため散乱実験を行う場合は中間子ビームや電子ビームにより生成したハイペロンと標的内の核子との散乱事象を捉える手法が取られ、近年では  $\Lambda$ - $p$  散乱や  $\Sigma$ - $p$  散乱 [4][5] の測定が行われてきた。しかし散乱実験はその難しさゆえに測定結果が乏しく、特に  $S = -2$  の系の物理に関しては顕著である。

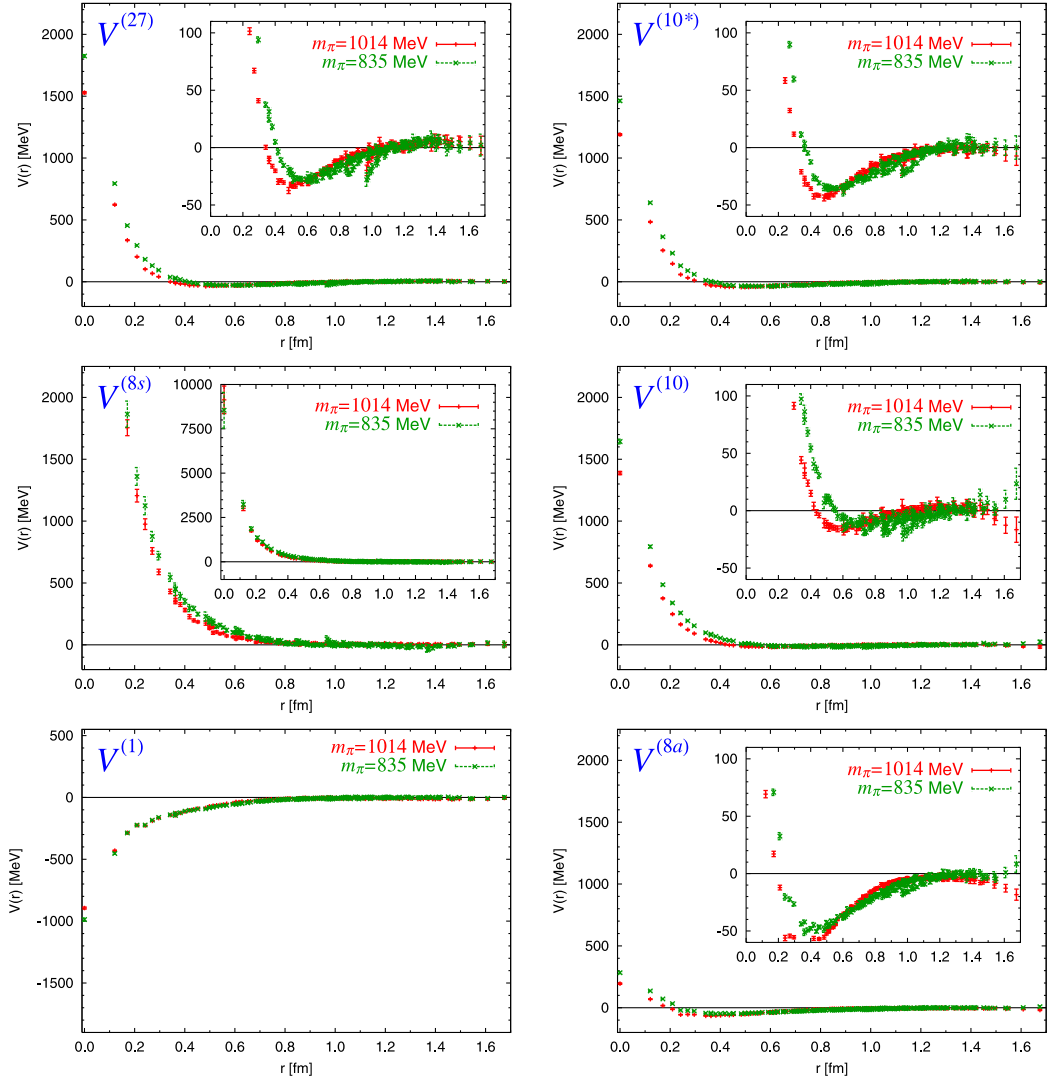


図 1: 格子 QCD によるバリオン間相互作用ポテンシャル [1]。中間子交換模型における  $\pi$  中間子の質量をそれぞれ 1014 MeV (赤)、835 MeV (緑) とした場合の計算結果を表す。

一方、フェムトスコーピーによる相関関数の計算から YN、YY 間相互作用にアプローチする手法も取られており、近年目覚ましい発展を遂げている。フェムトスコーピーとは重イオン衝突での粒子生成により粒子間の相関関数を求めることで相互作用を導く手法である。CERN 研究所の Large Hadron Collider (LHC) における ALICE 実験や、米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) の Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) における STAR 実験などにより、 $S = -1$  の系では  $\Lambda$ - $p$  間の相関関数 [6]、 $S = -2$  の系では  $\Lambda$ - $\Lambda$  間 [7] [8] や  $\Xi$ - $p$  間の相関関数などが得られている。ALICE 実験において得られた  $\Xi$ - $p$  相関関数 (図 3) から  $\Xi$ - $p$  の引力的な相互作用が初めて示された [9]。さらには N- $\Xi$ 、 $\Lambda$ - $\Lambda$  相関関数の測定結果は、格子 QCD の  $S = -2$  の系の計算結果を支持するとともに N $\Xi$  の閾値付近に H ダイバリオンの存在を示唆している [10]。

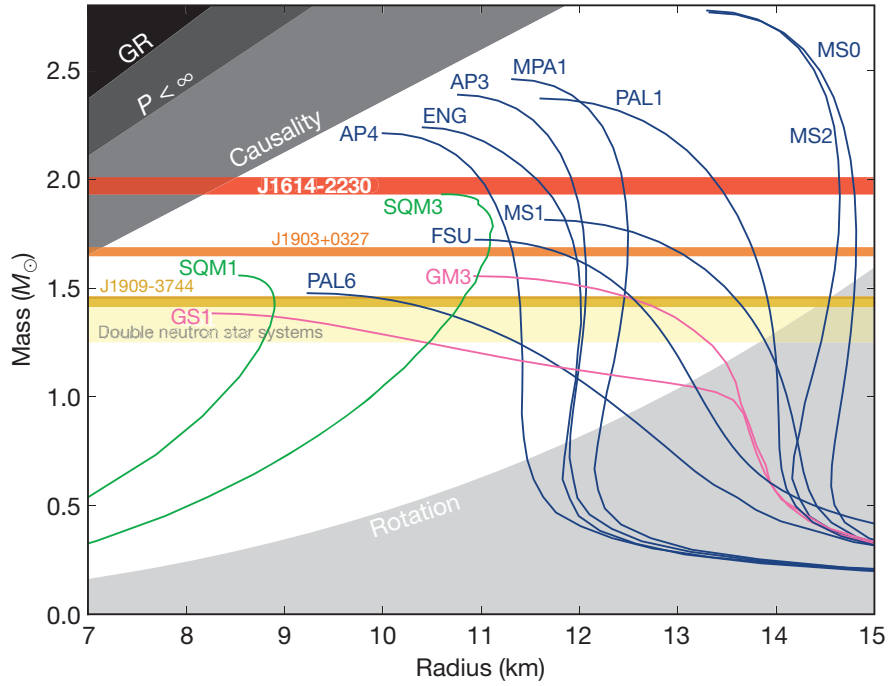


図 2: 中性子星の様々な状態方程式に対する R-M 曲線 [3]。GS1、GM3 はハイペロンの存在を考慮した場合で、この曲線 (マゼンタ) では太陽の 2 倍の質量を持つ中性子星の存在を説明できない。

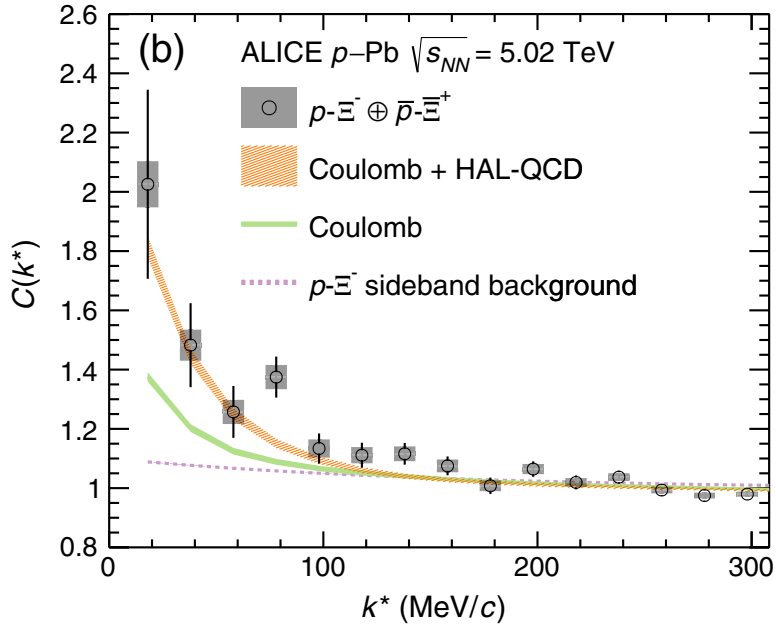


図 3: フェムトスコピーにより得られた  $\Xi$ - $p$  相関関数。HAL-QCD の引力的な相互作用を示す計算を支持する結果となった [9]。

## 1.2 Ⅲ ハイパー核研究

前節で紹介した散乱実験やフェムトスコピーの他に、ハイペロンが束縛した原子核であるハイパー核の質量や崩壊幅の測定から、YN、YY 相互作用を調べることができる。特に  $S = -1$  の系である  $\Lambda$  ハイパー核についてはさまざまなアプローチから実験が行われている。J-PARC (日本)、KEK (日本)、BNL などにおいて  $(K, \pi)$  反応や  $(\pi, K)$  反応、JLab (アメリカ)、MAMI (ドイツ) などにおいて  $(e, e', K^+)$  反応を用いた反応分光実験や、ゲルマニウム検出器を用いた  $\gamma$  線分光実験などの多くの実験情報から、 $\Lambda$  のポテンシャルの深さやスピン依存項など詳細な理解が進んでいる。同じ  $S = -1$  の系である  $\Sigma$  ハイパー核についても、BNL-AGS において (静止  $K^-, \pi^+$ ) 反応を用いた実験により  ${}^4_2\text{He}$  の束縛状態の報告例 [11] があがっている。

一方で  $S = -2$  の系の物理はその重要性にもかかわらず、ハイパー核の実験データは乏しい。それでも近年の実験成果から  $S = -2$  のハイパー核の報告は数例あがっており、 $\Xi\text{N}$ 、 $\Lambda\Lambda$  相互作用についての情報が少しずつ得られてきている。本節では  $S = -2$  の系でのハイパー核研究、特に本研究の実験対象である Ⅲ ハイパー核について実験手法ごとに述べる。

### ■原子核乾板による実験

原子核乾板 (エマルジョン) とは、原子核実験に用いられる写真乾板である。エマルジョン内部を荷電粒子が通過すると、通過した付近の銀の微粒子が感光する。これにより荷電粒子の飛跡を  $1 \mu\text{m}$  オーダーの精度で三次元的に再構成することができる。これによりハイパー核生成の検出及びその弱崩壊に伴い放出された荷電粒子の飛跡検出を行うことができる上、飛跡の太さや長さ、角度情報を解析することで粒子の核種同定やエネルギー測定も行うことが可能となる。

現在のエマルジョンによる  $S = -2$  の系のハイパー核探索にはハイブリッド・エマルジョン法という方法が用いられる。エマルジョンによる飛跡検出に加えて、エマルジョン前段の標的での  $p(K^-, K^+)\Xi$  反応に対して生成された  $\Xi$  粒子の位置によるタグづけも同時に行う手法を指す。この手法による  $S = -2$  の系のハイパー核の報告例として、KEK E373 実験において長良イベント [12] と呼ばれる事象が発見された。事象内の軌跡から  ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$  の存在が認められ、 $\Lambda$ - $\Lambda$  間に  $1.01 \pm 0.20_{-0.11}^{+0.18}$  MeV の弱い引力が働くことがわかった。また J-PARC E07 実験における美濃イベント [13] より  ${}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$  のダブル  $\Lambda$  ハイパー核が発見された。これらダブル  $\Lambda$  ハイパー核の軌跡を図 4 に示す。続いて Ⅲ ハイパー核の探索についても行われており、同 E07 実験の解析により IRRAWADDY イベント [14] が発見され、 $\Xi$  と  ${}^{14}\text{N}$  の束縛状態 ( $B_{\Xi^-} = 6.27 \pm 0.27\text{MeV}$ ) が確認された (図 5)。E07 実験のデータは未だ解析途中であり、特に全面スキャン法の適用による新たな事象の発見が待たれている [15]。

### ■カウンター実験

上記のようにエマルジョン実験は  $S = -2$  の系のハイパー核探索の強力な手法であるものの、崩壊事象を一意に同定する難しさもあり未だに統計量は限られている。そこで別の手法として  $(K^-, K^+)$  反応を用いたカウンター実験が挙げられる。カウンター実験では標的原子核中の陽子を

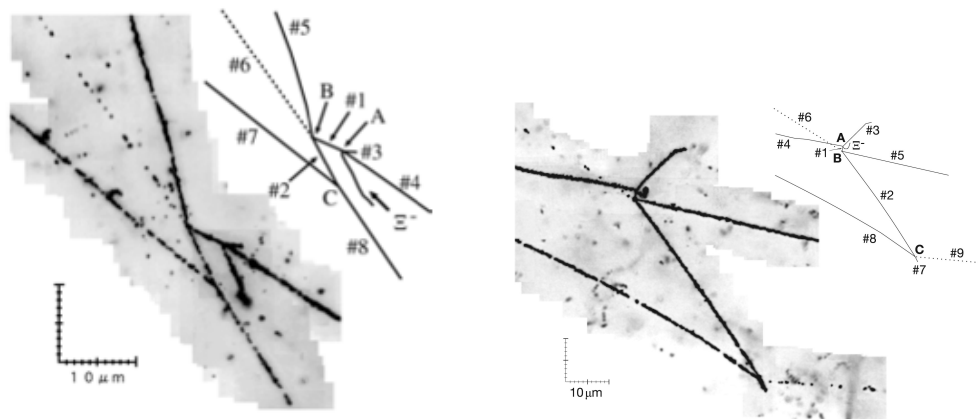


図 4: エマルジョン実験により観測されたダブル  $\Lambda$  ハイパー核の飛跡。  
 左:NAGARA 事象では、A で  $\Xi$  の吸収が起こり、#1 の軌跡が  ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$  であると一意に同定された。  
 右:MINO 事象では#1 の軌跡が  ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 、 ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 、 ${}^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$  のいずれかである。

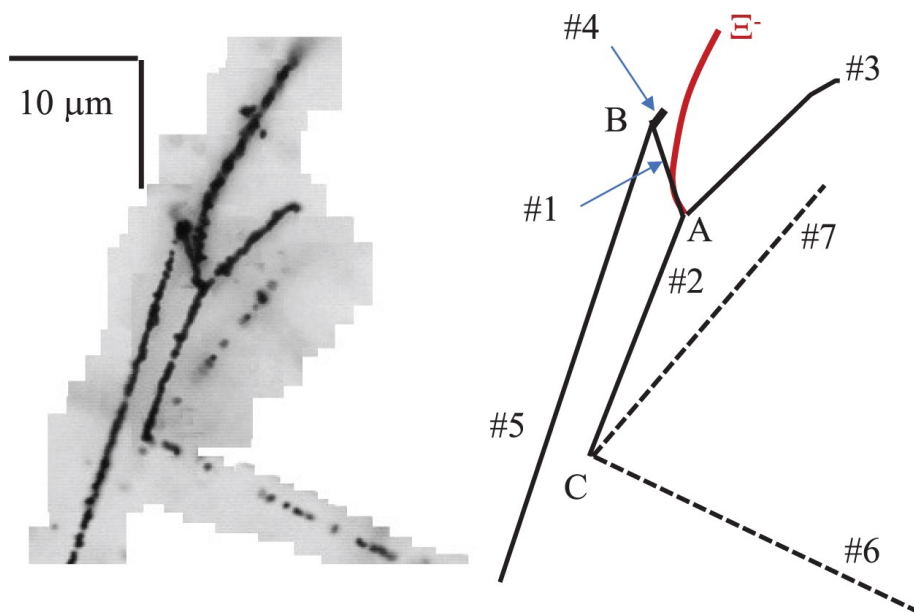


図 5:  $\Xi$  と  ${}^{14}\text{N}$  の束縛状態が確認された IRRAWADY 事象 [14]。A で  $\Xi$  の吸収が起こり、#1 の軌跡が  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 、#2 の軌跡が  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 、#3 の軌跡が  ${}^4\text{He}$ 、であると一意に同定された。

( $K^-$ ,  $K^+$ ) 反応により  $\Xi$  に置き換えることで  $\Xi$  ハイパー核を生成する。その際、入射  $K^-$  中間子と散乱  $K^+$  中間子の運動量を精密に測定することで欠損質量法から生成時の  $\Xi$  ハイパー核の持つエネルギーを測定することができる。実験で得られる欠損質量分布を、反応・構造の理論計算と比較することにより、複雑な  $\Xi\text{N}$  相互作用へのアプローチが可能となる。

KEK-PS E224 実験 [16]、BNL-E885 実験 [17] はこの手法を用いて行われた実験である。標的にはそれぞれ KEK-PS E224 実験ではシンチレーションファイバー、BNL-E885 実験ではダイヤ

モンド標的が用いられている。これらの実験で得られた欠損質量スペクトルを図6に示す。

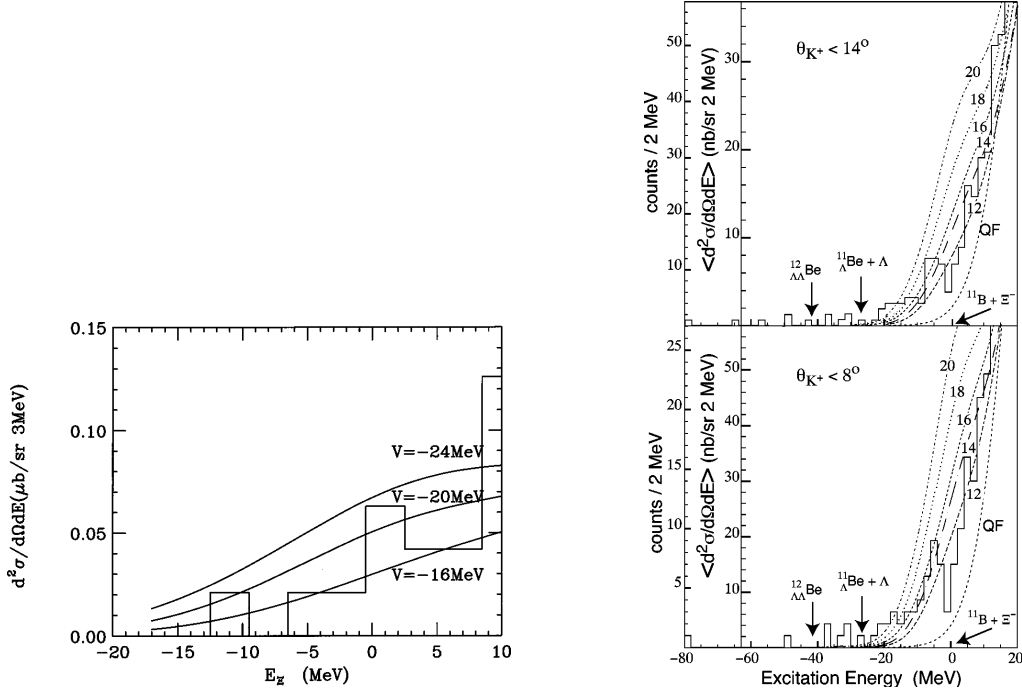


図6: カウンター実験により得られた生成微分断面積の  $\Xi$  の束縛エネルギー ( $B_\Xi$ ) 依存性 (左:KEK-PS E224[16]、右:BNL-AGS E855[17])。

DWIA 計算により予想されるハイパー核生成事象及び準自由過程の構造と得られた実験結果とを比較することで、 $\Xi$  と原子核の相互作用の Woods-Saxon 型ポテンシャルの実部の深さを推定できる。これにより KEK-E224 実験の結果から  $V_0^\Xi < 20$  MeV、BNL-E885 実験の結果から  $V_0^\Xi \simeq 14$  MeV と見積られた。

これらの情報に加え、いずれの実験においても  $\Xi$  の束縛領域にイベントが見られることから  $\Xi$  ハイパー核の存在が示唆される結果となった。BNL-E885 実験では、入射  $K^-$  中間子の運動量が  $1.8$  GeV/c の場合の  $\Xi$  ハイパー核生成断面積が見積もられ、散乱  $K^+$  中間子の角度平均をとった値として、 $42 \pm 5$  nb/sr ( $\theta_{K^+} < 8^\circ$ )、 $89 \pm 14$  nb/sr ( $\theta_{K^+} < 14^\circ$ ) となった。ただし BNL-E885 実験で束縛領域の事象が 50 前後と統計量が不足している。またエネルギー分解能も KEK-PS E224 実験で 22 MeV(FWHM)、BNL-E885 実験で 14 MeV(FWHM) と不十分であり、準自由散乱の束縛領域への漏れこみによる影響も大きい。結果として  $\Xi$  ハイパー核のピーク構造を観測するには至らなかった。

カウンター実験に要請されるエネルギー分解能は、予想されるピーク構造を十分弁別できるか否かで決まる。これまでの実験データからさまざまな理論模型が構築されているものの、 $S = -2$  の系の実験データの乏しさから理論模型に大きな不定性がある。ピークの位置は  $\Xi$  のポテンシャルの深さに依存し、ピークの幅は  $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$  相互作用の強さに依存しているが、予想されるポテン

シャルの深さや相互作用などは模型によって様々であり、予想されるエネルギースペクトルも模型に大きく左右される。図7は  $^{12}\text{C}(\text{K}^-, \text{K}^+)^{12}_{\Xi}\text{Be}$  反応について、複数の YN 相互作用模型を仮定した場合の殻模型計算の結果、予想されたエネルギースペクトルを示す。

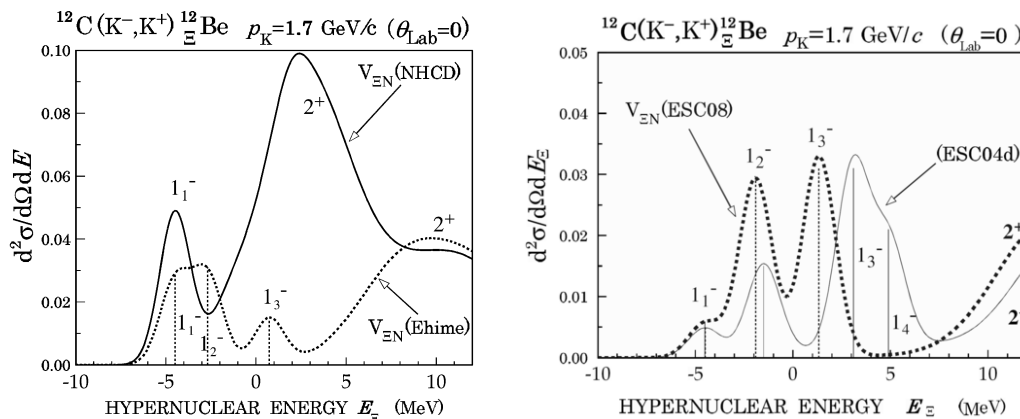


図7: 予想された $\Xi$ ハイパー核のエネルギースペクトラム。それぞれ左図が NHC-D、Ehime、右図が ESC04d、ESC08a という相互作用模型を用いた。[18]

図7において最もピークの間隔が狭い ESC08a という理論模型を仮定し、実験によるエネルギー分解能 (14 MeV、2 MeV) を考慮して予想された $\Xi$ ハイパー核のエネルギースペクトラムを図8に示す。この結果から、BNL E885 実験の分解能 (14 MeV) では弁別不可能なピーク構造であるが 2 MeV のエネルギー分解能があれば弁別可能であると見積もることができる。

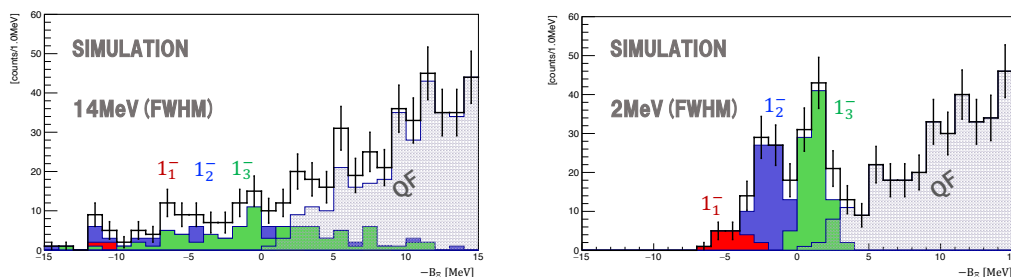


図8: 理論模型 ESC08a から予想されるエネルギー準位と断面積により構成した $\Xi$ ハイパー核のエネルギースペクトラム。自然幅は考慮せず、左右のスペクトラムはそれぞれ 14、2 MeV (FWHM) の実験分解能を仮定している。灰色の領域は  $p(\text{K}^-, \text{K}^+)\Xi$  による準自由過程 (QF) を表す。



### 1.3 本研究の目的

カウンター実験において ( $K^-$ ,  $K^+$ ) の事象同定には入射粒子及び散乱粒子の識別が不可欠である。特に散乱粒子の識別は非常に重要であり、 $\pi^+$  中間子や陽子などの背景事象は  $K^+$  中間子の 300 倍以上検出される。2023 年 6 月に行われたコミッショニングランの結果から、3 k/spill を超えるトリガーレートでデータ収集効率が大幅に低下することが判明した。これを超えるトリガーレートが予想される場合、トリガー段階で背景事象を除去する必要がある。また背景事象が  $K^+$  中間子と誤認された場合、欠損質量スペクトル上の  $\Xi$  束縛領域に漏れこみピーク構造の観測に大きな悪影響を及ぼす。しかし背景事象がエネルギースペクトラムに与える影響がどの程度であり、背景事象の残存率をどれほど下げる必要があるのかは明らかではない。

そこで本研究では J-PARC における  $\Xi$  ハイパー核高分解能分光測定の実現に向け、散乱粒子の識別について以下を行う:

- S-2S における散乱  $K$  中間子識別手法の開発
- トリガー要求レートの予測と分光実験の実現可能性の評価
- $\Xi$  ハイパー核のピーク構造弁別に背景事象の残存率が与える影響を評価

散乱  $K^+$  中間子を再構成質量および閾値型チェレンコフ検出器を用いて識別する手法を開発し、各手法の識別性能をコミッショニングランのデータから、 $K^+$  中間子及び  $\pi^+$  中間子、陽子の残存率として評価する。それに加え、物理データ取得時のトリガーレートをチェレンコフ検出器をトリガーに導入する場合・しない場合で予測することでトリガーレートの面から  $\Xi$  ハイパー核分光実験が実現可能かを評価する。さらに背景事象の残存率が  $\Xi$  ハイパー核のエネルギースペクトラム上に与える影響をシミュレーションにより予測した上で、本識別手法による分光実験の実現可能性を評価する。

## 第 2 章 J-PARC E70 実験

本章では現在 J-PARC で準備が進められている E70 実験について説明する。E70 実験では  $^{12}\text{C}(\text{K}^-, \text{K}^+)\frac{1}{2}\text{Be}$  反応を用いた  $\Xi$  ハイパー核の精密分光を行う予定であり、これにより  $\Xi$  ハイパー核のエネルギーピーク構造がこれまでにない精度で観測されることが期待される。

### 2.1 物理的動機と期待される物理結果

前章で述べたように、 $^{12}\text{C}(\text{K}^-, \text{K}^+)\frac{1}{2}\text{Be}$  反応による  $\Xi$  ハイパー核探索において、理論模型 ESC08a を仮定した場合、ピーク構造を弁別するにはエネルギー分解能 2 MeV 以下の精度が要求される。それに加え統計誤差を抑えるため十分な統計量は必要不可欠である。E70 実験では大強度 K 中間子ビームが利用可能な J-PARC ハドロン実験施設において、高い運動量分解能を持つ K1.8 ビームラインスペクトロメータ、および  $S = -2$  系ハイパー核探索のために新設された S-2S スペクトロメータを用いる。これに加え有感標的を用いてエネルギーストラグリングによる影響を抑えることで、要求されるエネルギー分解能 2 MeV を達成できることが期待される。

次節以降で詳細に示すセットアップでの 20 日間の物理データ取得により、 $\Xi$  の束縛領域 100 イベントの統計量を目指す。求められた束縛領域のピークの位置や幅により、 $\Xi$  の原子核中でのポテンシャルや崩壊幅が高い精度で決定されることが期待できる。

### 2.2 J-PARC とハドロン実験施設

#### 2.2.1 J-PARC

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設である (図 9)。

イオン源で発生させた負水素イオンは線型加速器 (LINAC) で 400 MeV に至るまで加速されたのち、荷電交換フォイルにより電子を 2 個剥ぎ取られ陽子ビームに変換される。その後 RCS (3 GeV シンクロトロン)、MR (メインリング) の順に入射され 30 GeV まで加速される。加速された陽子ビームはスピルと呼ばれる 5.2 秒周期の時間構造を持っており、約 2 秒かけてハドロン実験施設へと取り出される。

ハドロン実験施設内部の概念図を図 10 に示す。MR から取り出した陽子ビームは金 (Au) 標的 (T1 target) に照射され、 $\pi$  中間子や K 中間子など様々な二次粒子が生成される。二次粒子はビームライン上の電磁石からなる磁気光学系に加え静電セパレータ (ESS1、ESS2) や質量スリット (MS1、MS2) を通過し、K1.8 ビームスペクトロメータに輸送される。静電セパレータはビーム粒子に高い電場を印加して粒子の質量ごとに軌道を曲げる役割を持ち、後段の質量スリットはその開き方によって目的の粒子のみを取り出すことを可能にしている。これらを経て、運動量 1.8 GeV/c において K/ $\pi$  比 0.8 の高純度かつ  $10^6$ /spill を超える世界最高強度の K 中間子ビームを利用することができる [21]。

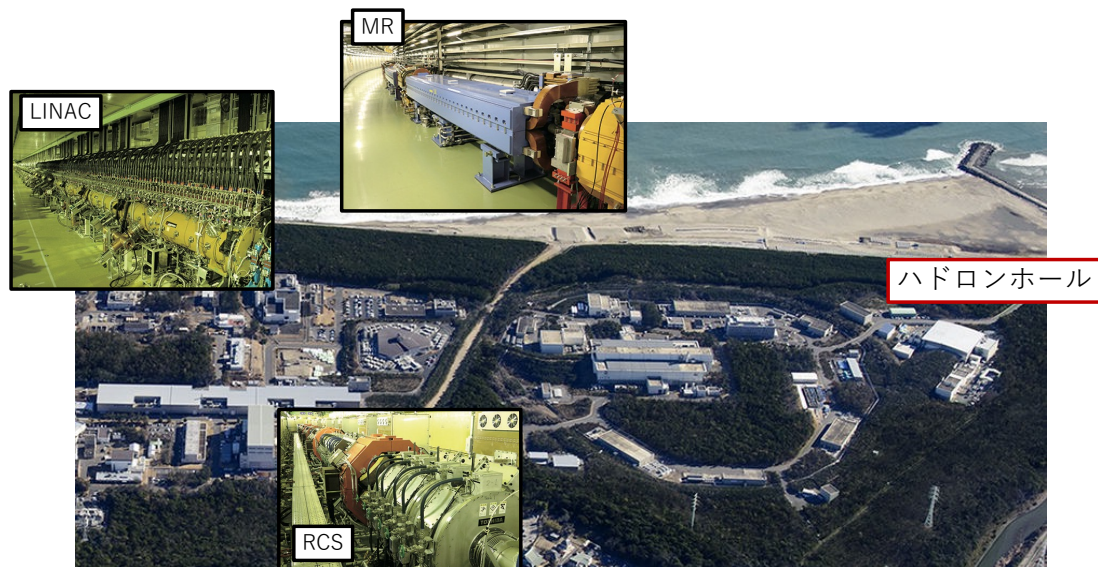


図 9: J-PARC 鳥瞰図。(画像提供:J-PARC センター [19])

### 2.2.2 K1.8 ビームライン

K1.8 ビームスペクトロメータ、及び S-2S スペクトロメータの概念図を図 11 に示す。

K1.8 ビームスペクトロメータは QQDQQ (収束電磁石 4 台、偏光電磁石 1 台) で構成される。入射  $K^-$  中間子の運動量測定は光学系の持つ輸送行列を用いた解析手法が用いられており、運動量分解能は設計値で  $\Delta p/p = 5 \times 10^{-4}$  (FWHM) とされる。トリガー検出器としてトリガータイミングの決定や飛行時間測定による粒子識別の役割を担う 2 台のシンチレーションカウンター (上流に BH1、下流に BH2) がスペクトロメータを挟むようにして設置されており、ターゲット直前にはビーム粒子識別用のエアロゲルチェレンコフ検出器 (BAC) が設置されている。位置検出器として上流にはファイバトラック (BFT)、下流には 2 台のドリフトチェンバー (BC3、BC4) が設置されている。これらの性能をまとめて表 1 に示す。

表 1: J-PARC K1.8 ビームライン検出器の性能。

検出器	構成	有感領域 (mm)	読み出し	PMT(MPPC) 型番
BFT	xx'	$160^x \times 80^y$	MPPC $\times 160 \times 2$	S10362-11-100P
BC3	xx'vv'uu'	$192^x \times 100^y$	ASD card (12 枚、全 384 ch)	
BC4	uu'vv'xx'	$192^x \times 100^y$	ASD card (12 枚、全 384 ch)	
BH1	11 セグメント	$170^x \times 66^y \times 5^z$	PMT $\times 11 \times 2$	HPK H6524MOD
BH2	8 セグメント	$118^x \times 60^y \times 5^z$	PMT $\times 8 \times 2$	HPK H9880U-101MOD
BAC	シリカエアロゲル (n = 1.03)	$170^x \times 70^y \times 46^z$	PMT $\times 2$	HPK H6614-70UV

