

修士論文

ΣN カスプ精密分光実験に向けたチェレンコフ検出器と
背景事象抑制手法の開発

Development of a Cherenkov Detector and Background
Suppression Techniques for the Precision Spectroscopy of
the ΣN Cusp

東北大学大学院 理学研究科
物理学専攻

雨宮 功来
Kohki Amemiya

2025 年

ΣN カスプ精密分光実験に向けた チェレンコフ検出器と背景事象抑制手法の開発

東北大学大学院理学研究科 物理学専攻 原子核物理研究室

雨宮 功来

1. 物理的背景

ハドロン物理学において、バリオン間相互作用の理解は最も重要な課題の一つである。特にストレンジネスを含むハイペロンと核子の相互作用 (YN 相互作用) は、中性子星内部の状態方程式を決定する上でも重要な役割を果たす。本研究が対象とする ΣN 系においては、 ΣN 生成閾値 (約 $2.13 \text{ GeV}/c^2$) 近傍に「 ΣN カスプ」と呼ばれる特徴的なスペクトルの増大が観測されている [1]。このカスプのスペクトル形状は ΣN 散乱長の関数として記述されるため、その形状を精密に測定することで相互作用の強さを決定可能である。しかし、過去の実験では質量分解能および統計量が不足しており、カスプ形状から散乱長を決定するのに十分なデータが得られていなかった。

J-PARC E90 実験は、 $d(K^-, \pi^-)$ 反応を用いてこの ΣN カスプを高分解能かつ高統計で測定することを目的とする。本実験では、 0.4 MeV (σ) という世界最高レベルの質量分解能と、Time Projection Chamber (HypTPC) を用いた背景事象抑制を組み合わせることで、 ΣN 系のアイソスピン $T = 1/2$ ・スピン三重項 ($S = 1$) チャンネルを選択的に測定し、散乱長を決定することを目指している。

2. 実験のセットアップ

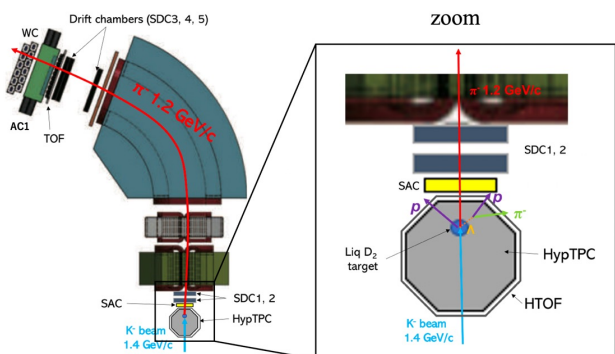


図 1: 実験のセットアップ図。S-2S 入口付近のセットアップを拡大表示している。

実験は J-PARC ハドロン実験施設の K1.8 ビームラインにおいて実施する。入射 K^- ビームの運動量はビームラインスペクトロメータで、前方散乱された π^- は S-2S スペクトロメータで測定する。これら 2 つの高

運動量分解能スペクトロメータを組み合わせることで、目標とする質量分解能を実現する。

また、標的位置には Hyperon Time Projection Chamber (HypTPC) を設置する。HypTPC は内部に液体重陽子標的を含み、反応点近傍から放出される崩壊粒子の 3 次元飛跡を大立体角で検出することが可能である。本実験では、限られた S-2S のアクセプタンス内へ散乱 π^- の入射効率を最大化するため、標的は S-2S の初段検出器 (SDC1) に近接させて配置する。

本論文では、E90 実験の主軸となるチェレンコフ検出器の開発、トリガーレートの評価、および背景事象抑制手法の開発について論じる。

3. チェレンコフ検出器の開発

E90 実験に向け、新たに散乱粒子識別用のエアロジェルチェレンコフ検出器 (SAC) を開発した。SAC は HypTPC と SDC1 の間に設置され、トリガーレベルでビーム K^- を排除し、散乱 π^- を選別する役割を担う (図 1)。輻射体には屈折率 $n = 1.05$ のエアロジェルを採用し、光電子はファインメッシュ型の光電子増倍管 (PMT) を用いて検出する。初期テストで判明した光量不足の課題に対し、Geant4 を用いた光学シミュレーションに基づいて PMT 増設等の設計最適化を行った。改良後、K1.8 ビームラインにて実施したテスト実験において性能評価を行い、限られたスペースに配置可能なコンパクトな設計、 π^- に対する 99% 以上の高い検出効率、そして高強度ビーム環境下でも安定動作するレート耐性が実現されたことを確認した。

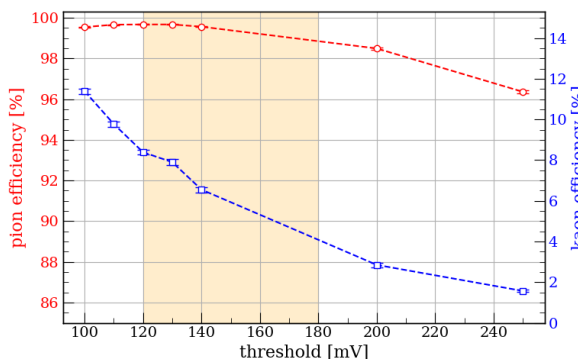


図 2: 改良型実機における、 π^- および K^- 検出効率の閾値依存性。 K^- 除去能力と π^- 検出効率のトレードオフを考慮し、本実験における最適閾値を 120 mV から 180 mV の範囲で決定した。

4. トリガーレートの見積もり

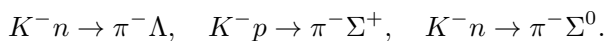
実験の遂行にあたって、データ収集 (DAQ) 帯域の制約下において物理的事象を効率的に取得することが求められる。本研究では、K1.8 ビームラインにおいて取得したテストデータを用い、本番環境でのトリガーレートの見積もりを行った。本実験における (K^-, π^-) トリガーロジックは、ビーム粒子定義に加え、散乱粒子側のチェレンコフ検出器 (SAC)、シンチレーションカウンタ (TOF)、水チェレンコフ検出器 (WC) の同時計数として以下のように定義される：

$$\text{Trigger} = \text{Beam} \times \text{SAC} \times \text{TOF} \times \text{WC}$$

解析では、 K^- ビーム選別のためのチェレンコフ検出器 (BAC) の閾値を最適化し、TOF および WC による選別条件を決定した。その結果、SAC の K^- に対する誤検出 (約 4~8%) に起因するフェイクトリガーを含めた総レートにおいても、想定しているビーム強度 $5 \times 10^5/\text{spill}$ 条件下で約 1.9~2.9k/spill に収まることを明らかにした。これは DAQ の最大許容レート (3.5k/spill) を十分に下回っており、約 84~89% という高いデータ収集効率を維持して実験が遂行可能であることを示した。

5. 背景事象抑制手法の開発

$d(K^-, \pi^-)$ 反応では、目的とする事象以外に、準自由生成 (Quasi-Free, QF) 過程が主要な背景事象となる。主な QF 反応としては以下の3つが挙げられる：



これらを抑制するため、HypTPC で検出される荷電粒子の飛跡多重度 (Mt) を用いた事象選別が考案されていた。従来の Mt=3 条件は、特定の崩壊モードを要求するため QF 事象を強力に抑制できる。しかし、その統計量は全シグナル事象の約 20% に限られる。さらに、図 3 に示すように、識別効率に質量依存性が確認されたが、このスペクトル形状の歪みは、散乱長の決定精度を損なう要因となる。

一方、Mt=2 条件は全シグナル事象の約 40% を占め、統計量に優れる上に識別効率の質量依存性も小さ

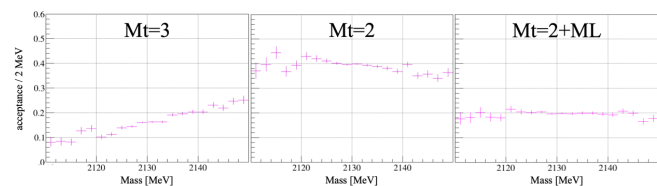


図 3: 各選別条件における、カスプ識別効率 (acceptance) の missing mass 依存性。 ΣN 生成閾値付近を拡大表示している。 Mt=3 では、低質量領域において識別効率の低下が見られ、これがスペクトル形状に歪みが生じる要因となる。

ことが明らかになった。しかし、従来の手法では背景事象の混入が多く、S/N 比の確保が困難であった。そこで本研究では、この Mt=2 事象を有効活用するため、新たにニューラルネットワークを用いた機械学習を導入した。

本解析手法の開発にあたっては、Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションにより実験セットアップを再現し、教師データを生成した。HypTPC から得られる飛跡情報、すなわち反応の幾何学的特徴 (トポロジー) とエネルギー損失 (dE/dx) を入力特徴量とし、シグナルと背景事象を識別する二値分類モデルを構築した。

本手法を Mt=2 事象に適用することで、スペクトル形状の歪みを最小限に抑えつつ、Mt=3 条件と同等の高い S/N 比と純度を達成することに成功した。実際、missing mass 分布に対するフィッティングを行い Mt=3 と比較した結果、同等以上の高い解析精度を保ちつつ、全体として 2 倍の統計量を用いた解析が可能となることを実証した。

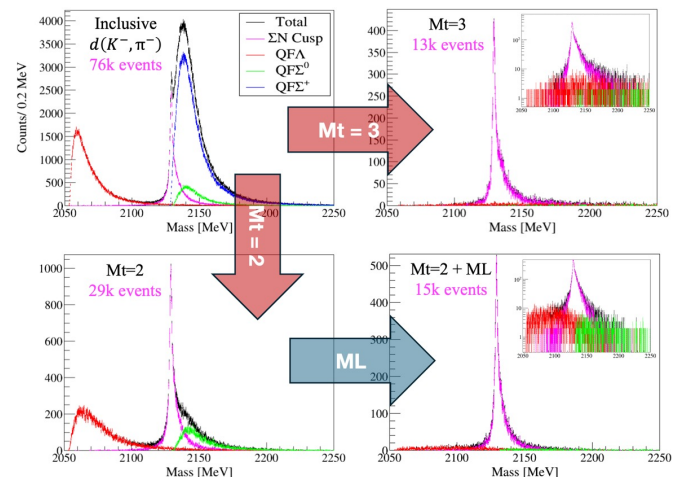


図 4: シミュレーションで得られた、本実験で想定される $d(K^-, \pi^-)$ inclusive missing mass スペクトル (左上) と、各手法に基づき背景事象を抑制した後のスペクトルの比較。各図の左上に想定されるカスプの統計量を示す。

6. まとめ

本研究では、 ΣN カスプ精密分光実験に向けたチェレンコフ検出器 (SAC) の開発および背景事象抑制手法の確立を行った。SAC の開発により、高強度ビーム環境下でも安定して π^- を選別できるトリガーシステムを構築した。また、従来手法に加え、機械学習を用いた新たな解析手法の導入により、高統計かつ高純度な ΣN カスプの測定を可能にした。これらの成果により、E90 実験における ΣN 相互作用解明に向けた、実験および解析の基盤が確立されたと結論付けられる。

目次

| | | |
|-----|--------------------------------------|----|
| 第1章 | 序論 | 1 |
| 1.1 | 研究の背景 | 1 |
| 1.2 | 閾値カスプの一般論 | 2 |
| 1.3 | E90 実験における理論的記述 | 3 |
| 1.4 | ΣN 相互作用の現状と課題 | 5 |
| 1.5 | 過去の実験と課題 | 7 |
| 1.6 | 本実験の目的 | 10 |
| 1.7 | 実験セットアップ | 13 |
| 1.8 | 本論文の構成 | 20 |
| 第2章 | チェレンコフ検出器の開発 | 21 |
| 2.1 | チェレンコフ検出器の動作原理 | 21 |
| 2.2 | 構成要素の特性 | 22 |
| 2.3 | E90 実験における SAC の設計詳細 | 23 |
| 2.4 | KEK PF-AR におけるテスト実験 | 26 |
| 2.5 | K1.8BR ビームラインにおけるテスト実験 (J-PARC T110) | 32 |
| 2.6 | Geant4 による光学シミュレーション | 37 |
| 2.7 | 改良機の開発 | 45 |
| 2.8 | K1.8 ビームラインにおけるテスト実験 | 50 |
| 2.9 | 結論 | 59 |
| 第3章 | トリガーレートの見積もり | 60 |
| 3.1 | テスト実験によるトリガーレートの評価 | 60 |
| 3.2 | E90 実験におけるトリガーレートの見積もり | 65 |
| 3.3 | DAQ 効率と結論 | 70 |
| 第4章 | 背景事象抑制手法の開発 | 71 |
| 4.1 | 背景事象 (QF 反応) の説明 | 71 |
| 4.2 | TPC Multiplicity による背景事象の抑制原理 | 72 |
| 4.3 | Geant4 による E90 シミュレーション | 75 |
| 4.4 | HypTPC Multiplicity による背景事象抑制 | 80 |

| | | |
|------|--------------------------------|-----|
| 4.5 | 機械学習を用いた事象選別 | 87 |
| 4.6 | 本章のまとめ | 103 |
| 第5章 | まとめ | 105 |
| 5.1 | 本研究の総括 | 105 |
| 5.2 | 今後の課題と展望 | 106 |
| 付録A | 背景事象抑制における ML 閾値の比較 | 110 |
| A.1 | ROC 曲線における比較 | 110 |
| A.2 | missing mass 分布と統計量の比較 | 111 |
| A.3 | 結論 | 112 |
| 付録B | HypTPC 実験における機械学習を用いた粒子識別手法の開発 | 113 |
| B.1 | はじめに | 113 |
| B.2 | 解析手法 | 113 |
| B.3 | 学習結果 | 115 |
| B.4 | 従来手法との比較 | 116 |
| B.5 | 飛跡長依存性とロバスト性 | 118 |
| B.6 | まとめ | 119 |
| 参考文献 | | 120 |

目次

| | |
|---|----|
| 1.1 ΣN カスプ反応ダイアグラム | 3 |
| 1.2 散乱長パラメータによる R_S^t の変化 | 6 |
| 1.3 散乱長依存の理論スペクトル | 6 |
| 1.4 Braun および Eastwood による Λp 不変質量分布 | 8 |
| 1.5 シミュレーションによる質量分布と分解能・統計誤差の影響 | 12 |
| 1.6 E90 実験セットアップ全体図 | 13 |
| 1.7 S-2S セットアップとターゲット周辺 | 15 |
| 1.8 HypTPC 外観 (標的ホルダー付) | 17 |
| 1.9 HypTPC の展開図と回路概要 | 18 |
| 1.10 HTOF と HypTPC パッド配置の概略 | 19 |
| 2.1 チェレンコフ放射の模式図 | 22 |
| 2.2 PMT 内部構造 | 23 |
| 2.3 運動量と屈折率の関係図 | 24 |
| 2.4 SAC 試作機セットアップ | 25 |
| 2.5 KEK PF-AR 実験セットアップ | 27 |
| 2.6 KEK PF-AR におけるビームスキャン位置と T0 カウンター | 27 |
| 2.7 KEK PF-AR テスト実験におけるトリガー/DAQ ロジック構成 | 28 |
| 2.8 KEK PF-AR における試作機 SAC の NPE/TDC 分布と閾値設定 | 31 |
| 2.9 KEK PF-AR における検出効率と光電子数の位置依存性 | 31 |
| 2.10 T110 実験の検出器配置 | 32 |
| 2.11 T110 回路ロジック概要 | 33 |
| 2.12 T110 実験における検出効率と NPE のレート依存性 | 34 |
| 2.13 T110 実験後に確認された SAC 内部の様子 | 35 |
| 2.14 T110 実験における SAC の検出効率と NPE の位置依存性 | 36 |
| 2.15 SAC 試作機のシミュレーションにおけるジオメトリ | 38 |
| 2.16 浜松ホトニクス製 PMT(H6152-70) の図面 | 38 |
| 2.17 浜松ホトニクス製 PMT(H6152-70) の量子効率 | 39 |
| 2.18 エアロジェル屈折率の波長依存 | 40 |

| | |
|---|----|
| 2.19 テフロン反射率の測定結果 | 40 |
| 2.20 UNIFIED モデルの境界過程 | 41 |
| 2.21 KEK-AR データとシミュレーションにおける NPE 分布の比較 | 42 |
| 2.22 T110 データとシミュレーションにおける NPE 分布の比較 | 43 |
| 2.23 シミュレーションにおけるチェレンコフ光生成の様子 | 44 |
| 2.24 シミュレーションによる試作機と改良機の光量比較の結果 | 44 |
| 2.25 改良型 SAC の外観 | 46 |
| 2.26 Single Photoelectron ゲインの HV 依存性 | 47 |
| 2.27 Q1 磁石励磁有無におけるオシロスコープ波形の比較 | 48 |
| 2.28 Q1 磁石励磁有無における波高の変化 (ratio) | 49 |
| 2.29 K1.8 ビームラインにおけるテスト実験のセットアップ | 51 |
| 2.30 K18 テスト実験におけるトリガーカット条件とトラッキングによるイベント選別条件 | 53 |
| 2.31 各閾値設定における π/K 検出効率と閾値光量の値 | 54 |
| 2.32 π/K ビーム下における SAC の TDC・NPE 分布 | 55 |
| 2.33 K18 テスト実験における π/K NPE 分布の比較 | 56 |
| 2.34 検出効率と NPE のビームレート依存性 | 58 |
| 3.1 K18 ビームラインにおけるトリガーレートテストのセットアップ | 60 |
| 3.2 BAC の ADC 分布と BTOF 分布 | 62 |
| 3.3 BAC の閾値に対するトリガーレートと Kaon 生存率 | 63 |
| 3.4 TOF/WC の TDC-セグメント分布 | 64 |
| 3.5 シミュレーションにおける TOF・WC ヒット分布 | 64 |
| 3.6 崩壊粒子と S-2S アクセプタンスの関係 | 65 |
| 3.7 トリガースタディにおけるトリガーカット条件 | 68 |
| 3.8 E90 実験におけるトリガーレートと DAQ 効率の見積もり | 70 |
| 4.1 前方散乱角での微分断面積 | 72 |
| 4.2 Multiplicity 選別による背景抑制手法の概念図 | 73 |
| 4.3 E90 シミュレーションの検出器セットアップ | 76 |
| 4.4 シミュレーションにおける HypTPC の飛跡とパッドヒット | 76 |
| 4.5 ターゲット位置におけるビームプロファイル | 78 |
| 4.6 各反応事象における Multiplicity 分布 | 81 |
| 4.7 Mt=3 選別前後の比較 | 82 |
| 4.8 Mt=2 選別前後の比較 | 82 |
| 4.9 各 Multiplicity 条件における acceptance の質量依存性 | 83 |

| | |
|---|-----|
| 4.10 Mt=2 の各反応事象における dE/dx と散乱角 θ の 2 次元相関 | 85 |
| 4.11 シグナル/背景の dE/dx 分布 | 90 |
| 4.12 ソート後の各トラックにおける粒子種の分布 | 91 |
| 4.13 Optuna による探索結果 | 94 |
| 4.14 ハイパーパラメータ最適化後のミューラルネットワーク構造 | 94 |
| 4.15 学習過程における F1 スコアと損失関数の推移 | 95 |
| 4.16 SHAP による特徴量重要度 | 97 |
| 4.17 efficiency/purity と ROC | 98 |
| 4.18 Mt=2 と Mt=2+ML によるシグナル選別後の missing mass の比較 | 99 |
| 4.19 各手法に基づくシグナル選別後の missing mass におけるフィット結果 | 100 |
| 4.20 各手法における acceptance の質量依存性 | 101 |
| 4.21 手法別 missing mass スペクトル比較 | 104 |
| A.1 ML 閾値に対する ROC の比較 | 110 |
| A.2 ML 閾値による missing mass 分布の比較 | 112 |
| B.1 HypTPC の幾何学的セットアップと dE/dx 分布 | 114 |
| B.2 機械学習モデルの概略図 | 115 |
| B.3 学習曲線と混同行列 | 116 |
| B.4 確率密度関数の分布 | 116 |
| B.5 ROC 曲線 | 117 |
| B.6 FoM 値の比較 | 117 |
| B.7 飛跡長と散乱角の関係 | 118 |
| B.8 パッド層数に対する分類精度の推移 | 119 |

表目次

| | |
|---|-----|
| 1.1 過去主要実験の比較 | 9 |
| 2.1 試作機 SAC の PMT 印加電圧設定 | 30 |
| 2.2 改良型 SAC の HV 設定 | 47 |
| 2.3 閾値に対する π^- 検出効率、 K^- 検出効率 (測定値および線形補間値)、および E90 実験における推定フェイクトリガーレートと総トリガーレート。トリガーレートの計算に関する詳細は 3 を参照されたい。 | 54 |
| 3.1 トリガーレート計算パラメータ | 66 |
| 3.2 E90 トリガーレート見積もり内訳 | 67 |
| 3.3 フェイクトリガーレート見積もりに用いたパラメータ | 69 |
| 3.4 SAC の各閾値設定におけるトリガーレートと DAQ 効率 | 69 |
| 4.1 各反応事象における Multiplicity の割合 | 81 |
| 4.2 各選別条件における統計量、BG 混入率、フィッティング精度の比較 | 84 |
| 4.3 Optuna の探索空間と探索範囲 | 93 |
| 4.4 各選別条件における統計量と BG 混入率、フィッティング精度の比較 | 100 |
| 4.5 各選別手法の性能比較まとめ | 104 |
| A.1 各閾値における統計量と BG 混入率、フィッティング精度の比較 | 111 |

第 1 章 序論

本論文では、J-PARC K1.8 ビームラインにおいて計画されている ΣN カスプ精密分光実験 (J-PARC E90) に向けた研究開発、特にチェレンコフ検出器およびバックグラウンド事象の抑制手法の開発について論じる。E90 実験の主たる目的は、 $d(K^-, \pi^-)$ 反応を用いて、 ΣN 生成閾値近傍に現れる「 ΣN カスプ」と呼ばれる構造を高分解能で測定し、そのスペクトル形状から核子間相互作用の詳細を解明することである。本章では、まず本研究の物理的背景として、ハドロン物理学におけるバリオン間相互作用の重要性について述べ、次に本研究の対象である「 ΣN カスプ」の理論的背景と近年の研究動向を紹介する。最後に、本実験における具体的な実験セットアップについて概観する。

1.1 研究の背景

ハドロン物理学において、バリオン間相互作用の解明は、原子核の構造や物質の成り立ちを理解する上で最も基本的な課題の一つである。特に、ストレンジネスを含むハイペロン (Y) と核子 (N) の相互作用 (YN 相互作用) は、通常の核力 (NN 相互作用) の拡張として、バリオン間相互作用の統一的な理解に不可欠であるだけでなく、天体物理学的な観点からも極めて重要である。

中性子星は、その中心部が通常の原子核密度を数倍上回る超高密度状態にあると考えられている。このような環境下では、中性子のフェルミエネルギーの上昇に伴い、核子がストレンジネスを持つハイペロンへと転換する過程が可能となる。しかし、ハイペロンの出現は物質の状態方程式 (Equation of State, EOS) を軟化させるため、観測されている太陽質量の 2 倍を超える質量を持つ中性子星の存在を理論的に説明することが困難となる。これは「ハイペロン・パズル」として知られ、現代核物理学の未解決問題の一つである。この問題を解決するためには、高密度領域でのハイペロンの振る舞いを決定づける YN 相互作用を、実験データに基づいて精密に決定する必要がある。

本研究が対象とする ΣN 相互作用は、この文脈において重要な鍵を握る。中性子星内部において、 Σ 粒子そのものは斥力的なポテンシャルにより出現が抑制されると考えられているが、 ΣN 相互作用は $\Lambda N - \Sigma N$ 結合を通じて Λ 粒子の性質に大きく影響する。特に、 ΣN 散乱長の虚部は $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ 転換の強さに対応しており、この結合相互作用の強さを実験的に決定することは、 Λ 粒子の有効質量や中性子星物質中での混合比を理解する上で不可欠である。

ΣN カスプの観測

今から 50 年以上前、静止 K^- を用いた $K^-d \rightarrow \pi^- \Lambda p$ 反応において、 ΣN 生成閾値（約 $2.13 \text{ GeV}/c^2$ ）近傍に明瞭なスペクトル強度の増大（エンハンスメント）が観測された [1]。この構造は「 ΣN カスプ」と呼ばれ、その後も $\pi^+d \rightarrow K^+ \Lambda p$ や $pp \rightarrow K^+ \Lambda p$ といった様々な反応で確認されている。

近年、このような閾値近傍のカスプ構造を利用してハドロン間相互作用を調べる「カスプ分光 (Cusp spectroscopy)」の手法が注目を集めている。例えば、Belle 実験における $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ 崩壊の解析では、 $\Lambda \eta$ 閾値において明瞭なカスプ構造が観測されており、 $\Lambda \eta$ 相互作用や $\Lambda(1670)$ 共鳴との関連が議論されている [2, 3]。同様に、J-PARC E27 実験による $d(\pi^+, K^+)$ 反応の包括的 missing mass スペクトル [4] においても、 ΣN 閾値における明瞭なエンハンスメントが観測されている。

このカスプのスペクトル形状は ΣN 散乱長の関数として記述されるため、その形状を精密に測定することで相互作用の強さを決定可能である。しかし、後述するように、過去の実験では質量分解能および統計量、あるいは S/N 比に課題があり、カスプ形状から散乱長を決定するのに十分な質を持つデータが得られていなかった。

本実験 (J-PARC E90) は、 $d(K^-, \pi^-)$ 反応を用いてこの ΣN カスプを高分解能かつ高統計で測定することを目的とする。J-PARC の K1.8 ビームラインと S-2S スペクトロメータを用いることで、世界最高レベルとなる 0.4 MeV (σ) の missing mass 分解能においてデータを取得する。さらに、Hyperon Time Projection Chamber (HypTPC) を導入して崩壊粒子の飛跡を検出し、準自由生成 (Quasi-Free) 過程などのバックグラウンドを抑制することで、高純度かつ高統計 (10^4 イベント以上) のデータ取得を行う。これにより、アイソスピン $T = 1/2$ 、スピン三重項 ($S = 1$) チャネルにおける ΣN 散乱長を決定し、相互作用の性質を解明することを目指す。

1.2 閾値カスプの一般論

新しい反応チャネルの閾値が開くとき、S 波（軌道角運動量 $L = 0$ ）の再散乱効果によって、断面積やスペクトルに尖った構造、すなわち「カスプ (Cusp)」が生じることがある。この形状は閾値近傍の粒子間相互作用を強く反映する。一般に、2 体散乱振幅 $T_L(E)$ は以下のように表される。

$$T_L(E) \simeq 8\pi(m_1 + m_2) \frac{(2\mu E)^L}{1/A_L - i(\sqrt{2\mu E})^{2L+1}} \quad (1.2.1)$$

ここで、 m_1, m_2 は 2 粒子の質量、 L は軌道角運動量、 $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ は換算質量である。エネルギー $E = \sqrt{s} - m_1 - m_2$ に対し、2 粒子の相対運動量 k は非相対論的近似により

$k \sim \sqrt{2\mu E}$ と表される。

式 (1.2.1) から分かるように、S 波 ($L = 0$) の場合、振幅のエネルギー微分 dT_0/dE は $1/\sqrt{E}$ に依存するため、閾値 ($E = 0$) において不連続となる。これが閾値カスプの数学的な起源である。なお、 $L \geq 1$ の高次部分波では、分子の $(2\mu E)^L$ の項により微分は連続となり、顕著なカスプは生じない。

式 (1.2.1) における A_L は散乱長である。閾値近傍では相対運動量 k が小さいため、有効レンジ展開 (Effective Range Expansion) の第 1 項のみを考慮している。この振幅は、複素運動量平面において $k = -i/A_0$ に極 (Pole) を持つことに注目したい。

- A_0 が大きい場合: 極の位置が閾値 ($k = 0$) に近くなる。このとき、式 (1.2.1) の分母において $-i\sqrt{2\mu E}$ の項が支配的となり、閾値を境に急激に折れ曲がる鋭いカスプ構造が現れる。つまり、鋭いカスプは閾値近傍に極 (束縛状態や仮想状態) が存在することを示唆する。
- A_0 が小さい場合: 極の位置は閾値から遠くなる。このとき、分母では定数項 $1/A_0$ が支配的となり、振幅は滑らかに振る舞う。

実験的には、NA48/2 実験 [5, 6] における $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ 崩壊の $\pi^0 \pi^0$ 不変質量分布において、 $\pi^+ \pi^-$ 閾値でのカスプ構造が観測され、そこから $\pi\pi$ 散乱長が抽出されている。

1.3 E90 実験における理論的記述

本実験で用いる $d(K^-, \pi^-)$ 反応における ΣN カスプの理論的記述は、Dalitz と Deloff によって定式化された [7, 8]。彼らの枠組みにおいて、 ΣN カスプは図 1.1 に示すような 2 段階過程 (Two-step process) を経て生成される。

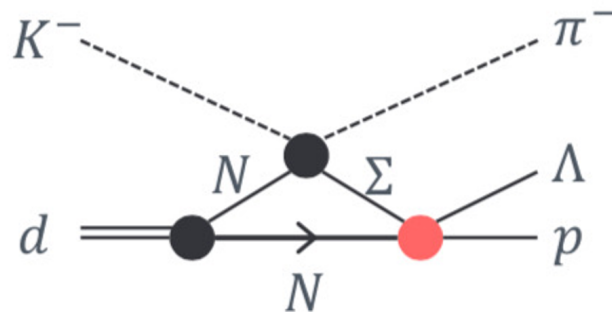
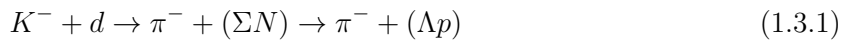


図 1.1: $K^- + d \rightarrow \pi^- + \Lambda + p$ の反応における ΣN カスプの反応ダイアグラム。

この反応振幅は、以下の3つの因子の積として近似的に表すことができる。

$$T(K^-d \rightarrow \pi^- \Lambda p) \sim T(K^-N \rightarrow \pi\Sigma) \cdot F_d(Q_\Sigma, k_\Sigma) \cdot T(\Sigma N \rightarrow \Lambda N) \quad (1.3.2)$$

ここで、各因子の物理的意味について詳しく述べる。

1. **素過程振幅** $T(K^-N \rightarrow \pi\Sigma)$: 重陽子内の一方の核子と入射 K^- との反応を表す。 0° (前方散乱) における (K^-, π^-) 反応では、この素過程にスピン反転 (Spin-flip) 項が存在しない。したがって、反応系 (YN 系) のスピン状態は、標的である重陽子のスピン配位 ($S = 1$) をそのまま引き継ぐことになる。本実験では、散乱角が十分前方 ($\cos\theta_{CM} > 0.95$) である領域を測定するため、スピン反転振幅は無視でき、 ΣN 系のスピン三重項 (Triplet, $S = 1$) 状態を選択的に抽出できる。これは重陽子標的を用いる本実験の決定的な利点である。
2. **重陽子形状因子** $F_d(Q_\Sigma, k_\Sigma)$: 重陽子の波動関数 $\psi_d(r)$ を反映した項であり、以下で与えられる。

$$F_d(Q_\Sigma, k_\Sigma) = \int \frac{e^{ik_\Sigma r}}{r} e^{i\vec{Q}_\Sigma \cdot \vec{r}} \psi_d(r) d^3r \quad (1.3.3)$$

ここで、 \vec{Q}_Σ は運動量移行、 \vec{k}_Σ は中間状態 ΣN 系の相対運動量である。前方散乱では \vec{Q}_Σ が小さく、その波長 \hbar/q が重陽子半径と同程度となるため、重陽子波動関数の主成分である S 波から、 ΣN 系の S 波への遷移 ($^3S_1 \rightarrow ^3S_1$) が支配的となる。

3. **終状態相互作用** $T(\Sigma N \rightarrow \Lambda N)$: 生成された Σ 粒子ともう一方の核子との相互作用を記述する項である。 ΣN 系自体はアイソスピン $T = 1/2$ および $T = 3/2$ の混合状態を取り得るが、観測される終状態が Λp (アイソスピン $T = 1/2$) であるため、アイソスピン保存則により、 $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ 遷移に寄与するのは ΣN 系の $T = 1/2$ 成分に限定される。

反応率の導出とスペクトル形状

終状態相互作用 $T(\Sigma N \rightarrow \Lambda N)$ について詳述する。Dalitz らの定式化によれば、この遷移振幅は、式 (1.2.1) と同様に、極構造を持つ形式で以下のように書くことができる。

$$T(\Sigma N \rightarrow \Lambda N) \sim \frac{\beta_{\Sigma\Lambda}^t}{1 - ik_\Sigma A_0} \quad (1.3.4)$$

ここで、 $\beta_{\Sigma\Lambda}^t$ は反応行列要素、 k_Σ は ΣN 系の相対運動量を表している。 A_0 は ΣN 散乱長であり、以下の式で定義される。

$$A_0 = a + ib \quad (b > 0) \quad (1.3.5)$$

ここで、実部 a は相互作用の引力・斥力を、虚部 b は $(\beta_{\Sigma\Lambda}^t)^2$ に比例する正の実数であり、 $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ への遷移の強さを表している。実験で観測される反応率 (スペクトル強度) R_S^t は、

この振幅の絶対値の2乗 $|T|^2$ に比例する量として以下の式で定義される。

$$R_S^t \propto \left| \frac{1}{1 - ik_\Sigma(a + ib)} \right|^2 = \frac{1}{|(1 + k_\Sigma b) - ik_\Sigma a|^2} \quad (1.3.6)$$

この式に基づいて、 R_S^t が散乱長パラメータ a, b に対してどのように振る舞うかを図 1.2 に示す。

- **閾値以上** ($E > 0$): ΣN チャンネルが開いているため、 $k_\Sigma = \sqrt{2\mu E}$ は実数となる。

$$R_S^t \sim \frac{4\pi b}{|(1 + k_\Sigma b) - ik_\Sigma a|^2} = \frac{4\pi b}{(1 + k_\Sigma b)^2 + (k_\Sigma a)^2} \quad (1.3.7)$$

閾値直上 ($k_\Sigma \sim 0$) では分母が 1 に近づくため反応率は最大となるが、エネルギーが増加すると k_Σ の増加に伴い分母が大きくなるため、反応率は急速に減少する。

- **閾値以下** ($E < 0$): ΣN チャンネルは閉じているが、仮想的な過程として寄与する。運動量は解析接続により純虚数 $k_\Sigma \rightarrow i|k_\Sigma|$ となる。これを上式に代入すると、

$$R_S^t \sim \frac{4\pi b}{|(1 + k_\Sigma b) - ik_\Sigma a|^2} = \frac{4\pi b}{(1 - |k_\Sigma|a)^2 + (|k_\Sigma|b)^2} \quad (1.3.8)$$

この式は Breit-Wigner 分布に似た形をしており、もし相互作用が強く引力的で束縛状態が存在する場合 (a が負で大きい場合)、 $(1 - |k_\Sigma|a) \sim 0$ となるエネルギーで共鳴ピーク (束縛状態のピーク) を作る事がわかる。

図 1.2(a) は虚部 b を固定し実部 a を変化させた場合、(b) は a を固定し b を変化させた場合の R_S^t 分布を示している。実部 a が負に大きくなると閾値下にピーク構造が現れ、正の値では閾値でのカスプが鋭くなるなど、散乱長の値によってスペクトル形状が顕著に変化することが見て取れる。この R_S^t で見られる散乱長への依存性は、重陽子形状因子 $F_d(Q_\Sigma, k_\Sigma)$ を畳み込んだ最終的なスペクトルにおいても明確に保存される。

図 1.3 に、Dalitz らによって計算された、実験で期待される理論スペクトルを示す。この図は、散乱長の実部 a を変化させたときの計算結果であり、 a が正の値を持つ場合 (仮想状態) は閾値での鋭い立ち上がり (カスプ形状) が見られる。対照的に、 a が負で絶対値が大きい場合 (束縛状態) は、閾値よりも低いエネルギー領域にブロードなピーク構造 (Breit-Wigner 的な形状) として現れる様子が読み取れる。このように、観測されるスペクトル形状は散乱長パラメータに極めて敏感であるため、高精度なスペクトル測定を行いフィッティングすることで、パラメータ a, b を決定することが可能となる。

1.4 ΣN 相互作用の現状と課題

ハドロン間相互作用の研究において、これまでは主に散乱実験が用いられてきたが、ハイペロンなどの不安定粒子を含む系では低エネルギー領域での実施が困難であるという課題があった。近年では、ALICE 実験などを中心に、重イオン衝突等で生成された粒子間の運動量相関を利用

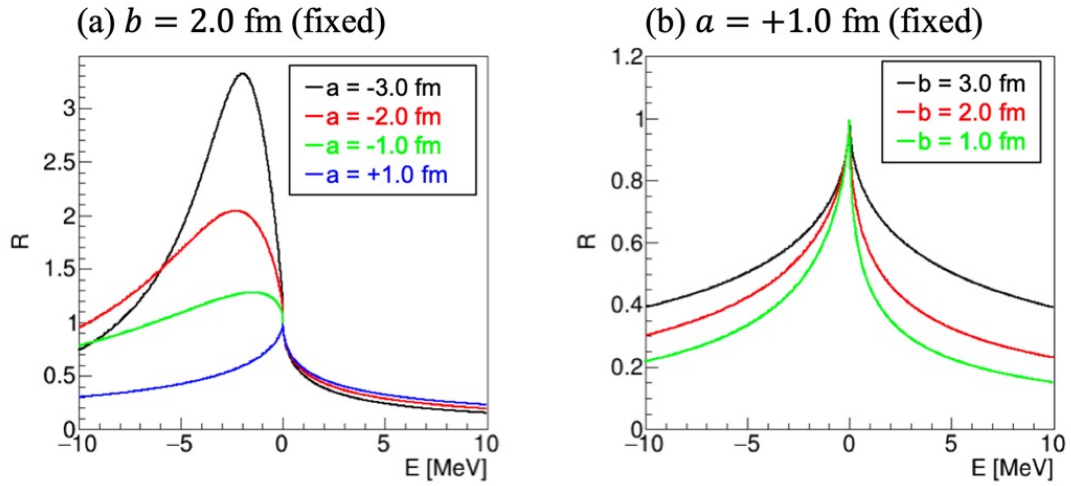


図 1.2: 式 (1.4) および (1.5) で表される R_S^t の分布。 ΣN 閾値からの励起エネルギーの関数としてプロットしている。(a) 虚部 b を固定し、実部 a を変化させた場合。(b) 実部 a を固定し、虚部 b を変化させた場合。色の違いは散乱長の値の違いに対応しており、散乱長によってスペクトル形状が変化する様子が示されている。

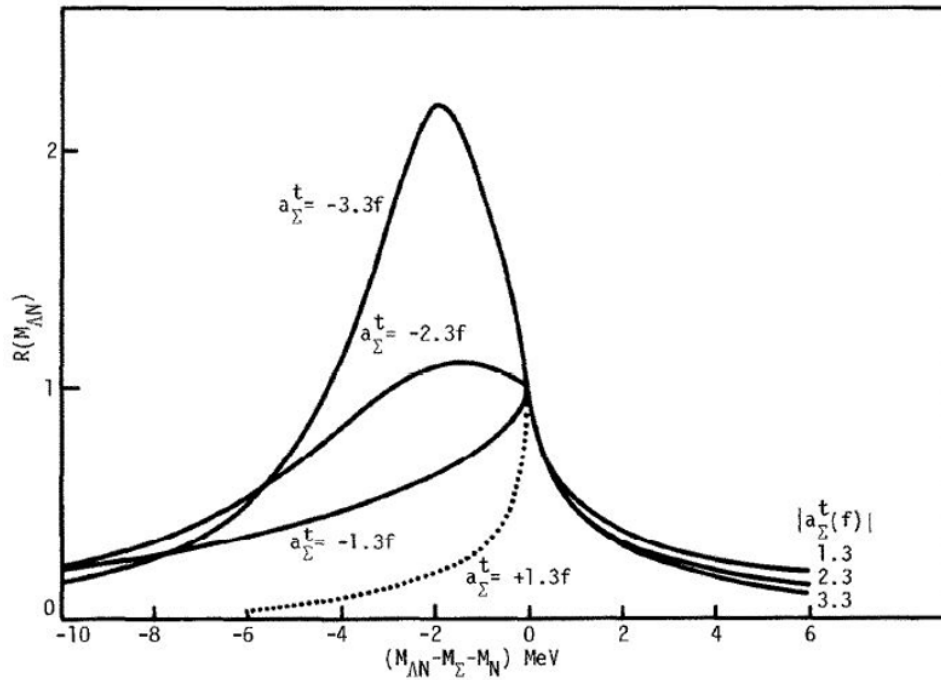


図 1.3: $M_{\Lambda N} - M_\Sigma - M_N$ に対する $|F_d(Q_\Sigma, k_\Sigma)|^2 R_S^t$ の理論スペクトル [7]。散乱長パラメータ a の違いによりスペクトル形状が大きく変化する様子が示されている。

する「フェムトスコーピー (Femtoscropy)」を用いた研究が精力的に進められている。フェムトスコーピーは散乱実験が困難な系に対しても適用可能であり、多くのハドロン間相互作用について新たな知見をもたらしている。

しかし、現状のフェムトスコーピー解析では、スピン状態ごとの寄与を分離して議論することが困難である。例えば、 ΣN 系にはスピン一重項 ($S = 0$) と三重項 ($S = 1$) の状態が存在するが、フェムトスコーピーで得られるのはこれらが平均化された情報である。対して本実験で用いる「カusp分光 (Cusp spectroscopy)」は、重陽子標的のスピンパリティを利用することで、 $(T, S) = (1/2, 1)$ チャネルを選択的に測定できるという決定的な利点を持つ。

また、理論的な側面から見ると、クォーククラスターモデル (QCM) [9] においては、クォークのパウリ原理により、 $(T, S) = (1/2, 0)$ および $(3/2, 1)$ チャネルには強い斥力 (Repulsive core) が働くと予言されている。一方、本実験が対象とする $(T, S) = (1/2, 1)$ チャネルにおいては、そのようなパウリ斥力が働かず、強い引力が発現する可能性が示唆されている。実際、 ${}^4\text{He}(K^-, \pi^-)$ 反応で ${}^4_2\text{He}$ 束縛状態が観測された事実 (BNL E905 実験 [10]) は、 3S_1 状態の引力が束縛のドライビングフォースとなっていることを示唆しているが、その定量的な値は未だ決定されていない。

1.5 過去の実験と課題

ΣN カuspに関する実験的研究は50年以上の歴史を持つが、決定的な結論には至っていない。各実験の詳細な課題は以下の通りである。また、過去の主要な実験とその課題を表 1.1 にまとめる。

1. **静止 K^- 実験 (Tan et al. [11]):** 泡箱を用いた実験で、1 MeV という比較的良好な分解能を達成した。しかし、静止反応 (at-rest) では、入射粒子の多重散乱効果や、放出される π の運動量が低いことに起因する終状態相互作用 (FSI) が無視できない。特に、 $\Sigma(1385)$ 共鳴の影響が大きく、単純なインパルス近似 (Impulse Approximation) を用いた解析が困難であるという理論的な欠点がある。
2. **インフライト K^- 実験 (Braun et al. [12], Eastwood et al. [13]):** 1 ~ 1.5 GeV/c の K^- を用いた泡箱実験である。彼らは、前方散乱 ($\cos\theta > 0.9$) を選び、さらに終状態の陽子の運動量にカット ($p_p > 150$ MeV/c) をかけることで、主要なバックグラウンドである準自由生成 (Quasi-Free) 過程を劇的に抑制できることを示した。図 1.4 に彼らの実験結果を示す。陰影で示された領域が運動量カット後のスペクトルであり、バックグラウンドが低減され、閾値付近に明瞭なピーク構造が見えていることが分かる。これは本実験の概念的な先駆けといえる重要な結果である。しかし、当時の泡箱実験では統計量が数百イベント

程度に限られており、質量分解能も 2–3 MeV と不十分であったため、詳細な形状議論（カスプか束縛状態か）を行うことは難しい。

3. **カウンター実験 (Pigot et al. [14]):** 磁気スペクトロメータを用いた実験だが、分解能が約 9 MeV と不十分であり、カスプの微細構造を捉えることはできなかった。
4. **pp 実験およびフェムトスコピー (COSY-HIRES [15], ALICE [16]):** $pp \rightarrow \Lambda p K^+$ 反応を用いた COSY 実験は 0.8 MeV という高い分解能を達成したが、反応機構が複雑であり、かつスピン一重項 (1S_0) と三重項 (3S_1) が混在している。これを分離するにはスピン観測が必要となる。ALICE のフェムトスコピーも同様にスピン状態の分離が課題となる。
5. **J-PARC E27 実験 (Ichikawa et al. [4]):** J-PARC K1.8 ビームラインにおいて、 $d(\pi^+, K^+)$ 反応 (1.69 GeV/c) を用いて行われた実験である。カウンター実験であるため統計量は高く、スペクトロメータによる質量分解能も 1.4 MeV と良好であった。しかし、この実験は終状態選別を行わない包括的 (inclusive) 測定であったため、S/N 比が悪く、大量の準自由生成バックグラウンドがスペクトルに残存していた。その結果、詳細なスペクトル形状から散乱長を決定するには至らず、解析は Breit-Wigner 関数を用いたフィッティングに留まった。

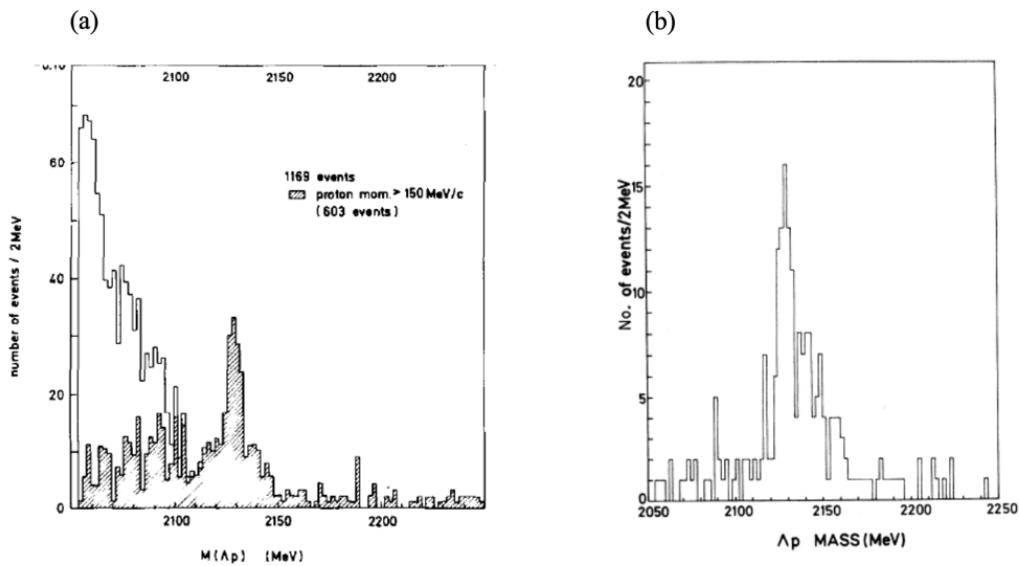


図 1.4: (a) Braun らによる Λp 不変質量分布 [12]。前方散乱角条件 $\cos(\theta_{K\pi}^{\text{CM}}) > 0.9$ を課したものの。陰影部分はさらに陽子運動量が 150 MeV/c より大きい条件を課した事象を示す。(b) Eastwood らによる Λp 不変質量分布 [13]。同様に $\cos(\theta_{K\pi}^{\text{CM}}) > 0.9$ と陽子運動量 > 170 MeV/c の条件を課した事象を示す。いずれも準自由生成成分が抑制されているが、統計量が限られている。

表 1.1: 過去の主要な実験の概要とその比較

| 実験名 | 反応過程 | 特徴・課題 | 統計量 | 分解能 (σ) |
|---------------|--|--------------------------------|---------------------------------------|------------------|
| Braun (泡箱) | インフライト $K^-d \rightarrow \pi^- \Lambda p$ (680–840 MeV/c) | 低統計、低分解能 | 603 events ($\cos \theta > 0.9$) | ~2 MeV |
| Eastwood (泡箱) | インフライト $K^-d \rightarrow \pi^- \Lambda p$ (1.45, 1.65 GeV/c) | 低統計、低分解能 | 217 events ($\cos \theta > 0.9$) | ~3 MeV |
| Tan (泡箱) | 静止 $K^-d \rightarrow \pi^- \Lambda p$ | 大きな FSI $\Sigma(1385)$ の寄与大 | 2470 events | ~1 MeV |
| Pigot | インフライト $d(K^-, \pi^-)$ など | 分解能不足 | 不明 | 9.1 MeV |
| COSY | $pp \rightarrow \Lambda p K^+$ | $^1S_0 + ^3S_1$ 混合 低 S/N 比 | 高統計 | 0.8 MeV |
| ALICE | pp (フェムトスコピー) | $^1S_0 + ^3S_1$ 混合 | 高統計 | – |
| J-PARC E27 | $d(\pi^+, K^+)$ (包括的測定) | 低 S/N 比 (包括的測定) | 高統計 | 1.4 MeV |

本実験における反応チャネルの選択

本研究の目的であるスピン三重項 ($S = 1$) 成分の抽出という観点では、(K^-, π^-) 反応と (π^+, K^+) 反応の双方が有効な手法となり得る。これらは共にスピン 0 の擬スカラー中間子が関与する反応であり、前方散乱においては素過程振幅の非スピン反転 (Non-spin-flip) 項が支配的となるため、重陽子のスピン ($S = 1$) が維持される。

しかし、反応運動学の観点からは、運動量移行 (Momentum transfer, q) の大きさに決定的な差異が存在する。 (π^+, K^+) 反応は大きな反跳運動量を伴うため、重陽子形状因子 $F_d(q)$ の低下により断面積が抑制されるのに対し、(K^-, π^-) 反応は運動量移行を小さく抑えることが可能であり、大きな生成断面積を得ることができる¹⁾。したがって、高統計かつ高精度の測定を行うためには、 $d(K^-, \pi^-)$ 反応が最適である。

これらの経緯を踏まえ、Dalitz は「インフライト $d(K^-, \pi^-)$ 反応を用いた、高分解能かつ高統計のカウンター実験」の必要性を指摘していた。本実験は、J-PARC の大強度ビームと最新のスペクトロメータ技術により、この Dalitz の提言を半世紀越しに実現するものである。

1.6 本実験の目的

以上の物理的背景および過去の実験的研究における課題を踏まえ、本節では J-PARC E90 実験の目的と意義について整理する。

本実験の第一の目的は、 $d(K^-, \pi^-)$ 反応を用いて ΣN カスプを高分解能かつ高統計で測定し、 $(T, S) = (1/2, 1)$ チャネルの ΣN 散乱長 A_0 を高精度で決定することである。しかし、本研究の意義は単に一つの反応チャネルのパラメータを決定することに留まらない。本研究は、カスプ分光という手法を確立し、フェムトスコーピーや散乱実験と有機的に組み合わせることで、ハドロン間相互作用の全貌解明に向けた重要なマイルストーンとして位置付けられる。

具体的には、本実験と ALICE 実験等によるフェムトスコーピーとのシナジーが期待される。前述の通り、フェムトスコーピーではスピン状態が平均化された散乱長が得られる。そこで、本実験 (E90) においてスピン三重項 ($S = 1$) 状態の散乱長を決定できれば、フェムトスコーピーの結果と組み合わせることで、従来分離が困難であったスピン一重項 ($S = 0$) の散乱長をも導出することが可能となる。このように、本実験は相補的な実験手法を融合させることで、ハドロン間相互作用の完全な理解、ひいては中性子星内部の物理の解明に大きく貢献するものである。

これらの目的を実現するため、本実験では以下の実験目標を掲げる。

¹⁾ (π^+, K^+) 反応は、軽い π から重い K を生成するため大きな運動量移行を必要とする。重陽子形状因子 $F_d(q)$ は、核子の波動関数の重なり積分であり、運動量移行 q の増大に伴い急激に減少する。実際、(K^-, π^-) 反応の ΣN カスプ生成断面積は、(π^+, K^+) 反応に比べて一桁程度大きいことが知られている。

1.6.1 世界最高の質量分解能

S-2S スペクトロメータにより、過去の最高記録 (HIRES, 0.8 MeV) の 2 倍の精度となる 0.4 MeV (σ) の質量分解能を実現する。図 1.3 に示したように、スペクトル形状の違いは数 MeV の範囲で現れるため、この高い分解能は形状決定において決定的な役割を果たす。

本実験の Proposal [17] では、分解能がスペクトル形状の識別能力に与える影響を評価するために、シミュレーションが行われた。その結果を図 1.5 に示す。この図は、代表的な 3 つの理論モデルに基づく散乱長パラメータ²⁾を用いて生成された理論スペクトル (黒実線) に対し、異なる実験分解能 ($\Delta M = 0.4, 1, 2$ MeV) の検出器応答を畳み込んだ (smearing) ものである。図中の (a) は浅い束縛状態、(b) は深い束縛状態、(c) は鋭いカusp構造に対応する。実験分解能が 2 MeV (過去の泡箱実験に相当) まで悪化すると、カuspの鋭い立ち上がりや束縛状態のピーク構造が平滑化され、元の形状情報が著しく損なわれることが確認できる。この状態では、異なる理論モデル間の形状による識別が困難となる。一方、本実験で目標とする分解能 0.4 MeV (σ) であれば、理論的なスペクトル形状を極めて忠実に再現可能である。このように、微細なスペクトル構造から散乱長を決定するためには、1 MeV を切る高い質量分解能が不可欠である。

1.6.2 高統計と高 S/N 比

本実験では、15 日間のビームタイムにより 1.4×10^4 イベント以上の収量を見込んでいる。さらに、HypTPC を用いて崩壊粒子の飛跡を再構成し、その崩壊トポロジー (Topology) を識別することで、準自由生成バックグラウンドを抑制する。これにより、過去の泡箱実験で示された良好な S/N 比を維持しつつ、圧倒的な統計量での測定を実現する。

統計量の重要性についても、図 1.5 に示すシミュレーション結果から読み取ることができる。同図中のデータ点は、本実験で想定される 1.4×10^4 イベントに対応する統計誤差を含んでプロットされている。過去の泡箱実験ではデータ数が数百イベント程度であったため、統計変動の影響が支配的であり、かつビン幅も 1 MeV 程度と粗く設定せざるを得なかった。これに対し、カusp近傍の微細構造を捉えるためには、図に示すような 0.2 MeV といった細かいビン幅での解析が必要不可欠である。このような微細なビンニングにおいても十分な統計精度を確保し、スペクトル形状を議論するためには、 10^4 イベントを超える高統計が必要となる。

²⁾シミュレーションで比較に用いられたパラメータは、様々な理論モデルによって予測された $(T, S) = (1/2, 1)$ チャネルの ΣN 散乱長である。(a) における J-A は Jülich ポテンシャルモデル (J04, J04c 等) [18]、(b) の NB (Nijmegen model-B) は文献 [7] の値に基づく。(c) の ND (Nijmegen model-D) は、複素 k 平面上の極 (pole) の位置から、関係式 $k = -i/A_0$ を用いて導出されたものである。詳細は Proposal [17] を参考にされたい。

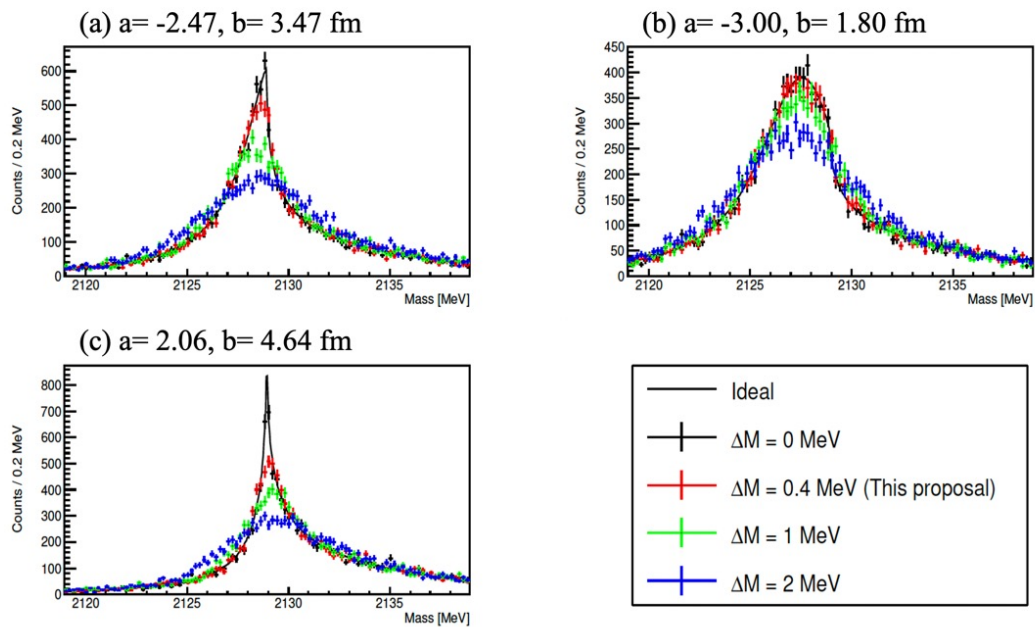


図 1.5: 本実験の Proposal [17] による、いくつかの散乱長パラメータに対するシミュレーション質量分布。(a) J-A (浅い束縛状態), (b) NB (深い束縛状態), (c) ND (鋭いカusp)。黒実線は理論分布を示す。エラーバー付きの点は、各実験分解能 $\Delta M = 0, 0.4, 1, 2$ MeV (σ) の応答関数を畳み込んだスペクトルであり、本実験の想定統計量である 1.4×10^4 イベントの統計誤差を含んでいる。

1.7 実験セットアップ

本実験は、J-PARC ハドロン実験施設の K1.8 ビームラインにおいて、主に S-2S スペクトロメータと 3次元飛跡検出器である HypTPC (Hyperon Time Projection Chamber) を用いて行われる。実験セットアップの全体像を図 1.6 に示している。以下にそれぞれの検出器構成を詳述する。

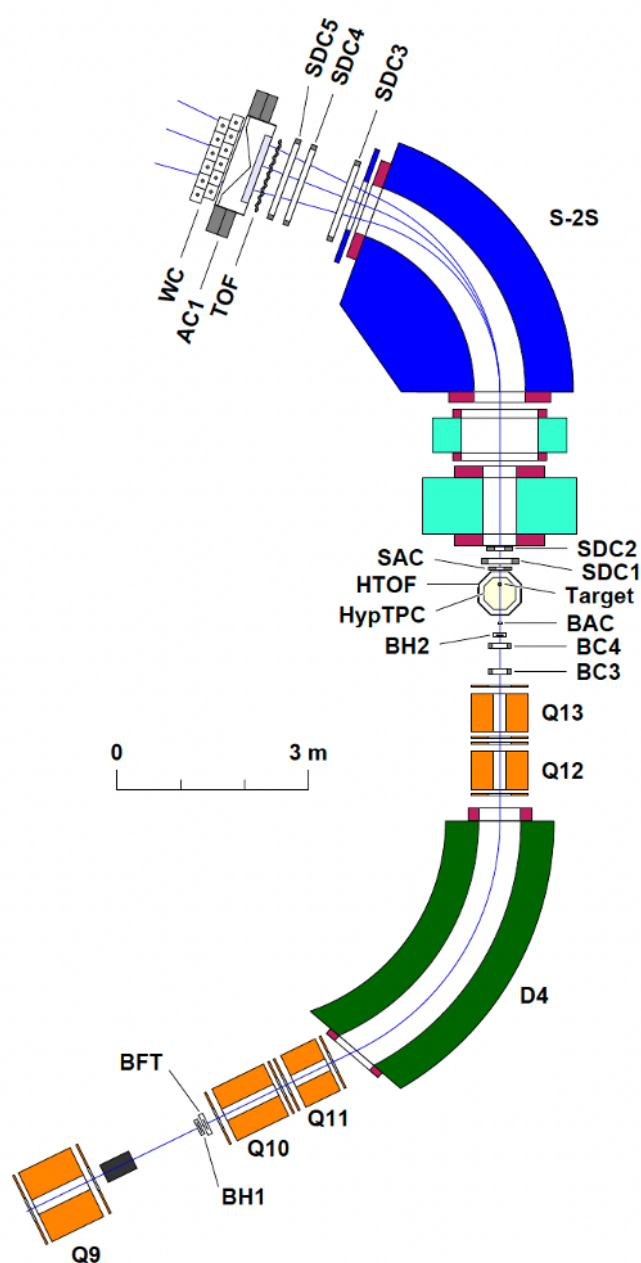


図 1.6: 本実験 (E90) のセットアップ。J-PARC ハドロン実験施設の K1.8 ビームラインの全体像を示している。

1.7.1 K1.8 ビームラインスペクトロメータ

E90 実験は J-PARC K1.8 ビームラインにおいて実施される。

J-PARC の 50 GeV シンクロトロン (MR) で加速された 30 GeV の陽子ビームを T1 ターゲット (生成標的) に照射することで、K 中間子や π 中間子などの 2 次ビームが生成される。K1.8 ビームラインには 2 基の静電セパレーター (ES) が設置されており、ビームの進行方向に垂直な方向 (y 方向) に強力な電場 (200 kV/10 cm – 300 kV/10 cm) を印加することで、同じ運動量を持つ粒子であってもその質量差に起因する軌道の違いを利用し、目的の粒子を選別して供給する設計となっている。

入射 K^- ビームの運動量は、K1.8 ビームラインスペクトロメータを用いて測定される [19]。このスペクトロメータは、ビームのタイミング測定用のプラスチックシンチレーションホドスコープ (BH1, BH2)、トラッキング検出器 (BFT, BC3, BC4)、エアロジェルチェレンコフカウンタ (BAC)、および QQDQQ 磁石系 (Q10, Q11, D4, Q12, Q13) から構成される。ビーム粒子の運動量は、BFT、BC3、BC4 によるトラッキング情報と、QQDQQ 系を通る 3 次の転送行列に基づいて再構成される。

BFT は QQDQQ 系の上流に設置されたファイバートラッカーであり、直径 1 mm のシンチレーションファイバーを 0.5 mm ずらして 2 層配置した構造を持つ。読み出しには MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) が用いられ、約 0.2 mm (rms) の空間分解能でビームの水平位置を測定する。一方、BC3 と BC4 は QQDQQ 磁石系の出口に設置されたドリフト長 1.5 mm の多線式ドリフトチェンバーであり、6 層構造 ($xx'uu'vv'$) を有している。これらは x 面における水平位置の測定に用いられ、BC3、BC4 共に約 0.2 mm (rms) の空間分解能を持つ。これらの検出器を組み合わせることで、全体として $\Delta p/p = 3.3 \times 10^{-4}$ (FWHM) の運動量分解能を達成する設計となっている。

ビームラインスペクトロメータ下流部に設置される BAC は、屈折率 $n = 1.03$ のエアロジェルを用いた閾値型チェレンコフカウンタであり、運動量閾値は π 中間子に対して 0.6 GeV/c、K 中間子に対して 2.0 GeV/c である。K/ π 分離能力を高めるため、PMT からのアナログ信号はディスクリミネータの前段でアナログ和が取られる構成となっている。

その他の K1.8 ビームラインスペクトロメータに関する詳細は参考文献 [19] に記載されている。

1.7.2 S-2S スペクトロメータ

図 1.7 に示すように、(K^-, π^-) 反応によって前方角度に散乱された π^- の運動量は、S-2S スペクトロメータを用いて測定される。

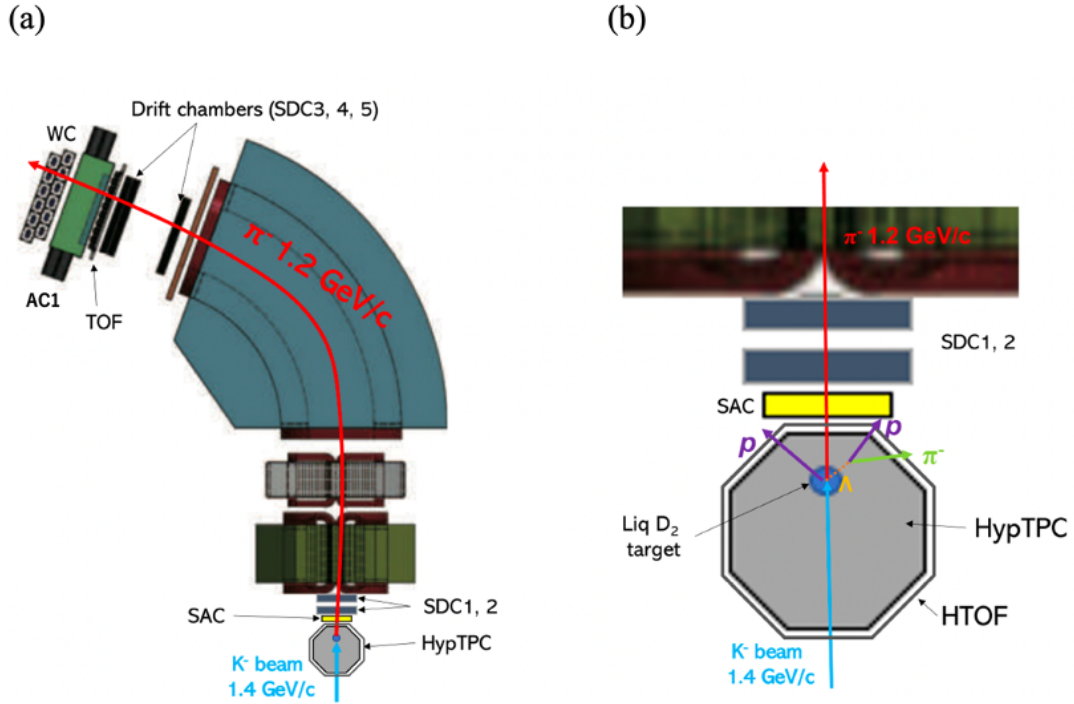


図 1.7: (a) 本実験 (E90) における S-2S のセットアップ。 (b) ターゲット周辺の拡大図。

S-2S は、5つのドリフトチェンバー (SDC1-5)、2つの四重極磁石 (Q1, Q2) と1つの双極磁石 (D1)、飛行時間測定用シンチレーションカウンタ (TOF)、および3種類の閾値型チェレンコフカウンタ (SAC, AC1, WC) から構成され、高い運動量分解能 ($\Delta p/p \simeq 6.0 \times 10^{-4}$, FWHM) と、約 55 msr という大きな立体角受容を両立するように設計されている。磁石は全て常伝導電磁石であり、Q1 は垂直方向、Q2 は水平方向に粒子を集束させる役割を担う。

S-2S 磁石系の入口に設置されている SDC1 と SDC2 はトラッキング検出器として機能する。これらはそれぞれ (uu'xx'vv') および (vv'uu') の層構成を持ち、ワイヤーピッチはそれぞれ 6.0 mm と 5.0 mm である。u, v 面は ± 15 度傾けられており、0.2 mm (rms) の空間分解能を有している。また、磁石系の出口には大面積をカバーする SDC3、SDC4、SDC5 が設置されている。それぞれ (xx'yy'), (yy'xx'), (yy'xx') の構成を持ち、0.3 mm (rms) の空間分解能を有する。散乱粒子の運動量は、これらのチェンバーのヒット情報から得られる飛跡と、Runge-Kutta 法を用いた磁場中での運動方程式の積分によって再構成される。

粒子識別およびトリガー生成には、TOF とチェレンコフカウンタ (SAC, WC) が用いられる。TOF は水平方向に 19 分割されたプラスチックシンチレータ列で、SDC5 の下流に設置されている。有感領域は $1192 \times 600 \text{ mm}^2$ であり、BH2 との飛行時間差 (Time-of-Flight) を用いて粒子識別を行う。SAC (Scattered Aerogel Cherenkov counter) は本実験のために新規開発された屈折率 $n = 1.05$ のエアロジェルチェレンコフカウンタであり、HypTPC と SDC1 の間に設置さ

れ、トリガーレベルでの π 識別 (K^- の排除) に用いられる。SAC の詳細は 2 章で述べる。WC (Water Cherenkov) は S-2S 下流部に設置される屈折率 $n = 1.33$ の水チェレンコフカウンタであり、トリガーレートの抑制に用いられる。これについては 3 章で詳述する。なお、同じくチェレンコフカウンタである AC1 ($n = 1.05$) は、E70 実験 (三ハイパー核探索実験) において K^+ 識別のために導入された検出器である。本実験のトリガーには使用しないが、オフライン解析での粒子識別に利用可能である。

1.7.3 HypTPC システム

本実験では、準自由生成 (Quasi-Free) バックグラウンドを抑制し、S/N 比を向上させるために Time Projection Chamber (HypTPC) を導入する。HypTPC システムは、TPC 本体、ターゲットシステム、および周囲を取り囲む HTOF によって構成される。以下に本実験における HypTPC システムの概要と各構成要素の詳細を述べる。

HypTPC 運用の概要

HypTPC は H ダイバリオン探索実験 (J-PARC E42) [20] のために開発され、2021 年にデータ収集を完了した実績を持つ。HypTPC は内部に液体標的を設置することが可能であり、反応点近傍から放出される崩壊粒子を大立体角で検出できるという特徴を持つ。

通常の HypTPC 実験 (E42, E45, E72) では、運動量測定のために超伝導電磁石 (1 T) の内部にインストールして使用される。しかし、本実験では S-2S スペクトロメータとのスペースの干渉およびアクセプタンスの観点から、電磁石を使用せずに運用する。S-2S のアクセプタンスを最大化するためには標的を S-2S の初段検出器 (SDC1) に極力近づける必要がある。そのため、HypTPC を前後反転 (ビーム軸周りに 180 度回転) させて設置するセットアップを採用した。これにより、通常の構成では上流側に位置する標的マウント部が、本実験では下流側に配置されることになる (図 1.8 参照)。

磁場がない状態での HypTPC の空間分解能は、電子の拡散が大きくなるため 0.6 ~ 1.0 mm 程度 (磁場中では 0.2 ~ 0.3 mm) となる。横方向拡散係数 D_T は、磁場なしの場合 $\sim 0.57 \text{ mm}/\sqrt{\text{cm}}$ と見積もられている。

TPC 本体および GEM

図 1.9 に HypTPC の構造および動作原理の概要を示す。HypTPC は円筒形のドリフトチェンバーであり、内部は P-10 ガス (Ar-CH₄ 90:10) で満たされている。荷電粒子がこのガス体積中を通過すると、飛跡に沿ってガスの電離 (イオン化) が生じる。電離によって生成された電子は、印加された一様な電場に従って読み出しパッド面 (底面) に向かって一定速度 (最大

(a) front view

(b) side view

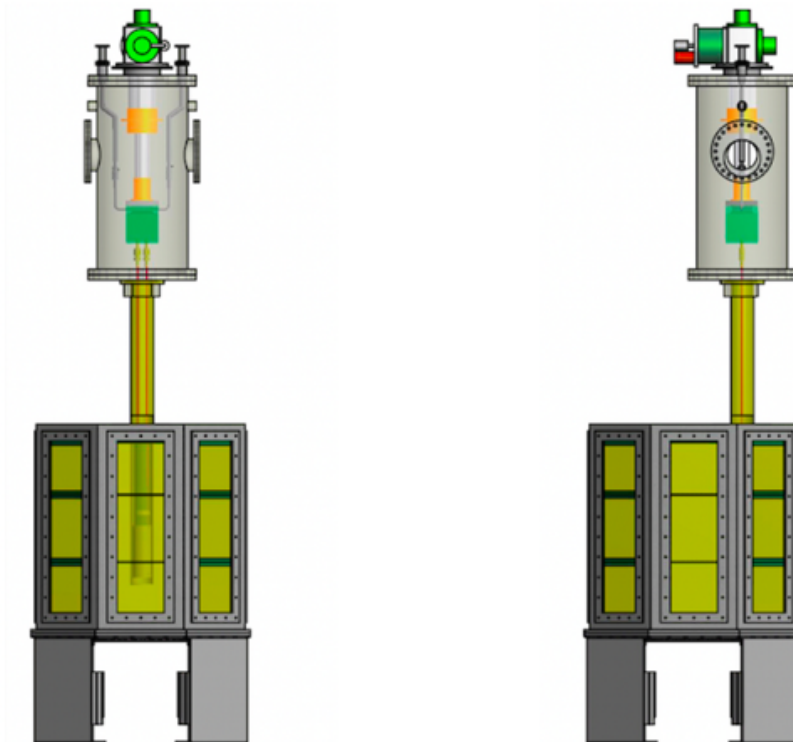


図 1.8: 標的ホルダー込みでの HypTPC の外観。(a) z (beam 軸) 方向からの眺め。(b) 横 (x 方向) からの眺め。設置の向きを反転させているため、ターゲットマウントは下流側に位置する。

5.3 cm/ μ s) でドリフトする。

読み出し面の手前には、高レート環境下での動作を可能にするために3層のGEM (Gas Electron Multiplier) スタックが配置されている。ドリフトしてきた電子はGEMの微細な穴(ホール)内部の強電場によって電子雪崩を起こし、信号が増幅される。また、イオンバックフローによる電場の歪みを抑制するため、ゲーティンググリッド (Gating Grid) も備えられている。増幅された電子群は、同心円状に配置されたパッドプレーン (計5768チャンネル) に到達し、電気信号として読み出される。このパッド上の2次元位置情報と、トリガーから信号到達までのドリフト時間 (z方向) を組み合わせることで、荷電粒子の3次元的な飛跡の再構成が可能となる。

読み出しパッドは、内側セクターが10層 (パッドサイズ: 長さ9 mm \times 幅2.1 ~ 2.7 mm)、外側セクターが22層 (パッドサイズ: 長さ12.5 mm \times 幅2.3 ~ 2.4 mm) で構成されている。

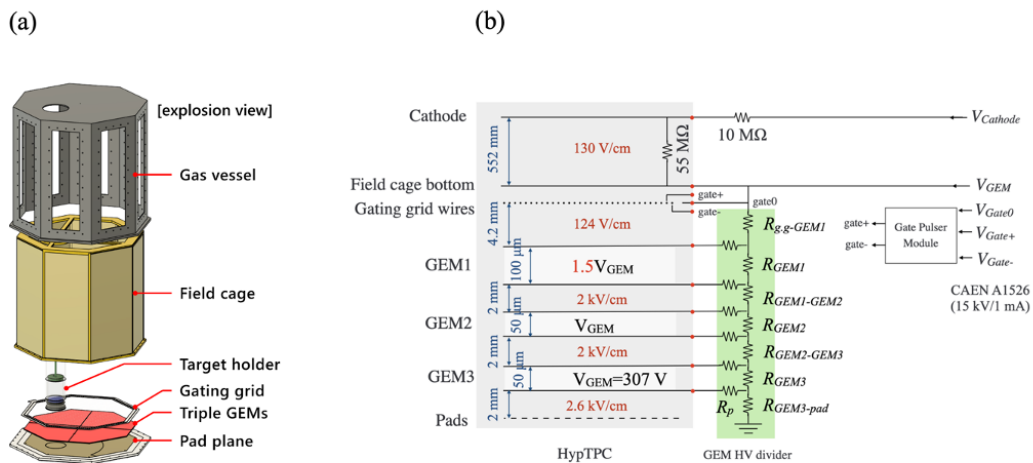


図 1.9: (a) HypTPC の展開図。 (b) HypTPC の回路図の概要。表示されている値は E42 実験における典型的な値を示している [21]。

また、E42 実験終了後、ガス容器 (Gas Vessel) のアルミフレームによる粒子検出効率の低下を改善するため、フレーム構造のアップグレードが行われた。新しいガス容器では、アルミフレームの幅を大幅に縮小 (水平方向 59 mm \rightarrow 12 mm、垂直方向 50 mm \rightarrow 35 mm) し、フレームが占める割合を片側あたり 55% から 19% へと低減させた。ガスリークを防ぐためのウィンドウ部分にはアルミ蒸着マイラー膜を2層重ねて使用しており、試験の結果、十分なガス気密性 (酸素・水分濃度の低減) が確保されていることが確認されている。

液体重陽子標的とターゲットホルダー

液体重陽子標的システムは、J-PARC E45 実験 [22] と同様のものを使用する。標的セルは直径 54 mm、長さ 100 mm の円筒形であり、内部に液体重陽子 (LD_2) を満たして使用する。

本実験における固体標的から液体標的システムへの移行に伴い、HypTPC のターゲットホルダーについても改良が行われた。液体標的用の配管を通すためにターゲットホルダーの開口部が拡張されており、E90 実験では直径 80 mm の開口部を持つホルダーを使用し、直径 57 mm のターゲットシステム（セル直径 54 mm）を挿入する構成となっている。

HTOF (Hyperon Time of Flight)

HypTPC の周囲には、トリガー生成および粒子識別（TOF 測定）のためにプラスチックシンチレーションカウンタ（HTOF）が設置されている。HTOF は八角形の筒状構造をしており、ビーム軸周りに 32 セグメントに分割されている。読み出しには SiPM（MPPC）が用いられ、各セグメントの両端テーパ部に 8 個ずつ配置されている。E90 実験ではビーム通過領域（上流および下流）にビームウィンドウが設けられている。

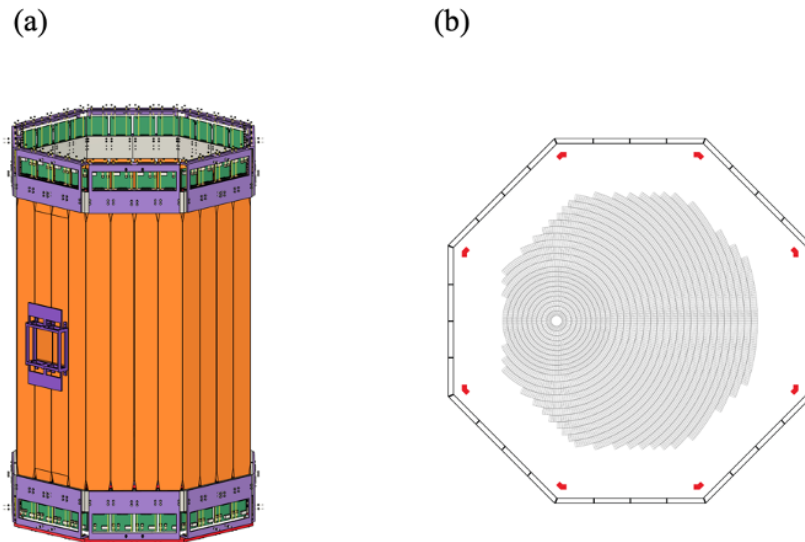


図 1.10: (a) E42 実験や E72 実験で用いられてきた HTOF の概要図。E90 実験ではビーム通過領域 (中央) に広いビームウィンドウが設置される。(b) HypTPC の読み出しパッドと HTOF に関する模式図。HTOF は外側を囲んでいる構造をとっている。赤で示している部分は新たにデザインされたガス容器 (Gas Vessel) を示している。

1.8 本論文の構成

最後に、本論文の構成について記す。第 1 章では、本研究の物理的背景と目的、および実験セットアップの全体像について概観した。次章以降では、本実験の実現に向けたチェレンコフ検出器と背景事象抑制手法の開発に関する結果について詳述する。

第 2 章では、本実験のために新規開発したエアロジェルチェレンコフ検出器 (SAC) の設計、およびテスト実験における性能評価の結果について詳述する。第 3 章では、実ビームデータに基づいた本実験におけるトリガーレートの見積もりについて述べる。第 4 章では、HypTPC の飛跡情報を用いた準自由生成バックグラウンドの抑制手法の開発と、シミュレーションに基づいた従来手法との性能比較について論じる。最後に第 5 章にて、本研究の総括と今後の展望を述べる。

第2章 チェレンコフ検出器の開発

本章では、E90 実験において散乱粒子の識別を担うエアロジェルチェレンコフ検出器 (Scattered Aerogel Cherenkov detector; SAC) の詳細について記述する。SAC は、閾値型のチェレンコフ検出器であり、トリガーレベルで (K^- , π^-) 反応による散乱 π^- 粒子を識別し、バックグラウンド粒子を排除することを目的としている。本章ではまず、チェレンコフ検出器の原理およびラディエータとして用いるシリカエアロジェルの特性について述べ、その後 SAC に求められる要件と設計について説明する。

2.1 チェレンコフ検出器の動作原理

2.1.1 チェレンコフ放射と閾値条件

誘電体中を荷電粒子が通過する際、粒子の速度 v がその媒質中の光の位相速度 c/n (c は真空中の光速、 n は媒質の屈折率) を超えると、チェレンコフ光が放出される。この発光条件は、粒子の速度 $\beta = v/c$ を用いて次式で表される。

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (2.1.1)$$

このとき、チェレンコフ光は粒子の進行方向に対して一定の角度 θ_c (チェレンコフ角) を持って円錐状に放出される。チェレンコフ角は次式で与えられる。

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (2.1.2)$$

閾値型チェレンコフ検出器は、この性質を利用して粒子識別を行う。ある運動量 p を持つ2種類の粒子 (質量 $m_1 < m_2$) を考えるとき、それぞれの速度 β_1, β_2 は異なる。ここで、適切な屈折率 n を持つ媒質を選定し、 $\beta_2 < 1/n < \beta_1$ という条件を満たすようにすれば、軽い粒子 m_1 のみがチェレンコフ光を放出し、重い粒子 m_2 は発光しない (Veto される)。これにより、特定の運動量領域において目的の粒子のみを選択的に検出することが可能となる。

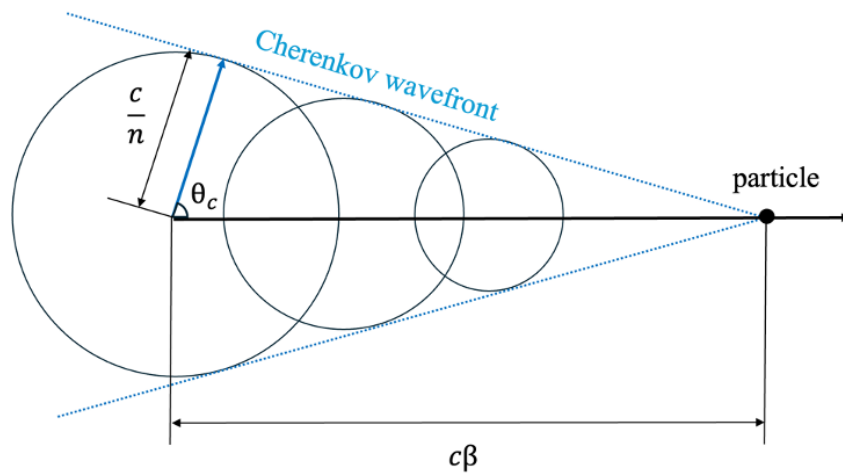


図 2.1: チェレンコフ放射の様子

2.1.2 光子数

電荷数 Z の粒子が速度 β で屈折率 n のラジエータを通過する際、単位飛跡長 x あたり、単位波長 λ あたりに生成されるチェレンコフ光の数 N は、Frank-Tamm の式で与えられる。

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \quad (2.1.3)$$

ここで、 Z は粒子の電荷数、 x はラジエータ中での飛跡長、 λ は波長、 $\beta = v/c$ は粒子の速度、 n はラジエータの屈折率、 θ_c はチェレンコフ角、 α は微細構造定数である。チェレンコフ検出器ではラジエータで発生したチェレンコフ光を集光し、光電子増倍管 (PMT) などで検出する。式 (2.1.3) によると低屈折率のラジエータを用いた場合や β が小さい場合は生成される光量が小さくなる。特に、光量は $\sin^2 \theta_c$ に比例するため、粒子の速度 β が閾値 $1/n$ に近い領域では光量が著しく低下する。したがって、閾値型のチェレンコフ検出器において十分な検出効率を得るためには、検出可能な光子数を十分に確保できる適切なラジエータの選定が求められる。

2.2 構成要素の特性

2.2.1 シリカエアロジェル

チェレンコフ検出器のラジエータには、目的の運動量領域に応じた屈折率を持つ物質が必要である。通常の気体 ($n \sim 1.001$ 以下) と液体・固体 ($n \sim 1.3$ 以上) の中間の屈折率領域 ($n = 1.01 \sim 1.10$) を埋める物質として、シリカエアロジェルが広く利用されている。

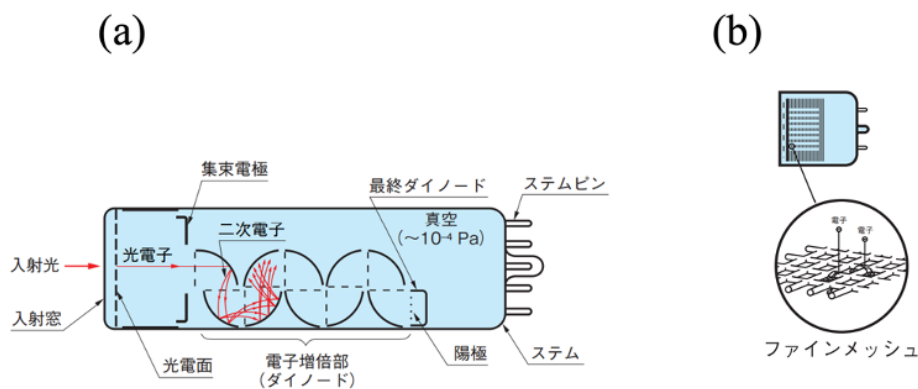


図 2.2: PMT の内部構造。(a) 一般的な光電子増倍管の構造。(b) ファインメッシュ型の内部構造 [23]。

シリカエアロゲルは、二酸化ケイ素 (SiO₂) の微粒子が結合して形成された多孔質構造体であり、その体積の 90%以上が空気構成されている。製造過程における化学的処理により密度を制御することで、屈折率を $n = 1.003$ から 1.26 程度の範囲で自由に調整することが可能である。

この屈折率領域は、一般的な気体 (CO₂ 等、屈折率 ~ 1.0004) と液体 (水等、屈折率 1.33) の中間に位置し、両者ではカバーできない領域である。そのため、気体や液体を用いたのでは識別が困難な運動量領域においても、エアロゲルを用いることで適切な閾値を設定できるため、チェレンコフ・ラディエータとして極めて有用である。また、シリカエアロゲルは湿気のない空気中においては化学的に安定な固体であるため、実験での長期使用に適している。

2.2.2 ファインメッシュ型光電子増倍管 (Fine-mesh PMT)

チェレンコフ光などの微弱な光を検出するために、光電子増倍管 (Photomultiplier Tube; PMT) が用いられる。PMT は、光電面 (Photocathode) に入射した光子を光電効果により光電子に変換し、それを多段のダイノード (電子増倍電極) で増幅してアノードから信号として読み出すデバイスである。

通常の PMT (ボックス・アンド・グリッド型やラインフォーカス型など) は、ダイノード間の電子軌道を電場で制御して収束させる構造を持つため、外部磁場の影響を強く受けやすく、数百ガウス程度の磁場でも増幅率が著しく低下する。一方、本実験で使用するファインメッシュ型 PMT は、図 2.2(b) に示すように、ダイノードが微細な網目状 (メッシュ) の電極を多層に重ねた構造を持っている。この構造では、電子がメッシュの開口部を通り抜けて最短距離で次の段へ加速されるため、外部磁場が存在しても電子の軌道が大きく曲げられにくく、数千ガウス程度の高磁場環境下でも十分な増幅率を維持することができる。SAC はスペクトロメータ磁石の近傍に設置されるため、この耐磁場特性は不可欠である。

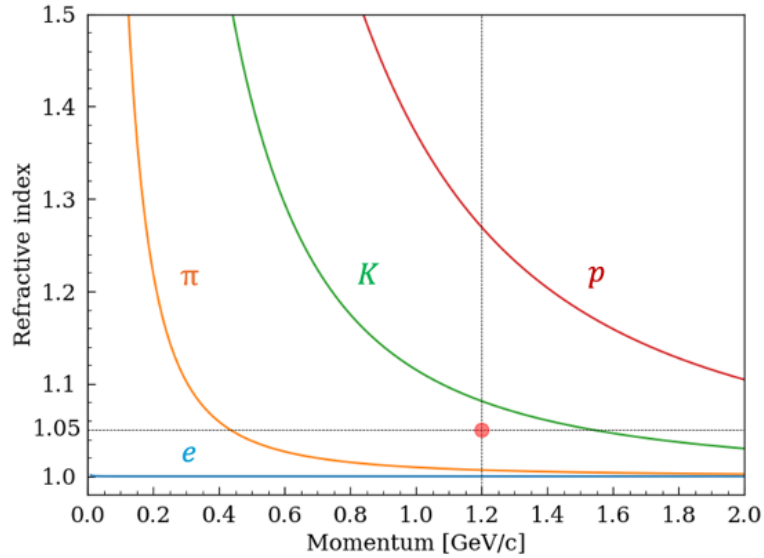


図 2.3: 陽子、 K 中間子、 π 中間子、電子における運動量と β の関係。縦軸が β の逆数を表しており、運動量とチェレンコフ光を発生する屈折率の関係を示している。E90 実験では 1.2 GeV/c の π 中間子を識別するために $n = 1.05$ のエアロジェルを用いる。

2.3 E90 実験における SAC の設計詳細

2.3.1 屈折率の選定

E90 実験では、運動量 1.4 GeV/c の K^- ビームを入射し、ターゲットからの散乱粒子を測定する。SAC にはビーム粒子や未反応の粒子も入射するため、これらと散乱 π^- を識別する必要がある。正常な機能 (π 中間子の検出と K 中間子の Veto) を保証するためには、SAC の屈折率は 1.4 GeV/c の K^- に対するチェレンコフ閾値屈折率よりも低く設定されなければならない。図 2.3 に示すように、 $n = 1.05$ の場合、運動量 1.4 GeV/c における K^- は発光せず、 π^- のみが発光する条件を満たしている。

2.3.2 SAC 検出器の構造

SAC は、HypTPC と SDC1 の間の限られたスペースに設置される必要がある (図 2.2 参照)。そのため、検出器の設計はコンパクトであることが求められ、特にビーム軸方向の厚みを最小限に抑えることが重要視された。また、図 2.2 に示すように SAC は Q1 磁石の近傍に配置される

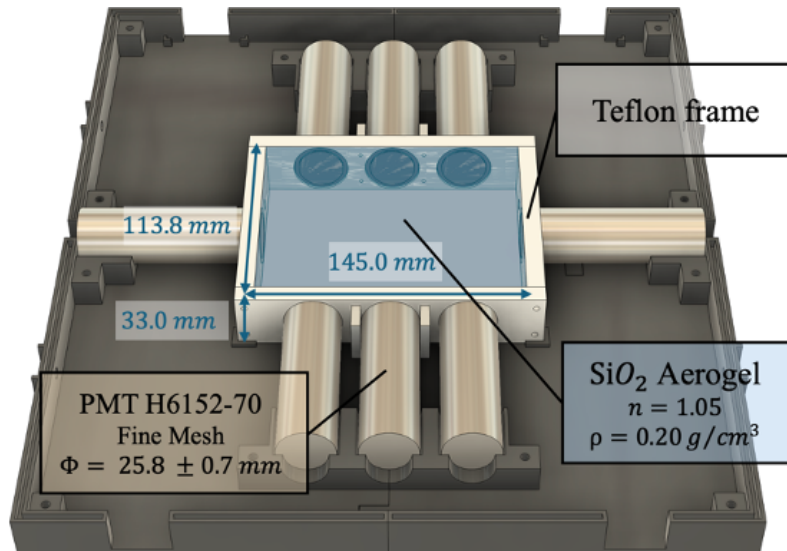


図 2.4: SAC の試作機のセットアップ

ため、漏れ磁場の影響に晒される環境にある。この影響を緩和するために、前述した耐磁場性を持つファインメッシュ型 PMT を採用した。具体的には、浜松ホトニクス製 H6152-70（直径 $\phi = 25.8 \pm 0.7$ mm）を選定している。

PMT の直径と設置スペースの制約を考慮し、ラディエータの厚みは 33 mm に設定された。この厚みの中に、有効領域として 3 層のシリカエアロジェルが配置される構成となっている。検出器の水平および垂直方向の寸法は、Geant4 を用いたシミュレーションにより SAC 位置での粒子プロファイルを評価し、 $145.0(W) \times 113.8(H)$ mm² と決定された。

SAC の試作機においては、筐体は 3D プリンターを用いて製造されたプラスチック製フレームを採用しているが、集光効率を向上させるための工夫を施した。エアロジェルの側面、特に PMT が固定される部分には、光の拡散反射特性に優れたテフロン素材のフレームを使用した。さらに、エアロジェルの表面全体をテフロンシートで覆うことでチェレンコフ光の拡散反射を促進し、PMT への集光効率を高めている。また、検出器の最外部は遮光用のブラックシートで被覆し、外部からの光を遮断する構造とした。図 2.4 に示すように、PMT はこのフレーム構造内部に埋め込まれる形で固定されており、検出器全体としてのコンパクト化を実現している。