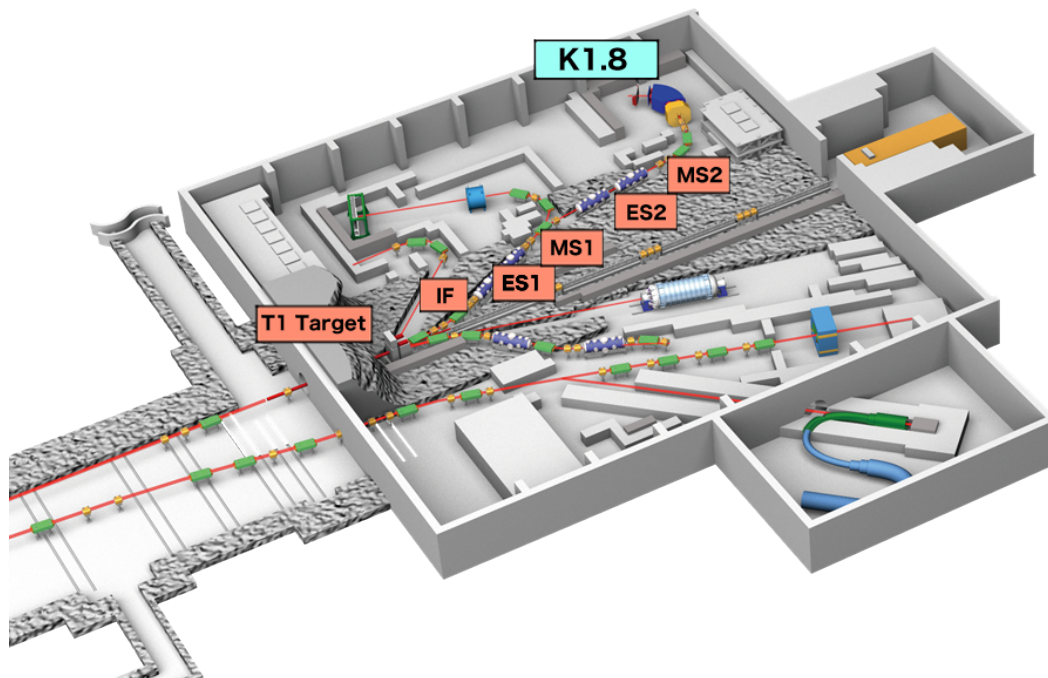


図 10: J-PARC ハドロン実験施設及び K1.8 ビームライン全体図 [20]。

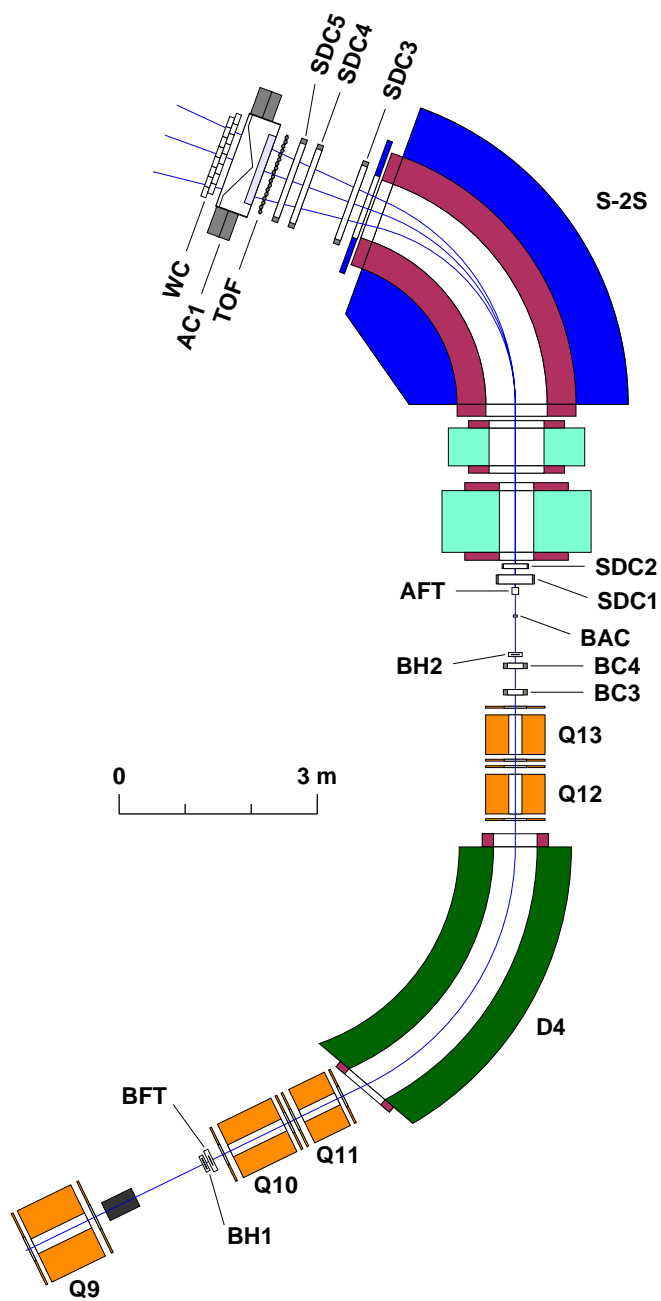


図 11: J-PARC K1.8 ビームスペクトロメータ・S-2S スペクトロメータの概略図。

## 2.3 S-2S 磁気分光器

入射  $K^-$  中間子は炭素標的 (AFT) に照射され、標的中の  $(K^-, K^+)$  反応により  $\Xi$  ハイパー核を生成する。 $\Xi$  ハイパー核の欠損質量  $M_{\text{mis}}$  及び  $\Xi$  の束縛エネルギー  $B_{\Xi}$  は以下のように表される:

$$M_{\text{mis}} = \sqrt{(E_{K^-} + M_T - E_{K^+})^2 - p_{K^-}^2 - p_{K^+}^2 + 2p_{K^-} p_{K^+} \cos\theta} \quad (1)$$

$$B_{\Xi} = M_{\text{core}} + M_{\Xi} - M_{\text{mis}} \quad (2)$$

ここで入射  $K^-$  中間子のエネルギー、運動量を  $E_{K^-}$ 、 $p_{K^-}$ 、散乱  $K^+$  中間子のエネルギー、運動量を  $E_{K^+}$ 、 $p_{K^+}$ 、実験室系での散乱角を  $\theta$ 、標的核の質量を  $M_T$ 、 $\Xi$  の静止質量を  $M_{\Xi}$ 、コア核 ( $^{11}\text{B}$ ) の静止質量を  $M_{\text{core}}$  とした。入射  $K^-$  中間子の運動量は K1.8 ビームラインスペクトロメータで測定される一方、散乱粒子は本節で扱う S-2S で検出され、運動量測定や粒子識別が行われる。

### 2.3.1 有感標的 (AFT)

本実験の素過程である  $(K^-, K^+)$  反応は入射  $K^-$  中間子の運動量が 1.8 GeV/c の場合で断面積 35  $\mu\text{b}/\text{sr}$  と小さい上に、運動量移行が 500 keV と大きい。そのためハイパー核の生成微分断面積はさらに制限され数 10 nb/sr 程度となる。収量を確保するにはそれ相応の厚さを持つ標的を用意する必要があるものの、厚い標的の場合は標的内のエネルギー損失が大きくなり、それに伴いエネルギー損失のふらつきも増加することが懸念される。

このふらつきをエネルギーストラグリング ( $E_{\text{strag}}$ ) と呼び、これと式 (1) の偏微分により欠損質量分解能は以下のようにかける:

$$\Delta M_{\text{mis}}^2 = \left(\frac{\partial M_{\text{mis}}}{\partial p_{K^-}}\right)^2 \Delta p_{K^-}^2 + \left(\frac{\partial M_{\text{mis}}}{\partial p_{K^+}}\right)^2 \Delta p_{K^+}^2 + \left(\frac{\partial M_{\text{mis}}}{\partial \theta}\right)^2 \Delta \theta^2 + \Delta E_{\text{strag}}^2 \quad (3)$$

$$\Delta E_{\text{strag}}^2 = \left(\frac{\partial E_{\text{strag}}}{\partial p_{K^-}}\right)^2 \Delta p_{K^-}^2 (\text{strag.}) + \left(\frac{\partial E_{\text{strag}}}{\partial p_{K^+}}\right)^2 \Delta p_{K^+}^2 (\text{strag.}) \quad (4)$$

エネルギーストラグリングの影響は、運動量分解能と比較して無視できない (表 2)。そこで E70 実験で用いられる炭素標的として、アクティブファイバータラゲット (AFT (図 12)) が採用された。AFT はそれ自体がシンチレーション光を発する検出器でもあり、発光量から粒子の標的内のエネルギー損失を測定することができる。これにより E70 実験で用いる炭素標的は 9 g/c と十分な標的厚を持ちつつ、エネルギーストラグリングの影響を抑えることで目標となる 2 MeV のエネルギー分解能を達成することが可能となる [22]。E70 実験のパイロットランである E05 実験 [23] での結果も含めて、欠損質量分解能の各寄与を表 2 に示す。

AFT の概念図を図 13 に、構成を表 3 に示す。AFT は直径 3 mm のポリスチレン製シンチレーションファイバーを格子状に配置したものを 1 層として、それが 9 層重なった構造をしている。読み出しはファイバーの両端に貼り付けられた MPPC で行う。



表 2: ミッシングマスの分解能の各項の寄与。E05 での値と E70 での設計値を比較している。

	$\frac{\partial M_{mis}}{\partial p_{K^-}} \Delta p_{K^-}$	$\frac{\partial M_{mis}}{\partial p_{K^+}} \Delta p_{K^+}$	$\frac{\partial M_{mis}}{\partial \theta} \Delta \theta$	$\Delta E_{strag}$	total $\Delta M_{mis}^2$
E05	1.67 MeV	0.74 MeV	0.04 MeV	3.0 MeV	5.1 MeV
E70(w/o AFT)	1.67 MeV	0.74 MeV	0.04 MeV	2.4 MeV	3.0 MeV
E70(w/AFT)	1.67 MeV	0.74 MeV	0.04 MeV	0.9 MeV	2.0 MeV

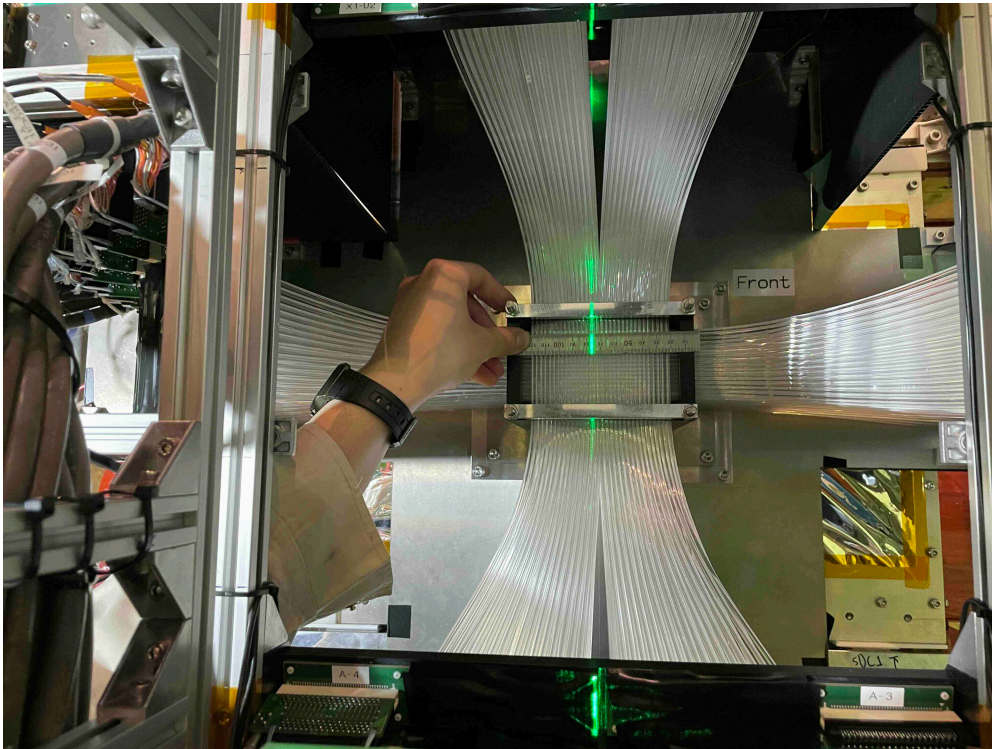


図 12: ビーム上流からみた AFT の写真。AFT が設置されているフレームには昇降機能がついている。標的を使用しない (ビームスルー) 場合、或いは厚みの異なる標的に取り替えて校正データを取得する場合には、AFT をビームラインから退避することができる。

表 3: AFT の構成。

ファイバー構成	$xx'(32 \times 2 \text{ fibers}) yy'(16 \times 2 \text{ fibers}) \times 9 \text{ layers}$
媒質	BCF-10SC (ポリスチレン) $\phi$ 3mm ファイバー
有感領域 [mm]	$100^x \times 50^y \times 100^z$
読み出し	MPPC (S13360-3075PE)
標的厚	9 g/cm <sup>2</sup>

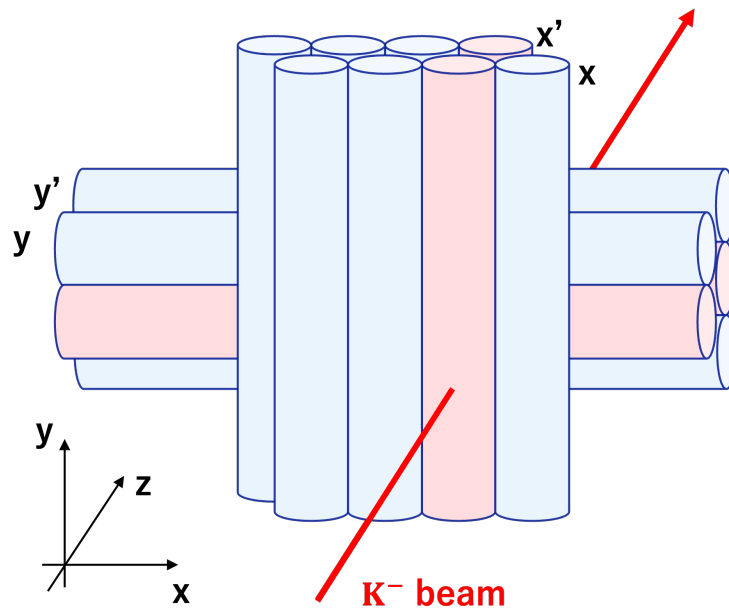


図 13: AFT の概念図。入射粒子及び散乱粒子のファイバー内でのエネルギー損失は、ファイバーの発するシンチレーション光という形で測定される。

### 2.3.2 S-2S 電磁石

S-2S (Strangeness  $-2$  Spectrometer) 電磁石は  $S = -2$  系の分光実験用に K1.8 エリアに新設された常伝導磁石系であり、収束電磁石 2 台 (Q1、Q2(図 14)) と偏向電磁石 1 台 (D(図 15)) で構成される。S-2S の性能をまとめて表 4 に示す。また、S-2S と J-PARC E05 実験で用いられた SKS 電磁石の設計値の比較を表 5 に示す。S-2S の角度アクセプタンスは 55 msr と SKS 電磁石 (アクセプタンス 110 msr) と比較すると狭くなっているものの、運動量分解能は  $\Delta p/p = 6 \times 10^{-4}$  (FWHM) と大幅な向上が見込まれている。

S-2S 前後には次節で紹介する位置検出器が設置されており、その位置情報をルンゲ・クッタ法により繋げることで S-2S 内の飛跡を構成する。これにより散乱粒子の運動量測定が可能となる。ルンゲ・クッタ法を用いる手法のほか、機械学習を取り入れる手法の開発 [24] も進められており、さらなる運動量分解能の向上が期待される。

また、大気中を飛行する粒子は大気に含まれる分子と多重散乱を起し運動量分解能を悪化させるため、散乱粒子が通過する S-2S 内部はできる限り放射長を長くして多重散乱の効果を減らすべきである。そのため  $^4\text{He}$  が封入された袋 (ヘリウムバッグ) が S-2S 内部に挿入されている (図 16)。



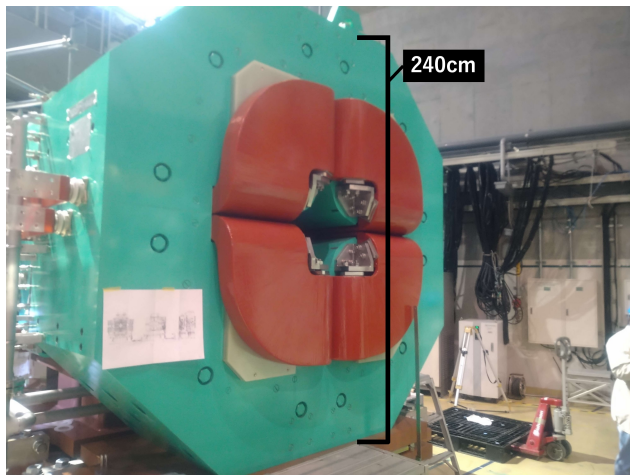


図 14: インストール直後の Q1(左)、インストール中の Q2(右) 電磁石の写真。

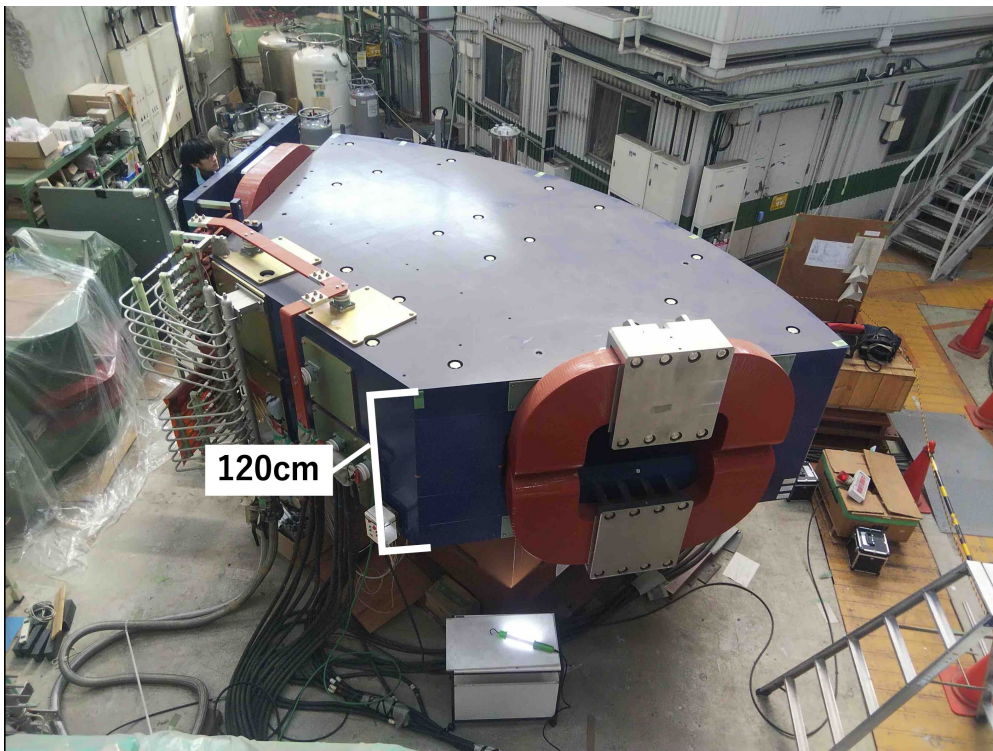


図 15: K1.8 エリアにインストールする前の D 電磁石の写真。

表 4: S-2S 電磁石の性能。

Q1 電磁石の性能	
y 収束 (縦方向)	
最大磁場勾配	9.06 T/m
コイル巻き数	82 turns/coil
磁極長	880 mm
定格	2500 A-145 V
重量	37 ton
Q2 電磁石の性能	
x 収束 (横方向)	
最大磁場勾配	4.91 T/m
コイル巻き数	32 turns/coil
磁極長	540 mm
定格	2500 A-64 V
重量	12 ton
D 電磁石の性能	
偏向角	70 deg
中心軌道半径	3000 mm
最大磁場	1.51 T
コイル巻き数	84 turns/coil
磁極長 (中心)	3665 mm
定格	2500 A-200 V
重量	86 ton

表 5: SKS と S-2S の性能比較。

電磁石の性能	S-2S	SKS
構成	QQD	D
アクセプタンス [msr]	55	110
運動量分解能 [ $\Delta p/p$ (FWHM)]	$6 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^{-3}$
ミッシングマス分解能 [MeV (FWHM)]	$\leq 2$	6
D 磁石偏向角 [deg]	70	56.7



図 16: S-2S の D 電磁石内部の粒子軌道に設置する  $^4\text{He}$  を封入する袋 (ヘリウムバッグ) の写真。同様のヘリウムバッグを Q1、Q2 内部にも設置した。粒子通過面は  $16\mu\text{m}$  厚のマイラー製フィルムが用いられている。

### 2.3.3 粒子検出器

#### ■ドリフトチェンバー

S-2S 前後の位置情報検出のため、S-2S 前方に 2 台 (SDC1、SDC2)、S-2S 後方に 3 台 (SDC3、SDC4、SDC5) のドリフトチェンバーが設置されている。ドリフトチェンバーはガスが充填された箱の内部に高電圧が印加されたワイヤーが多数張られた構造をしており、基本的には検出器内に電場を与えるポテンシャルワイヤと、電子の信号を読み出すセンスワイヤで構成される。

ドリフトチェンバーの模式図を図 17 に示す。荷電粒子がドリフトチェンバーを通り抜ける際、ガス中の分子が電離し電子と陽イオンが生じる。発生した電子はワイヤの作る電場によりセンスワイヤへ、陽イオンはポテンシャルワイヤへとドリフトする。ドリフトしてきた電子はセンスワイヤ近傍の強い電場によりガス増幅を起こし、大きな電気信号を発生させる。電子がセンスワイヤへ到達するまでの時間をドリフト時間と呼び、これを測定してワイヤまでの距離に変換することで粒子の飛跡の位置を  $300\text{--}400\ \mu\text{m}$  といった高い精度で測定することができる [25]。

今回の実験で用いるドリフトチェンバーの性能を表 6 に示す。ワイヤは面を成すように配置されており、表中に示した u,v 面のワイヤは x 面のワイヤに対し  $\pm 15\text{deg}$  傾けて張られている。

SDC1,3-5 はポテンシャルワイヤがセンスワイヤを六角形に囲むように配置されたハニカム構造

を持ち、SDC2 はポテンシャルワイヤとセンスワイヤが交互に張られた構造を持つ。

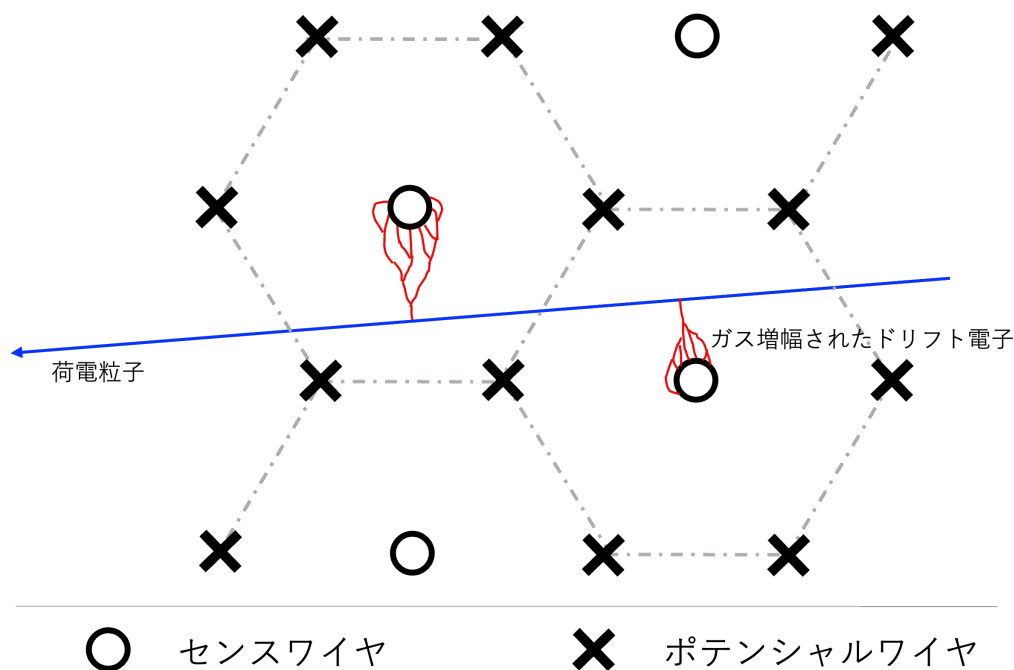


図 17: ドリフトチェンバーの模式図。SDC1,3-5 のワイヤは図のようなハニカム構造を持つ。

表 6: ドリフトチェンバーの性能。

検出器	構成	有感領域 (mm)	読み出し	ガス
SDC1	uu'xx'vv'	$394^x \times 264^y$	ASD card (12 枚、全 384 ch)	Ar + iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> + methylal (0.76:0.20:0.04)
SDC2	vv'uu'	$160^x \times 300^y$	ASD card (8 枚、全 176 ch)	Ar + iso-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> + methylal (0.76:0.20:0.04)
SDC3	xx'yy'	$1170^x \times 1170^y$	ASD card (16 枚、全 512 ch)	Ar + C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (1:1)
SDC4	yy'xx'	$1170^x \times 1170^y$	ASD card (16 枚、全 512 ch)	Ar + C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (1:1)
SDC5	yy'xx'	$1170^x \times 942^y$	ASD card (14 枚、全 448 ch)	Ar + C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (1:1)

### ■ TOF 検出器

SDC5 後方に BH2 と合わせて飛行時間 (time of flight) を測定する役割を担うシンチレーションカウンタである TOF(図 18) が設置されている。TOF は  $1192^x \times 600^y$  mm<sup>2</sup> の有効面積を持つ 19 セグメントに分かれたプラスチックシンチレータで、読み出しは上下に設置された光電子増倍管 (PMT) で行う。最も低運動量側に設置されたセグメント 19 番を除き隣のセグメントとの間に 4 mm のオーバーラップが存在するよう、横並び一列で設置されている。TOF の性能を表 7 に示す。



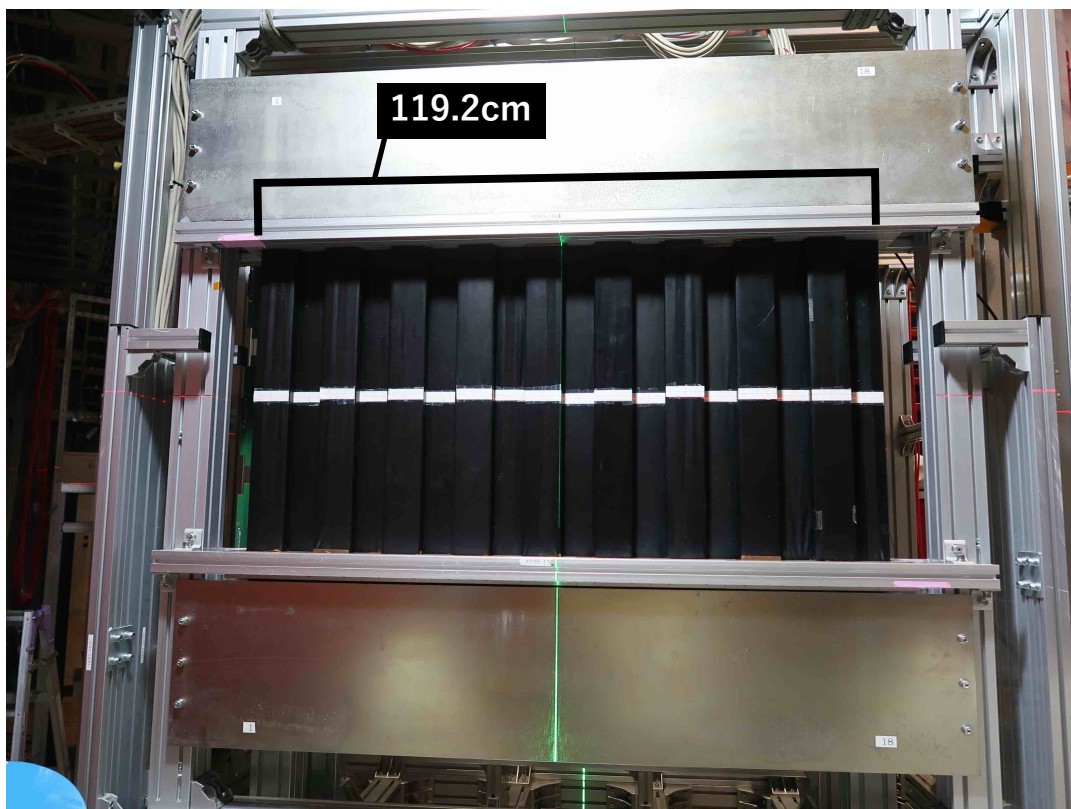


図 18: 19 番以外のセグメントがインストールされた直後の TOF の写真。  
散乱粒子の下流面から撮影している。

表 7: TOF の性能。

TOF の性能	
シンチレータ	BC410
有感領域	$1192^x \times 600^y$
読み出し	PMT $\times 2 \times 19$
PMT 型番	浜松ホトニクス製 H1949

#### ■エアロゲルチェレンコフ検出器

TOF 後方には  $\pi$  中間子の事象を抑制するために、屈折率  $n = 1.05\text{--}1.06$  のエアロゲルチェレンコフ検出器 (AC) が設置されている (図 19)。AC 内部には  $113\text{ mm} \times 113\text{ mm} \times 10\text{ mm}$  のエアロゲルが約 1000 枚積まれている (図 20)。荷電粒子がエアロゲルを通過した際に発生したチェレンコフ光は AC 内部のミラーで反射され、左右 9 台ずつ計 18 台設置された PMT で検出される。チェレンコフ光の発光量は荷電粒子の速度 ( $v = \beta c$ ) に依存する。そこで発光量に適切な閾値を設けることで速度の大きい  $\pi^+$  中間子のみを大幅に除去することが可能である。

表 8 に AC の詳しい性能を示す。エアロゲルの屈折率は個体によるばらつきがあるが、表 9 に示す屈折率の測定値からおおよそ  $n = 1.05\text{--}1.06$  の範囲に収まる。

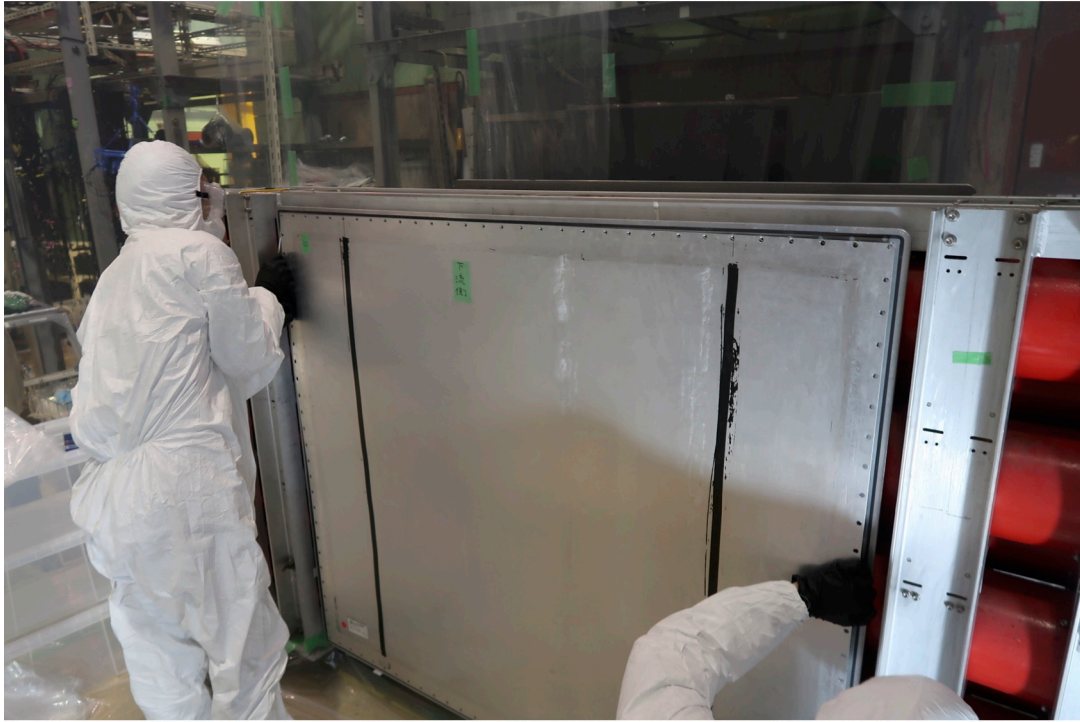


図 19: インストール前の AC の下流側からの写真。

表 8: AC の性能。

AC の性能	
媒質	シリカエアロゲル ( $n = 1.05\text{--}1.06$ )
有感領域	$1450^x \times 995^y$
読み出し	PMT $\times 18$
PMT 型番	浜松ホトニクス製 R1584

表 9: AC に用いられているエアロゲルについての調査結果。(千葉大学)

屈折率 @405 nm	透過長 [mm] @400 nm	密度 [g/cm <sup>3</sup> ]
1.0537	14.4	0.179
1.0543	14.5	0.180
1.0538	15.3	0.180
1.0572	14.3	0.187



図 20: AC 内部の写真。約 1000 枚のエアロゲルが積層されている。

## ■水チェレンコフ検出器

陽子事象をトリガー段階で抑えることを目的として、ACのさらに後方に水チェレンコフ検出器(WC)が設置されている(図21)。 $230^x \times 730^y \times 180^z$  mm<sup>3</sup>の亚克力製の水槽が横並び6台×2列の構成で計12台設置されており、各水槽の上下に設置されたPMTで読み出している[26]。WCの性能を表10に示す。

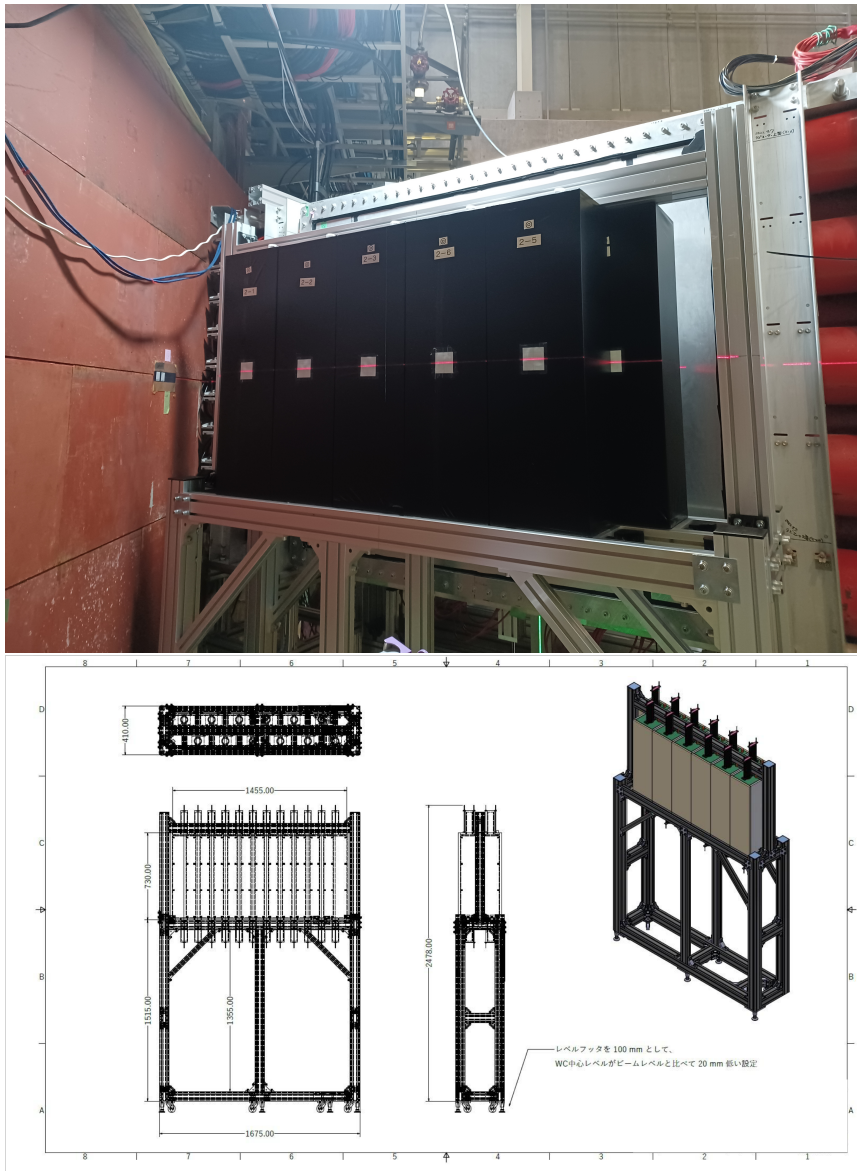


図 21: WC の写真。上は水槽をインストールした直後の写真で PMT は未設置である。



表 10: WC の性能。

WC の性能	
溶媒	純水 ( $n = 1.33$ )
有感領域	$1495^x \times 730^y$
読み出し	PMT $\times 2 \times 12$
PMT 型番	浜松ホトニクス製 H11284-100UV

## 2.4 S-2S における K 中間子の識別方法

E70 実験の散乱粒子には信号として検出するべき  $K^+$  中間子以外にもさまざまな背景事象が含まれる。特に  $K^+$  中間子と同じ電荷を持つ  $\pi^+$  中間子や陽子は、同じ運動量であれば S-2S 内で  $K^+$  中間子と同じ軌道を描き得るため散乱側のトリガー検出器に誤って信号として検出されやすい。

5.1 節での 2023 年 6 月のコミッションングランで得られたデータ解析により、本実験においてバックグラウンドとなる  $\pi^+$  中間子は  $K^+$  中間子の約 50 倍、陽子は約 300 倍検出されることが判明した。これを踏まえた 5 章のシミュレーションによれば、三ハイパー核のエネルギーピーク弁別には背景事象の残存率を  $10^{-4}$  以下に抑える必要である。オフライン解析ではこれらの背景事象を、質量再構成 (2.4.1 節)、及びチェレンコフ検出器 (2.4.2 節) を用いて除去する。

また、オンライントリガー段階では、データ収集効率の面から目標となるトリガー要求レートは 3 k/spill 以下である事が判明した。これに対しチェレンコフ検出器が設計値通りのパフォーマンスを発揮すれば、データ収集効率に悪影響を与えないトリガーレートでの運用が可能であると期待されている。

### 2.4.1 散乱粒子の質量再構成による K 中間子識別

S-2S を通過する粒子の運動量と飛行距離は、ドリフトチェンバーの位置情報からトラッキングにより求められる。軌道は粒子の質量によらず運動量のみ依存するため、それだけでは粒子の種類を識別することはできない。そこで、質量ごとに速度 ( $v = \beta c$ ) が異なることを利用する粒子識別を行う。ホドスコープ間の時間差 ( $T_{S2S}$ ) を測定することで運動量 ( $P_{S2S}$ ) と飛行距離 ( $L_{S2S}$ ) と合わせて以下の式で質量を再構成することができる:

$$m^2(T_{S2S}, P_{S2S}, L_{S2S}) = P_{S2S}^2 \left( \frac{1}{\beta^2} - 1 \right) = P_{S2S}^2 \left( \left( \frac{T_{S2S} \times c}{L_{S2S}} \right)^2 - 1 \right) \quad (5)$$

散乱粒子の再構成質量は、その粒子の持つ質量の位置にピークを持つ値として得られる。そのため  $K^+$  中間子の質量 ( $m_K^2 = 0.244(\text{GeV}/c^2)^2$ ) 付近の事象を選択することで  $K^+$  中間子を識別することが可能である。

再構成質量のピークの幅は検出器の分解能により決定される。各要素を測定する検出器の分解能

が幅に与える影響、及び粒子識別に要請される分解能を含めて3章で議論する。

#### 2.4.2 閾値型チェレンコフ検出器を用いたK中間子識別

荷電粒子が媒質中を通過する際、媒質中の光速を超えるとその飛跡に対しチェレンコフ角  $\theta_c = \cos^{-1}(\frac{1}{n\beta})$  の方向に光を放射する。これをチェレンコフ放射と呼ぶ(図22)。

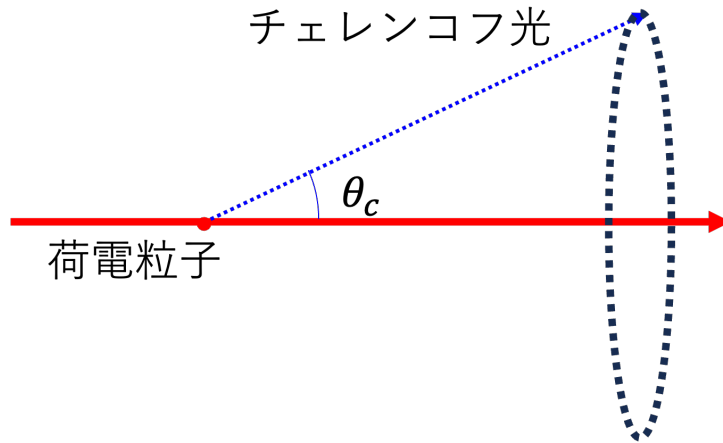


図 22: チェレンコフ放射の模式図。

放射が起こる条件はその媒質の屈折率を  $n$  として以下のように表される:

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (6)$$

信号として検出すべき粒子と排除すべき粒子の  $\beta$  がチェレンコフ放射を起こす値以上・以下であれば粒子識別は容易である。そのため設計段階では輻射体の屈折率を適切に選択することが望ましい。しかしそうでなくとも発光量の違いから識別することが可能である。電荷  $e$  を持つ粒子のチェレンコフ放射のエネルギー損失は古典電磁気学を用いた計算により以下のように表される:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{\alpha\hbar}{c} \int \omega d\omega \sin^2\theta_c \quad (7)$$

ここで  $L$  は物質の厚み、 $\omega$  はチェレンコフ光の角周波数である。これを光子数になおすと、

$$N = 2\pi\alpha L \sin^2\theta_c \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (8)$$

となる。ここで  $\lambda_{max}$ 、 $\lambda_{min}$  はそれぞれ光電子増倍管の検出範囲の最長、最短波長である。上式より光子数はチェレンコフ角  $\theta_c$  により異なり、すなわち粒子の  $\beta$  に依存する。そのため各チェレンコフ検出器の波高情報に対し、適切な閾値を設けることで粒子を識別することが可能となる。

図 23 は今回用いたチェレンコフ検出器 (AC、WC) の屈折率に対して、各粒子が持つ運動量ごとの発光閾値を示している。E70 実験の運動量領域 (1.2–1.6 GeV/c) において、WC では排除す

るべき陽子も信号として検出されるべき  $K^+$  中間子も同様に発光閾値を超える。また、AC では約  $1.5 \text{ GeV}/c$  以上の高い運動量を持つ  $K^+$  中間子がチェレンコフ放射の閾値を超える。両者とも適切な閾値を設けることにより、 $K^+$  中間子の残存率を高く保ちつつ背景事象を抑制することができる。

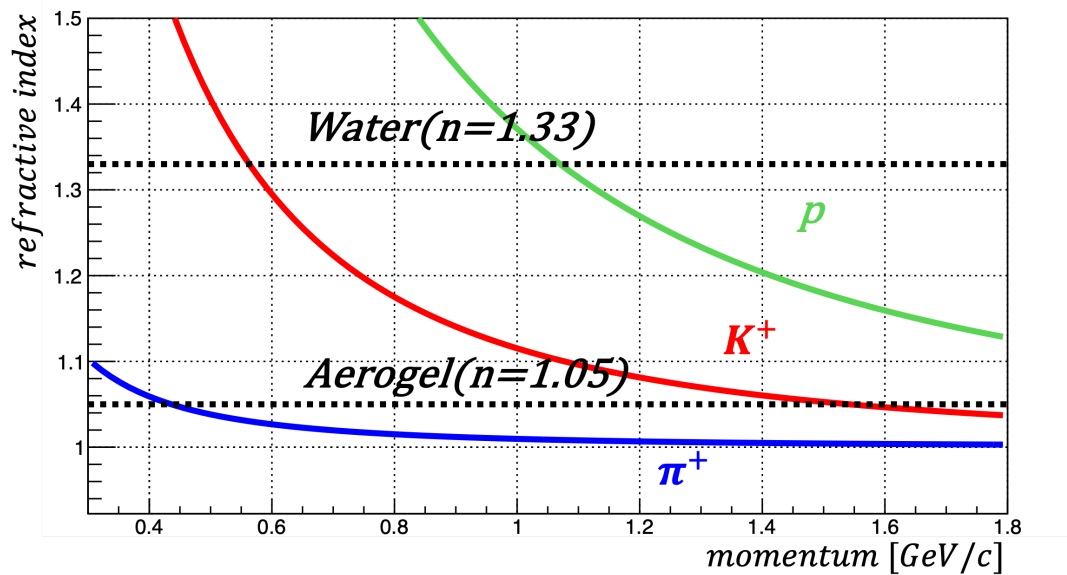


図 23: チェレンコフ光の発光閾値。実線は各粒子の  $1/\beta$  を表しており、点線で表された各検出器の発光閾値を下回った場合チェレンコフ放射が起こる。

## 第3章 識別粒子のシミュレーション

本研究で用いる散乱粒子識別手法の性能を Geant4 によるシミュレーションを用いて予測し、要求性能を満たすか否か確認した。本章ではそれについて説明する。

### 3.1 Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーション

Geant4(GEometry ANd Tracking) とは CERN によって開発されたモンテカルロ法を用いたシミュレーションのためのプラットフォームである [27]。Geant4 は物質中の粒子の飛跡や粒子の崩壊を表現することに特化しており、検出器の物理的性質や配置の反映、事象ごとの検出器応答の管理などの機能も兼ね備えている。これらの特徴は実験の再現を行う本研究のシミュレーションに適している。

本研究では散乱粒子の応答のみに注目し、標的以前での入射粒子や標的での反応は省略した。標的付近に適当な運動量・角度分布で散乱粒子を生成する。生成する粒子として信号として検出すべき  $K^+$  中間子と、主要なバックグラウンドを構成する  $\pi^+$  中間子、陽子を選択し、それぞれ 100 万个生成した。生成粒子は検出器群を通過し、検出器は粒子の種類や情報に応じて事象ごとに異なる応答を示す。試行回数を重ね、検出器ごとの粒子の残存率を導くことで性能評価の予測を立てる。

### 3.2 シミュレーションのセットアップ

実際のセットアップを反映させるため、散乱粒子が通過する検出器群の配置及びその性質を参考にし、シミュレーションのセットアップを組んだ。本節ではそのセットアップについて示す。

#### ■粒子検出器の配置

仮想空間上に S-2S(Q1、Q2、D) 及び散乱粒子検出器群 (SDC1-5、TOF、AC、WC) を実際の位置をもとに配置し、各検出器の間は粒子の状態を参照するため、いくつかの仮想検出器を配置した。これらを用いて事象ごとに散乱粒子の位置や飛行時間などを測定する。図 24 に検出器の配置をシミュレーション結果の例と合わせて示す。

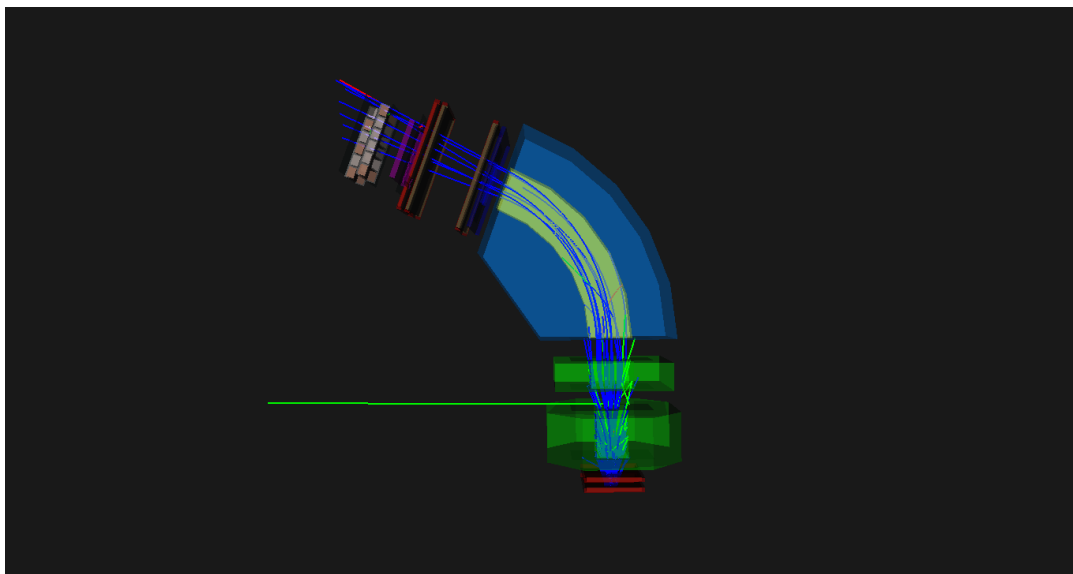


図 24: 検出器の配置及び、 $K^+$  中間子を 100 個射出した場合のシミュレーション結果。  
青色の線は正電荷、緑は中性、赤は負電荷の粒子の飛跡を表している。

#### ■磁場設定

S-2S 電磁石の磁場分布については、3次元静磁場解析ソフト TOSCA を用いて 2016 年の実測定 [28] を再現するようにモデルパラメータを調整して得られた磁場マップを用いた。境界面及び内部空間をメッシュと呼ばれる面で切り分け、面内でマクスウェル方程式を満たすように磁場を形成している。今回 Q1、Q2、D において電流密度が定格の 2500 A になるように設定した。磁場マップの様子を図 25 に示す。

#### ■物質質量

散乱粒子の多重散乱の影響を抑えるには、通過する領域内の気体の物質質量を下げることで放射長を長くすることが効果的である。そのため実際の実験セットアップでは電磁石内部にヘリウムバッグが設置した。今後、チェンバー間の空間にもヘリウムバッグを設置する可能性がある。それを反映し、電磁石内部および位置検出器間の気体はヘリウムとした。また、実際の検出器を反映させるため各検出器の構成物質をそれぞれ、TOF はプラスチック、AC はシリカエアロゲル、WC は水と設定した。

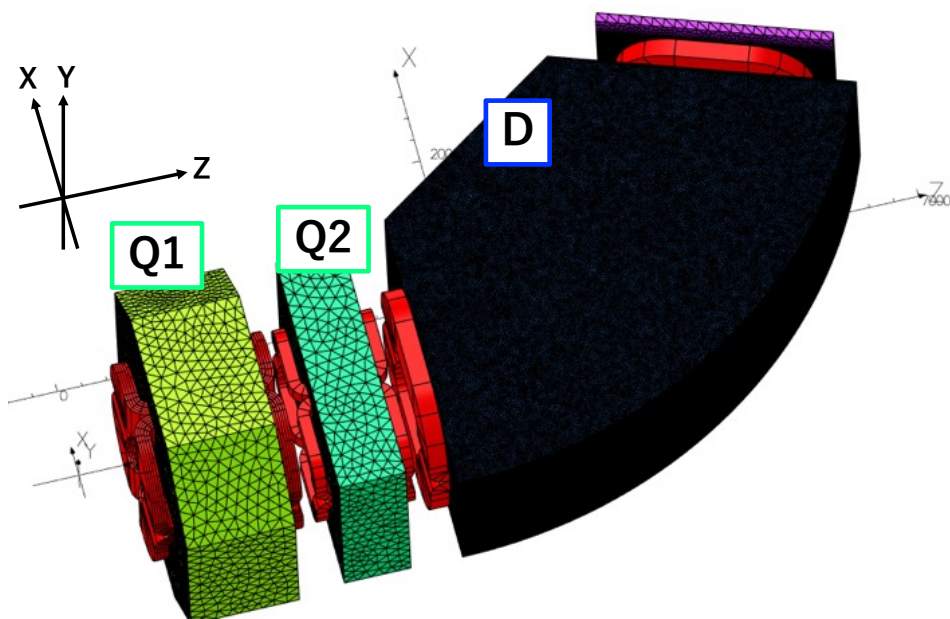
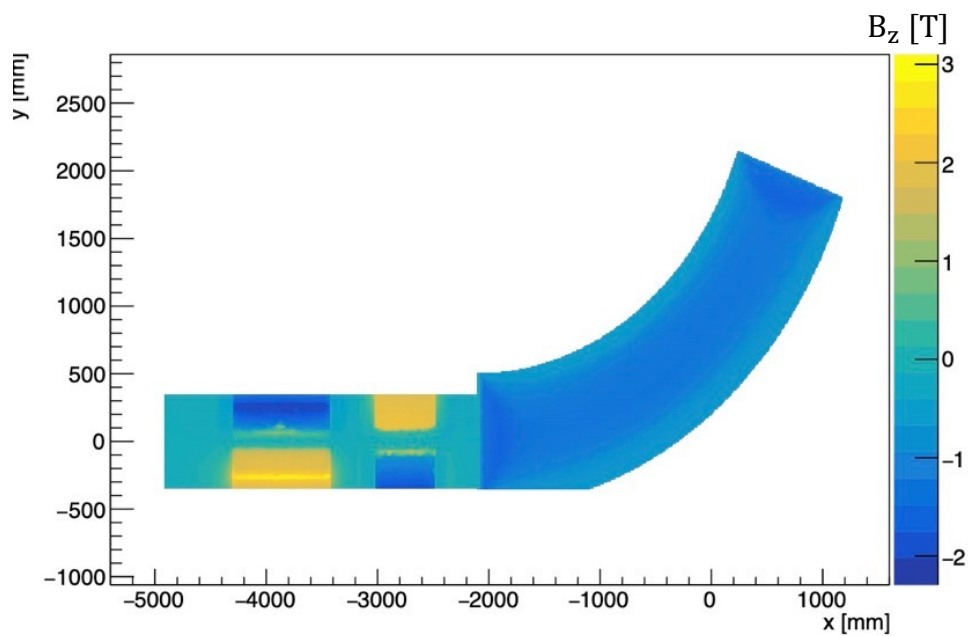


図 25: 上図が磁場マップの様子。ビーム中心軸が通る水平面上の鉛直方向の磁場を表している。  
 下図は TOSCA 計算を行う際のメッシュの様子を表している。

### 3.3 粒子識別性能の見積もり

上記セットアップのもと、散乱粒子に対する各検出器の応答をシミュレートし、再構成質量、チェレンコフ検出器それぞれ単一の粒子識別手法の性能を見積もった。結果をまとめて表 11 に示す。

表 11: シミュレーションによる粒子識別性能の予測結果。

	$K^+$	$\pi^+$	陽子
mass (3.3.1 節)	0.997	$<10^{-10}$	$<10^{-10}$
$\overline{AC}$ (3.3.2 節)	0.969	0.0132	—
WC (3.3.2 節)	0.991	—	0.0594
mass $\times$ $\overline{AC}$	$>0.95$	$<10^{-10}$	$<10^{-10}$
mass $\times$ $\overline{AC}$ $\times$ WC	$>0.95$	$<10^{-10}$	$<10^{-10}$

結果として背景事象の残存率はオフライン解析の目標値  $10^{-4}$  を下回り、十分に抑制できると見積もられた。以降では各識別性能の予測値を得る過程を詳細に述べる。

#### 3.3.1 再構成質量による粒子識別

シミュレーション上での測定値を実際の検出器の分解能でぼかすことで、より現実の測定値に近づき識別性能を正確に予測することができる。再構成質量の計算には BH2-TOF 間の飛行時間 ( $t$ )、運動量 ( $p$ )、飛行距離 ( $l$ ) の 3 つの要素が用いられる。各分解能の再構成質量の幅への寄与は以下の式で表せる。

$$\Delta m^2 = \sqrt{(2m^2 \frac{\Delta p}{p})^2 + (2(m^2 + p^2) \frac{\Delta t}{t})^2 + (2(m^2 + p^2) \frac{\Delta l}{l})^2} \quad (9)$$

予想される分解能を、時間分解能  $\sigma_t = 300$  ps、運動量分解能  $\Delta p/p = 6.0 \times 10^{-4}$  (FWHM)、飛行距離分解能  $\sigma_l = 2.5$  mm と設定した場合、再構成質量の幅に対する各分解能の寄与は表 12 のようになる。

表 12: 再構成質量の幅への各分解能の寄与。

粒子	$\sigma_t$	$\sigma_p$	$\sigma_l$	$\sigma_{m2}$
$\pi^+$	$4.00 \times 10^{-2}$	$2.25 \times 10^{-6}$	$1.25 \times 10^{-3}$	$4.00 \times 10^{-2}$
$K^+$	$4.25 \times 10^{-2}$	$1.23 \times 10^{-4}$	$1.40 \times 10^{-3}$	$4.25 \times 10^{-2}$
陽子	$4.86 \times 10^{-2}$	$4.52 \times 10^{-4}$	$1.79 \times 10^{-3}$	$4.86 \times 10^{-2}$

再構成質量の幅への寄与は運動量と飛行距離の分解能に比べ BH2-TOF の時間分解能がオー

ダー 1 つ以上大きく効くことがわかる。最終的な幅は各寄与の二乗和平方根で表されるため、再構成質量の精度はほぼ BH2-TOF の時間分解能のみが決定していると言える。それを顕著に表す例として、上記で設定した分解能に加え、各分解能を 2 倍に向上させた場合の再構成質量分布を合わせて図 26 に示す。

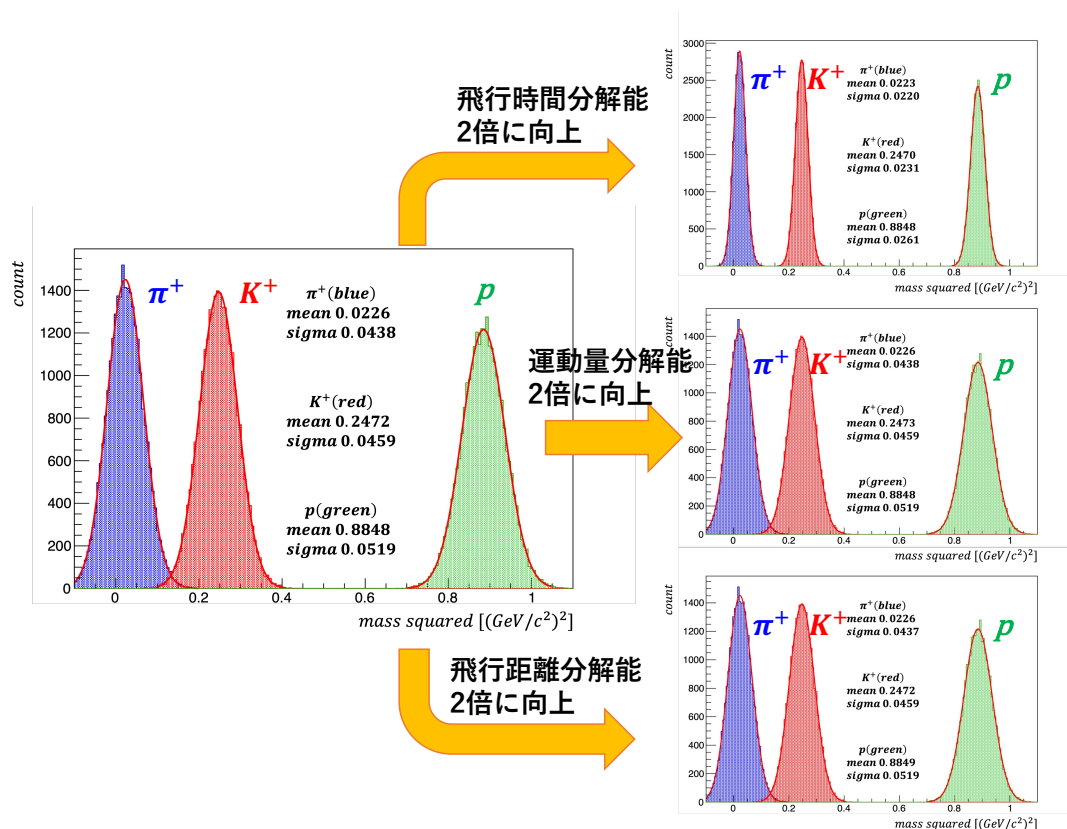


図 26: 質量再構成分布のシミュレーション。青が  $\pi^+$  中間子、赤が  $K^+$  中間子、緑が陽子を表す。左図には各分解能を  $\sigma_t = 300$  ps、 $\Delta p/p = 6.0 \times 10^{-4}$  (FWHM)、 $\sigma_l = 2.5$  mm とした場合、右図には上から  $\sigma_t$ 、 $\Delta p/p$ 、 $\sigma_l$  をそれぞれ 2 倍に向上させた場合の再構成質量の分布を示す。

以下では最も重要な時間分解能に絞って考察する。表 12 では BH2-TOF 間の時間分解能として 300 ps という値を用いたが、過去の測定 [29] から TOF の時間分解能はおおよそ 90 ps と見積られる。BH2 も同程度の分解能を有すると仮定すれば、単純計算から BH2-TOF の時間分解能は 127 ps 程度であり、悪く見積もっても 150 ps 程度の性能が期待できる。

BH2-TOF 間の時間分解能を 150 ps としたシミュレーションの結果、 $\pi^+$  中間子の再構成質量の幅は  $\sigma_\pi = 0.0220$  (GeV/c<sup>2</sup>)<sup>2</sup> であり、 $K^+$  中間子の幅は  $\sigma_K = 0.0231$  (GeV/c<sup>2</sup>)<sup>2</sup> となった。例えば  $K^+$  を  $m_K^2 \pm 3\sigma_K$  で選択する場合、 $\pi^+$  は  $m^2 > m_\pi^2 + 7.06\sigma_\pi$  のものしか選択されない。この場合、幅だけを考慮すれば  $K^+$  中間子の残存率は 0.997、 $\pi^+$  中間子、陽子の残存率はともに  $10^{-10}$  未満となる。5 章のシミュレーションによってオフライン解析では背景事象の残存率を  $10^{-4}$  以下に抑える必要があることが判明しており、予想される性能は要求性能を十分余裕を持つ



て満たすことを確認した。また、参考として時間分解能を 100 ps、50 ps と変えたパターンの再構成質量も合わせて図 27 に示す。

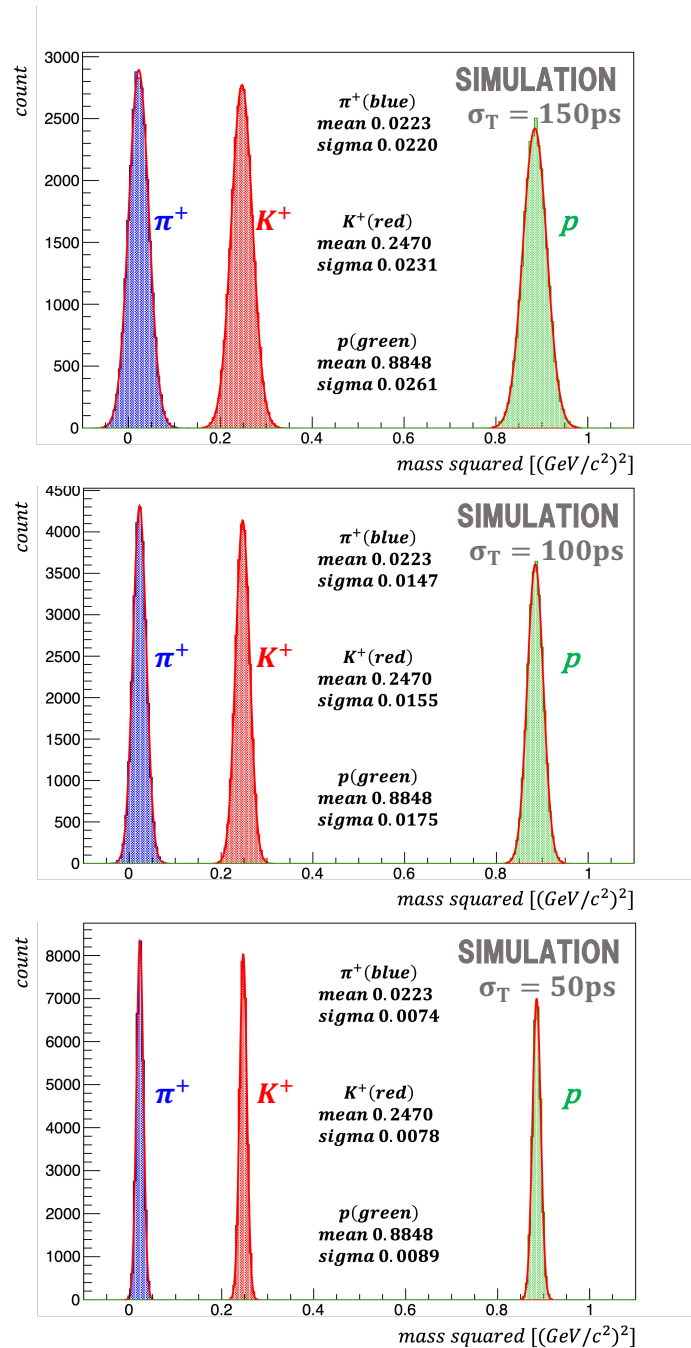


図 27: TOF-BH2 の時間分解能の設定を変更した質量再構成のグラフ。  
上から 150 ps、100 ps、50 ps に設定した。

### 3.3.2 チェレンコフ検出器による識別識別

本シミュレーションではチェレンコフ放射の物理を反映させていないため、チェレンコフ検出器 (AC、WC) 内での発光量は測定値に含まれない。その代わりに、検出器内の飛行距離や速度 ( $v = \beta c$ ) などから計算によりチェレンコフ光の光子数を得る。

実際のセットアップでは、光子が PMT の光電面に入射すると光電子が発生し、その数 (Number of PhotoElectron) に応じた波高の信号が測定回路に送られる。今回のシミュレーションではチェレンコフ光の光子数を検出光電子数に変換する。PMT の検出波長範囲を 300–600 ns と設定し、屈折率を AC で 1.055、WC で 1.33 とした。PMT の量子効率を 30 % とし、その他、光子が光電面に入射する確率等を実際の測定値に合うように設定した。(AC 39 %、WC 6.98 %)

変換された検出光電子数に閾値を設け、各粒子の残存率を調べることで識別性能を確認した。

#### ■AC による粒子識別シミュレーション

AC では検出光電子数が閾値を超えた事象を排除することで  $\pi^+$  中間子を大幅に抑制する。図 28 では粒子の崩壊に関する条件を変えて AC で予想される  $\pi^+$  中間子、 $K^+$  中間子の光量をシミュレーションした。特に  $K^+$  は  $\mu^+$  粒子や  $\pi^+\pi^0$  などに弱崩壊し、その結果 AC での光量が変化するため注意が必要である。 $K^+$  中間子の崩壊を考慮した際、AC 直前で検出された粒子の割合を図 29 に示す。

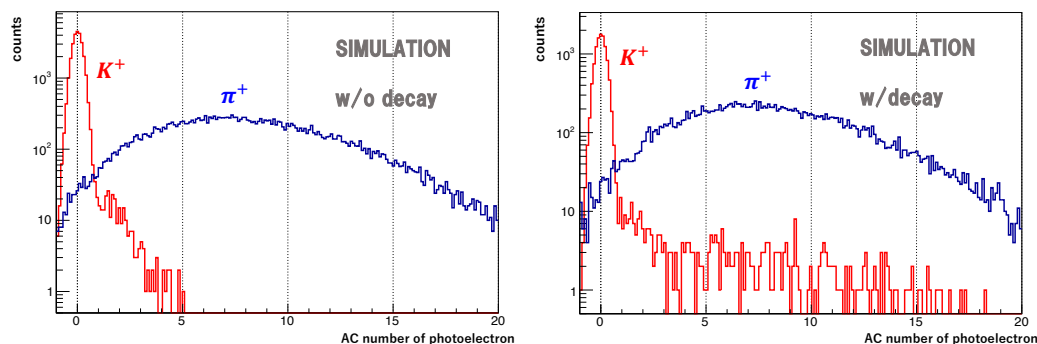


図 28: シミュレーション上の AC の検出光電子数。青が  $\pi^+$  中間子、赤が  $K^+$  中間子を表し、粒子の崩壊を仮定しないものが左図、仮定したものが右図である。右図では  $K^+$  中間子の崩壊事象が高い発光量を示している様子が確認できる。

粒子の崩壊を考慮しないものとして、光量の閾値に対する  $\pi^+$  中間子、 $K^+$  中間子、陽子それぞれの残存率を図 30 に示す。閾値は収量確保の観点から  $K^+$  中間子の残存率が 95 % を超えることを条件に設定する。条件を満たす閾値の一例として、0.5 p.e. の場合  $K^+$  中間子の残存率は 96.86 %、 $\pi^+$  中間子の残存率は 1.323 % となった。

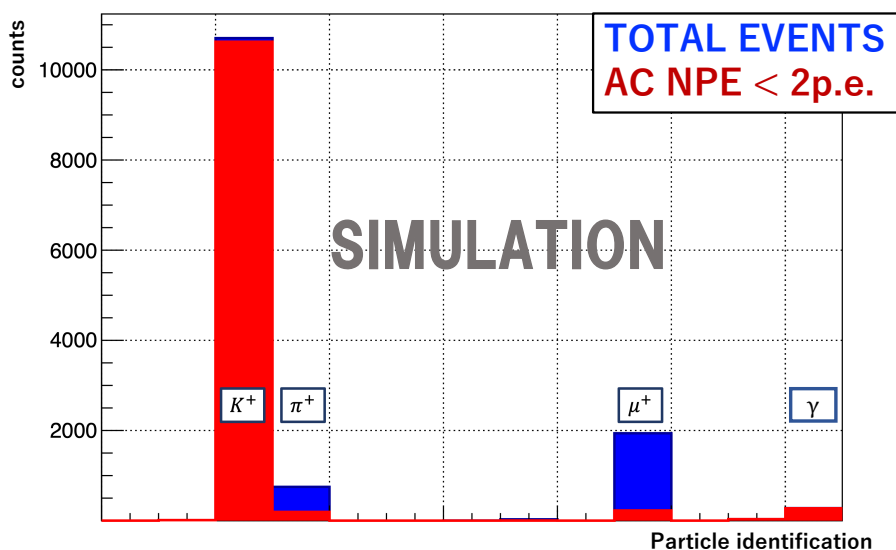


図 29: シミュレーション上の AC 直前での粒子の種類。赤は AC での検出光電子数が 2 p.e. 以下の事象である。実データによる評価の際、これらの崩壊粒子は  $K^+$  中間子より発光量が多い場合があるため、 $K^+$  中間子の残存率が実際より低いと誤認してしまう原因となる。

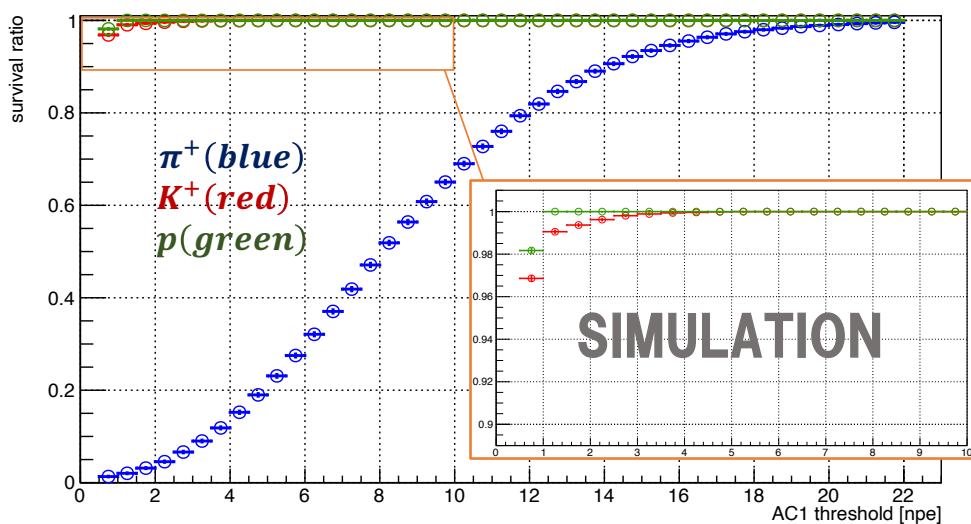


図 30: シミュレーション上の AC における残存率。青が  $\pi^+$  中間子、赤が  $K^+$  中間子、緑が陽子の残存率を表す。

### ■WC による粒子識別シミュレーション

WC では検出光電子数が閾値を下回る事象を除去することで陽子事象を大幅に抑制する。WC の上流側、下流側のそれぞれ1セグメントについて、 $\pi^+$  中間子、 $K^+$  中間子、陽子に対する発光量をシミュレートした結果を図 31 に示す。