2.4 KEK PF-AR におけるテスト実験

SAC の実機性能を評価するため、2023 年 12 月に KEK PF-AR テストビームラインにおいて、運動量 $2.01 \text{ GeV}/c$ の電子ビームを用いた性能評価試験を行った。ビームラインの詳細については、文献 [24] や Web ページ [25] を参照されたい。本節では、実験のセットアップ、解析手法、および得られた結果について述べる。なお、序章で示した閾値条件の議論（図 2.3）の通り、SAC に用いた屈折率 $n = 1.05$ において、本試験で用いた $2.01 \text{ GeV}/c$ 電子ビームはチェレンコフ閾値を十分に上回る。したがって、SAC が確実に発光する条件下で光子統計と効率を評価できる。

2.4.1 実験セットアップ

テスト実験は、J-PARC E72 実験向けに開発された他のチェレンコフ検出器（BAC および KVC）と共に行われた。実験セットアップの概略図を図 2.5 に示す。トリガーカウンターとして、4つのプラスチックシンチレータ（T1–T4）を設置した。T1, T2 はチェレンコフ検出器の上流に、T3, T4 は下流に配置し、これら4つのカウンターの同時計数 ($T1 \times T2 \times T3 \times T4$) をトリガーとして使用した。このトリガーによって定義されるビームスポットサイズは $9 \times 13 \text{ mm}^2$ である（図 2.6 参照）。

データ収集系 (DAQ) およびトリガーロジック

データ収集系 (DAQ) およびトリガーロジックの構成を図 2.7 に示す。本実験では、SAC の全体的な性能評価だけでなく、個々の PMT の応答を詳細に解析するために、以下のような回路構成を採用した。

SAC に搭載された 8 本の PMT からの信号は、まず増幅器 (Amplifier, $\times 5$ amplification) に入力し、増幅した後、二系統に分岐した。

一方の信号は、ケーブル遅延 (Delay) を経由して Charge ADC (Analog-to-Digital Converter) に入力し、個々の PMT の電荷情報を取得するために使用した。ここで遅延を挿入した理由は、他のカウンター等から生成される ADC ゲート信号のタイミングに合わせて、アナログ信号の到達時間を調整するためである。

もう一方の信号は、リニアミキサー (Linear Mixer/Fan-in) に送られ、8 チャンネル分のアナログ和 (Sum 信号) を生成した。この Sum 信号はさらに二系統に分岐した。一方はディスクリミネータに入力し、設定された閾値電圧 (Threshold) を超えた場合にロジック信号を出力して TDC (Time-to-Digital Converter) に送り、SAC 全体のヒット判定およびタイミング情報の取得に使用した。もう一方は、同様に遅延 (Delay) を経由して Charge ADC に入力し、Sum 信号の

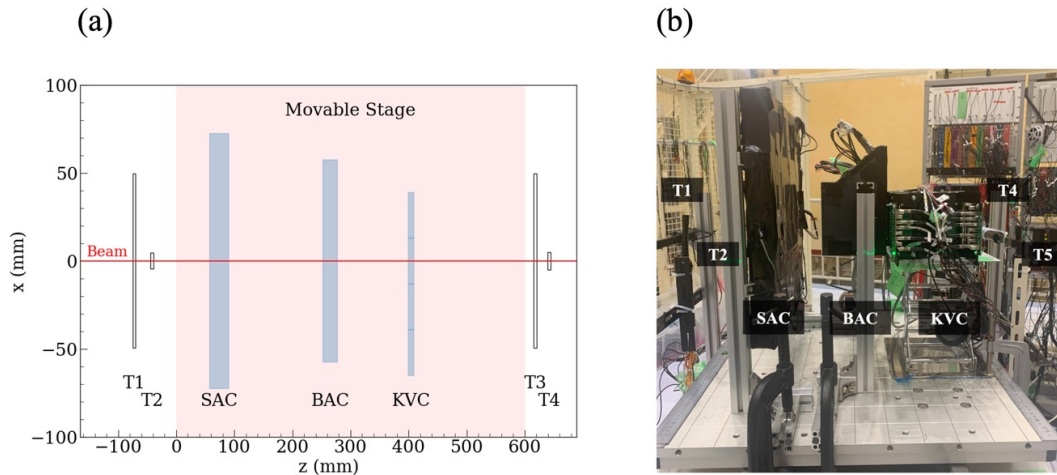


図 2.5: KEK PF-AR ビームラインにおける実験セットアップの概略図。SAC は可動ステージ上に設置した。

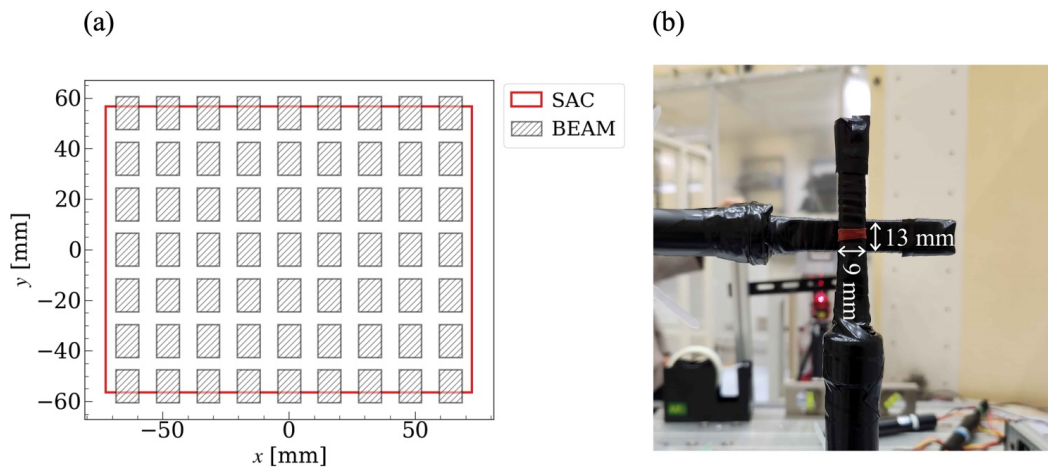


図 2.6: (a) ビームスキャンの領域を示す模式図。(b) トリガー用 T0 カウンターの写真。

波高値情報の取得に使用した。

データ収集のためのトリガー信号としては、ビーム軸上に配置された4つのプラスチックシンチレーターの同時計数信号 ($T1 \times T2 \times T3 \times T4$) を採用した。SAC を含むチェレンコフ検出器群は可動ステージ上に設置された一方で、トリガーカウンター (T1-T4) はステージ外に固定した。この可動ステージを制御することで、検出器に対するビームの入射位置を変更し、位置ごとの検出効率と光量の測定を行った。スキャン領域は図 2.6 (a) に示すように $9(x) \times 7(y)$ の範囲で設定した。

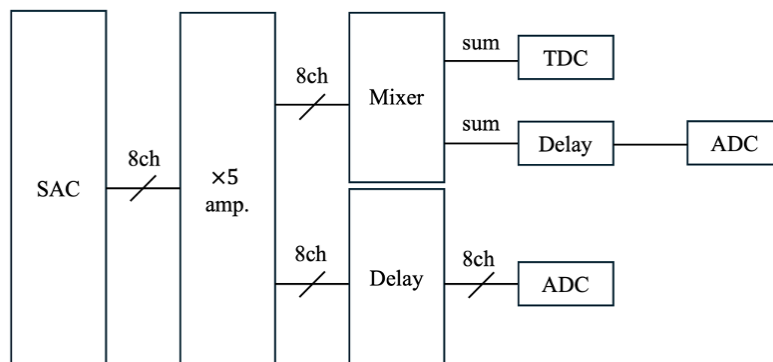


図 2.7: トリガーおよび DAQ ロジックの構成図。PMT 信号は増幅後に分岐させ、個別 ADC での取得と、Mixer によるアナログ和生成 (TDC および Sum ADC 用) に用いた。

2.4.2 解析手法

光電子数の校正

検出器の性能評価において、PMT からの信号強度を光電子数 (Number of Photoelectrons; NPE) で定量化することは不可欠である。本解析では、LED 光を用いた校正データを使用し、個々の PMT ごとに 1 光電子増幅率 (One photon gain) を算出した。

校正データの取得には、パルスジェネレータを用いて生成した幅 50 ns のパルス信号を使用した。この信号を二系統に分岐し、一方を LED の駆動に、他方をデータ収集のゲートトリガーとして用いることで、発光と同期したデータ取得を行った。LED の電圧設定にあたっては、オシロスコープで PMT 出力波形を確認しながら、単一光子 (Single Photoelectron; SPE) 信号が観測される限界付近の電圧を探索し、適切な光量 (1 p.e. レベル) となる条件下で測定を行った。

光電子増倍管の光電面に極微弱な光が入射した場合、出力される信号の大きさの分布は、以下の式で表されるポアソン分布に従う。

$$P(N) = \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \quad (2.4.1)$$

ここで、 μ は平均光電子数に対応し、 $P(N)$ は N 個の光子が検出される確率に相当する。また、式 (2.4.1) において $N = 0$ とすると、次式が得られる。

$$P(0) = e^{-\mu} \quad (2.4.2)$$

この関係式を用いると、全事象に対する光電子数が 0 の事象 (ペDESTアル) の割合から、平均光電子数 μ を導出することができる。このように求めた平均光電子数 μ と、ADC 分布全体の平均

値 (ADC_{mean})、およびペDESTAL (信号なし) の平均値 ($\text{pedestal}_{\text{mean}}$) から、次式を用いて各 PMT i における 1 p.e. に対応するゲイン G_i を求めた。

$$G_i = \frac{ADC_{\text{mean}} - \text{pedestal}_{\text{mean}}}{\mu} \quad (2.4.3)$$

ビーム照射データにおける SAC 全体の光電子数 NPE_{total} の算出には、アナログ和ではなく個々の PMT の ADC 値 ADC_i を用いた。後述するように、本実験では各 PMT の印加電圧を調整してゲインを揃えているが、それでも設定精度や個体差による微小なゲインのばらつきは残存する。したがって、より正確な評価を行うために、個別に求めたゲイン G_i を用いて各チャンネルの光電子数を算出し、それらを足し合わせる以下の式を採用した。

$$NPE_{\text{total}} = \sum_i \frac{ADC_i - \text{pedestal}_i}{G_i} \quad (2.4.4)$$

検出効率の定義と条件選定

検出効率 ε は、トリガーカウンターにより定義された粒子通過事象に対し、SAC が有意な信号 (ヒット) を出力した割合として定義する。

$$\varepsilon = \frac{T1 \times T2 \times SAC \times T3 \times T4}{T1 \times T2 \times T3 \times T4} \quad (2.4.5)$$

イベント選別においては、パイルアップや偶然同時計数 (accidental coincidence) を除去し、確実にビームが検出器に入射したイベントのみを抽出するため、前後のトリガーカウンター (T1-T4) の TDC 情報を用いたゲート処理を行った。また、SAC のヒット判定には、アナログ和信号に対するディスクリミネータ出力の TDC 情報を用いた。

本実験における PMT の印加電圧設定を表 2.1 に示す。これらの電圧値は、すべてのチャンネルでゲインが一定になるように LED 校正データを用いて調整されたものである。本測定では、最もゲインが低い PMT でも十分な信号量が得られる (カタログスペック上の最大電圧付近を使用する) 条件として、表中の「High」設定を採用した。また、ディスクリミネータの閾値電圧は、ノイズを排除しつつ十分な検出効率を維持できる 40 mV に設定した。

2.4.3 結果と考察

決定したパラメータ (HV: High, $V_{th} = 40$ mV) を用いてポジションスキャンを行った結果を図 2.9 に示す。(a) は各入射位置における平均光電子数、(b) は検出効率を示している。

検出効率の評価

図 2.9 (b) に示すように、測定したすべての位置において 99% 以上の高い検出効率を達成している。

表 2.1: SAC の PMT 印加電圧設定。ゲインを揃えるように調整を行い、本実験では High 設定を使用した。

| PMT Channel | HV (High) [V] | HV (Middle) [V] | HV (Low) [V] |
|-------------|---------------|-----------------|--------------|
| Ch1 | 2200 | 2150 | 2100 |
| Ch2 | 1881 | 1858 | 1836 |
| Ch3 | 1986 | 1957 | 1928 |
| Ch4 | 2018 | 1985 | 1951 |
| Ch5 | 2082 | 2045 | 2007 |
| Ch6 | 2038 | 2003 | 1967 |
| Ch7 | 1826 | 1813 | 1799 |
| Ch8 | 2109 | 2060 | 2011 |

この結果の妥当性を評価するため、観測された平均光電子数 μ と設定閾値に基づき、ポアソン統計を用いた理論的な検出効率の見積もりを行った。まず、設定した閾値電圧 40 mV が実質的に何光電子数に相当するか（閾値 NPE）を評価した。図 2.8 (a) に、中央領域でのビーム照射データにおける SAC の NPE 分布（黒線）と、これに対して TDC ヒット（閾値超過）を要求した分布（赤線）を示す。両者の比（Ratio）が 0.5（50%効率）となる点を実効的な閾値 NPE と定義すると、本設定での閾値はおおよそ 1.8 p.e. に相当することがわかった。

光電子放出がポアソン過程に従うと仮定した場合、平均光電子数 μ （中心部で約 10 p.e.）に対して閾値 N_{th} 以上の信号が得られる確率 $P(\geq N_{th})$ は次式で表される。

$$P(\geq N_{th}) = 1 - \sum_{k=0}^{\lfloor N_{th} \rfloor} \frac{\mu^k e^{-\mu}}{k!} \quad (2.4.6)$$

閾値 $N_{th} \approx 1.8$ の場合、0 光電子および 1 光電子の事象がカットされることになる（ $\lfloor N_{th} \rfloor = 1$ ）。しかし、今回の条件では平均光電子数が $\mu \approx 10$ と十分に大きいため、0 p.e. および 1 p.e. が発生する確率は極めて低い（ $P(0) + P(1) \approx 5 \times 10^{-4}$ ）。したがって、理論的な検出効率は 99.9%以上と見積もられる。実測された 99%という値は、このポアソン統計からの予測と整合しており、SAC が原理的に十分な光量を確保できていることを裏付けている。

光量の位置依存性と考察

図 2.9 (a) の光電子数分布を見ると、検出器の中央領域では平均 10–12 p.e. 程度で一様な分布を示している。この中心領域での一様な光量分布は、拡散箱型構造（エアロジェル周囲の拡散反射材による集光）が設計通り機能しており、位置依存性の少ない安定した検出器であることを示唆する結果となった。

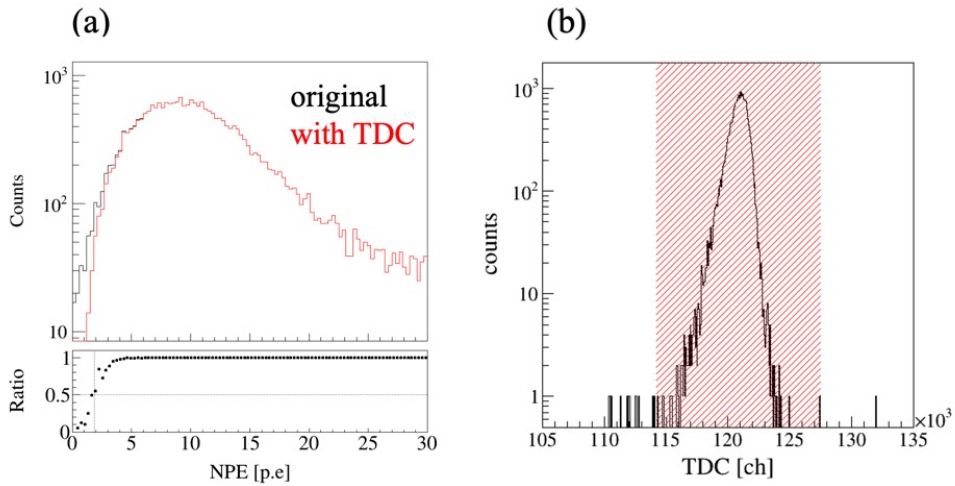


図 2.8: (a) 中央でのスキャンにおける SAC の NPE 分布。黒線は全イベントの NPE 分布、赤線は TDC ヒット (閾値超過) を要求した分布を示す。下図は両者の比率 (Ratio) であり、Ratio が 0.5 となる点を閾値 NPE (Threshold NPE) と定義した。(b) SAC の TDC 分布。TDC を要求する際には赤の斜線部分のイベントを選択した。

一方で、スキャン領域の両端 ($x \sim 0$ mm および 140 mm 付近) においては、平均光電子数が急激に増加している。この両端の位置は、SAC の左右に配置された PMT の設置位置に対応している。今回使用したビームのプロファイルは $\sigma_x \sim 10$ mm, $\sigma_y \sim 2$ mm [24] と水平方向に広がっており、ビーム電子が SAC の端部に入射した場合、PMT のガラス窓を直接通過する可能性がある。両端で NPE が極端に高い値を示しているのは、このチェレンコフ光が重畳したことに起因していると考えられる。

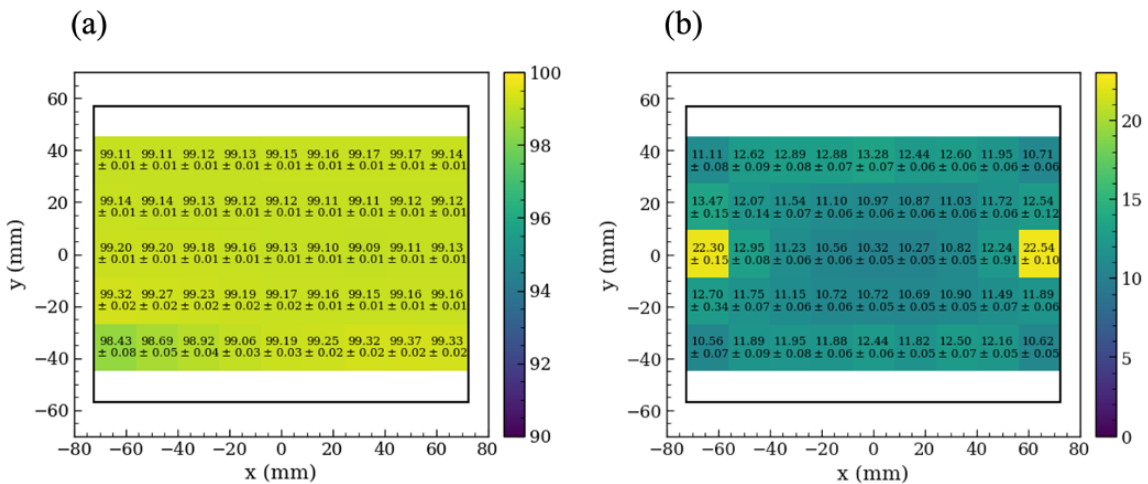


図 2.9: (a) 各入射位置における検出効率。(b) 各入射位置における平均光電子数。

2.5 K1.8BR ビームラインにおけるテスト実験 (J-PARC T110)

KEK-AR での電子ビームによる性能評価に続き、2025 年 5 月に J-PARC K1.8BR ビームラインにおいて、運動量 $0.735 \text{ GeV}/c$ の π 中間子ビームを用いたテスト実験 (J-PARC T110) を実施した。本実験の主な目的は、高強度のハドロンビーム環境下における SAC のレート耐性の評価を行うことである。

2.5.1 実験セットアップ

K1.8BR ビームラインと検出器群

実験は、J-PARC ハドロン実験施設の K1.8BR ビームラインで行われた。本ビームラインは、一次陽子ビームから生成された二次粒子 (K, π 等) を分離・輸送するラインであり、 $1.0 \text{ GeV}/c$ 以下の低運動量領域の粒子を高強度で供給可能である。ビームラインの詳細な仕様については、文献 [26] を参照されたい。

本測定では、運動量 $0.735 \text{ GeV}/c$ の負電荷ビーム (主に π^-) を使用した。セットアップには、図 2.10 に示されているように、KEK-AR での評価にも用いた E72 実験用の検出器群 (BAC, KVC2) に加え、SAC の性能評価のために新たに以下の検出器群を用いた。

- **T0**: 5 セグメントのプラスチックシンチレータから構成されるホドスコープであり、時間基準 (Time Zero) の生成に使用した。
- **BH2 (Beam Hodoscope 2)**: 11 セグメントのプラスチックシンチレータから構成されるホドスコープであり、ビーム粒子の飛跡決定 (トラッキング) に使用した。

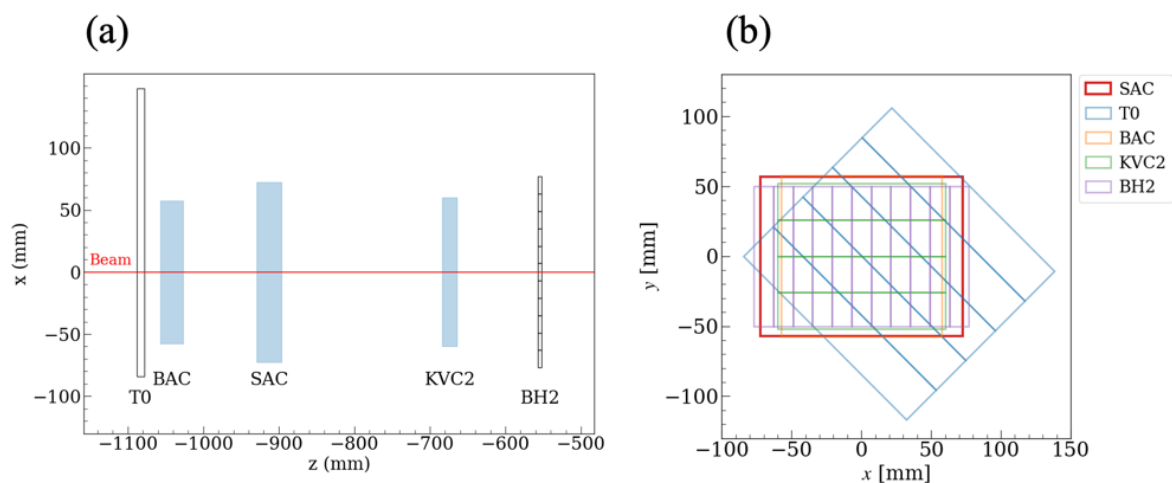


図 2.10: (a) J-PARC T110 実験における検出器の配置図。 (b) 検出器配置の断面図。

回路ロジックと信号処理

本実験における信号処理回路の構成を図 2.11 に示す。KEK-AR 実験と同様に、PMT からの信号は分岐され、タイミング情報 (TDC) と波高情報 (ADC) の両方を取得する構成としたが、本実験では信号増幅に関して以下の設定を行った。

1. **TDC 用ライン (増幅率 50 倍):** ディスクリミネータに入力される信号は、アンプにより計 50 倍に増幅を行った。これは、本実験で想定されるチェレンコフ光量が極めて微弱であるため、通常増幅率では信号波高がディスクリミネータの最低閾値電圧を下回る恐れがあったためである。信号を大きく増幅することで、微弱な信号でも確実に閾値を超えさせ、高い検出効率を維持できるように調整した。
2. **ADC 用ライン (増幅率 10 倍):** 一方、波高値測定用のラインでは、アンプによる増幅率を 10 倍に留めた。これは、TDC 用と同様に大きく増幅してしまうと、ADC の入力ダイナミックレンジを超えてしまい、信号がオーバーフローするリスクがあるためである。微弱な光電子ピークをペDESTAL から分離しつつ、かつレンジ内に収まる適切な増幅率として 10 倍を採用した。

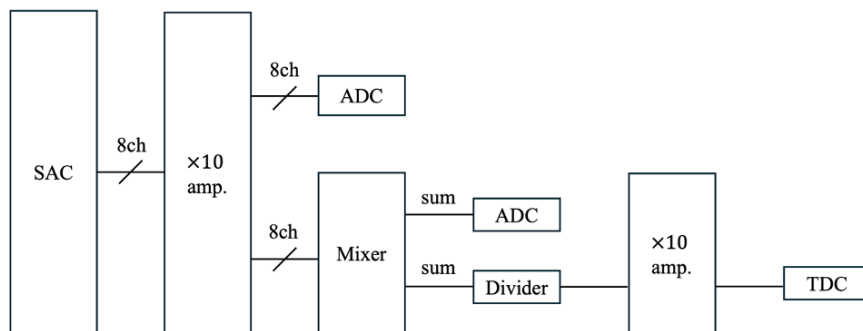


図 2.11: J-PARC T110 実験における回路ロジック図。微弱信号の検出効率を確保するために TDC 用ラインは 50 倍に増幅する一方で、ADC 用ラインはオーバーフローを防ぐために 10 倍の増幅に留めている。

2.5.2 結果と考察

レート耐性の評価

E90 実験では高強度のビーム照射が予定されているため、SAC の検出効率やゲインがビームレートに依存して変動しないかを確認しておくことが必要である。そこで本実験では、ビーム強度を変化させながらデータを取得し、SAC の応答を評価した。

検出効率 ε は以下の定義式に従って算出した。

$$N_{\text{trig}} = \text{BTOF} \times \text{T0} \times \text{BAC} \times \text{KVC2} \times \text{BH2(seg.2-10)} \times \text{BcOutTracking} \quad (2.5.1)$$

$$N_{\text{sac}} = N_{\text{trig}} \times \text{SAC} \quad (2.5.2)$$

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{sac}}}{N_{\text{trig}}} \quad (2.5.3)$$

ここで、BTOF による Time-of-Flight 情報を用いて π 中間子を選別し、さらに BcOutTracking (ビームライン上流のワイヤーチェンバーによるトラッキング情報) を用いてビーム粒子が SAC 検出器内を通過したイベントを要求した。BAC と KVC2 はいずれも閾値型チェレンコフ検出器であり、屈折率はそれぞれ $n = 1.115$ 、 $n = 1.46$ である。本ビーム条件の π^- ($0.735 \text{ GeV}/c$) は両検出器の閾値を大きく上回るものであるため、いずれもチェレンコフ光を放出する。そのため、ここでは BAC と KVC2 を π 中間子のトリガーとして要求した。また、BH2 に関しては SAC の有効領域と重なる、端を除いた 9 セグメント (seg.2-10) を選択し、トリガーに要求している。

結果を図 2.12 に示す。図より、想定されるビームレートの範囲内において、検出効率の低下や光量の変動といった有意なレート依存性は見られなかった。なお、J-PARC では 1 spill は加速器からの取り出し 1 回 ($\approx 2.2, \text{sec}$) に対応しており、ビームレートはこの時間幅あたりの粒子数を意味する。

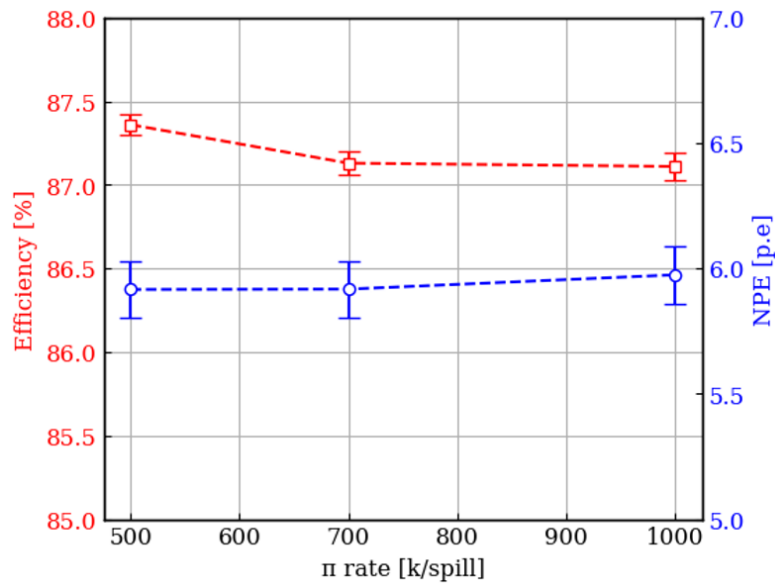


図 2.12: 検出効率と NPE に関するレート依存性の結果。

光量の評価とシミュレーションとの乖離

運動量 $0.735 \text{ GeV}/c$ の π^- ビームを用いた際の SAC の検出光量は、KEK-AR での電子ビーム ($2.01 \text{ GeV}/c$) の結果と比較して有意に減少した。この減少自体は、Frank-Tamm の式から定性的に説明できる。Frank-Tamm の式 (2.1.3) に示した通り、単位長さあたりの放出光子数は $(1 - 1/(n^2\beta^2))$ に比例する。屈折率 $n = 1.05$ において、 $2.01 \text{ GeV}/c$ の電子 ($\beta \approx 1$) と $0.735 \text{ GeV}/c$ の π^- ($\beta \approx 0.98$) を比較すると、 π^- の場合の放出光子数は電子の場合の約 65%程度に低下すると見積もられる。

しかしながら、今回のテスト実験の結果は、この β による減少を考慮した Geant4 シミュレーションの予測と比較しても乖離が見られた。次節で詳述するシミュレーションによれば、本実験条件下では約 8.1 p.e. の光量が期待されていたが、実測値は約 5.9 p.e. となり、予測値の約 73%に留まった。

原因の調査

光量低下の原因を究明するため、テスト実験終了後に SAC を解体し、内部の検査を行った。その結果、以下の2点が主な原因であることが判明した (図 2.13 参照)。

1. **拡散反射材 (テフロン) の剥離:** エアロジェルを囲むように設置されていたテフロンシートの一部が剥がれており、光の収集効率が設計よりも著しく低下していた。
2. **エアロジェルの劣化:** 使用したエアロジェルブロックに白濁や収縮が見られ、透過率の低下や屈折率の不均一が生じていたと考えられる。これらは経年劣化や環境要因によるものと推測される。

(a)



(b)

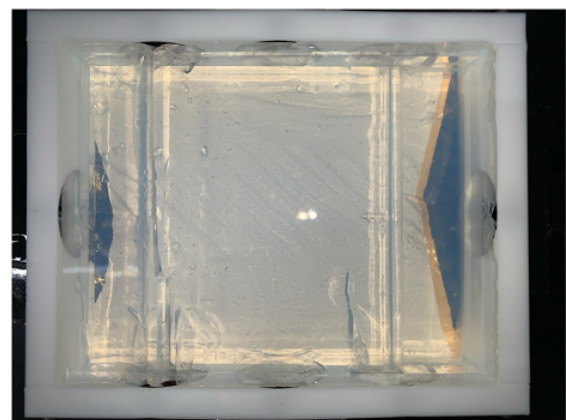


図 2.13: 実験後に確認されたエアロジェルの様子。(a) 表面のテフロンシートが端の領域において収縮していることが確認できる。(b) エアロジェル本体に多数の傷や気泡が見られ、劣化が進んでいることが分かる。

特に、BcOut トラッキングを用いて SAC 内の各位置での検出効率や NPE の分布を調べた結果 (図 2.14)、テフロン剥離が確認された領域と一致して、効率と NPE が低い値を示していることが明らかとなった。これらの結果から、入射粒子の運動量が小さいことによる光量減少に加え、エアロジェルおよびテフロンの状態劣化が複合的に作用し、想定以上の光量低下を招いたと結論付けた。この知見に基づき、E90 本実験に向けては、反射材の固定方法の見直しと、新品のエアロジェルの導入を含めた改良機の製作が必要であることが明らかとなった。

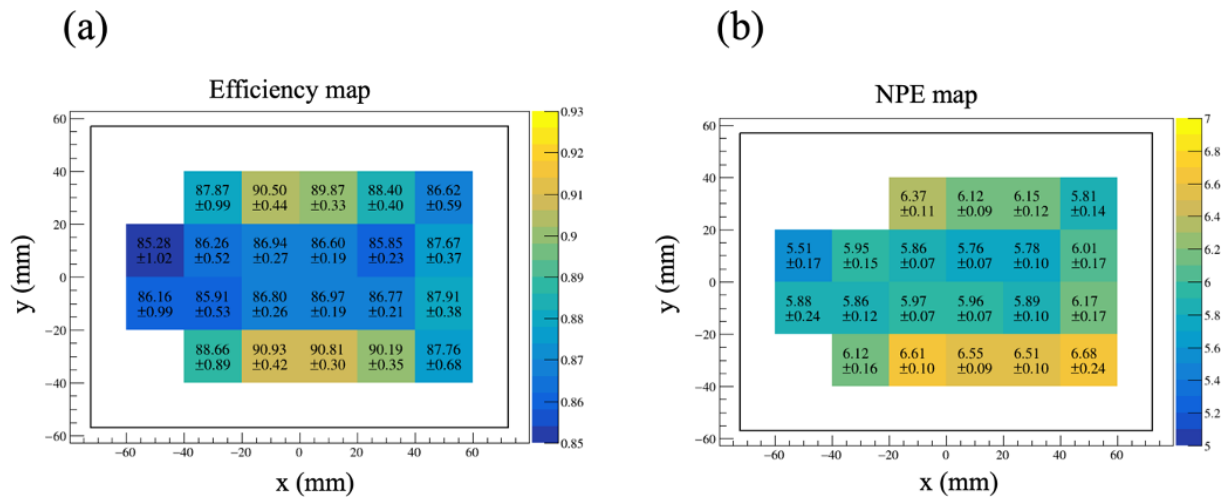


図 2.14: (a) BcOut トラッキングによる検出効率の位置依存性マップ。 (b) NPE の位置依存性マップ。

2.6 Geant4 による光学シミュレーション

前節で述べた通り、T110 実験において観測された光量は予想を下回るものであった。この原因が検出器の部材劣化（テフロン剥離やエアロジェル劣化）にあることを検証し、かつ部材を刷新した改良機における光量を見積もるために、Geant4 を用いたモンテカルロ・シミュレーションを行った。本節では、シミュレーションの構築条件、テスト実験データによる検証、および改良機における性能予測について述べる。¹⁾

2.6.1 シミュレーションの構築

検出器のジオメトリと構成要素

シミュレーションでは、実機と同様の寸法を持つ SAC のジオメトリを構築した。考慮した主な構成要素は以下の通りである。

- **PMT**: 実機で使用する浜松ホトニクス製 H6152-70 (R5505-70) の形状をカタログ値に基づき詳細に再現した (図 2.16 参照)。さらに、入射窓 (ボロシリケートガラス) と PMT 本体の間にあるポリアセタール (POM) 製の筐体 (Casing) についてもジオメトリに取り入れ、検出器内部の周辺部材による微細な光の吸収や反射の影響も考慮した。
- **エアロジェル**: ラディエータとしてエアロジェルブロックを配置した。
- **テフロンフレーム**: エアロジェル側面を覆う PMT 固定用のフレーム、および表面を覆うシートとして配置し、拡散反射による集光プロセスを再現した。
- **遮光材**: 検出器全体を覆うブラックシートを配置し、外部への光の漏洩や吸収を考慮した。

光学パラメータの設定

チェレンコフ光の発生と伝搬を正しく記述するためには、各部材の光学特性 (屈折率、反射率、吸収長など) を正確に設定する必要がある。PMT の有効感度領域が 250 ~ 600 nm であることから、この波長範囲において屈折率や減衰長などの各種パラメータの正確な再現を試みた。本シミュレーションでは、実測データとの整合性を重視し、以下のような物理モデルおよびパラメータ設定を行った。

¹⁾本シミュレーションのソースコードは以下の GitHub リポジトリにて公開されている: <https://github.com/hytpc/SACOpticalSim>

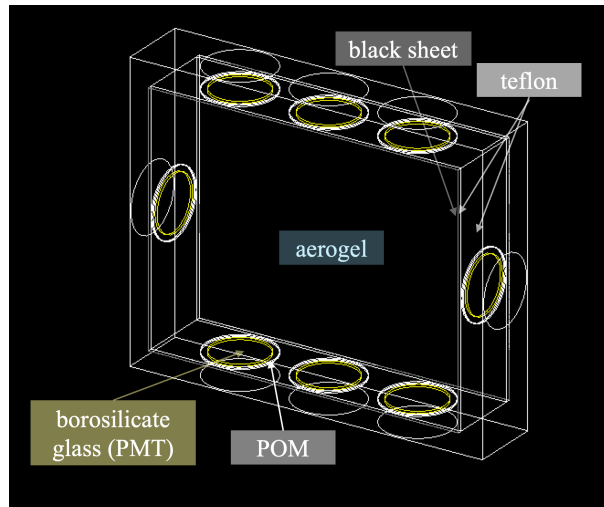


図 2.15: シミュレーションにおける SAC 試作機のジオメトリモデル。PMT、エアロジェル、テフロンフレーム、遮光材など主要な構成要素を再現している。黄色で示されている部分が PMT の有感領域 (Sensitive Detector) を示している。

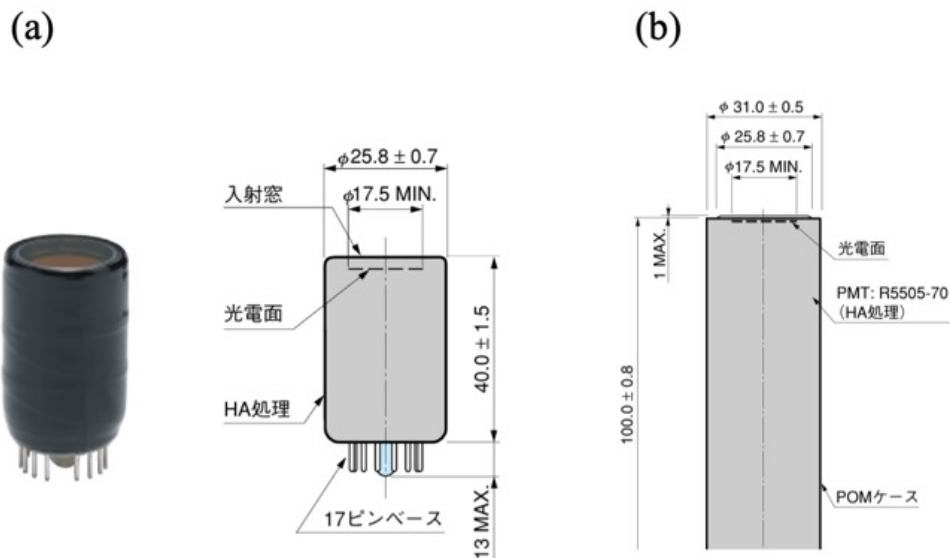


図 2.16: (a) 光電子増倍管 (R5505-70) の図面。 (b) 光電子増倍管 (H6152-70) の図面。 H6152-70 には R5505-70 が内蔵されている。図面と写真はカタログシートより引用 [27]。

光電子増倍管 (PMT)

光電面の量子効率 (Quantum Efficiency; QE) については、図 2.17 に示すメーカー提供のデータを使用した。シミュレーションの実装においては、PMT の入射窓部分を `SensitiveDetector` として定義し、光子が入射した際に量子効率 $QE(\lambda)$ に基づく確率で Hit が生成されるようにした。ここで用いたメーカー提供の QE は、入射光子数に対する光電面から放出される光電子数として定義され、入射窓の透過率を含んだ「実効的な検出効率」を表している。したがって、この QE を直接用いて最終的な検出判定を行った。また、前述した POM 製の筐体については、文献 [28] に基づく一般的な POM の屈折率および吸収長の測定値を適用した。

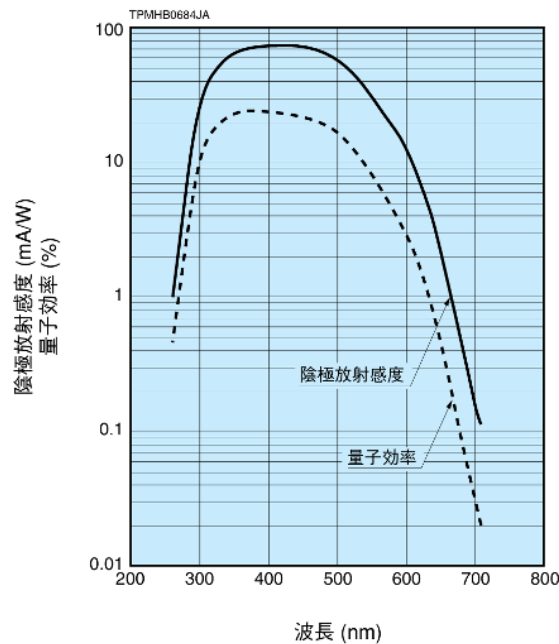


図 2.17: シミュレーションに用いた光電子増倍管 (R5505-70) の量子効率。
HAMAMATSU のカタログシートより引用 [27]。

シリカエアロジェル

エアロジェルの光学特性は、波長 λ に依存する分散関係を持つ。まず屈折率 $n(\lambda)$ については、エアロジェルの主成分である水晶 (Quartz, SiO_2) の分散データを利用した。Ghosh [29] によって報告された水晶の屈折率 $n_{\text{SiO}_2}(\lambda)$ の分散パラメータを用い、以下の Gladstone-Dale の関係式に従って密度比によるスケーリングを行うことで、エアロジェルの屈折率 $n_{\text{aerogel}}(\lambda)$ を定義した。

$$n_{\text{aerogel}}(\lambda) = 1 + (n_{\text{SiO}_2}(\lambda) - 1) \times \frac{\rho_{\text{aerogel}}}{\rho_{\text{SiO}_2}} \quad (2.6.1)$$

ここで、 ρ_{SiO_2} は水晶の密度、 ρ_{aerogel} は本実験で使用したエアロジェルの密度 (0.2 g/cm^3) である。

また、光の減衰に関しては、エアロジェル特有のナノ構造によるレイリー散乱が支配的である。Bourdinaud ら [30] および Benot ら [31] による透過率の測定結果に基づき、減衰長が波長の4乗 (λ^4) に比例するモデルを採用した。なお、Geant4 の実装においては、Rayleigh 散乱プロセスを明示的に記述すると光量が過小評価される傾向が見られたため、単純化のために Rayleigh 散乱の効果を実効的な吸収長 (ABSLENGTH) に含める形で記述した。このパラメータは実測の透過率データと整合するように調整されており、これにより実験結果を適切に再現している。

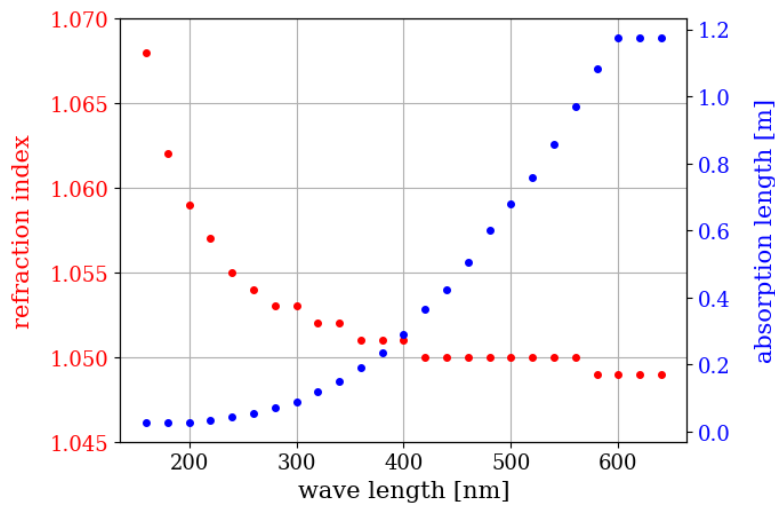


図 2.18: シミュレーションに用いたエアロジェルの屈折率の波長依存性。

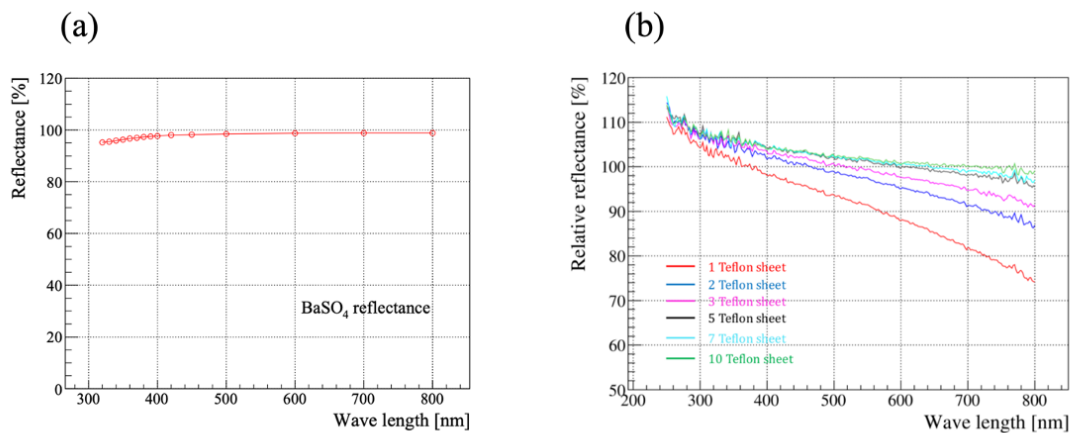


図 2.19: シミュレーションに用いたテフロン反射率。(a) 基準として用いられた BaSO_4 の反射率測定の結果。(b) テフロンテープを重ねた際の反射率測定の結果。 BaSO_4 の反射率に対する相対値として示されている。いずれも [32] より引用。

テフロン反射モデル

SACのような拡散箱型のチェレンコフ検出器において、テフロン表面での反射特性は光収集効率に大きく寄与する。反射率については、田辺 [32] による硫酸バリウム (BaSO_4) を基準とした測定結果を参照した (図 2.19)。本実験で使用する PTFE 製テフロンフレームに関する直接的な測定値がないため、同文献におけるテフロンテープを 10 層重ねた際 (1 層あたり $80\ \mu\text{m}$) の測定値を採用した。測定結果より、層数が増えるほど反射率は向上して飽和する傾向が見られ、厚さ 10 mm のフレームに対してはこの飽和値を適用することが妥当であると判断した。

Geant4 では物質境界における光学過程を扱うために Unified Model [33, 34] が用意されている (図 2.20)。物体境界の Type は、誘電体同士の 'dielectric_dielectric' や誘電体と金属の 'dielectric_metal' などに分類され、表面仕上げ (Finish) には 'ground' (粗面)、'polished' (鏡面) に加え、反射材との界面を記述する 'painted' モデルなどが存在する。