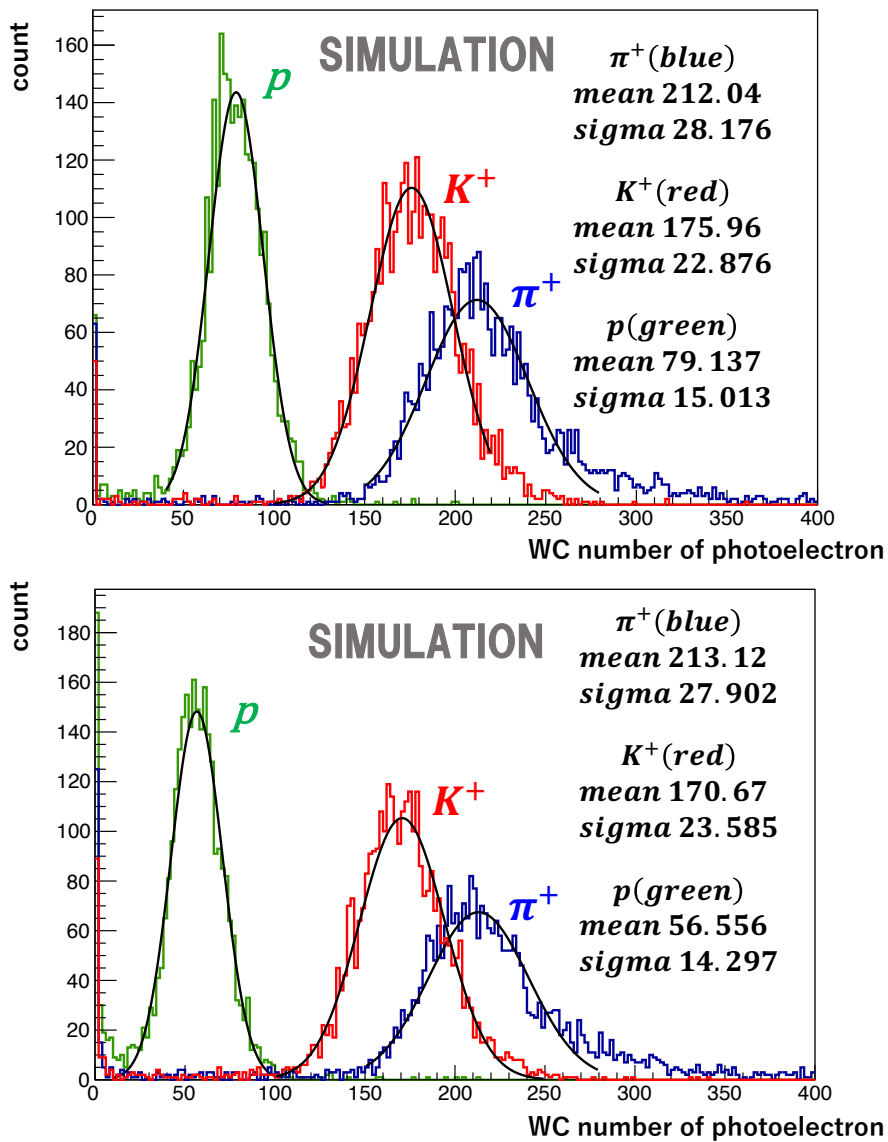


図 31: シミュレーション上の WC の検出光電子数。青が  $\pi^+$  中間子、赤が  $K^+$  中間子、緑が陽子を表している。上図は上流側 1 段目、下図は下流側 2 段目のそれぞれ 1 セグメントの検出光電子数で、位置と角度を各セグメントに確実に当たるよう事象を選択している。標的での運動量は 1.3–1.5 GeV/c とした。

こちらでも粒子の崩壊は考慮しないものとして  $\pi^+$  中間子、 $K^+$  中間子、陽子それぞれの残存率を

図 32 に示す。収量の観点より、WC の閾値は  $K^+$  中間子の残存率が 99 % を超えることを条件に設定する。条件を満たす閾値の一例として、115 p.e. の場合  $K^+$  中間子の残存率は 99.12 %、陽子の残存率は 5.943 % となる。

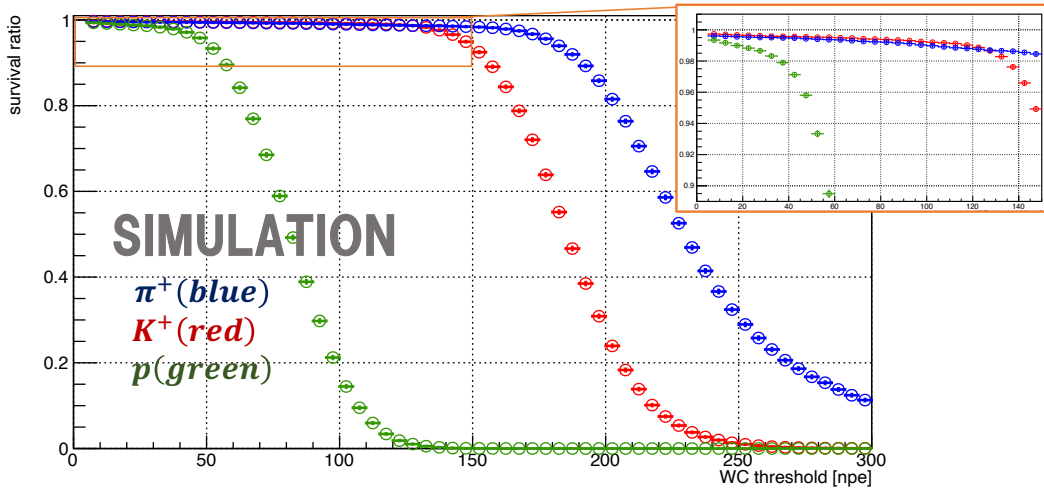


図 32: シミュレーション上の WC における残存率。青が  $\pi^+$  中間子、赤が  $K^+$  中間子、緑が陽子の残存率を表す。

## 第4章 ハドロンビームを用いた評価

本研究の粒子識別手法の性能について、J-PARC ハドロン実験施設においてハドロンビームを用いた実験データにより評価を行った。得られた性能をシミュレーションによる見積もりと比較して議論する。

### 4.1 コミッショニングラン (2023年6月)

2024年に予定されているE70実験の物理データ取得に向けて、2023年6月にコミッショニングランを実施した。K1.8エリアにおいて初の立ち上げとなるS-2Sスペクトロメータの動作確認や、E70実験で用いる各種検出器群、データ収集系の調整などに必要なデータ取得を行った。その概要に加え、本研究で扱ったコミッショニングランのデータセットを説明する。

#### 4.1.1 セットアップ

本節ではコミッショニングランに用いた検出器のセットアップについて説明する。

##### ■ゲイン調整

BH2やTOFなどのホドスコープは、レート耐性の確保やトリガー段階での軌跡選別(Matrix trigger)のために複数のセグメントに分かれている。光電子増倍管(PMT)のゲイン特性はセグメントにより異なるのに対し、PMTの信号にかけるディスクリミネータの閾値は一律である。そのため、セグメント間でゲインが極端に異なる場合、トリガー検出器としての性能に悪影響を及ぼす。その影響を抑えるためPMTにかける電圧値を調節することでゲイン調整を行った。 $\beta$ 線源( $^{90}\text{Sr}$ )による信号の波高が揃うように調整した。

またチェレンコフ検出器(AC、WC)も複数のPMTで読み出しており、ACでは全てのPMT、WCは上下のPMTからの信号を足し合わせた信号をトリガーに用いる。トリガーへの信号の波高が検出したPMTごとに変化することを防ぐために、PMTのゲイン調整を行った。ACは宇宙線による波高、WCは光電面付近に取り付けたLEDによる波高が揃うように調節した。

##### ■データ収集系

本実験のデータ収集系(DAQ)の概念図を図33に示す。各検出器の信号は測定回路を経てQDCやTDCといった測定器およびトリガーモジュール(HUL Trigger)に送られる。トリガーモジュールで作られたトリガーのうち一部はBH2とのコインシデンス(final coin)を取りタイミングを調整する。その後、トリガー配布用のモジュールであるMTM(Master Trigger Module)に送られる。トリガーはMTMでイベント番号、ビームスピル数といったタグを付与されたのち、各測定器の読み出しを行う計算機であるFront End内のRM(Receiver Module)に転送される。

トリガー配布システム以降のプロセスはネットワーク分散型のDAQソフトウェア、HDDAQにより管理されている。各測定器のイベントタグ情報を含んだデータは、Front Endからネッ

トワーク経由で Event Builder に送られる。Event Builder でイベントの統合が行われたのち、Distributer を経由してデータをファイルに保存する Recorder とオンラインで解析する Online Analyzer へと送られる。

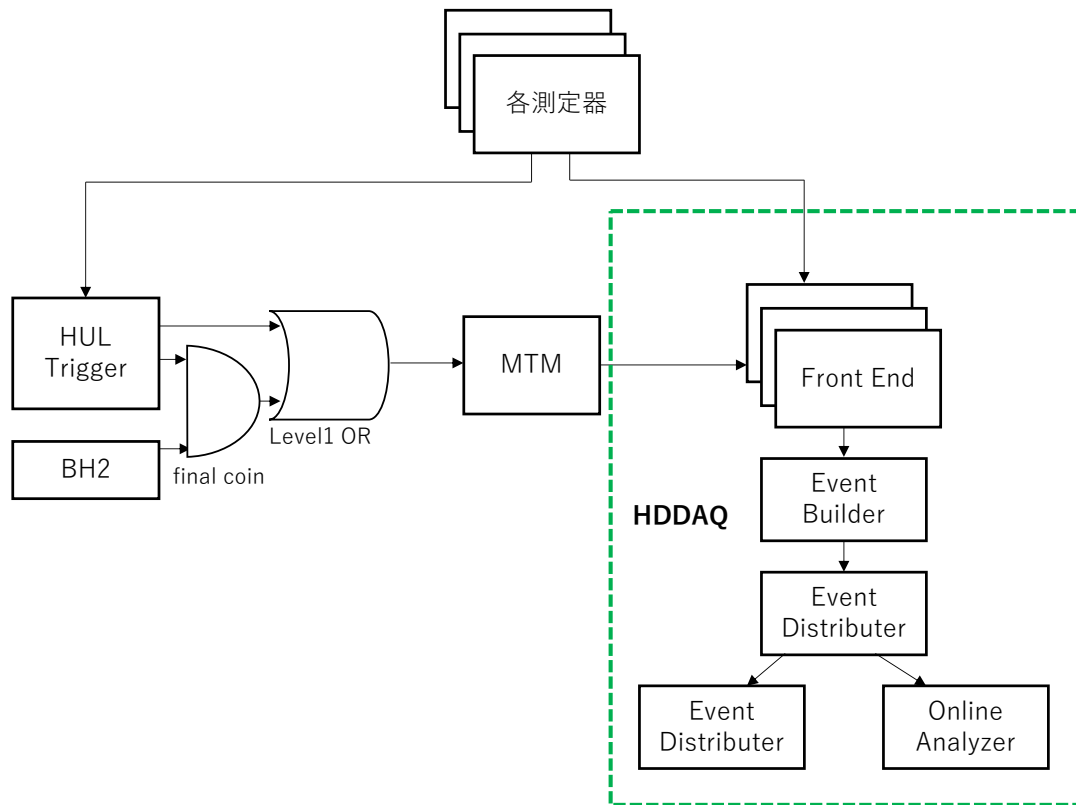


図 33: データ収集系の概念図。

各検出器の測定回路について、ここでは散乱粒子識別用の検出器のみ紹介する。TOF の読み出しに用いている PMT には 2 本のシグナル線が接続されており、片方は 100 m の同軸ケーブルを通して測定室内の QDC モジュール (V792) に送られ、波高情報を測定する。もう片方はディスクリミネータを通して HUL HRTDC 及びトリガー回路に送られる。時間分解能向上のため PMT にかける電圧は高く設定しており、 $K^+$  中間子の最小電離粒子 (MIP) で 6 V 程度の波高となる。一方で TOF で用いているディスクリミネータは内部回路保護のため 5 V 以上のパルスに対し約  $1 \mu\text{s}$  の不感時間を伴いクリッピングを起こすよう設定されている。そこでディスクリミネータ直前にアッテネータを導入し、波高を 1/8 程度に落とすことでクリッピングを防いでいる。

AC は 18 個全ての PMT、WC は上下 PMT の波高の合計に閾値を設けることで粒子識別を行う。そのため個別 PMT の情報に加え、合算した波高も測定している。AC では、8 インプットのミキサーに加え、WC でも用いている sum logic という 2 インプット 2 アウトプットの積分回路を用いて信号を合算している。これら測定回路をまとめて図 34 に示す。

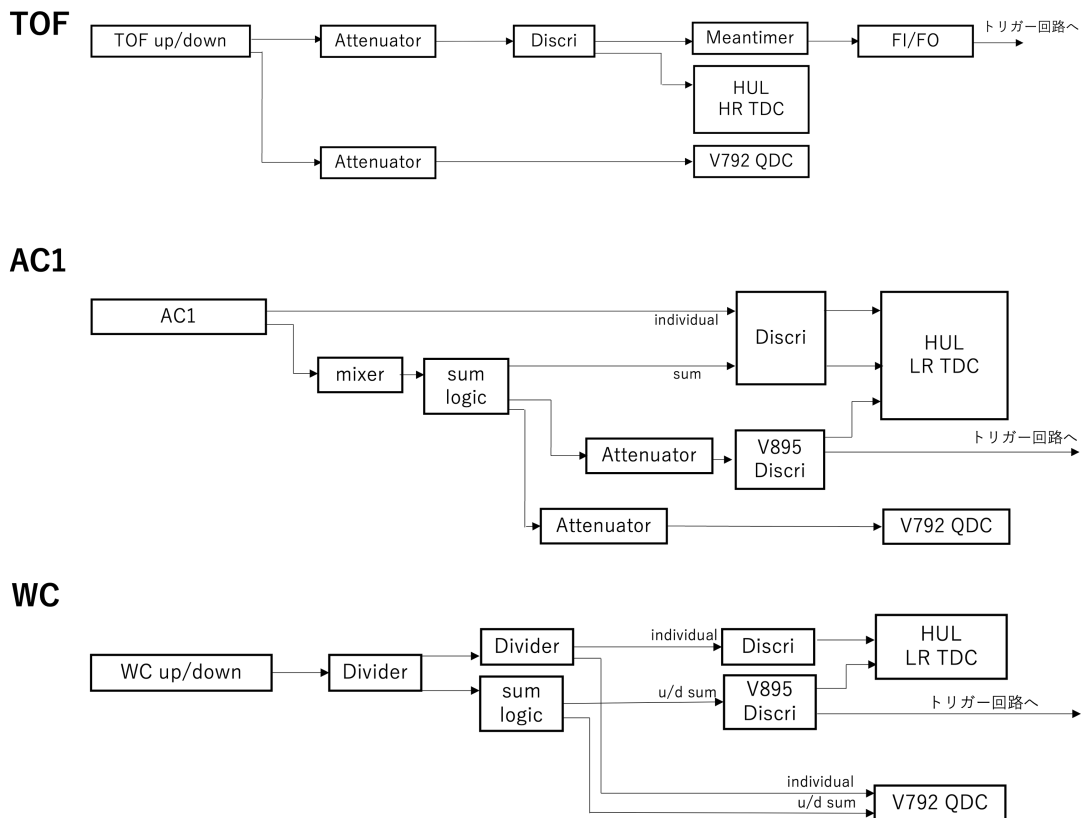


図 34: 散乱粒子識別用トリガー検出器の測定回路。

### ■後方検出器

2章で示したビーム側、散乱側スペクトロメータ群に加え、チェレンコフ検出器の性能評価を目的として、SAC3、SFV(図 35) という検出器を WC 後方に設置した(図 36)。

SAC3 は散乱粒子運動量が 1.4 GeV 以上の高い領域を覆うように設置されている閾値型チェレンコフ検出器で、媒質は屈折率  $n = 1.03$  のシリカエアロゲルである。SFV は SAC3 とほぼ同じ領域を覆うシンチレータである。SFV で粒子が検出され、かつ SAC3 において発光しない事象を選択することで、 $K^+$  中間子のビームスルーデータから、 $\mu^+$  粒子へ崩壊した事象を取り除くことができる。



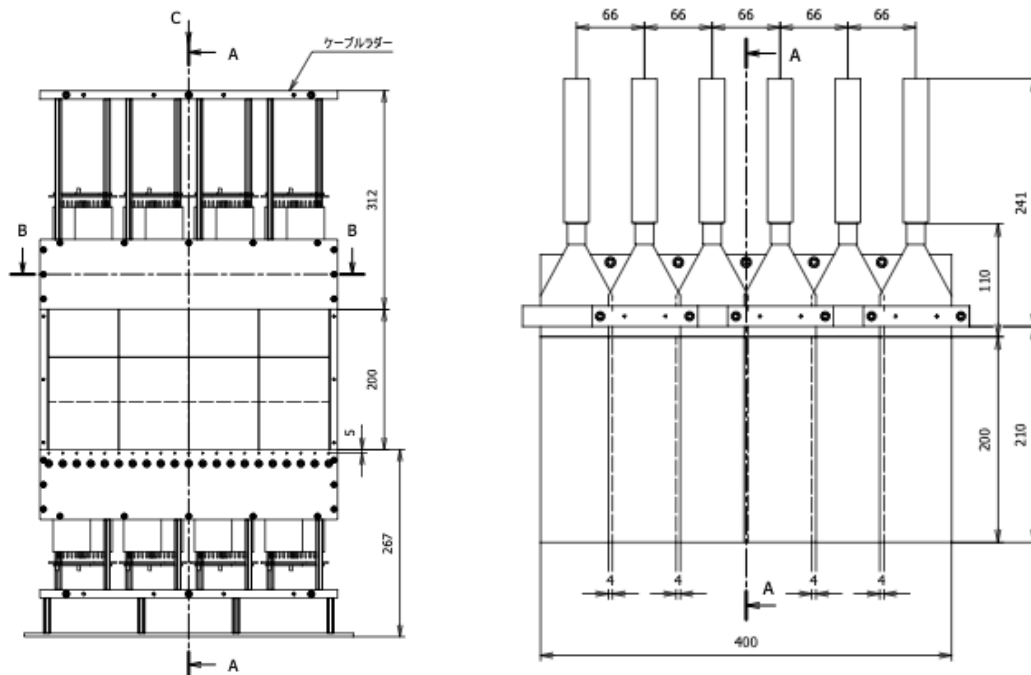


図 35: SAC3(左図)、SFV(右図) の図面。

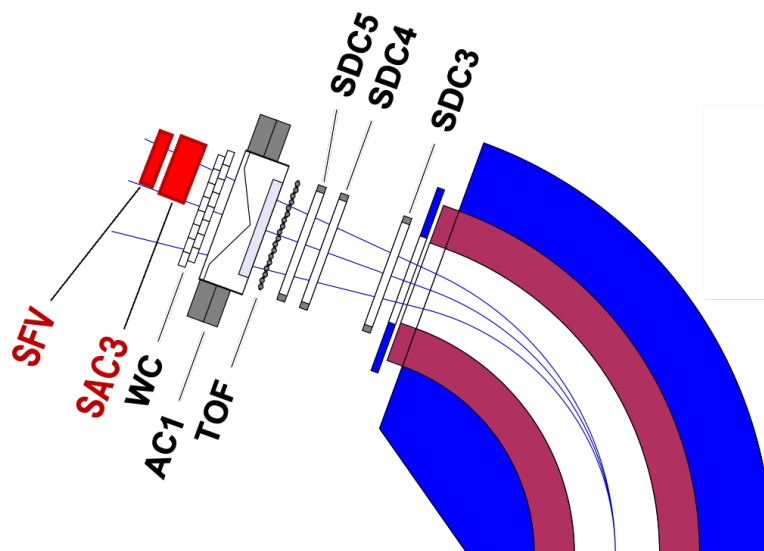


図 36: 後方検出器の配置。

#### 4.1.2 データセット

今回のコミッションングランでは各検出器やデータ収集系の調整などのため、検出器の動作条件やビーム粒子の組成、運動量、磁場などを変更しながら様々な条件の下データを取得した。その中で本研究で用いたデータを表 13 に示す。なお、今回用いた全データにおいて S-2S の電流値の設定は Q1、Q2 で 2500 V、D で 2362 V であった。

表 13: 今回用いたデータセット。トリガーはいずれも BH1 × BH2 × TOF である。ビーム強度についてはスケーラーの値から計算されている。π ビーム及び K ビームの論理回路を図 37 に示す。最も右の列は AC、WC に設けた閾値の設定を表している (表 14)。

ラン	ビーム	標的	データ取得時間	π,K ビーム強度 [/spill]	事象数	閾値タイプ
70167	1.8 GeV/c π <sup>-</sup> , K <sup>-</sup>	AFT	2023/6/20 5:19–5:29	261876,423134	120697	1
70218	1.4 GeV/c π <sup>+</sup>	なし	2023/6/21 8:46–8:48	88719,1072	53490	2
70219	1.4 GeV/c π <sup>+</sup>	なし	2023/6/21 8:53–8:55	88433,1065	53358	3
70220	1.4 GeV/c π <sup>+</sup>	なし	2023/6/21 8:56–8:58	88128,1065	53161	4
70221	1.4 GeV/c π <sup>+</sup>	なし	2023/6/21 8:59–9:01	88693,1072	50824	5
70245	1.4 GeV/c K <sup>+</sup>	なし	2023/6/21 12:07–12:08	10202,91198	104456	2
70247	1.4 GeV/c K <sup>+</sup>	なし	2023/6/21 12:10–12:11	10140,90853	76671	3
70248	1.4 GeV/c K <sup>+</sup>	なし	2023/6/21 12:11–12:12	9661,86323	66907	4
70249	1.4 GeV/c K <sup>+</sup>	なし	2023/6/21 12:12–12:13	10036,90123	80544	5
70250	1.4 GeV/c K <sup>+</sup>	なし	2023/6/21 12:14–12:28	10169,90898	1165492	1
70257	1.4 GeV/c π <sup>+</sup>	なし	2023/6/21 12:49–12:52	104112,1253	248952	1
70260	1.4 GeV/c 陽子	なし	2023/6/21 13:30–13:32	551,35859	151664	1
70261	1.4 GeV/c 陽子	なし	2023/6/21 13:32–13:33	565,36723	68055	2
70262	1.4 GeV/c 陽子	なし	2023/6/21 13:33–13:35	580,36804	82105	3
70263	1.4 GeV/c 陽子	なし	2023/6/21 13:35–13:36	528,34512	89264	4
70264	1.4 GeV/c 陽子	なし	2023/6/21 13:36–13:38	576,36561	82404	5
70274	1.2 GeV/c π <sup>+</sup>	なし	2023/6/21 14:17–14:19	89549,1091	107684	1
70282	1.2 GeV/c π <sup>+</sup>	なし	2023/6/21 15:21–15:24	775514,13122	183289	1

チェレンコフ検出器 (AC、WC) の性能評価のため、トリガー直前のディスクリミネータに設定する閾値として、5 種類の値の設定を用意した (表 14)。

表 14: AC、WC に設けた閾値の設定。

閾値タイプ	AC 閾値	WC 閾値
1	40 mV (1 p.e.)	20 mV (15 p.e.)
2	65 mV (2 p.e.)	40 mV (30 p.e.)
3	105 mV (4 p.e.)	60 mV (45 p.e.)
4	150 mV (6 p.e.)	80 mV (60 p.e.)
5	200 mV (8 p.e.)	100 mV (75 p.e.)

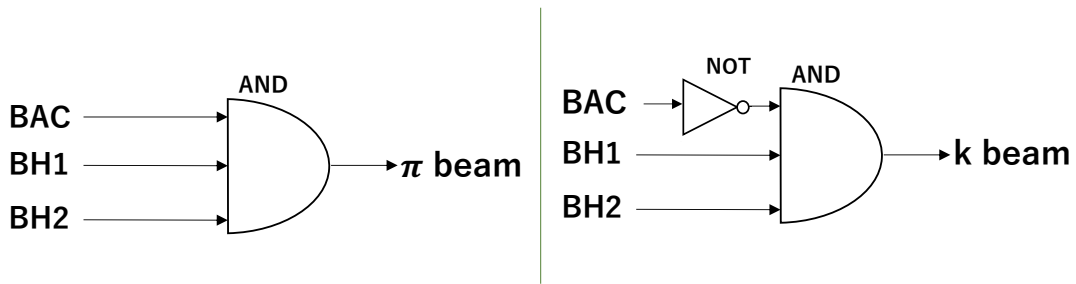


図 37:  $\pi$  ビーム、K ビームを表す論理回路の概念図。 $\pi$  ビームは  $BH1 \times BH2 \times BAC$ 、K ビームは  $BH1 \times BH2 \times \overline{BAC}$  と表される。運動量 1.4 GeV/c の陽子ビームは BAC で発光しないため、K ビームとして数えられる点に注意が必要である。

## 4.2 データ解析

粒子識別性能評価のため、前節で得られたデータを解析した。時間や波高の情報に対してパラメータの最適化を行うとともに、評価対象となる事象を選択する。本節では今回行ったデータ解析について説明する。

### 4.2.1 解析の流れ

粒子識別におけるおおまかな解析の流れを図 38 に示す。

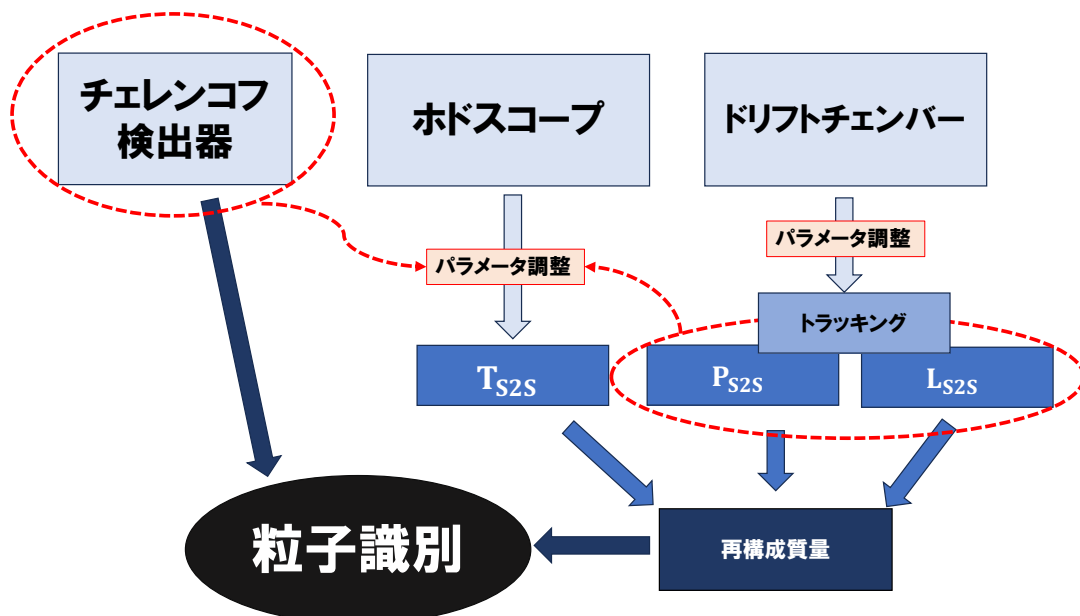


図 38: 散乱粒子識別の解析の流れ。

なお、図中及び以降は S-2S における飛行時間を  $T_{S2S} = t_{TOF} - t_{BH2}$ 、運動量を  $P_{S2S}$ 、飛行距

離を  $L_{S2S}$  と定義する。ここで  $t_{TOF}$  は TOF の時間情報、 $t_{BH2}$  は BH2 の時間情報を表す。

質量の再構成に必要な情報のうち、 $P_{S2S}$ 、 $L_{S2S}$  はドリフトチェンバーの位置情報を用いて散乱粒子のトラッキングを行うことで得られる。一方、 $T_{S2S}$  を得るにはトラッキングの情報に加えてビーム側のホドスコープ BH2 と散乱側 TOF の時間情報、さらにはパラメータ調整のためチェレンコフ検出器による粒子識別を用いる必要がある。基準となる粒子である  $\pi^+$  中間子の事象を AC で選択したのち、BH2、BH1 の順に、TOF の順にホドスコープのパラメータ調整を行う。

以上で質量再構成の計算に必要な情報が全て得られ、散乱粒子の識別が可能となる。次節ではこれらの粒子検出器の調整について詳細に記述する。

チェレンコフ検出器を粒子識別で用いる場合は各検出器で最適な閾値を決定する必要がある。AC、WC に対して  $\pi^+$  中間子、 $K^+$  中間子、陽子のビームスルーデータを用いてトリガー回路直前のディスクリミネータに設定された閾値ごとに  $K^+$  中間子及び背景事象の残存率を 4.3.2 節で求めた。それをもとに要求性能を満たす適切な閾値を決定する。

#### 4.2.2 パラメータの最適化

各種ホドスコープは信号に対して時間情報やエネルギーの情報を、ドリフトチェンバーは位置に関する情報などを持っており、それらは適切にパラメータを与え変換してやることで、解析に使える形で利用することができる。本項目ではそのパラメータ調整の過程を示す。

##### ■ビームホドスコープ

パラメータの調整は、final coin によりトリガータイミングを決定している BH2 から行い、以降の解析における時間の基準とする。BH2 の信号を読み出している個々の PMT からの信号は TDC と QDC 及びトリガー回路に送られる。TDC に入る信号は個体間での時間差をなくすように時間情報を前後させるパラメータを調整する。まずビーム粒子を BAC の発光量などから基準となる  $\pi$  中間子のみを選び取った上で、上下間での時間差が 0 になるように TDC の基準値を合わせる。その後は上下の時間平均が各セグメントで 0 になるように cable offset というパラメータを調整する。

cable offset とは、トリガーに入るケーブルの長さを反映させるための BH2 のみが持つパラメータである。BH2 はトリガーの最終的なタイミングを決定している検出器であるため自身の時間情報をトリガータイミングから補正することができない。そのため、他の検出器の時間情報との差分を揃えることでこれを調整する。今回は BH2 のさらに上流にある BH1 の特定のセグメントで検出されたビーム粒子を選択して cable offset を調整した。

また時間情報の波高依存性を補正 (スルーイング補正) するため、波高情報をセグメント間で揃える。自身以外のセグメントで粒子が検出された場合に測定される、QDC 上での波高 0 に相当する値を pedestal [ch]、 $\pi^+$  中間子の QDC のピークをガウス関数でフィッティングした際の中央値を MIP [ch] とする。セグメント間で揃えた波高情報 dE を以下のように定義する：

$$dE \equiv \frac{QDC[ch] - pedestal[ch]}{MIP[ch] - pedestal[ch]} \quad (10)$$

dEにより、粒子のエネルギー損失の情報をセグメント間のPMTの個体差を揃えた上で扱うことができる。BH2の波高情報の調整の様子を図39に示す。

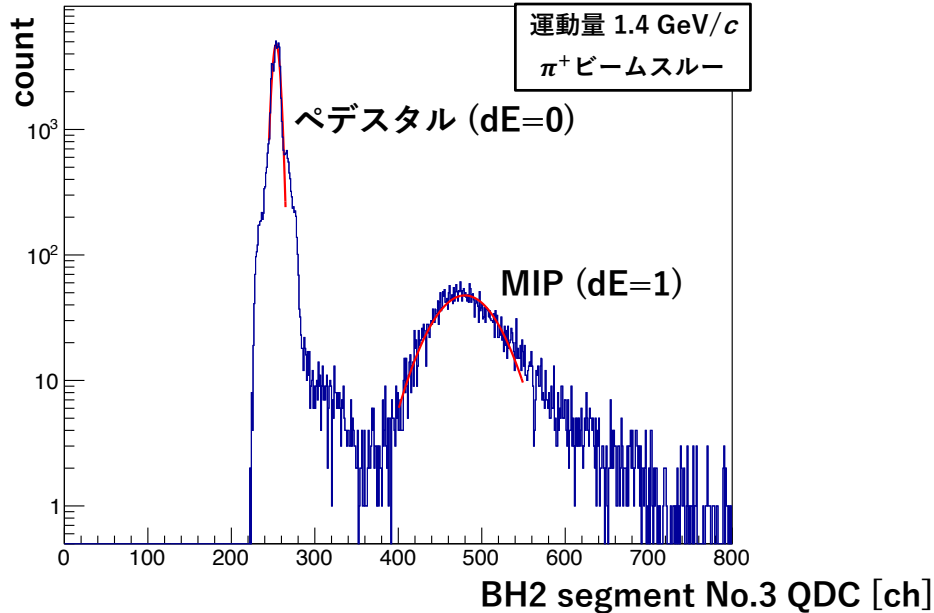


図 39:  $\pi^+$  中間子のビームスルーデータにおける、BH2のある1セグメントのQDC分布。波高情報 dE はペDESTアルを0、 $\pi^+$  中間子のMIPのピークを1に規格化する。

BH2の調整後、上流に設置してあるBH1についても同様に波高情報を揃え、時間情報をBH2との時間差 (btof) がセグメント間で揃うように調整する。

### ■ドリフトチェンバー

S-2Sの前後での散乱粒子の位置情報は、散乱粒子の質量再構成を行う上で運動量や飛行距離を得るために必要不可欠である。S-2Sの前方2台、後方3台置かれているドリフトチェンバーにおいて、粒子を検出したワイヤーのTDCによる時間情報から電子のドリフト時間 ( $t_d$ ) を求め、以下の式を用いてドリフト距離 ( $x(t_d)$ ) に変換する:

$$x(t_d) = A_1 t_d + A_2 t_d^2 + A_3 t_d^3 + A_4 t_d^4 + A_5 t_d^5 \quad (11)$$

各ドリフトチェンバーの面、ワイヤーはそれぞれ特性が微妙に異なっており、それらは上記の変換式のパラメータ調整により補正される。今回の解析では各面一つのパラメータを用意し、同一面内のワイヤーに関しては全て同じパラメータを用いた。各ワイヤーのドリフト距離から、チェンバー内での位置情報 ( $y(x_{1..n})$ ) が得られる。

### ■TOF

チェンバーの位置情報からルンゲ・クッタ法を用いたトラッキングによりS-2S電磁石内の飛跡が求められ、 $P_{S2S}$  と  $L_{S2S}$  を得ることが可能になる。これによりTOFの時間情報から散乱粒子の