本実験においてテフロンはエアロジェルを囲む拡散反射材として機能し、その表面ではランベルト反射 (拡散反射) が支配的となる。そこで本シミュレーションでは、エアロジェルとテフロンの界面に対し、Type として 'dielectric_dielectric' を、Finish として 'groundfrontpainted' を採用した。この 'groundfrontpainted' 設定により、界面での微小なフレネル反射や層構造計算は無視される一方で、テフロン表面での拡散反射 (Lambertian) のみを考慮したモデルとなり、計算コストを抑えつつ支配的な光学プロセスを再現できる。

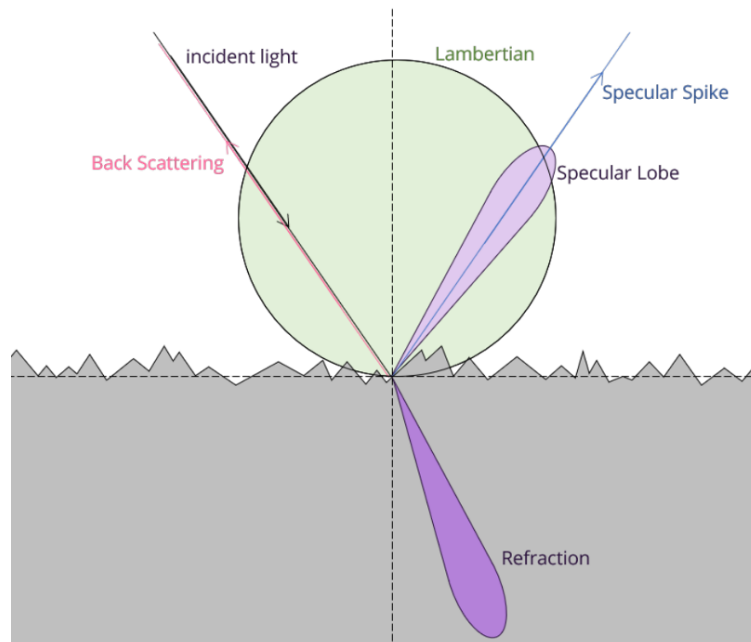


図 2.20: UNIFIED モデルにおける opticalphoton の物質境界過程。屈折透過 (濃い紫色) に加え、Specular Spike 反射 (青色)、Specular Lobe 反射 (薄い紫色)、Back Scattering (桃色)、Lambertian 反射 (緑色) の 4 通りの反射が物体境界で考慮される。[35] より引用。

2.6.2 シミュレーションの検証

構築したシミュレーションの妥当性を評価するため、KEK-AR および T110 実験の条件を再現し、実データとの比較を行った。

KEK-AR での検証

まず、検出器の状態が健全であったと仮定できる KEK-AR 実験 (2.0 GeV/c 電子ビーム) の条件でシミュレーションを行った。ビームの照射条件は、実験で行われたセンタースキャン (検出器中心への照射) を再現するように設定し、得られた光電子数 (NPE) を比較したところ、シミュレーション結果は実測値と概ね一致した (図 2.21 参照)。PMT ごとの値を比較すると微小な差異は見られるものの、これは PMT ごとの量子効率や増倍率の個体差によるものであり、全体として見るとシミュレーションが検出器の光学的な振る舞いを概ね正しく記述できていると言える。実測データに見られるピーク幅の広がり、シミュレーションで考慮しきれていないビームの不安定性や、PMT の増倍率の統計的なばらつき (Excess Noise Factor)、および読み出し回路系のノイズ等に起因すると考えられる。

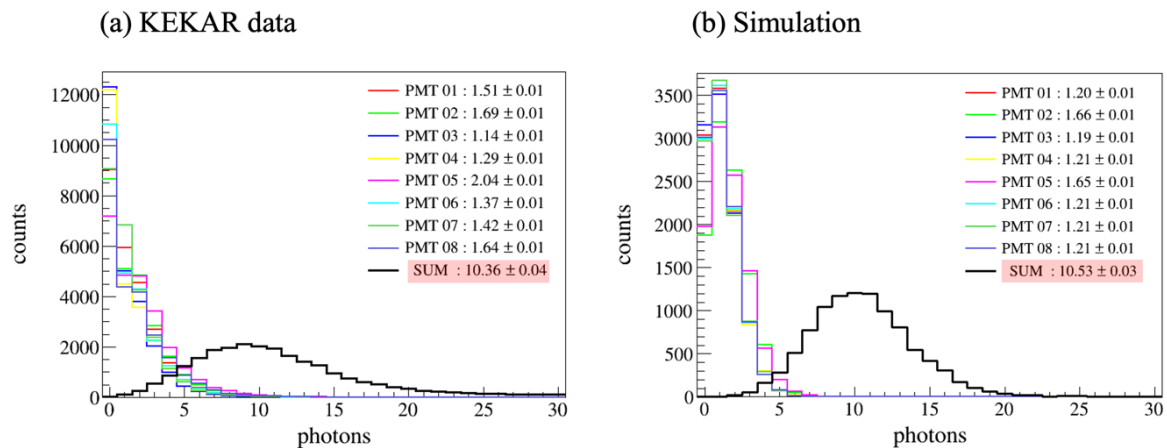


図 2.21: 各 PMT と SUM での NPE 分布の結果。図中の値は平均値を示す。(a) は KEK-AR のデータを示し、(b) はシミュレーションの結果を示す。

T110 での検証と考察

次に、光量低下が問題となった T110 実験 (0.735 GeV/c π^- ビーム) の条件でシミュレーションを行った。この際、検出器が設計通りの完全な状態であると仮定して光量を見積もった。その結果を図 2.22 に示す。まず、KEK-AR のシミュレーションの結果と比較すると光量はおよそ 75% 減少していることが確認できる。これは前節で述べた Frank-Tamm の式による概算値 65%

とも近い値である。差の 10% はエアロジェルの屈折率に波長依存性を持たせていることや、テフロンによる拡散反射の影響によるものと考えられる。

次に、シミュレーションが予測する NPE を T110 実験の実測値と比較すると、実測値はシミュレーション値の約 80% にとどまっていることがわかる。この乖離は、前節で述べた「実機におけるテフロンの剥離」および「エアロジェルの劣化」を裏付ける結果である。すなわち、シミュレーション上の「理想的な状態」と実機の「劣化した状態」の差が光量の差として現れており、改良機において部材を刷新し、適切に施工を行えば、十分な光量が回復することを示唆している。

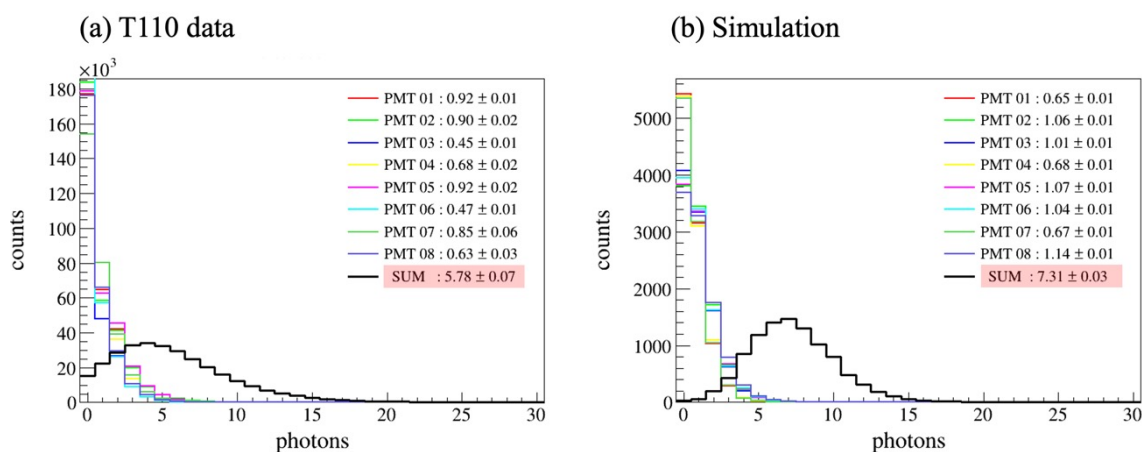


図 2.22: 各 PMT と SUM での NPE 分布の結果。図中の値は平均値を示す。(a) は T110 実験のデータを示し、(b) はシミュレーションの結果を示す。

2.6.3 E90 本実験に向けた性能予測

以上の検証に基づき、シミュレーションの結果は妥当とし、部材を刷新した「改良型 SAC」における E90 本実験での性能を予測した。改良型 SAC では、光量の最大化を図るべく、PMT の数を従来の 8 本から、実装可能な最大数である 14 本へと増やし、テフロンシートを 1 層 ($80\mu\text{m}$) 追加し、計 3 層とすることで反射率の向上を目指した。改良機のデザインに関する詳細は次節で述べる。シミュレーション条件として、E90 実験が行われる J-PARC K1.8 のビームプロファイルのデータを使用し、 $1.2\text{GeV}/c$ の π^- ビームを入射し、磁場がない状態での純粋な光量の評価を行った。改良後のジオメトリを用いたシミュレーションの様子を図 2.23 に示す。

また、図 2.24 に試作機と改良機におけるシミュレーション光量の比較を示す。両者のイベント数の違いはビームプロファイルのデータ数の違いであり、ここでは mean の値に注目すると、改良機では試作機と比較して 1.3 倍の光量が得られることが確認された。この光量であれば磁場による影響を多少受けたとしても、E90 実験における高い検出効率を達成できるものと期待され

る。そこで本シミュレーションでは、E90 実験における SAC の性能要件を満たすことができると結論付け、改良機の製作に取り掛かった。

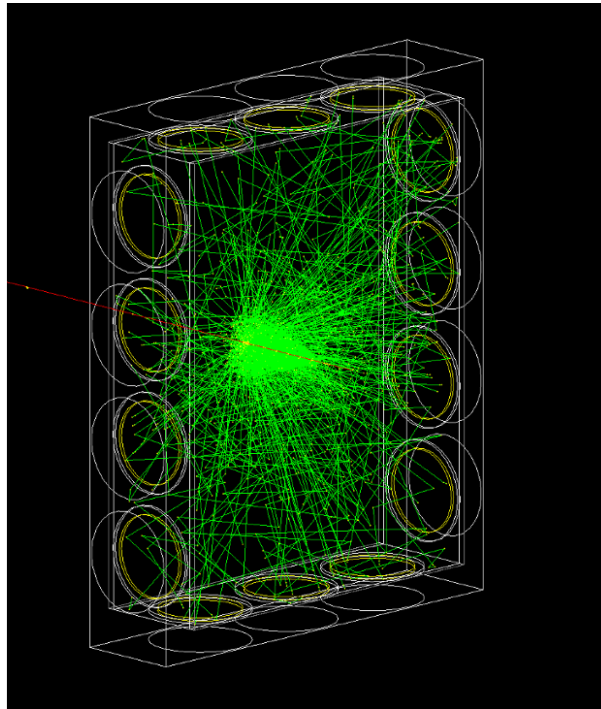


図 2.23: 改良型 SAC のジオメトリにおいて $1.2\text{ GeV}/c$ の π^- ビームを照射した際の様子。PMT 数を最大の 14channel まで増やし、テフロンシートを 1layer 追加した。赤線が紙面左奥に向かって進むビーム粒子 (π^-) の飛跡を示し、緑線が生成されたチェレンコフ光子の飛跡を示している。

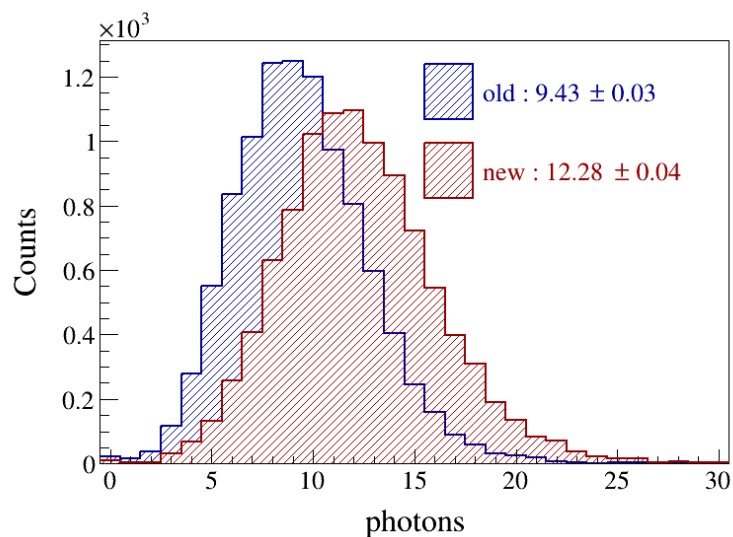


図 2.24: 試作機 (青線) と改良機 (赤線) におけるシミュレーション光量の比較。入射粒子は π^- 、運動量は $1.2\text{ GeV}/c$ である。図中の値は平均値を示す。

2.7 改良機の開発

シミュレーションによる性能予測および T110 実験での教訓を踏まえ、E90 実験に向けた SAC 改良機の開発を行った。本節では、改良機的设计変更点、磁場環境への対策、および実機を用いた性能評価試験の結果について述べる。

2.7.1 筐体設計と検出器構成

PMT の増設

集光効率の向上を目指し、エアロジェルのサイズは維持したまま、PMT の実装数を従来の 8 本から 14 本へと拡張した。既存の Positive 型駆動の PMT (8 本) に加え、新たに浜松ホトニクス製 H6152-01B の Negative 型駆動 PMT (6 本) を追加した²⁾。なお、これらの PMT の配置レイアウトについては、後述する磁場環境への対策 (2.7.2 節) において、磁場の影響を最小限に留めるよう決定したものである。詳細は同節を参照されたい。

フレーム素材と遮光性の向上

試作機では 3D プリンターで作成した樹脂製フレームを使用していたが、遮光性が不十分であったことに加え、PMT 本数の増加に伴う発熱への対策も課題となっていた。そこで改良機では、筐体素材をアルミニウムに変更した。アルミニウムを採用することで、高い遮光性を確保すると同時に、全体の放熱効率が向上し、長時間の高レート運用における安定性も期待できる。また、外部からの迷光を徹底して排除するため、ケーブル通し穴などの開口部は必要最小限の数とサイズになるよう設計を行った。

光学系の改善

T110 実験において問題となったテフロンシートの剥離と隙間による光量ロスを防ぐため、施工方法を見直した。天板フレームに取り付けるテフロンシートは、フレームサイズに対して十分な余剰を持たせた大きさを切り出し、張力 (テンション) がかからないように余裕を持たせて設置することで、経年変化や温度変化による剥離・破断を防止した。

²⁾ 本来は従来と同じ PMT (H6152-70) の使用を検討していたが、製造中止となっていたため、代替として本 PMT を借用した。

2.7.2 磁場環境への対策と設置方向の決定

SAC が設置される場所は、ビームライン上の Q1 磁石（四重極電磁石）の直下付近であり、漏れ磁場による PMT ゲインへの影響が懸念される。そこで、最適な設置方向を決定するために、過去に行われた予備試験（簡易スタディ）の結果を参照した。

予備試験では、励磁した Q1 磁石の前で PMT にシンチレータを取り付け、 ^{90}Sr 線源を用いて信号波高（スペクトルのエンドポイント）の変化を測定した。その結果、PMT の管軸を水平方向に設置した場合は波高の変化が見られなかったのに対し、垂直方向に設置した場合は磁場の影響により波高が約 60% まで低下することが確認された。この結果を受け、改良機では従来（垂直置き）から設置方向を 90° 回転させ、PMT 軸が水平方向になるように設計を変更した。最終的な PMT アレイの構成は、水平方向（左右）に 8 本、垂直方向（上下）に 6 本が並ぶ配置となっている。

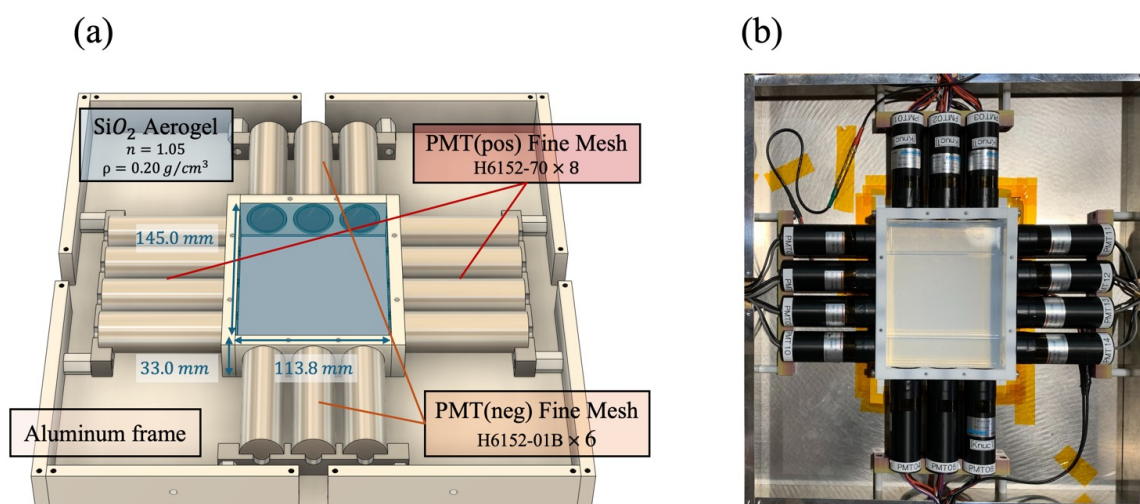


図 2.25: (a) 改良型 SAC の見取り図。既存の Positive 型駆動の PMT は左右に配置し、新規の Negative 型駆動の PMT は上下に配置されている。(b) 組み立て後の実際の写真。

2.7.3 性能評価試験

組み立てに先立ち、使用する全 14 本の PMT について、LED 光を用いた単一光電子 (Single Photoelectron; SPE) ゲインの印加電圧 (HV) 依存性を測定し、各 PMT の動作特性を較正した。結果を図 2.26 に示す。この測定結果に基づき、全てのチャンネルでゲインが一定になるように決定した印加電圧値を表 2.2 に示す。ここで、Ch1-6 は新規導入した Negative 型駆動の PMT (H6152-01B) であり、Ch7-14 は既存の Positive 型駆動の PMT (H6152-70) である。

表 2.2: 改良型 SAC における各 PMT の印加電圧設定値。各 PMT のゲインが揃うように調整を行った。

| PMT Channel | Type | HV [V] | PMT Channel | Type | HV [V] |
|-------------|----------|--------|-------------|----------|--------|
| Ch01 | Negative | -2119 | Ch08 | Positive | 2147 |
| Ch02 | Negative | -2196 | Ch09 | Positive | 2051 |
| Ch03 | Negative | -2060 | Ch10 | Positive | 2084 |
| Ch04 | Negative | -2130 | Ch11 | Positive | 2112 |
| Ch05 | Negative | -2191 | Ch12 | Positive | 2124 |
| Ch06 | Negative | -2051 | Ch13 | Positive | 2012 |
| Ch07 | Positive | 2105 | Ch14 | Positive | 2167 |

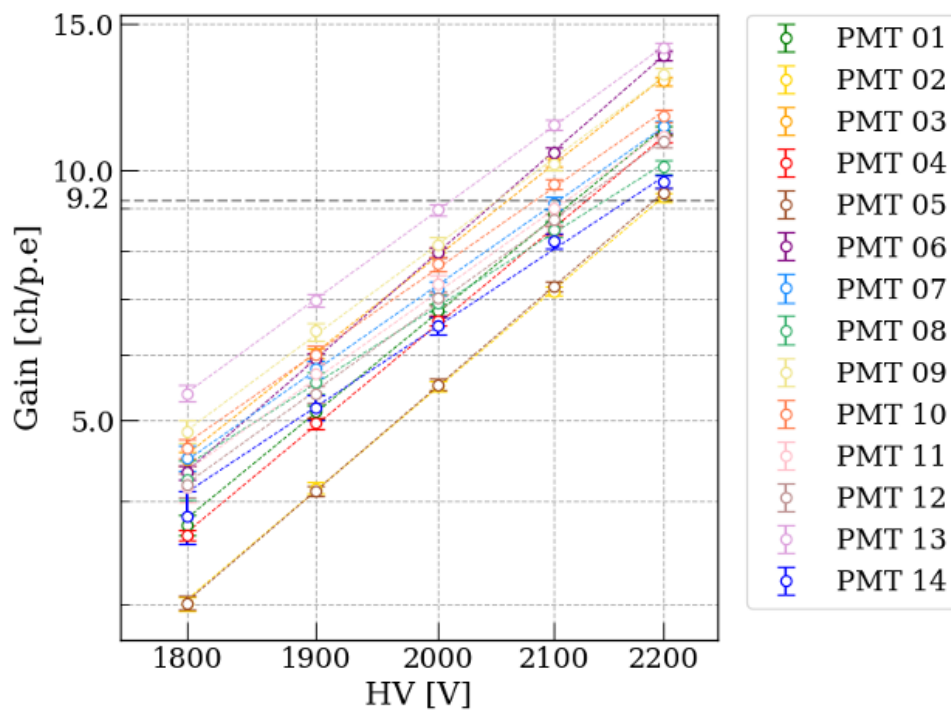


図 2.26: それぞれの PMT における Single Photoelectron Gain の HV 依存性。各 PMT の特性に基づき、Gain が揃うように HV 値を設定した。

励磁試験によるゲイン変動の確認

組み立て完了後、実際の実験環境における磁場の影響を確認するため、SAC を E90 実験と同じ位置に設置し、Q1 磁石を本番同様に励磁した状態での試験を行った。光源には SAC 内部に設置した LED を用い、ノイズの影響を減らすため、オシロスコープの average mode (256 回平均) を用いてその信号波高を測定した。

試験手順は以下の通りである。まず、磁場がない状態で各 PMT への LED 供給電圧を調整し、信号波高が 20 mV、30 mV、40 mV となる 3 つの条件を設定した。本実験における SPE ゲインは約 1 ~ 3 mV であるため、期待される光量 (約 15 p.e.) を想定し、その周辺領域 (15 ~ 45 mV) での応答を確認するためである。次に、Q1 磁石を本番の運転条件 (励磁電流 -1174 A) で励磁し、それぞれの条件において信号波高がどのように変化するかを測定した。

測定の結果、励磁後の信号波高は励磁前と比較して 100 ~ 115% の値を示し、磁場印加によってゲインがわずかに向上、あるいは維持されることが確認された。

前節 2.7.2 節で述べた予備試験の結果からは、設置方向によっては漏れ磁場による大幅なゲイン低下 (最大 60% 程度) が懸念されていた。しかし、予備試験があくまで簡易的なセットアップでの測定であったのに対し、本測定は E90 実験と全く同じ位置および配置で実施したものである。本測定の結果、本番と同様の適切な条件下においては、磁場による著しいゲイン低下は生じないことが明らかとなった。一般に磁場は PMT の電子増倍率を低下させる要因となるが、今回の条件下では、磁場によってダイノード間の電子軌道が収束する効果が働き、結果として収集効率が向上した可能性が示唆される。いずれにせよ、E90 実験の環境下において磁場による光量低下の懸念はないことが確認された。

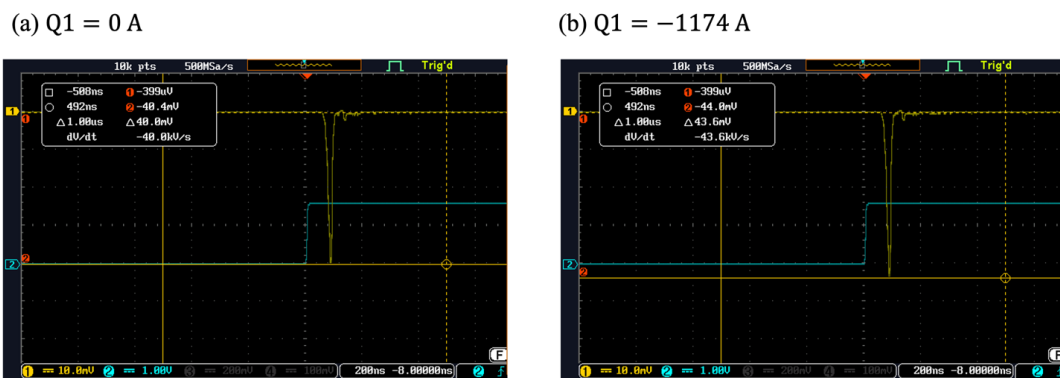


図 2.27: 40 mV の条件における、Q1 磁石励磁前後での信号波高の比較。(a) は励磁前の波形を示し、(b) は励磁後の波形を示す。Ch1(黄線) が PMT 信号、Ch2(青線) が LED トリガー信号を示している。

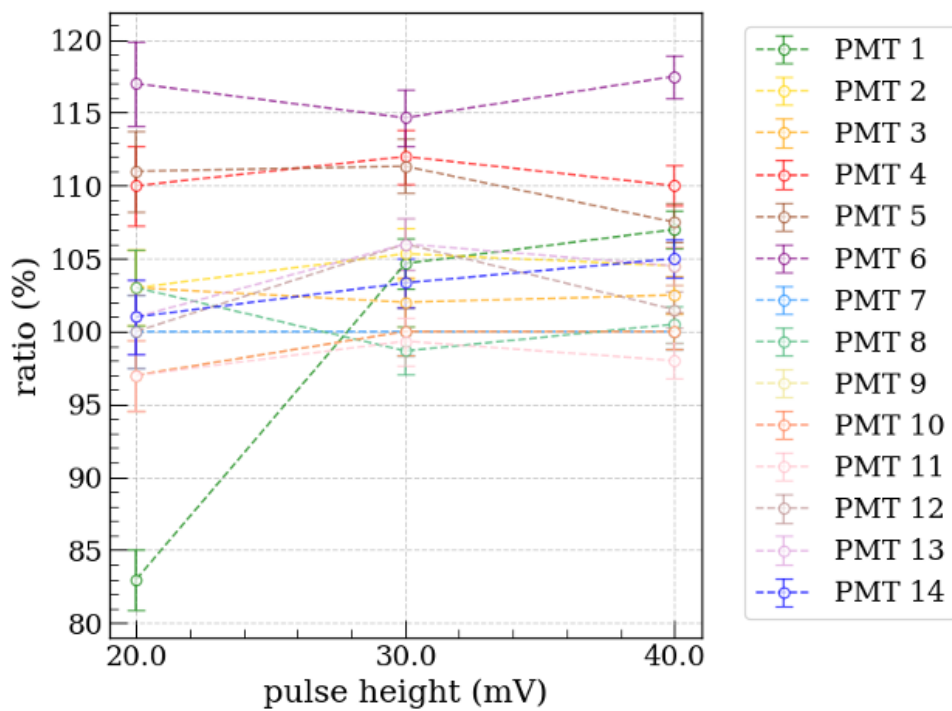


図 2.28: 20 mV、30 mV、40 mV の各条件における、Q1 磁石励磁前後での信号波高の比較。縦軸 (ratio) は励磁前の波高に対する励磁後の波高の比率を示す。いずれの条件においても、励磁による著しい波高低下は見られなかった。

2.8 K1.8 ビームラインにおけるテスト実験

改良型 SAC の性能を実際のビーム環境下で評価するため、2025 年 11 月に J-PARC K1.8 ビームラインにおいてテスト実験を実施した。実験では、E90 本実験と同じ位置に SAC を配置し、S-2S を用いてデータを取得した。本節では、実験セットアップ、解析手法、閾値決定のためのスキャン結果、および高レート環境下での耐性評価について述べる。

2.8.1 実験条件とセットアップ

ビーム条件

テスト実験には運動量 $1.4 \text{ GeV}/c$ の混合ビーム (π^- および K^-) を用いた。E90 本実験では、標的に散乱された $1.2 \text{ GeV}/c$ の π^- を検出することが主目的となる。今回使用したビーム運動量は本実験の条件とわずかに異なるが、この差が SAC の応答に与える影響についてはシミュレーションによって検証を行った。シミュレーションにおいて、それぞれの運動量を持つ π^- に対する SAC の光量を評価したところ、 $1.4 \text{ GeV}/c$ では $12.96 \pm 0.01 \text{ p.e.}$ 、 $1.2 \text{ GeV}/c$ では $12.61 \pm 0.01 \text{ p.e.}$ となり、両者の光量差は無視できるほど小さい。したがって、本テスト実験で得られた知見は、本実験における性能を保証する上で十分な妥当性を持つ。

実験セットアップ

本実験のセットアップ概略図を図 2.29 に示す。本測定は E90 本実験に向けた検出器の性能評価を目的としており、標的および HypTPC が設置されていない点を除き、図 1.6 で示したものと同一、E90 本実験の検出器構成でデータを取得した。ここで、解析上の定義として、上流の BH1 と BH2 の間の飛行時間差を BTOF (Beam Time-of-Flight) と定義し、ビーム粒子の π/K 識別に用いた。また、SAC はレーザーを用いた位置測量に基づき、E90 本実験と同様に、これらのビームライン検出器群と S-2S スペクトロメータの間に設置した。

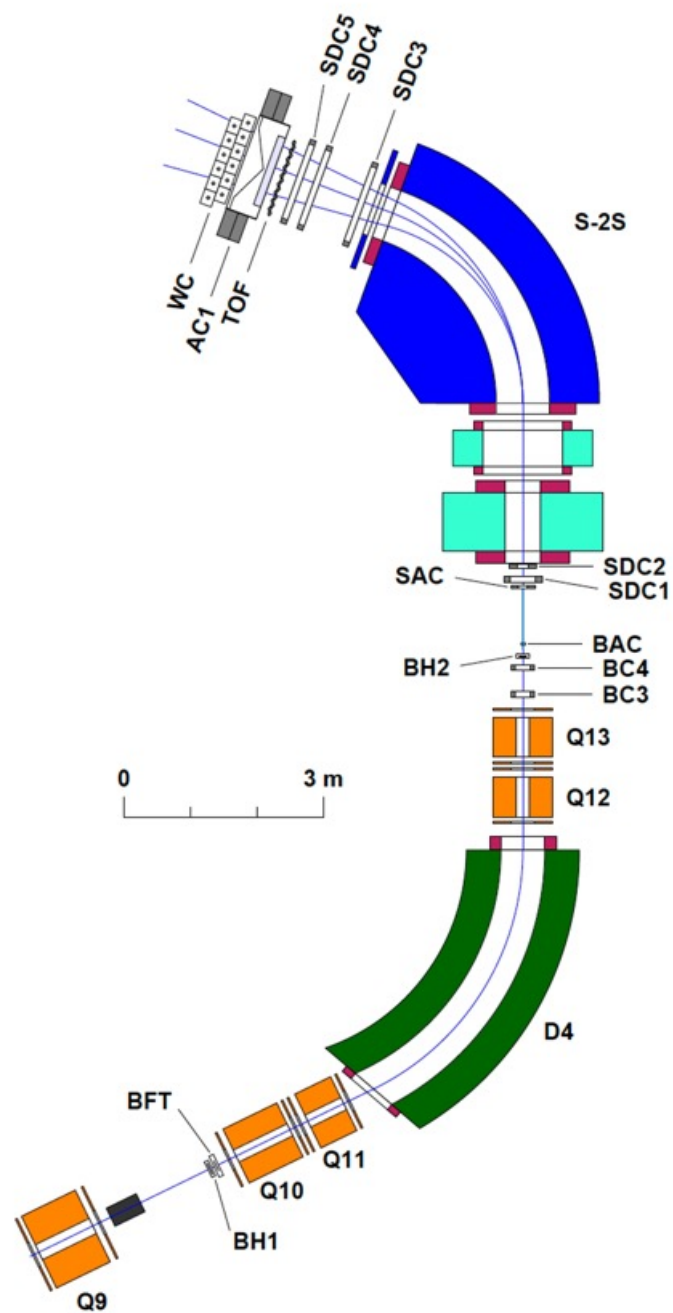


図 2.29: K1.8 ビームラインにおけるテスト実験のセットアップ図。HypTPC および標的が設置されていない点を除き、BH1, BH2, BAC, SAC 等の検出器配置は E90 本実験と同様である。

データ収集とトリガー条件

本テスト実験は他実験へのパラサイト形式で行われたため、使用可能な ADC/TDC モジュール数に制約があった。そのため、各 PMT ごとの個別読み出しは行わず、アナログ加算した SUM 信号のみを用いて、ADC および TDC のデータを取得した。回路ロジックの基本構成は T110 実験と同様である。

データ収集のトリガー (DAQ Trigger) には、ビームライン上流 (BH1, BH2) および S-2S 下流 (TOF) のシンチレーションカウンターによる同時計数信号を用いた。すなわち、トリガー条件は $BH1 \times BH2 \times TOF$ で定義される。これにより、ビームラインを通過し、かつ実験エリア下流まで到達した荷電粒子イベントを効率的に収集した。

2.8.2 解析手法

オフライン解析における粒子識別 (PID) および詳細なイベント選別は、前述したビームライン上の各種検出器 (BAC, AC1, BTOF, BCout など) の情報を用いて行った。 π^- および K^- の選別 (Trigger Definition) はそれぞれ以下の論理積として定義した。

- π^- trigger:

$$BAC \times AC1 \times BTOF(\pi) \times TOF \text{ center} \times BCoutTracking \text{ (at SAC)} \quad (2.8.1)$$

- K^- trigger:

$$\overline{BAC} \times Tracking \text{ (at BAC)} \times \overline{AC1} \times BTOF(K) \times TOF \text{ center} \times BCoutTracking \text{ (at SAC)} \quad (2.8.2)$$

ここで使用した各カット条件の意図は以下の通りである。BAC および AC1 (共に屈折率 $n = 1.05$) は、運動量 $1.4 \text{ GeV}/c$ において π^- (発光) と K^- (不発光) を識別するトリガーカウンターである。オフライン解析ではさらに、TDC 情報を用いた時間選別 (タイミングカット) を行い、信号ピーク付近のイベントのみを採用した。また、BTOF の分布では 0 ns 付近に軽い π^- 由来のピークが、 -2 ns 付近に重い K^- 由来のピークが明瞭に確認されており、(図 2.30 (a))、それぞれの時間枠で事象を選別した。

さらに、幾何学的なカットとして TOF と BCOutTracking を用いた。検出器下流の TOF ホドスコープにおいては、ビーム中心付近に π^- の集中が見られる一方、その周囲にはビームハローや崩壊ミュオンなどによる広がった分布が見られた。純粋な粒子イベントを抽出するため、本解析では TOF の中央セグメントを通過し、かつ BCOut (Wire Chamber) による飛跡追跡において SAC および BAC の有効領域内にヒットがあったイベントのみを採用した (図 2.30 (b) 参照)。

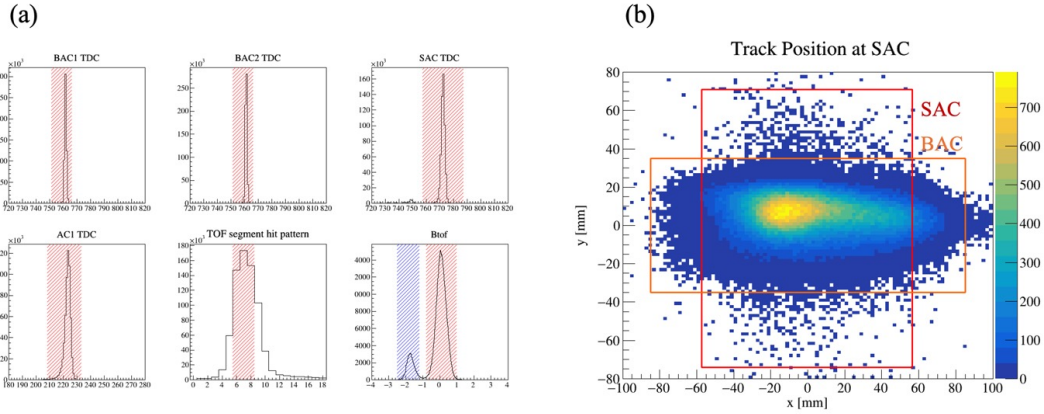


図 2.30: (a) 各検出器におけるトリガーのカット条件。斜線部分のイベント (赤： π^- 、青： K^-) を採用した。BTOF では 0 ns 付近の π^- と -2 ns 付近の K^- を明確に分離している。(b)BCout Tracking による幾何学的カット。飛跡が SAC (赤枠) および BAC (橙枠) の有効領域内にあるイベントを選別することで、ビームハロー成分を除去している。

2.8.3 閾値スキャンと検出効率

最適な運転閾値を決定するために、ディスクリミネータの閾値を 100 mV から 250 mV の範囲で変化させながらデータを取得し、Threshold Scan を行った。オフライン解析によって評価された閾値ごとの π^- 検出効率および K^- 検出効率 (誤検出率) を表 2.3 および図 2.31 に示す。

図から読み取れるように、120 mV および 130 mV において π^- 検出効率は 99.67% と最大値を示している。閾値を上げるにつれて検出効率は緩やかに減少するが、180 mV まで上げてても 98.85% という高い効率を維持していることがわかる。一方で、 K^- の誤検出率は閾値の上昇に伴い 8.39% (120 mV) から 4.08% (180 mV) まで有意に減少する。

ここで、E90 実験で予想されるフェイクトリガーレート (R_{fake}) を見積もる。 R_{fake} は、ビーム強度 (I_{beam})、 K^- が下流 TOF へ到達する確率 (P_{TOF})、および SAC の K^- 誤検出率 (ϵ_K) を用いて以下の式で表される。

$$R_{\text{fake}} = I_{\text{beam}} \times P_{\text{TOF}} \times \epsilon_K \quad (2.8.3)$$

ここで、次章で詳述するパラメータ ($I_{\text{beam}} = 500$ k/spill, $P_{\text{TOF}} = 4.7\%$) を用いると、係数は $I_{\text{beam}} \times P_{\text{TOF}} \approx 23.5$ k/spill となる。この式を用いて各閾値における R_{fake} および総トリガーレート ($R_{\text{base}} + R_{\text{fake}}$) を試算した結果を表 2.3 の右列に示す。なお、トリガーレートの見積もりの詳細については第 3 章で詳述する。

120 mV では高い π^- 検出効率を得られる一方で総レートは約 2.9 k/spill となるが、閾値を 180 mV 付近まで上げることで 1.9 k/spill 程度まで抑制可能である。本実験において高い π^- 検

出効率を最優先する場合は 120 mV を、DAQ 負荷軽減のために K^- 排除能力を優先する場合は 180 mV 付近を採用するといった柔軟な運用が可能である。

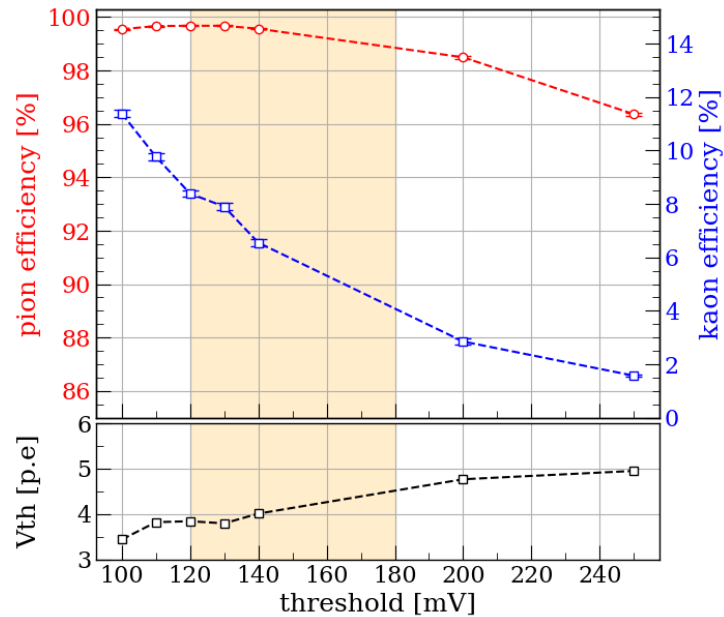


図 2.31: 閾値を変化させた際の π^- と K^- の検出効率。120 ~ 180 mV の範囲で π^- 効率 99% 程度を維持しつつ、 K^- の誤検出率を制御可能であることがわかる。

表 2.3: 閾値に対する π^- 検出効率、 K^- 検出効率（測定値および線形補間値）、および E90 実験における推定フェイクトリガーレートと総トリガーレート。トリガーレートの計算に関する詳細は 3 を参照されたい。

| Threshold (mV) | π^- Efficiency (%) | K^- Efficiency (%) | Est. Fake Rate (k/spill) | Est. Total Rate (k/spill) |
|----------------|------------------------|----------------------|--------------------------|---------------------------|
| 120 | 99.67 | 8.39 | 1.97 | 2.93 |
| 130 | 99.67 | 7.90 | 1.86 | 2.82 |
| 140 | 99.56 | 6.55 | 1.54 | 2.50 |
| 150 | 99.38 | 5.93 | 1.39 | 2.35 |
| 160 | 99.20 | 5.32 | 1.25 | 2.21 |
| 170 | 99.03 | 4.70 | 1.10 | 2.06 |
| 180 | 98.85 | 4.08 | 0.96 | 1.92 |

2.8.4 Kaon に対する応答と発光メカニズムの考察

本検出器は π^- を検出し K^- を排除することを目的としているが、解析の結果、閾値 120 mV 付近において K^- に対しても一定の検出効率（約 4 ~ 8%）を持つことが確認された。図 2.32 (a) に、 π^- トリガーおよび K^- トリガーを要求した際の TDC 分布を示す。黒線で示した全イベントに加え、緑線で示したペDESTALラン（クロックトリガー）の分布と比較すると、 K^- トリガー（青線）においても信号領域（赤斜線部）に明確なピーク構造が存在しており、偶然同時計数（accidental）ではなく実際に発光していることがわかる。また、図 2.32 (b) の光電子数 (NPE) 分布においても、低い NPE 領域ながら K^- による発光ピークが確認できる。

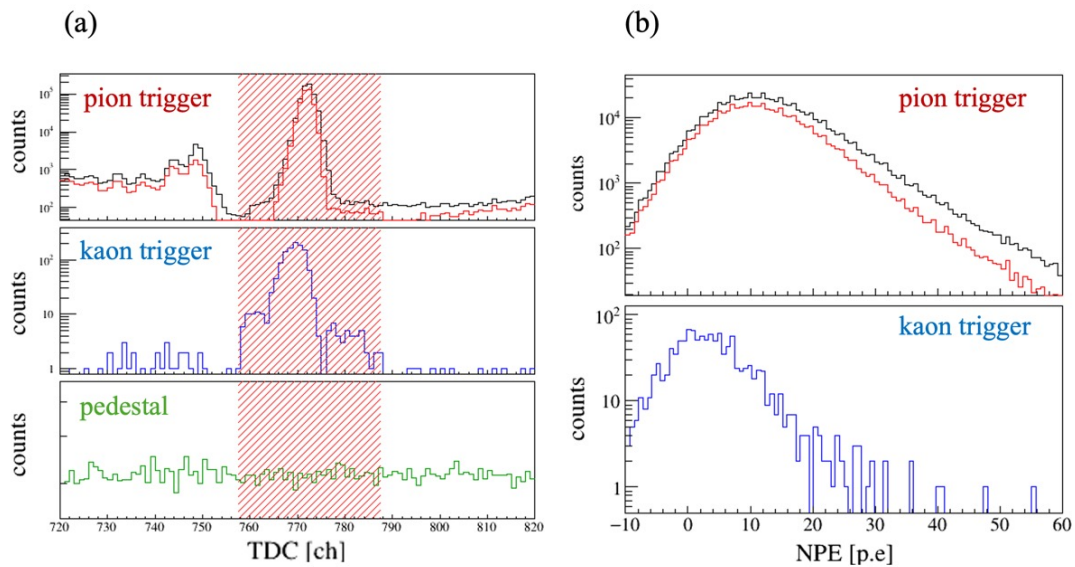


図 2.32: π^- (450 k/spill) および K^- (53 k/spill) 環境下における SAC の応答。(a) TDC 分布。黒線は全イベント、赤線は π^- トリガー、青線は K^- トリガー、緑線はペDESTAL (Clock) を示す。赤斜線領域を信号ウィンドウとして採用した。(b) NPE 分布。 K^- 入射時（青線）にも低光量領域にピークが確認できる。

この K^- 入射時の発光要因について、まずエアロジェルの屈折率 n の分散関係による寄与を検討した。1.4 GeV/c の K^- に対するチェレンコフ放射閾値は $n \approx 1.06$ に相当する。エアロジェルの屈折率の波長依存性（図 2.18）によれば、短波長領域において屈折率は増大し、200 nm 以下では $n \approx 1.06$ を上回る。しかし、図 2.17 に示す通り、この領域は PMT の量子効率が著しく低下する波長域であるため、実際に検出される光子数への寄与は無視できると考えられる。

そこで、シミュレーションを用いて K^- の応答メカニズムを詳細に調査した。実測データとシミュレーションの NPE 分布を比較した結果を 図 2.33 に示す。分布の形状を比較するため、

各ヒストグラムは積分値が1となるように正規化 (Normalized) して表示している。また、シミュレーション結果を実測データと比較可能にするため、実測データのペDESTAL幅 (σ) に基づくガウス関数による畳み込み (Convolution) 処理をシミュレーション分布に施した。比較の結果、シミュレーションは π^- の光量を良好に再現している一方で、 K^- に対する実測データの応答は再現できていないことがわかった。

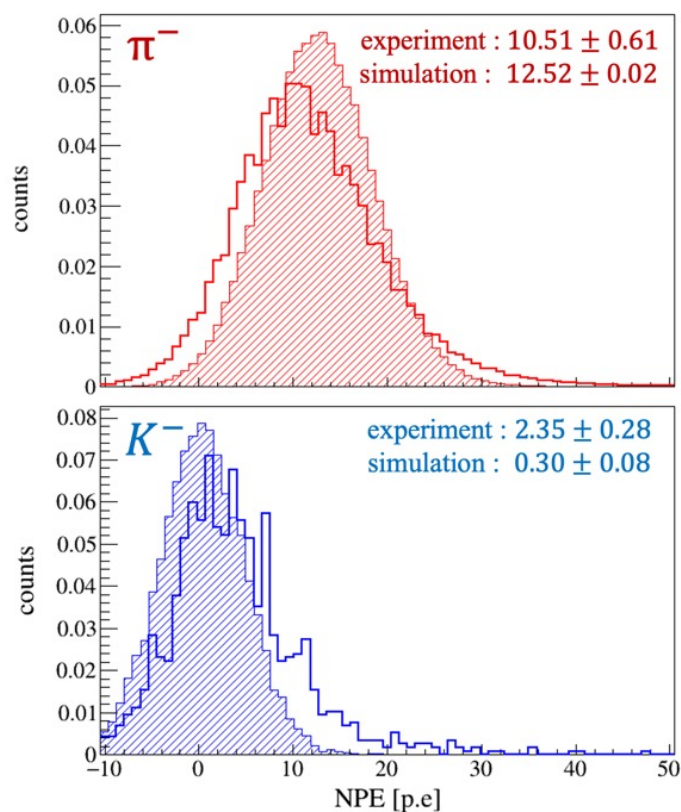


図 2.33: π^- (上) と K^- (下) に対する NPE 分布の実データ (実線) とシミュレーション (網がけ) の比較。シミュレーションは π^- に対して良好な再現性を示している一方で、 K^- に対する実データの応答を再現できていない。