飛行時間  $T_{S2S}$  が求められ、再構成質量 ( $m(T_{S2S}, P_{S2S}, L_{S2S})$ ) の計算に必要な測定量が全て得られる。TOF も BH2 と同様に複数のセグメントからなるホドスコープであるため、時間情報をセグメントごとに揃える必要がある。散乱粒子が  $\pi^+$  中間子である事象を AC 等で選択し、それらの持つ時間情報を、 $\pi^+$  中間子の質量と  $P_{S2S}$  と  $L_{S2S}$  から計算される時間 ( $T_{Calc}$ ) に合うようにタイミングを揃える、という手法で TOF のパラメータ調整を行った。調整後の  $T_{S2S} - T_{Calc}$  を図 40 に示す。

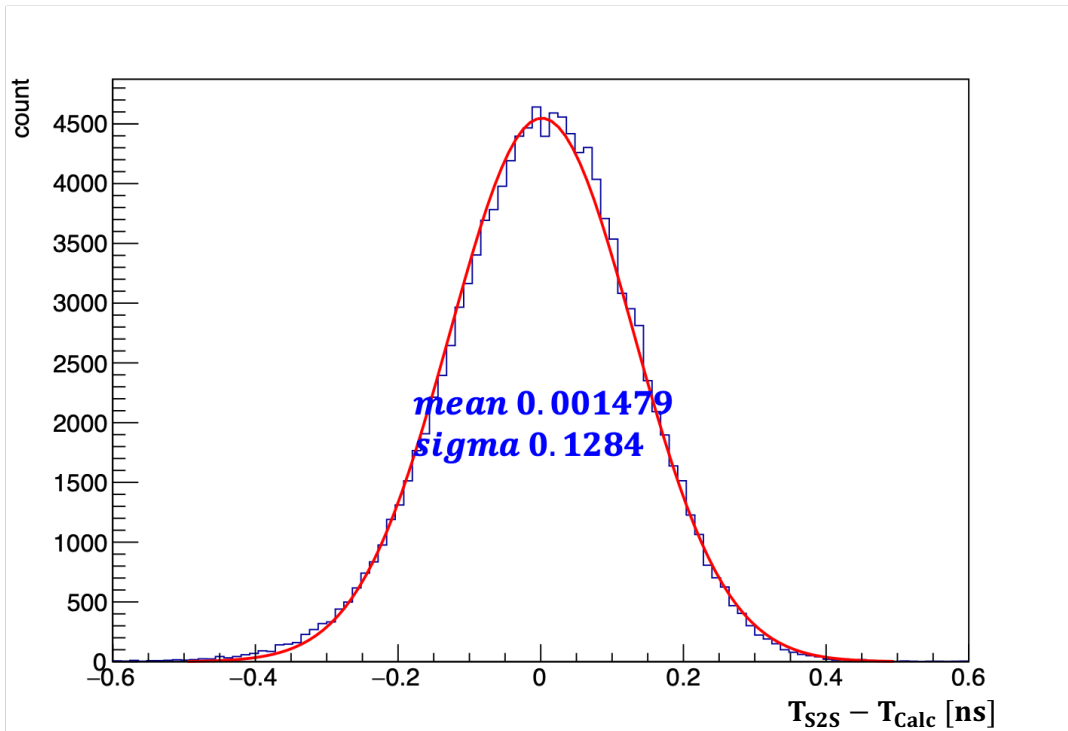


図 40:  $\pi^+$  中間子のビームスルーデータの  $T_{S2S} - T_{Calc}$  の分布。得られたヒストグラムをガウス関数でフィットし、中央値が 0 に合うように  $T_{S2S}$  の時間情報を調節する。

### ■スルーイング補正

ホドスコープからの信号は、ディスクリミネータによってデジタル信号に変換され TDC へ送られる。信号が送られるタイミングはディスクリミネータの閾値を入力信号が超えた瞬間であるため、同じタイミングの信号でもその波高により時間情報にずれが生じる (図 41)。これを補正することをスルーイング補正、パルス高補正などと呼ぶ。波高 ( $dE$ ) と時間情報を二次元プロットすることで見られる相関を以下の関数でフィッティングして差し引くことでこれを補正する。 $x_0$ 、 $x_1$ 、 $x_2$  がフィッティングパラメータである。

$$f(dE) = \frac{x_0}{\sqrt{dE - x_1}} + x_2 \quad (12)$$

各ホドスコープ BH1、BH2、TOF に対してこの補正を行っている。図 42 では一例として TOF

におけるスルーイング補正の様子を示している。

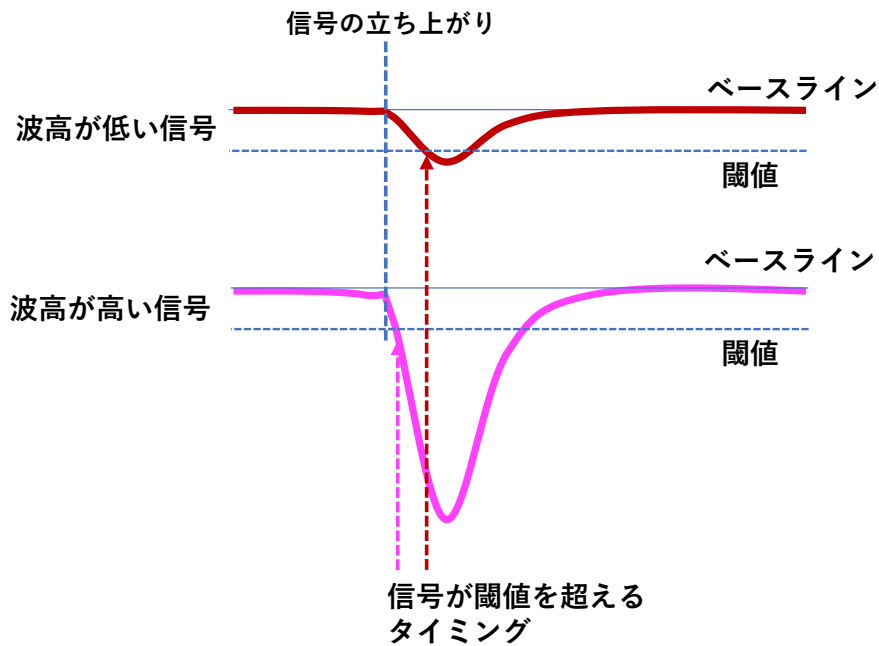


図 41: スルーイング補正の概念図。

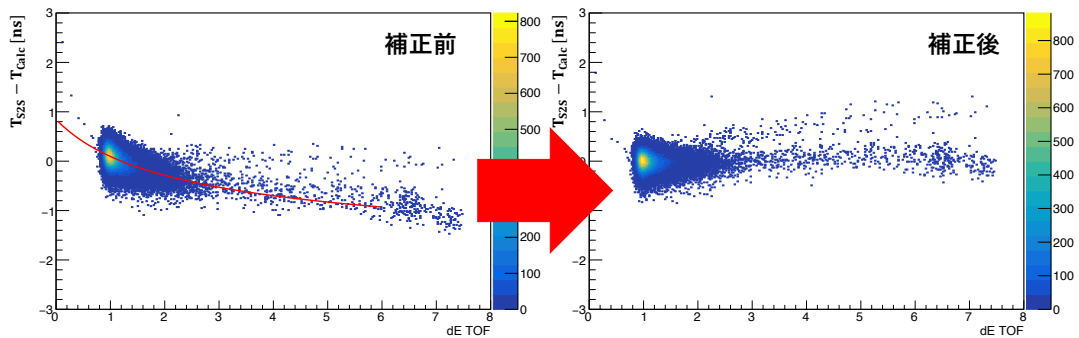


図 42: TOF のスルーイング補正の様子。横軸に波高 (dE)、縦軸に時間情報をとっている。左図が補正前、右図が補正後を表しており、時間情報の波高依存性が補正されている。

ただし、ビームスルーデータなど、特定のセグメントにしかビーム粒子が検出されないデータにおいては統計量の不足により波高補正が十分にできないセグメントが存在する。その場合、最も多く粒子が検出されたセグメントの補正パラメータを代表値として用いている。

### 4.2.3 事象選択

粒子識別性能を正しく評価するためには、評価対象となるビームスルーデータから粒子の崩壊事象やアクシデンタルコインシデンスを極力取り除く必要がある。そこで評価の対象以外の検出器を用いて事象選択を行った。

#### ■BAC の光量による選択

BAC は標的前方に設置された屈折率  $n = 1.05$  の閾値型チェレンコフ検出器である。 $\pi$  中間子は発光したもの、K 中間子、陽子は発光しないものを選択する。各ビームスルーデータにおける発光量を図 43 に示す。

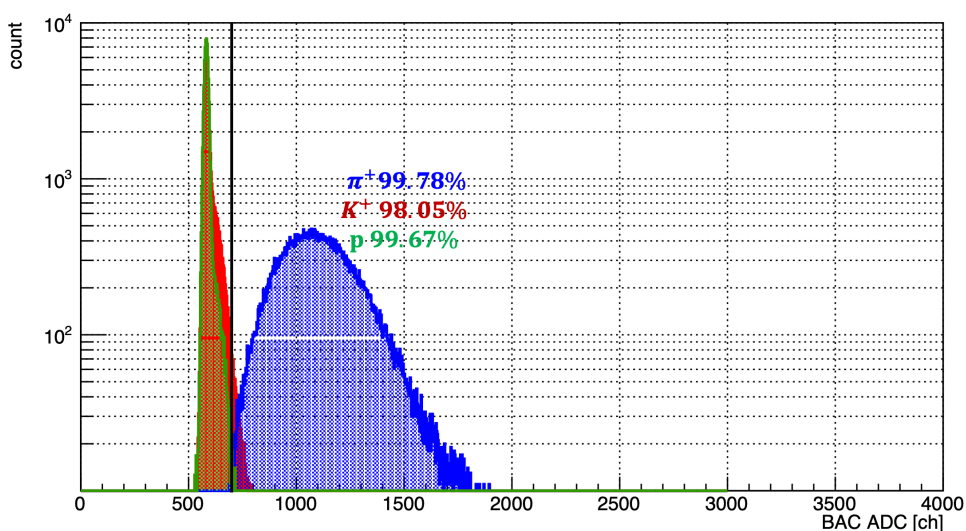


図 43: BAC の QDC 分布。青は  $\pi^+$  中間子、赤は  $K^+$  中間子、緑は陽子のビームスルーデータを表す。閾値を 700 ch としている。

#### ■トラッキングによる選択

S-2S 電磁石内の飛跡の構成には、ドリフトチェンバーの構成した飛跡をルンゲ・クッタ法により繋げる S-2S トラッキングを用いている。このトラッキングが成功したか否かを示す  $\chi_{S2S}^2$  も事象選択に用いた。これにより電磁石内での粒子の崩壊事象や、電磁石の壁面に当たるような事象を取り除くことができる。 $\pi^+$  中間子のビームスルーデータの  $\chi_{S2S}^2$  を図 44 に示す。

また、電磁石 (特に Q1、Q2) の壁面付近においてトラッキングがうまくいかず、 $\chi_{S2S}^2$  が悪化する問題が確認されている。この問題は角度分布が広い散乱データでは特に顕著である。散乱データの事象のうちおよそ半分が  $\chi^2 > 50$  となっており、これらはほとんど Q1、Q2 の壁面付近を通過した事象であった。Q1、Q2 付近での粒子の位置分布について、 $\chi_{S2S}^2$  の値で分けてプロットしたものを図 45 に示す。現状この現象の詳細な調査はできていないが、壁面付近の磁場がうまく反映



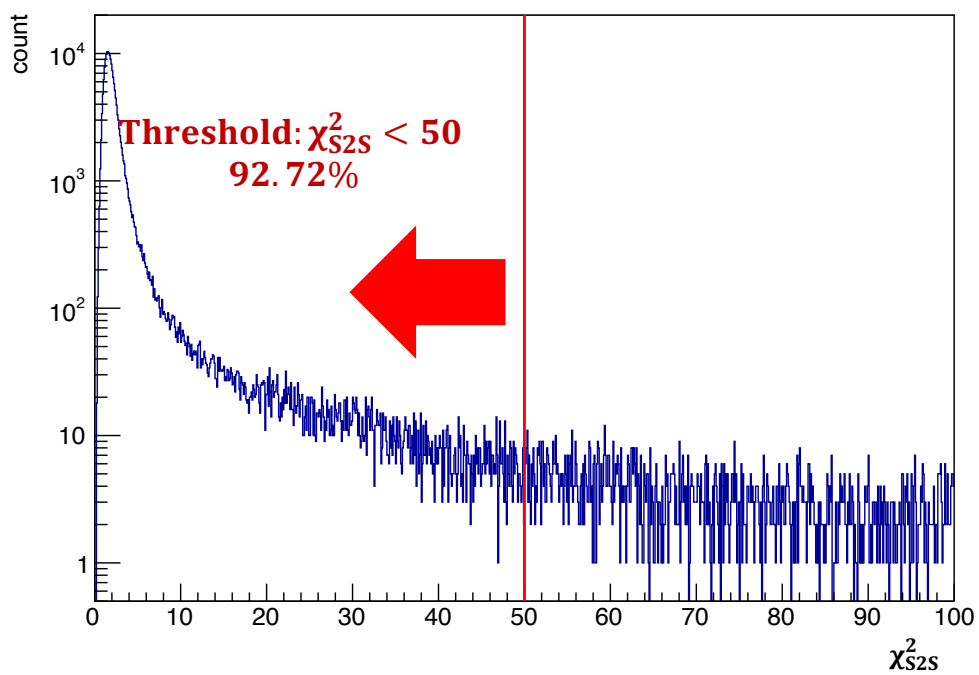


図 44:  $\pi^+$  中間子のビームスルーデータの  $\chi^2_{S2S}$  の分布。閾値を 50 としている。

されていないことが原因である可能性が高い。よって磁場マップの改善により解消され则认为られる。

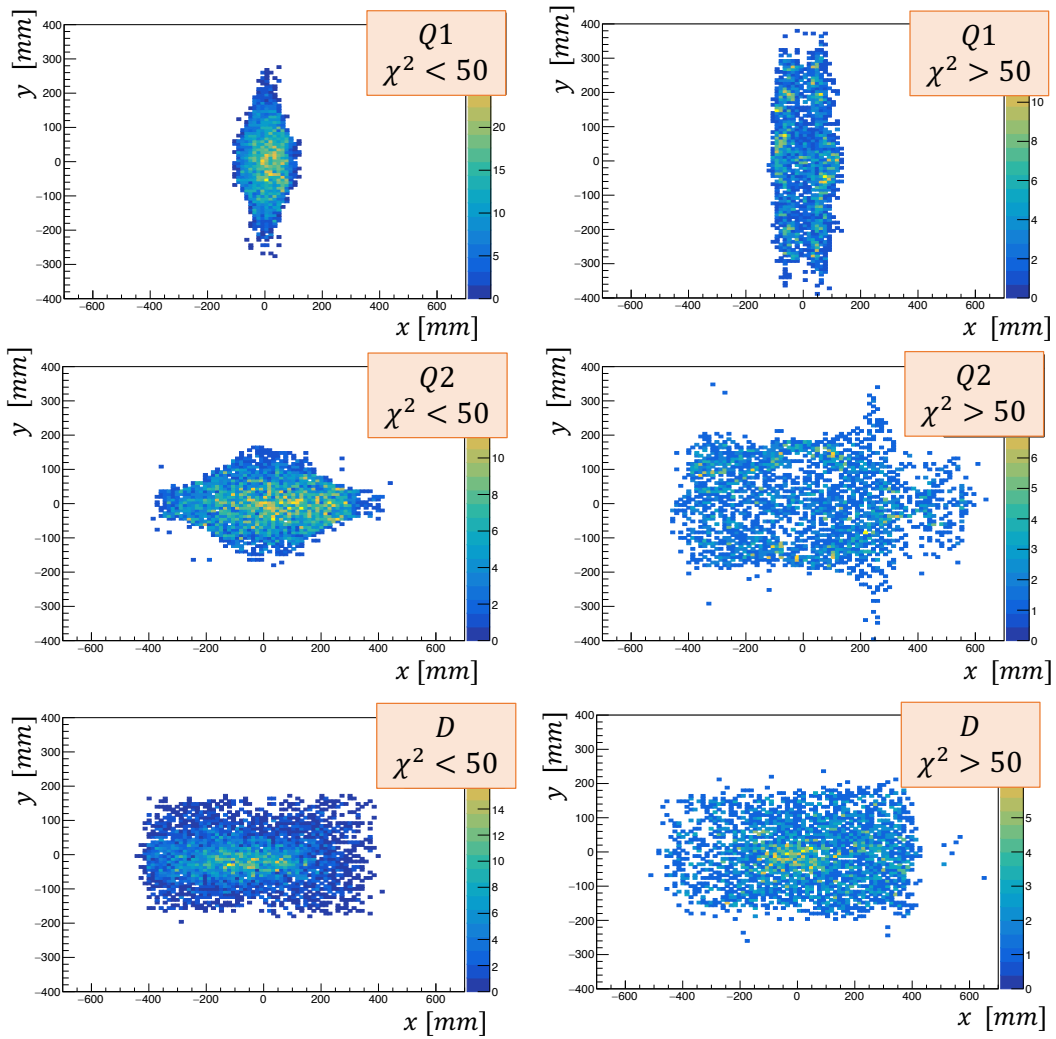


図 45: AFT を標的に用いた散乱データの散乱粒子の位置分布。上から、Q1、Q2、D1 出口付近で、左列には  $\chi^2_{S2S} < 50$  のトラッキングが成功した事象、右列には  $\chi^2_{S2S} > 50$  の事象を示す。

## ■後方検出器 SAC3/SFV による選択

WC 後方に設置された SAC3/SFV はチェレンコフ検出器の性能評価の際に事象選択に用いられる。SFV が粒子を検出した事象のうち、SAC3 において  $\pi^+$  中間子は発光したもの、 $K^+$  中間子、陽子は発光しないものを選択する。 $\pi^+$  中間子、 $K^+$  中間子、陽子のビームスルーデータの SAC3 の発光量を図 46 に示す。

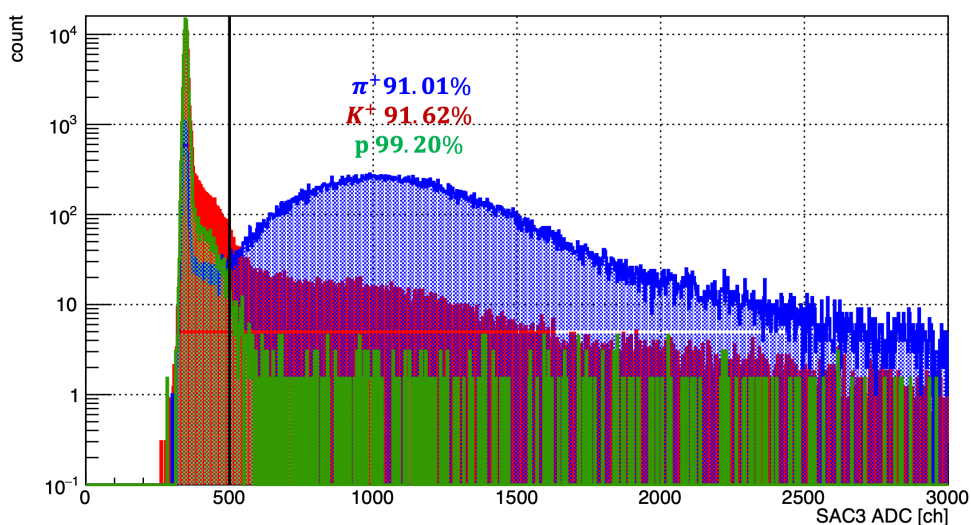


図 46: SAC3 の QDC 分布。青は  $\pi^+$  中間子、赤は  $K^+$  中間子、緑は陽子のビームスルーデータを表す。閾値を 500 ch としている。

## 4.3 粒子識別性能評価

本節では、前節の解析により得られた情報をもとに質量再構成、チェレンコフ検出器の二つの手法の識別性能を求め、その結果をシミュレーションによる見積もりと比較する。得られた単体の性能から、オフライン解析での識別性能、オンライントリガー段階での識別性能をそれぞれ評価する。

### 4.3.1 質量再構成による粒子識別性能

ビームスルーデータの再構成質量を図 47 に示す。再構成質量の幅は  $\pi^+$  中間子で  $\sigma_\pi = 0.0204(\text{GeV}/c^2)^2$ 、 $K^+$  中間子で  $\sigma_K = 0.0215(\text{GeV}/c^2)^2$ 、陽子で  $\sigma_p = 0.0202(\text{GeV}/c^2)^2$  となった。幅のみを考慮した場合、 $m_K^2 \pm 3\sigma_K$  のカットで、 $\pi^+$  中間子、陽子ともに  $10^{-10}$  未満にまで抑えられるが、実際には背景事象の寄与によるテール成分が存在する。結果、 $K^+$  中間子の残存率は 0.975、 $\pi^+$  中間子は  $1.52 \times 10^{-4}$ 、陽子は  $10^{-5}$  未満であった。

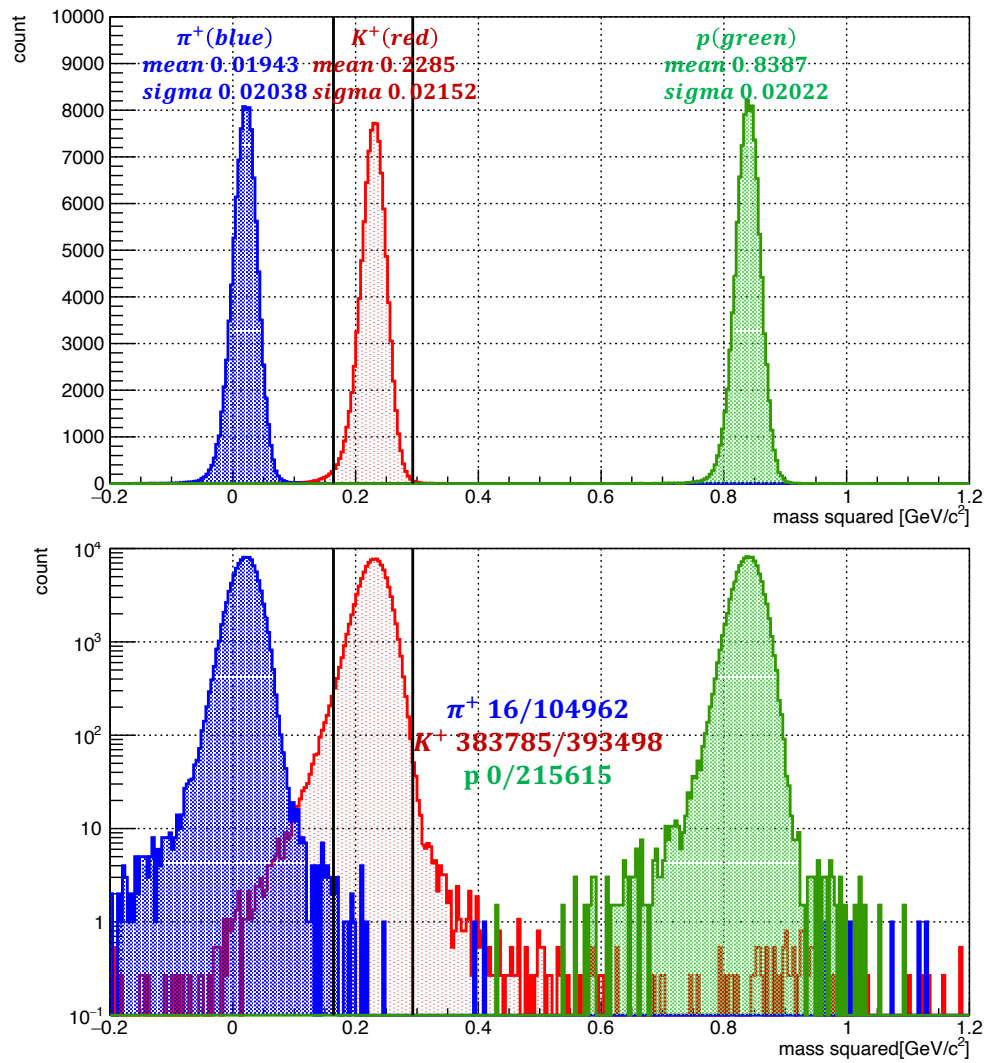


図 47: 再構成質量分布。赤は  $K^+$  中間子、青は  $\pi^+$  中間子、緑は陽子のビームスルーデータを表す。

#### 4.3.2 チェレンコフ検出器による粒子識別

$\pi^+$  中間子、 $K^+$  中間子、陽子のビームスルーデータから、AC、WC での各粒子の残存率を計算し最適な閾値を決定する。その閾値での残存率を識別性能として評価した。

評価に用いる事象は 4.2.3 節の事象選択に加え前節の再構成質量によっても選択した。評価対象の事象のうち、AC については設定された閾値以下の事象、WC については閾値以上の事象の割合を残存率と定義する。今回得られた  $\pi^+$  中間子、 $K^+$  中間子、陽子のビームスルーデータごとの波高情報を図 48、図 49 に示す。

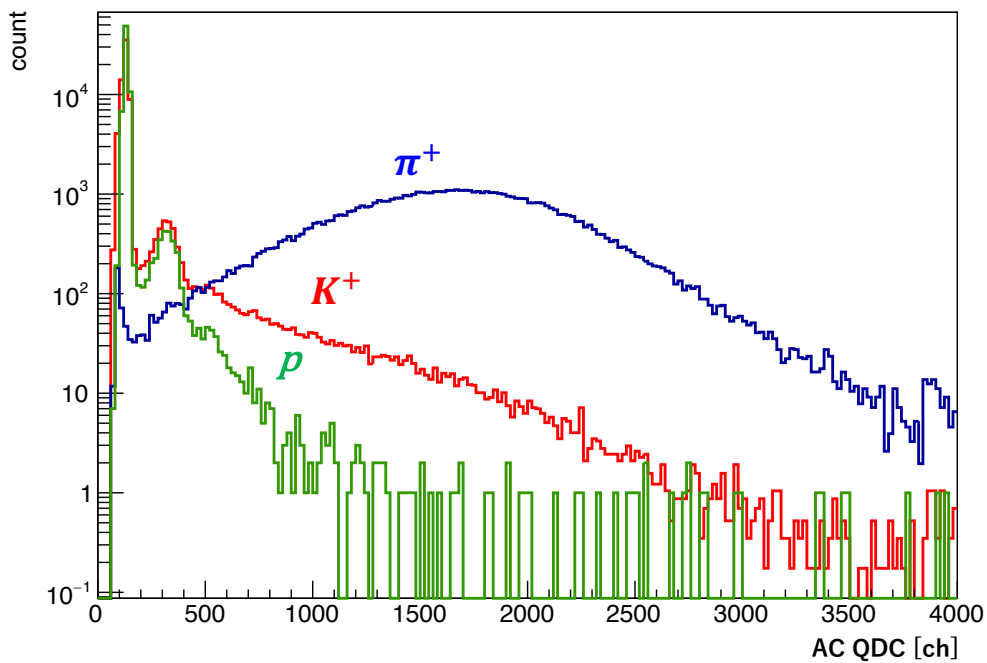


図 48: AC における QDC 分布。赤は  $K^+$  中間子、青は  $\pi^+$  中間子、緑は陽子のビームスルーデータを表す。

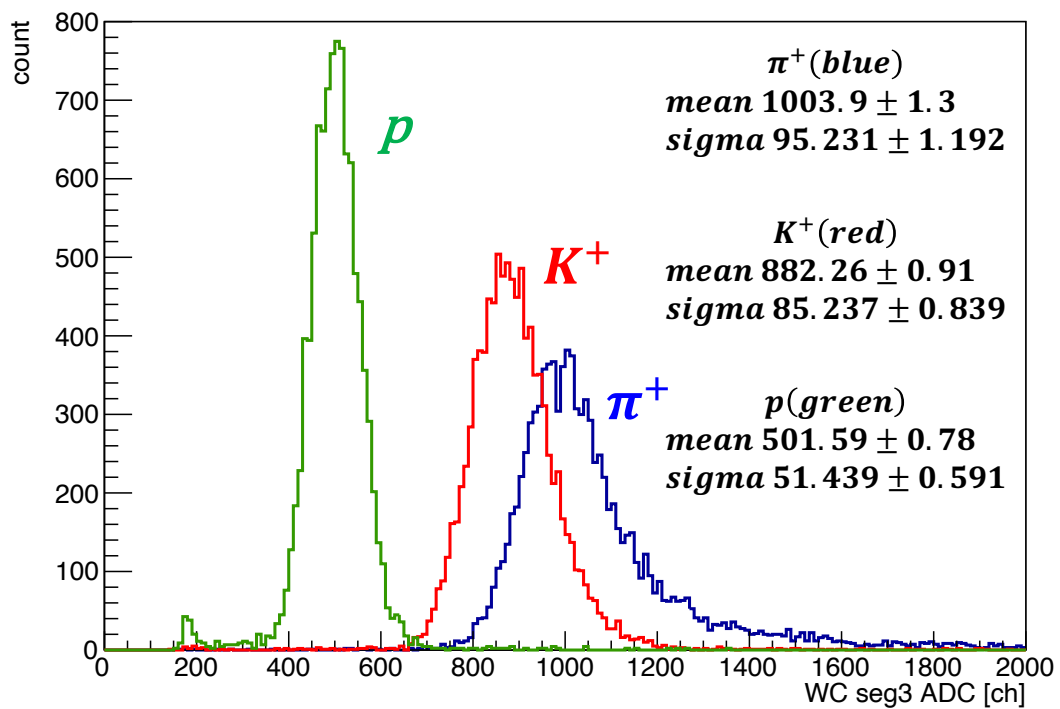
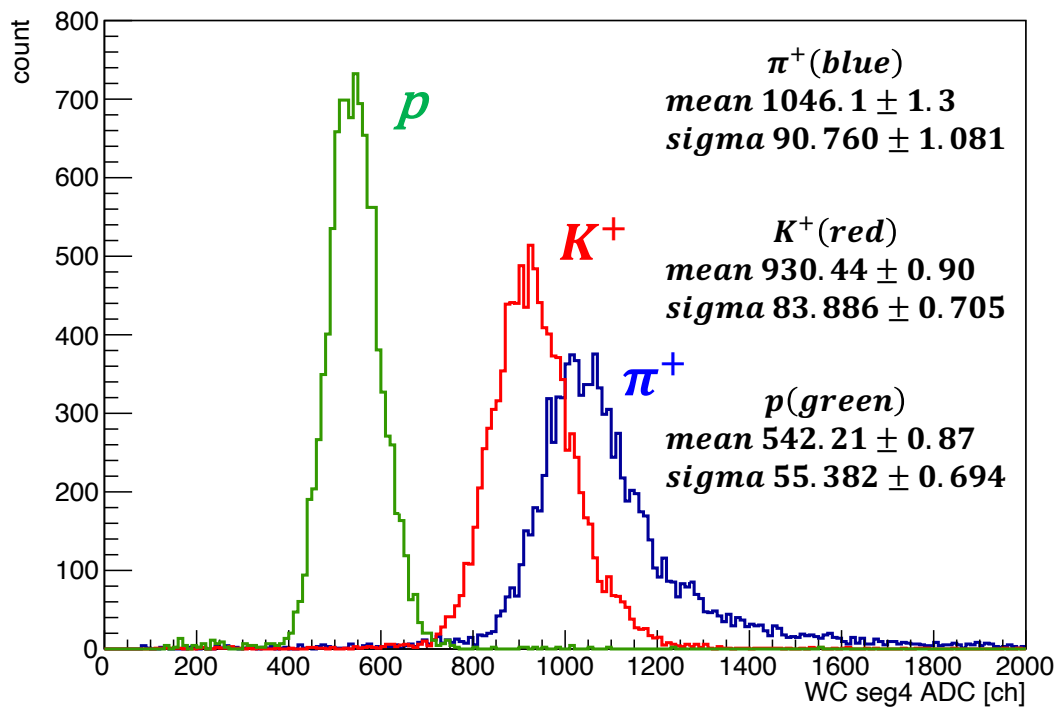


図 49: WC における QDC 分布。赤は  $K^+$  中間子、青は  $\pi^+$  中間子、緑は陽子のビームスルーデータを表す。上図は上流側の 1 セグメント、下図は下流側の 1 セグメントの光量を表している。

ACでの各粒子の残存率を図50に示す。 $K^+$ の $\pi^+\pi^0$ への崩壊など後方検出器を用いても排除できないバックグラウンドが存在することに注意が必要であるが、一例として閾値を2 p.e.に設定した場合、 $K^+$ 中間子の残存率は0.960、 $\pi^+$ 中間子の残存率は0.147となり、シミュレーションにより見積もられた性能と一致していることを確認した。

また、解析段階でのQDCの値での事象選択による残存率も図51に示す。これによれば $K^+$ 中間子の残存率が収量を考慮して設定した条件の95%以上を満たし、かつ $\pi^+$ 中間子の残存率が最小となるのは1.75 p.e.で閾値を設定した場合で、 $K^+$ 中間子の残存率0.954、 $\pi^+$ 中間子の残存率は0.157となる。この1.75 p.e.をACの最適な閾値として採用した。

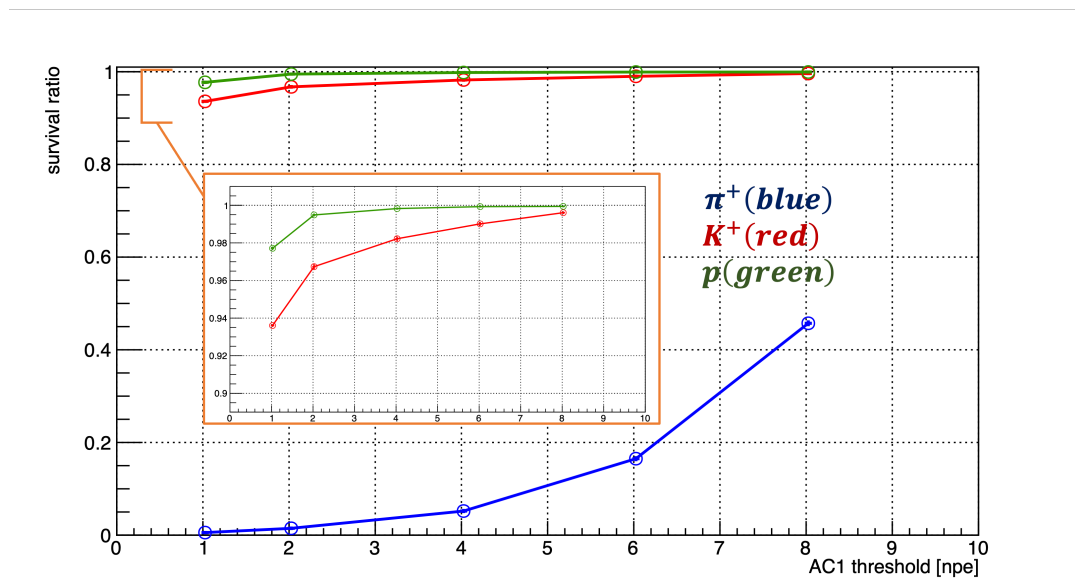


図50: ACにおける各粒子の残存率。青は $\pi^+$ 中間子、赤は $K^+$ 中間子、緑は陽子を表す。

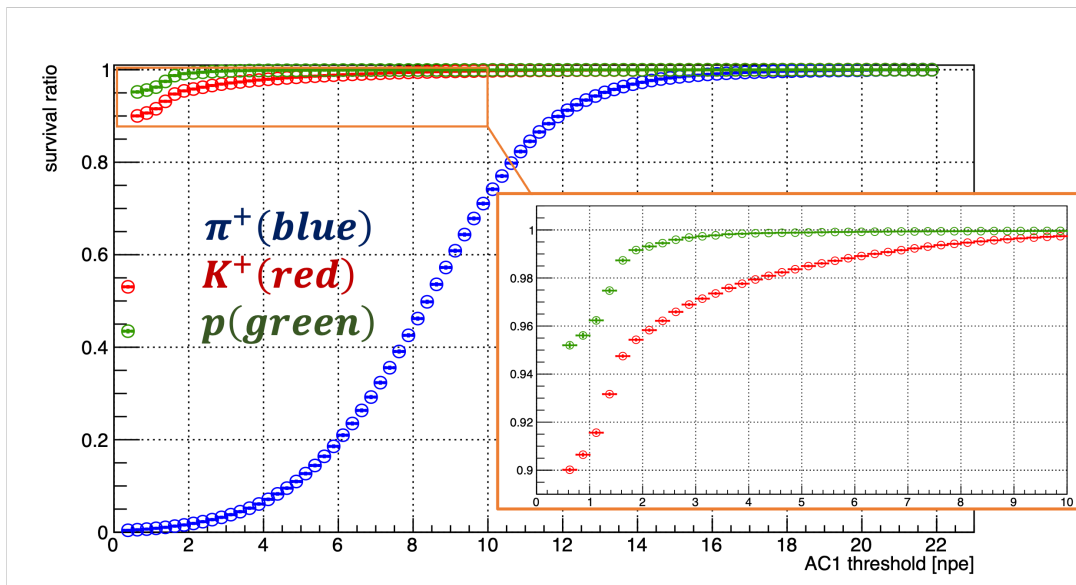


図 51: QDC の値での事象選択による AC における各粒子の残存率。青は  $\pi^+$  中間子、赤は  $K^+$  中間子、緑は陽子のビームスルーデータである。横軸の値は QDC の値から検出光電子数へ変換したものを表す。



続いて WC での各粒子の残存率を図 52 に示す。  $K^+$  中間子の残存率 99 % 以上という条件を満たす WC の閾値として、60 p.e. に設定した場合、  $K^+$  中間子の残存率は 0.996、陽子の残存率は 0.987 となり、こちらもシミュレーションにより見積もられた性能と一致していることを確認した。 WC は 60 p.e. を最適な閾値として採用した。

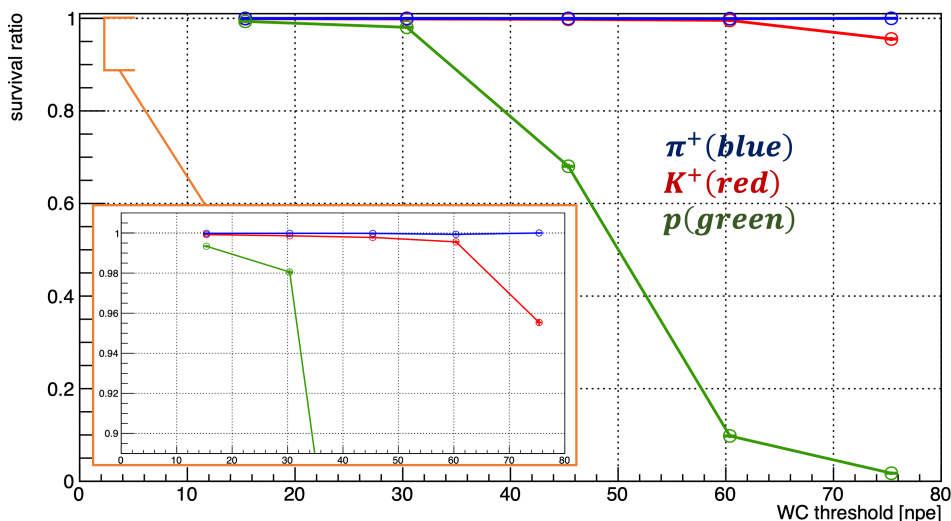


図 52: WC における各粒子の残存率。青は  $\pi^+$  中間子、赤は  $K^+$  中間子、緑は陽子を表す。

また、  $\pi^+$  中間子のビームスルーデータから、レートの上昇により AC の PMT の波高が低下、ベースラインが上昇するという現象が確認された。これを調査した結果は付録 A に記載した。結果、この現象が問題となる  $\pi$  中間子のレートは 20 k/spill 以上であり、 E70 実験の物理データ取得時に予想される  $\pi$  中間子のレートは 1 k/spill 以下と予想されるため、特別な措置を講じる必要はないことが判明した。

#### ■高運動量 $K$ 中間子の AC での残存率の低下

今回用いたエアロゲルの屈折率は  $n = 1.05\text{--}1.06$  であり、これに対して約  $1.5 \text{ GeV}/c$  を超える運動量を持つ  $K^+$  中間子はエアロゲルの発光閾値を超える。そのため AC の閾値が低い場合、高運動量の  $K^+$  中間子の残存率は低下すると予想される。  $1.4 \text{ GeV}/c$  の  $K^+$  中間子のビームスルーデータを用いてこの現象を確認した。図 53 に  $K^+$  中間子の運動量ごとの残存率を示す。結果として、 1 p.e. 程度の低い閾値において高運動量  $K^+$  中間子の AC での残存率の低下が確認された。しかし、より高い運動量の  $K^+$  中間子のビームスルーデータは今回のコミッションングランでは入手できず、定量的な評価にはさらなるデータ取得が必要である。

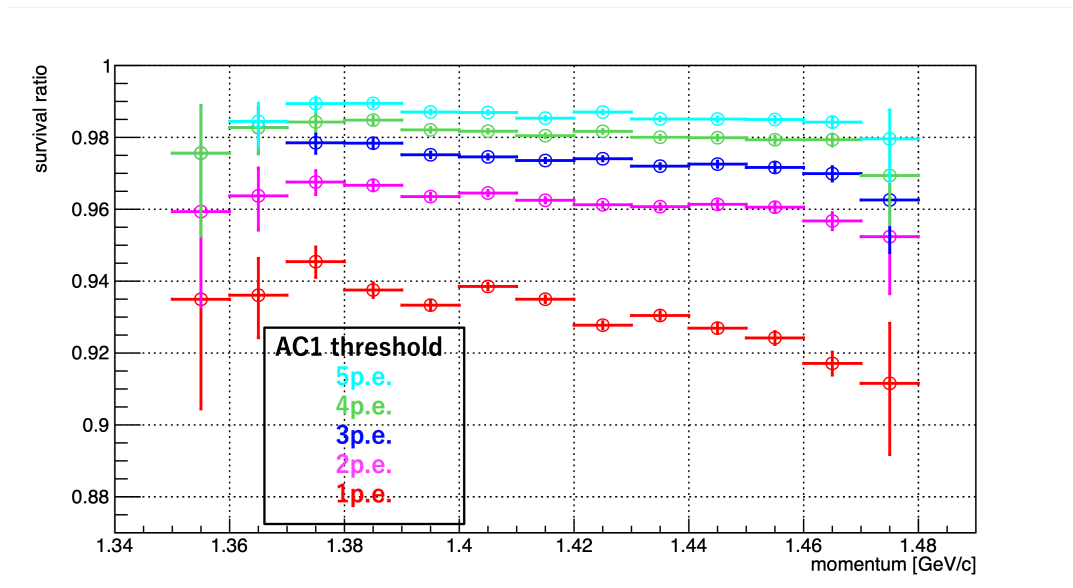


図 53:  $K^+$  中間子の運動量ごとの AC における各粒子の残存率。AC の QDC の値によるカットを用いている。低い閾値では約 1.45 GeV/c から残存率の減少が見られる。

#### 4.3.3 シミュレーションとの比較

前章で得られた結果が、シミュレーションによる見積りに即しているかを考察する。

##### ■質量再構成による粒子識別

4.3.1 節から  $m^2$  の幅は、3.3.1 節で BH2-TOF 時間分解能 150 ps を仮定した場合の幅  $\sigma_\pi = 0.0220 (\text{GeV}/c^2)^2$ 、 $\sigma_K = 0.0231 (\text{GeV}/c^2)^2$  より細いため、時間分解能は仮定よりも高いことが推察できる。そこで、運動量 1.4 GeV/c の  $\pi^+$  中間子のビームスルーデータからホドスコープの時間分解能を見積もり、シミュレーションに反映させて得た再構成質量の幅を実データの解析結果と比較する。

BH2-TOF 間の時間分解能は  $T_{S2S} - T_{\text{Calc}}$  をガウス関数でフィットすることで約 130 ps と見積もられた (図 40)。

一方、TOF 単体の時間分解能は TOF の隣同士のセグメントとのオーバーラップ部分を通過する事象を用いて評価した。TOF の特定の二つのセグメントで粒子を検出した事象を選択し、上下 PMT の時間平均の差の幅を調べることで、幅の  $1/\sqrt{2}$  倍を TOF の時間分解能として評価できる。その結果、時間差の幅は  $\sigma_t = 89$  ps であった (図 54)。これにより TOF の 1 セグメントの時間分解能が  $\sigma_{\text{TOF}} = 63$  ps 程度であると評価できる。BH2 単体の時間分解能は BH2-TOF 間と TOF 単体の結果を用いて約 110 ps と導出できる ( $\sigma_{\text{BH2}} = \sqrt{\sigma_{\text{BH2-TOF}}^2 - \sigma_{\text{TOF}}^2}$ )。

見積もられた時間分解能をシミュレーションに反映した。得られた再構成質量を図 55 に、シミュレーションで得られた幅と実データの幅との比較を表 15 に示す。

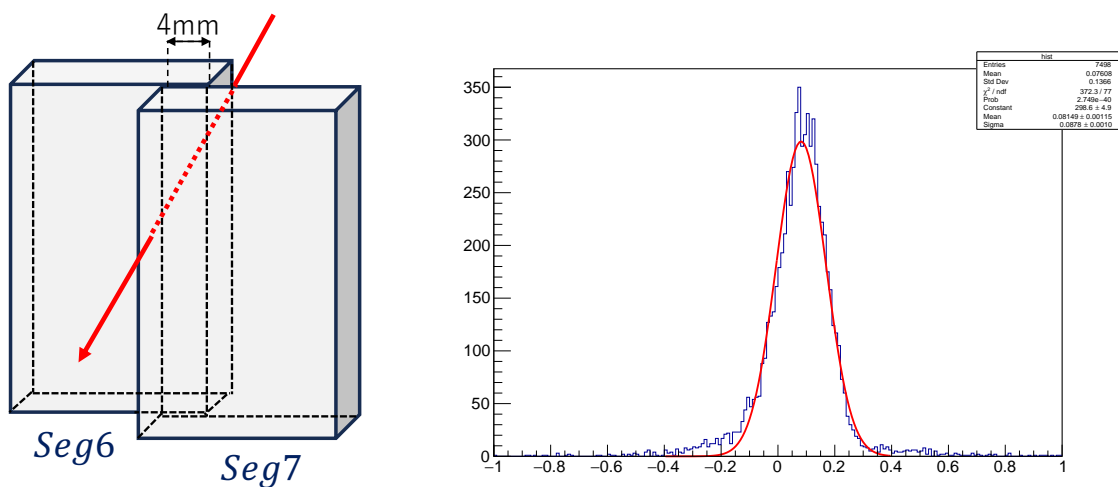


図 54: 左: 粒子が TOF の二つのセグメントを通過した事象の模式図。  
 右: スルーイング補正後の  $\pi^+$  中間子のビームスルーデータにおけるセグメント 6 と 7 の時間平均の差を示している。

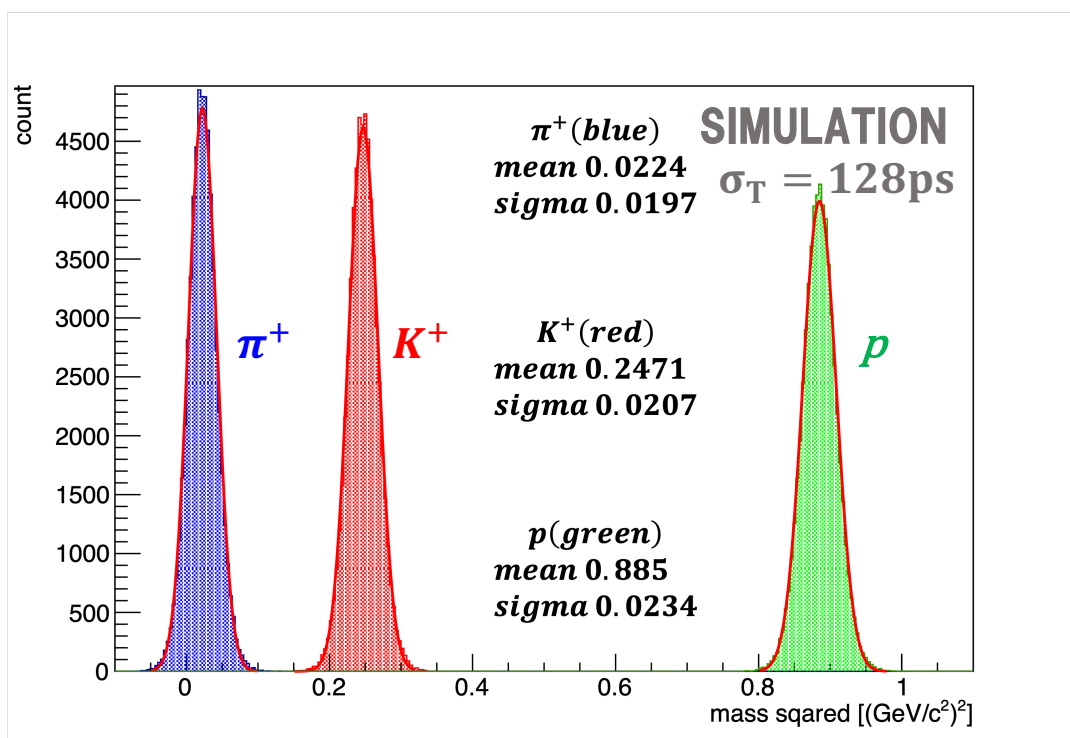


図 55: シミュレーション上で BH2-TOF 時間分解能を 128 ps と設定した場合の再構成質量分布。  
 粒子はそれぞれ青が  $\pi^+$  中間子、赤が  $K^+$  中間子、緑が陽子である。

表 15: 再構成質量の幅の比較。

	$\pi^+[\text{GeV}/c^2]$	$K^+[\text{GeV}/c^2]$	陽子 $[\text{GeV}/c^2]$
ビームスルーデータ	0.0204	0.0215	0.0202
シミュレーション (128 ps)	0.0197	0.0207	0.0234
シミュレーション (150 ps)	0.0220	0.0231	0.0261
シミュレーション (100 ps)	0.0147	0.0155	0.0175
シミュレーション (50 ps)	0.0074	0.0078	0.0089

再構成質量の幅については、シミュレーションで見られた質量が大きくなるにつれて広がる効果は見られないが、概ねシミュレーション結果と一致していると言える。一方で、性能の面ではシミュレーション ( $K^+$  中間子の残存率 0.997、背景事象の残存率  $10^{-10}$  未満) に比べ  $K^+$  中間子の残存率は低く、 $\pi^+$  中間子の残存率は高くなる結果となった。これは再構成質量のテール成分による影響であり、何らかの背景事象が原因と推察されるが、このような成分はシミュレーションでは予測されていないものである。今後更なる調査により原因や補正の可能性などが明らかになるであろう。

#### ■チェレンコフ検出器による粒子識別

AC、WC の残存率の実データ (図 51)(図 52) とシミュレーション (図 30)(図 32) との比較により以下の 2 点が判明した。

- シミュレーション上で WC の発光量を実データより大きく見積もっている。
- 排除しきれなかった崩壊粒子の影響により、AC における  $K^+$  中間子の残存率を過小評価している。

1 点目は実データの結果に合わせて WC 内で光子が光電面に入る確率や量子効率などを調整することで、シミュレーションを現実近づけることが可能である。2 点目に関しては SAC3 で除去しきれない崩壊粒子の数を評価することで正しく  $K^+$  中間子の残存率を評価することができる。シミュレーション上で今回のコミッションングランで用いた SAC3 を反映させ、実験セットアップの再現度を高める必要があると考えられる。

#### 4.3.4 オフライン解析における粒子識別性能評価

オフライン解析では質量再構成とチェレンコフ検出器の二つの手法を用いて粒子識別を行う。この場合の粒子識別性能を、単一の性能と合わせて表 16 に示す。再構成質量は  $m_K^2 \pm 3\sigma_K$  のカットをかけたもの、AC の閾値を 1.75 p.e.、WC の閾値を 60p.e. と設定している。

結果、全手法を導入した事象選択 ( $\text{mass} \times \overline{\text{AC}} \times \text{WC}$ ) により、 $K^+$  中間子の残存率 0.926 に対し、 $\pi^+$  中間子と陽子の残存率を  $3 \times 10^{-6}$  に抑えることが可能であると判明した。

表 16: 各識別手法に対する粒子ごとの残存率。

	$K^+$	$\pi^+$	陽子
mass	0.975	$1.52 \times 10^{-4}$	$<10^{-5}$
$\overline{AC}$	0.954	0.0157	0.992
WC	0.996	0.999	0.0987
mass $\times$ $\overline{AC}$	0.930	$2.39 \times 10^{-6}$	$<10^{-5}$
mass $\times$ $\overline{AC}$ $\times$ WC	0.926	$2.39 \times 10^{-6}$	$<10^{-6}$

#### 4.3.5 トリガー要求レート

今回のコミッションングランにおいて、標的に AFT を用いる場合にトリガーレートが 3 k/spill を上回ると、データ収集効率が大幅に低下するという現象が確認された [31]。物理データ取得時にこの値を上回ると予想される場合、収量の低下を防ぐため AC や WC をトリガーに入れる必要がある。そこで散乱データの事象数から、各トリガー設定に対して予想されるトリガーレートを見積もった (表 17)。各チェレンコフ検出器の閾値を AC で 1.75 p.e.、WC で 60 p.e. としている。

表 17: 各トリガーでの予想されるトリガー要求レート。kbeam トリガーは  $BH1 \times BH2 \times \overline{BAC}$  を表す。

トリガー名称				
A	kbeam			
B	kbeam $\times$ TOF			
C	kbeam $\times$ TOF $\times$ $\overline{AC}$			
D	kbeam $\times$ TOF $\times$ $\overline{AC}$ $\times$ WC			
トリガー	A	B	C	D
散乱データ [/spill]	260k	445	340	24.8
トリガー要求レート [/spill]	1M	1702	1300	94.7

チェレンコフ検出器のトリガーへの参加により 100/spill と大幅にトリガー要求レートを低下させることが判明したが、3 k/spill を超えないという条件であれば kbeam  $\times$  TOF のような緩いトリガーでも物理データ取得が可能であることが示された。

## 第5章 予想される欠損質量スペクトルのシミュレーション

得られた粒子識別性能が物理データ取得に足りうるものか判断するには、散乱  $K^+$  中間子に対する背景事象の比率が欠損質量スペクトルに与える影響を考慮する必要がある。背景事象の中でも再構成質量による除去が困難な  $\pi^+$  中間子が、 $\Xi$  束縛領域にどれほど漏れ込んでくるのかを評価する事で背景事象の影響を掴むことができる。本章では散乱粒子の比率から  $\pi^+$  中間子の漏れ込みを予測し、それらが  $\Xi$  ハイパー核のエネルギースペクトラムに与える影響についてシミュレーションにより予測を立てた。それにより今回の粒子識別性能が十分か否かを議論する。

### 5.1 散乱粒子の比率

背景事象の漏れ込みがどの程度かを議論する上で、 $K^+$  中間子に対する背景事象の比率を求めることは必要不可欠である。そこでコミッションランのデータ解析により、標的からの散乱粒子の比率を再構成質量やチェレンコフ検出器によるカットを用いて求めた。その結果を図 56 に示す。 $K^+$  中間子に対して  $\pi^+$  中間子は約 50 倍検出され、陽子は約 300 倍検出された。

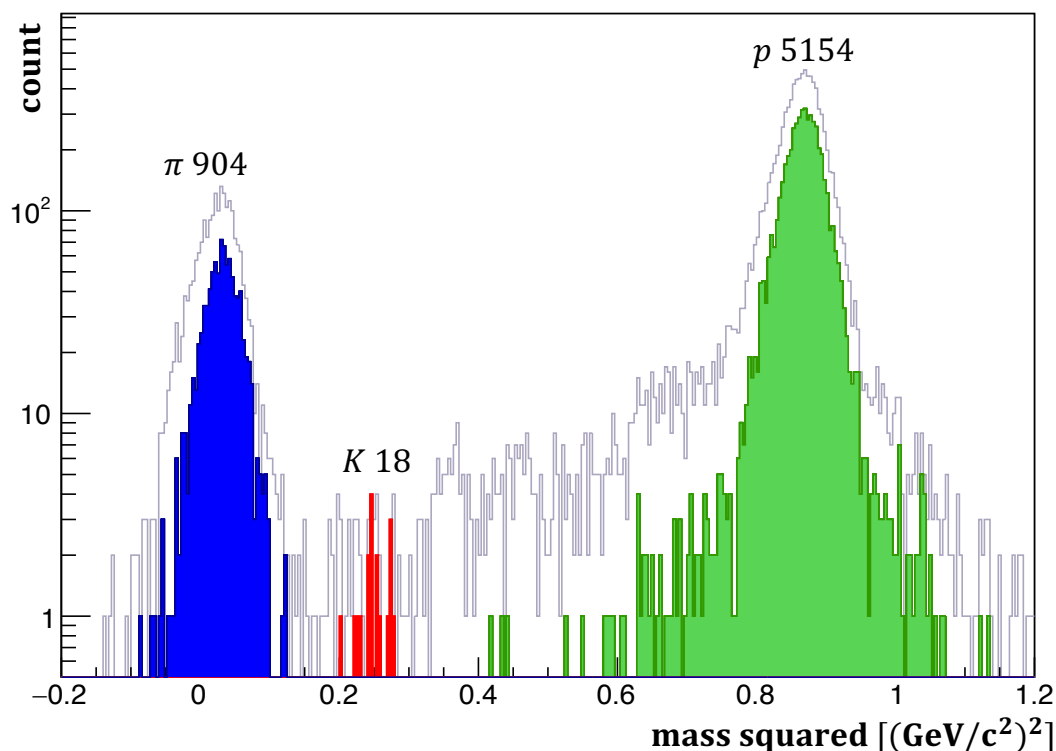


図 56: 散乱データの再構成質量。ビーム側では BAC により  $K^-$  ビームのみを選択している。また、トラッキングの  $\chi^2_{S2S}$  でカットをかけることで、S-2S を通過せずにトリガーに入ってしまった事象などを除去している。

この結果は、過去に JAM によるシミュレーションの結果 [30] とよく一致している。JAM とはハドロンカスケード模型を用いた原子核反応計算コードであり、20 MeV–200 GeV の幅広いエネルギー領域の反応プロセスをシミュレートするのに利用される [32]。シミュレーション結果から、AFT の厚さ (9 g/cm<sup>2</sup>) および  $K^+$  中間子の崩壊を加味した場合の収量を見積もった。実データの収量と合わせて表 18 に示す。

表 18: 入射  $K^-$  中間子  $10^6$  個に対する散乱粒子の収量。 $K^+$  中間子の崩壊による収量の減少については、飛行距離を 8 m、運動量を 1.4 GeV/c として計算した。

	$K^+$	$\pi^+$ ( $K^+$ に対する比率)	陽子 ( $K^+$ に対する比率)
JAM による予測値	1.62	72 (44)	453 (280)
実データの収量	0.619	31 (50)	177 (286)

このように粒子の比率は非常によく一致している。収量についてもトラッキングの事象選択により半分程度を誤って除去してしまうことを加味すれば概ね一致していると言える。

次節では得られた散乱粒子の比率と 4 章で得られた粒子識別性能から、背景事象が欠損質量スペクトルに与える影響をシミュレーションを用いて議論する。

## 5.2 背景事象の構成

本節では、欠損質量スペクトル上の三粒子束縛領域に漏れ込む背景事象を構成する。コミッションの散乱データから散乱粒子が  $\pi^+$  中間子であるものを選択し、それらを  $K^+$  中間子と誤認した場合の欠損質量を計算する。

欠損質量を求める際に必要な情報は入射粒子、及び散乱粒子の運動量と角度である。散乱データ (図 56) から抜き出された  $\pi^+$  中間子約 900 イベントの運動量分布、及び角度分布を図 57 に示す。

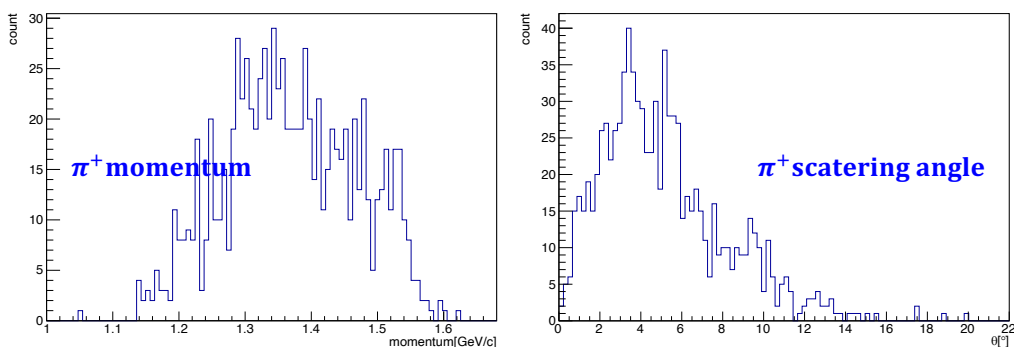


図 57: 散乱データから得られた  $\pi^+$  中間子の運動量分布 (左) と角度 ( $\theta$ ) 分布 (右)。

ビーム粒子の運動量はビームラインスペクトロメータを用いて事象ごとに求める必要がある。しかしピーク弁別に関わる  $\pi^+$  中間子の数勘定という点では、散乱粒子の運動量の広がりに対して



ビーム粒子の中心運動量からの広がりは無視できるほど小さい。よってデータ取得時の k1.8 ビームスペクトロメータ内の測定磁場から求めた中心運動量、1.815 GeV/c のモノクロビームと仮定した。これにより計算した欠損質量の分布を図 58 に示す。

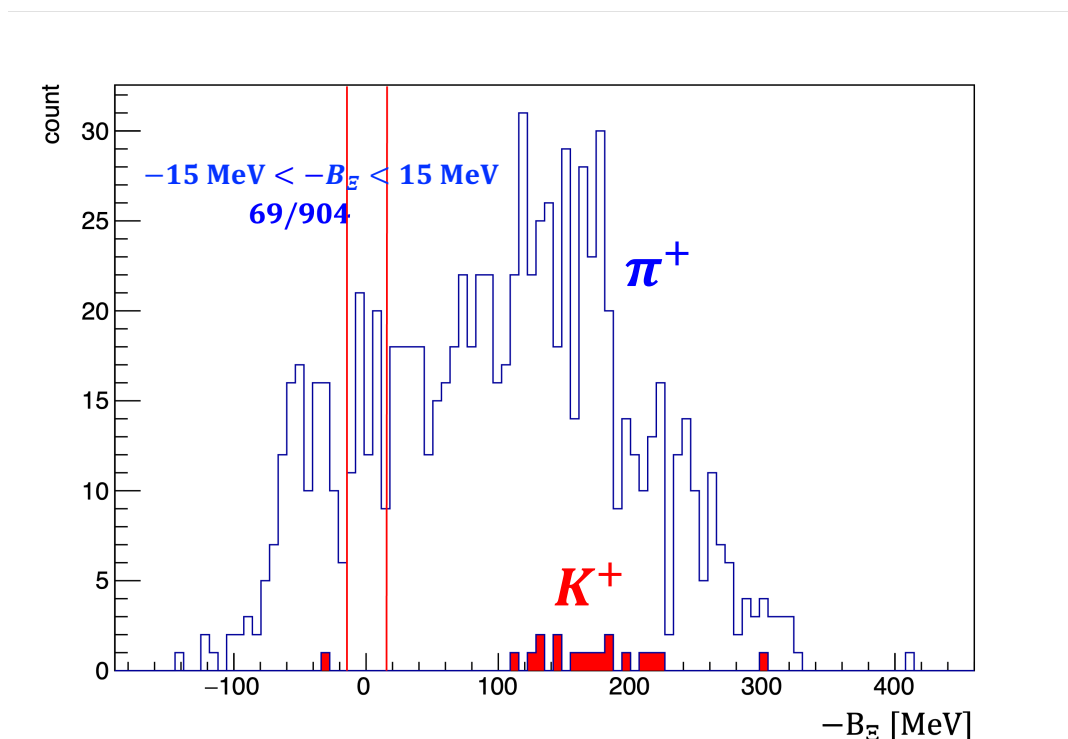


図 58: 散乱データから構成した欠損質量分布。散乱粒子が  $K^+$  中間子の事象 (赤)、 $\pi^+$  中間子の事象 (青) をそれぞれ選択した。赤線はピーク構造の弁別に関わる領域 ( $-15 \text{ MeV} < -B_E < 15 \text{ MeV}$ ) を表しており、 $\pi^+$  中間子は全体の 7.63 % が該当する。

今回のシミュレーションでは、DWIA 計算から導かれた理論模型 ESC08a から予想されるピーク構造の弁別に関わる領域 ( $-15 \text{ MeV} < -B_E < 15 \text{ MeV}$ ) のみを考慮する。その領域では明確な  $\pi^+$  中間子のピーク構造などは見られず、構成をフラットと仮定しても問題ないことが図 58 から読み取れるため、背景事象はフラットな分布で構成することに決定した。

E70 実験における  $\Xi$  ハイパー核の収量は 100 を目標としており、それをもとに次節で  $\Xi$  ハイパー核のピーク構造を構成している。 $K^+$  中間子全体で見ると素過程断面積が  $\Xi$  ハイパー核生成断面積の約 1000 倍程度であることから散乱  $K^+$  中間子の事象は物理データ全体で 10 万イベント程度と予測できる。これと散乱粒子の比率を考慮すれば、kbeam  $\times$  TOF トリガーで得た物理データに含まれる  $\pi^+$  中間子は 500 万イベントと予想され、このうち  $-15 \text{ MeV} < -B_E < 15 \text{ MeV}$  に入るものは 38 万イベント程度である。これに粒子識別性能を持つ  $\pi^+$  中間子の残存率を掛け合わせたものを  $\pi^+$  中間子の数として、背景事象を構成する。

### 5.3 $\Xi$ ハイパー核のエネルギーピーク構造

E70 実験の目標となる  $\Xi$  ハイパー核の収量から、 $-B_{\Xi} < 0$  MeV の事象数が 100 となるよう  $\Xi$  ハイパー核のピーク構造を構成した。ピーク構造は ESC08a を仮定する。理論計算の結果 [18] から 3 つのピーク ( $1_1^-$ ,  $1_2^-$ ,  $1_3^-$ ) の位置と断面積比を読み取り、それぞれ  $-B_{\Xi} = -4.5$ ,  $-1.95$ ,  $1.33$  MeV、断面積比  $6.19 : 30.1 : 33.6$  とした。この 3 つのピークを実験分解能 2 MeV (FWHM) として、自然幅を考慮しない場合、する場合の二通りで構成する。

$p(K^-, K^+)\Xi^-$  による準自由過程 (QF) の構造は  $0 \text{ MeV} < -B_{\Xi}$  の三角形の分布とし、事象数は過去の実験結果 [17] を参考に、 $-15 \text{ MeV} < -B_{\Xi} < 0 \text{ MeV}$  と  $0 \text{ MeV} < -B_{\Xi} < 15 \text{ MeV}$  の範囲内の事象数の比が  $60 : 195$  となるように設定する。これに前節で述べた背景事象のスペクトラムを重ねることでピーク構造を得る。自然幅を考慮しない場合のピーク構造の一例を図 59 に、考慮する場合の一例を図 60 に示す。

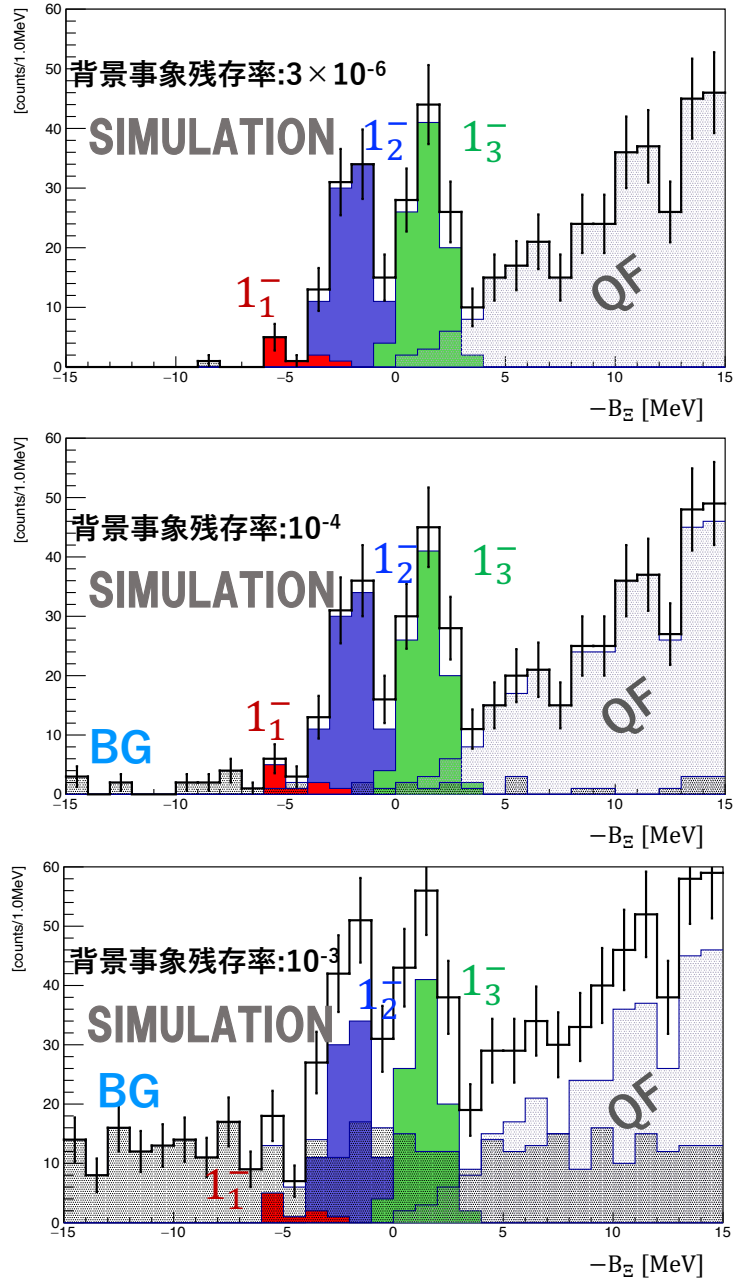


図 59: 自然幅 0 MeV、実験分解能 2 MeV (FWHM) と仮定した場合の  $\Sigma$  ハイパー核のエネルギーピーク構造。赤、青、緑のピークがそれぞれ  $1_1^-$ 、 $1_2^-$ 、 $1_3^-$  のピークに相当する。グレーは準自由過程 (QF) を表している。水色は指定した残存率での背景事象がつくる構造であり、残存率は上から  $3 \times 10^{-6}$  (予測値)、 $10^{-4}$ 、 $10^{-3}$  である。