まず、シミュレーション上で見られるわずかな応答が何に起因するのかを特定するため、検出された光子の生成履歴 (Origin) を解析した。解析の結果、検出光子の 94.1% がエアロジェル内で生成されており、さらにその 99.2% がデルタ線 (二次電子) を親粒子としていることが判明した。これにより、シミュレーション上の極めて微小な K^- 応答の正体は、主に入射粒子がエアロジェル中ではじき飛ばしたデルタ線がチェレンコフ閾値を超えることで生じる二次的な発光であると結論付けられる。

しかし、このデルタ線寄与を考慮してもなお、実測データにおける K^- の平均 NPE (約 2.3 p.e.) はシミュレーション値 (約 0.3 p.e.) と比較して 2.0 p.e. 程度高い。 π^- の平均 NPE については、実測値 (約 10.5 p.e.) に対しシミュレーション値 (約 12.5 p.e.) が大きく、これはシミュ

レーションにおける量子効率や集光効率の設定が理想的な条件に近いことに起因する系統的な過大評価と考えられる。この傾向を考慮すれば、 K^- において実測値がシミュレーション値を逆転している事実は、計算モデルに含まれていない発光プロセスが存在することを強く示唆している。

具体的な例として、テフロン等の検出器構成材における微弱なシンチレーション光の寄与が考えられる。シンチレーション光の強度は粒子のエネルギー損失（阻止能 dE/dx ）に比例する。1.4 GeV/c において、 K^- の dE/dx は π^- よりも大きいため、チェレンコフ光が支配的な π^- 入射時には隠れていたシンチレーション光が、本来チェレンコフ光が発生しない K^- 入射時において顕在化したものと推測される。本シミュレーションではシンチレーションプロセスを考慮していないため、この実測値との解離が生じたと考えられる。

いずれにせよ、 K^- に対する一定の感度が実験で確認されたことは、実際のビーム環境下での運用において重要である。 K^- による発光はトリガーレートの増加につながる可能性があるが、その影響については次項のレート耐性評価および次節のトリガーレート見積もりにて議論する。

2.8.5 レート耐性の評価

E90 本実験で想定される高ビームレート環境下での安定性を確認するため、ビーム強度を変えながら検出効率および光量の変化を測定した。測定結果を図 2.34 に示す。実験ではビーム強度を最大 $1.5 \times 10^6/\text{spill}$ まで上げてデータを取得した。図に示すように、レートが $1.5 \times 10^6/\text{spill}$ に達すると検出効率の悪化傾向が見られた。しかしながら、E90 実験で想定される π^- レート ($\sim 500 \text{ k/spill}$) の範囲内においては、検出効率および NPE 平均値ともに有意な低下は見られず、安定して動作することを確認した。 K^- についても、ビームレートの値は小さいものの、ビーム強度依存性は見られなかった。

なお、本測定は最もノイズやベースライン変動の影響を受けやすい低い閾値 (120 mV) で実施したものである。閾値を上げた場合、これらの影響は同等かそれ以下に抑えられるため、この条件下での安定性が確認されれば、より高い閾値 (180 mV など) での運用においてもレート耐性に問題はないと言える。以上より、改良型 SAC は E90 実験における高レート環境下でも十分な性能を発揮できると結論付けた。

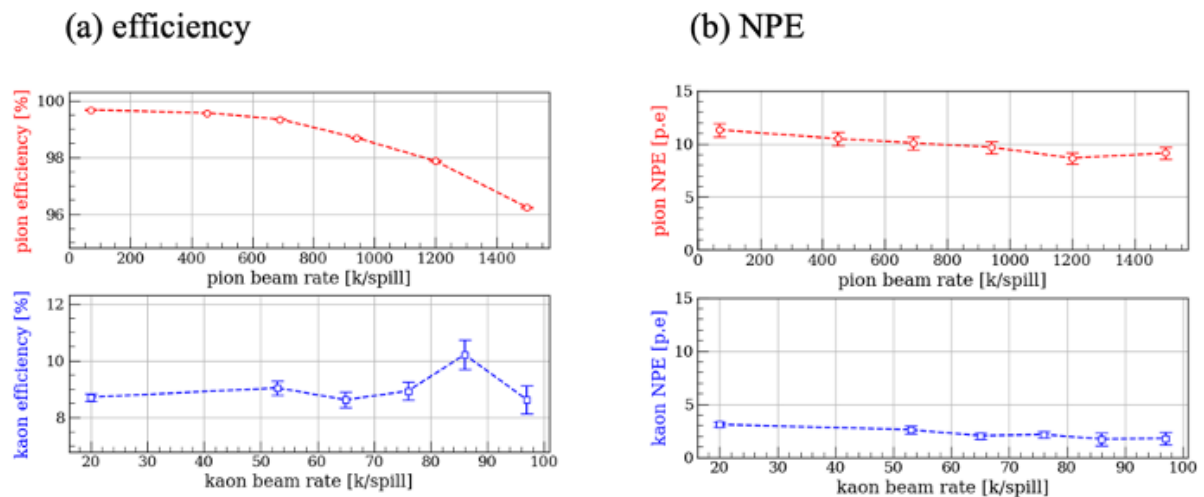


図 2.34: ビームレートに対する (a) 検出効率 および (b) 平均 NPE の依存性。横軸は 1 スpillあたりのビーム粒子数を示す。E90 実験の想定レート (500 k/spill) 範囲内においては、顕著な性能低下は見られない。

2.9 結論

本節では、J-PARC E90 実験に向けたエアロジェル・チェレンコフ検出器 (SAC) の開発と性能評価について論じた。KEK-AR での試作機のテスト実験の後、T110 実験で見られた光量不足の原因を Geant4 シミュレーションおよび実機検証によって解明し、これに基づいた改良機を製作した。改良機では、PMT の増設を含む全体的なデザインの見直し、磁場環境を考慮した設置方向の最適化を行い、K1.8 ビームラインにおけるテスト実験によってその性能を実証した。

2.9.1 トリガーレートへの影響

本テスト実験の結果、SAC は π^- に対して高い検出効率を達成した一方で、 K^- に対しても約 4 ~ 8% の検出効率 (誤検出) を持つことが明らかになった。SAC は π^- トリガー生成のためのカウンターとして使用されるため、 K^- による発光は (K^-, π^-) 反応におけるバックグラウンドイベントを誤ってトリガーしてしまう「フェイクトリガー」の原因となる。

このフェイクトリガーが E90 本実験のデータ収集 (DAQ) に与える影響を評価するため、ビーム強度 $\sim 5.0 \times 10^5$ counts/spill を仮定したトリガーレートの見積もりを行った。詳細な計算プロセスは次章 (3 章) で述べるが、素の (K^-, π^-) トリガー成分に加え、SAC の誤検出 (4.0 ~ 8.4%) に起因するフェイクトリガーを含めた総レートにおいても、約 1.9 ~ 2.9k/spill に収まることが明らかになった。これは DAQ の最大許容レート (3.5k/spill) を十分に下回っており、約 84 ~ 89% という高いデータ収集効率を維持して実験が遂行可能であることを示した。

2.9.2 総括

本研究により開発した改良型 SAC は、以下の成果を達成した。

- **十分な光量の確保:** 部材の刷新と PMT 増設により、シミュレーション予測通りの光量を回復し、実機において安定した動作を確認した。
- **高い検出効率:** 運転閾値 120 ~ 180 mV の広範囲において、検出対象である π^- に対し 99% 程度の高い検出効率を達成した。
- **磁場およびレート耐性:** 設置方向の最適化により Q1 磁石の漏れ磁場の影響を回避し、かつ 5.0×10^5 counts/spill 程度の高レート環境下でも性能が劣化しないことを確認した。
- **許容可能なトリガーレート:** K^- による誤検出を含めても、DAQ システムの処理能力範囲内で実験が可能であることを示した。

以上の結果より、開発した SAC は J-PARC E90 実験における π^- 粒子識別カウンターとしての要求性能を十分に満たしていると結論付ける。

第3章 トリガーレートの見積もり

2024年5月、K1.8 ビームラインにおいて、E90 実験に向けたトリガーレート評価のためのテスト実験を実施した。本章では、取得されたデータ解析に基づくトリガーレートの見積もりと、前章で評価した SAC の性能を組み合わせた最終的なデータ収集 (DAQ) 効率の評価について述べる。

3.1 テスト実験によるトリガーレートの評価

2024年5月、K1.8 ビームラインにおいて、運動量 $1.4 \text{ GeV}/c$ のビームデータを取得した。当時、HypTPC や標的、および改良型 SAC は未設置であったが、このデータセットを用いることで E90 実験におけるトリガーレートのベースラインを見積もることが可能である。このテスト実験におけるセットアップは、図 3.1 に示すように、2つのエアロゲルチェレンコフカウンター (BAC および SAC) が設置された構成であった。

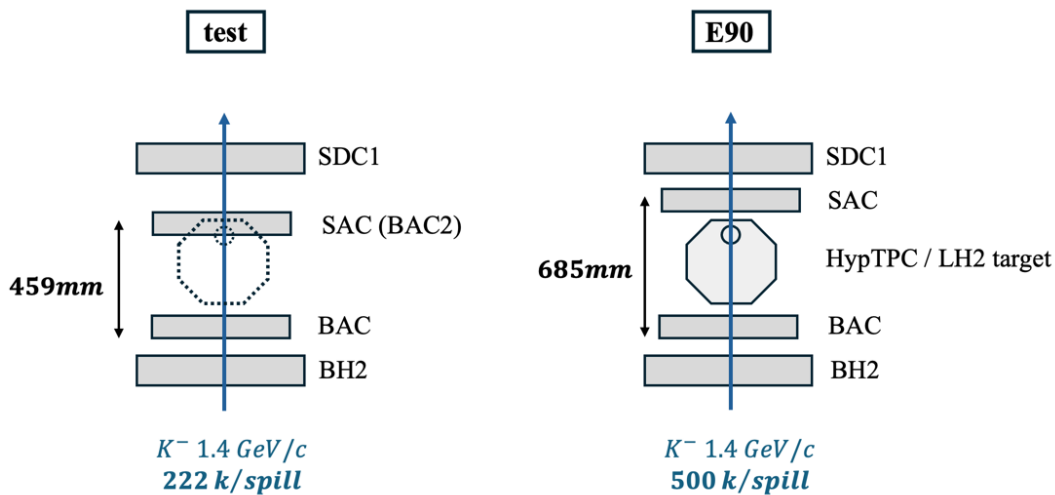


図 3.1: 2024年5月に取得したトリガーレートテストと E90 本実験における S-2S 入口周辺の検出器配置の比較。E90 本実験における S-2S 全体のセットアップは図 1.6 に示す。

SAC の設置位置には、代替として屈折率 $n = 1.03$ のエアロジェルチェレンコフカウンター (BAC2) を設置した。この検出器は E70 実験などで使用された実績があり [36]、十分な検出効

率を持つことが確認されている。したがって、これを SAC の代替として粒子数をカウントし、トリガーレートを見積もることに問題はない。

また、標的がない状態ではあるが、E90 実験のセットアップにおいて $d(K^-, \pi^-)$ 反応のイベントレートは 1 スpillあたり数イベント程度と予想される。これは、BAC と SAC の間での K^- ビームの崩壊 (decay-in-flight) や、ビーム中の K^- 中間子の誤同定に起因するトリガーレートと比較して無視できる程度である。したがって、本テスト実験において標的が設置されていないことは、全体的なバックグラウンドレートの見積もりに対して有意な影響を与えないと判断できる。

3.1.1 トリガーロジック

1.7 節で述べたように、トリガーカウンターとしてビーム用および散乱粒子用のエアロゲルチェレンコフカウンター (BAC および SAC) を使用する。本実験における (K^-, π^-) トリガーは以下のように定義される：

$$K_{\text{beam}} = \text{BH1} \times \text{BH2} \times \overline{\text{BAC}}, \quad (3.1.1)$$

$$\pi_{\text{scat}} = \text{SAC} \times \text{TOF} \times \text{WC}, \quad (3.1.2)$$

$$(K^-, \pi^-) = K_{\text{beam}} \times \pi_{\text{scat}}. \quad (3.1.3)$$

ここで、 K_{beam} は K^- ビームの定義、 π_{scat} は散乱粒子の定義を表す。BAC はビーム中の π^- 中間子を排除 (Veto) するために用いられる。

3.1.2 テストデータの解析とレート抑制の最適化

2024 年 5 月のテストビームタイムにおいても、上記の (K^-, π^-) トリガーロジックを実装してデータを収集した。この期間中の K^- ビーム強度 I_{beam} は 220k/spill であった。E90 実験で想定しているビーム強度は 500k/spill であるが、テスト時はビーム調整時間の制約により、強度を落とした条件が採用された。

テストビームタイム中に測定された素のトリガーレートは 5.47k/spill であった。しかし、HypTPC を使用する E90 実験では、DAQ 効率の観点からトリガーレートを 3.5k/spill 以下に抑えることが求められる。これは、HypTPC の読み出しエレクトロニクスの Busy 時間が約 80 μs であり、トリガーレートが 3.5k/spill の場合に DAQ 効率が約 80%程度になると見積もられるためである。したがって、オフライン解析により検出器のパラメータを最適化し、トリガーレートを抑制できるか検証を行った。

BAC 閾値の最適化

まず、BAC の閾値を再考し、 K^- ビーム成分以外からのバックグラウンド寄与の削減を試みた。図 3.2 (A) に、BH1 × BH2 トリガー (unbiased) で取得した BAC の ADC 分布を示す。実験時はディスクリミネータの閾値が約 300 チャンネルに設定されていたが、これは E70 実験の (K^-, K^+) 反应用到に最適化された値であり、(K^-, π^-) トリガー用としては閾値が高すぎる (Veto 能力が低い) 可能性があった。

図 3.2 (B) に、(K^-, π^-) トリガー条件下での BH1-BH2 間の TOF 分布を示す。青色のヒストグラムは生の分布であり、赤色は BAC の ADC 値が 210 チャンネル未満 (BAC < 210 ch) という条件を加えたものである。BAC の閾値を厳しく (ADC 値を低く) 設定することで、ビーム中の K 中間子成分 (Beam Kaon) を維持しつつ、ビーム中の π 中間子 (Beam Pion) の混入を大幅に抑制できていることがわかる。

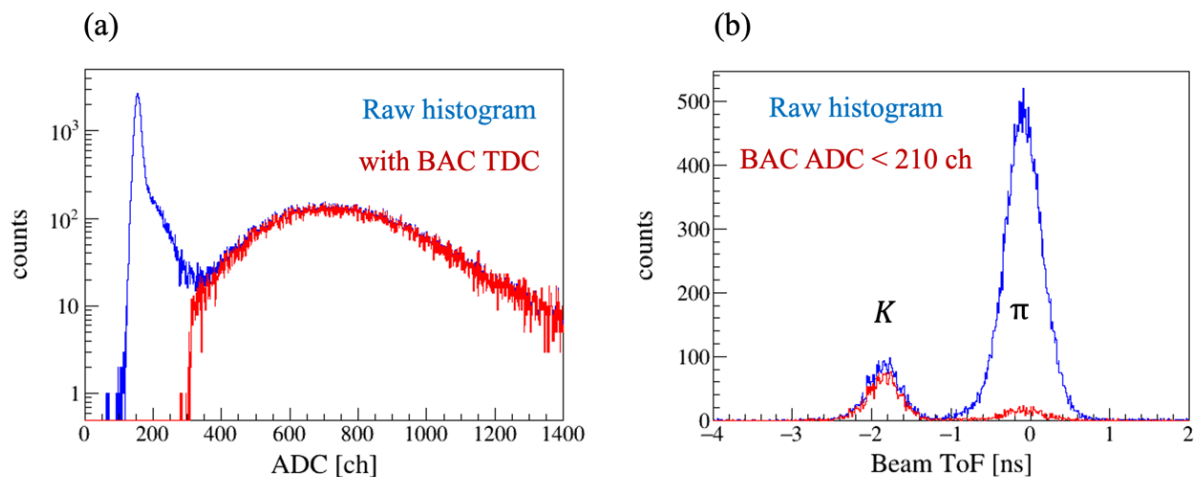


図 3.2: (A) BH1 × BH2 トリガーで取得した BAC の ADC 分布。BAC の TDC 条件がある場合 (赤) とない場合 (青)。(B) (K^-, π^-) トリガー条件下での BH1-BH2 間の TOF 分布。

図 3.3 に、BAC の閾値に対する相対トリガーレート (赤) とビーム K 中間子の生存率 (青) の関係を示す。閾値を 210 チャンネルに設定した場合、Kaon 生存率 (Survival Rate) を約 90% と高く保ったまま、トリガーレートを約 21% まで劇的に圧縮できることが明らかになった。したがって、E90 実験におけるデフォルト設定として、BAC 閾値を 210 チャンネルとすることを決定した。

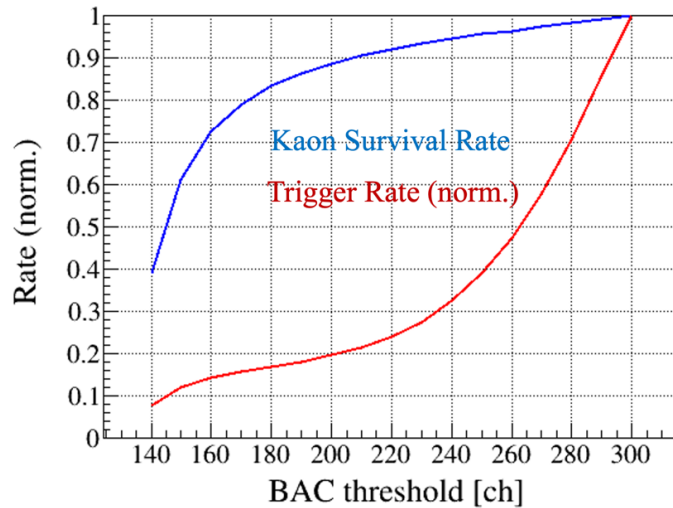


図 3.3: BAC の ADC 閾値に対する相対トリガーレート（赤）と K 中間子生存率（青）の関係。300ch における値を基準とした相対値で示している。

TOF および WC による選別

次に、TOF および WC のヒット情報を用いた選別を行った。具体的には、TDC 分布のピークに対するタイムウィンドウ設定に加え、TOF のセグメント選択による不要なバックグラウンド事象の除去を行った。

実測データ（図 3.4）において、TOF の端のセグメント（Segment 1, 2）に高い計数率が確認された。シミュレーション（4.3 節にて詳述）をもとに信号事象（真の (K^-, π^-) 反応）のヒットパターンを検証（図 3.5）した結果、信号は中央セグメントに集中しており、Segment 1, 2 への寄与は無視できることが確認された。そのため、これらはスペクトロメータ磁石内での Decay-in-flight やビームハロー等に由来するバックグラウンドであると判断し、TOF Seg.3-19 のみ選択した。一方で、WC についてはシミュレーションでも比較的広いヒット分布を示したため、セグメントカットは適用せず、タイムウィンドウのみを適用した。これらの条件を適用することで、イベント残存率は約 33%となった。

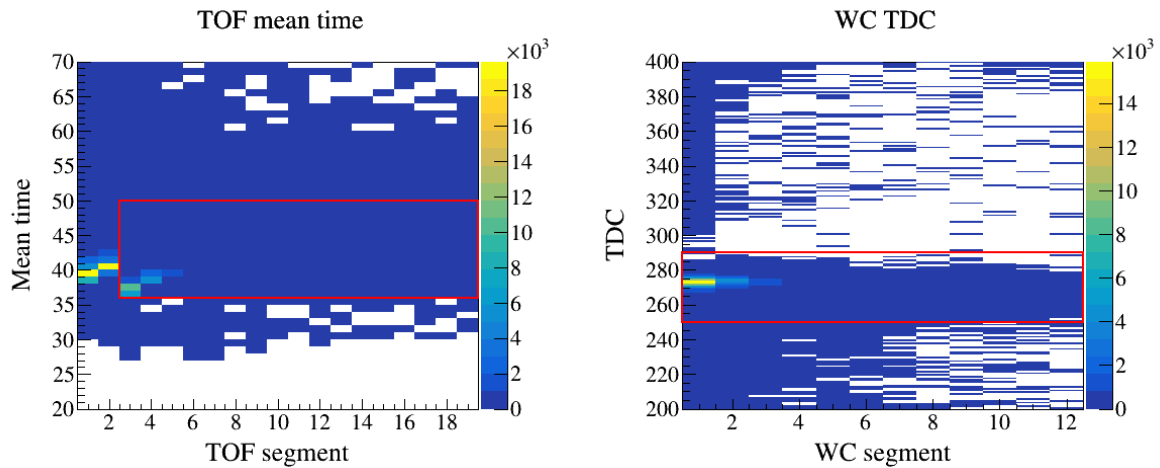


図 3.4: TOF および WC における TDC と Segment の 2 次元分布図。TOF の低セグメント領域 (Segment 1, 2) に Decay-in-flight やビームハロー由来と思われる過剰なヒットが見られるため、解析ではこれらを除外した。

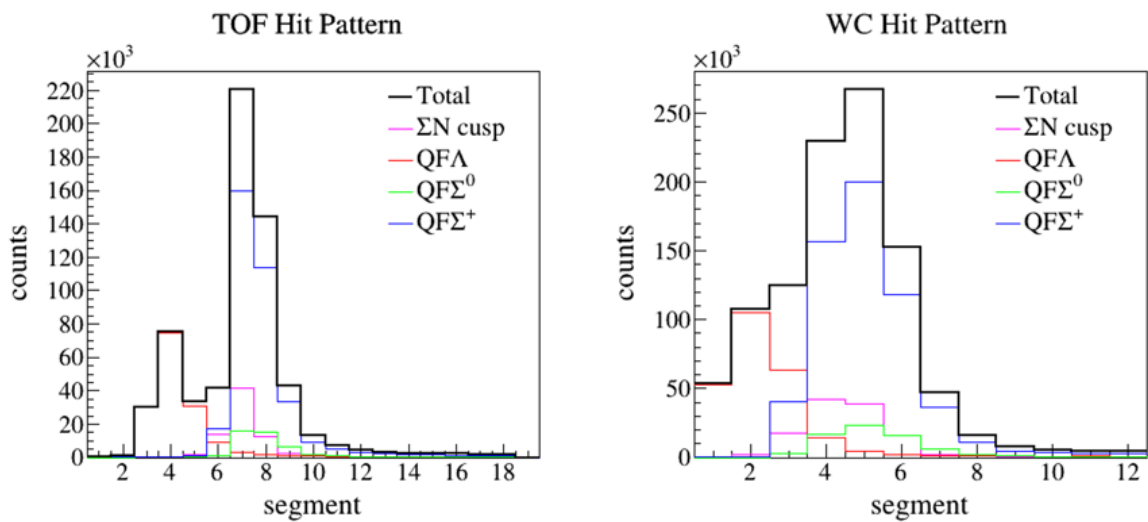


図 3.5: E90 実験において予想される TOF および WC のヒットパターン (シミュレーション)。シグナル事象 (ΣN cusp) と背景事象 (QF) の和を黒線で示している。(a) TOF のヒット分布。ヒットが中央のセグメントに集中している。(b) WC のヒット分布。TOF と比較して、より広い分布を持っていることがわかる。シミュレーションの詳細は 4.3 節を参照されたい。

テスト実験における最終レート

以上の最適化を適用した際の、テスト実験環境下でのトリガーレートは以下のように見積もられる。

$$\begin{aligned} R_{\text{test}} &= 5.47 \text{ k/spill} \times 0.33 \text{ (TOF/WC)} \times 0.21 \text{ (BAC th.)} \\ &\approx 0.38 \text{ k/spill} \end{aligned} \quad (3.1.4)$$

このように、検出器条件の最適化により、レートを 0.38 k/spill まで抑制可能であることが確認された。

3.2 E90 実験におけるトリガーレートの見積もり

テスト実験の結果に基づき、E90 実験本番におけるトリガーレートを見積もる。テスト時と E90 時では、ビーム強度 I_{beam} および崩壊領域長 L (BAC から SAC までの距離) が異なる (表 3.1 参照)。特に L の違いは、 K^- の崩壊確率 (decay-in-flight) に影響を与えるため、これを考慮して外挿を行う必要がある。

3.2.1 主なバックグラウンド要因とスケールリング

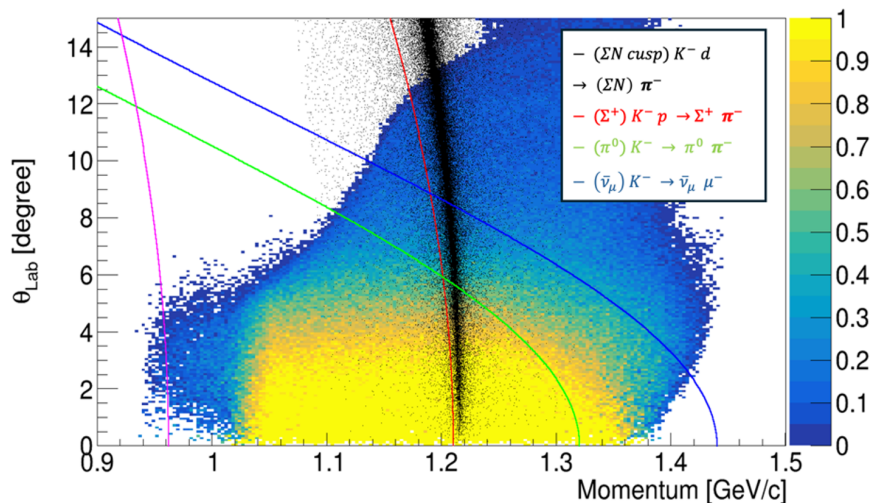


図 3.6: 関連する反応および崩壊モードにおける運動量と放出角の相関。

S-2S のアクセプタンスを等高線で示している。

E90 実験のセットアップでは、 $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ 崩壊がトリガーレートの主要な構成要素となると予想される。これは、図 3.6 に示すように、この崩壊で生じる π^- の多くが S-2S スペクトロメー

タのアクセプタンス（前方散乱）内に収まるためである。トリガーレートの成分を以下の2つに分けて見積もりを行った。

1. $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ 崩壊由来の成分 (R_{decay}):

ビーム強度と、崩壊領域長 L に依存する崩壊確率に比例して増加する。

2. その他のバックグラウンド成分 (R_{others}):

偶然同時計数などが支配的であると仮定し、ビーム強度に対して線形に増加するとみなす。

まず、レート計算に用いる一般式とパラメータを定義する。 $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ 由来のレート R_{decay} およびその他のバックグラウンドレート R_{others} は以下のように表される。

$$R_{decay}(L, I_{beam}) = I_{beam} \times \left(1 - \exp\left(-\frac{L}{\beta\gamma c\tau}\right)\right) \times \text{BR} \times \epsilon_{acc} \times \epsilon_{sel} \quad (3.2.1)$$

$$R_{others}(I_{beam}) \propto I_{beam} \quad (3.2.2)$$

ここで使用したパラメータの一覧と、テスト実験および E90 実験における設定値を表 3.1 に示す。

表 3.1: トリガーレート計算に用いたパラメータ比較

| パラメータ | テスト実験 | E90 実験 (計画) |
|--|-------|-------------|
| ビーム強度 I_{beam} (k/spill) | 220 | 500 |
| 崩壊領域長 L (mm) | 459 | 685 |
| 分岐比 ($K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$) BR | | 0.206 |
| S-2S アクセプタンス ϵ_{acc} | | ~ 0.21 |
| 選別効率 (TOF/WC) ϵ_{sel} | | ~ 0.33 |

まず、テスト実験条件 ($I_{beam} = 220, L = 459$) における崩壊成分 R_{decay}^{test} を式 (3.2.1) より算出する。

$$R_{decay}^{\text{test}} \approx 0.11 \text{ k/spill} \quad (3.2.3)$$

実測レート $R_{\text{test}} \approx 0.38 \text{ k/spill}$ からこの寄与を差し引いた残りを、テスト時における「その他の成分」とする。

$$R_{\text{others}}^{\text{test}} = R_{\text{test}} - R_{decay}^{\text{test}} \approx 0.27 \text{ k/spill} \quad (3.2.4)$$

次に、これらを E90 の条件 ($I_{\text{beam}} = 500, L = 685$) ヘスケーリングする。

$$R_{\text{decay}}^{\text{E90}} = R_{\text{decay}}(685, 500) \approx 0.35 \text{ k/spill} \quad (3.2.5)$$

$$R_{\text{others}}^{\text{E90}} = R_{\text{others}}^{\text{test}} \times \frac{500}{220} \approx 0.61 \text{ k/spill} \quad (3.2.6)$$

以上の結果をまとめると、E90 実験における SAC が理想的に動作し、 K^- の誤検出がない場合のベーストリガーレートは以下のように見積もられる (表 3.2)。

$$\begin{aligned} R_{\text{base}}^{\text{E90}} &= R_{\text{decay}}^{\text{E90}} + R_{\text{others}}^{\text{E90}} \\ &\approx 0.35 + 0.61 = 0.96 \text{ k/spill} \end{aligned} \quad (3.2.7)$$

表 3.2: テスト測定結果に基づく E90 実験のトリガーレート見積もり内訳

| 項目 | テスト測定 | E90 実験 (見積もり) |
|--|-------------|---------------|
| $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ 寄与 (k/spill) | 0.11 | 0.35 |
| その他バックグラウンド寄与 (k/spill) | 0.27 | 0.61 |
| ベーストリガーレート (k/spill) | 0.38 | 0.96 |

3.2.2 SAC 誤検出を含めた最終トリガーレート

前節で得られた 0.96 k/spill は、SAC の誤検出を含まないベーストリガーレートであるが、実際には SAC が K^- に対しても応答 (誤検出) を持つため、フェイクトリガーの寄与を加味した総レートを評価する必要がある。

SAC レートスタディで得た誤検出率と、2024 年 5 月のトリガースタディデータから抽出した K^- 生残率を組み合わせる。 K^- が標的を抜けて下流の TOF ホドスコープに到達する確率 P_{TOF} は、BTOF の TDC で K^- を選別し、BAC (当時の SAC 代替) で Veto したクリーンイベントに対して、下流 TOF および WC のヒット率を測定することで求めた。TOF の端セグメント (Segment 1, 2) では磁石内での Decay-in-flight やビームハローに由来するバックグラウンド成分が支配的であったため、シミュレーションの信号ヒットパターンと付き合わせた上で Segment 3 以上のみを採用した。解析に用いた分布を図 3.7 に示す。

フェイクトリガー数 R_{fake} を見積もるにあたり、計算に用いたパラメータの一覧を表 3.3 に示す。ビーム強度 I_{beam} は E90 実験の計画値を用い、 K^- の TOF 到達率 P_{TOF} は本解析で導出した値である。また、SAC の K^- 誤検出率 P_{SAC} には、閾値スキャンによって得られた閾値ごとの値 (4.0 ~ 8.4%) が適用される。

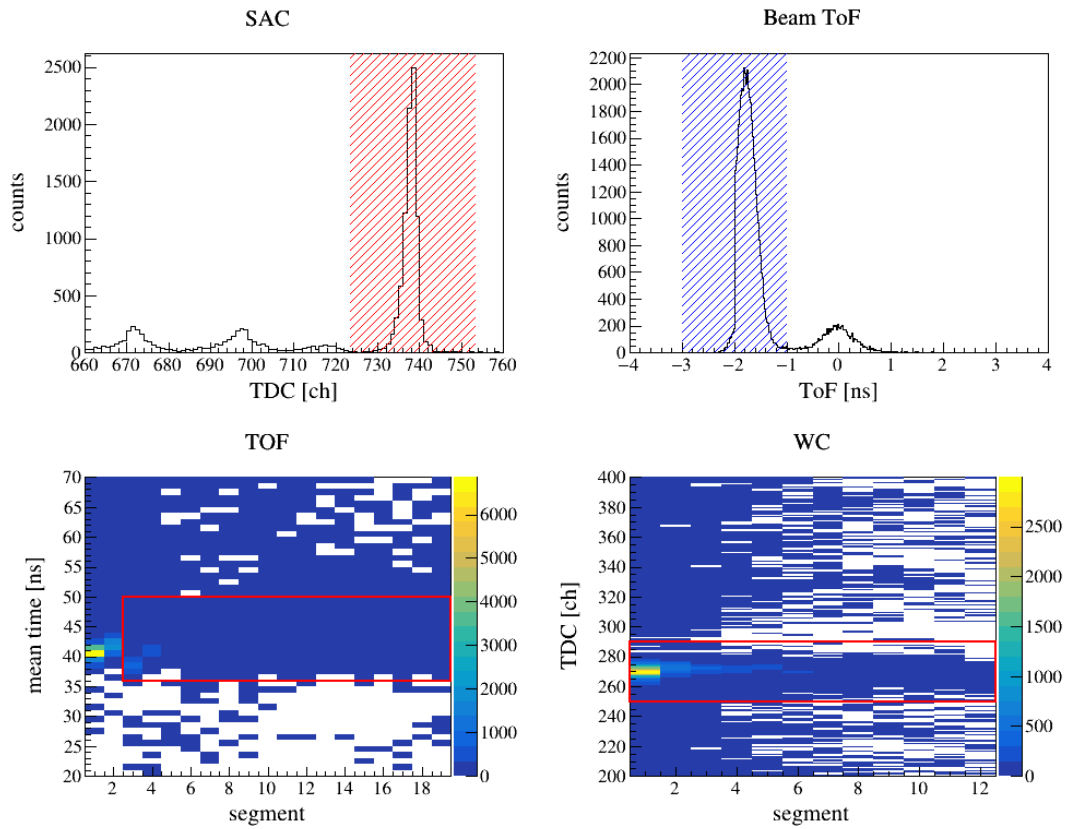


図 3.7: 2024 年 5 月のトリガースタディデータ解析。(a) BAC(SAC 位置) と BTOF の TDC 分布。BAC Veto および BTOF による粒子識別を行った。(b) TOF および WC における TDC と Segment 番号の 2 次元分布。TOF の低セグメント領域 (Segment 1, 2) に Decay-in-flight やビームハロー由来と思われる過剰なヒットが見られるため、解析ではこれらを除外した。

これらのパラメータを用いて計算されるフェイクトリガー数は、以下の式で表され、SACの閾値設定に応じて変動する。

$$R_{\text{fake}} = I_{\text{beam}} \times P_{\text{TOF}} \times P_{\text{SAC}} \approx 0.96 \sim 1.97 \text{ k/spill} \quad (3.2.8)$$

これにベーストリガーレート $R_{\text{base}}^{\text{E90}} = 0.96 \text{ k/spill}$ を加えたものが、E90 実験における最終的な総トリガーレートとなる。SACの運用閾値を変化させた場合における、 K^- 検出効率、フェイクトリガーレート、総トリガーレート、および推定 DAQ 効率を表 3.4 にまとめた。

表 3.3: フェイクトリガーレートの見積もりに使用したビーム条件および検出器性能パラメータ。

| パラメータ | 設定値 |
|-----------------------------------|--|
| ビーム強度 I_{beam} | $5.0 \times 10^5 \text{ counts/spill}$ |
| K^- の TOF 到達率 P_{TOF} | $4.7 \pm 0.1\%$ |
| SAC の K^- 誤検出率 P_{SAC} | 4.0 ~ 8.4% (閾値依存) |

表 3.4: SAC 運用閾値に応じたトリガーレートと DAQ 効率のまとめ。 π^- 効率を優先した設定 (120mV) から K^- veto を優先した設定 (180mV) までの範囲における変化を示す。

| Threshold (mV) | K^- Efficiency (%) | Fake Rate (k/spill) | Total Trigger Rate (k/spill) | Est. DAQ Eff (%) |
|----------------|----------------------|---------------------|------------------------------|------------------|
| 120 | 8.39 | 1.97 | 2.93 | 84.2 |
| 130 | 7.90 | 1.86 | 2.82 | 84.8 |
| 140 | 6.55 | 1.54 | 2.50 | 85.9 |
| 150 | 5.93 | 1.39 | 2.35 | 86.4 |
| 160 | 5.32 | 1.25 | 2.21 | 87.8 |
| 170 | 4.70 | 1.10 | 2.06 | 88.2 |
| 180 | 4.08 | 0.96 | 1.92 | 89.0 |

3.3 DAQ 効率と結論

DAQ システムについては、J-PARC E42 実験と同様のシステム [37, 21] を使用予定であり、Busy 時間は約 $80 \mu\text{s}$ である。図 3.8 は、K1.8 ビームラインにて測定されたトリガーレートと DAQ 効率の関係を示している。

SAC の誤検出を含まないベースレートのみを想定した場合には 0.96 k/spill (370 Hz) となり 95% 以上の DAQ 効率が期待できる。一方、SAC の誤検出を含めた場合でも、運用閾値の調整により総トリガーレートは $1.9 \text{ k/spill} \sim 2.9 \text{ k/spill}$ の範囲に収まる。このレートにおいて、図 3.8 から読み取れる Live Time は約 $84 \sim 89\%$ であり、実験遂行に十分な効率が確保されている。

さらに、準自由散乱 (Quasi-free) バックグラウンドを抑制するために、トリガーレベルで HTOF の多重度 (Multiplicity) 条件を追加することも検討可能である。また、HypTPC 用の新読み出しモジュール「SAMIDARE」によるストリーミング DAQ の導入も進められており、これが実現すればさらなる効率向上が見込まれる。

結論として、現在のトリガー設計と SAC の性能において、E90 実験は十分なデータ収集効率を確保して遂行可能であると結論付ける。

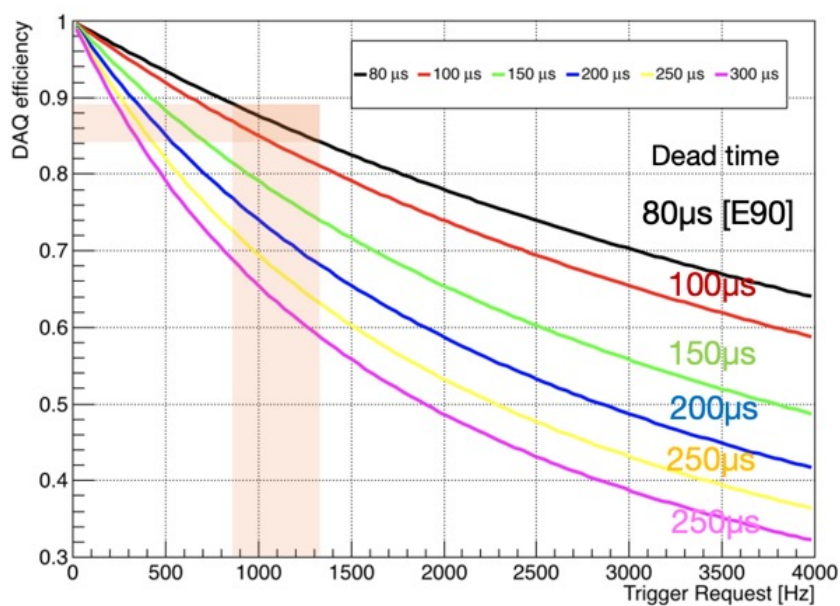


図 3.8: K1.8 ビームラインで測定された様々な Busy 時間における DAQ 効率とトリガーレートの関係 (J-PARC E42 実験の実測値 [37] に基づく)。得られた曲線から、運用点に応じた DAQ 効率を読み取る。

第 4 章 背景事象抑制手法の開発

本章では、E90 実験における背景事象の抑制手法について詳述する。まず、主要な背景事象である準自由生成 (Quasi-Free: QF) 反応の性質について述べ、次に本章の鍵を握る TPC の飛跡多重度 (Multiplicity) を用いた抑制原理について説明する。

4.1 背景事象 (QF 反応) の説明

1.4 GeV/c の K^- ビームを用いた $d(K^-, \pi^-)$ 反応において、重陽子中の核子に対する準自由ハイペロン生成過程 (QF 反応) として、以下の 3 つの反応が存在する。

$$K^- + \text{“n”} \rightarrow \Lambda + \pi^- \quad (4.1.1)$$

$$K^- + \text{“n”} \rightarrow \Sigma^0 + \pi^- \quad (4.1.2)$$

$$K^- + \text{“p”} \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- \quad (4.1.3)$$

ここで、“n” および “p” はそれぞれ重陽子中の中性子および陽子を表している。 ΣN カスプが観測されるエネルギー領域周辺において、これらの 3 つの QF 反応が主要な背景事象となる。

これらの素過程の微分断面積は、過去の泡箱実験によって測定されており、特に前方散乱域において大きな断面積を持つ [38, 39, 40, 41, 42]。前方散乱角 ($\cos \theta_{CM} > 0.9$) における素過程の微分断面積のビーム運動量依存性を図 4.1 に示す。

本実験における目的の反応である ΣN カスプは、 $K^- d \rightarrow \pi^- (\Sigma N) \rightarrow \pi^- \Lambda p$ という過程を経るものであり、重陽子中で生成された Σ 粒子がスペクテーター核子と再散乱することによって生じる 2 段階反応として理解されている。したがって、 ΣN カスプの収量 (シグナル) を上げるためには、その種となる Σ 粒子、特に式 (4.1.3) の Σ^+ 生成断面積が大きいことが重要となる¹⁾。

図 4.1 を参照すると、ビーム運動量 1.4 GeV/c 付近では、 Σ^+ 生成断面積が極大付近にある一方で、 Λ や Σ^0 生成は相対的に小さくなっていることがわかる。一方で、式 (4.1.1) のような Λ の直接生成は、カスプ形成には寄与せず、観測における背景事象 (ノイズ) の主要因となるが、この運動量領域ではその寄与は相対的に小さくなっている。このように、シグナルの元となる Σ

¹⁾これには 2 つの理由がある。まず、 Σ^+ 生成に伴う背景事象 (QF- Σ^+) は、終状態に中性粒子 (n や π^0) を含むため、後述する HypTPC の Multiplicity 選別によって最も効果的に抑制可能である。次に、最終状態である Λp 系 (アイソスピン $T = 1/2$) に対し、中間状態 ΣN 系も $T = 1/2$ 成分が選択される。電荷 +1 を持つ ΣN 系の $T = 1/2$ 状態は $|\Sigma N, T = 1/2\rangle = \sqrt{2/3}|\Sigma^+ n\rangle - \sqrt{1/3}|\Sigma^0 p\rangle$ と記述され、Clebsch-Gordan 係数から $\Sigma^+ n$ チャンネルの寄与が $\Sigma^0 p$ よりも大きくなるため、シグナル源として Σ^+ 生成を重視する必要がある。

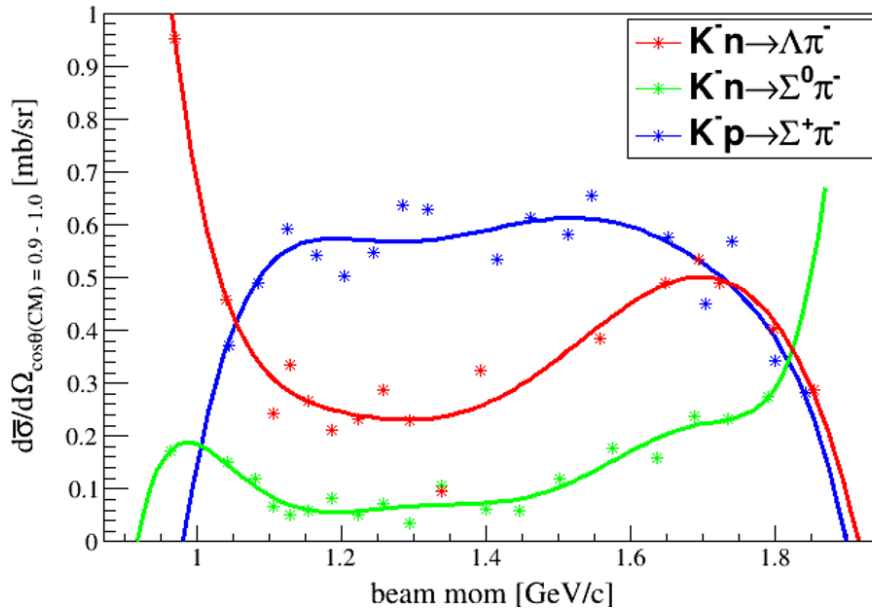


図 4.1: 前方散乱角 ($\cos\theta_{CM} > 0.9$) における素過程の微分断面積のビーム運動量依存性。点は過去の泡箱実験によるデータ [38, 39, 40, 41, 42]、実線は大域的な傾向を示すための多項式フィッティング結果を示す。

生成を最大化し、かつ背景事象となる直接 Λ 生成を抑制できる運動量領域を選択することで、高い S/N 比を実現することができる。この方針に基づき、E90 実験のビーム運動量は 1.4 GeV/c に設定された。

QF 反応のもう一つの特徴として、ターゲットである重陽子中の核子がフェルミ運動を持つことが挙げられる。このフェルミ運動により、生成されるハイペロンの運動量は広がりを持ち、結果として missing mass スペクトル上では鋭いピークを作らず、広い質量領域に分布する連続的な背景事象となる。この連続成分が観測対象である ΣN カスプのシグナル領域と重なり、シグナル検出を困難にする要因となるため、QF 反応を効果的に抑制または分離することが本実験において不可欠である。

4.2 TPC Multiplicity による背景事象の抑制原理

E90 実験の proposal[17] では、HypTPC を用いて荷電粒子の飛跡多重度 (Multiplicity, Mt) を検出することで、QF 背景事象を抑制することが考案されている。その抑制原理は、シグナル事象と背景事象 (QF 反応) における崩壊過程および運動学的な特徴の違いに基づいている。図 4.2 に、HypTPC による背景事象抑制の概念図を示す。