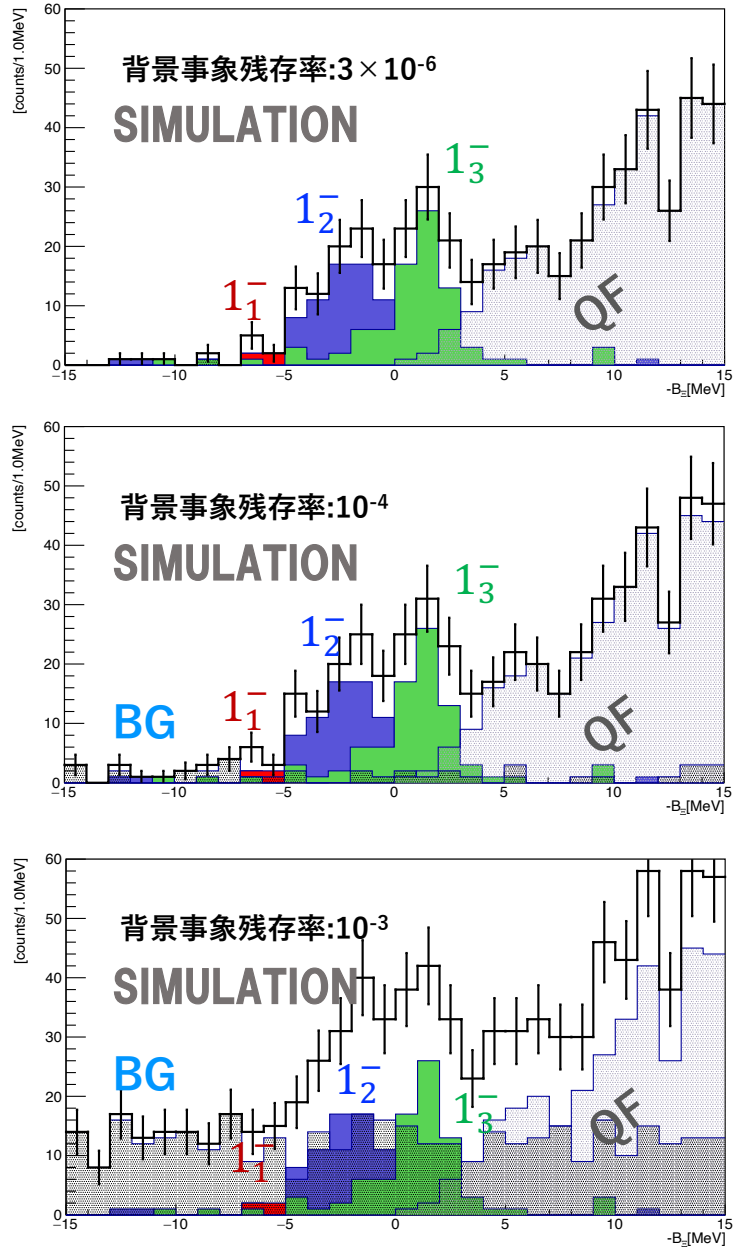


図 60: 自然幅 2 MeV、実験分解能 2 MeV (FWHM) と仮定した場合の三ハイパー核のエネルギーピーク構造。図 59 にはない相対論的ブライト・ウィグナー分布 ( $f(E - E_0; \Gamma) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$ ) に特有のテール成分が確認できる。

## 5.4 背景事象の欠損質量スペクトルに与える影響

前節のようにして背景事象を加味したピーク構造を構成した。本節では背景事象の残存率を変えながら  $1_2^-$  と  $1_3^-$  のピークをフィッティングにより弁別することを試みる。フィッティング結果の真値からのズレやパラメータの誤差を評価対象として、残存率がピーク弁別に与える影響を調査する。

### 5.4.1 自然幅を考慮しない場合

本節では自然幅を考慮せず、実験分解能 2 MeV のみを反映したピーク構造に対してフィッティングを行う。背景事象と QF の構造 ( $0 \text{ MeV} < -B_{\Xi}$ ) をそれぞれ単体でフィッティングして差し引いたのち、フィッティング範囲を  $-5$ - $5 \text{ MeV}$  として以下の二つのガウス関数の和でフィットする：

$$f(B_{\Xi}) = A_1 G(B_{\Xi} - x_1; \sigma_1) + A_2 G(B_{\Xi} - x_2; \sigma_2) \quad (x_1 < x_2) \quad (13)$$
$$G(x; \sigma) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp(-x^2/2\sigma^2)$$

式中の  $x_1$ 、 $x_2$ 、 $A_1$ 、 $A_2$ 、 $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  はフィッティングパラメータであり、このうちピーク位置を表すパラメータ ( $x_1$ 、 $x_2$ ) の誤差を評価する。フィット結果の一例を図 61 に示す。

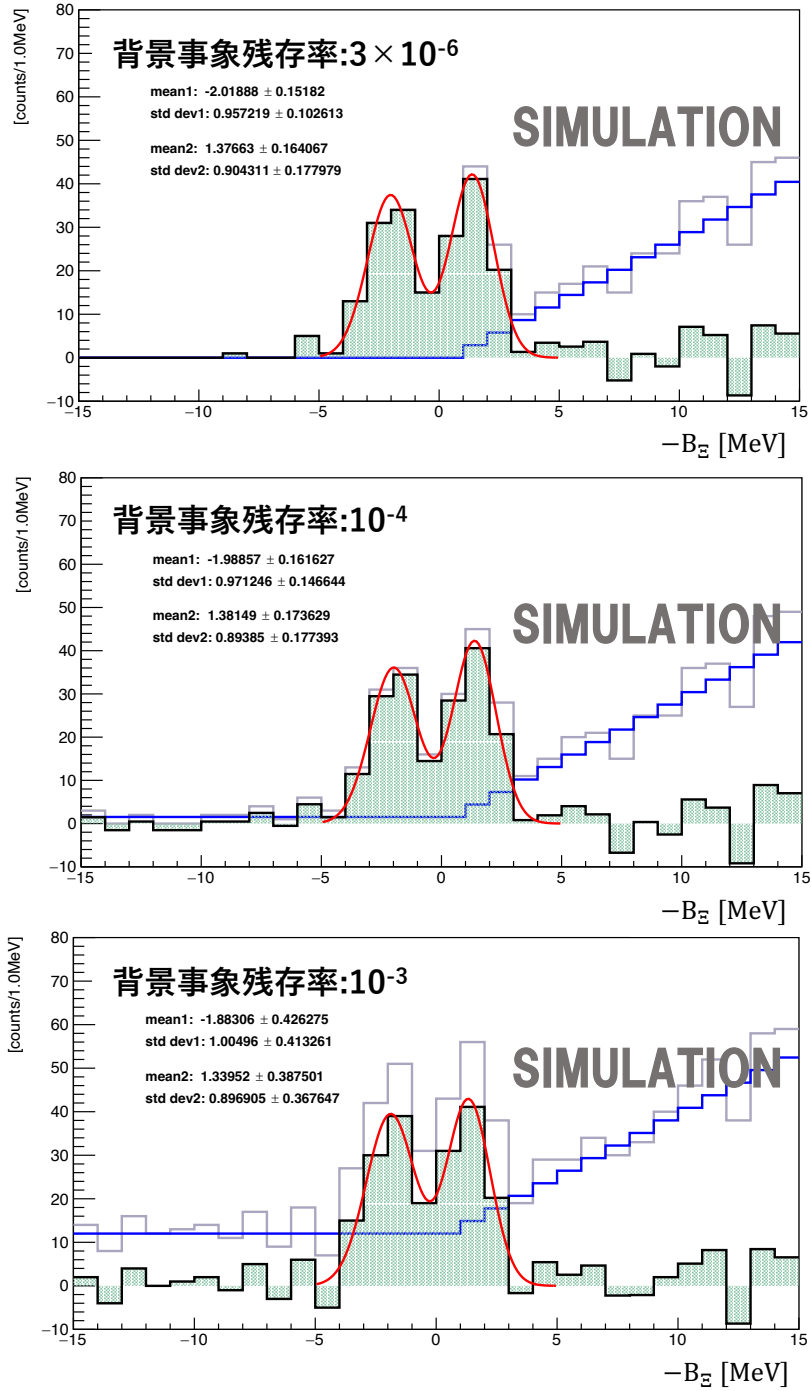


図 61: 背景事象を加味したピーク構造のフィット結果の一例。背景事象の残存率は上から  $3 \times 10^{-6}$  (予測値)、 $10^{-4}$ 、 $10^{-3}$  である。

これを 10000 回繰り返し  $x_1$ 、 $x_2$  の誤差を調べる。結果の一例として背景事象の残存率  $3 \times 10^{-6}$  (予測値) のパラメータと誤差の分布を一例として図 62 に示す。

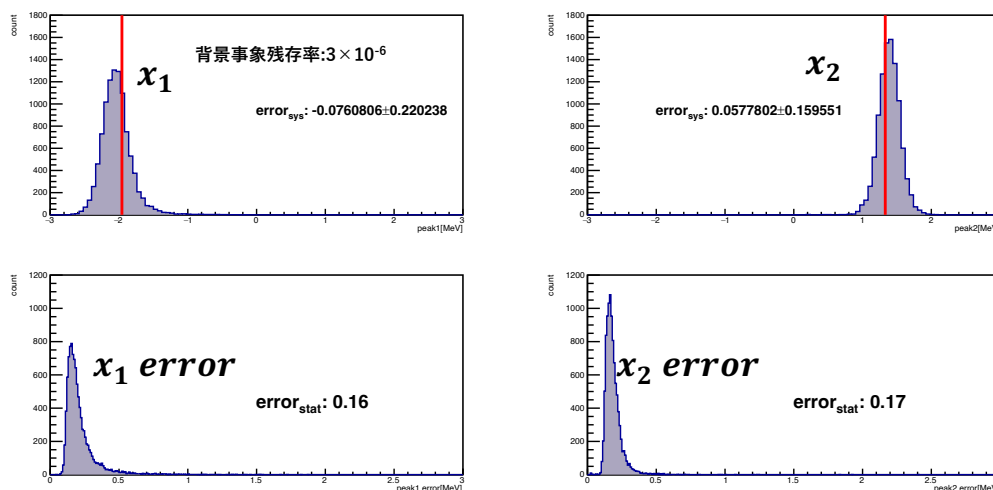


図 62: 残存率が  $3 \times 10^{-6}$  の場合の  $x_1$ 、 $x_2$  の分布 (上段)、及びフィッティングパラメータの誤差 (下段) の分布。上段ヒストグラムの平均値から  $\Delta B_{\Xi}^{\text{sys}}$  を、下段ヒストグラムの最頻値から  $\Delta B_{\Xi}^{\text{stat}}$  を求める。

このようにして得られた各ピークの誤差について、評価対象を以下のように定義した:

- $\Delta B_{\Xi}^{\text{sys}}$ : 真値からのズレの平均値
- $\Delta B_{\Xi}^{\text{stat}}$ : 1 回のフィッティングに対するフィッティングパラメータの誤差の最頻値

ただし系統誤差として  $\Delta B_{\Xi}^{\text{sys}}$  を用いているものの、あくまで今回のシミュレーション上でのフィッティングに関する系統誤差であり、他の系統誤差 (AFT 内のエネルギーストラグリングやスペクトロメータの性能など) は含まれていないことに注意が必要である。

以上で定義した誤差と背景事象の残存率との依存性を図 63 に示す。 $\Delta B_{\Xi}^{\text{sys}}$  に関しては残存率の増加による影響はほとんど確認できない。 $-B_{\Xi} = -4.5 \text{ MeV}$  にある  $1_1^-$  の小さなピークによる影響でピーク 1 はマイナス方向に、ピーク 2 はプラス方向にズレる傾向はあるものの、残存率に関わらずおよそ 100 keV の範囲に収まっている。 $\Delta B_{\Xi}^{\text{stat}}$  に関しては残存率が  $10^{-4}$  を超えると急激に上昇することが見て取れる。予測値はその値を下回り、両ピークともに約 170 keV という結果となった。

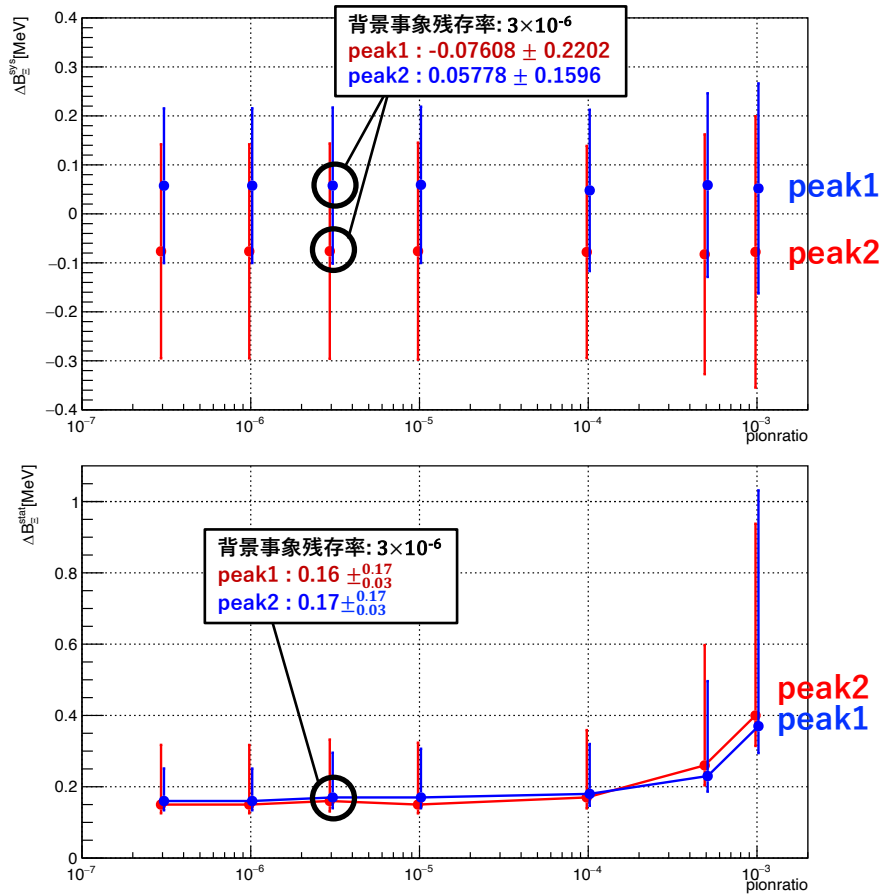


図 63: 各誤差と背景事象残存率との依存性。上は  $\Delta B_{\Xi}^{\text{sys}}$ 、下は  $\Delta B_{\Xi}^{\text{stat}}$  を表す。

#### 5.4.2 自然幅を考慮した場合

前節で行ったシミュレーションではガウス分布で構成したピークをフィッティングして誤差の評価を行ったが、実際にはある自然幅を持つ相対論的ブライト・ウィグナー分布が実験分解能でなまされたものとして表される。実験分解能 2 MeV (FWHM) に加えて  $\Gamma = 2$  MeV (FWHM) の自然幅を仮定し構成したピーク構造に対してフィッティングを行った。それに対する  $\Delta B_{\Xi}^{\text{sys}}$ 、 $\Delta B_{\Xi}^{\text{stat}}$  を評価し、ピーク弁別に与える影響を求める。

フィッティング関数には、ブライト・ウィグナー分布とガウス分布を畳み込み積分した関数 (フォークト関数) を用いた。実験分解能を 2 MeV と固定し、二つのピークがあるとして以下の二



つのフォークト関数の和でフィットする:

$$f(B_{\Xi}) = A_1 V_1(B_{\Xi} - x_1; 2, \Gamma_1) + A_2 V(B_{\Xi} - x_2; 2, \Gamma_2) \quad (14)$$

$$V(x; \sigma, \Gamma) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} G(x'; \sigma) L(x - x'; \Gamma)$$

$$L(x; \Gamma) \equiv \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{x^2 + \Gamma^2/4}$$

前節同様、ピーク位置を表すパラメータ ( $x_1, x_2$ ) の誤差を評価する。フィッティングの一例を二つのガウス関数の和でフィットした結果と合わせて図 64 に示す。フィットの範囲は前節では  $-5-5$  MeV であったが、今回はテール成分を考慮し  $-10-10$  MeV とした。

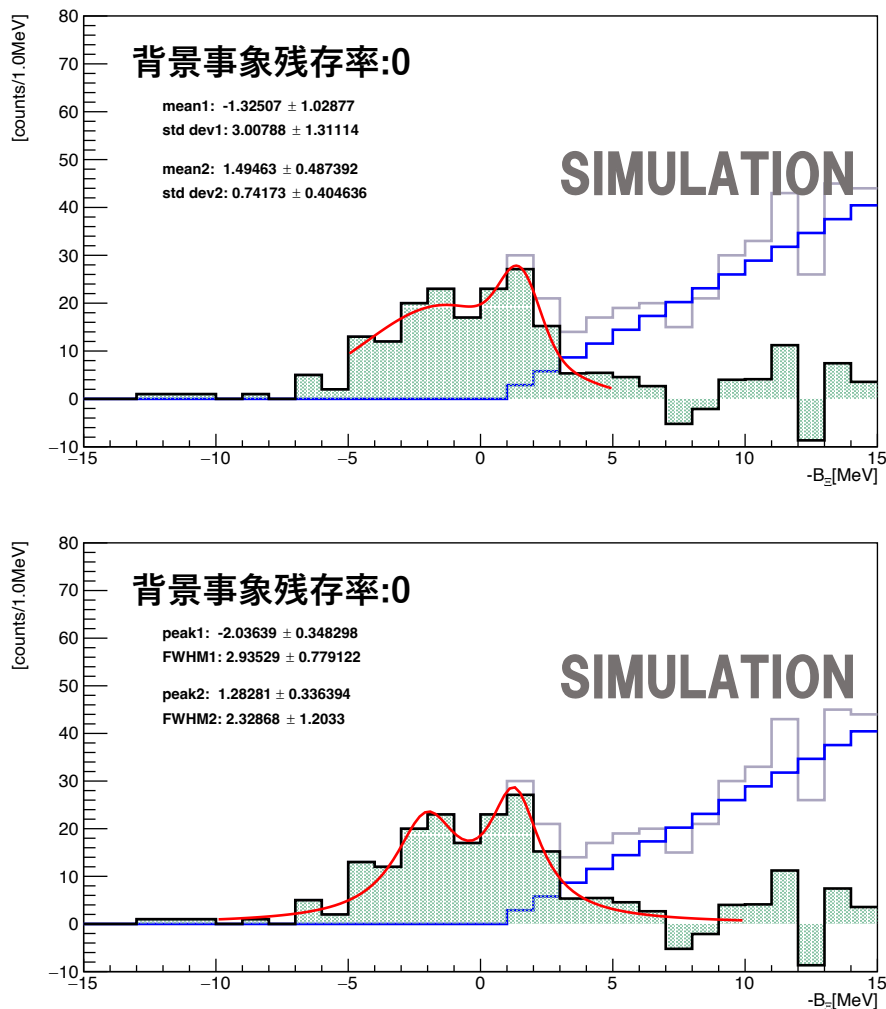


図 64: ピーク構造のフィット結果の一例。上から二つのガウス関数の和でフィットしたもの、式 (14) でフィットしたものである。上図に比べ下図はより正確にフィットできていることが読み取れる。

試行回数 10000 回として  $x_1$ 、 $x_2$  の誤差を調べた。予測値における残存率でのパラメータと誤差を一例として図 65 に、残存率と誤差の相関を図 66 に示す。 $\Delta B_{\Xi}^{\text{sys}}$  は  $1_{\bar{1}}$  の影響で両ピークともにマイナス方向にズレる傾向があり、残存率の予測値である  $3 \times 10^{-6}$  では、ピーク 1 で 400 keV、ピーク 2 で 600 KeV 程度のズレが発生している。この傾向は残存率の上昇とともに回復する事が読み取れるがこれは  $1_{\bar{1}}$  が背景事象に埋もれた結果だと推察される。 $\Delta B_{\Xi}^{\text{stat}}$  に関しては、前節にて残存率が  $10^{-4}$  を超えると急激に上昇していたが今回もその傾向が見て取れる。予測値 ( $3 \times 10^{-6}$ ) では、両ピークともに 300keV 程度という結果であった。

以上により、今回得られたバックグラウンドの残存率は、自然幅を考慮した場合でもフィッティングの誤差にほとんど影響を与えないことが判明した。

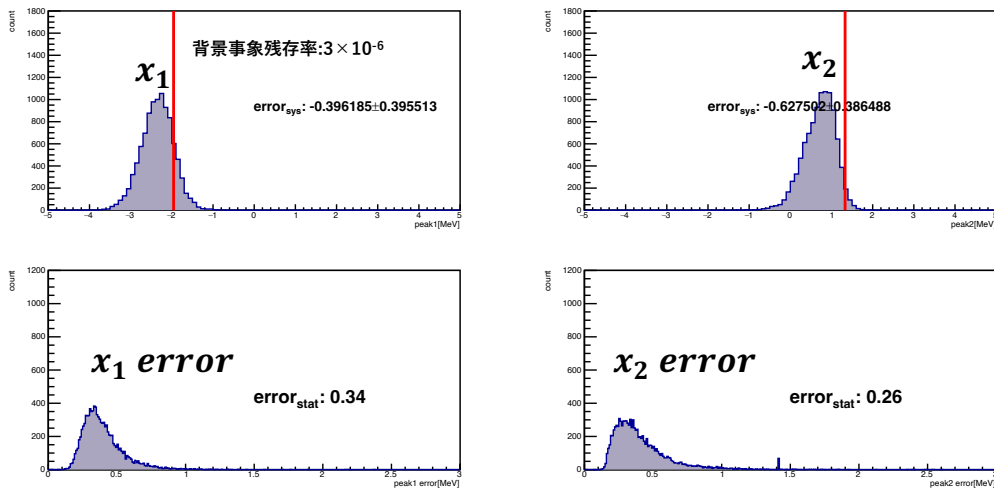


図 65: 残存率が  $3 \times 10^{-6}$  の  $x_1$ 、 $x_2$  の分布 (上段)、及びその誤差 (下段) の分布。

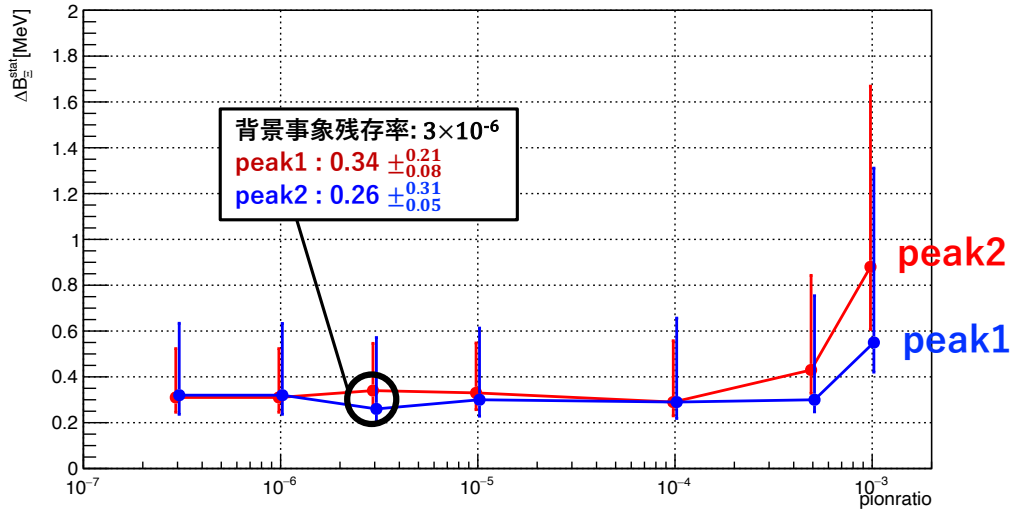
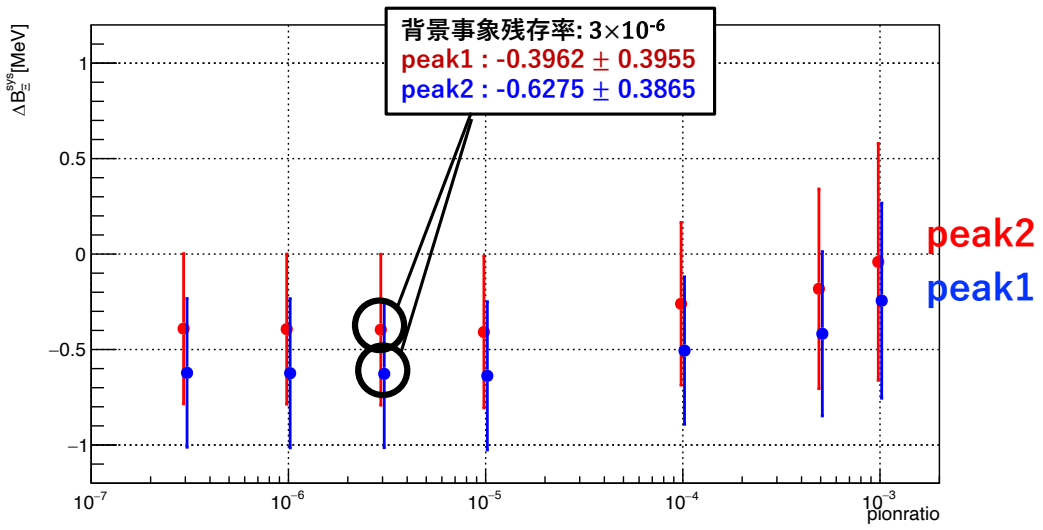


図 66: フィッティングパラメータの誤差。上は  $\Delta B_{\Xi}^{\text{sys}}$ 、下は  $\Delta B_{\Xi}^{\text{stat}}$  を表す。

## 第6章 結論と展望

J-PARC E70 実験では ( $K^-$ ,  $K^+$ ) 反応を用いた  $\Xi$  ハイパー核精密分光を行う。 $\Xi$  ハイパー核の基底状態や励起状態のピークの観測から、 $\Xi N$  相互作用を明らかにすることを目指す。

本研究では標的からの散乱粒子のうち背景事象となる  $\pi^+$  中間子や陽子を抑制するため、 $K^+$  中間子識別手法としてオフライン解析で用いる再構成質量と、オフライン解析に加えトリガーに組み込むことのできるチェレンコフ検出器の二つを用いた手法を開発した。

再構成質量を  $m_K^2 \pm 3\sigma_K$  で選択することで  $K^+$  中間子の残存率 0.975 に対し、 $\pi^+$  中間子の残存率  $1.52 \times 10^{-4}$ 、陽子の残存率  $10^{-5}$  未満に抑えることができると評価した。閾値型チェレンコフ検出器による識別では AC で  $K^+$  中間子の残存率 0.954、 $\pi^+$  中間子の残存率 0.0157、WC で  $K^+$  中間子の残存率 0.996、陽子の残存率 0.0987 と評価した。これらを組み合わせた識別手法 ( $\text{mass} \times \overline{AC} \times WC$ ) により  $K^+$  中間子の残存率 0.926 に対し背景事象を  $3 \times 10^{-6}$  にまで抑えることが可能である。理論模型 ESC08a のピーク構造を仮定したシミュレーションによれば、 $\Xi$  ハイパー核のエネルギーピーク構造弁別のために要求される残存率は  $10^{-4}$  以下であり、本識別手法はその目標を達成している事が判明した。

また、オンライントリガー段階において散乱データから予測されるトリガーレートは  $k\text{beam} \times \text{TOF}$  トリガーで 1.7 k/spill、 $k\text{beam} \times \text{TOF} \times \overline{AC} \times WC$  で 100 イベント/spill と求められた。いずれの場合も、DAQ 効率の面から目標となる 3 k/spill を下回ることが判明した。

以上より、 $\Xi$  ハイパー核の分光実験の実現にあたって十分な粒子識別性能を有していることが示された。

また、物理データ取得後、 $\Xi$  の束縛エネルギーを決定する際にはフィッティング関数の選定を慎重に行う必要があることが、理論模型 ESC08a に基づくシミュレーションにより示された。

今後更なる正確な識別性能の評価には、評価に用いたビームスルーデータ内の崩壊事象の混入をシミュレーションなどを用いて正しく推定するべきである。特に再構成質量の背景事象によるテール成分については、原因の特定、及び補正の可能性を模索する必要がある。チェレンコフ検出器系と飛跡検出器系とを組み合わせた解析により、粒子識別性能向上の可能性を模索することも考えられる。これらにより、粒子識別の面で E70 実験の実現可能性をより厳密に評価できるであろう。

## 付録 A AC のレート耐性

6月のコミッションングランにおいて $\pi^+$ 中間子のビームスルーデータの解析結果から、ACに対するレートの上昇に伴いPMTのゲインが落ち、ACのパフォーマンスが低下することが判明した。図67は異なるレート条件での1.2 GeV/c  $\pi^+$ 中間子のビームスルーデータにおけるACのQDCのヒストグラムである。高レートの条件で波高が低下することが確認できる。

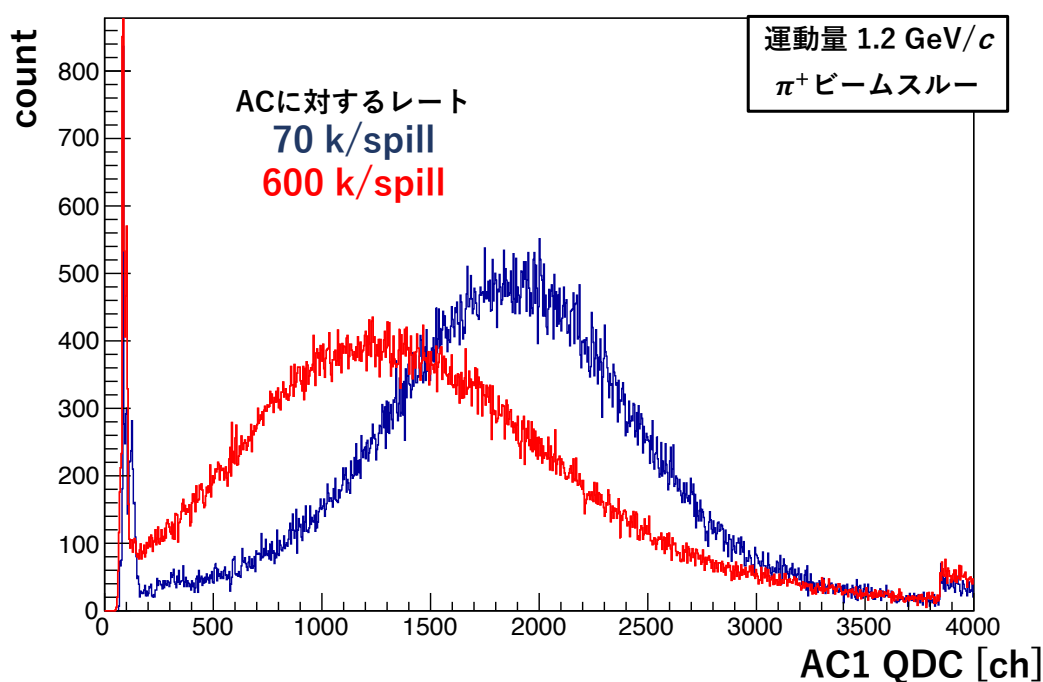


図 67: 運動量 1.2 GeV/c の  $\pi^+$  中間子のビームスルーデータの AC の QDC 分布。AC に対するレートは青が約 70 k/spill、赤が約 600 k/spill(高レート) である。

そこでコミッションングラン終了後、AC 内部に LED を挿入しさまざまなレートで光らせることでレート耐性の試験を行った。図 68 にセットアップを示す。LED の発光量は AC の PMT の波高が 1p.e. 相当になるように調整し、AC に対するレートはクロックジェネレータで調節した。

レートの上昇による PMT のゲインの低下は、PMT の電圧値を下げることである程度対策可能であると考えられる。そこで上記セットアップにおいて PMT の電圧値をオリジナルのものに加え、ゲインが 0.7 倍相当、0.5 倍相当になるよう調整した場合でそれぞれレートごとに波高及びベースラインを確認した。その結果を図 69 に示す。

結果、レートの上昇につれゲインの低下とベースラインの上昇が見られ、ゲインの低下に対しては PMT にかかっている電圧値を下げることで対策になることが確かめられた。オリジナルの電圧でゲインの低下が問題となるレートは  $10^5$  Hz 以上、ベースラインの上昇が問題となるレートは  $10^4$  Hz 以上であった。E70 実験で想定される AC のレートは 4.3.5 の結果から 1 kHz を下回ると

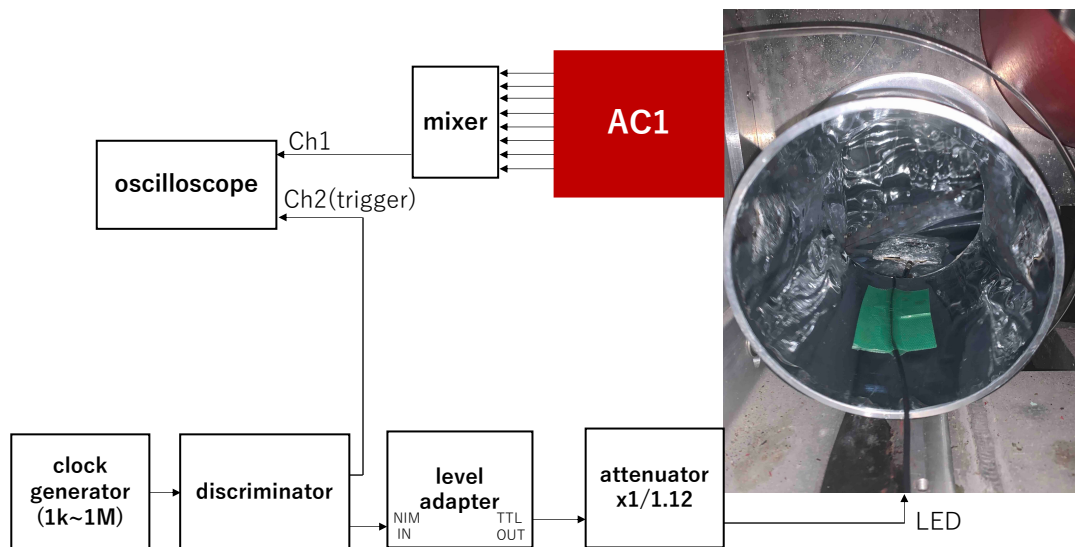


図 68: レート耐性試験セットアップ図

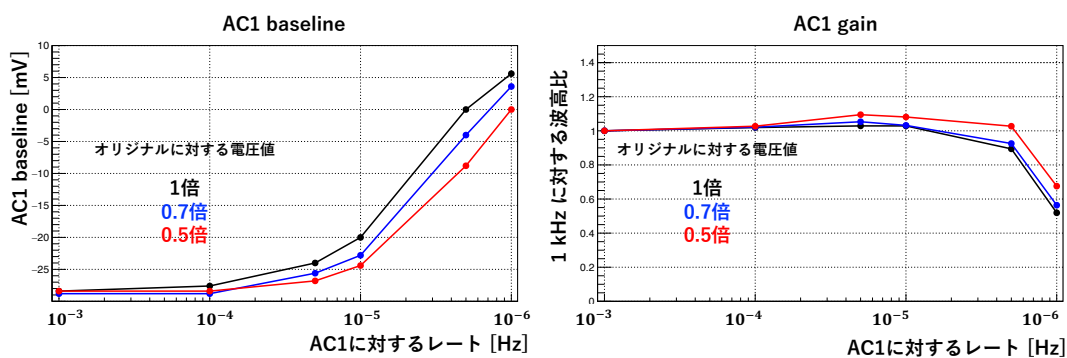


図 69: AC LED レート耐性試験の結果。電圧値は黒がオリジナル、青、赤はそれぞれ波高がオリジナルの 0.7 倍、0.5 倍になるよう調整した。横軸に LED のレート [Hz] を取り、縦軸はそれぞれベースラインの電圧値 [mV](左図)、1 kHz 時に対する波高の割合 (右図) である。