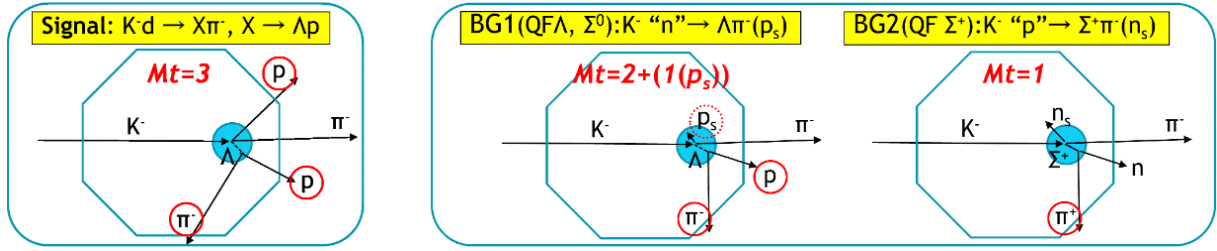
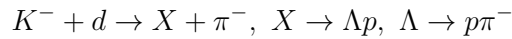


図 4.2: HypTPC による荷電粒子 Multiplicity 選別を用いた背景事象抑制の概念図。左: ΣN カスプ (シグナル) は 3 本の飛跡 ($M_t=3$) として観測される。中・右: 背景事象 (QF 反応) はスペクテーターが低運動量で検出されない、あるいは中性子であるため、より少ない本数 ($M_t=1, 2$) として観測される。

Signal: ($K^- d \rightarrow \Sigma N \rightarrow \Lambda p \pi^-$)

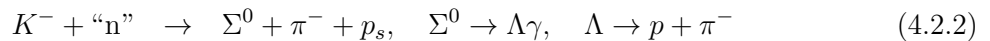
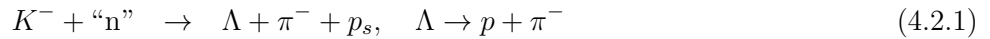
図 4.2 の左に、シグナルである ΣN カスプ生成過程の概略を示している。シグナル過程では、以下の崩壊連鎖を経て、最終的に 3 つの荷電粒子 (p, p, π^-) が生成される。



ここで、 X は ΣN カスプ状態に対応する。反応で生じる散乱 π^- は前方の S-2S スペクトロメータで測定されるため Multiplicity のカウントから除外され、HypTPC で扱うのは崩壊生成物の 3 本 (p, p, π^-) となる。これら 3 つの荷電粒子は、いずれも液体標的から脱出して HypTPC 感度領域に到達するのに十分な運動量を持つため、HypTPC で観測される Multiplicity は原理的に $M_t=3$ となる。一方、背景事象については、図 4.2 の中央および右図に示すように、BG1 (QF- Λ, Σ^0) と BG2 (QF- Σ^+) の 2 つのプロセスに大別される。

BG1: QF- Λ, Σ^0 ($K^- \text{"n"} \rightarrow Y \pi^-$)

この反応では、重陽子中の陽子がスペクテーター (p_s) として振る舞う。反応式上は以下の通り 3 つの荷電粒子 (p, π^-, p_s) が存在する。



しかし、準自由反応の特性上、スペクテーター陽子 p_s は反応前後で運動量をほとんど受け取らず、重陽子内のフェルミ運動量程度の低い運動量 ($\lesssim 200 \text{ MeV}/c$) しか持たない。このような低運動量の陽子は飛程が短く、液体標的やその周辺物質中で停止してしまい、HypTPC の検出領域まで到達しない可能性が高い。その結果、 p_s は検出されず、残りの崩壊生成物 (p, π^-) のみが観測されるため、BG1 の Multiplicity は主に $M_t=2$ として観測される。

BG2: QF- Σ^+ ($K^- + p \rightarrow \Sigma^+ \pi^-$)

この場合、重陽子中の中性子がスペクテーター (n_s) として振る舞う。

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- + n_s, \quad \Sigma^+ \rightarrow n\pi^+ \quad \text{or} \quad p\pi^0 \quad (4.2.3)$$

n_s は電荷を持たないため、HypTPC では検出されず、 Σ^+ の崩壊により生成される荷電粒子は π^+ または p のいずれか 1 つである。したがって、観測される Multiplicity は $Mt=1$ となる。

以上の原理より、HypTPC において $Mt=3$ の事象を選択することで、シグナルを残しつつ、主要な背景事象である QF 反応 (BG1 および BG2) を原理的に排除可能となる。

4.3 Geant4 による E90 シミュレーション

前節で述べた背景事象抑制原理は、QF 反応に伴うスペクテーター陽子がターゲット物質中で停止し、HypTPC で検出されないことを前提としている。この原理に基づく Multiplicity 選別の有効性を定量的に評価するためには、検出器の幾何学的形状や物質質量、粒子のエネルギー損失、そして崩壊過程を詳細に再現したシミュレーションが不可欠である。そこで本研究では、Geant4 を用いた E90 実験のモンテカルロシミュレーションを行った²⁾。

4.3.1 検出器の構築 (Detector Construction)

実験セットアップとして、図 4.3 に示すように、J-PARC K1.8 ビームラインの下流部に設置される HypTPC、および S-2S スペクトロメータを Geant4 上に構築した。

S-2S スペクトロメータ

S-2S スペクトロメータは、実機と同様に四重極磁石 (Q1, Q2) および双極磁石 (D1) を含む磁石系と、飛跡検出器群から構成される。運動量分解能とアクセプタンスの評価に不可欠な磁場分布については、これら全ての磁石に対して行われた精密な磁場測定の結果 [43] に基づいた磁場マップを採用した。これにより、本シミュレーションでは E90 実験の設定値 (励磁電流) に対応する磁場分布を正確に再現している。

HypTPC およびターゲットシステム

HypTPC およびターゲットシステムについては、背景事象抑制の鍵となる低エネルギー粒子の挙動を正しく評価するため、その物質質量分布を詳細に実装した。信号読み出し用のパッド平面の幾何学的配置 (Pad Geometry) を忠実に再現し、飛跡再構成における位置分解能や多重度 (Multiplicity) の評価を実機同様に行えるようにした (図 4.4)。さらに、液体重陽子ターゲットのセル構造、特にビーム窓 (Target Window) およびターゲットホルダー (Target Holder) の形状や材質を実際の設計に基づいて忠実に再現した。これにより、QF 反応から生じる低運動量のスペクテーター陽子が、有感領域に到達する前に物質中でエネルギーを失い、停止する過程が正確にシミュレートされる。

²⁾本シミュレーションのソースコードは以下の GitHub リポジトリにて公開している: <https://github.com/jparc-k18/k18-geant4>

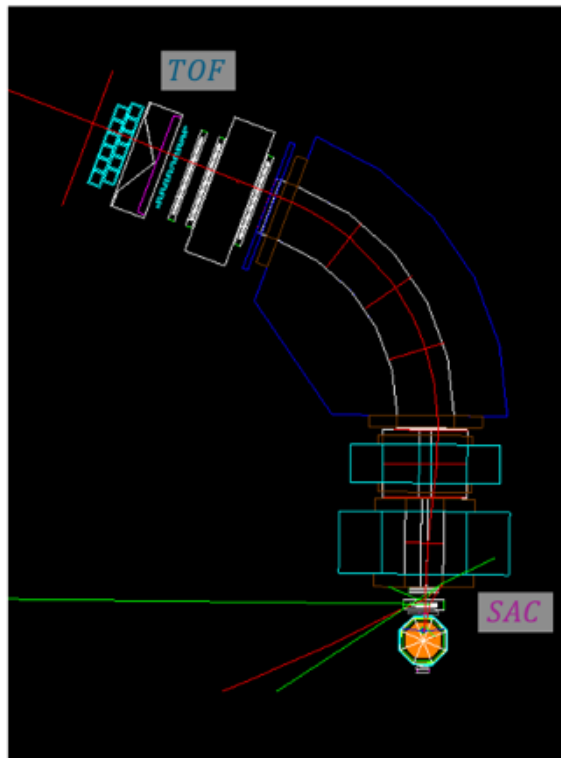


図 4.3: E90 シミュレーションにおける Detector Construction のセットアップ。HypTPC 以降のビームライン下流部と S-2S スペクトロメータ全体が再現されている。ΣN カスプ事象を生成した際の様子を示している。HypTPC 内のターゲットで散乱された π^- (赤線) が SAC を通過し、S2S 磁石によって飛跡が曲げられ、下流の TOF まで届いている様子がわかる。

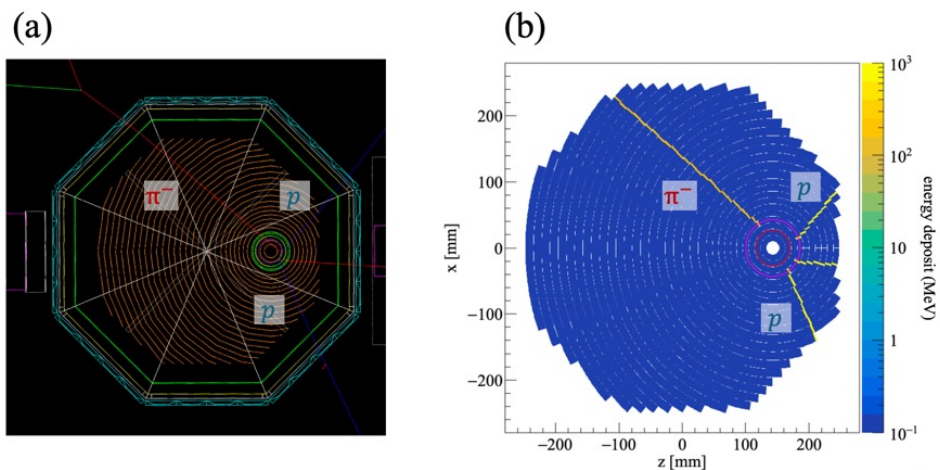


図 4.4: (a)E90 シミュレーションにおいて ΣN カスプ事象を生成した際の HypTPC 内での粒子飛跡の例。(b)(a) において生成されたイベントにおける TPC パッドヒット分布の例。

4.3.2 物理プロセス (Physics Processes)

粒子の相互作用および崩壊を記述する物理リスト (Physics List) として、Geant4 標準のモデルを採用した。

- **電磁相互作用 (Electromagnetic):** 荷電粒子の物質中でのイオン化エネルギー損失、多重クーロン散乱、制動放射などを記述する。
- **崩壊プロセス (Decay):** $\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0$ などの不安定粒子の寿命と分岐比に基づく崩壊を記述する。

4.3.3 事象生成 (Primary Generator)

物理事象の生成プロセスは、入射ビームの生成と、反応および崩壊過程の生成の2段階で構成される。

入射ビームの生成

入射粒子である $1.4 \text{ GeV}/c$ の K^- ビームの反応頂点分布は、実際の実験条件を反映させるため、2024年5月にK1.8ビームラインで実施したトリガーレートのテスト実験におけるビームプロファイルに基づいて決定した (図 4.5)。ビーム軸に垂直な面内 ($x-y$ 平面) の分布には、測定データのフィッティングにより得られたパラメータを使用した。ビーム軸方向 (z) については、ターゲット長さをカバーする範囲で一様乱数に従って生成した。その上で、ターゲット容器内での反応のみを正しく抽出するため、生成された座標点 (x, y, z) が円筒形の液体重陽子ターゲット内部にある場合のみを反応点として採用する棄却法 (Rejection Sampling) を用いた。

カスプ反応の生成

シグナルである ΣN カスプ生成反応 ($K^- d \rightarrow \pi^- X, X \rightarrow \Lambda p$) については、理論的に計算された missing mass スペクトルを確率密度関数として用い、その質量分布に従って事象を生成した。具体的には、以下の項目が計算に考慮されている。

- **形状因子 (Form Factor):** 反応に関与する形状因子 (Form Factor) を導出するため、重陽子の運動量空間波動関数を用いた。これにより、重陽子の空間的な広がりや核内運動量の分布が反応確率に反映される。
- **散乱振幅とカスプ形状:** ΣN 閾値近傍におけるスペクトル形状は、 ΣN および ΛN チャンネル間の遷移を含む散乱振幅によって記述される。本シミュレーションでは、 ΣN 重心系における相対運動量を k 、 ΣN ($T = 1/2, S = 1$) 散乱長を a_s ³⁾ とし、ゼロレンジ近似 (Zero-range

³⁾ 散乱長 a_s には 1.6 節でも触れた、理論値 ($a_s = 2.06 + i4.64 \text{ fm}$) を用いた。この値は文献 [44] にある Nijmegen model-D (ND) に基づいたものであり、複素 k 平面における極の位置から、 $k = -i/a_s$ の関係を用いて導出している。

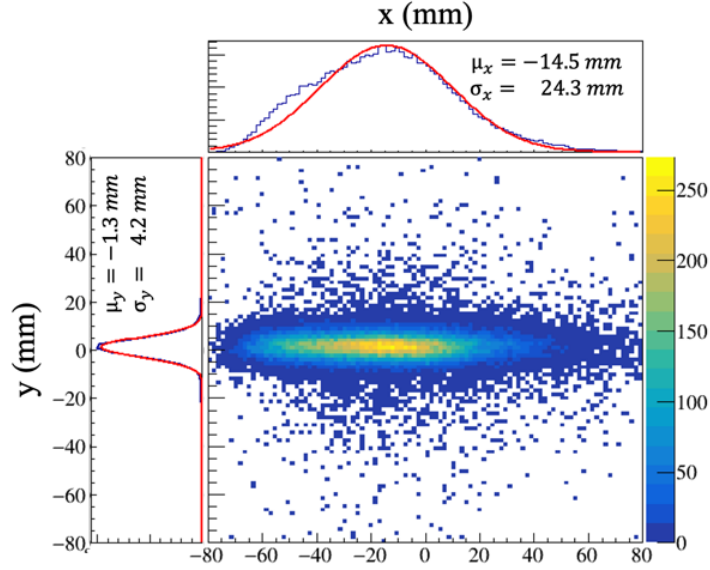


図 4.5: J-PARC K1.8 ビームラインにおいて取得したターゲットにおける beam profile のデータ。本シミュレーションでは、この分布に対するガウス関数フィッティングの結果を用いてビームを生成した。

approximation) を用いた以下の遷移振幅 $f_{\Sigma N \rightarrow \Lambda N}(k)$ を採用した。

$$f_{\Sigma N \rightarrow \Lambda N}(k) = C \frac{\sqrt{\text{Im}(a_s)}}{1 - ika_s} \quad (4.3.1)$$

ここで、 C は素過程の生成断面積などを含む定数因子である。最終的な生成確率は、形状因子とこの振幅を用いて $|F_d(q)|^2 |f_{\Sigma N \rightarrow \Lambda N}(k)|^2$ に比例する、カusp構造を持つ質量分布を導出し、生成点として用いている。

上記の手法で決定された質量 M_X を持つ状態 X は、エネルギー・運動量保存則を満たす位相空間分布に従って Λ と陽子へと崩壊させ、さらに $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ の崩壊連鎖までを記述した。

QF 反応の生成

主要な背景事象である QF 反応 ($K^- N \rightarrow Y \pi^-$) は、インパルス近似 (Impulse Approximation) に基づいて生成した。これは、入射粒子が重陽子全体ではなく、構成要素である個々の核子と瞬間的に反応し、もう一方の核子は反応に関与しないスペクテーターとして振る舞うという近似である。具体的な生成手順は以下の通りである。

1. **フェルミ運動量の生成:** 重陽子内部の核子は静止しておらず、フェルミ運動をしている。本シミュレーションでは、Paris ポテンシャルのパラメトライズに基づく重陽子運動量空間波動関数を用いて、ターゲットとなる核子のフェルミ運動量 \vec{p}_F をサンプリングした。このとき、反応に関与しないスペクテーター核子の運動量は $\vec{p}_s = -\vec{p}_F$ として与えられる。
2. **ハイペロン生成:** 重陽子のような束縛系内の核子と反応する場合、エネルギー保存則を厳密

に満たすためには、ターゲット核子を質量殻外 (Off-shell) の状態として扱う必要がある。本研究では、ターゲット核子のエネルギー E_{target} を、重陽子の静止質量 M_d と、運動量 \vec{p}_s を持つスペクテーター核子のオンシェルエネルギー $E_s = \sqrt{M_s^2 + \vec{p}_s^2}$ を用いて、以下の通り定義した。

$$E_{target} = M_d - E_s \quad (4.3.2)$$

この Off-shell ターゲット核子と入射 K^- との 2 体反応として、 $\Lambda, \Sigma^0, \Sigma^+$ の生成を行った。生成されたハイペロンの崩壊 ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma, \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ 等) についても、同様に運動量保存則を満たす位相空間分布に従って崩壊させた。

トリガー条件とアクセプタンス

生成された事象に対しては、実験のデータ収集条件に則した選別を行った。まず、散乱粒子である π^- が S-2S スペクトロメータのアクセプタンス (前方角度 15 度以内) に入射する事象のみを選別した。さらに、本実験の π^- トリガー条件として想定されている「散乱粒子が SAC (Scattered Aerogel Cherenkov) および TOF (Time-of-Flight) 検出器の両方を通過すること」を要請した⁴⁾。

⁴⁾3 章では Water Cherenkov (WC) の通過条件も含めて議論していたが、Geant4 シミュレーション上の幾何学的配置において、TOF を通過した粒子は直後に設置された WC を必然的に通過するため、本節のシミュレーションにおいては WC の要求の有無による物理的な違いは生じない。そのため、ここでは明示的な WC 条件は課していない。

4.4 HypTPC Multiplicity による背景事象抑制

前節で構築したシミュレーションを用い、HypTPC の飛跡多重度 (Multiplicity, M_t) による背景事象抑制能力の評価を行った。本節では、 M_t の定義、各反応チャンネルにおける分布、および M_t 選別が missing mass スペクトル形状に与える影響について述べる。

4.4.1 Multiplicity の定義

シミュレーションにおける HypTPC の Multiplicity M_t は、実際の実験データ解析における飛跡再構成の条件を考慮し、以下のように定義した。

1. **ヒット数の要求:** HypTPC 内でのヒット数が 4 点以上存在する飛跡のみをカウントする。
これは、実際の飛跡再構成アルゴリズムにおいて、直線トラッキングを行うために最低限必要なヒット数を反映させたものである。
2. **粒子種の選別:** カウント対象とする粒子は、陽子 (proton) または荷電 π 中間子 (π^\pm) とした。実験データにおいては、TPC のエネルギー損失 (dE/dx) 情報を用いることで電子 (e^\pm) などの軽粒子を識別可能であるため、シミュレーション上では真の粒子種情報を用いてこれらを排除した。
3. **一次ビームの除外:** 入射ビームである K^- や、反応に関与せずに通過した一次粒子としての π^- の飛跡は、反応の事象選別に寄与しないため、Multiplicity のカウントから除外した。

以上の条件を満たす飛跡の総数を、その事象における Multiplicity と定義する。原理的には、 ΣN カスプ生成反応 ($K^-d \rightarrow \pi^-(\Lambda p) \rightarrow \pi^-pp\pi^-$) では、反応点から陽子 2 つと π^- 1 つの計 3 つの荷電粒子が発生するため、 $M_t=3$ が期待される。一方、QF 反応ではスペクテーター核子の運動量が小さく、標的物質近辺で停止 (Range-out) しやすいため、 M_t はより小さな値になると予想される。

4.4.2 Multiplicity 分布と事象選別効率

図 4.6 に、シミュレーションで得られた各反応チャンネルにおける Multiplicity 分布を示す。また、各チャンネルにおいて $M_t=2$ および $M_t=3$ 事象の占める割合 (Ratio) を表 4.1 にまとめている。

表 4.1 より、 $M_t=3$ を選択することで、QF- Λ および QF- Σ^0 などの主要な背景事象を 1% 以下まで強力に抑制できることが確認された。特に、QF- Σ^+ については $M_t=2, 3$ ともに極めて低い割合となっているが、これは前節で述べた通り、スペクテーターが中性子であり検出されず、かつ崩壊生成物が 1 つの荷電粒子しか持たないためである。これに対し、シグナルである ΣN カス

プは約 17%残存するため、高い S/N 比での測定が可能となる。一方で、Mt=2 の条件に着目すると、シグナルは約 39%と Mt=3 の 2 倍以上の統計量が期待できるものの、QF 背景事象が 20～30%程度混入してしまうことがわかる。

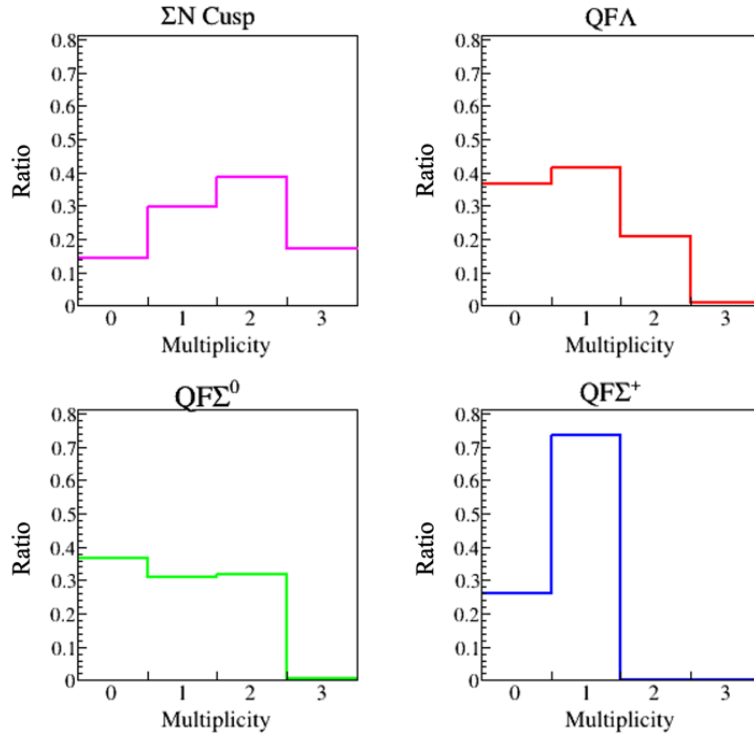


図 4.6: シミュレーションで得た各反応チャンネルにおける HypTPC Multiplicity 分布。

表 4.1: 各反応チャンネルにおける Multiplicity の割合 (Ratio)。誤差は統計誤差を示す。

| Channel | Mt=3 Ratio [%] | Mt=2 Ratio [%] |
|--------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| ΣN Cusp (signal) | 17.3 ± 0.2 | 38.6 ± 0.2 |
| QF- Λ | 0.89 ± 0.02 | 20.9 ± 0.1 |
| QF- Σ^0 | 0.64 ± 0.04 | 31.8 ± 0.3 |
| QF- Σ^+ | $(2.8 \pm 2.8) \times 10^{-4}$ | $(1.4 \pm 0.6) \times 10^{-3}$ |

4.4.3 missing mass スペクトル形状への影響

次に、Mt 選別が観測される missing mass スペクトルの形状に与える影響を評価した。評価にあたっては、生成イベント数を実験で予想される統計量にスケールした上で、本実験でのデザイン値である質量分解能 0.4 MeV (σ) でのスメアリング (Smearing) を行い、統計誤差を含めたスペクトルを作成した。また、より詳細な構造を議論するため、ヒストグラムのビン幅は 0.2 MeV/bin としている。Signal 反応の生成量は、実験 Proposal[17] における見積もり (反応断面積、S2S acceptance、ビーム強度、DAQ 効率などを考慮) に基づき、15 日間のビームタイムで 7.6×10^4 イベント得られるとして計算した⁵⁾。背景事象である QF 反応の統計量については、4.1 節で示した微断面積の比率に基づき、Signal 反応の生成量に対してスケールを行った。

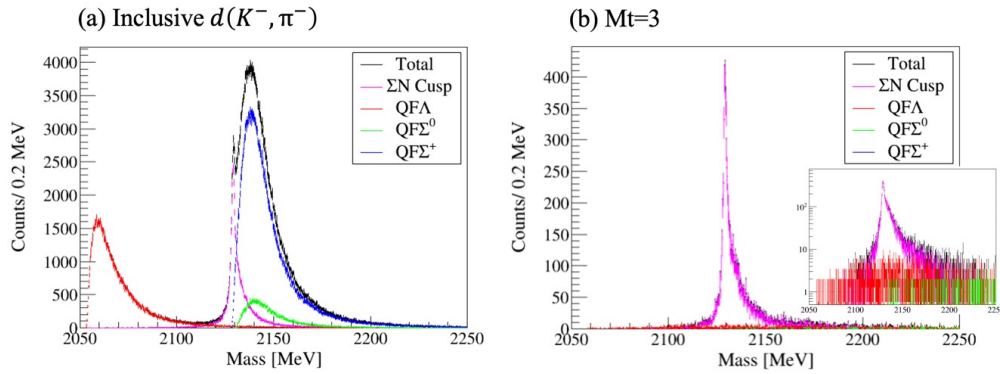


図 4.7: Mt=3 選別前後の missing mass 分布比較。

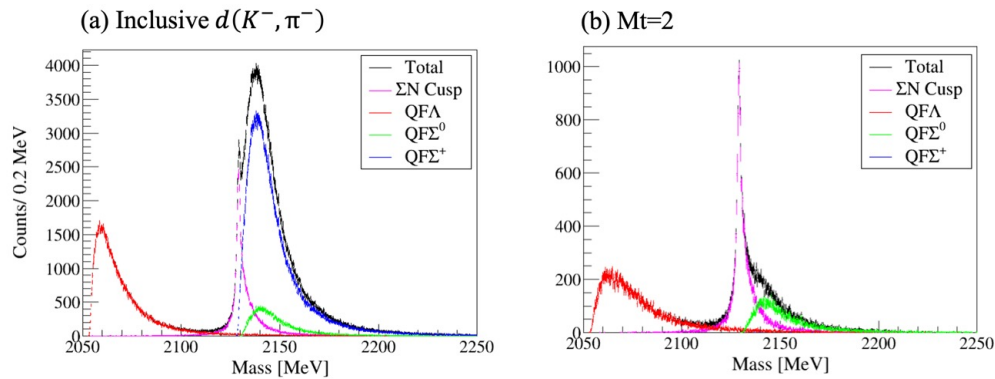


図 4.8: Mt=2 選別前後の missing mass 分布比較。

⁵⁾Inclusive 測定での ΣN カスプの取量 (1 日あたり) の見積もりは、以下の式に基づいている。

$$N = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Delta\Omega_{S2S} \left(\frac{N_{beam} N_A (\rho x)}{A} \right) \epsilon$$

ここで、 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)$ は Eastwood ら [13] の測定から導出された実験室系微断面積 ($127 \mu\text{b/sr}$)、 $\Delta\Omega_{S2S}$ は S-2S のアクセプタンス (50 msr)、 N_{beam} はビーム強度 ($0.5 \times 10^6 K^-/\text{spill}$, 加速器効率 0.9)、 N_A はアボガドロ数、 $A = 2$ はターゲット質量数、 (ρx) は実効ターゲット厚 (ビームサイズやターゲット形状を考慮して 0.54 g/cm^2)、 ϵ は総合効率 (DAQ、解析、 π^- 崩壊等を考慮して 0.5) である。

図 4.7 に Inclusive $d(K^-, \pi^-)$ の missing mass スペクトルと Mt=3 選別後の比較を示す。Inclusive なスペクトルと比較して、Mt=3 選別を適用することで QF 背景事象が強力に抑制され、シグナル成分が顕著に抽出されていることが視覚的にも見て取れる。対して 図 4.8 に示す Mt=2 選別後のスペクトルでは、Mt=3 と比較して高い統計量を保持しているものの、依然として相当量の QF 事象が混入しており、カスプ領域のスペクトル形状を不透明にしている。

ここで重要となるのは、選別によってカスプ形状に歪みが生じていないかという点である。図 4.9 に、シグナル事象における Mt 選別後の missing mass スペクトルと検出効率 (Acceptance) を示す。上段は、選別後の分布に対し、4.3 節で導入した理論的なカスプ生成関数に質量分解能 0.4 MeV のガウス関数を畳み込み (Convolution) してフィッティングを行った結果である。下段は、選別前後のスペクトル比として定義される Acceptance ($= N_{\text{after}}/N_{\text{before}}$) の質量依存性を示している。

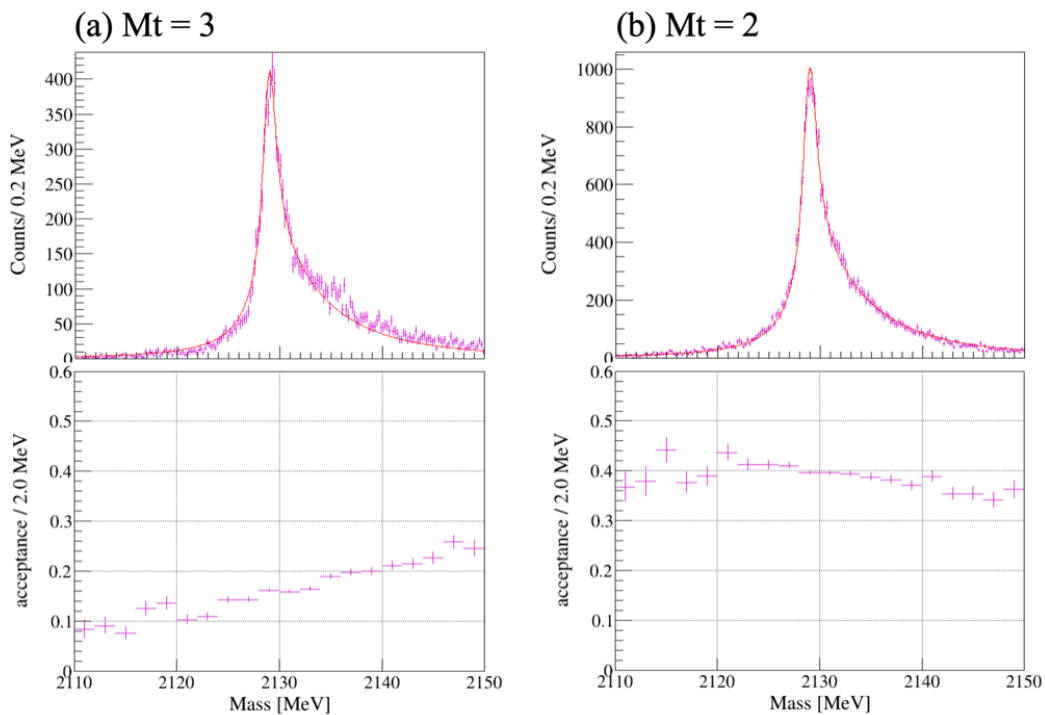


図 4.9: ΣN カスプ事象における選別効率の質量依存性 (左: Mt=3、右: Mt=2)。上段は 0.4 MeV 分解能を考慮したフィッティング結果、下段は Acceptance を示す。ここでは Acceptance の大域的な傾向を確認するため、ビン幅を大きくしている。

Mt=3 を選別した場合 (図 4.9 左)、missing mass が増加するにつれて Acceptance が増大する「形状歪み」が確認できる。これは運動学的な観点から定性的な説明が可能である。 ΣN カスプの質量 (missing mass) が大きいほど、 Q 値が大きくなるため、崩壊生成物である陽子の運動エネルギーが増大する。運動量の大きい陽子は標的容器や周辺物質を貫通して TPC 感度領域に到

達しやすくなるため、高質量側ほど $Mt=3$ として観測される確率が高まる。一方、 $Mt=2$ を選別した場合 (図 4.9 右) は、低質量領域での効率低下が緩和され、Acceptance の質量依存性は比較的平坦となる。

さらに、この形状歪みや背景事象の混入が解析に与える影響を定量的に評価するため、全事象 (Signal + BG) のスペクトルに対して同様のフィッティングを行った。評価にあたっては、統計変動の影響を考慮し、独立にスメアリングを行ったスペクトルに対して 3 回のイテレーションによるフィッティングを実施し、その平均値と標準偏差を求めた。本実験で物理的に最も重要となる ΣN カスプ構造が顕著に現れる $2124 \sim 2139 \text{ MeV}/c^2$ の範囲における「背景事象混入率 (BG Contamination)」と「フィッティング精度 (χ^2/ndf)」の評価結果を表 4.2 に示す。

Inclusive 測定では、全事象に対する背景事象の混入率 (BG Contamination) は $68.22 \pm 0.01\%$ に達するが、 $Mt=3$ 選別を適用することで BG 混入率は $1.77 \pm 0.01\%$ まで強力に抑制されているため、 $\chi^2/ndf = 2.23 \pm 0.19$ と良好なフィッティング結果が得られた。一方、 $Mt=2$ 選別では、シグナル自体の形状歪みは小さいものの、BG 混入率が $10.94 \pm 0.03\%$ と高く、背景事象がスペクトルのベースラインを押し上げている。その結果、シグナル関数単体ではデータを再現できず、 $\chi^2/ndf = 8.93 \pm 0.09$ と乖離の大きな値となった。これは、 $Mt=2$ 選別だけでは S/N 比が不十分であり、単純なスペクトルフィットでは散乱長の精密決定が困難であることを定量的に示している。

表 4.2: 各選別条件における比較。BG 混入率と χ^2/ndf はカスプピーク近傍 ($2124 \sim 2139 \text{ MeV}/c^2$) で評価し、3 回の試行による平均 \pm 標準偏差を示している。

| Condition | Stats. (2050–2250 MeV) | BG Contami. (2124–2139 MeV) | χ^2/ndf (2124–2139 MeV) |
|-----------|---------------------------|--------------------------------|---------------------------------|
| Inclusive | 76,000 | $68.22 \pm 0.01\%$ | — |
| $Mt=3$ | 13,180 | $1.77 \pm 0.01\%$ | 2.23 ± 0.19 |
| $Mt=2$ | 29,369 | $10.94 \pm 0.03\%$ | 8.93 ± 0.09 |

4.4.4 小括と本研究の方針

以上のシミュレーション結果より、以下の結論が得られた。

- **Mt=3 選別:** 背景事象を強力に抑制 (BG Contami. $\approx 1.8\%$) し、高い S/N 比を実現できる一方で、統計量は全体の 20%程度に制限され、かつスペクトル形状に質量依存性が見られる。
- **Mt=2 選別:** Mt=3 と比較して 2 倍以上の統計量が期待でき、スペクトル形状の質量依存性も小さい。しかし、約 11%の背景事象が混入するため、フィッティング精度が著しく悪化する。

本実験の目的である ΣN 散乱長の精密決定には、統計量の最大化とスペクトル形状の正確な理解が不可欠である。そのため、統計量に優れ、かつ形状歪みの少ない Mt=2 の事象を活用することが物理的に最善の方針であると言える。しかし、現状の選別条件では背景事象の混入が多く、これらを効果的に分離する新たな手法が求められる。

分離手法の確立に向け、Mt=2 事象における飛跡情報の詳細を検討する。HypTPC から得られる主要な飛跡情報として、飛跡の方向ベクトル \vec{u} や、粒子の単位長さあたりのエネルギー損失 dE/dx が挙げられる。これらの変数における事象ごとの相関を確認するため、図 4.10 に Mt=2 におけるシグナルおよび背景事象の dE/dx と散乱角 θ の 2 次元相関図を示す。

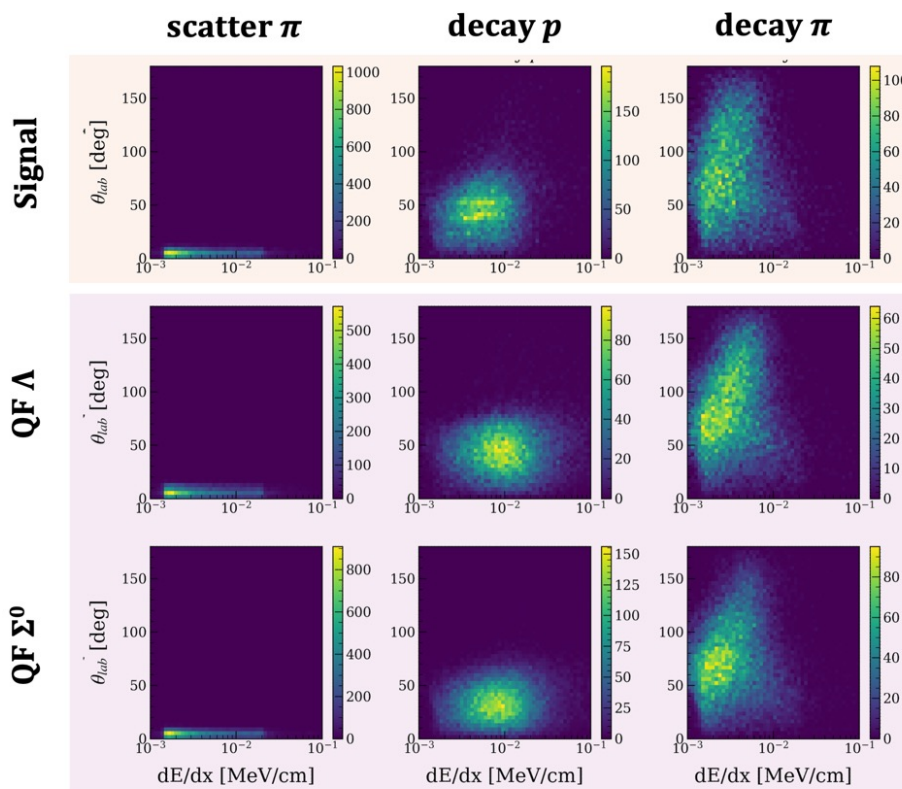


図 4.10: Mt=2 の各反応事象における dE/dx と散乱角 θ の 2 次元相関図。

一例として崩壊陽子に着目すると、シグナルである ΣN カスプ生成反応では、反応の反跳を受ける核子 ($K^-d \rightarrow \pi^-(\Lambda p)$ における p) が標的物質内で静止する程度の低い運動量しか持たない。そのため、エネルギーおよび運動量保存則により、崩壊陽子 ($(\Lambda p) \rightarrow \pi^- p$) には相対的に大きな運動量が分配されることになり、結果として dE/dx は小さくなる傾向を示す。一方で QF 背景事象においては、準自由散乱された Λ が大きな反跳運動量を保持して前方へ放出されやすいため、その崩壊陽子も実験室系において前方に集中し、散乱角 θ が小さくなる運動学的な特性を持つ。

図 4.10 に示す通り、これらの分布には定性的な差異が認められるものの、変数空間上ではシグナルと背景事象が広範囲にわたって重なっている。そのため、特定の変数に対して一律に閾値を設ける従来の選別手法や、各変数が独立であることを前提とした尤度法では、高いシグナル純度を維持しながら統計量を最大限に活用することには限界がある。

そこで本研究では、複数の観測変数の間に潜む非線形な相関関係を高度に学習し、高次元の特徴空間において複雑な識別境界を構築可能な機械学習 (Machine Learning)、特に柔軟な多変量解析を可能とするニューラルネットワーク (Neural Network) を導入した。これにより、従来の手法では困難であった多次元的な相関を利用した事象識別を実現し、高純度かつ高統計なスペクトルに基づく散乱長解析手法の確立を目指す。次節では、本研究で構築した機械学習モデルの詳細および、その識別性能の評価結果について述べる。

4.5 機械学習を用いた事象選別

前節で述べたように、HypTPC の飛跡多重度 (Multiplicity, Mt) を用いた事象選別において、Mt=3 条件は背景事象抑制に極めて有効である一方、統計量が制限され、missing mass スペクトルの形状に質量依存性 (歪み) を生じさせることが課題であった。対照的に、Mt=2 条件は Mt=3 の約 2 倍の統計量が期待でき、スペクトル形状への影響も軽微であるという利点を持つが、準自由 (QF) 反応由来の背景事象が多く混入するため、S/N 比が悪化する。

そこで本研究では、Mt=2 のイベントに対して、ニューラルネットワーク (Neural Network; NN) を用いた高度な事象選別を適用することで、統計量を維持しつつ背景事象を効果的に除去する手法を開発した。以下に、その原理と実装、および性能評価の詳細を述べる。

なお、NN の実装と学習には PyTorch を使い、Python 環境上で CPU 計算を実行した⁶⁾。また、QF 反応のうち QF- Σ^+ については、前節表 4.1 で示した通り Mt=2 として観測される割合が極めて低く (~0%)、主要な背景事象とはならないため、本節の機械学習モデルの学習データからは除外している。

4.5.1 ニューラルネットワークの基礎原理

機械学習 (Machine Learning) は、データからパターンや規則性を学習し、未知のデータに対して予測や判断を行う手法の総称であり、近年は多くの自然科学分野で応用が定着しつつある。その中でもニューラルネットワークは、機械学習、とりわけ深層学習の中核を成すモデルで、人間の脳神経回路網の挙動を模倣した多層構造 (入力層・中間層 [隠れ層]・出力層) を持つ。各層は多数の「ニューロン (ノード)」で構成され、データの特徴を非線形に変換することで、複雑な識別境界を学習する能力を備える。

順伝搬 (Forward Propagation)

隣接する層のニューロン間は「重み (Weight)」によって結合されている。ある層 l の j 番目のニューロンへの入力総和 $u_j^{(l)}$ は、前層 $l-1$ の出力 $y_i^{(l-1)}$ と結合重み $w_{ji}^{(l)}$ 、およびバイアス $b_j^{(l)}$ を用いて次式で表される。

$$u_j^{(l)} = \sum_i w_{ji}^{(l)} y_i^{(l-1)} + b_j^{(l)} \quad (4.5.1)$$

⁶⁾本シミュレーションのソースコードは以下の GitHub リポジトリにて公開しており、詳細はそちらを参照されたい:
<https://github.com/hytpc/E90ML>

この入力総和に対し、非線形変換を行う「活性化関数 (Activation Function)」を適用することで、当該ニューロンの出力 $y_j^{(l)}$ が決定される。

$$y_j^{(l)} = h(u_j^{(l)}) \quad (4.5.2)$$

本研究では、中間層の活性化関数として、勾配消失問題を回避し学習を効率化するために、近年広く用いられている **ReLU (Rectified Linear Unit)** 関数を採用した。

$$h_{\text{ReLU}}(x) = \max(0, x) \quad (4.5.3)$$

また、出力層には二値分類 (Signal または Background) の確率を出力するため、値を (0, 1) の範囲に収める **Sigmoid** 関数を用いた。

$$h_{\text{Sigmoid}}(x) = \frac{1}{1 + e^{-x}} \quad (4.5.4)$$

入力データは、これらの計算を経て出力層へと順次伝搬し、最終的な予測値 \hat{y} が得られる。

損失関数 (Loss Function)

学習の目的は、モデルの出力 \hat{y} と真のラベル y (Signal=1, Background=0) との誤差を最小化することである。この誤差を定量化するために、二値分類に適した **Binary Cross-Entropy (BCE)** 損失関数を用いた。データ数 N に対する損失 L は以下のように定義される。

$$L(w) = -\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [y_n \log \hat{y}_n + (1 - y_n) \log(1 - \hat{y}_n)] \quad (4.5.5)$$

ここで y_n は n 番目のデータの正解ラベル、 \hat{y}_n はモデルによる予測確率である。この関数は、正解ラベルに対する予測確率の対数尤度を最大化することと等価である。

誤差逆伝搬法 (Backpropagation)

損失関数 L を最小化する重み w を求めるために、勾配降下法を用いる。重みの更新量を知るには、損失関数の各重みに対する勾配 $\frac{\partial L}{\partial w}$ が必要となる。多層ネットワークにおいてこれを効率的に計算する手法が誤差逆伝搬法である。連鎖律 (Chain Rule) を用いることで、出力層から入力層に向かって勾配を逐次的に計算できる。

$$\frac{\partial L}{\partial w_{ji}^{(l)}} = \frac{\partial L}{\partial y_j^{(l)}} \cdot \frac{\partial y_j^{(l)}}{\partial u_j^{(l)}} \cdot \frac{\partial u_j^{(l)}}{\partial w_{ji}^{(l)}} \quad (4.5.6)$$

ここで $\frac{\partial u_j^{(l)}}{\partial w_{ji}^{(l)}} = y_i^{(l-1)}$ であるため、上流からの勾配情報 $\frac{\partial L}{\partial y_j^{(l)}}$ を用いて、各層のパラメータの勾配を計算可能となる。

最適化アルゴリズム

最適化には様々な手法が存在する。最も広く使われている基本形は **確率的勾配降下法 (SGD)** であり、各ステップで

$$w_t = w_{t-1} - \eta \nabla L(w_{t-1}) \quad (4.5.7)$$

のように学習率 η と勾配に従って一様ステップで更新する。単純で広く使われる一方、学習率のチューニングに敏感で、谷間での振動や収束の遅さが課題となる。

これに対し、本研究ではより安定な **Adam (Adaptive Moment Estimation)** を採用した。Adam は SGD にモメンタムと適応的学習率を組み合わせ、勾配の移動平均とその二乗の移動平均を用いて更新量を調整する。時刻 t における勾配を g_t とすると、第 1 次モーメント推定値 m_t と第 2 次モーメント推定値 v_t は次式で更新される。

$$m_t = \beta_1 m_{t-1} + (1 - \beta_1) g_t \quad (4.5.8)$$

$$v_t = \beta_2 v_{t-1} + (1 - \beta_2) g_t^2 \quad (4.5.9)$$

ここで β_1, β_2 は減衰率である。バイアス補正を行った推定量 \hat{m}_t, \hat{v}_t を用いて、パラメータ w は以下のように更新される。

$$w_t = w_{t-1} - \eta \frac{\hat{m}_t}{\sqrt{\hat{v}_t + \epsilon}} \quad (4.5.10)$$

η は学習率 (Learning Rate) である。このモメンタム機構により、鞍点 (Saddle Point) や局所解からの脱出が容易となり、学習率の設定に対しても安定で、収束性に優れ、効率的な学習が可能となる。

4.5.2 モデルの実装

入力変数の選定

学習モデルへの入力には、HypTPCにおいて検出される飛跡情報を用いた。各飛跡について、方向ベクトル (u_x, u_y, u_z) およびエネルギー損失 dE/dx の4変数を用い、計 $4 \times 3 = 12$ 次元を入力とした。ニューラルネットワークにおいて、入力ノードの割り当てを固定することは学習の安定性に不可欠である。そこで本研究では、以下のルールに従って3本の飛跡を Track0, Track1, Track2 にソートした。

- **Track 0:** S-2S スペクトロメータで同定された π^- と運動学的に相関を持つ (Vertex 一致など) 飛跡を割り当てる。これは散乱 π^- として一意に同定される。
- **Track 1, Track 2:** 残る2本 (崩壊生成物候補) については、 dE/dx の大きさをソートを行って入力する。

$$(dE/dx)_{\text{Track1}} < (dE/dx)_{\text{Track2}} \quad (4.5.11)$$

なお、 dE/dx の算出にはトランケーテッド平均 (Truncated Mean) を用いた。薄いガス層でのエネルギー損失はランダウ分布に従い、時折非常に大きな値をとるロングテールを持つため、単純平均では統計的に不安定となる。そこで、各トラックのヒット情報の dE/dx 値のうち、上位30%を棄却して平均をとることで、外れ値の影響を排除し、安定した指標を得るようにした。図4.11に、各粒子における dE/dx (トランケーテッド平均) の分布を示す。

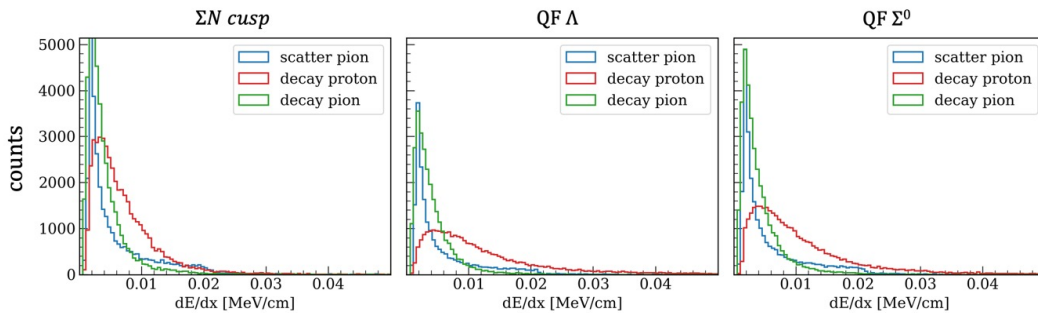


図 4.11: シグナル反応と背景事象 ($QF\Lambda$ および $QF\Sigma^0$) における dE/dx (Truncated Mean) 分布。全体として崩壊陽子は崩壊 π 中間子と比較して dE/dx が大きい傾向にある。特に QF 反応由来の陽子は低運動量成分を多く含むため、より大きな dE/dx のテールを持つという特徴の違いが見られる。

一般に崩壊 π は崩壊陽子よりも dE/dx が小さい。このソート手法の有効性を検証するため、各トラックに割り当てられた真の粒子種の分布を図4.12に示す。図中の棒グラフはそれぞれ、

Track 0 (青)、Track 1 (緑)、Track 2 (赤) として割り当てられた粒子の内訳を表している。この図から明らかなように、全ての反応チャンネルにおいて、Track 0 には散乱 π^- が、Track 1 には崩壊 π^- が、そして Track 2 には崩壊陽子が、それぞれ一意に割り当てられている様子が見て取れる。実際にシミュレーションの真理値を用いて評価した結果、Track 2 に陽子が正しく割り当てられる確率は 99% 以上であることが確認された。

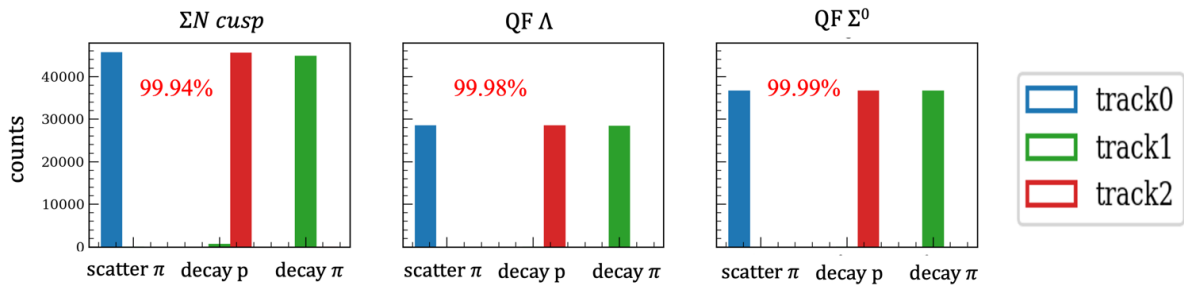


図 4.12: dE/dx によるソート後に各トラック (Track 0, 1, 2) に割り当てられた粒子種の分布。横軸は粒子の種類を表し、各バーの色は割り当てられたトラックを示す。いずれの反応においても、Track 2 (赤) が崩壊陽子 (Decay proton) に、Track 1 (緑) が崩壊 π (Decay pion) に 99% 以上の確率で正しく分類されていることがわかる。

このソート手法により、ニューラルネットワークの入力ノードにおける粒子種の混在が解消される。結果として、モデルは Track 2 を「陽子」、Track 1 を「 π 中間子」として明確に認識した上で、それぞれの粒子に固有の運動学的特徴や相関を効率的に学習することが可能となる。

データの前処理

ニューラルネットワークの学習において、入力変数のスケール (標準化) は極めて重要である。本研究の入力データは、方向余弦 (u_x, u_y, u_z) が $-1 \sim 1$ の範囲を取るのに対し、 dE/dx は数 keV/cm \sim 数十 keV/cm という大きな値を持つ。このように変数のスケール (大きさの単位) が極端に異なると、損失関数の等高線が楕円状に引き伸ばされ、勾配降下法による探索が不安定化し、学習の収束が著しく遅くなったり、局所解に陥ったりする原因となる。これを防ぐため、全ての入力変数に対して標準化 (Standardization) を行った。学習データ全体の平均を μ 、標準偏差を σ としたとき、各データ x を以下のように変換する。

$$z = \frac{x - \mu}{\sigma} \quad (4.5.12)$$

この処理により、全ての入力変数は平均 0、分散 1 の分布に変換され、重みの更新が均等に行われるようになるため、学習の安定性と速度が向上する。

不均衡データへの対策

本実験データにおいては、目的とする Signal 事象に対して Background 事象の数が圧倒的に多い「不均衡データ (Imbalanced Data)」の問題がある。通常の損失関数を用いて学習を行うと、数の多い Background を正解することに最適化されてしまい、少数の Signal を見逃す (全て Background と判定してしまう) モデルになりがちである。この対策として、損失関数の計算時にクラスごとの重み付け (Class Weighting) を行った。具体的には、データ数の少ない Signal クラスの損失に対する重みを大きく、Background クラスの重みを小さく設定することで、モデルが Signal の誤分類に対してより敏感になるように設計した。

過学習の抑制

ニューラルネットワークは表現力が高いため、学習を進めすぎると、学習データに含まれるノイズまで学習してしまう「過学習 (Overfitting)」が発生する。過学習が起きると、未知のデータに対する汎化性能が低下する。これを防ぐため、学習用データ (Train) とは別に、学習には使用しない検証用データ (Validation) を用意した。エポック (学習の反復) ごとに検証用データに対する F1 スコアを計算し、この F1 スコアが改善しなくなった時点で学習を強制終了する **Early Stopping** を導入した⁷⁾。これにより、最も汎化性能が高い状態のモデルを採用することが可能となった。

4.5.3 ハイパーパラメータの最適化

ニューラルネットワークの性能は、層の数、ノード数、学習率、ドロップアウト率といった「ハイパーパラメータ」の設定に強く依存する。これらのパラメータの最適な組み合わせは自明ではなく、手動での調整は困難である。そこで本研究では、ベイズ最適化に基づく自動探索フレームワーク **Optuna** を導入した [45]。

ベイズ最適化による探索原理

従来のグリッドサーチやランダムサーチは、パラメータ空間を無作為あるいは等間隔に探索するため、探索空間が広大になると計算コストが指数関数的に増大するという問題があった。これに対し、ベイズ最適化 (Bayesian Optimization) は、過去の試行結果 (観測データ) に基づいて、目的関数の形状を確率モデル (代理モデル) として推定し、次に探索すべき「有望な」パラメータを効率的に決定する手法である。

ベイズ最適化の核心は、以下の 2 つの指針のバランスをとることにある。

⁷⁾ 一般には検証損失を監視することが多いが、本研究では不均衡データにおける Signal 検出の純度・効率のバランスが最重要であるため、最終評価指標である F1 スコアと同一の指標で早期停止を行った。検証損失が改善しても F1 スコアが頭打ちになる場合があり、実用性能に直結する指標を優先した。

1. **活用 (Exploitation):** 過去に良い結果が得られた領域周辺を重点的に探索し、局所的な最適解を見つけ出す。
2. **探索 (Exploration):** まだ探索されていない、不確実性の高い領域を探索し、大域的な最適解を見逃さないようにする。

獲得関数 (Acquisition Function) と呼ばれる評価関数を用いて、これらを数理的に最適化することで、少ない試行回数で効率的に最適解へと収束させることが可能となる。Optuna では、この確率モデルの構築に TPE (Tree-structured Parzen Estimator) と呼ばれるアルゴリズムを用いており、条件付き確率分布の比を最大化するように探索を進める。

探索設定と結果

計算コストを抑えつつ効率的な探索を行うため、全学習データの 1% (Fraction = 0.01) をランダムサンプリングして探索に使用した。試行回数 (n_trials) は 100 回とし、最大化すべき指標として検証用データの F1 スコアを用いた。探索範囲 (Search space) の設定を表 4.3 に示す。

表 4.3: Optuna によるハイパーパラメータの探索空間と最適値

| Hyperparameter | Search space | Best value |
|------------------|---------------------------------------|----------------------|
| Batch Size | [256, 512, 1024] | 256 |
| Number of Layers | Integer [3, 8] | 8 |
| Hidden Units | Integer [256, 1024] | 737 |
| Dropout Rate | Float [0.1, 0.5] | 0.16 |
| Learning Rate | Log-uniform [10^{-4} , 10^{-2}] | 4.6×10^{-3} |

また、探索の履歴とパラメータの重要度を図 4.13 に示す。図より、試行回数を重ねるごとに目的関数の値が向上していること、および学習率や隠れ層のユニット数がモデル性能に大きな影響を与えていることが確認できる。探索の結果、得られた最適なハイパーパラメータの組み合わせは表の最右列に示す通りであり、本番の学習ではこれらを採用した。

4.5.4 学習結果とモデルの評価

モデルの性能評価において、最も一般的な指標は正解率 (Accuracy) であるが、本研究のようにクラス間に著しい偏りがある「不均衡データ」においては、Accuracy は適切な指標とならない場合がある。例えば、データの 99% が Background で 1% が Signal である場合、モデルが「全てのデータを Background である」と予測してしまっても、Accuracy は 99% という高い値を示してしまう。これでは、目的である「希少な Signal の発見」は達成できない。

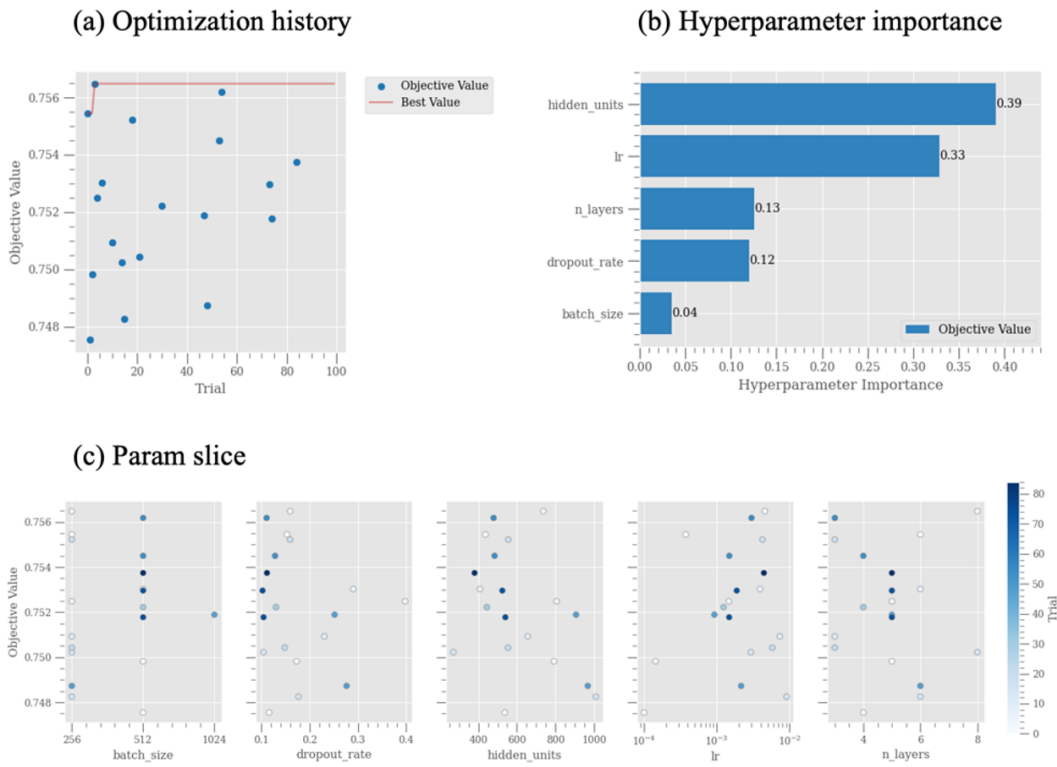


図 4.13: Optuna によるハイパーパラメータ探索の結果。(a) 試行回数に対する目的関数の履歴。(b) 各パラメータの重要度。(c) パラメータと目的関数の相関関係。色は試行回数を示す。

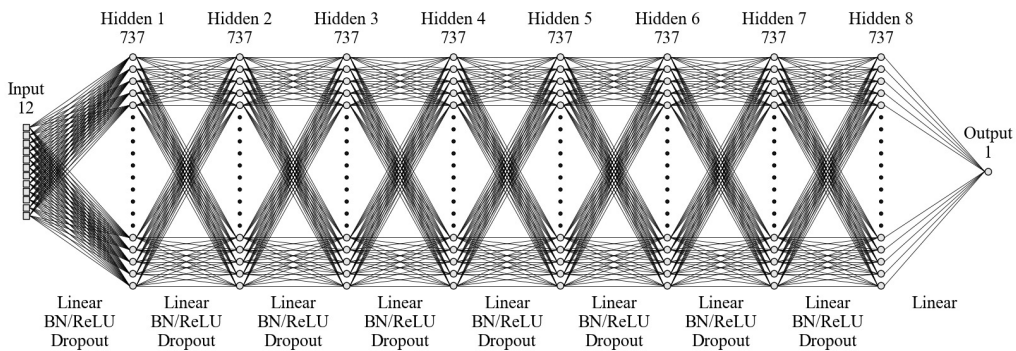


図 4.14: Optuna によるハイパーパラメータチューニングを経て構築されたニューラルネットワークモデルの構造。それぞれの結合層において Batch Normalization と ReLU 活性化、Dropout が適用されている。

そこで本研究では、**適合率 (Precision)** と **再現率 (Recall)**、およびその調和平均である **F1 スコア** を評価指標として採用した。まず、Precision と Recall は以下の式で定義される。

$$\text{Precision} = \frac{\text{TP}}{\text{TP} + \text{FP}}, \quad (4.5.13)$$

$$\text{Recall} = \frac{\text{TP}}{\text{TP} + \text{FN}} \quad (4.5.14)$$

ここで TP (True Positive)、FP (False Positive)、FN (False Negative) はそれぞれ真陽性・偽陽性・偽陰性の事例数を表している。つまり、Precision は「選別したデータのうち真に Signal である割合 (純度)」、Recall は「真の Signal のうち正しく選別できた割合 (検出効率)」を意味している。これらの変数を用いて F1 は以下の式で定義される。

$$\text{F1} = 2 \times \frac{\text{Precision} \times \text{Recall}}{\text{Precision} + \text{Recall}} \quad (4.5.15)$$

Precision と Recall はトレードオフの関係にあり、F1 スコアは両者のバランスを評価する指標となっている。この指標を用いることで背景事象 (FP) を抑制しつつシグナルの取りこぼし (FN) を防ぐバランスの取れたモデルを構築することが可能になる。学習曲線 (Loss と F1 スコア) の推移を図 4.15 に示す。訓練データと検証データの間でスコアに大きな乖離は見られず、過学習の兆候は確認されなかった。検証用データに対する F1 スコアの改善が止まった時点で Early Stopping が発動し、最適なエポックで学習を終了できていることが確認できる。

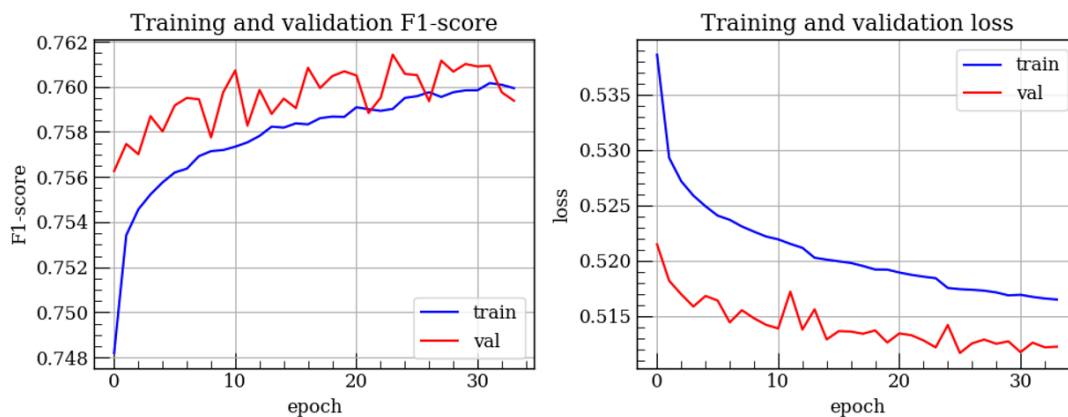


図 4.15: 学習過程における F1 スコアと損失関数 (BCE) の推移

4.5.5 SHAP によるモデルの解釈

ディープラーニングモデルはいわゆる「ブラックボックス」になりがちであるが、物理実験においては選別の根拠を理解することが極めて重要である。本研究では、協力ゲーム理論に基づくモデル解釈手法である SHAP (SHapley Additive exPlanations) [46] を用いた。

SHAP は、あるインスタンスの予測値に対する各特微量の寄与度 (Shapley Value) を算出する。Shapley Value は、ある特微量 i が特微量の集合 (提携 S) に追加されたときの予測値の変化量 (限界寄与) $f(S \cup \{i\}) - f(S)$ を、可能なすべての提携パターンについて加重平均したものである。

$$\phi_i = \sum_{S \subseteq F \setminus \{i\}} \frac{|S|!(|F| - |S| - 1)!}{|F|!} [f(S \cup \{i\}) - f(S)] \quad (4.5.16)$$

ここで F は全特微量の集合である。この値 ϕ_i が正であれば、その特微量はモデルの出力を「Signal らしい」と判定する方向に押し上げ、負であれば「Background らしい」と判定する方向に押し下げたことを意味する。

解析の結果、モデルの判断に最も大きく貢献していたのは Track 2 (崩壊陽子候補) のエネルギー損失 $t2_dedx$ であり、次いで同粒子の方向ベクトルにおけるビーム軸成分 $t2_uz$ であった。Summary Plot (図 4.16(a)) を詳細に読み取ると、以下の物理的解釈が可能である。

- $t2_dedx$ が比較的小さい領域において、SHAP 値は正 (Signal 判定) に寄与している。これは、QF 反応由来の低運動量 (高 dE/dx) 陽子を効果的に識別し、シグナル由来の陽子成分を抽出していることを意味する。
- $t2_uz$ の値が大きい領域、すなわち陽子の散乱角 θ が小さい領域において、Background 判定への寄与が大きい。前節で述べた通り、QF 背景事象では陽子が前方に集中 (θ が小さい) する特性を持つため、モデルはこの運動学的な差異を正確に捉えていると言える。

これらは 4.4.4 節で定性的に述べた物理的な傾向と一致しており、モデルが物理的に妥当な判断基準を学習できていることを示している。特筆すべきは、これら個別の変数のみでは分布が大きく重なりカット選別が困難であったのに対し、Neural Network は他の方向成分 ($t0_uy$, $t2_ux$ 等) を含めた多次元的な相関を有機的に捉えることで、Mt=2 のような複雑なデータセットに対しても高度な選別を実現している点である。

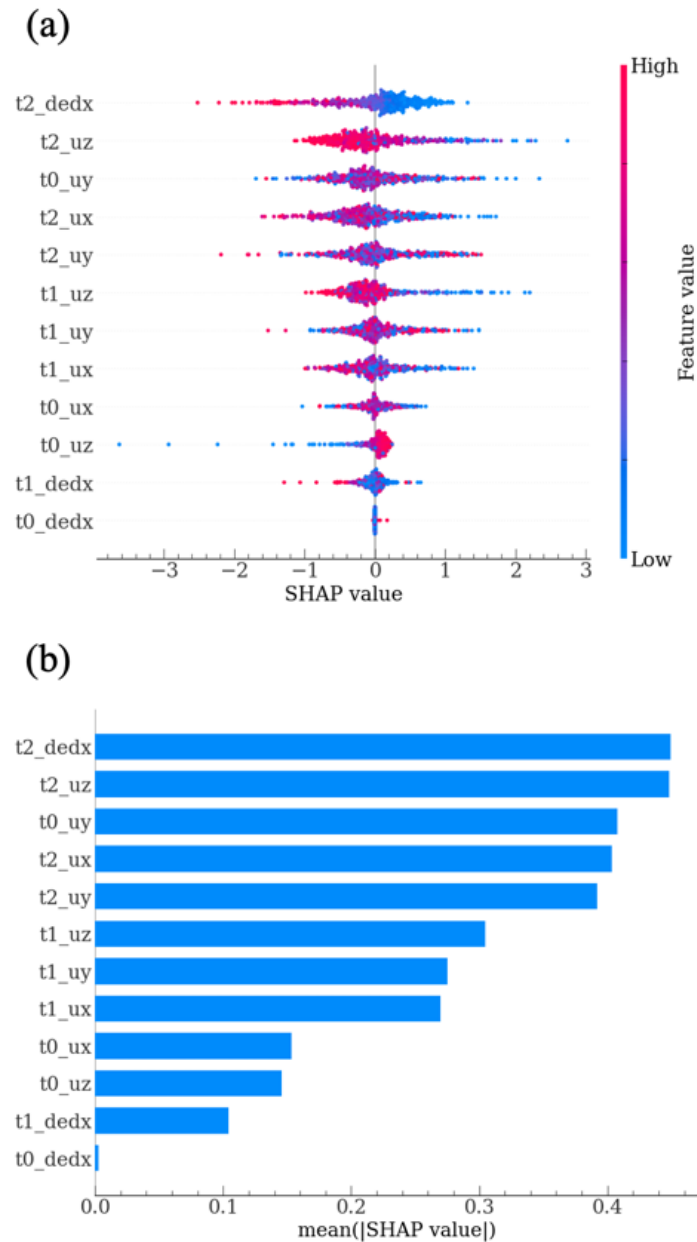


図 4.16: SHAP による特徴量重要度の可視化。(a) Summary Plot。各特徴量における SHAP 値の分布を示す。横軸は SHAP 値を表し、正の値ほど Signal 判定、負の値ほど Background 判定に寄与することを意味する。各点は 1つの事象に対応し、色は特徴量の値を表す（赤：高い、青：低い）。(b) Bar Plot（棒グラフ）。各特徴量の SHAP 値の絶対値平均（貢献度）を示している。図では、この貢献度が大きい特徴量から順に上から並べられている。

4.5.6 事象選別性能の評価

閾値の最適化と選別性能

モデルが出力する Signal 確率 (スコア) に対して閾値 (Threshold) を設定することで、最終的な事象選別を行う。この際、Efficiency (シグナル残存率) と Purity (選別後のシグナル純度) はトレードオフの関係にある。Threshold を高く設定すれば Purity は向上するが、Efficiency は低下し統計量が失われる。

本実験においては、Cusp 構造を鮮明に観測するために Purity の向上が重要であるが、同時にフィッティングに必要な統計量を維持する必要がある。検証の結果、Threshold = 0.8⁸⁾ に設定することで、以下の性能を達成できることが分かった。

- **Efficiency:** $\approx 50\%$ 。これにより、選別後の統計量は約 14,600 イベントとなり、Mt=3 条件で得られる約 13,200 イベントと同等以上の統計量を確保できる。
- **Purity:** $\approx 85\%$ 。背景事象の大半を除去し、高い S/N 比を実現できる。特に、前節で定義したカusp領域 (2124 ~ 2139 MeV/ c^2) における背景事象混入率 (BG Contamination) は約 2.1%まで抑制されており、Mt=3 条件 (1.8%) に匹敵する高い純度を達成している。

この設定は統計量と純度のバランスに優れており、本解析における最適値として採用した。

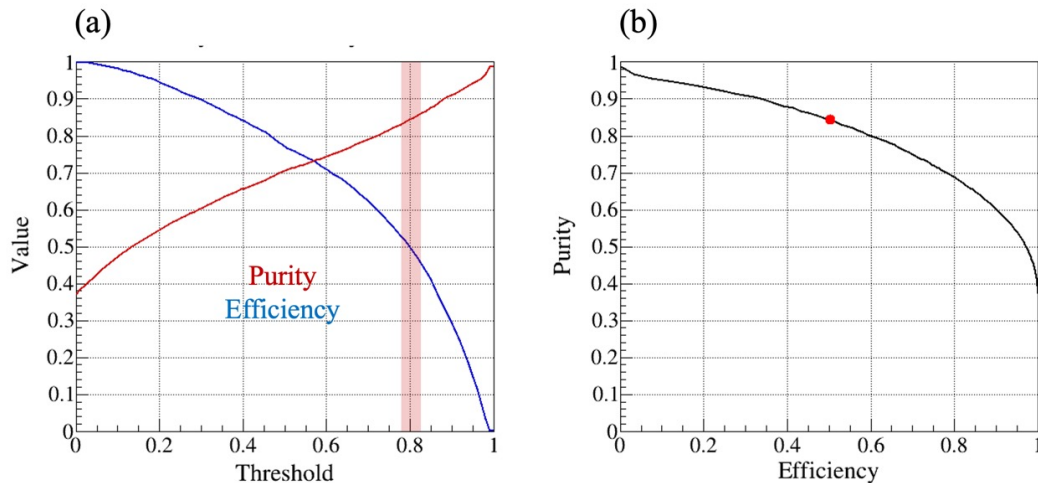


図 4.17: (a) threshold の値に対する efficiency と purity の関係。 (b) efficiency と purity の 2 次元相関を示した ROC 曲線。今回選んだ threshold=0.8 の点を赤で表示している。

⁸⁾ 閾値を 0.5, 0.65, 0.8 と設定した場合の詳細な比較は付録 A 章にまとめている。

実際の選別結果とフィッティング

決定した閾値に基づき、実際のデータに対して選別を行った結果を図 4.18 に示す。図から明らかのように、機械学習適用後は QF 反応などの背景事象が劇的に抑制され、Signal 成分が明瞭に残っていることが確認できる。質量が小さい領域 (2050 ~ 2100 MeV/c² 付近) には QFΛ 成分がわずかに残存しているが、本研究で最も重要な Cusp 生成閾値付近の形状は良好に保たれている。

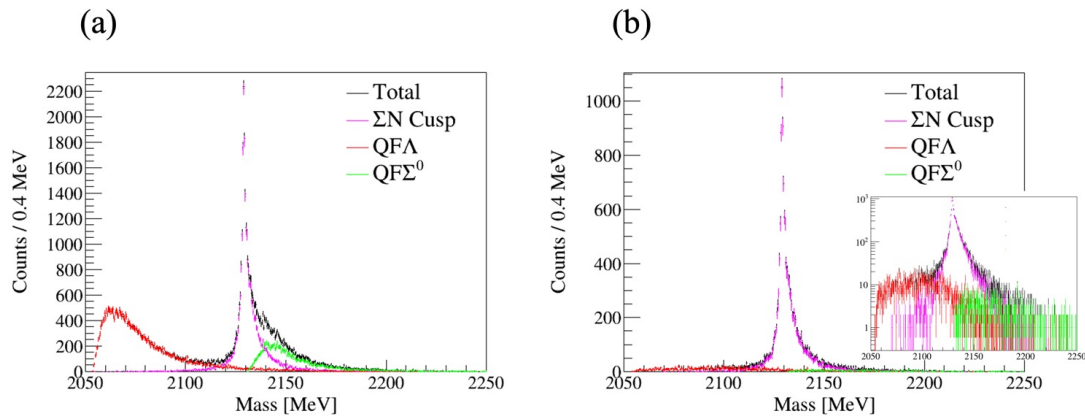


図 4.18: (a) Multiplicity=2 における missing mass 分布。 (b) 機械学習に基づいてシグナル選別を行った後の missing mass 分布。 threshold は 0.8 に設定している。

次に、各選別手法における有効性を定量的に評価するため、選別後の missing mass 分布に対し、4.3 節で導入したカusp生成関数を用いたフィッティングを行った。その結果を図 4.19 に示す。なお、フィッティングは構造が顕著なカuspピーク近傍 (2124 ~ 2139 MeV/c²) の範囲で行った。また、表 4.4 は、各条件における統計量、背景事象の混入率 (BG Contamination)、およびフィッティングの指標となる χ^2/ndf をまとめたものである。

前節で述べた通り、Multiplicity 選別を行わない場合、同領域における BG 混入率は約 68% に達し、シグナル構造の観測は困難であった。Mt=2 選別のみの場合でも 11% 程度の背景事象が残存しており、これがフィッティング精度の悪化における主因となっていた。一方、今回開発した機械学習選別 (Mt=2+ML) を適用することで、BG 混入率は約 2.1% まで劇的に低減された。この値は Mt=3 条件 (約 1.8%) に匹敵する極めて高い純度であり、機械学習が QF 反応由来の背景事象を効果的に除去できていることを示している。

また、統計量 (2050 ~ 2250 MeV/c²) に着目すると、Mt=2+ML 条件は Mt=3 条件 (13,180 イベント) と同等以上の 14,645 イベントを確保できている。

さらに、フィッティング精度は $\chi^2/ndf = 1.44 \pm 0.06$ となり、機械学習なしの Mt=2 条件 (≈ 8.9) から劇的に改善しただけでなく、Mt=3 条件 (≈ 2.2) をも上回る極めて良好な再現性を

示した。このように、独立な事象群である $M_t=3$ と $M_t=2+ML$ を併用することで、高い S/N 比を維持したまま、従来手法と比較して約 2 倍の統計量を確保することが可能となる。これは、稀少事象の探索を行う本実験において極めて重要な成果であると言える。

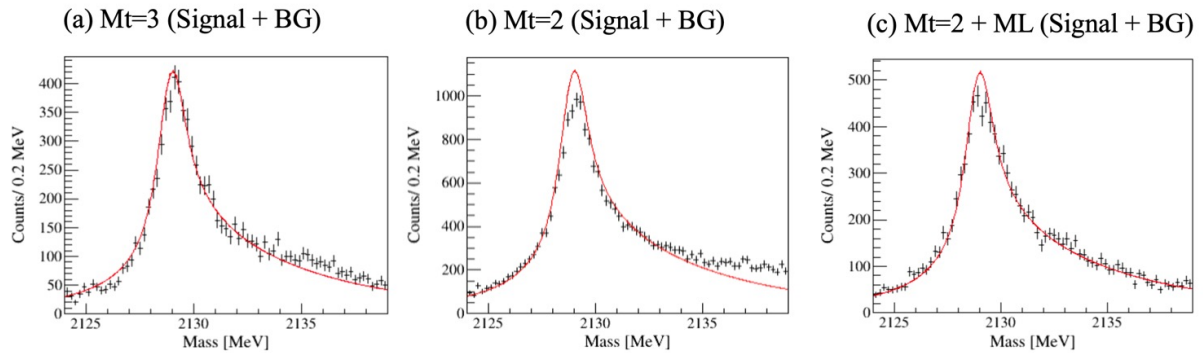


図 4.19: 各手法 ((a): $M_t=3$, (b): $M_t=2$, (c): $M_t=2+ML$) による選別後の missing mass 分布。赤線はカスプ生成関数によるフィッティング結果を示す。 $M_t=2+ML$ の手法では、統計量を維持しつつ $M_t=3$ と同等以上に良好な再現性が得られていることがわかる。

表 4.4: 各条件におけるシグナル統計量、BG 混入率、および χ^2/ndf の比較。値は 3 回の試行による平均 \pm 標準偏差である。BG 混入率と χ^2/ndf はカスプピーク近傍 (2124 ~ 2139 MeV/ c^2) で評価した。

| Condition | Stats. (2050–2250 MeV) | BG Contami. (2124–2139 MeV) | χ^2/ndf (2124–2139 MeV) |
|--------------|---------------------------|--------------------------------|---------------------------------|
| Inclusive | 76,000 | $68.22 \pm 0.01\%$ | — |
| $M_t=3$ | 13,180 | $1.77 \pm 0.01\%$ | 2.23 ± 0.19 |
| $M_t=2$ | 29,369 | $10.94 \pm 0.03\%$ | 8.93 ± 0.09 |
| $M_t=2 + ML$ | 14,645 | $2.10 \pm 0.02\%$ | 1.44 ± 0.06 |

スペクトル形状へのバイアスの検証

機械学習選別が Signal の物理形状を歪めていないかを確認するため、選別前後のシグナル事象の比 (Acceptance) を評価した (図 4.20)。Mt=3 条件では Acceptance に顕著な右上がりの依存性 (形状歪み) が見られたのに対し、Mt=2 + ML 条件ではそのような質量依存性は認められず、極めて平坦な特性を示している。

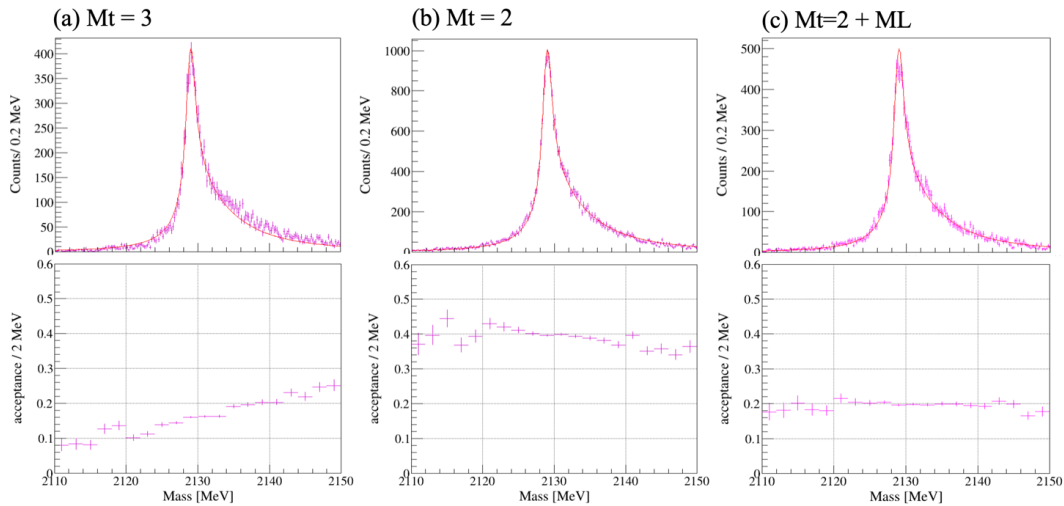


図 4.20: 各手法における Acceptance。Mt=2+ML 手法 (c) は、質量依存性がほとんどない平坦な特性を示し、スペクトル形状へのバイアスが最小限に抑えられていることがわかる。

ここで特筆すべき点は、本研究で構築したニューラルネットワークの入力特徴量として、散乱 π^- の運動量や missing mass そのものの情報を一切与えていないことである。これらを与えていないため、モデルは内部で missing mass 計算に相当する処理を行っているわけではなく、質量依存的なカット (Bias) もかからない。代わりに、ニューラルネットワークは dE/dx や方向ベクトルといった反応のトポロジー情報を、入力変数間の多次元的な相関として有機的に学習している。その結果、物理的なスペクトル形状を歪めることなく、高い精度で背景事象のみを除去することに成功している。

前項で確認されたフィッティング精度の向上も、この Acceptance の平坦性によって説明できる。Mt=3 では形状歪みが存在するため、本来の物理関数によるフィッティングとの間にわずかな乖離が生じ、これが χ^2/ndf を押し上げる要因となる。一方、Mt=2+ML では歪みがほとんどないため、理論関数がデータをより正確に再現でき、結果として非常に良好なフィッティング精度 ($\chi^2/ndf \approx 1.4$) が得られたと考えられる。

この特性は、実際の実験データ解析において、系統誤差を評価する上で極めて強力な武器となる。Mt=3 選別では形状歪み (Bias) が存在するため、シミュレーションとの比較による

Acceptance 補正が必須となるが、このときシミュレーションの不完全性が直接的な系統誤差となる。これに対し、Bias のかかっていない $Mt=2+ML$ 事象を用いることで、Acceptance 補正の妥当性をデータ自身から検証することが可能となる。すなわち、 $Mt=2+ML$ の手法は、単に解析可能な統計量を倍増させるだけでなく、異なる系統誤差を持つ独立なサンプルを提供することで、実験結果の信頼性を担保する上でも不可欠な役割を果たすと言える。

4.6 本章のまとめ

本章では、E90 実験における準自由 (QF) 背景事象の抑制手法について、詳細なシミュレーションを用いた評価と、機械学習を導入した新たな選別手法の開発について述べた。

まず、Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションにより、従来の HypTPC 飛跡多重度 (Mt) を用いた選別手法の性能を評価した。Mt=3 選別は、QF 背景事象を強力に抑制できる一方で、統計量が制限されることに加え、検出効率の運動量依存性に起因するスペクトル形状の歪み (Bias) が生じることが明らかとなった。一方、Mt=2 選別は Mt=3 の 2 倍以上の統計量を持ち、スペクトル歪みも小さいという利点を持つが、QF 背景事象の混入により S/N 比が悪化し、フィッティングに基づき散乱長を決定するには精度が不十分であることが示された。

このトレードオフを解消するため、本研究ではニューラルネットワークを用いた多変量解析手法を導入した。入力変数として各飛跡のエネルギー損失 (dE/dx) や方向ベクトルといったトポロジー情報を用い、ベイズ最適化 (Optuna) によるハイパーパラメータチューニングや、不均衡データ対策 (Class Weighting)、SHAP 値によるモデル解釈を取り入れることで、物理的に妥当かつ高性能な分類モデルを構築した。

構築したモデル (Threshold=0.8) を適用した結果、以下の成果が得られた。

1. **高い S/N 比と統計量の両立:** 背景事象を効果的に除去し、物理的に重要となるカスプ領域における背景事象混入率を、最も純度が高いとされる Mt=3 条件に匹敵するレベルまで低減した。同時に、シグナル統計量においても Mt=3 と同等以上を確保することに成功した。
2. **スペクトル歪みの回避:** 機械学習選別後の信号成分 (Acceptance) には質量依存的な歪みが見られず、フラットな特性を維持していることが確認された。これは、入力変数に missing mass 計算に直結する情報を与えず、純粋に反応のトポロジー関連のみを学習させた設計によるものである。
3. **フィッティング精度の向上:** missing mass 分布に対するフィッティング評価において、Mt=2 単独の場合から大幅に改善しただけでなく、形状歪みを持つ Mt=3 条件をも上回る極めて良好な精度 (χ^2/ndf) を達成した。

各選別条件における比較結果を表 4.5 にまとめる。表に示す通り、「Mt=2 + ML」の手法は、統計量、BG 混入率、形状の正確さ (バイアス無し)、そしてフィッティング精度のすべての面でバランスが取れており、本実験の目的である ΣN 散乱長の精密決定を行う上で極めて強力な手法であると結論付けられる。

また、Mt=3 と本手法 (Mt=2+ML) は互いに独立な事象群を扱う。これにより、両者を併用して従来手法の約 2 倍の統計量を確保できるだけでなく、スペクトル形状にバイアスのかかる

Mt=3 解析の結果を、バイアスのない Mt=2+ML 解析の結果と突き合わせることで、Acceptance 補正等に関わる系統誤差をデータ自身から評価することが可能となる。本研究で確立した手法は、統計・系統誤差の両面から E90 実験の物理成果の信頼性を高めるものである。

表 4.5: 各事象選別手法の性能比較まとめ。Stats. はシグナルの統計量 (2050 ~ 2250 MeV/ c^2)、BG Contami. はピーク領域 (2124 ~ 2139 MeV/ c^2) における背景事象の混入率を示す。 χ^2/ndf は同ピーク領域でのフィッティング精度である。

| Method | Stats. | BG Contami. | Bias | χ^2/ndf | 総合評価 |
|-----------|---------------|---------------|-----------|--------------|-----------------------|
| Inclusive | 76,000 | 68.22 ± 0.01% | — | — | — |
| Mt=3 | 13,180 | 1.77 ± 0.01% | あり | 2.23 ± 0.19 | 高 S/N だが形状歪みあり |
| Mt=2 | 29,369 | 10.94 ± 0.03% | なし | 8.93 ± 0.09 | 統計量が多いが S/N が悪い |
| Mt=2 + ML | 14,645 | 2.10 ± 0.02% | なし | 1.44 ± 0.06 | 高 S/N・歪みなし・高精度 |

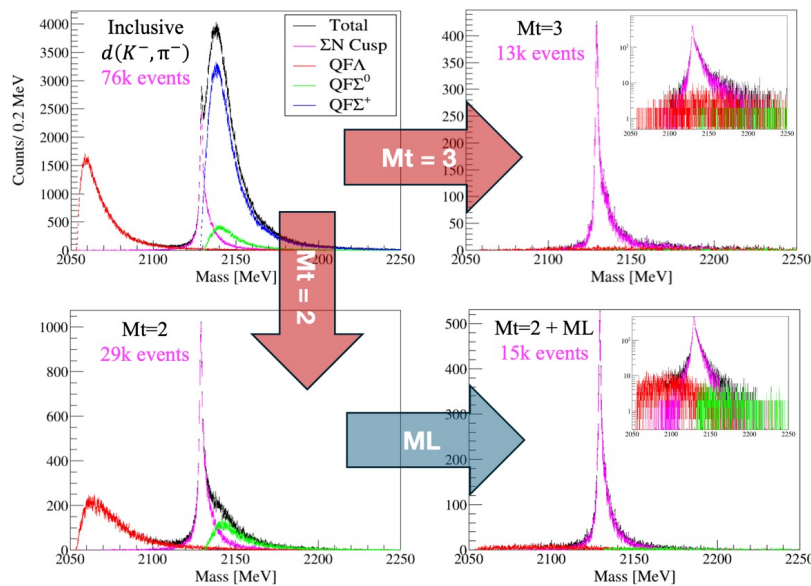


図 4.21: シミュレーションで得られた、本実験で想定される $d(K^-, \pi^-)$ inclusive missing mass スペクトル (左上) と、各手法に基づき背景事象を抑制した後のスペクトルの比較。各図の左上にシグナルの統計量を示す。機械学習 (Mt=2+ML) を用いることで、QF 背景事象を劇的に抑制しつつ、Mt=3 と同程度の高い S/N を保ったまま十分な統計量でシグナルを抽出できることが示された。

第5章 まとめ

本章では、J-PARC E90 実験に向けた本研究の成果を総括し、今後の課題と展望を述べる。

5.1 本研究の総括

本研究では、 $d(K^-, \pi^-)$ 反応を用いた ΣN カスプ精密分光実験 (J-PARC E90) において、 ΣN 相互作用の解明に向けた鍵となる「高統計かつ高純度なデータの取得」を実現するための技術開発を行った。具体的には、チェレンコフ検出器 (SAC) の開発、トリガーシステムの構築、および機械学習を用いた背景事象抑制手法の確立であり、その成果は以下の通りである。

SAC の開発と性能実証

S-2S スペクトロメータのアクセプタンスを最大化しつつ、散乱 π^- を効率的に選別するため、「コンパクト」かつ「高い検出効率」を有するエアロジェルチェレンコフ検出器 (SAC) を開発した。Geant4 シミュレーションと実機検証に基づき、PMT の増設を含めたデザインの最適化を行うことで、初期の課題であった光量不足を解決した。K1.8 ビームラインでのビームテストにおいては、99%以上の高い π^- 検出効率を達成し、かつ高強度ビーム環境下や漏れ磁場環境下でも安定して動作することを実証した。また、懸念された K^- による誤検出についても詳細に評価を行い、閾値設定 (120 ~ 180 mV) に応じて約 4% ~ 8% の範囲で制御可能であることを確認した。この特性は、次項のトリガーレート見積もりに反映された。

トリガーレートの評価と最適化

2024年5月に取得したテストデータを用いた解析により、BAC 閾値の最適化 (ADC 210 ch) および TOF/WC 選別を適用することで、物理トリガーのベースラインとなるレートを 0.38 k/spill まで抑制可能であることを実証した。この結果に基づき、E90 本番条件 (ビーム強度 5×10^5 /spill) における物理トリガーレートを約 0.96 k/spill (約 0.44 kHz) と見積もった。これに、前項で評価した SAC の誤検出に起因するフェイクトリガーを加算した総トリガーレートは 1.9 k/spill ~ 2.9 k/spill の範囲に収まる。この条件下において、DAQ のデータ収集効率 (DAQ efficiency) は約 84% ~ 89% という高い値を維持できるため、開発した SAC と最適化したトリガーロジックの組み合わせにより、実験遂行に十分な性能が確保されたと結論付けた。

背景抑制手法の開発

ΣN 散乱長の精密決定において、準自由生成過程 (QF) による背景事象の混入と、それに伴うスペクトル形状の歪みは、解析における致命的な系統誤差要因となる。特に、物理的に最も重要となる ΣN カスプのピーク領域 (2124 ~ 2139 MeV/ c^2) における背景事象の混入は、フィッティング精度を著しく低下させる主因であった。

本研究では、Geant4 シミュレーションを用いた詳細な評価により、従来の HypTPC 飛跡多重度 (Mt) のみに依存した選別では、統計量の確保とスペクトル品質 (歪みのなさ) の両立が困難であることを明らかにした。具体的には、Mt=3 選別は背景事象を強力に抑制できる (混入率約 1.8%) 一方で、統計量が制限され、acceptance の運動量依存性に起因したスペクトル形状の歪み (Bias) が生じるという欠点があった。対して、統計量に優れスペクトル歪みも小さい Mt=2 選別は、上記のピーク領域において約 11% もの背景事象を含んでおり、これがフィッティング精度の著しい悪化 ($\chi^2/ndf \approx 8.9$) を招いていた。

この課題を解決するため、本研究では Mt=2 事象に対してニューラルネットワークを用いた多変量解析手法を導入した。本手法の適用により、ピーク領域における背景事象混入率は約 2.1% まで劇的に低減された。この値は、最も純度が高いとされる Mt=3 選別 (約 1.8%) に匹敵する水準である。さらに、Mt=3 条件と同等以上の統計量を確保しつつ、スペクトル形状に歪みが生じないことを確認した。