想定されるため、電圧値の変更は必要ない。

今後、AC に対するレートが高い実験を行う際には PMT の電圧値を下げるのが推奨される。例えば AC に対するレートが 1M/spill の実験を想定した場合、ゲインの下降については、PMT の波高がオリジナルの半分程度になるよう電圧値を調節すればほとんど影響は無いと予想される。ただし、ベースラインの上昇は電圧値を下げてでも対策にならないことが判明したため、外部からの電圧供給など別の策を講じる必要がある。

## 付録 B さまざまな条件下で予想されるピーク構造と誤差評価

5章でのシミュレーションにより目標となる残存率を導出したが、実験分解能や収量、フィッティング関数などの条件を変更した場合にも、フィッティングパラメータの誤差と残存率が同様の依存性を持つことは自明ではない。そこで設定した様々な条件を変更してピーク弁別の誤差を見積もり、残存率による影響を確認した。

### B.1 分解能を悪化させた場合

5.4.1節における実験分解能を実験分解能を2 MeV (FWHM) と仮定した。それに対し3 MeV、4 MeV と悪化させた条件下で5.4.1節と同様のシミュレーションをすることによりピーク位置の誤差を予測する。

フィット結果の一例を図70に示す。実験分解能を悪化に伴いフィッティングによるピークの弁別精度も低下する。実際に分解能4 MeVのフィッティングの一例にてそれを垣間見ることができる。

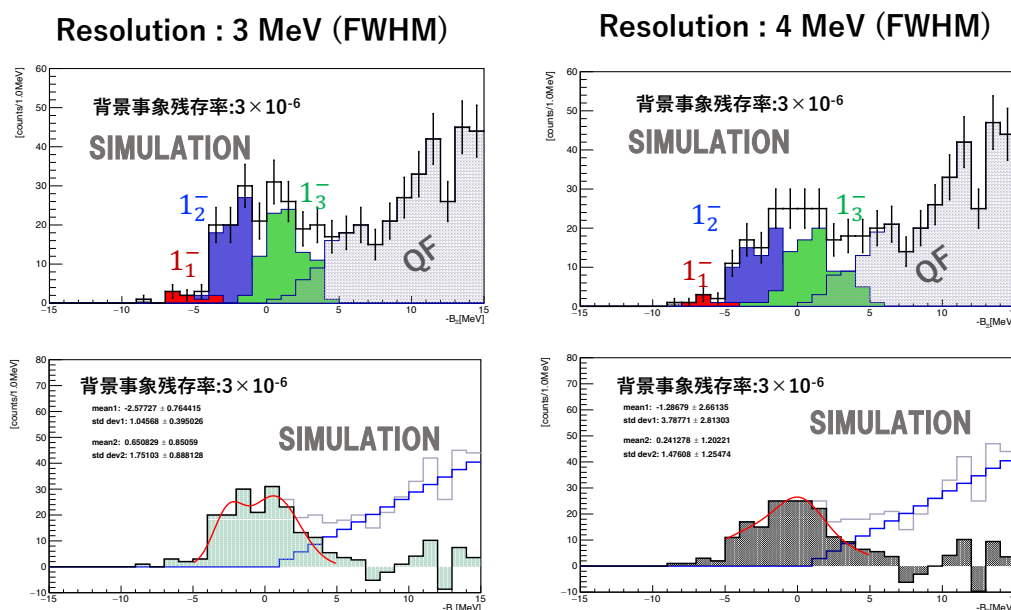


図70: 漏れ込みを加味したピーク構造のフィット結果の一例。実験分解能3 MeV(左)、4 MeV(右)と仮定している。背景事象の残存率は予測値である  $3 \times 10^{-6}$  とした。

この場合の残存率に対する誤差の依存性を図71に示す。 $\Delta B_{\beta}^{\text{sys}}$  は残存率の依存性はほとんど見られず、 $\Delta B_{\beta}^{\text{stat}}$  は残存率が  $10^{-4}$  を超えると急激に上昇するという5.4.1節でのシミュレーションと同様の結果と結果となった。

これにより分解能が悪化したと仮定しても、背景事象の残存率が  $3 \times 10^{-6}$  (予測値) の場合、背

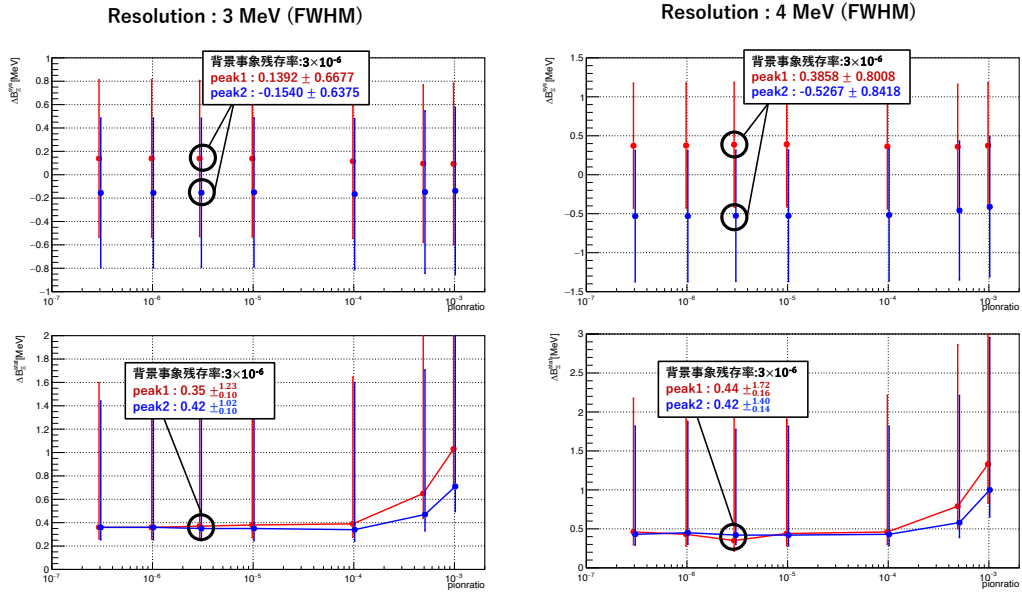


図 71: フィッティングパラメータの誤差。上は  $\Delta B_{\Xi}^{\text{stat}}$ 、下は  $\Delta B_{\Xi}^{\text{sys}}$  を表す。実験分解能 3 MeV(左)、4 MeV(右) と仮定している。

景事象がピーク構造の弁別に与える影響は限りなく少ないことが判明した。

## B.2 収量が低下した場合

期待される収量が得られなかったと仮定し、 $K^+$  中間子の収量が 80 % になるような条件でピークを構成した。一例を図 72 に示す。

この場合の  $\Delta B_{\Xi}^{\text{sys}}$ 、 $\Delta B_{\Xi}^{\text{stat}}$  を図 73 に示す。結果、8 割程度の収量においても、 $\Delta B_{\Xi}^{\text{sys}}$  は残存率に依存せず  $\Delta B_{\Xi}^{\text{stat}}$  は残存率  $10^{-4}$  を超えた場合に急激に上昇するという、5 章の結果と同様の傾向が見られた。 $\Delta B_{\Xi}^{\text{sys}}$  は 100 keV の範囲に収まり、 $\Delta B_{\Xi}^{\text{stat}}$  は予測値で両ピークともに 170 keV 程度となった。



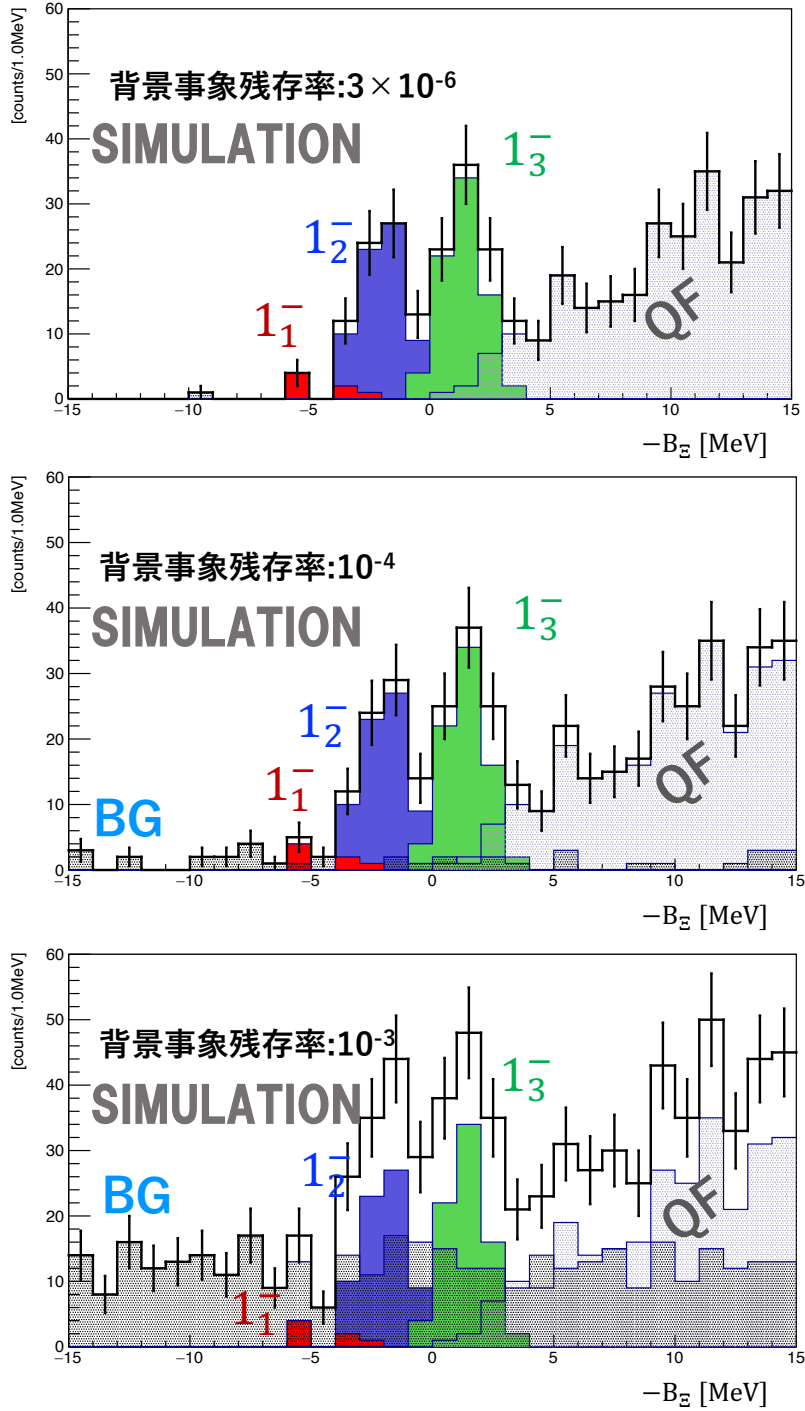


図 72: ピーク構造の一例。背景事象の残存率は予測値である  $3 \times 10^{-6}$  (予測値) とした。

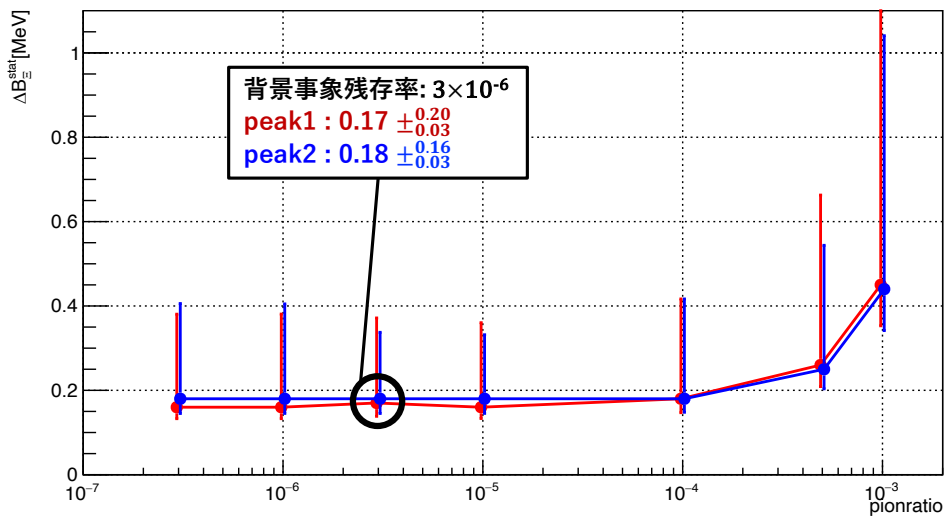
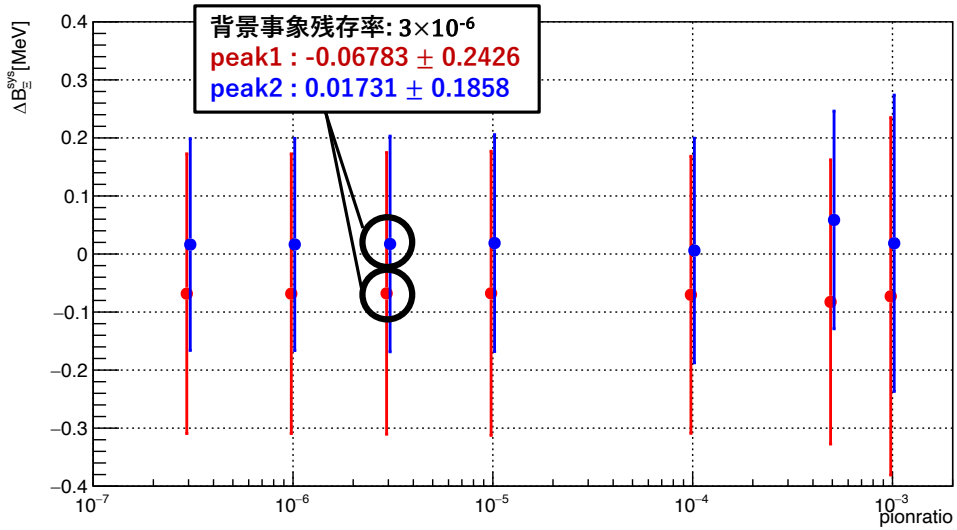


図 73: 各誤差と背景事象残存率との依存性。上は  $\Delta B_{\Xi}^{\text{sys}}$ 、下は  $\Delta B_{\Xi}^{\text{stat}}$  を表す。

### B.3 自然幅を考慮したピークに対しフィッティング関数を変更した場合

実験分解能に加え自然幅を考慮したピークのフィッティングにはフォクト関数を用いたが、ここではフィッティング関数を変更した場合でも誤差を評価した。具体的には自然幅を考慮しない場合に用いたガウス分布のみを仮定した関数と、ブライト・ウィグナー分布のみ仮定した関数の二種類の条件で行った。背景事象の残存値と誤差の依存性を図 74 に示す。

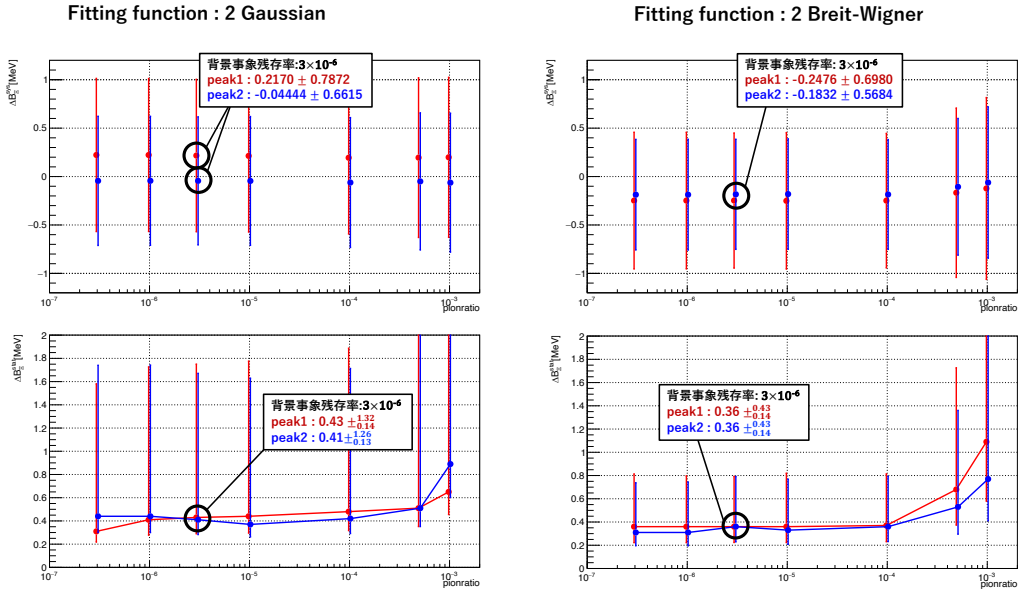


図 74: 各誤差と背景事象残存率との依存性。上は  $\Delta B_{\Xi}^{sys}$ 、下は  $\Delta B_{\Xi}^{stat}$  を表す。左図は二つのガウス関数の和、右図は二つのブライトウィグナー分布の和でフィットを行った結果である。

本文中のフォクト関数を加え 3 つの条件で評価された誤差を表 19 に示す。

表 19: フィッティング関数ごとの  $\Delta B_{\Xi}^{sys}$ 、 $\Delta B_{\Xi}^{stat}$ 。背景事象の残存率を  $3 \times 10^{-6}$  とした。

フィッティング関数	$\Delta B_{\Xi}^{sys}$ (peak1)	$\Delta B_{\Xi}^{sys}$ (peak2)	$\Delta B_{\Xi}^{stat}$ (peak1)	$\Delta B_{\Xi}^{stat}$ (peak2)
フォクト関数	$-0.396 \pm 0.396$	$-0.628 \pm 0.387$	$0.34^{+0.21}_{-0.08}$	$0.26^{+0.31}_{-0.05}$
ブライト・ウィグナーのみ	$-0.248 \pm 0.698$	$-0.183 \pm 0.568$	$0.36^{+0.43}_{-0.14}$	$0.36^{+0.43}_{-0.14}$
ガウス関数のみ	$0.217 \pm 0.787$	$-0.0444 \pm 0.662$	$0.43^{+1.32}_{-0.14}$	$0.41^{+1.26}_{-0.13}$

結果、今回用いた二つの関数は本文で用いたフォクト関数によるフィッティングと比較すれば、 $\Delta B_{\Xi}^{sys}$  が  $1_1$  の小さなピークによりズレる効果は小さいものの、 $\Delta B_{\Xi}^{stat}$  の誤差バーは非常に大きいものとなった。 $\Delta B_{\Xi}^{stat}$  はフォクト関数より悪化し誤差バーも大きくなる。この効果は特にガウス関数のみの場合では顕著である。このように用いるフィッティング関数により誤差の評価は大きく異なるため、物理データ取得後のピーク構造のフィッティングは慎重に行う必要がある。

## 付録 C ビームホドスコープの情報による再構成質量の補正

ビーム粒子の識別には、屈折率 1.03 の閾値型エアロゲルチェレンコフ検出器 (BAC)、及びシンチレーションカウンター BH1、BH2 間の飛行時間 (btof) が用いられる。これらによる粒子識別性能を 2023 年 6 月のコミッションングランの、標的あり、 $K : \pi = 1 : 1.6$ 、運動量  $1.8 \text{ GeV}/c$  のデータを用いて評価した。その結果を図 75 に示す。この二つを用いることにより、 $\pi$  中間子ビームを  $K$  中間子ビームと誤認することによる背景事象を  $10^{-4}$  程度に抑えることが可能である。

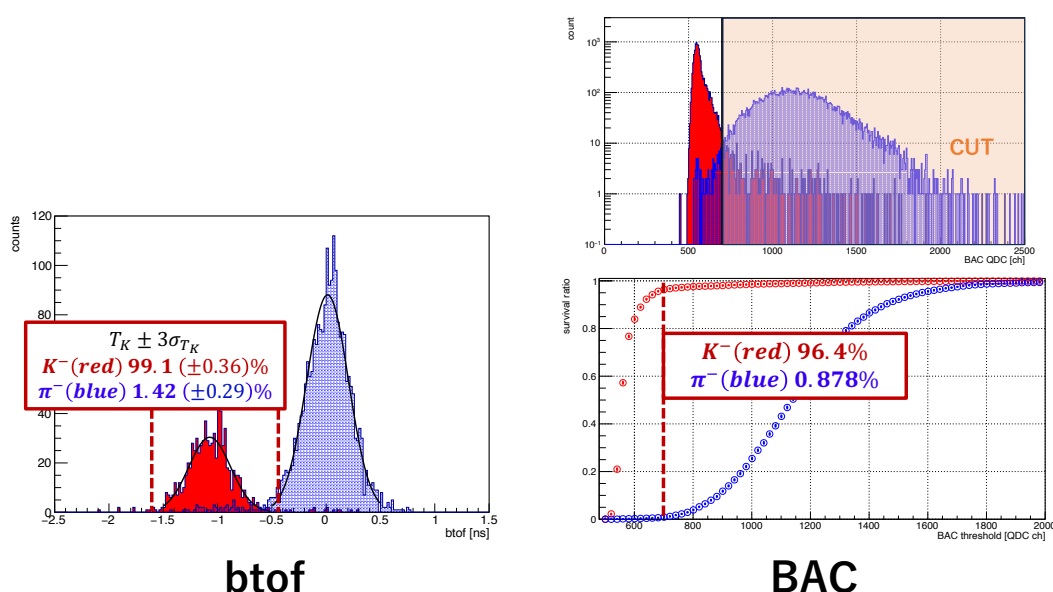


図 75: ビーム粒子識別に用いる btof、BAC を用いた粒子識別性能評価。お互いが選択した事象を評価対象とした。btof は  $K^-$  の飛行時間の  $3\sigma$  を選択し、BAC は QDC の波高情報が 700ch を下回る事象を選択した。

一方で散乱粒子の識別に用いる再構成質量には、btof の構成要素である BH2 の時間情報を用いている。そのため、btof と再構成質量には大きな相関が見られる。図 76 に標的ありのコミッションングデータにおける btof と再構成質量の二次元相関を示す。

この二次元相関上で斜めに切ることや、片方の情報を用いてもう片方を補正することで、粒子識別性能の向上が見込める。ここでは一例として、btof により質量を補正の様子を示す。

まず評価対象として btof と質量の二次元相関から特定の事象のみを抜き出す。物理データ取得時には ( $K^-, K^+$ ) の事象を選択することが望ましいが、ここでは事象数の関係上、( $\pi^-, \pi^+$ ) を選択した。選択した事象に対し btof の一次関数による近似を行い、差し引くことで補正する。結果、質量の幅が 2 割程度細くなることが確認された。補正前、補正後の質量を図 77 に示す。

これにより、再構成質量をビームスペクトロメータの情報を用いて補正することで、散乱粒子の

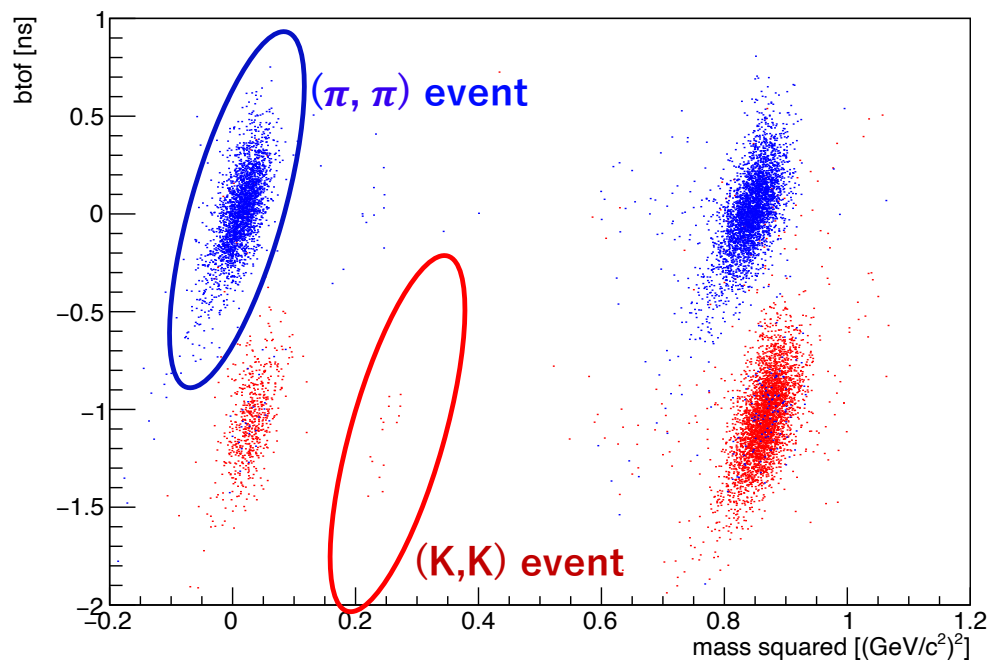


図 76: 標的ありのデータ解析の結果。btofを縦軸、再構成質量を横軸にとった。色分けはBACの波高情報による粒子識別を適用したものである。QDCの閾値を700chとして、青は閾値を超えたもの、赤は下回るものを示す。

識別性能が向上することが明らかとなった。また、これにはビーム粒子の識別にも適用可能であり、散乱粒子の質量を用いてビーム粒子の飛行時間を補正し、識別性能を向上させることも可能である。

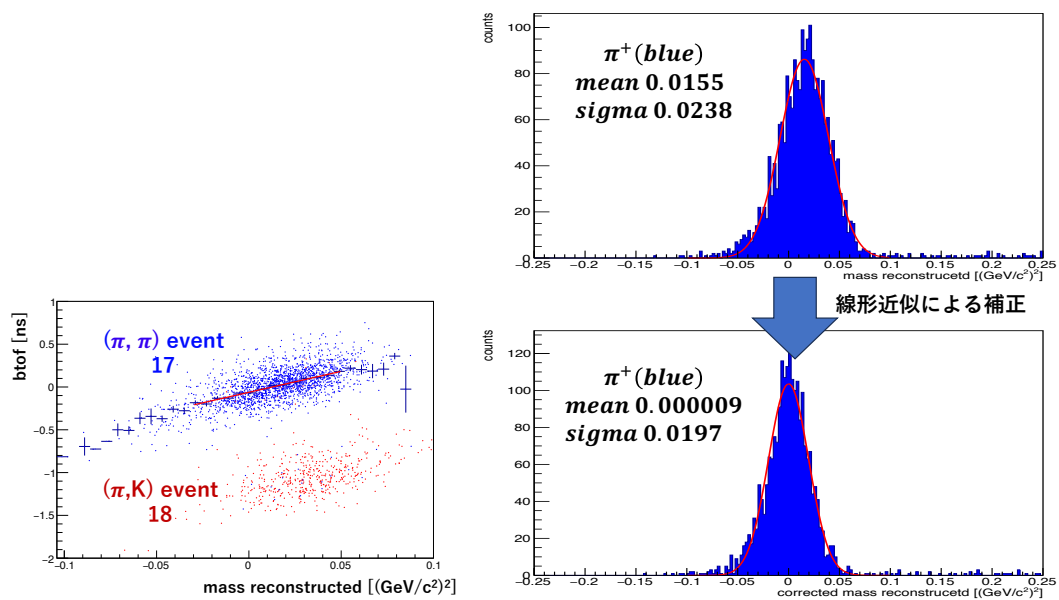


図 77: btof を用いた再構成質量の補正の様子。この補正により再構成質量の幅が 2 割程度細く  
なっており、大幅な改善が見られる。

## 謝辞

本論文の執筆にあたり、大変多くの方々にお世話になりました。この場を借りてお礼申し上げます。

まず、私をストレンジネス核物理という大変興味深い分野に導いて下さいました、指導教官である永江知史教授、後神利志助教に深い感謝の意を表します。散乱粒子識別手法の開発という研究テーマは、与えて下さったその時から非常に魅力的なものでしたが、研究を進める中で自分の中で大変思い入れの深いものに育ちました。本論文の執筆に関しても幾度となく添削をしていただいたことを深く感謝申し上げます。後神助教は毎週話し合いの場を設けてくださり、相談に親身に乗って下さったことに加え、研究において大切なことを学ぶ機会を与えて下さいました。永江教授には要所での確なご助言をいただき大きな助けになりました。居室にいる際には昼食に誘っていただくなどのお心遣いに日々支えられました。

また J-PARC において同グループの先輩である原田健志氏、江端健悟氏には非常にお世話になりました。原田さんは経験の浅い私に実験に関する知識を懇切丁寧に教えて下さいました。作業終わりに食事に誘って下さったことも精神的に大きな支えとなりました。江端さんにはその研究に向かう姿勢に多くを学ばせていただきました。また日々の何気ない会話に付き合ってください感謝しております。

東北大学の市川裕大准教授には JAEA に所属されていた頃から現場での実験知識を初歩から教えていただきました。トリガーカウンターのセットアップやコミッションングランの遂行にも多大なるご助力をいただきました。KEK の高橋俊行氏、鶴養美冬氏、JAEA の山本剛史氏、藤田真奈美氏には現場やミーティングにおいて多くのアドバイスをいただきました。東北大学の先輩である鎌田健人氏、大浦文也氏、そして同期である東工大の小堀匠氏、東北大の渡辺大護氏、大橋和真氏、成済秀氏、また京都大の岩井沙彩氏をはじめとする後輩の皆様、その他ここには書ききれないほど多くの方々に現場でお世話になりました。ありがとうございます。

また京大内では共に切磋琢磨した同期である落合秀太氏、鈴木翔太氏、長房俊之介氏、矢野隆之氏をはじめ、スタッフ、先輩、後輩の皆様のおかげで楽しく賑やかな研究生生活を送ることができました。紙面の都合上まとめてで申し訳ありませんが、皆様にお礼申し上げます。

最後にこれまで私の研究生生活を温かく支えて頂いた家族に深く感謝申し上げます。本当にありがとうございます。

## 参考文献

- [1] T. Inoue *et al.*, Baryon-Baryon Interactions in the Flavor SU(3) Limit from Full QCD Simulations on the Lattice, *Prog. Theor. Phys.* **124**, 591–603, (2010).
- [2] N. K. Glendenning and S. A. Moszkowski, Reconciliation of neutron-star masses and binding of the  $\Lambda$  in hypernuclei, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2414 (1991).
- [3] P.B.Demorest, T.Pennucci, S.M.Ransom, M.S.E.Roberts, and J.W.T.Hessels, A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay, *Nature* **467**, 1081–1083 (2010).
- [4] K. Miwa *et al.* (J-PARC E40 Collaboration), Measurement of the differential cross sections of the  $\Sigma^-p$  elastic scattering in momentum range 470 to 850 MeV/c, *Phys. Rev. C* **104**, 045204 (2021).
- [5] T. Nanamura *et al.*, Measurement of differential cross sections for  $\Sigma^+p$  elastic scattering in the momentum range 0.44–0.80 GeV/c, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2022**, 093D01 (2022).
- [6] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration). Proton- $\Lambda$  correlations in central Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, *Phys. Rev. C* **74**, 064906 (2006).
- [7] L. Adamczyk *et al.* (STAR Collaboration),  $\Lambda\Lambda$  Correlation Function in Au + Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 022301 (2015).
- [8] S. Acharya *et al.* (ALICE Collaboration),  $p-p$ ,  $p-\Lambda$ , and  $\Lambda-\Lambda$  correlations studied via femtoscopy in  $pp$  reactions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV, *Phys. Rev. C* **99**, 024001 (2019).
- [9] S. Acharya *et al.* (ALICE Collaboration), First Observation of an Attractive Interaction between a Proton and a Cascade Baryon, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 112002 (2019).
- [10] Ohnishi, A., Kamiya, Y., Sasaki, K. *et al.*, Femtoscopic Study of  $N\Xi$  Interaction and Search for the  $H$  Dibaryon State Around the  $N\Xi$  Threshold, *Few-Body Syst* **62**, 42 (2021).
- [11] T. Nagae, *et al.*, Observation of a  $^4_{\Sigma}\text{He}$  Bound State in the  $^4\text{He}(K^-, \pi^-)$  Reaction at 600MeV/c, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1605 (1998).
- [12] H Takahashi, *et al.* Observation of a  $^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$  Double Hypernucleus, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 212502 (2001).
- [13] H Ekawa, *et al.*, Observation of a Be double-Lambda hypernucleus in the J-PARC E07 experiment, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2019**, 021D02 (2019).
- [14] M. Yoshimoto, *et al.*, First observation of a nuclear s-state of a  $\Xi$  hypernucleus,  $^{15}_{\Xi}\text{C}$ , *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2021**, 073D02 (2021).
- [15] K. Nakazawa, Information and perspective for doubly-strange hypernuclei with nuclear emulsion detector, *EPJ Web Conf.* **271**, 11005 (2022).
- [16] T. Fukuda *et al.* (E224 Collaboration), Cascade hypernuclei in the  $(K^-, K^+)$  reaction on  $^{12}\text{C}$ , *Phys. Rev. C* **58**, 1306 (1998).



- [17] P. Khaustov *et al.*, Evidence of  $\Xi$  hypernuclear production in the  $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$  reaction, *Phys. Rev. C* **61**, 054603 (2000).
- [18] T Motoba and S Sugimoto, Structure and production of  $p$ -shell  $\Xi$ -hypernuclei, *Nuclear Physics A* **835**, 223–230 (2010).
- [19] <https://j-parc.jp/c/public-relations/gallery.html>
- [20] <https://research.kek.jp/group/j-parc-hef/>
- [21] T Takahashi *et al.*, Beam and SKS spectrometers at the K1.8 beam line, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2012**, 02B010 (2012).
- [22] T Harada. MS thesis, unpublished (2019).
- [23] T Nagae *et al.*, Proposal for the next E05 run with the S-2S spectrometer, Proposals for Nuclear and Particle Physics Experiments at J-PARC (2017)
- [24] K Ebata, MS thesis, unpublished (2023).
- [25] R Negishi, MS thesis, unpublished (2023).
- [26] T Gogami *et al.*, Development of water Čerenkov detector for on-line proton rejection in  $\Xi^-$  hypernuclear spectroscopy via the  $(K^-, K^+)$  reaction, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **817**, 70–84 (2016).
- [27] S Agostinelli *et al.*, GEANT4—a simulation toolkit, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **506**, 250–303 (2003).
- [28] T Nanamura. MS thesis, unpublished (2016).
- [29] T Gogami,  
[https://www-nh.scphys.kyoto-u.ac.jp/~gogami/s2s/s-2s/doc/meeting/2014/gogami\\_S-2Smeeting\(2014\\_10\\_16\).pdf](https://www-nh.scphys.kyoto-u.ac.jp/~gogami/s2s/s-2s/doc/meeting/2014/gogami_S-2Smeeting(2014_10_16).pdf) (2014).
- [30] K Takenaka, MS thesis, unpublished (2015).
- [31] F Oura, Slide in S-2S workshop 2023 in Kyoto, unpublished (2023).
- [32] Y Nara. *et al.*, Relativistic nuclear collisions at 10A GeV energies from  $p+\text{Be}$  to  $\text{Au}+\text{Au}$  with the hadronic cascade model, *Phys. Rev. C* **61**, 024901 (2000).