特筆すべき成果として、missing mass 分布のフィッティングにおける精度が、Mt=2 単独の $\chi^2/ndf \approx 8.9$ から ≈ 1.4 へと大幅に改善した点が挙げられる。これは、形状歪みを持つ Mt=3 条件 ($\chi^2/ndf \approx 2.2$) をも上回る極めて良好な精度である。歪みのない Mt=2+ML のデータセットが得られたことで、歪みを持つ Mt=3 データセットに対する Acceptance 補正の妥当性を、独立なサンプルを用いて検証することが可能となった。

以上より、本研究で開発した SAC による「高効率なデータ収集」と、機械学習を導入した解析手法による「高精度な事象選別」の確立により、E90 実験において世界最高の質量分解能と統計量を両立して ΣN カスプを測定し、その散乱長を決定するための準備が整ったと結論付ける。

5.2 今後の課題と展望

最後に E90 実験の本番に向けた、今後の課題と展望を以下に挙げる。

実ビームを用いた最終調整

E90 実験の立ち上げ時に、実ビームを用いて SAC の閾値およびタイミングの再校正を行う。また、BAC/TOF/WC と組み合わせたトリガー論理が、実際のビーム環境下で想定通りのレート制御機能を発揮するか確認する。

DAQ・トリガー運用の最適化

計画ビーム強度 5×10^5 /spill 条件において、実際のトリガーレートと DAQ efficiency を測定し、本研究で見積もったレート範囲 (1.9 ~ 2.9 k/spill) と照らし合わせながら、物理データの取得効率が最大となるように SAC 閾値やロジック (Prescale 等) の微調整を行う。

背景抑制手法の実データ適用

開発した機械学習モデル (Mt=2 + ML) を実データ解析に適用するにあたり、シミュレーションと実データの乖離 (Domain Shift) を慎重に評価する必要がある。具体的には、既知の反応 (Mt=3 事象や Σ^\pm 生成事象など) をコントロールサンプルとして用い、入力特徴量となる飛跡の幾何学的パラメータや dE/dx の分布がシミュレーションと一致するかを確認する。乖離が見られる場合は、シミュレーション側の検出器応答 (位置分解能やエネルギー分解能) に補正 (Smearing) を加えることで対応する。最終的に、機械学習の識別閾値を変化させた際の物理量 (断面積や散乱長) の変動幅から系統誤差を評価し、標準のオフライン解析フローとして確立させる。

これらの課題を遂行することで、E90 実験は ΣN 散乱長の精密決定とカスプ構造の起源解明に向けて、信頼性の高い物理結果を創出できると期待される。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、多くの方々に多大なるご支援とご助力を賜りました。お世話になった全ての方々に、ここに深く感謝申し上げます。

特に、指導教員である市川裕大准教授、ならびに早川修平助教には、研究の右も左もわからなかった学部生の頃より、長きにわたり熱心なご指導をいただきました。毎週のミーティングやJ-PARC への移動の車中、食事の際など、あらゆる場面で私の質問や相談に真剣に向き合ってください、数えきれないほどの有益な助言をいただきました。研究においては、ハードウェアからソフトウェア開発に至るまで、自主性を尊重し、自由に挑戦させていただけたことは、私にとって最大の幸運でした。そのおかげで、多角的な技術に触れて視野を広げると同時に、自分の興味を深く掘り下げていくことができました。お二人の、常に真摯に、そして情熱的に物理と向き合うプロフェッショナルな姿勢からは、研究者としてあるべき姿を学ばせていただきました。そのような温かいご指導をいただく一方で、日頃より非常に気さくに接してくださり、私の他愛のない話にも耳を傾けてくださったおかげで、今日まで楽しく研究を続けることができました。出張先などで当地の美味しいお酒や料理をたくさん教えていただいたことも、かけがえのない思い出です。

田村裕和教授、三輪浩司教授、金田雅司准教授には、ハイパー核ゼミや講義、ミーティングを通じて、物理の奥深さをご教授いただきました。特に、田村教授や三輪教授が授業やゼミの中で、ハドロン物理の魅力について楽しそうに語られる姿は、私が物理を学び続ける上での大きなモチベーションとなりました。また、ミーティングでは研究を進める上で多くの有益なご助言をいただき、円滑に研究を進めることができました。

日本原子力研究開発機構（JAEA）の谷田聖氏、山本剛史氏、および高エネルギー加速器研究機構（KEK）の鵜養美冬准教授には、ミーティングを通じて理論・実験双方の観点から解析に関する貴重なご助言を賜りました。また、J-PARC ハドロンホールでの実験作業において、現場での多大なご支援をいただきました。

研究室の先輩である Haein Lee 氏、齋藤隆太氏には、日々の解析や実験に関する相談に乗っていただくだけでなく、研究に向き合う姿勢そのものを背中を示していただきました。お二人の妥協のない姿勢と、後輩を気遣う優しさは、研究に行き詰まった際の私の大きな心の支えであり、心より感謝しております。同期の嶋崎開斗氏とは、互いに切磋琢磨し、東海村での実験生活を共に乗り越えることができ、その存在は非常に心強いものでした。また、佐々木瑠璃氏、中山雄介

氏、安達哲平氏をはじめとする皆様とも、苦楽を共にする仲間として多くの時間を共有しました。皆様がひたむきに研究に奮闘する姿や、実験の合間の何気ない会話が、日々の研究における活力となっていました。

原田健志氏、江端健悟氏、成済秀氏、渡辺大護氏、今本亮氏、洪雨寧氏には、K1.8 ビームラインでの実験において多大なご協力をいただきました。大浦文也氏、木野量子氏をはじめとする先輩方には、食事に連れて行っていただくなど、研究生生活を公私にわたり温かく支えていただきました。

技術職員の梅津裕生氏、事務職員の高橋あゆみ氏、梶みどり氏には、実験環境の整備や出張手続きなど、研究生生活全般において日頃より手厚いお力添えをいただきました。

この3年間、研究室での活動のみならず、学会などの出張先でも多くの経験をさせていただきました。改めて、お世話になった全ての皆様に深く御礼申し上げます。

最後に、修士課程修了までの長きに渡り、私の進路選択を尊重し、常に温かく見守り続けてくれた家族に、心より感謝申し上げます。

付録 A 背景事象抑制における ML 閾値の比較

本文 4.5 節では、ROC 曲線と効率・純度のトレードオフを踏まえ、最終的な閾値を Threshold = 0.8 に設定した。本章では、比較対象として Threshold = 0.5, 0.65, 0.8 とした場合の挙動を比較し、ROC 曲線の形状から直感的に想起される最適値と、実際の物理解析において最適な閾値設定との間に差異があることを示し、最終決定の妥当性を議論する。

A.1 ROC 曲線における比較

図 A.1 に、各閾値を代表点としてプロットした ROC 曲線を再掲する。一般的な機械学習モデルの評価においては、ROC 曲線が左上 (Efficiency=1, Purity=1) に最も近接する「肩」の部分 (本解析では閾値 0.5 から 0.65 付近) が、信号効率と純度のバランスが最も取れた動作点と見なされる。

しかし、本研究の目的は単なる事象選別ではなく、 ΣN 散乱長を決定するための高精度な分光解析にある。閾値 0.8 の点は、曲線の左上 (効率が低い領域) に位置しており、信号生存率 (Efficiency ~ 50%) を犠牲にしているものの、バックグラウンドをより強く抑制し、純度をより高める設定になっていることがわかる。

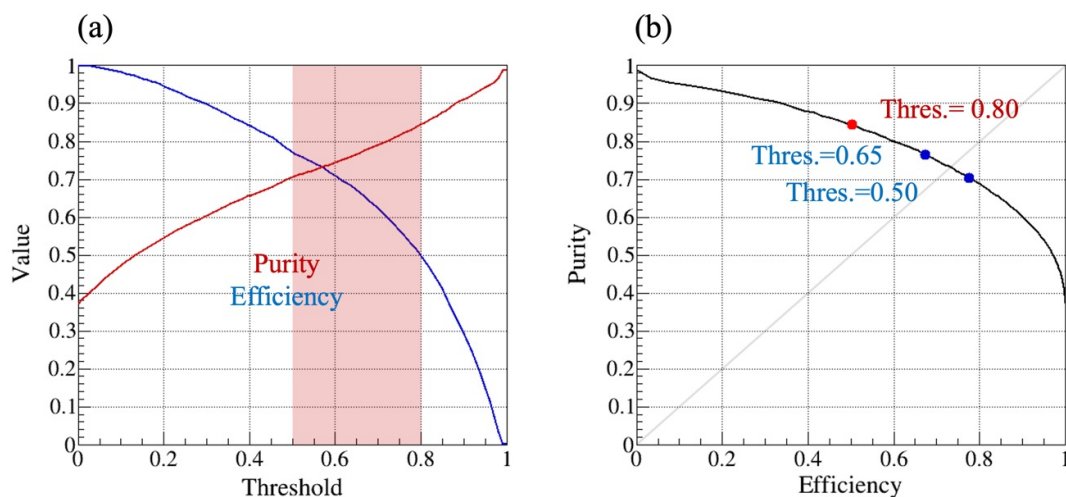


図 A.1: ML スコア閾値を 0.5, 0.65, 0.8 とした場合の効率・純度の対応を示す ROC 曲線。各閾値における ROC の点を色付きの点として表示している。

A.2 missing mass 分布と統計量の比較

次に、各閾値設定が missing mass 分布の再現性に与える影響を比較する。

ROC 曲線上でバランスが良いと見られた閾値 0.5 や 0.65 の結果 (図 A.2 and 表 A.1) を見ると、背景事象が依然として無視できない割合で残存していることがわかる。特に、ピーク領域における BG 混入率は、閾値 0.5 の場合で約 4.1%、閾値 0.65 の場合で約 3.2%となっており、選別前の Mt=2 条件 (約 10.9%) に比べれば大幅に改善しているものの、基準となる Mt=3 条件 (約 1.8%) と比較すると約 2 倍程度の背景事象が依然として混入していることがわかる。一方、純度を優先した閾値 0.8 では、BG 混入率が約 2.1%まで低下し、Mt=3 の水準に肉薄している。

ここで決定的な評価指標となるのが、フィッティング精度 (χ^2/ndf) である。 χ^2/ndf は、「背景事象の混入 (ノイズ)」と「アクセプタンスに起因する形状の歪み (バイアス)」の両方に依存する。Mt=3 条件では、背景事象こそ少ないもののバイアスが大きいために $\chi^2/ndf = 2.2$ に留まる。一方で、ML 手法 (Mt=2+ML) は、いずれの閾値においてもバイアスが極めて小さく抑えられているという利点を持つ。この「低バイアス特性」を維持したまま、閾値を 0.8 まで高めて背景事象混入を最小化させた結果、 $\chi^2/ndf = 1.4$ という最も理想的なスペクトル再現性が実現された。

さらに統計量に着目すると、閾値 0.8 という厳しい選別条件下でも 14,645 イベントが確保されており、Mt=3 (13,180) と同等以上の統計精度を維持していることがわかる。

表 A.1: 各選別条件における比較。BG Contamination、Acceptance Bias、 χ^2/ndf はいずれもピーク領域 (2124 ~ 2139 MeV) における値である。閾値 0.8 において、Mt=3 と同等の BG 抑制能力を維持しつつ、バイアスの低減により統計的により確実なフィッティング結果が得られている。

| Method | Threshold | Stats. (2050–2250 MeV) | BG Contami. (2124–2139 MeV) | Acceptance Bias | χ^2/ndf (2124–2139 MeV) |
|---------|-------------|---------------------------|--------------------------------|--------------------|---------------------------------|
| Mt=3 | - | 13,180 | $1.77 \pm 0.01\%$ | 大 | 2.23 ± 0.19 |
| Mt=2 | - | 29,369 | $10.94 \pm 0.03\%$ | 小 | 8.93 ± 0.09 |
| | 0.50 | 22,663 | $4.06 \pm 0.04\%$ | なし | 1.88 ± 0.29 |
| Mt=2+ML | 0.65 | 19,687 | $3.19 \pm 0.02\%$ | なし | 1.67 ± 0.21 |
| | 0.80 | 14,645 | $2.10 \pm 0.02\%$ | なし | 1.44 ± 0.06 |

A.3 結論

以上の比較から、ROC 曲線上的の見かけの最適値 (0.5~0.65) ではなく、純度を重視した閾値 0.8 を選択することで初めて、 $M_t=3$ と同等の低い BG 混入率を実現しつつ、ML 特有のフラットなアクセプタンス特性を最大限に活かした解析が可能になることが確認された。したがって、統計量と解析精度の両立という観点から、本解析における閾値 0.8 の採用は妥当であると結論付けられる。

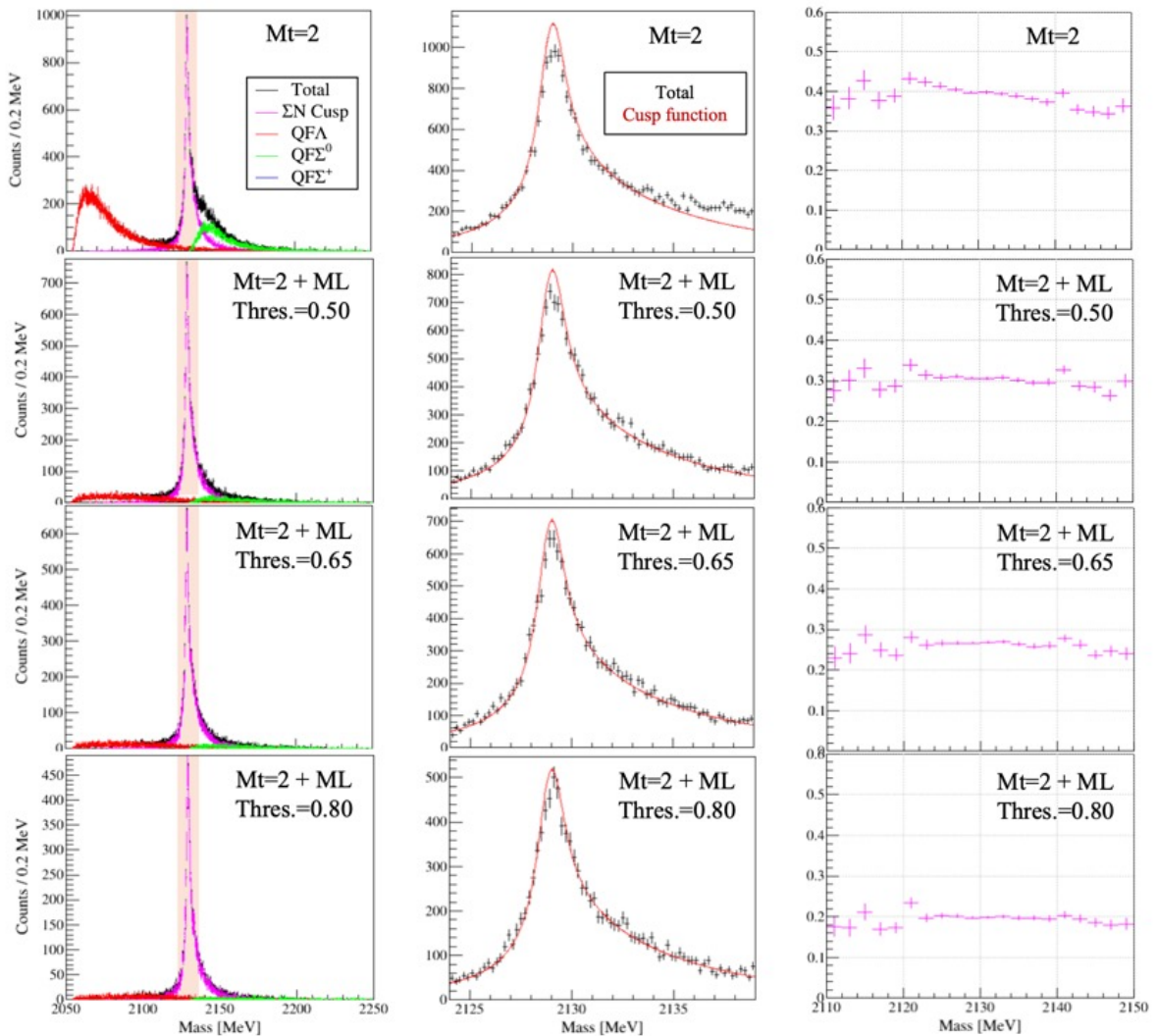


図 A.2: 閾値を 0.5, 0.65, 0.8 とした場合の $M_t=2+ML$ 事象に対する missing mass 分布の比較。左から順に missing mass 分布、シグナル選別後の全事象 fitting 結果、acceptance の結果を示す。

付録 B HypTPC 実験における機械学習を用いた粒子識別手法の開発

本論文の4章では、 ΣN カスプ観測における背景事象抑制のために機械学習（ニューラルネットワーク）を導入し、その有効性を示した。本章では、その基礎検証として、より一般的かつ基本的なタスクである「粒子識別（PID）」に対して機械学習を適用した研究結果について述べる¹⁾。

本研究の目的は、複雑な事象選別へ応用する前段階として、機械学習が HypTPC の検出器応答（特に dE/dx と ToF）から有効な特徴量を抽出できるかを評価することにある。特に、従来手法では情報を縮約（平均化）して扱っていた dE/dx 分布に対して、機械学習がその非線形な相関や微細な特徴を学習し、識別精度やロバスト性を向上させられるかを検証した。

B.1 はじめに

従来、HypTPC における PID 解析は、運動量に加え、ToF（飛行時間）と dE/dx （エネルギー損失）の欠損平均（truncated mean）の2次元相関をもとに行われてきた。ToF と dE/dx はいずれも粒子の速度 β に依存する物理量であり、これらの相関は粒子種を識別するための強力な指標となる。

しかし、従来の「欠損平均」を用いる手法は、 dE/dx 分布の裾野（Landau tail）による変動を抑えて解析を単純化できる反面、各パッドから得られる微細な飛跡情報（位置依存性や局所的なエネルギー損失の揺らぎなど）を平均化により消失させてしまう側面がある。これに対し、多変量解析の一種である機械学習を用いれば、平均化された値だけでなく、変数間の非線形な相関や、これまで見過ごされていた微細な特徴パターンを抽出することで、PID 精度の向上が期待される。

本研究では、機械学習導入の第一段階として、まずは従来の入力変数（運動量、ToF、truncated mean dE/dx ）を用いた場合でも、機械学習が従来手法（尤度法）と比較して優れた識別性能を発揮できるかを検証した。

¹⁾本シミュレーションのソースコードは GitHub リポジトリにて公開している: <https://github.com/hyptpc/ml-g4particle>

B.2 解析手法

機械学習の適用可能性を評価するため、Geant4 を用いたモンテカルロ・シミュレーションにより学習データセットを作成し、多層パーセプトロン (MLP) モデルによる分類性能の評価を行った。

B.2.1 データセットの準備

学習データセットのサイズは、モデルの十分な収束を保証しつつ、学習時のメモリアオーバーフローを防ぐバランスを考慮し、計 300 万イベントとした。また、学習における特定の粒子種へのバイアス (偏り) を避けるため、HypTPC を通過する陽子、 π 中間子、 K 中間子の各事象数が同数となるように調整した。さらに、粒子の運動量は、HypTPC 実験における標準的な領域である 300 MeV/c から 800 MeV/c の範囲で一様に分布させた。

本研究は基礎検証であるため、検出器のジオメトリは図 B.1 (a) のように簡略化したモデルを使用し、粒子の崩壊プロセスは除外している。入力特徴量には以下の 3 種類を用いた。

- **運動量:** ビーム生成時の運動量。
- **ToF:** HypTPC 実験における典型的な時間分解能である 150 ps のガウシアン・スメアリングを適用した値。
- **dE/dx:** 32 層のパッド層で記録されたエネルギー損失値を昇順にソートし、上位 30% を除外して平均化した truncated mean 値 (図 B.1 (b))。

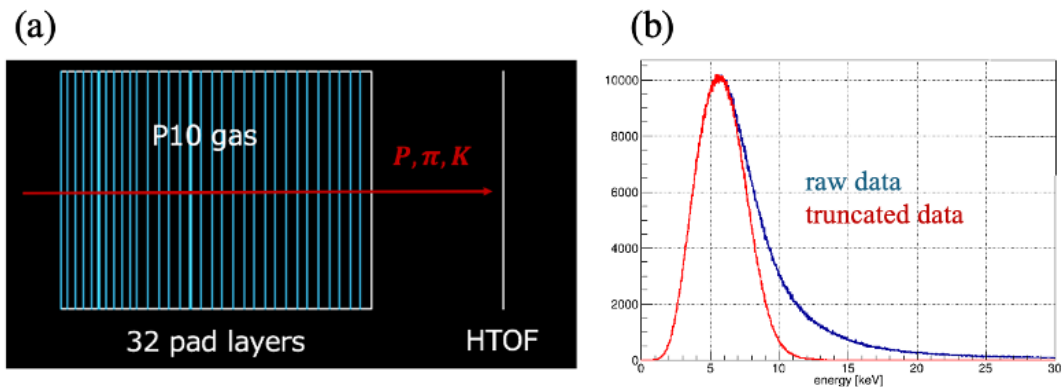


図 B.1: (a) Geant4 シミュレーションにおける HypTPC の簡略化ジオメトリ。各ブロックはパッド層に対応する。(b) dE/dx 分布の比較 (全パッドの平均値と上位 30% カット後の truncated mean)。Truncated mean により Landau tail の影響が抑制されていることがわかる。

B.2.2 機械学習モデル

粒子を陽子 (p)、 π 中間子 (π)、 K 中間子 (K) の3つのクラスに分類する教師あり学習モデルを構築した。モデルアーキテクチャには全結合ニューラルネットワーク（多層パーセプトロン; MLP）を採用した。これは4章で用いたモデルと同様の基本的な構造であり、入力層、複数の隠れ層、出力層から構成される。

ハイパーパラメータの最適化にはフレームワーク Optuna [45] を使用し、隠れ層の数やノード数、学習率などを調整した。最終的なモデル構成は、図 B.2 に示すように、各層のノード数が 1024、1024、256 の3層の隠れ層を持つ構成とした。実装には PyTorch を用い、最適化アルゴリズムには確率的勾配降下法 (SGD)、損失関数には多クラス交差エントロピー誤差を採用した。

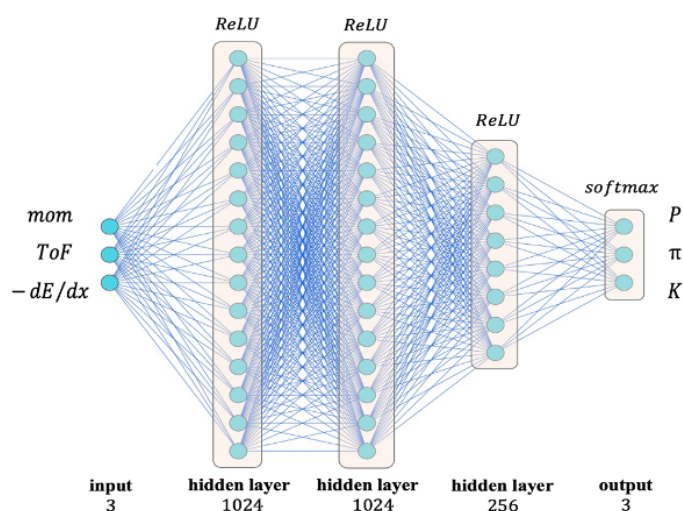


図 B.2: 本研究で使用した機械学習モデル (MLP) のネットワーク構成図。

B.3 学習結果

学習済みモデルの性能を、学習データとは独立したテストデータセットを用いて評価した。その結果、3クラス (p, π, K) の総合的な正解率 (Accuracy) は 98.4% に達し、高い分類性能が確認された。

図 B.3 (c) の混同行列 (Confusion Matrix) に示すように、陽子に関してはほぼ 100% の精度で識別できている。一方、 π 中間子と K 中間子の間にはわずかな誤分類が見られる。これは、当該運動量領域において両者の速度 β が近く、 dE/dx および ToF の分布が一部重複しているという物理的な制約に起因するものである。

学習過程の推移を図 B.3 (a), (b) に示す。学習データ (Train) と検証データ (Validation) のスコア乖離が小さく、過学習 (Overfitting) を起こさずに汎化性能を獲得できていることがわかる。

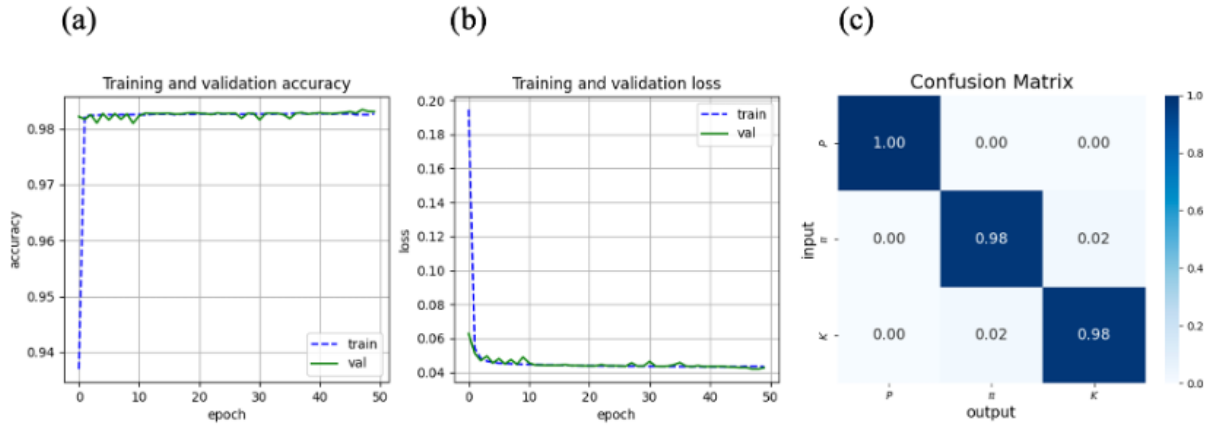


図 B.3: (a) エポック数に対する正解率の推移。(b) 損失関数の推移。(c) テストデータに対する混同行列。陽子は完全に識別され、 π/K 分離も高い精度で実現されている。

B.4 従来手法との比較

機械学習の有用性を定量的に評価するため、従来の尤度法 (Likelihood Method) との比較を行った。

B.4.1 従来の尤度法

比較対象とした尤度法は、運動量ビンごとに各粒子種の dE/dx と ToF の確率密度関数 (PDF, 図 B.4 参照) を作成し、それに基づいて各粒子である尤度 (Likelihood) を計算する手法である。例えば π 中間子の尤度 L_π は次式で定義され、閾値 L_{cut} を用いて選別を行う。

$$L_\pi = \frac{P_\pi}{P_p + P_\pi + P_K} \quad (\text{B.4.1})$$

ここで、 P_i は入力データが粒子 i である確率密度を表す。

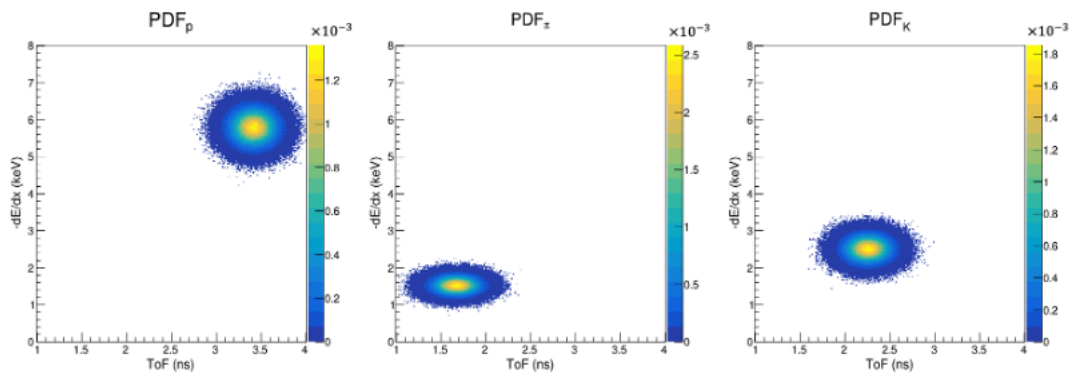


図 B.4: 運動量 0.5 GeV/c における dE/dx および ToF の確率密度関数 (PDF)。

B.4.2 性能評価 (FoM による比較)

分類性能の指標として、信号生存率 (Efficiency) と純度 (Purity) の積で定義される性能指数 (Figure of Merit: FoM) を用いた。従来手法ではカット閾値 L_{cut} を手動で走査して FoM が最大となる点を探索する必要がある (図 B.5)。これに対し、機械学習では出力されるクラス確率 (Softmax 出力) が最大となるクラスを採用するだけで、動的に閾値が決定される。

図 B.6 に各粒子種における最大 FoM の比較を示す。赤点で示した機械学習の結果は、従来手法 (青点) の最大値と同等、あるいはそれを上回る性能を示している。特筆すべきは、機械学習モデルが「人による閾値調整なしに」自動的に最適な分離境界を学習・適用している点である。これは解析者の主観によるバイアスを排除し、実験データの解析における再現性と一貫性を担保する上で大きな利点となる。

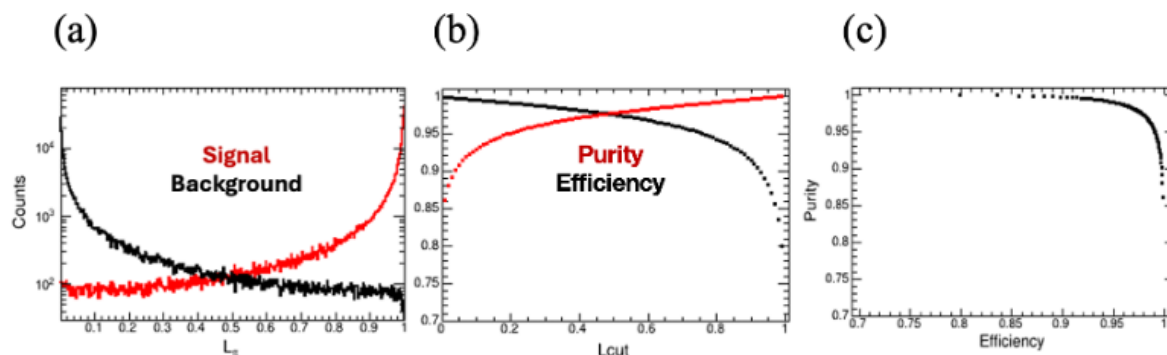


図 B.5: (a) 尤度分布。(b) 閾値 L_{cut} に対する Efficiency と Purity の変化。(c) ROC 曲線。

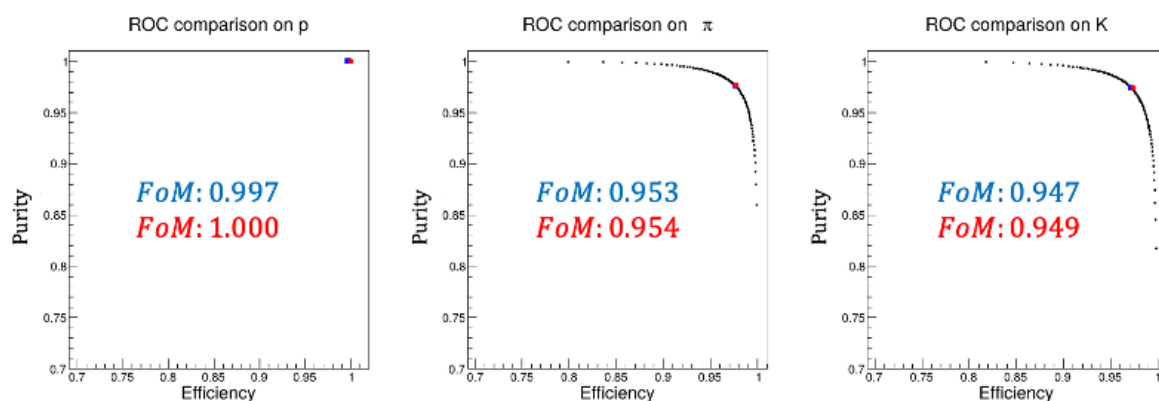


図 B.6: 従来手法 (青) と機械学習 (赤) の FoM 比較。機械学習は全領域で最適に近い性能を自動的に達成している。

B.5 飛跡長依存性とロバスト性

実際の HypTPC 実験において、粒子の飛跡長（パッド通過層数）は散乱角によって大きく変動する（図 B.7）。散乱角が大きいイベントでは飛跡長が短くなり、 dE/dx のサンプリング数が減少するため、PID 精度が低下する傾向にある。

図 B.8 は、使用可能なパッド層数に対する分類精度の変化を示している。従来手法（Likelihood）は、層数が減少するにつれて dE/dx の統計精度が悪化する影響を直接受け、識別精度が著しく低下する。一方、機械学習（ML）は、層数が少ない領域（飛跡長が短い領域）においても高い精度を維持していることがわかる。これは、機械学習モデルが dE/dx の平均値だけでなく、運動量や ToF との多次元的な相関関係を効果的に学習し、 dE/dx 情報の欠損を他の情報で補完しているためと解釈できる。

この「情報量が制限される条件下でのロバスト性（頑健性）」は、飛跡長が短い事象も有効に解析に使用できる可能性を示唆しており、実験の統計量を最大化する上で重要な特性である。

なお、全パッドの生の dE/dx 値を個別に入力する手法（individual）も試行したが、本研究の条件下では truncated mean を入力とする手法の方がわずかに精度が高かった。これは入力次元数の増大に対し、学習データの規模やモデル構造の最適化が追いついていない可能性があり、次元圧縮等の前処理の導入により改善される余地がある。

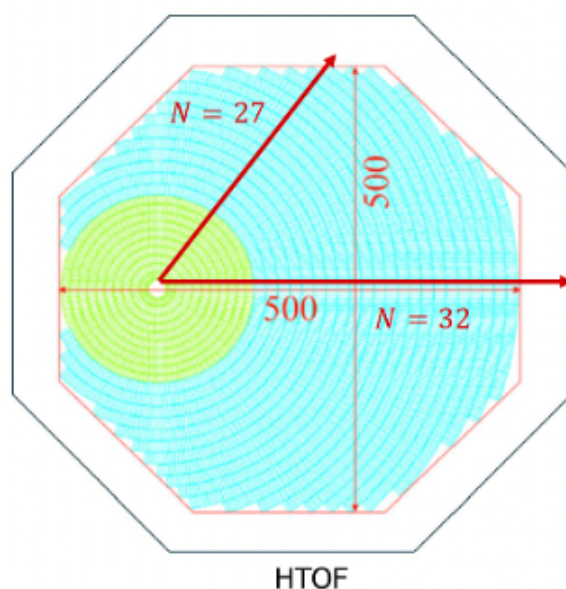


図 B.7: 散乱角と飛跡長（パッド通過数）の関係。角度がつかると飛跡長が短くなり、 dE/dx のサンプル数が減少する。

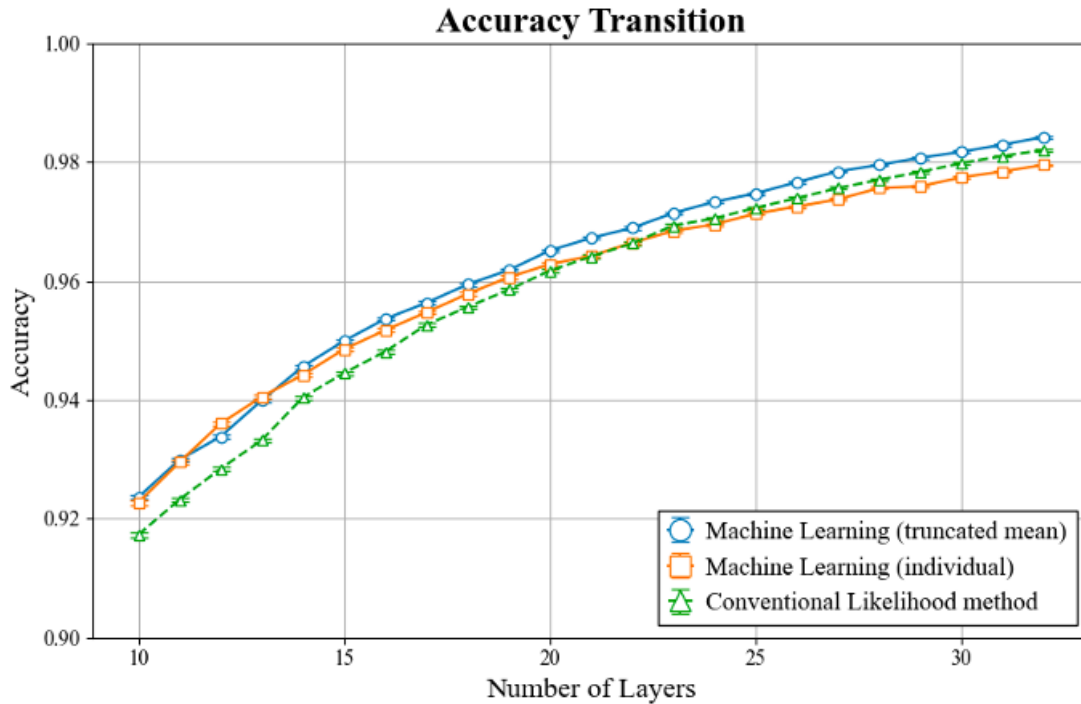


図 B.8: パッド層数に対する分類精度の依存性。機械学習（赤・緑）は従来手法（青）に比べ、層数が減っても精度が落ちにくいロバスト性を示している。

B.6 まとめ

本付録では、HypTPC における粒子識別手法として機械学習（MLP）を適用し、その性能を検証した。シミュレーションデータを用いた評価の結果、機械学習は以下の利点を持つことが確認された。

1. 従来の尤度法と同等以上の識別性能（FoM）を、閾値の手動調整（解析者によるバイアス）なしに自動的に達成できる。
2. 飛跡長が短い（情報量が少ない）イベントに対しても高い識別精度を維持するロバスト性を持つ。

本研究で得られた知見は、HypTPC のような TPC 検出器において、機械学習が複雑な検出器応答から有効な特徴を抽出する能力に長けていることを示している。実際、ここでの研究成果は、本論文 4 章で展開した「背景事象抑制」への機械学習導入を強く動機づけるものとなっている。さらに、本研究の結果は、HypTPC が取得する多次元情報を最大限に活用する上で、機械学習を用いた多変量解析が極めて有用であることを実証するものであり、将来の HypTPC 実験全体において、機械学習がデータ解析の強力なツールとなり得ることが示されたと言える。

参考文献

- [1] Orin I Dahl, Nahmin Horwitz, Donald H Miller, Joseph J Murray, and Paul G White, *Physical Review Letters* **6**, 142 (1961).
- [2] S. B. Yang, K. Tanida, *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **117**, 011801 (2016).
- [3] S. B. Yang, K. Tanida, *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* **108**, L031104 (2023).
- [4] Yudai Ichikawa, Workshop on the Project for the Extended Hadron Experimental Facility of J-PARC **1**, 67 (2019).
- [5] JR Batley, C Lazzeroni, DJ Munday, MW Slater, SA Wotton, Roberta Arcidiacono, G Bocquet, Nicola Cabibbo, A Ceccucci, D Cundy, *et al.*, *Physics Letters B* **633**, 173–182 (2006).
- [6] JR Batley, AJ Culling, G Kalmus, C Lazzeroni, DJ Munday, MW Slater, SA Wotton, Roberta Arcidiacono, G Bocquet, Nicola Cabibbo, *et al.*, *The European Physical Journal C* **64**, 589–608 (2009).
- [7] RH Dalitz, *Nuclear Physics A* **354**, 101–126 (1981).
- [8] Richard Henry Dalitz and A Deloff, *Czechoslovak Journal of Physics B* **32**, 1021–1039 (1982).
- [9] Makoto Oka, Kiyotaka Shimizu, and Koichi Yazaki, *Progress of Theoretical Physics Supplement* **137**, 1–20 (2000).
- [10] T Nagae, T Miyachi, T Fukuda, H Outa, T Tamagawa, J Nakano, RS Hayano, H Tamura, Y Shimizu, K Kubota, *et al.*, *Physical Review Letters* **80**, 1605 (1998).
- [11] Tai Ho Tan, *Physical Review Letters* **23**, 395 (1969).
- [12] O Braun, HJ Grimm, V Hepp, H Stroebele, C Thoel, TJ Thouw, F Gandini, C Kiesling, DE Plane, and W Wittek, *Nuclear Physics B* **124**, 45–60 (1977).
- [13] D Eastwood, JR Fry, FR Heathcote, GS Islam, DJ Candlin, G Copley, GR Evans, JR Campbell, WT Morton, PJ Negus, *et al.*, *Physical Review D* **3**, 2603 (1971).
- [14] C Pigot, JP De Brion, A Caillet, JB Cheze, J Derre, G Marel, E Pauli, G Vrana, G d’Agostini, G Auriemma, *et al.*, *Nuclear Physics B* **249**, 172–188 (1985).
- [15] A Budzanowski, A Chatterjee, H Clement, E Dorochekevitch, P Hawranek, F Hinterberger, R Jahn, R Joosten, K Kilian, S Kliczewski, *et al.*, *Physics Letters B* **692**, 10–14 (2010).

- [16] Shreyasi Acharya, Dagmar Adamová, Alexander Adler, Jonatan Adolfsson, G Aglieri Rinella, Michelangelo Agnello, Neelima Agrawal, Zubayer Ahammed, Shakeel Ahmad, Sang Un Ahn, *et al.*, Physics Letters B **833**, 137272 (2022).
- [17] Y. Ichikawa, K. Tanida, and J-PARC E90 Collaboration, High resolution spectroscopy of the ΣN cusp by using the $d(K^-, \pi^-)$ reaction. See https://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_2201/pdf/P90_2022-03.pdf.
- [18] Johann Haidenbauer and Ulf-G Meißner, Physical Review C—Nuclear Physics **72**, 044005 (2005).
- [19] T. Takahashi, Nuclear Physics A **835**, 88-95 (2010).
- [20] J.K. Ahn *et al.*, Search for H-Dibaryon with a Large Acceptance Hyperon Spectrometer. See https://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_1201/pdf/KEK_J-PARC-PAC2011-06.pdf.
- [21] S. H. Kim, PhD thesis (2021).
- [22] H. Sako K.H. Hicks *et al.*, 3-Body Hadronic Reactions for New Aspects of Baryon Spectroscopy. See https://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_1207/pdf/P45_2012-3.pdf.
- [23] 浜松ホトニクス株式会社,. 光電子増倍管 (PMT) ハンドブック ver.4a edition (2017). https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/PMT_handbook_v4J.pdf.
- [24] C. Mitsuda *et al.*, PF-AR での GeV レンジ測定器開発テストビームラインの新設. See https://www.jstage.jst.go.jp/article/pasj/20/3/20_200304/_pdf/-char/ja.
- [25] KEK PF-AR, KEK PF-AR Test Beamline ホームページ. See <https://itdc.kek.jp/testBeamLine/index.html>.
- [26] Keizo Agari *et al.*, Progress of Theoretical and Experimental Physics **2012**, 02B011 (2012).
- [27] 浜松ホトニクス株式会社,. 光電子増倍管と関連製品. <https://datasheet.datasheetarchive.com/originals/crawler/hamamatsu.com/877b1711bb8acde24991dcddfa2d71c3.pdf>.
- [28] Xizi Zuo, Xiaoning Li, Chengchao Wang, Lanxin Ma, and Linhua Liu, Infrared Physics & Technology **134**, 104910 (2023).
- [29] Gorachand Ghosh, Optics Communications **163**, 95-102 (1999).
- [30] M. Bourdinaud, J.B. Cheze, and J.C. Thevenin, Nuclear Instruments and Methods **136**, 99-103 (1976).
- [31] M. Benot, P.J. Carlson, S. Tavernier, F. Van Den Bogaert, V.P. Henri, P. Herquet,

- J. Kesteman, O. Pingot, K.E. Johansson, J. Norrby, and J.P. Lagnaux, *Nuclear Instruments and Methods* **154**, 253-260 (1978).
- [32] 田辺 鴻典, Master's thesis (2014) See https://lambda.phys.tohoku.ac.jp/~db/human_resource/thesis/2009_B_3_M_1.pdf.
- [33] A. Levin and C. Moisan, In 1996 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record **2**, 702-706 vol.2 (1996).
- [34] Geant4 Collaboration, Geant4 Homepage Physics Process. See <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/TrackingAndPhysics/physicsProcess.html#id18>.
- [35] 上野 龍一, Master's thesis (2021) See https://www.hep.scitec.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/Ueno_mron.pdf.
- [36] 岩井 沙彩, Master's thesis (2024) See https://www-nh.scphys.kyoto-u.ac.jp/articles/thesis/mron/2024/iwai_master.pdf.
- [37] J.K. Ahn *et al.*, Technical Design Report on the Proposal E42.
- [38] B. Conforto, G.P. Gopal, G.E. Kalmus, P.J. Litchfield, R.T. Ross, A.J. Van Horn, T.C. Bacon, I. Butterworth, E.F. Clayton, and R.M. Waters, *Nuclear Physics B* **105**, 189-221 (1976).
- [39] A. Berthon, J. Vrana, I. Butterworth, P.J. Litchfield, J.R. Smith, J. Meyer, E. Pauli, and B. Tallini, *Nuclear Physics B* **24**, 417-440 (1970).
- [40] M.J. Corden, G.F. Cox, I.R. Kenyon, S.W. O'Neale, K.C.T.O. Sumorok, J.A. Stubbs, and P.M. Watkins, *Nuclear Physics B* **125**, 61-82 (1977).
- [41] M.J. Corden, G.F. Cox, A. Dartnell, D.P. Kelsey, I.R. Kenyon, J.A. Stubbs, and P.M. Watkins, *Nuclear Physics B* **153**, 485-492 (1979).
- [42] M.J. Corden, G.F. Cox, A. Dartnell, I.R. Kenyon, S.W. O'Neale, K.C.T.O. Sumorok, and P.M. Watkins, *Nuclear Physics B* **104**, 382-396 (1976).
- [43] 七村 拓野, Master's thesis (2016).
- [44] K Miyagawa and H Yamamura, *Physical Review C* **60**, 024003 (1999).
- [45] Takuya Akiba, Shotaro Sano, Toshihiko Yanase, Takeru Ohta, and Masanori Koyama, *Proc. ACM SIGKDD Int. Conf. Knowledge Discovery and Data Mining* **25**, 2623-2631 (2019).
- [46] Scott M Lundberg and Su-In Lee,. A unified approach to interpreting model predictions. Curran Associates, Inc. (2017).